

Л. Г. ШЕРСТНЕВ

**ЭЛЕКТРОННАЯ
ОПТИКА
И ЭЛЕКТРОННО-
ЛУЧЕВЫЕ
ПРИБОРЫ**

Л. Г. ШЕРСТНЕВ

ЭЛЕКТРОННАЯ ОПТИКА И ЭЛЕКТРОННОЛУЧЕВЫЕ ПРИБОРЫ

*Д о п у щ е н о
Министерством высшего и среднего
специального образования СССР
в качестве учебника
для студентов вузов,
обучающихся по специальности
«Электронные приборы».*



«ЭНЕРГИЯ»

МОСКВА 1971

6Ф0.31

Ш 49

УДК 621.385.832

Шерстнев Л. Г.

Ш 49 Электронная оптика и электроннолучевые приборы. Учебник для студентов высш. техн. учебн. заведений, М., «Энергия», 1971.

368 стр. с ил.

В книге рассмотрены основы геометрической электронной оптики и оптики интенсивных электронных пучков, основные элементы электроннолучевых приборов (фокусирующие и отклоняющие устройства, люминесцирующие экраны), а также принципы работы и характеристики наиболее распространенных и важнейших классов электроннолучевых приборов.

Книга предназначена в качестве учебника для студентов вузов.

3-3-12
300-72

6Ф0.31

ПРЕДИСЛОВИЕ

В основу книги положены соответствующий курс лекций, читаемый автором в течение последних 15 лет в Московском ордена Ленина энергетическом институте, а также изданное в 1966 г. учебное пособие по курсу «Электроннолучевые приборы» [Л. 1].

Книга состоит из четырех частей. В первых двух частях рассматриваются основы геометрической электронной оптики как физико-математической базы конструирования электроннолучевых приборов и основы электронной оптики интенсивных электронных пучков, представляющих с каждым годом все больший интерес для широкого круга специалистов, в частности, в области СВЧ электроники.

При этом автор практически не касается самих принципов работы приборов СВЧ, что представляет собой, несомненно, самостоятельную задачу, в значительной степени решенную в двухтомной книге И. В. Лебедева «Техника и приборы сверхвысоких частот» [Л. 2].

В последующих двух частях рассматриваются общие типичные элементы электроннолучевых приборов, а именно: фокусирующие устройства, отклоняющие системы и люминесцирующие экраны, а также дается обзор важнейших классов современных электроннолучевых приборов. Главное внимание уделяется физическим основам работы приборов, взаимосвязи их характеристик и параметров. Поэтому конкретные типы и конструкции тех или иных приборов не рассматриваются. Книга не содержит также сколь-нибудь подробного освещения вопросов технологии, которые достаточно полно освещены в книге В. И. Барановского «Электроннолучевые трубки» [Л. 3].

Изложение ведется в предположении, что читатель знаком с основами физической электроники, в частности с теорией поля и электронной эмиссией.

В книге совершенно не затрагивается ряд специальных вопросов лучевой электроники, например формирование пучков релятивистских скоростей в ускорителях, работа масс-спектрометров, электроннолучевая технология и т. д.

Рассматриваемые в книге вопросы в основном изложены в ряде работ отечественных и зарубежных авторов, основной список которых приводится. Однако, учитывая их объем, различный уровень и специфику изложения, разноречивой терминологии, а также разбросанность материала, особенно в периодической литературе, следует надеяться, что систематизация наиболее необходимого материала поможет студентам при проработке соответствующего курса.

Вместе с тем автор надеется, что данная книга может быть полезной для инженерно-технических работников, самостоятельно знакомящихся с основными вопросами лучевой электроники.

Для углубленного изучения рассматриваемых вопросов совершенно необходима проработка специальной литературы, в частности знакомство с периодической литературой, без чего невозможно быть в курсе даже одной из многочисленных конкретных областей быстро развивающейся лучевой электроники.

Автор выражает искреннюю благодарность коллективу кафедры Томского института радиоэлектроники и электронной техники во главе с канд. техн. наук, доцентом Д. А. Носковым и канд. техн. наук Г. А. Бернашевскому за весьма полезные замечания, высказанные при рецензировании рукописи. Автор глубоко благодарен ряду специалистов: доктору техн. наук, проф. Н. Г. Сушкину, доктору техн. наук В. А. Миллеру, канд. техн. наук И. В. Алямовскому и другим товарищам, просмотревшим ряд глав и разделов книги и сделавшим весьма ценные замечания, а также М. С. Кауфману, взявшему на себя труд по ее редактированию.

Л. ШЕРСТНЕВ

ВВЕДЕНИЕ

Лучевой электроникой можно назвать область науки и техники, которая охватывает вопросы создания направленных (сфокусированных), часто управляемых по интенсивности и направлению электронных потоков (пучков), а также вопросы применения этих пучков. В соответствии с этим под электроннолучевыми приборами можно, хотя это сегодня уже и несколько условно, понимать электровакуумные приборы, в которых такие пучки используются.

В первую очередь следует выделить большую группу собственно электроннолучевых приборов. Для них, как правило, характерно то, что основным эффектом является результат взаимодействия электронных пучков с их приемником (люминесцентным экраном, диэлектрической или полупроводящей мишенью и т. д.).

При этом такие приборы, как правило, осуществляют в том или ином виде функцию преобразования информации, и в соответствии с этим их можно подразделить на четыре основные группы.

Приборы, осуществляющие преобразование электрических сигналов в световое изображение. К этой группе относится старейший и весьма распространенный класс электроннолучевых приборов, а именно осциллографические трубки, в которых светящийся след электронного пучка на экране несет информацию о характере электрического сигнала, поданного на отклоняющую систему. Первый такой прибор, так называемая трубка Брауна, был сконструирован в 1897 г., в том же году в физике произошло знаменательное событие — доказательство существования электрона, и были измерены его заряд и масса.

Можно сказать, что именно электроннолучевой прибор явился родоначальником всего многообразия современных электронных приборов.

В первых осциллографических трубках использовался холодный металлический катод, рабочие напряжения составляли десятки киловольт, вместо используемых ныне электронных линз применялась так называемая газовая фокусировка, при которой электронный пучок концентрировался на оси прибора благодаря ионизации газа в рабочем объеме прибора. Образующиеся при этом малоподвижные ионы притягивали электроны и не давали пучку расходиться. Такая фокусировка была весьма некачественной. Кроме того, катод активно бомбардировался ионами, что исключало применение эффективных пленочных и полупроводниковых катодов.

В дальнейшем развитие осциллографических трубок пошло по пути создания высоковакуумных приборов с использованием для фокусировки пучков электронных линз, что повысило быстродействие, эффективность и долговечность приборов, а также позволило резко снизить рабочее напряжение.

Если вначале осциллографические трубки были по существу универсальными, то в дальнейшем расширение областей их применения вызвало к жизни разработку большого количества специальных типов таких приборов.

Так, существуют трубки для визуального наблюдения процессов, их фотографирования; трубки, использующие как прямолинейную, так и круговую развертки пучков; многолучевые трубки, позволяющие одновременно исследовать несколько процессов, и т. д. Современные осциллографические трубки позволяют исследовать как очень медленно, так и очень быстро протекающие процессы. В последнем случае необходимо получать высокие скорости перемещения следа пучка по экрану, т. е. высокую скорость записи, которая в специальных трубках может превышать скорость света. Для исследования сверхвысокочастотных колебаний конструируются трубки с отклоняющей системой в виде длинной линии, что значительно расширяет рабочий диапазон регистрируемых частот.

Все возрастающие требования к параметрам осциллографических трубок приводят к тому, что и в наши дни этот старейший класс электроннолучевых приборов

продолжает неуклонно развиваться и совершенствоваться.

Изобретение профессора Петербургского университета Б. Л. Розинга (1907 г.) положило начало развитию самого массового в наше время класса электроннолучевых приборов — приемных телевизионных трубок кинескопов.

В первую очередь сюда следует отнести кинескопы для воспроизведения черно-белого изображения, которые за последнее время пережили и продолжают переживать непрерывную эволюцию. Так, стремление увеличить полезный размер экрана при уменьшении прочих габаритов прибора привело к резкому увеличению углов отклонения от 55 до 110°, резко улучшены их светотехнические параметры.

Разнообразие требований и здесь ведет к расширению номенклатуры. Так, отечественная промышленность в настоящее время выпускает кинескопы с размерами экрана по диагонали от 5 до 67 см.

Вызывают интерес принципиально новые конструкции, например кинескопы с отраженным лучом, плоские кинескопы, разработка которых сулит резкое сокращение их габаритов.

Наряду с кинескопами прямого видения определенное применение получают так называемые проекционные кинескопы, позволяющие при малых габаритах и высокой яркости изображения осуществлять его оптическую проекцию на большой экран, соизмеримый по размерам с обычным киноэкраном.

Все более широко входит в жизнь цветное телевидение, развитие которого во многом определяется успехами в конструировании выходного элемента — цветного кинескопа. И здесь еще наука и техника не сказали своего последнего слова.

И, наконец, среди приборов, преобразующих информацию по принципу: электрический сигнал — видимое изображение — следует отметить индикаторные трубки, используемые в основном в радиолокации, которые сегодня в ряде случаев представляют весьма сложные устройства, способные воспроизводить на своем экране значительный объем информации [Л. 73].

Приборы, преобразующие световые изображения в электрические сигналы, к которым относятся различные типы передающих электроннолучевых трубок. За

сравнительно короткий срок, начиная от первых предложений и создания в 30-е годы сравнительно малочувствительных передающих трубок типа диссектора и иконоскопа, требовавших для нормальной работы освещенностей порядка десятков и даже сотен тысяч люкс, эта группа приборов получила весьма значительное развитие.

Современные передающие приборы, такие, как суперортискон и видискон, в которых используется целый комплекс физических явлений, позволяют вести телевизионную передачу при освещенностях порядка единиц и долей люкса, при высоком качестве передаваемого изображения. Но и в этой области интенсивно продолжают исследования, направленные на повышение чувствительности, разрешающей способности, уменьшение габаритов и веса, совершенствование технологии изготовления приборов.

Приборы, преобразующие световое изображение, в частности изображение в невидимых инфракрасных лучах, в видимое изображение или усиливающие яркость изображения, т. е. преобразующие информацию по принципу свет — свет, так называемые электронно-оптические преобразователи и усилители изображений.

Приборы этого типа все более широко используются в физических исследованиях, астрономии, медицине и ряде других областей. Их постоянное совершенствование представляет сегодня немаловажную научно-техническую задачу.

И, наконец, четвертая группа электроннолучевых приборов представляет *приборы, осуществляющие преобразование электрических сигналов вновь в электрические сигналы.* К ним наряду с электроннолучевыми коммутаторами в первую очередь относятся запоминающие трубки, так называемые потенциалоскопы, позволяющие фиксировать и сохранять информацию в виде электрических зарядов и в случае необходимости воспроизводить ее в нужной последовательности. В некоторых типах потенциалоскопов информация может быть воспроизведена однократно, в других многократно.

Следует отметить, что современные запоминающие электроннолучевые приборы практически во многом перешагнули за рамки приведенной классификации, и се-

годня можно говорить о запоминающих осциллографических трубках, запоминающих радиолокационных индикаторах и других классах приборов, общим для которых является накопление и сохранение информации в виде электрических зарядов. Последующее воспроизведение этой информации существенно расширяет возможности соответствующих устройств.

Можно также отметить тенденцию к объединению — комбинированию приборов упомянутых выше групп. Так, для примера, комбинация чувствительного электронно-оптического преобразователя и суперортикаона дает возможность создать прибор, позволяющий вести телевизионную передачу при сверхнизких освещенностях порядка 10^{-7} лк, и т. д.

Достижения в области электронной оптики позволили создать приборы, в которых для получения увеличенных изображений малых объектов вместо световых пучков используются пучки электронные — так называемые электронные микроскопы, позволяющие получить гораздо большую разрешающую способность, чем обычные световые. Приборы этого типа уже совсем не укладываются в рассмотренную выше классификацию электроннолучевых приборов. Это же относится и к масс-спектрометрам, ускорителям заряженных частиц и ряду других приборов, являющихся по существу приборами лучевого типа.

А куда отнести ряд широко распространенных приборов СВЧ, например таких, как клистроны, лампы бегущей и обратной волны, в которых вопросы создания направленных «сфокусированных» электронных пучков играют первостепенную роль? Видимо, и эти приборы в определенной степени можно считать лучевыми.

И, наконец, электроннолучевая техника завоевывает все более прочные позиции в таких областях, как плавка, сварка и обработка материалов, открывая в них новые возможности.

Таково многообразие предмета современной лучевой электроники, которая продолжает совершенствоваться и в дальнейшем будет получать новые области применения.

Следует отметить, что за годы советской власти, особенно в послевоенный период, в нашей стране была создана мощная современная электронная промышленность, производящая практически все типы электронных и в том числе электроннолучевых приборов.

ЧАСТЬ ПЕРВАЯ

ОСНОВЫ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ОПТИКИ

Глава первая

О ПОДХОДЕ К РЕШЕНИЮ ЭЛЕКТРОННООПТИЧЕСКИХ ЗАДАЧ

1-1. ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Как указывалось во введении, в целом ряде классов современных электронных приборов используются направленные управляемые пучки электронов. Создание таких пучков осуществляется с помощью соответствующих электрических и магнитных полей.

Изучение взаимодействия электронов с этими полями и составляет по установившимся понятиям предмет электронной оптики.

Однако следует заметить, что сам термин электронная оптика, возникший как следствие глубокой аналогии между движением световых лучей в оптических средах и движением заряженных частиц в электрических и магнитных полях, является в настоящее время в определенной степени условным. Дело в том, что указанная аналогия распространяется на весьма обширный, но все же ограниченный круг задач формирования электронных пучков.

В целом ряде важных случаев, когда, в частности, становится существенным влияние взаимодействия электронов в пучках, т. е. роль их собственного пространственного заряда, эта аналогия неприменима и теряется смысл как самого понятия электронная оптика, так и таких оптических терминов, как фокусировка, электронный луч, электронное изображение объекта и т. д.

К этим случаям мы обратимся далее, а пока рассмотрим основы геометрической электронной оптики, знание которых необходимо для понимания

принципов работы обширной группы электроннолучевых приборов и которые в той или иной степени рассмотрены в работах [Л. 4—9].

Под геометрической электронной оптикой можно понимать описание движения электронов в электрических и магнитных полях в случаях, когда взаимодействием электронов можно пренебречь и когда практически еще не проявляются их волновые свойства, т. е. электрон можно рассматривать как материальную частицу. Кроме того, в последующем рассмотрении мы, как правило, ограничимся нерелятивистской электронной оптикой, когда скорости электронов много меньше, чем скорость света в вакууме, и их массу можно считать постоянной и равной массе покоя.

Тогда исходя из закона сохранения энергии в электрическом поле $mv^2/2 = eU$, где v — скорость электрона; U , в — пройденная разность потенциалов; $e = 1,601 \cdot 10^{-19}$ к и $m = 9,107 \cdot 10^{-28}$ г — заряд и масса электрона. Зная разность потенциалов, можно однозначно определить скорость электрона

$$v = \sqrt{\frac{2e}{m} U} = 5,93 \cdot 10^7 \sqrt{U}, \text{ см/сек.} \quad (1-1)$$

И, наконец, за исключением специально оговоренных случаев мы будем полагать, что электроны движутся в практически неизменных во времени полях. Иными словами, время их пролета через электроннооптическую систему много меньше времени, за которое существующие в ней поля успевают заметно измениться.

Основной электроннооптической задачей при создании того или иного электроннолучевого прибора является конструирование электроннооптической системы, способной создать пучки электронов требуемой конфигурации, т. е. обеспечить заданные траектории электронов.

Под электроннооптической системой будем понимать совокупность электродов, имеющих определенные потенциалы, и магнитов или проводников, обтекаемых током, создающих соответственно электрические и магнитные поля.

Следовательно, задав требуемые траектории, необходимо определить конфигурацию электродов и проводников, их потенциалы и токи, обеспечивающие эти траектории.

Однако реализация такого прямого метода решения задачи — метода синтеза, в разработку которого внесли

значительный вклад советские ученые [Л. 10, 11], в большинстве практических случаев весьма затруднительна.

Поэтому чаще в той или иной форме решается обратная задача — анализа электроннооптических систем, которая распадается на две части:

1. Задаются форма электродов и проводников, их потенциалы и токи, на основании чего определяются создаваемые ими поля.

2. Определяется форма траекторий электронов в найденных полях, и, если она не соответствует заданной, конструкция систем изменяется, и задача решается вновь до тех пор, пока не будет получен удовлетворительный результат.

Таким образом, метод анализа является по существу методом последовательных приближений. При этом наиболее корректным способом его реализации должен явиться чисто аналитический расчет.

1-2. СХЕМА АНАЛИТИЧЕСКОГО РАСЧЕТА ЭЛЕКТРОННООПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

В общем случае наличия как электрического, так и магнитного полей выражение для силы, действующей на электрон (так называемой силы Лоренца), при сформулированных выше предположениях имеет вид:

$$\mathbf{F} = m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -e\mathbf{E} - e[\mathbf{v} \times \mathbf{B}], \quad (1-2)$$

где $\mathbf{E}$ — вектор напряженности электрического поля; $\mathbf{B}$ — вектор индукции магнитного поля, а $\mathbf{v}$ — вектор скорости электрона. Вторая составляющая в (1-2), обусловленная действием на электрон магнитного поля, всегда нормальна к его скорости. Следовательно, магнитное поле не может изменить скорость электрона по абсолютной величине и не будет взаимодействовать с электроном, скорость которого равна нулю или параллельна вектору $\mathbf{B}$.

В системе прямоугольных координат выражение (1-2) может быть представлено в виде трех уравнений движения по соответствующим осям:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\frac{e}{m} E_x - \frac{e}{m} \left(\frac{dy}{dt} B_z - \frac{dz}{dt} B_y \right); \quad (1-3)$$

$$\frac{d^2y}{dt^2} = -\frac{e}{m} E_y - \frac{e}{m} \left(\frac{dz}{dt} B_x - \frac{dx}{dt} B_z \right); \quad (1-4)$$

$$\frac{d^2z}{dt^2} = -\frac{e}{m} E_z - \frac{e}{m} \left(\frac{dx}{dt} B_y - \frac{dy}{dt} B_x \right). \quad (1-5)$$

В дальнейшем нам часто придется иметь дело с полями, обладающими симметрией относительно оси z . В этих случаях удобнее использовать цилиндрические координаты z, r, φ , в которых уравнения движения имеют вид:

$$\frac{d^2z}{dt^2} = -\frac{e}{m} E_z - \frac{e}{m} \left(\frac{dr}{dt} B_\varphi - r \frac{d\varphi}{dt} B_r \right); \quad (1-6)$$

$$\frac{d^2r}{dt^2} - r \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2 = -\frac{e}{m} E_r - \frac{e}{m} \left(r \frac{d\varphi}{dt} B_z - \frac{dz}{dt} B_\varphi \right); \quad (1-7)$$

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dt} \left(r^2 \frac{d\varphi}{dt} \right) = -\frac{e}{m} E_\varphi - \frac{e}{m} \left(\frac{dz}{dt} B_r - \frac{dr}{dt} B_z \right). \quad (1-8)$$

Зная E и B , решая уравнения движения и исключая из них время, можно в принципе получить связь между координатами, т. е. уравнения траекторий электронов в явном виде.

Следовательно, задача сводится к рассмотрению движения материальной точки в некотором силовом поле.

В качестве примера рассмотрим электронный пучок, вышедший из точки A (рис. 1-1) и движущийся в продольном однородном электрическом поле, т. е. между плоскостями $z=0$ и $z=b$, имеющими соответственно потенциалы 0 и U_b .

Первая часть сформулированной в § 1-1 задачи сводится к решению уравнения Лапласа:

$$\operatorname{div} \operatorname{grad} U = 0, \quad (1-9)$$

которое в данном случае, когда поле зависит лишь от z , имеет, очевидно, вид $\partial^2 U / \partial z^2 = 0$.

Первое и второе интегрирование дают:

$$\frac{\partial U}{\partial z} = A; \quad U = Az + B.$$

Исходя из начального условия: при $z=0$ $U=0$, получаем

$$U = Az = \frac{\partial U}{\partial z} z = -E_z z,$$

где E_z — в данном случае постоянная величина напряженности электрического поля, направленная противоположно оси z .

Вторая часть задачи — определение траектории электрона — в данном случае также не представляет труда.

Рассмотрим электрон, входящий в поле в плоскости xz , т. е. имеющий отличными от нуля лишь начальные скорости v_{0x} и v_{0z} ; $v_{0y}=0$.

Двукратное интегрирование (1-3) — (1-5) соответственно дает (величина $B=0$):

$$\frac{dx}{dt} = a; \quad x = at + b;$$

$$\frac{dy}{dt} = c; \quad y = ct + d;$$

$$\frac{dz}{dt} = \frac{e}{m} E_z t + k; \quad z = \frac{eE_z}{2m} t^2 + kt + l.$$

Исходя из начальных условий постоянные интегрирования равны:

$$b=c=d=l=0; \quad a=v_{0x} \text{ и } k=v_{0z}.$$

Следовательно, $y=0$, т. е. электрон будет продолжать двигаться в плоскости xz , $x=v_{0x}t$, а

$$z = \frac{e}{2m} E_z t^2 + v_{0z}t.$$

Исключая из этих двух уравнений время, получим уравнение траектории в явном виде:

$$z = \frac{eE_z}{2mv_{0x}^2} x^2 + \frac{v_{0z}}{v_{0x}} x,$$

которая представляет собой параболу.

Следовательно, если в точке A в поле вводится пучок электронов, то каждый из них будет двигаться по своей параболе, параметры которой зависят от начальных условий (пунктирные кривые на рис. 1-1).

При этом ясно, что в таком поле все траектории электронов, вышедшие из одной точки, нельзя вновь собрать в одну точку, т. е. получить электронное изображение точки A .

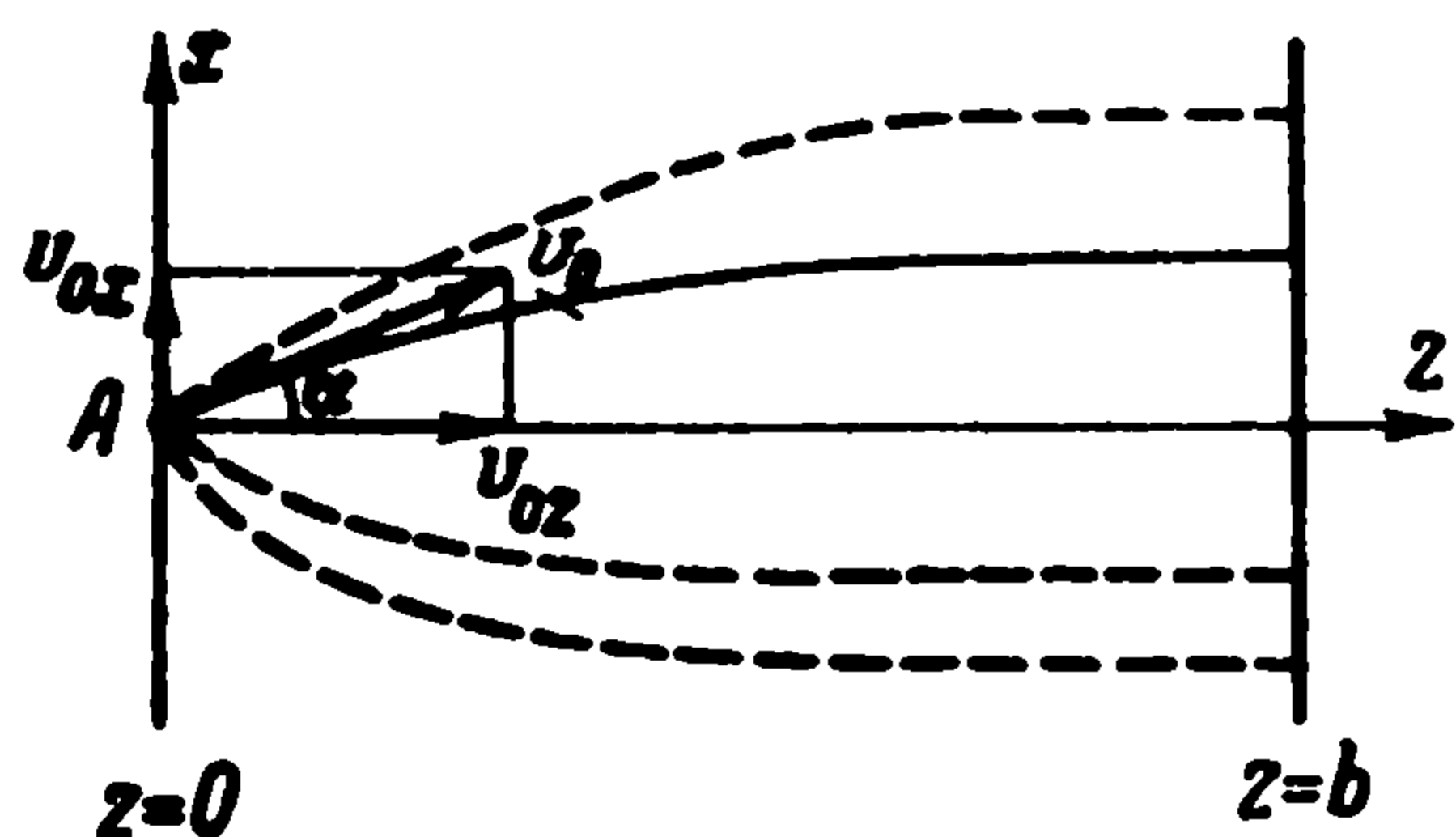


Рис. 1-1. Электронный пучок в однородном электрическом поле.

В более сложных случаях, когда оказывается возможным формирование электронных изображений, оказывается, что точное аналитическое решение уравнения Лапласа весьма затруднено или практически невозможно, что делает невозможным и точный аналитический расчет траекторий электронов.

Поэтому приходится широко прибегать к приближенным расчетным, графическим и экспериментальным

методам определения полей и траекторий частиц в этих полях, что является вторым способом решения электроннооптических задач.

Ряд подобных методов мы рассмотрим несколько позже, а сейчас остановимся еще на одном — третьем пути, возможном при решении задач электронной оптики, пути, которому электронная оптика по существу и обязана своим названием.

1-3. ОПТИКО-МЕХАНИЧЕСКАЯ АНАЛОГИЯ

Между закономерностями движения заряженных частиц в электрических и магнитных полях и законами распространения световых лучей в оптических средах имеется весьма глубокая аналогия.

Как известно, в основе геометрической оптики лежат следующие три положения:

1. Прямолинейность распространения светового луча в среде с постоянным показателем преломления.

2. Закон преломления. *Если световой луч падает на границу двух сред с показателями преломления n_1 и n_2 (рис. 1-2), то отношение синусов углов падения и преломления равно обратному отношению показателей преломления.*

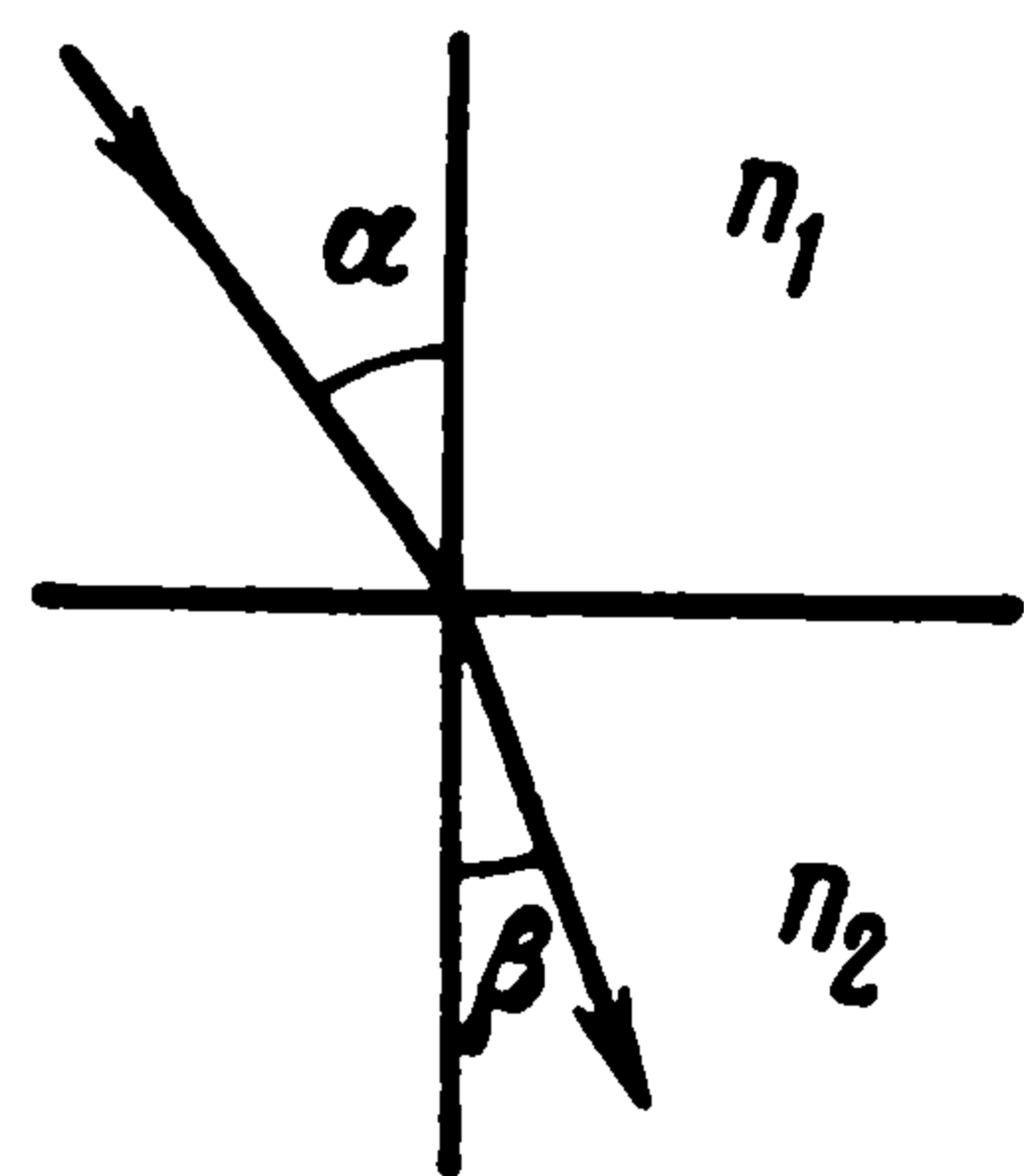


Рис. 1-2. Преломление светового луча на границе двух сред.

Так как в оптике показатель преломления характеризуется отношением скорости света в вакууме c к скорости света в данной среде v_c , закон преломления может быть выражен в виде

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{v_{c1}}{v_{c2}},$$

где n_1 , n_2 и v_{c1} , v_{c2} — показатели преломления и скорости света в первой и второй средах.

3. Закон отражения. *Угол падения луча на границе двух сред равен углу отражения его от этой границы.*

Эти положения вытекают из принципа Ферма, или, как иногда говорят, принципа наименьшего времени, который может быть сформулирован следующим образом: *при распространении луча света от некоторой точки А к некоторой точке В из всех возможных траекторий световой луч пойдет по той, время прохождения вдоль которой является экстремальным (как правило, минимальным).* Принцип Ферма может быть представлен в виде

$$\int_A^B dt = \text{extr}^*.$$

* Более строго в терминах вариационного исчисления это выражение записывается в виде $\delta \int_A^B dt = 0$ (вариация интеграла равна нулю).

Учитывая, что $dt = dS/v_c$, и умножая и деля предыдущее выражение на скорость света в вакууме c , получаем:

$$\frac{1}{c} \int_A^B \frac{c}{v_c} dS = \frac{1}{c} \int_A^B n dS = \text{extr.}$$

Отбрасывая постоянный множитель $1/c$, можно сказать, что принцип наименьшего времени сводится к выражению

$$\int_A^B n dS = \text{extr},$$

т. е. к тому, что длина оптического пути для светового луча вдоль его истинной траектории должна быть минимальной. Легко убедиться, что все три приведенных выше основных положения геометрической световой оптики прямо вытекают из принципа Ферма.

С другой стороны, в механике известен *принцип наименьшего действия*, гласящий, что в потенциальном поле материальная частица, движущаяся между некоторыми точками A и B , из всех возможных траекторий будет двигаться по такой траектории, вдоль которой так называемое действие будет минимальным.

Математически это можно записать следующим образом:

$$\int_A^B \frac{mv^2}{2} dt = \text{extr.}$$

Следовательно, используя соотношение $dt = dS/v$ и умножая и деля последнее выражение на c , можем получить:

$$mc \int_A^B \frac{v}{c} dS = \text{extr},$$

где v/c может быть названо электроннооптическим показателем преломления n .

Тогда принцип наименьшего действия выразится в виде

$$\int_A^B n dS = \text{extr.}$$

Отсюда видно, что законы движения светового луча в оптической среде и движения электрона в силовом

поле одинаковы и траектория электрона в электрическом поле и траектория светового луча в оптической среде также окажутся одинаковыми, если при переходе от одной точки пространства к другой отношения соответствующих этим точкам оптических показателей преломления $\frac{c}{v_1} / \frac{c}{v_2}$ и электроннооптических показателей преломления $\frac{v_1}{c} / \frac{v_2}{c}$ будут совпадать.

Скорость электрона выражается через разность потенциалов из (1-1) как

$$v = \sqrt{\frac{2e}{m} U},$$

и величина электроннооптического показателя преломления может быть представлена в виде

$$n = \sqrt{\frac{2e}{m} \frac{VU}{c}}, \quad (1-10)$$

а так как при движении частицы важно отношение показателей преломления, а не их абсолютная величина, то можно считать, что в электрическом поле показателем преломления будет величина $\sqrt{U}$, которую и будем в дальнейшем называть электроннооптическим показателем преломления электрического поля.

Из принципа наименьшего действия вытекают закономерности, полностью аналогичные сформулированным выше трем основным положениям геометрической световой оптики.

В пространстве с постоянным электроннооптическим показателем преломления, т. е. с постоянным потенциалом, электрон будет проходить расстояние между некоторыми двумя точками по кратчайшему пути — по прямой. В случае отражения электрона от некоторой эквипотенциальной поверхности угол отражения должен быть равен углу падения. В случае же перехода электрона из среды с одним электроннооптическим показателем преломления в среду с другим показателем преломления изменения направления движения и величины скорости электрона должны определяться законом преломления

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1},$$

который с учетом несколько другого смысла показателя

преломления полностью совпадает с законом преломления световой оптики.

Докажем последнее положение другим путем. Пусть имеются две области, потенциалы в которых постоянны и равны U_1 и U_2 . Электрон (электронный луч) падает на границу между областями под углом α к нормали со

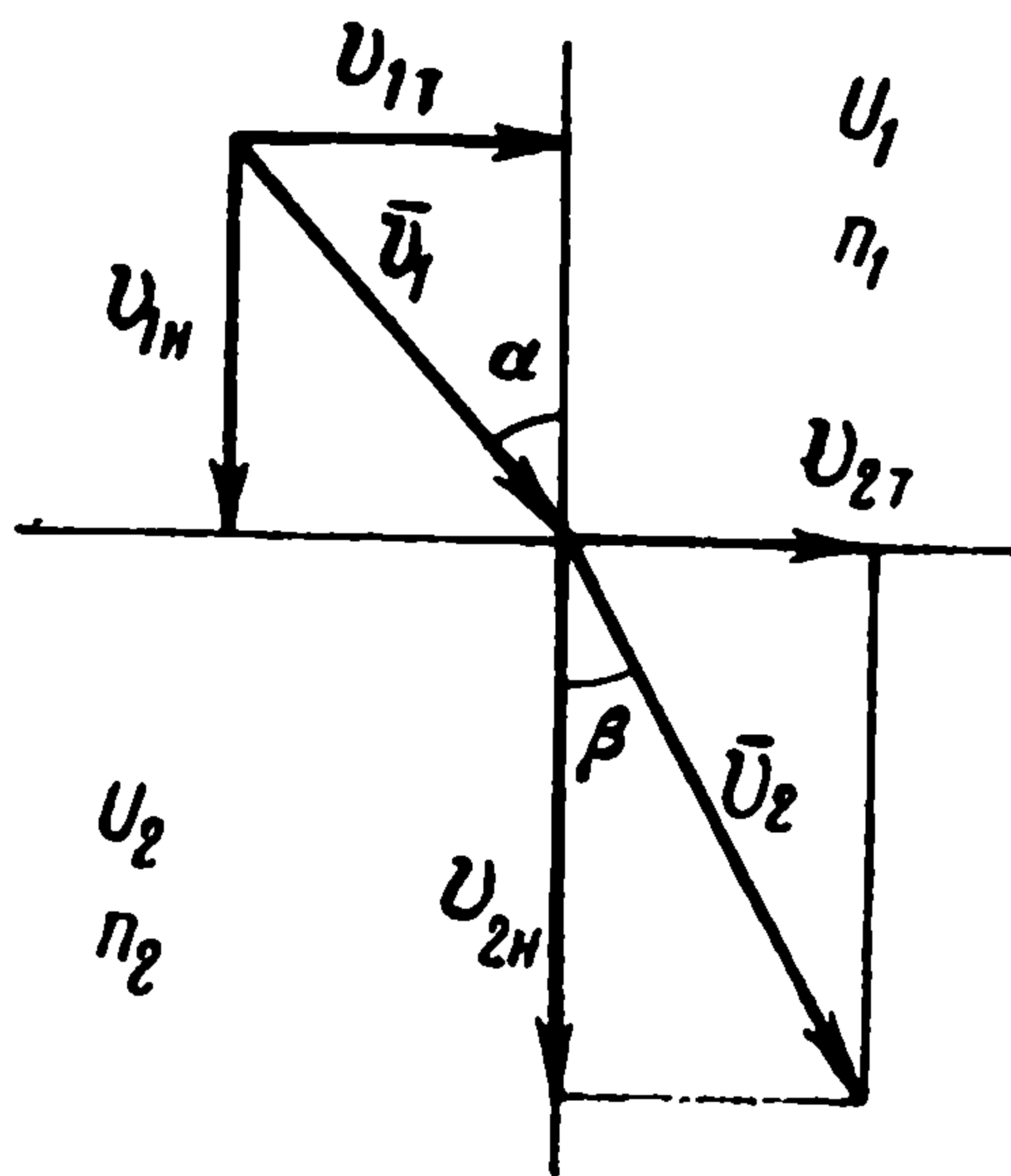


Рис. 1-3. К закону преломления в электронной оптике.

скоростью v_1 (рис. 1-3). Каково будет движение электрона после перехода этой границы, какова будет величина его скорости v_2 и ее направление, т. е. какова будет величина угла преломления β ? Разложим векторы скоростей v_1 и v_2 в непосредственной близости от точки преломления на составляющие, направленные касательно к границе между областями ($v_{1т}$ и $v_{2т}$), и составляющие, направленные нормально к ней ($v_{1н}$ и $v_{2н}$). Вектор напряженности поля, а следовательно, и силы, действующей на электрон в

точке преломления, очевидно, нормальны к поверхности границы между областями. Следовательно, при переходе границы изменения может претерпевать лишь нормальная к ней компонента скорости электрона, тангенциальная же составляющая скорости остается неизменной. Иными словами, можно записать:

$$v_{1т} = v_{2т}.$$

Учитывая, что $v_{1т} = v_1 \sin \alpha$; $v_{2т} = v_2 \sin \beta$, можно записать: $v_1 \sin \alpha = v_2 \sin \beta$, откуда сразу следует выражение для закона преломления в электрическом поле

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{v_2}{v_1} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (1-11)$$

Таким образом, при рассмотрении движения электронных пучков в электрическом поле можно пользоваться методами геометрической световой оптики, в частности представить себе поля, которые по отношению к электронным пучкам играли бы роль линз и давали возможность получения изображения в электронных лучах. При этом отметим, что на оптическом языке электрическое поле, имеющее показатель преломления, определяемый скалярной величиной $\sqrt{U}$, может быть названо изотропной средой.

Можно показать, что в случае наличия, кроме электрического, еще и магнитного поля электроннооптический показатель преломления может быть представлен в виде

$$n = \sqrt{U} - \sqrt{\frac{e}{2m}} (AS),$$

где A — векторный потенциал магнитного поля, а S — единичный вектор, направленный по касательной к траектории электрона. Следовательно, по отношению к электронным пучкам магнитное поле представляет собой анизотропную среду, в которой величина показателя преломления зависит не только от координаты частицы, но и от направления ее движения.

1-4. ОСНОВНЫЕ РАЗЛИЧИЯ МЕЖДУ ЭЛЕКТРОННОЙ И СВЕТОВОЙ ОПТИКОЙ

Между законами движения электронных пучков в электрических и магнитных полях и законами распространения световых пучков в оптических средах существует весьма далеко идущая аналогия, но полного совпадения все же нет. Имеются существенные различия, которые следует иметь в виду и в ряде случаев учитывать.

1. Отдельные лучи в световом пучке независимы, в то время как отдельные электроны, образующие электронный пучок, всегда взаимодействуют между собой. Это взаимодействие может быть небольшим при малых плотностях токов в пучке, но принципиально оно всегда существует.

2. В световой оптике показатель преломления среды часто меняется скачком на границе линзы, призмы или другого устройства. В электронной же оптике, где преломляющими средами являются электрические и магнитные поля, показатель преломления меняется непрерывно.

3. В электронной оптике в отличие от световой форма преломляющих поверхностей не может быть произвольной. Так, в случае электрического поля, где преломляющим поверхностям соответствуют, очевидно, поверхности равного потенциала (эквипотенциали), она определяется уравнением Лапласа.

4. Диапазон изменений показателя преломления в электронной оптике, как очевидно, почти безграничен в отличие от световой оптики, где он составляет величину порядка единиц.

5. Энергия электронов после прохождения через электроннооптические среды, образованные электрическими полями, может меняться. Энергия же квантов света при прохождении через линзы остается неизменной.

ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

2-1. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛА

АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Случай движения электронного пучка в однородном электрическом поле, рассмотренный выше, не представляет интереса с точки зрения фокусировки электронных пучков и получения электронных изображений. Значительно более интересны в этом смысле поля, которые обладают симметрией вращения, т. е. симметричны относительно некоторой оси. Оказывается, что такие аксиально-симметричные поля способны создавать электронные изображения и играют в отношении электронных пучков ту же роль, какую играют в отношении световых пучков преломляющие среды, ограниченные поверхностями вращения. Поэтому аксиально-симметричные поля играют в электронной оптике главную роль, и свойства их мы рассмотрим более подробно. При этом рассмотрении мы будем руководствоваться порядком, намеченным выше, т. е. в первую очередь рассмотрим, каково распределение потенциала в таких полях, а затем попытаемся решить уравнения движения электронов в таких полях.

Рассмотрим электрическое поле, которое удовлетворяет одному единственному условию: оно является аксиально-симметричным. Иными словами, распределение потенциала в таком поле, будучи представленным в цилиндрической системе координат (z, r, φ) , будет функцией лишь расстояния по оси симметрии z и расстояния от оси симметрии r и не будет функцией азимута, т. е. $U = f(z, r)$. Очевидно, что картина поля будет полностью определена, если известно распределение потенциала в одной из так называемых меридиональных плоскостей, т. е. в плоскости, проходящей через ось симметрии. Кроме того, ясно, что в таком поле $U(z, r) = U(z, -r)$, т. е. аналитическое выражение, описывающее такое поле, может содержать только четные степени r .

Представим в соответствии с этим потенциал аксиально-симметричного поля в виде ряда

$$U(z, r) = b_0(z) + r^2 b_2(z) + r^4 b_4(z) + r^6 b_6(z) + \dots + r^{2k} b_{2k}(z) + \dots, \quad (2-1)$$

где члены $b_0, b_2, b_4 \dots$ являются функциями только координаты z .

Этот ряд, описывающий некоторое аксиально-симметричное распределение, может представлять распределение потенциала в аксиально-симметричном электрическом поле только в том случае если он удовлетворяет уравнению Лапласа, которое в нашем случае, когда U есть функция только z и r , имеет следующий вид:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{\partial^2 U}{\partial r^2} = 0. \quad (2-2)$$

Следовательно, нужно найти вид функций $b_0, b_2, b_4 \dots$, при котором это условие выполняется. Для этого следует подставить наш ряд в уравнение Лапласа, предварительно найдя

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} &= b_0''(z) + r^2 b_2''(z) + r^4 b_4''(z) + \\ &+ r^6 b_6''(z) + \dots + r^{2k} b_{2k}''(z) + \dots; \\ \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial r} &= 2b_2(z) + 4r^2 b_4(z) + 6r^4 b_6(z) + \dots + \\ &+ 2kr^{2(k-1)} b_{2k}(z) + \dots; \\ \frac{\partial^2 U}{\partial r^2} &= 2b_2(z) + 12r^2 b_4(z) + 30r^4 b_6(z) + \dots + \\ &+ 2k(2k-1)r^{2(k-1)} b_{2k}(z) + \dots \end{aligned}$$

При этом для краткости производные по z обозначены римскими цифрами.

Подстановка полученных выражений в (2-2) даст:

$$\begin{aligned} b_0'' + 4b_2 + r^2(b_2'' + 16b_4) + r^4(b_4'' + 36b_6) + \dots + \\ + r^{2k}[b_{2k}'' + 4(k+1)^2 b_{2(k+1)}] + \dots = 0. \end{aligned}$$

Полученное равенство должно иметь место при любых значениях r , что возможно при условии, если коэффициенты при всех степенях r равны нулю. Отсюда полу-

чается система равенств, связывающих функции $b_0(z)$, $b_2(z)$, $b_4(z)$...:

$$\begin{aligned} b_0^{II} + 4b_2 &= 0; \\ b_2^{II} + 16b_4 &= 0; \\ b_4^{II} + 36b_6 &= 0; \\ &\dots \dots \dots \\ b_{2k}^{II} + 4(k+1)^2 b_{2(k+1)} &= 0. \end{aligned}$$

Как легко видеть, отсюда может быть получена система выражений, определяющих эти функции, а именно:

$$\begin{aligned} b_2 &= -\frac{b_0^{II}}{4}; \\ b_4 &= -\frac{b_2^{II}}{16} = \frac{b_0^{IV}}{64}; \\ b_6 &= -\frac{b_4^{II}}{36} = -\frac{b_0^{VI}}{36 \cdot 64}; \\ &\dots \dots \dots \\ b_{2k} &= (-1)^k \frac{b_0^{2k}}{(k!)^2 2^{2k}}. \end{aligned}$$

Таким образом, все функции $b_2(z)$, $b_4(z)$ и т. д. в конечном счете могут быть выражены через одну из них, а именно через $b_0(z)$. Физический смысл последней весьма прост. Действительно, если в (2-1) положить $r=0$, то $b_0(z)=U(z)$, т. е. представляет собой распределение потенциала вдоль оси симметрии поля. Тогда выражения для b_2 , b_4 , b_6 ... могут быть представлены через $U(z)$:

$$\begin{aligned} b_2 &= -\frac{U^{II}(z)}{4}; \quad b_4 = \frac{U^{IV}(z)}{64}; \quad b_6 = -\frac{U^{VI}(z)}{36 \cdot 64}; \\ &\dots \dots \dots \\ b_{2k} &= (-1)^k \frac{U^{2k}(z)^*}{(k!)^2 2^{2k}}; \\ &\dots \dots \dots \end{aligned}$$

* U^{2k} — производная $2k$ -го порядка.

Распределение же потенциала аксиально-симметричного электрического поля может быть выражено уравнением

$$U(z, r) = U(z) - \frac{U^{II}(z)}{4} r^2 + \frac{U^{IV}(z)}{64} r^4 + \dots + (-1)^k \frac{U^{2k}(z)}{(k!)^2 2^{2k}} r^{2k} + \dots \quad (2-3)$$

Следовательно, распределение потенциала любого аксиально-симметричного поля полностью определяется и может быть найдено, если задано распределение потенциала вдоль оси симметрии этого поля.

2-2. ДВИЖЕНИЕ ПАРАКСИАЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

В АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Перейдем теперь ко второй части задачи и рассмотрим движение электронов в поле, обладающем осевой симметрией. При этом ограничимся случаем движения так называемых параксиальных электронов, траектории которых удовлетворяют следующим двум условиям.

1. Удаление траекторий от оси симметрии поля очень мало, так что на всем протяжении траектории можно считать, что величина r много больше, чем r^2 . Поэтому в выражениях, описывающих движение таких электронов, членами, содержащими вторую и более высокие степени r , можно пренебречь по сравнению с членами, содержащими r в первой степени.

2. Угол наклона траекторий к оси симметрии на всем их протяжении настолько мал, что можно считать проекцию скорости электронов на ось симметрии v_z равной самой скорости v .

Предположим для простоты, что электроны попадают в поле с малыми начальными скоростями, которыми можно пренебречь по сравнению со скоростями, приобретаемыми электронами при движении в этом электрическом поле.

Отметим также, что в виду осевой симметрии поля составляющая его напряженности в направлении азимута E_φ равна нулю и электрон, вошедший в поле в какой-то плоскости $z-r$ (в меридиональной плоскости), будет продолжать двигаться в этой плоскости, т. е. траектория его будет плоской кривой.

Тогда в соответствии с (1-6) и (1-7) уравнения движения электрона имеют вид:

$$\frac{d^2z}{dt^2} = -\frac{e}{m} E_z = \frac{e}{m} \frac{\partial U}{\partial z}; \quad (2-4)$$

$$\frac{d^2r}{dt^2} = -\frac{e}{m} E_r = \frac{e}{m} \frac{\partial U}{\partial r}. \quad (2-5)$$

Компоненты напряженности поля в осевом и радиальном направлении с учетом (2-3) и первого условия параксиальности траекторий, очевидно, имеют вид:

$$\frac{\partial U}{\partial z} = -E_z = U^I(z) - \frac{r^2}{4} U^{III}(z) + \dots \approx U^I(z); \quad (2-6)$$

$$\frac{\partial U}{\partial r} = -E_r = -\frac{r}{2} U^{II}(z) + \frac{r^3}{16} U^{IV}(z) + \dots \approx -\frac{r}{2} U^{II}(z) \quad (2-7)$$

и уравнения движения могут быть записаны в виде

$$\frac{d^2z}{dt^2} = \frac{e}{m} U^I(z); \quad (2-8)$$

$$\frac{d^2r}{dt^2} = -\frac{e}{2m} r U^{II}(z). \quad (2-9)$$

Уравнение (2-8) может быть переписано в виде

$$\frac{d^2z}{dt^2} = \frac{d}{dt} \left(\frac{dz}{dt} \right) = \frac{dz}{dt} \frac{d}{dz} \left(\frac{dz}{dt} \right) = \frac{1}{2} \frac{d}{dz} \left(\frac{dz}{dt} \right)^2 = \frac{e}{m} \frac{dU(z)}{dz}.$$

Интегрирование дает:

$$\left(\frac{dz}{dt} \right)^2 = \frac{2e}{m} U(z) + C,$$

где постоянная интегрирования C при принятых начальных условиях ($z=0$, $U(z)=0$, $dz/dt \approx v_0=0$) равна нулю.

Тогда с учетом второго условия параксиальности получаем, что

$$\frac{dz}{dt} \approx v = \sqrt{\frac{2e}{m} U(z)}, \quad (2-10)$$

т. е. составляющая скорости параксиальных электронов в направлении оси z примерно равна его полной скорости и определяется величиной потенциала на оси симметрии поля.

Рассмотрим теперь второе уравнение движения (2-9), переписав его в виде

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{d}{dt} \left(\frac{dr}{dt} \right) = \frac{dz}{dt} \frac{d}{dz} \left(\frac{dr}{dz} \frac{dz}{dt} \right) = -\frac{e}{2m} U^{II}(z) r.$$

Подстановка в это выражение dz/dt из (2-10) позволяет исключить из него время и после сокращения соответствующих величин окончательно получить:

$$\sqrt{U(z)} \frac{d}{dz} \left(\sqrt{U(z)} \frac{dr}{dz} \right) = -\frac{r}{4} U^{II}(z). \quad (2-11)$$

Если провести дифференцирование в левой части выражения (2-11), то оно приводится к более удобному для анализа виду:

$$r^{II}(z) U(z) + \frac{1}{2} r^I(z) U^I(z) + \frac{1}{4} r(z) U^{II}(z) = 0. \quad (2-12)$$

Выражения (2-11) и (2-12) — две формы одного и того же соотношения, представляющего собой решение уравнений движения параксиального электрона в аксиально-симметричном электрическом поле и связывающего координаты электрона z и r . Следовательно, это есть выраженное в дифференциальной форме уравнение траектории любого параксиального электрона в аксиально-симметричном электрическом поле. Чтобы получить уравнение траектории некоторого конкретного электрона в явном виде, необходимо проинтегрировать дифференциальное уравнение траектории при соответствующих данному электрону начальных условиях.

Этими условиями будут значения расстояния от оси и наклона траектории к оси, а также величина разности потенциалов, пройденная электроном в момент входа его в поле.

Точное аналитическое решение полученного дифференциального уравнения траектории в большинстве практически интересных случаев представляет собой весьма сложную задачу. Однако даже в своем общем виде оно дает значительный материал для решения теоретических и практических задач электронной оптики. Поэтому часто в литературе выражения (2-11) и (2-12) называют основным уравнением электронной оптики электрических полей.

В дальнейшем мы будем часто обращаться к этому уравнению, а сейчас рассмотрим некоторые основные следствия, из него вытекающие.

1. В уравнение входит только распределение потенциала по оси симметрии поля $U(z)$. Следовательно, для определения траектории частицы в поле, если это поле аксиально-симметрично и частица является параксиальной, не обязательно знать распределение потенциала во всем пространстве. Достаточно тем или иным способом определить распределение потенциала по оси симметрии поля.

2. В полученное выражение не входят ни заряд, ни масса движущейся в поле частицы. Это значит, что не только электроны, но и любые заряженные частицы, в том числе и гораздо более тяжелые отрицательные ионы, будут при совпадающих начальных условиях двигаться по одним и тем же траекториям.

3. Основное уравнение (2-12) линейно и однородно относительно $U(z)$. Это значит, что потенциал и его производные входят в уравнение в первой степени и, кроме того, правая часть уравнения равна нулю. Отсюда сразу следует, что если потенциалы всех электродов, создающих поле, изменить в равное число раз, то траектории электронов останутся неизменными.

Действительно, если имеются поля с распределением потенциала вдоль оси их симметрии, имеющим вид $U(z)$ и $nU(z)$, то при подстановке их в (2-12) множитель n сокращается и уравнения оказываются тождественными.

Указанное обстоятельство допускает исследование электронных линз на моделях с пропорционально измененными напряжениями всех электродов или с их подключением в цепь переменного тока, что важно в случае работы на электролитических ваннах.

4. Уравнение линейно и однородно также и относительно $r(z)$, что, как очевидно, приводит к тому, что если модель является увеличенной копией электродов электроннооптической системы, то траектории электронов в ней, имея соответственно увеличенные размеры, остаются геометрически подобными траекториям в реальной системе.

5. И, наконец, самым принципиально важным является вытекающее из основного уравнения следствие о том, что любое аксиально-симметричное поле является элек-

тронной линзой и способно создать изображение с помощью параксиальных электронных лучей (траекторий). Отметим сразу, что идеальная линза должна удовлетворять двум условиям:

а) Изображением любой точки объекта, которым в данном случае является некоторый предмет, испускающий электроны и расположенный в плоскости $z=a$, перпендикулярной оптической оси z , должна являться вполне определенная точка в плоскости изображения при $z=b$, в которой вновь сходятся все траектории электронов, вышедшие из упомянутой точки.

б) Масштаб изображения, или отношение расстояний точек объекта и точек изображения от оптической оси, должен быть величиной постоянной.

При выполнении этих условий линза дает неискаженное, как говорят стигматическое, изображение.

Рассмотрим это несколько подробнее. Оценим в первую очередь силу, действующую на параксиальные электроны в радиальном направлении.

В соответствии с (2-7) эта сила равна:

$$F_r = e \frac{\partial U}{\partial r} = -\frac{er}{2} U''(z).$$

Тогда, если $U''(z) > 0$, что соответствует нарастанию напряженности поля вдоль оси z , радиальная сила направлена противоположно направлению r к оси z . Следовательно, траектория электрона будет изгибаться к оси симметрии поля, которое, действуя на движущийся в нем пучок электронов, будет стремиться собрать его к оси симметрии.

В случае же, если $U''(z) < 0$, радиальная сила направлена от оси z и пучок будет рассеиваться.

Отметим, кстати, что в световой оптике из рассмотрения преломления параксиальных лучей в линзах установлено, что изменение их направления (угла, образованного лучами с оптической осью до и после прохождения линзы) прямо пропорционально r — расстоянию лучей от оси, что является условием получения неискаженного изображения.

Только что рассмотренное выражение для силы, действующей на параксиальный электронный пучок, также свидетельствует о прямой пропорциональности величины этой силы расстоянию электрона от оси z , что указывает

на возможность получения неискаженного электронного изображения. Докажем теперь возможность получения такого изображения, предполагая, что $U''(z) > 0$, т. е. радиальная сила направлена к оси.

Уравнение (2-12) является линейным и однородным дифференциальным уравнением второго порядка относительно $r(z)$. Следовательно, его общим решением будет линейная комбинация двух любых линейно независимых частных решений $r_1(z)$ и $r_2(z)$. Тогда общее решение, т. е. уравнение любой параксиальной траектории, можно записать в виде

$$r(z) = Ar_1(z) + Br_2(z),$$

где A и B — произвольные постоянные.

Рассмотрим две плоскости, перпендикулярные оси симметрии, а именно плоскости $z=a$ и $z=b$ (рис. 2-1). Выберем два таких частных решения, т. е. две такие траектории, которые удовлетворяют следующим условиям: 1) $r_1(a) = r_1(b) = 0$; 2) $r_2(a) = 1$. То, что эти условия вполне реальны и выполнимы, вытекает из следующих соображений.

Первое условие говорит о том, что в качестве первого частного решения мы выбрали траекторию электрона,

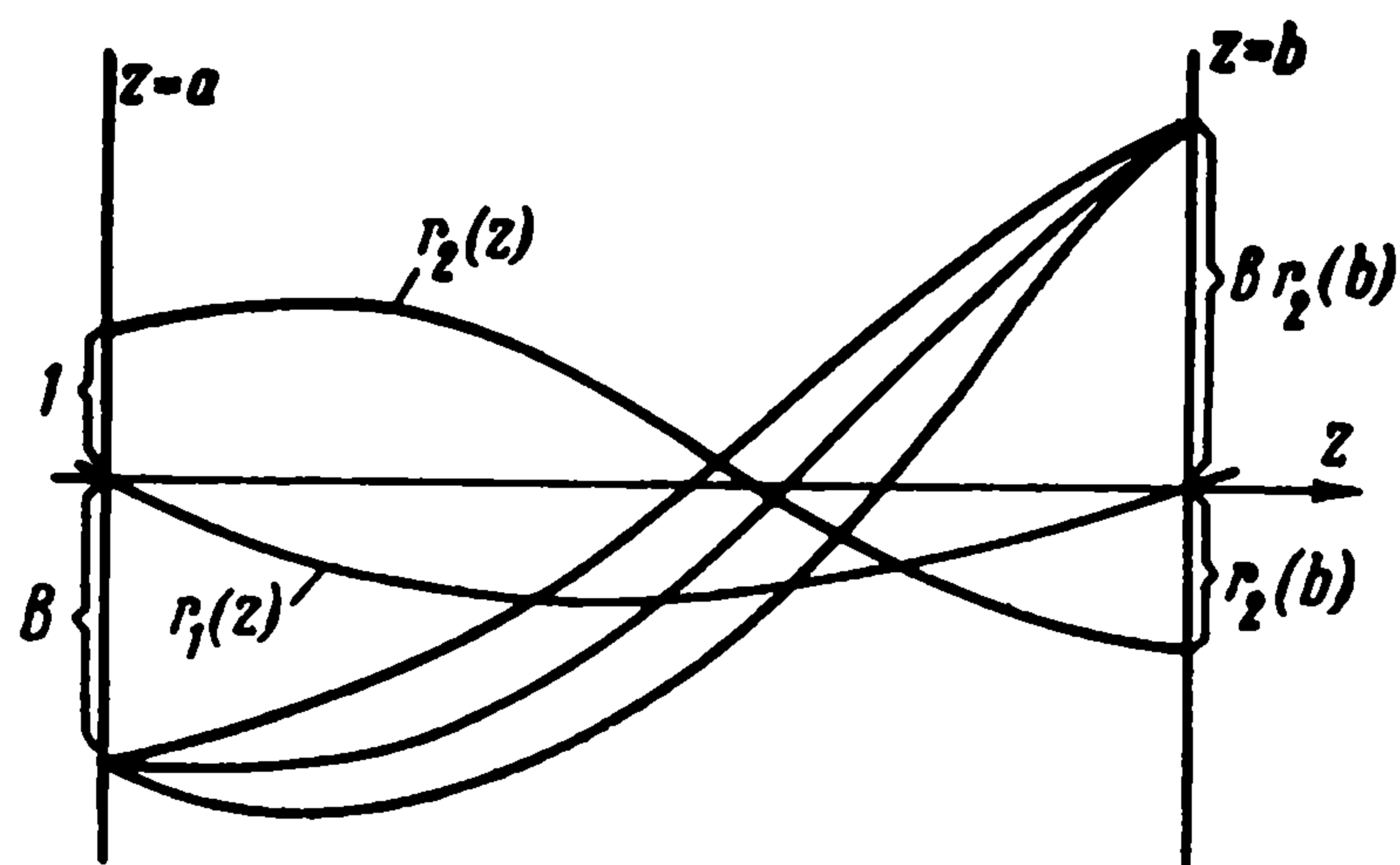


Рис. 2-1. К оптическим свойствам аксиально-симметричного поля.

проходящего в точке $z=a$ через ось z . Так как $U''(z) > 0$ и сила, действующая на электрон в поле, направлена к оси, то он в какой-то точке $z=b$ должен вновь пересечь ось z . В этой точке мы и располагаем плоскость $z=b$.

Второе условие говорит лишь о том, что мы в качестве второго частного решения выбрали траекторию электрона, который плоскость $z=a$ проходит на расстоянии единицы длины от оси. Как этот электрон пойдет дальше, нас по существу не интересует. Описав какую-то траекторию, он, очевидно, пересечет плоскость $z=b$ в некоторой точке $r_2(b)$, причем $r_2(b)$ представляет собой какое-то вполне определенное число, сама величина которого нас сейчас тоже не интересует.

При сформулированных выше условиях общие решения уравнения для плоскостей $z=a$ и $z=b$ будут соответственно иметь вид:

$$\begin{aligned} r(a) &= B; \\ r(b) &= Br_2(b). \end{aligned}$$

Физический смысл этих выражений прост. Первое означает, что электроны могут покидать плоскость $z=a$ в любой точке этой плоскости, характеризуемой произвольной постоянной B . Второе же выражение говорит о том, что электроны, характеризуемые в плоскости $z=a$ начальным условием $r(a)=B$, пересекут плоскость $z=b$ в точке $Br_2(b)$. Отметим при этом, что полученные решения для плоскостей $z=a$ и $z=b$ не содержат никаких условий, связанных с направлением выхода электронов из точек исходной плоскости $z=a$. Следовательно, все параксиальные электроны, сколько бы их ни было, выходящие под различными углами к оси из некоторой точки B в плоскости $z=a$, независимо от формы своих траекторий попадут в плоскости $z=b$ также в одну точку (рис. 2-1). Следовательно, в точке $Br_2(b)$ мы получим электронное изображение точки B .

Сказанное справедливо для любой точки плоскости $z=b$, и, следовательно, в плоскости $z=b$ мы получим электронное изображение плоскости $z=a$. При этом отношение линейных размеров изображения и объекта (линейное увеличение) может быть выражено как

$$M = \frac{Br_2(b)}{B} = r_2(b) = \text{const.}$$

Иными словами, линейное увеличение не зависит от положения точек объекта относительно оси, и изображение будет неискаженным, геометрически подобным.

Из приведенного рассмотрения следует, что любое аксиально-симметричное электрическое поле в случае, если $U''(z) > 0$ и используются параксиальные электронные пучки, способно создавать электронное изображение и является электронной линзой. При этом, так как $U''(z) > 0$ и поле стремится отклонить электроны к оси симметрии, электронная линза может быть названа собирающей.

В случае же, если $U''(z) < 0$ и поле отталкивает электроны от оси, можно говорить по аналогии со световой оптикой о том, что в данном случае получается рассеи-

вающая линза, дающая, как в световой оптике, мнимое изображение.

Очевидно, что электронная линза, т. е. аксиально-симметричное электрическое поле, может быть создана любой системой электродов, симметричных относительно некоторой общей оси. Конкретные типы таких систем мы рассмотрим несколько позже. Сейчас же перейдем к рассмотрению способов, с помощью которых можно определять электрические поля и траектории электронов в них. Как указывалось выше, ввиду серьезных трудностей, возникающих часто при попытках точного аналитического решения указанных задач, эти способы имеют большое практическое значение.

2-3. ПРАКТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ, ОБРАЗУЮЩИХ ЭЛЕКТРОННЫЕ ЛИНЗЫ

Мы установили, что аксиально-симметричные электрические поля являются электронными линзами, т. е. способны давать увеличенные или уменьшенные изображения тех или иных объектов в электронных лучах. Выше мы указывали, что при конструировании электроннолучевого прибора необходимо в первую очередь

знать, каково поле, созданное электроннооптической системой, а уже затем определить траектории электронов в таком поле.

Определение полей строго аналитическим путем часто наталкивается на значительные, порой непреодолимые трудности. Поэтому был создан ряд приближенных расчетных и экспериментальных методов, которые позволяют сравнительно быстро и точно решить указанную задачу.

Прежде чем остановиться на наиболее распространенных из этих методов, напомним, что достаточно бывает определить не все поле, созданное акси-

ально-симметричной системой, а только распределение его вдоль оси этой системы. Последнее позволяет, если используемые в приборе электронные пучки близки к параксиальным, переходить к определению траекторий электронов, что нас в конечном счете и интересует.

Приближенный расчетный метод определения электрических полей. Если наличием объемных зарядов можно пренебречь, то электрические поля подчиняются уравнению Лапласа ($\text{div grad } U = 0$), которое, будучи записано в цилиндрических координатах, удобных при рассмотрении аксиально-симметричных полей, имеет вид:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial U}{\partial r} \right) = 0. \quad (2-13)$$

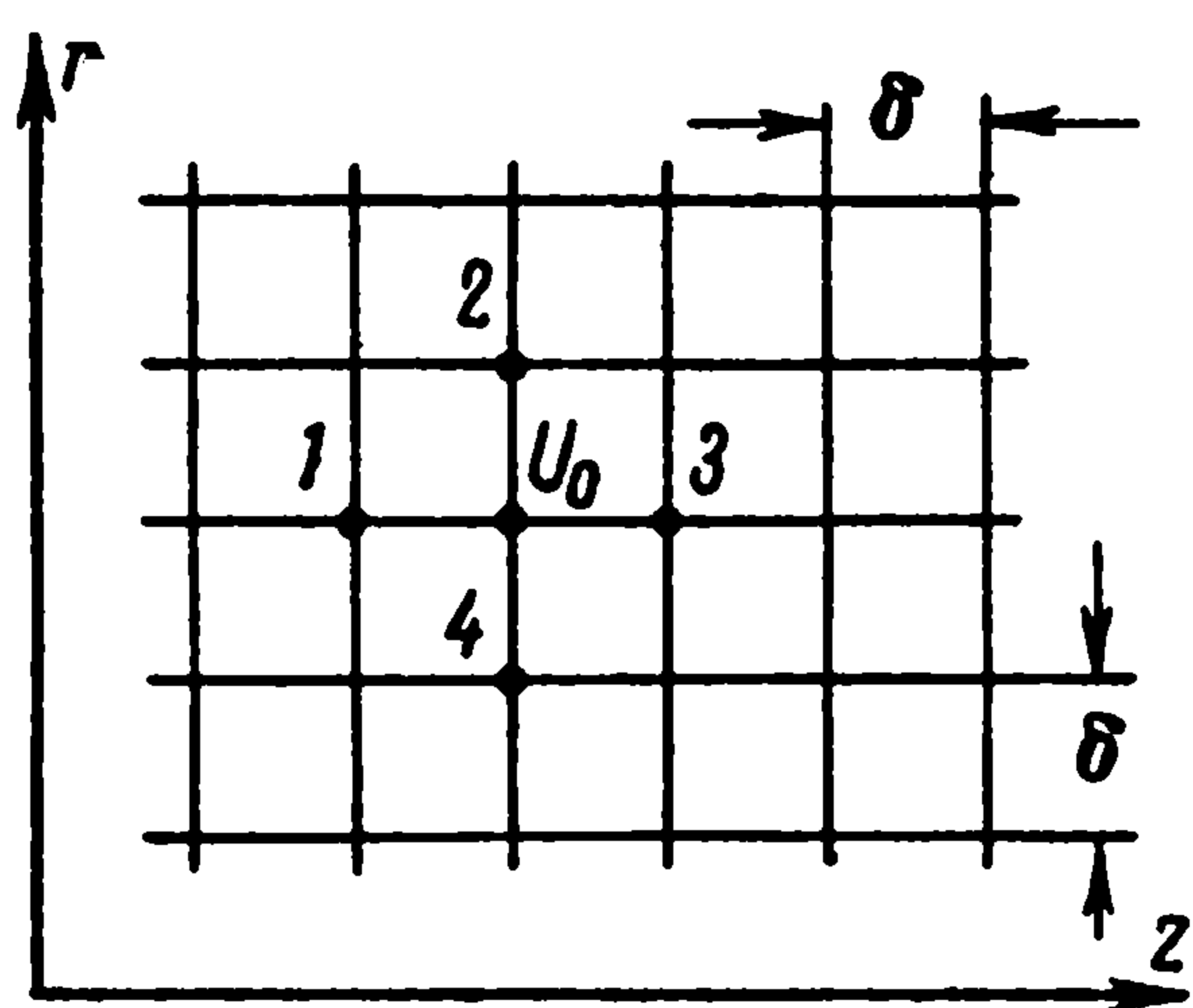


Рис. 2-2. К расчету электрического поля.

Излагаемый метод основан на замене дифференциальных уравнений уравнениями в конечных разностях. Область, в которой необходимо определить поле, разбивается на большое число ячеек. Потенциалы узловых точек ячеек, совпадающих с поверхностями электродов, создающих поле, известны. Потенциалы остальных узловых точек задаются ориентировочно, и затем с помощью уравнений в конечных разностях, эквивалентных соответствующим дифференциальным уравнениям, производится оценка заданных потенциалов узловых точек. Этот процесс повторяется до тех пор, пока полученные при очередном пересчете потенциалы узловых точек окажутся не сильно отличающимися от значений, полученных при предыдущем пересчете. Так как поле является аксиально-симметричным, достаточно рассчитать поле в одной из меридиональных плоскостей, и задача становится двумерной.

Рассмотрим область такого поля (рис. 2-2), покрытую сеткой из квадратных ячеек со стороной δ . Выберем на сетке точку, потенциал которой равен U_0 , и произведем разложение функции $U(z, r)$ в ряд Тейлора в окрестности выбранной точки. Это разложение в случае пренебрежения малыми величинами третьего порядка и выше будет иметь вид:

$$U = U_0 + \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)_0 \Delta z + \left(\frac{\partial U}{\partial r} \right)_0 \Delta r + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \right)_0 \times \\ \times \Delta z^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} \right)_0 \Delta r^2 + 2 \left(\frac{\partial^2 U}{\partial z \partial r} \right)_0 \Delta z \Delta r.$$

В соответствии с этим в отмеченных на рис. 2-2 точках, учитывая, что для них либо Δz , либо Δr равно нулю, будем иметь:

$$U_1 = U_0 - \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)_0 \delta + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \right)_0 \delta^2; \\ U_2 = U_0 + \left(\frac{\partial U}{\partial r} \right)_0 \delta + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} \right)_0 \delta^2; \\ U_3 = U_0 + \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)_0 \delta + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \right)_0 \delta^2; \\ U_4 = U_0 - \left(\frac{\partial U}{\partial r} \right)_0 \delta + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} \right)_0 \delta^2.$$

Складывая эти уравнения, получаем:

$$4U_0 = U_1 + U_2 + U_3 + U_4 - \delta^2 \left[\left(\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \right)_0 + \left(\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} \right)_0 \right]. \quad (2-14)$$

Но согласно (2-13)

$$\left(\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \right)_0 + \left(\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} \right)_0 = - \frac{1}{r_0} \left(\frac{\partial U}{\partial r} \right)_0.$$

Величина же $(\partial U / \partial r)_0$ может быть приближенно заменена разностью $\frac{U_2 - U_4}{2\delta}$. Тогда выражение (2-14) может быть записано в виде

$$4U_0 = U_1 + U_2 + U_3 + U_4 + \delta \frac{U_2 - U_4}{2r_0}.$$

Отсюда получаем выражение для подсчета потенциала любой точки нашего поля по потенциалам четырех окружающих ее точек:

$$U_0 = \frac{1}{4} \left[U_1 + U_2 \left(1 + \frac{\delta}{2r_0} \right) + U_3 + U_4 \left(1 - \frac{\delta}{2r_0} \right) \right]. \quad (2-15)$$

Аналогично решается и плоская задача, когда потенциал поля $U(x, y, z)$ может быть представлен в виде функции двух декартовых координат x и y . Легко найти, что в этом случае выражение, аналогичное (2-15), для U_0 имеет еще более простой вид, а именно:

$$U_0 = \frac{1}{4} (U_1 + U_2 + U_3 + U_4).$$

Чем меньшей выбрана величина δ , т. е. чем больше ячеек, тем рассчитанное поле будет ближе соответствовать действительному. Если в некоторой области поля необходимо более точное определение потенциала, то можно разбить ее на ячейки с меньшими δ .

Отметим, что конечный результат не зависит от того, какими были выбраны начальные потенциалы узловых точек, хотя чем они ближе к истинным, тем быстрее достигается требуемый результат. Ясно также, что ошибки в промежуточных вычислениях не могут сказаться на окончательном результате. Следует также отметить, что возможности расчетного метода могут быть значительно расширены путем конформного преобразования исследуемой области в более простую.

Еще более широкие возможности исследования полей открывают экспериментальные методы.

Определение электрических полей методом электролитической ванны. Это один из наиболее простых и достаточно точных методов, получивший наибольшее распространение. Он основан на аналогии между электростатическим полем силовых линий в вакууме и полем линий тока в проводящей среде.

Если между электродами, погруженными в жидкость с электропроводностью σ , проходит ток, то его плотность

$$j = \sigma E = -\sigma \operatorname{grad} U.$$

Для любой точки в электролите

$$\operatorname{div} j = 0 = -\sigma \operatorname{div} \operatorname{grad} U = -\sigma \Delta U.$$

Полученное выражение в точности соответствует выражению для уравнения Лапласа, которому удовлетворяет электростатическое поле в вакууме. Следовательно, в случае отсутствия пространственного заряда потенциал в вакууме и потенциал в электролитической ванне удовлетворяют одному и тому же уравнению и при совпадении граничных условий (формы и потенциалы электродов) должны совпадать между собой. Однородность уравнения Лапласа дает возможность пропорционально изменять размеры электродов в ванне по сравнению с размерами исследуемой электроннооптической системы, а также пропорционально изменять и потенциалы. Последнее дает возможность использовать в ванне переменные напряжения, что очень удобно, так как предотвращает поляризацию электролита.

Для определения электрического поля с помощью электролитической ванны металлические электроды, являющиеся моделью исследуемой системы, погружаются в электролит, которым может служить слабо подкисленная или обычная водопроводная вода, и к ним прикладываются соответствующие напряжения. Материалы электродов модели не должны растворяться в электролите, и размеры рабочей части электродов должны быть значительно меньше размеров ванны, стенки которой выполняются из изолирующего материала.

Если в любую точку электролита ввести зонд, достаточно малый для того, чтобы искажение поля было также пренебрежимо мало, то в случае наличия разности потенциалов между выбранной точкой и зондом в цепи последнего потечет ток. При перемещении зонда и прохождении им точки, где потенциал электрического поля в точности равен потенциалу зонда, ток прекратится и затем изменит направление. С помощью соответствующего нуль-индикатора точка межэлектродного пространства, имеющая потенциал, равный потенциалу, заданному на зонд, может быть зафиксирована, а совокупность таких точек даст эквипотенциальную поверхность.

Задача определения поля значительно упрощается, если оно зависит лишь от двух координат или имеет плоскости симметрии. В этом случае модель может воспроизводить лишь часть электродов, расположенных по одну сторону от плоскости симметрии, а сама плоскость может быть заменена стенкой из диэлектрика, роль которой, в частности, может играть открытая поверхность воды в ванне.

Эквивалентность такой замены очевидна из того, что в плоскости стенки из диэлектрика составляющая тока, нормальная к этой поверхности, отсутствует, нормальная компонента напряженности поля равна нулю и эквипотенциальные поверхности ортогональны к плоскости из диэлектрика. Точно такие же условия имеют место для напряженности поля и его эквипотенциальных поверхностей в плоскости симметрии электрического поля в вакууме. Учет этого очень полезен в случае исследования аксиально-симметричных полей, наиболее часто встречающихся в электроннолучевых приборах.

В этом случае в ванну может быть погружена модель, соответствующая половине исследуемой системы, так что поверхность воды совпадает с меридиональной плоскостью (рис. 2-3). Тогда

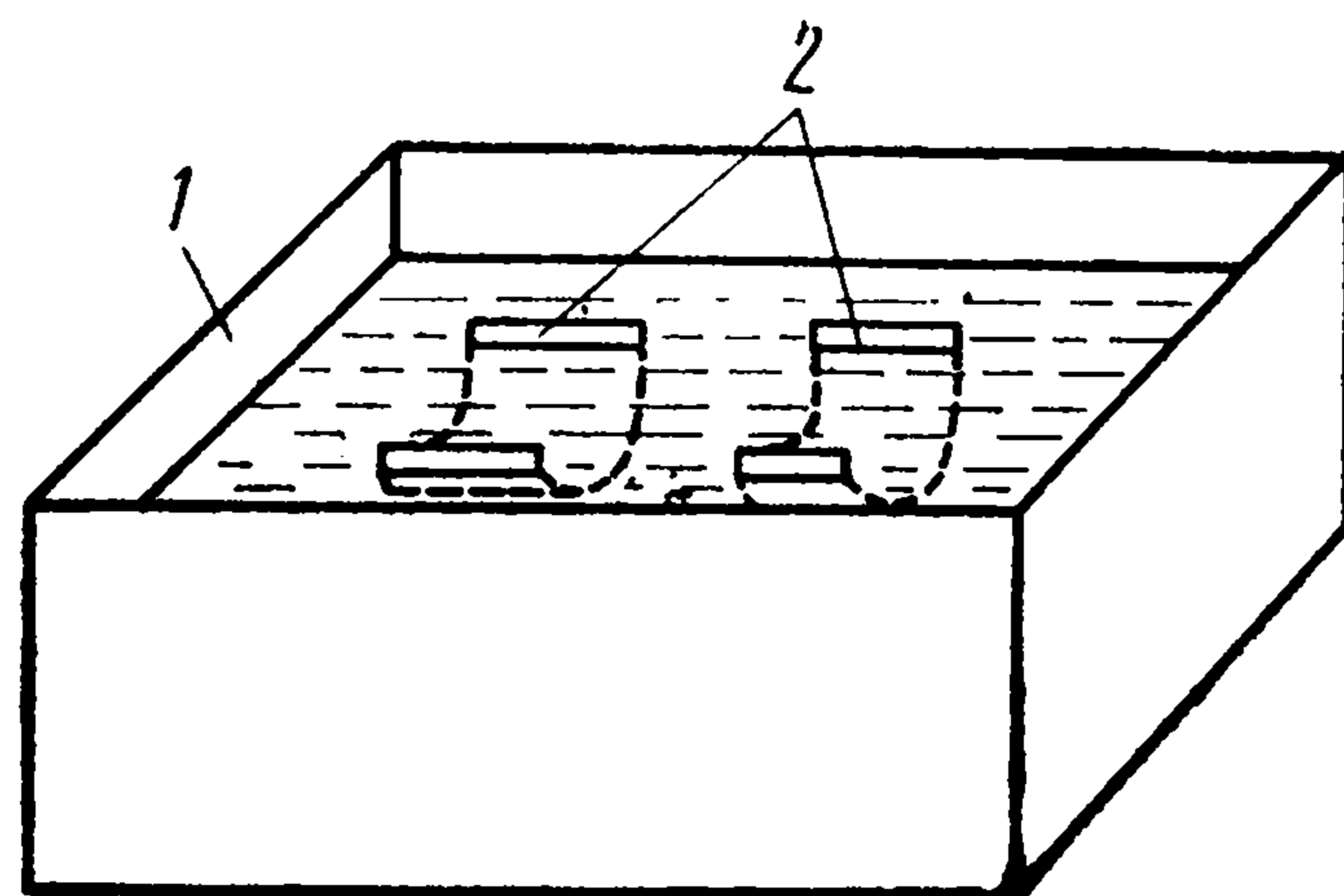


Рис. 2-3. Глубокая электролитическая ванна.

1 — ванна; 2 — модель электродов.

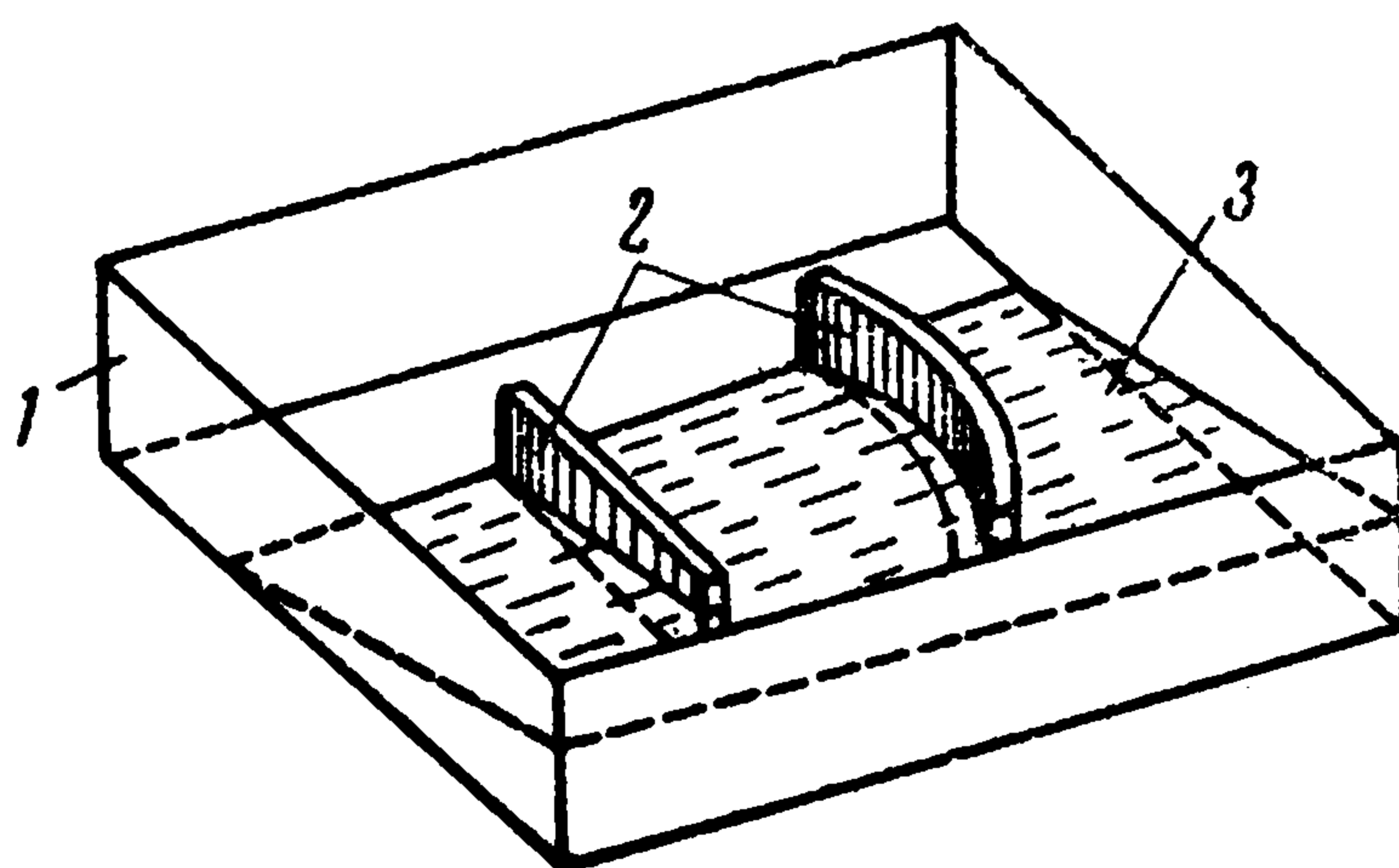


Рис. 2-4. Мелкая наклонная электролитическая ванна.

1 — ванна; 2 — модель; 3 — электролит.

с помощью короткого зонда, перемещающегося непосредственно по поверхности электролита, можно легко определить распределение потенциала вдоль оси системы или во всей меридиональной плоскости.

Часто в таких случаях применяют так называемую мелкую наклонную ванну (рис. 2-4). В этом случае модель ограничивается не одной, а двумя меридиональными плоскостями, из которых одна представлена дном ванны, а другая, в которой и исследуется поле, — поверхностью электролита. При этом линия пересечения этих плоскостей, так называемая «линия берега», представляет собой ось симметрии поля.

Мелкая, но уже не наклонная, а горизонтальная ванна может быть с успехом применена в случае исследования плоских задач, когда поле зависит лишь от двух координат в декартовой системе.

Обычно установка для исследования полей описанным способом состоит из ванны с моделью системы электродов, потенциометров, служащих для задания потенциалов на электроды модели, зонда, нуль-индикатора и часто устройства, автоматически регистрирующего на бумаге положения точек, образующих ту или иную эквипотенциаль. Это устройство размещается на одном плече пантографа и точно воспроизводит движения зонда, помещенного на другом его плече (рис. 2-5).

В заключение можно отметить, что в настоящее время разработан ряд методов, позволяющих исследовать в электролитической ванне поля в условиях, когда пространственным зарядом в межэлектродном пространстве пренебречь нельзя [Л. 14].

Определение электрических полей с помощью метода твердых проводящих слоев. В случае поля, зависящего в пря-

моугольной системе координат лишь от двух из них (плоская задача), достаточно смоделировать его в любой плоскости, перпендикулярной третьей координате. Поэтому жидкий проводник, каким является электролит в ванне, может быть заменен тонким слоем твердого вещества, обладающего определенной проводимостью (специальная бумага или другое вещество). При этом моделью электродов будут контуры сечения их плоскостью, в которой исследуется поле, выполненные из материала, электропроводность которого значительно больше электропроводности основного проводящего слоя.

Физические основы моделирования полей остаются теми же, что и в случае с электролитической ванной. Методика же исследования упрощается. В данном случае нет необходимости даже в пантографе, так как сам зонд может служить регистрирующим устройством, с помощью которого отмечают точки данной эквипотенциали на проводящей бумаге. Однако объемные поля, обладающие осевой симметрией, с помощью этого метода исследовать не представляется возможным.

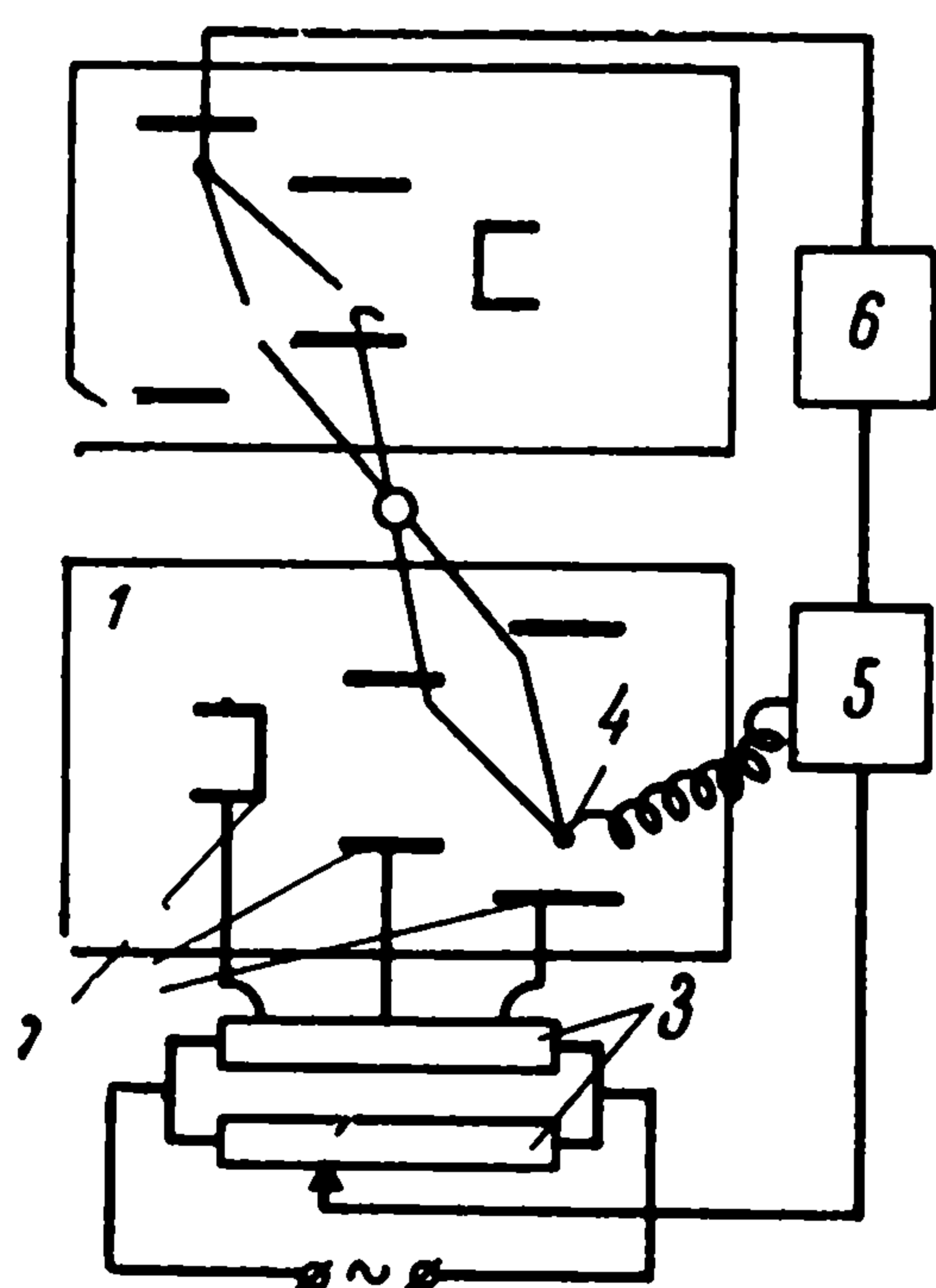


Рис. 2-5. Принципиальная схема электролитической ванны.

1 — ванна; 2 — модель электродов; 3 — потенциометры; 4 — зонд; 5 — усилитель; 6 — нуль-индикатор.

2-4. ПРИБЛИЖЕННЫЕ МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТРАЕКТОРИЙ ЭЛЕКТРОНОВ В ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

Траектории параксиальных электронов в аксиально-симметричном поле в принципе могут быть определены путем решения дифференциального уравнения (2-12), если известно аналитическое выражение для $U(z)$, однако выше отмечалось, что получение строгого аналитического выражения для $U(z)$, а также и строгое аналитическое решение уравнения (2-12) часто весьма затруднительно.

Поэтому для определения траекторий электронов в электронных линзах чаще всего прибегают к приближенным методам, дающим при сравнительной простоте приемлемую точность.

Рассмотрим некоторые из них, начав с наиболее простых и наглядных графо-аналитических методов.

Метод, основанный на законе преломления в электрическом поле. Допустим, что мы определили поле электронной линзы, в котором движется электрон, и имеем его картину в виде совокупности эквипотенциалей (рис. 2-6).

Полагаем, что между каждыми двумя эквипотенциалами потенциал постоянен и равен среднему арифметическому из значений потенциала, соответствующих этим эквипотенциалам, т. е. в каждом случае

$$U = \frac{U_{n+1} + U_n}{2}.$$

Пусть электрон подходит к эквипотенциали U_2 под углом α к нормали в точке падения электрона на эквипотенциаль. Как мы убедились выше, электрон при пересечении эквипотенциали изменит направление движения и в соответствии с законом преломления [см. (1-11)] пойдет дальше под другим углом к нормали, который может быть определен из соотношения

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{\sqrt{U_3 + U_2}}{\sqrt{U_2 + U_1}}.$$

Найдя угол β , мы тем самым находим траекторию электрона на участке между следующими двумя эквипотенциалами и т. д. Таким образом, криволинейная траектория заменяется с некоторым приближением ломаной линией.

Метод радиусов кривизны. При движении электрона в электрическом поле он испытывает ускорение, которое в любой точке траектории может быть разложено на две компоненты: тангенциальное ускорение, направленное параллельно вектору скорости, т. е. по касательной к траектории, и ускорение, нормальное к вектору скорости. Последнее, как известно, направлено по радиусу кривизны траектории, т. е. нормально к ней. Величина этого центростремительного ускорения, как известно из механики, равна v^2/R , где v — скорость электрона в данной точке, а R — радиус кривизны траектории. С другой стороны, величина нормального ускорения должна

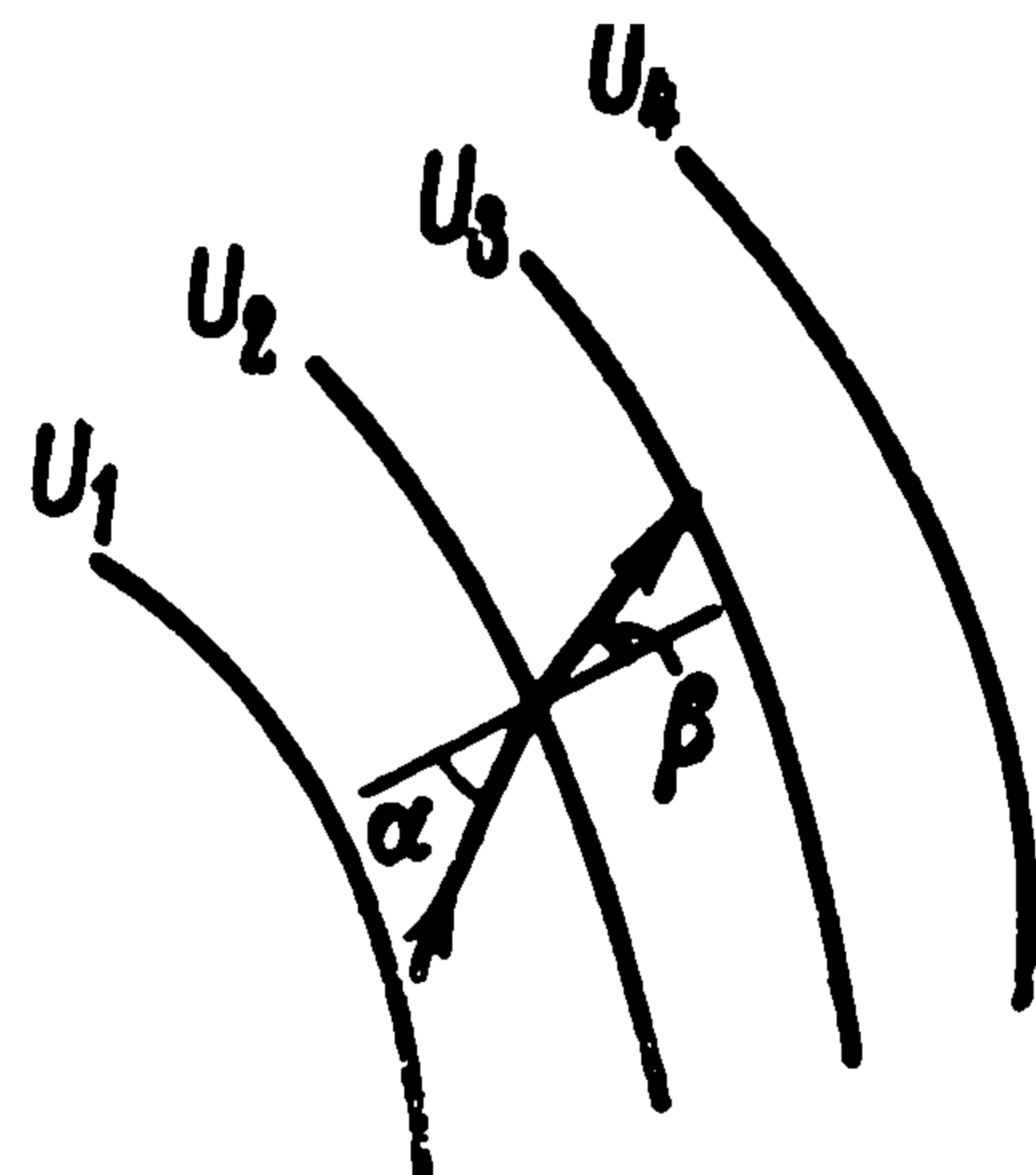


Рис. 2-6. К методу, основанному на законе преломления.

быть равна силе, действующей на электрон в направлении нормали к траектории, деленной на его массу:

$$\frac{F_n}{m} = - \frac{eE_n}{m}.$$

В последнем выражении E_n представляет собой компоненту напряженности поля, нормальную к траектории в данной ее точке.

Исходя из сказанного, можем для величины нормального ускорения записать:

$$a_n = \frac{v^2}{R} = - \frac{eE_n}{m}.$$

Отсюда определяем радиус кривизны траектории в данной точке

$$R = - \frac{mv^2}{eE_n}.$$

Используя закон сохранения энергии в электрическом поле, окончательно получаем:

$$R = - \frac{2U}{E_n}. \quad (2-16)$$

Величину R и центр дуги, по которой движется электрон в данной точке, можно найти графически.

Пусть мы опять имеем электрическое поле, представленное его эквипотенциалами (рис. 2-7). Электрон падает на первую эквипотенциаль U_1 в точке A . Проведем из этой точки нормаль к эквипотенциали до пересечения в точке B со следующей эквипотенциалью U_2 . Отметим, что отрезок AB совпадает по направлению с напряженностью поля E в точке A . После этого проведем нормаль к траектории электрона в точке A — прямую mn . Направление этой прямой совпадает с направлением нормальной к траектории компоненты напряженности поля E_n и радиуса кривизны траектории R в точке A . Проведем теперь из точки B касательную к эквипотенциали U_2 до пересечения ее с прямой mn в точке C . Полагая величину напряженности поля между эквипотенциалами U_2 и U_1 равной $\frac{U_2 - U_1}{AB}$ и имея угол α между направлениями E и E_n , можем записать:

$$E_n = E \cos \alpha = \frac{U_2 - U_1}{AB} \cos \alpha.$$

Принимая, как и в предыдущем методе, величину потенциала между эквипотенциалами U_2 и U_1 постоянной и равной $\frac{U_2 + U_1}{2}$ и используя соотношение (2-16), получаем выражение для радиуса кривизны

$$R = - \frac{2U}{E_n} = - \frac{U_2 + U_1}{U_2 - U_1} \frac{AB}{\cos \alpha} = - \frac{U_2 + U_1}{U_2 - U_1} AC.$$

Следовательно, зная потенциалы эквипотенциалей и найдя путем описанного построения отрезок AC , мы легко можем опреде-

лить численное значение радиуса кривизны траектории в данной ее точке. После этого отрезок, равный по величине R , откладывается из точки A по прямой nn и находится центр дуги, по которой движется электрон в точке A . Направление, в котором откладывается из точки A отрезок, соответствующий R , легко определить. Оно должно быть противоположно направлению E_n . После этого с помощью циркуля проводится дуга с центром в точке O , соединяющая точку A со следующей эквипотенциалью U_2 , где описанное выше построение выполняется вновь и находится новое значение радиуса кривизны.

Таким образом, в данном случае криволинейная траектория электрона заменяется приближенно совокупностью дуг окружностей.

Оба описанных метода достаточно просты, а точность их зависит в первую очередь от точности определения поля, т. е. возрастает с ростом числа определенных эквипотенциалей, разбивающих на участки поле, образующее линзу. Укажем, что метод радиусов кривизны лег в основу одного из типов траектографов — приборов, позволяющих, минуя определение поля в электролитической ванне, непосредственно с ее помощью получать траектории электронов в электрическом поле.

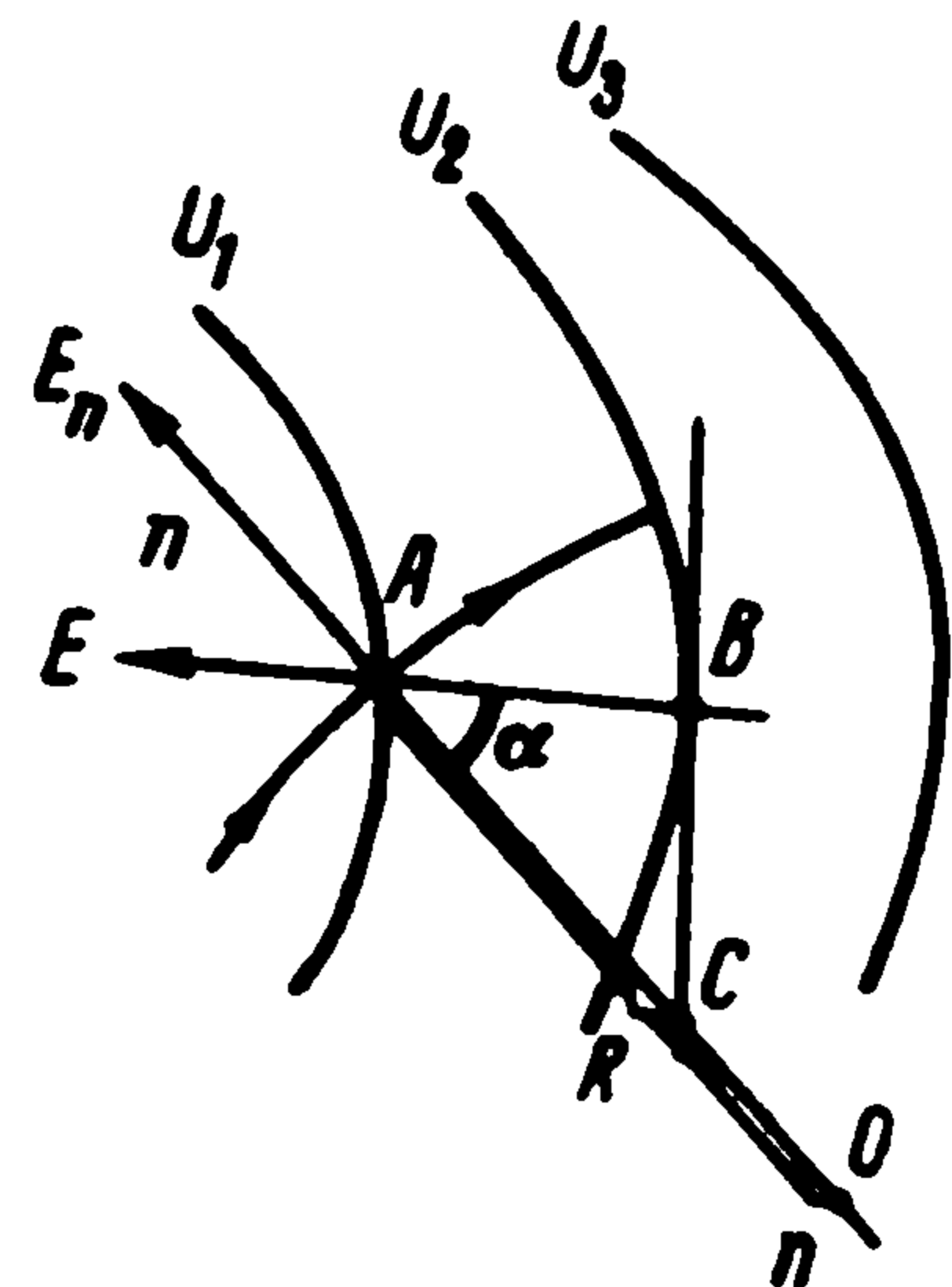


Рис. 2-7. К методу радиусов кривизны.

Метод последовательных приближений при решении уравнения траектории. Представим себе, что имеется точное аналитическое выражение для распределения потенциала вдоль оси симметрии поля $U(z)$ или удалось получить выражение, достаточно хорошо его аппроксимирующее.

Очевидно, нашей задачей является получение уравнения траектории $r(z)$ в этом поле.

Обратимся к уравнению траектории (2-11), подставим в него выражение для $U(z)$ и проинтегрируем от некоторой начальной точки, характеризующейся условиями $z_0, r_0, \left. \frac{dr}{dz} \right|_{z_0}$, до произвольной точки $z, r, dr/dz$. Получаем:

$$\sqrt{U(z)} \left. \frac{dr}{dz} \right|_z - \sqrt{U_0} \left. \frac{dr}{dz} \right|_{z_0} = - \frac{1}{4} \int_{z_0}^z r(z) \frac{U''(z)}{\sqrt{U(z)}} dz.$$

Исходя из этого, для $\frac{dr}{dz}$ в текущей точке z, r можно записать:

$$\left. \frac{dr}{dz} \right|_z = \frac{U_0}{\sqrt{U(z)}} \left. \frac{dr}{dz} \right|_{z_0} - \frac{1}{4 \sqrt{U(z)}} \int_{z_0}^z r(z) \frac{U''(z)}{\sqrt{U(z)}} dz.$$

Интегрируя в тех же пределах еще раз, имеем для $r(z)$:

$$r(z) = r_0 + \sqrt{U_0} \frac{dr}{dz} \Big|_{z_0} \int_{z_0}^z \frac{dz}{\sqrt{U(z)}} - \frac{1}{4} \int_{z_0}^z \frac{1}{\sqrt{U(z)}} \times \\ \times \left[\int_{z_0}^z \frac{U''(z)}{\sqrt{U(z)}} r(z) dz \right].$$

Однако в полученном выражении $r(z)$ входит и в правую часть. Поэтому необходимо применить метод последовательных приближений. Для этого необходимо в правую часть подставить не-

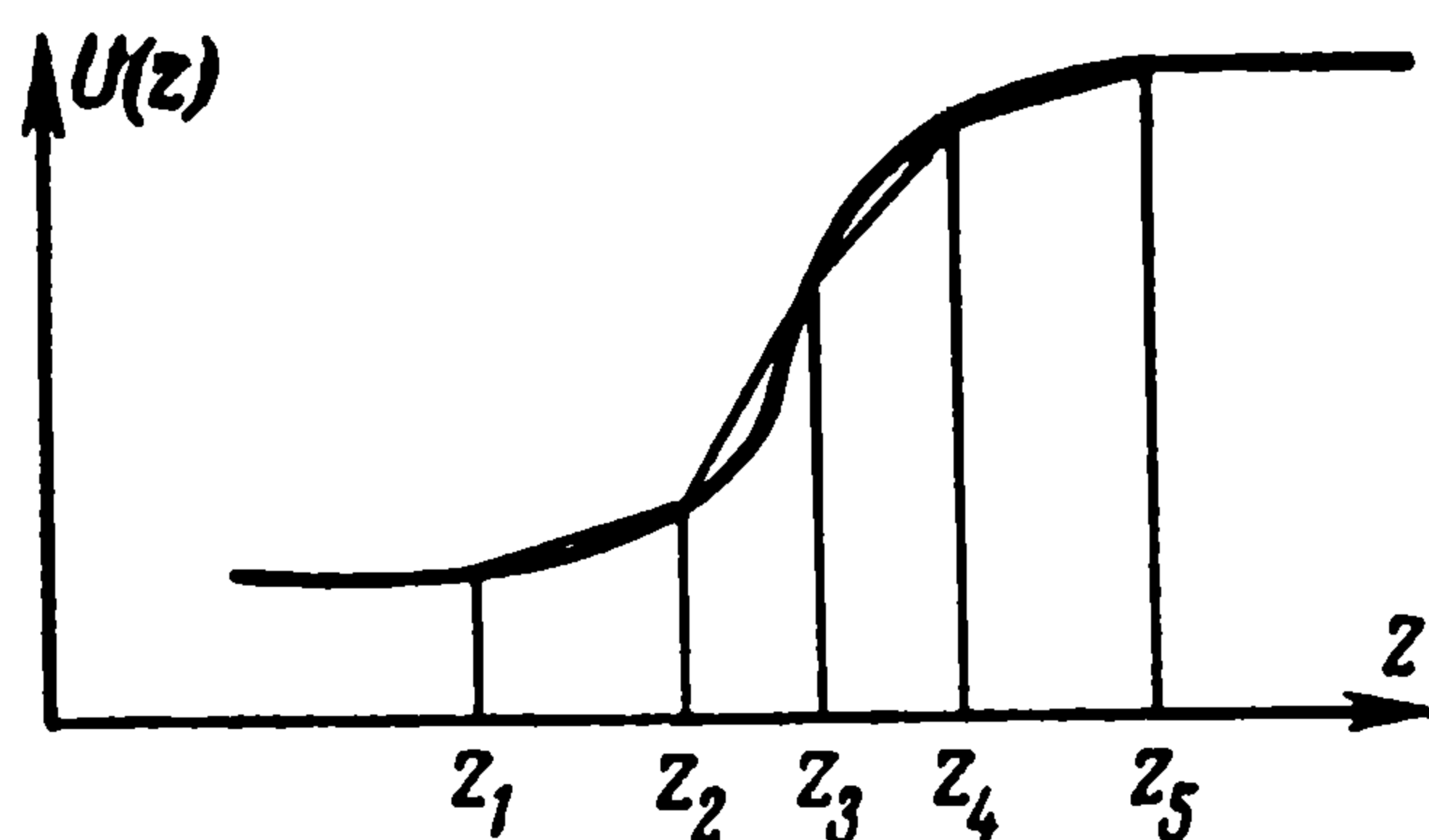


Рис. 2-8. К методу линейных отрезков осевого потенциала.

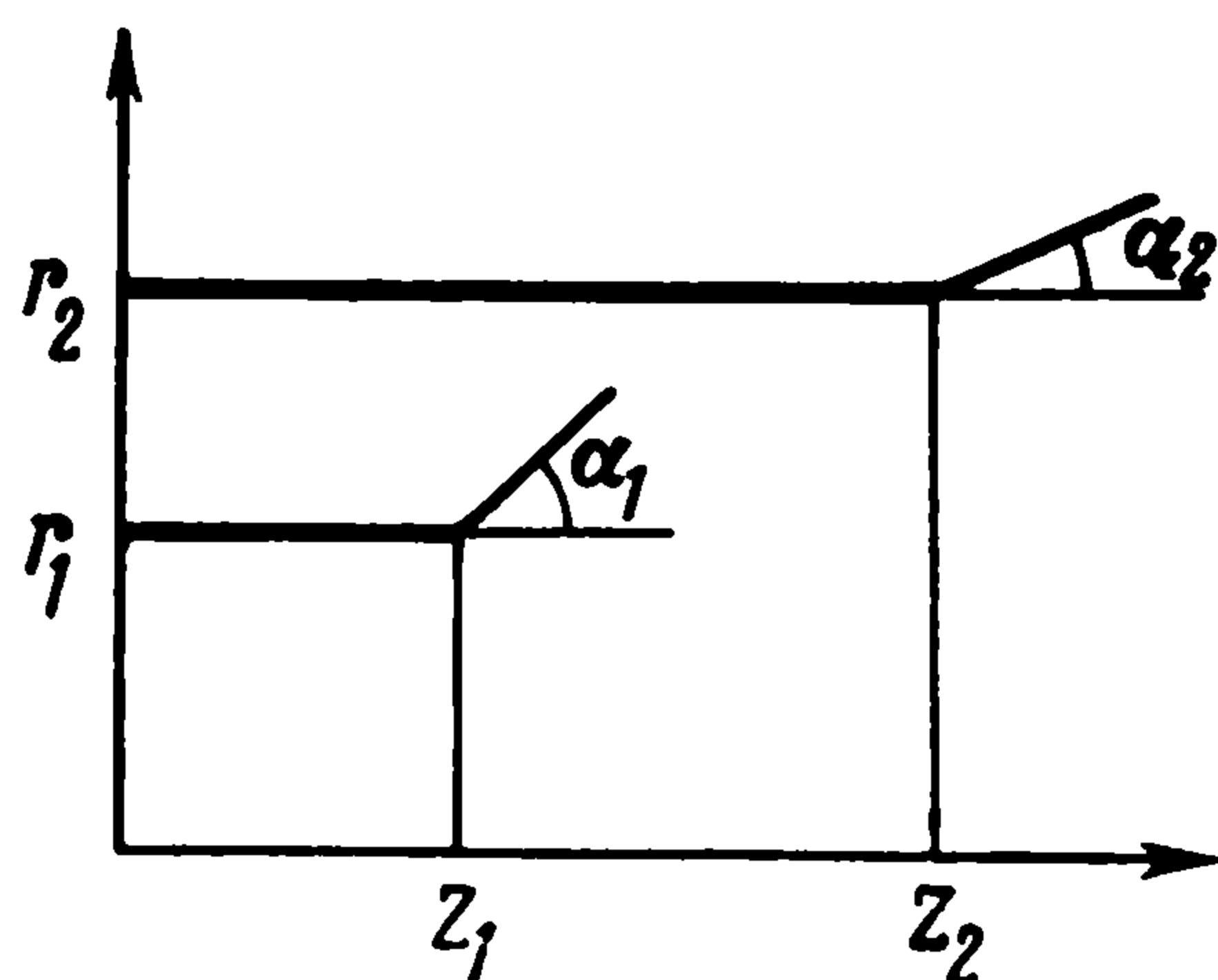


Рис. 2-9. К методу линейных отрезков осевого потенциала.

которое произвольное выражение для $r(z)$ — нулевое приближение и, проведя интегрирование, получить выражение для $r_1(z)$ — первое приближение. Затем, вновь подставляя полученный результат в правую часть выражения, можно получить второе, третье и т. д. приближения к выражению для уравнения траектории $r(z)$.

После нескольких указанных выше операций (как правило, трех-четырех) очередное приближение будет мало отличаться от предыдущего, и задачу можно считать решенной. При этом в качестве нулевого приближения удобно брать первые два члена исходного уравнения для $r(z)$.

Метод линейных отрезков осевого потенциала. Этот метод также основан на приближенном решении уравнения траектории параксиального электрона в аксиально-симметричном электрическом поле, в том случае когда распределение осевого потенциала $U(z)$ затруднительно получить в аналитической форме.

Суть метода состоит в следующем.

Положим, что имеется определенная каким-то приближенным способом зависимость $U(z)$ — распределение потенциала вдоль оси симметрии поля. Мы видели, что эта зависимость позволяет в принципе определить траекторию параксиального электрона. Пусть зависимость $U(z)$ имеет вид, представленный на рис. 2-8. Разобьем кривую распределения потенциала вдоль оси на несколько участков, как это показано на рисунке, и будем приближенно считать распределение потенциала внутри каждого участка линейным. Иными словами, криволинейное распределение потенциала вдоль оси заменим ломаной линией.

Следовательно, теперь внутри каждого участка

$$\frac{dU(z)}{dz} = \text{const}; \quad \frac{d^2U(z)}{dz^2} = 0.$$

На границах же участков $dU(z)/dz$ претерпевает скачок, а $d^2U(z)/dz^2$ обращается в бесконечность. После этого уравнение траектории (2-12) решается последовательно для каждого участка.

Рассмотрим, например, участок, ограниченный вдоль оси координатами z_1 и z_2 . Пусть при z_1 электрон находится на расстоянии r_1 от оси и движется под углом α_1 к ней (рис. 2-9), т. е. dr/dz в точке z_1 равно $\text{tg } \alpha_1 = \left. \frac{dr}{dz} \right|_{z_1}$. Необходимо найти значения r и dr/dz в конце нашего участка.

Уравнение траектории (2-12) внутри участка, где $d^2U(z)/dz^2 = 0$, имеет вид:

$$U(z) \frac{d^2r}{dz^2} + \frac{1}{2} \frac{dr}{dz} \frac{dU(z)}{dz} = 0.$$

Отсюда можно выразить $\frac{d^2r}{dz^2}$ в виде

$$\frac{d^2r}{dz^2} = - \frac{1}{2} \frac{dr}{dz} \frac{1}{U(z)} \frac{dU(z)}{dz}.$$

Интегрируем полученное выражение по z , начиная с точки z_1 . Получим выражение

$$\int_{z_1}^z \frac{\frac{d^2r}{dz^2}}{\frac{dr}{dz}} dz = - \frac{1}{2} \int_{z_1}^z \frac{\frac{dU(z)}{dz}}{U(z)} dz,$$

которое может быть переписано в виде

$$\int_{z_1}^z d \left(\ln \frac{dr}{dz} \right) = - \frac{1}{2} \int_{z_1}^z d [\ln U(z)].$$

После интегрирования получим:

$$\ln \frac{\frac{dr}{dz}}{\left. \frac{dr}{dz} \right|_{z_1}} = - \frac{1}{2} \ln \frac{U(z)}{U(z_1)}.$$

Следовательно, величина dr/dz на нашем участке может быть представлена выражением

$$\frac{dr}{dz} = \left. \frac{dr}{dz} \right|_{z_1} \frac{\sqrt{U(z_1)}}{\sqrt{U(z)}} = \frac{C_1}{\sqrt{U(z)}}, \quad (2-17)$$

где $C_1 = \frac{dr}{dz} \Big|_{z_1} \sqrt{U(z_1)}$ зависит только от начальных условий на участке и является некоторой постоянной.

Проинтегрируем полученное выражение еще раз в пределах участка:

$$\int_{z_1}^{z_2} \frac{dr}{dz} dz = \int_{z_1}^{z_2} \frac{C_1}{\sqrt{U(z)}} dz = \int_{z_1}^{z_2} \frac{C_1 dz}{\sqrt{U(z_1) + (z - z_1) U'_{12}(z)}},$$

где

$$U'_{12}(z) = \frac{U(z_2) - U(z_1)}{z_2 - z_1}.$$

После интегрирования получим:

$$\begin{aligned} r_2 = r_1 + \left[\frac{2C_1}{U'_{12}(z)} \sqrt{U(z_1) + (z - z_1) U'_{12}(z)} \right]_{z=z_1}^{z=z_2} = \\ = r_1 + \frac{2C_1}{U'_{12}(z)} (\sqrt{U(z_2)} - \sqrt{U(z_1)}). \end{aligned} \quad (2-18)$$

Таким образом, зная r и dr/dz в начале каждого участка, можно определить r в конце его, т. е. определить точку траектории электрона в конце участка, заменяя траекторию внутри него отрезком прямой.

Для того чтобы перейти к следующему участку, в нашем примере — к участку, ограниченному координатами z_2 и z_3 , надо, кроме исходного значения r_2 , которое определяется из (2-18), знать еще начальную величину $\frac{dr}{dz} \Big|_{z_2}$ для этого участка. Определить ее из (2-17),

подставляя в него вместо $U(z)$ величину $U(z_2)$, было бы неправильно, так как на границе участка наклон кривой $U(z)$ меняется. Следовательно, и значения dr/dz слева и справа от точки z_2 будут различными.

Обозначая величину dr/dz слева от точки z_2 через $\frac{dr}{dz} \Big|_{z_{2л}}$, мы можем на основании (2-17) записать:

$$\frac{dr}{dz} \Big|_{z_{2л}} = \frac{C_1}{\sqrt{U(z_2)}}.$$

Для нахождения интересующего нас значения dr/dz справа от точки z_2 , которое обозначим через $\frac{dr}{dz} \Big|_{z_{2п}}$, рассмотрим уравнение

траектории (2-12) в окрестности этой точки. При переходе через точку z_2 величина d^2U/dz^2 обращается в бесконечность, в то время как величины dr/dz , dU/dz , $U(z)$ и r остаются конечными. Пренебрежем поэтому в уравнении (2-12) вторым членом по сравнению

с третьим и запишем для интересующей нас окрестности точки z_2 это уравнение в виде

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = -\frac{1}{4} r \frac{\frac{d^2 U}{dz^2}}{U(z)}.$$

Считая в окрестности точки z_2 $U(z) = U(z_2) = \text{const}$ и $r = r_2$, интегрируем полученное выражение в окрестности точки z_2 от $z_{2л}$ до $z_{2п}$:

$$\int_{z_{2л}}^{z_{2п}} \frac{d}{dz} \left(\frac{dr}{dz} \right) dz = -\frac{1}{4} \int_{z_{2л}}^{z_{2п}} \frac{r_2}{U(z_2)} \frac{d}{dz} \left(\frac{dU(z)}{dz} \right) dz.$$

В результате получаем:

$$\left. \frac{dr}{dz} \right|_{z_{2п}} = \left. \frac{dr}{dz} \right|_{z_{2л}} - \frac{r_2}{4U(z_2)} [U'_{23}(z) - U'_{12}(z)],$$

где

$$U'_{23}(z) = \frac{U(z_3) - U(z_2)}{z_3 - z_2}.$$

Итак, мы получили второе недостающее исходное данное для расчета траектории электрона на следующем участке.

Описанный метод несложен и дает возможность достаточно точно определить траекторию электрона в аксиально-симметричном электрическом поле.

Точность метода зависит от числа отрезков, на которые разбита кривая распределения потенциала вдоль оси поля.

Метод резиновой мембраны. Существует сравнительно простой метод, позволяющий определить траектории электронов непосредственно, минуя определение поля. Для этого используется тонкая резиновая мембрана, которая равномерно растягивается в горизонтальной плоскости $x - y$.

Модель системы электродов, в поле которых изучаются электронные траектории, прислоняется своими торцами к мембране, пригибая ее в направлении третьей координаты. При этом электроды, имеющие в системе положительный потенциал, подводятся сверху и прогибают мембрану вниз; электроды, имеющие отрицательный потенциал, наоборот, подводятся снизу, прогибая мембрану вверх.

Уровни, до которых мембрана прогибается моделями электродов, пропорциональны их потенциалам.

В результате поверхность мембраны искривляется сложным образом по всему ее полю, а высота z отклонения точек ее поверхности от исходной плоскости $x - y$ подчиняется в случае малых деформаций, как можно показать, выражению

$$\frac{\partial^2 z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 z}{\partial y^2} = 0.$$

Это выражение совпадает с уравнением Лапласа для распределения потенциала электрического поля в случае, если оно является функцией лишь двух переменных x и y и не зависит от z (так называемое плоское или двумерное поле).

Таким образом, деформированная мембрана представляет собой модель электрического поля, и, измеряя величину z отклонения ее точек от исходной плоскости, можно определить потенциал поля в этих точках. Поместив же у электрода, являющегося катодом, небольшие металлические шарики и наблюдая движение их по мембране, можно непосредственно определить траектории электронов

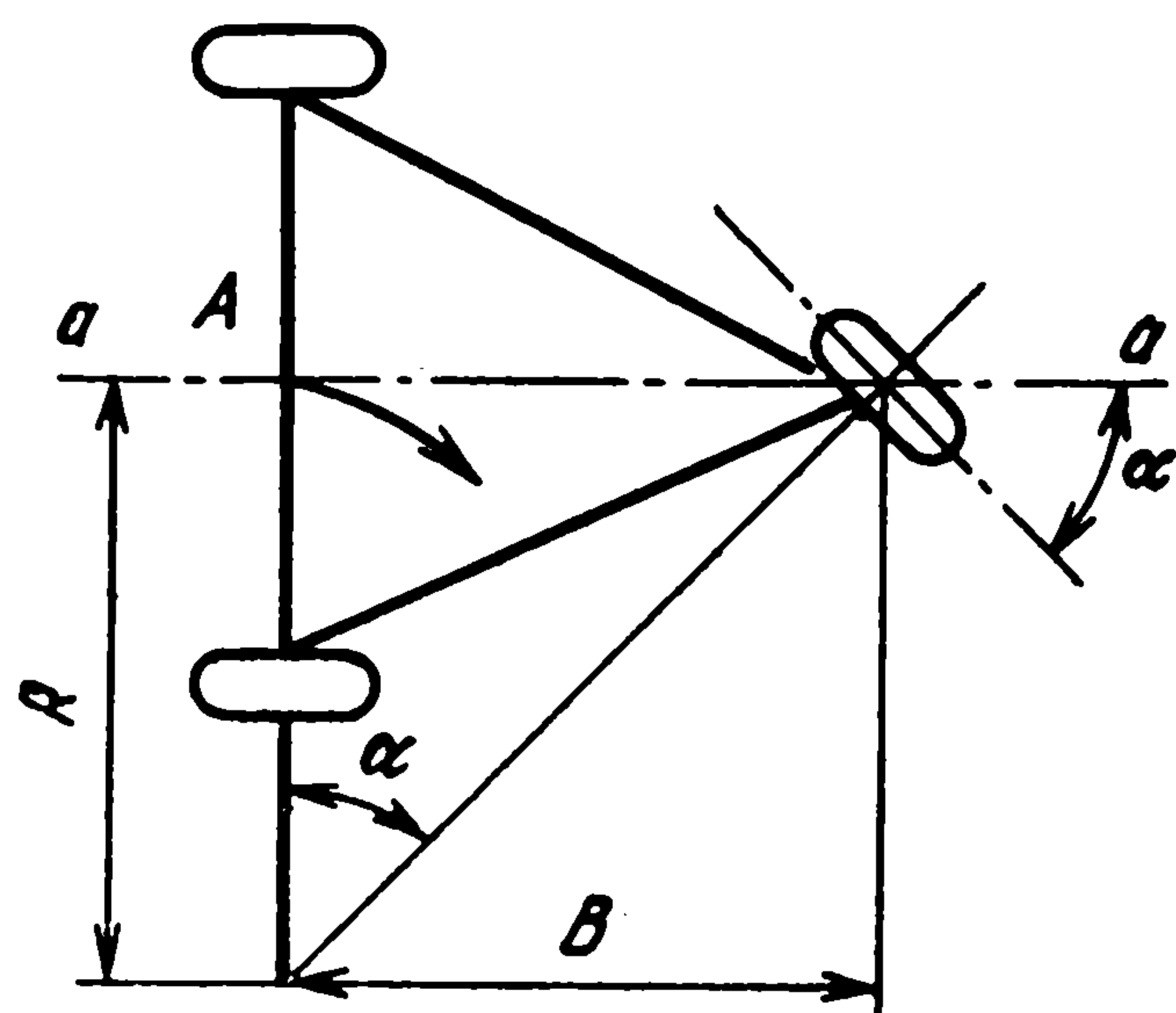


Рис. 2-10. Схема каретки траектографа.

в рассматриваемом поле, поскольку уравнения движения частицы в гравитационном поле по поверхности $z(x, y)$ совпадают с уравнениями движения электрона в плоском электрическом поле $U(x, y)$.

При движении шариков по мембране можно фотографировать их траектории, освещая модель периодическими вспышками света равной длительности. Получающиеся при этом трассы будут состоять из штрихов, длина которых дает представление о скорости шариков (а следовательно, и электронов) на тех или иных участках траектории.

Точность определения траекторий методом резиновой мембраны уменьшается с ростом наклона поверхности мембраны и размеров шариков, а также с ростом силы трения при движении шариков по мембране. Недостаток метода резиновой мембраны состоит в том, что с его помощью можно исследовать лишь плоские поля, а к рассмотрению полей, имеющих аксиальную асимметрию, он неприменим. Этот метод используется чаще всего для предварительной качественной оценки свойств электроннооптической системы.

Определение траекторий с помощью траектографов. Операцию нахождения траекторий электронов в электрических полях можно автоматизировать, что значительно уменьшает ее трудоемкость.

Для этого служат специальные устройства — траектографы, которые, как правило, работают в комбинации с электролитической ванной, на которой смоделировано исследуемое поле.

Первый тип траектографов основан по существу на рассмотренном выше методе радиусов кривизны.

Как следует из выражения (2-16), радиус кривизны плоской траектории электронов в электрическом поле по абсолютной величине равен $R=2U/E_n$.

Представим себе трехколесную тележку (рис. 2-10), перемещающуюся с постоянной скоростью по некоторой плоскости с помощью моторчика, приводящего в движение задние (ведущие) колеса.

Переднее (направляющее) колесо может поворачиваться, образуя своей плоскостью некоторый угол α с осью каретки aa . Легко видеть, что помещенное в точке A на оси каретки пишущее устрой-

ство будет при ее движении вычерчивать кривую с радиусом кривизны, равным

$$R = \frac{b}{\operatorname{tg} \alpha}, \quad (2-19)$$

где b — расстояние от точки A до оси направляющего колеса — база каретки.

Из сравнения (2-16) и (2-19) видно, что если это значение будет удовлетворять условию

$$\frac{b}{\operatorname{tg} \alpha} = \frac{2U}{E_n}, \quad (2-20)$$

то пишущее устройство будет автоматически вычерчивать траекторию электрона в соответствующем поле. Для этого надо только определить величины U и E_n и с помощью специального решающего устройства сформировать сигнал, который исполнительным механизмом обеспечивает значение $\operatorname{tg} \alpha$, соответствующее условию (2-20). Исходные данные, т. е. сигналы, пропорциональные величинам U и E_n , в данной точке можно, очевидно, получить с помощью двойного зонда, если плоскость его электродов в ванне будет всегда совпадать с осью ведущих колес каретки, т. е. будет нормальна к траектории.

Последнее обеспечивается соответствующей механической связью между кареткой и зондом.

Второй тип траектографов основан на прямом решении уравнений движения электрона в электрическом, обычно аксиально-симметричном или плоском поле. При этом достаточно определить напряженности поля в направлениях z и r в первом и в направлениях x и y во втором случае. Для этого используется зонд, состоящий из двух взаимно перпендикулярных пар электродов, ориентированных в направлении соответствующих координат на поверхности электролита ванны, в которой смоделирована электроннооптическая система. Две пары интеграторов на основании исходных данных, поступающих с зонда, определяют координаты электрона при его движении в поле. Соответствующий исполнительный механизм смещает каретку в нужном направлении, а связанное с ней пишущее устройство чертит траекторию электрона.

Более подробные сведения об устройстве и конструкциях траектографов указанных типов содержатся, например, в работах [Л. 12, 13].

При хорошей наладке и настройке траектографов точность построения траекторий может достигать 1%, что не хуже точности, достигаемой с помощью комбинации электролитической ванны с каким-либо другим методом построения траекторий.

Укажем также, что траектографы применимы и в случаях, когда поле смоделировано с учетом объемного заряда электронов пучка.

ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

3-1. ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В ОДНОРОДНОМ ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ. ДЛИННАЯ МАГНИТНАЯ ЛИНЗА

Магнитное поле взаимодействует лишь с движущейся заряженной частицей, скорость которой не параллельна силовым линиям магнитного поля. Сила, действующая на электрон, определяется при этом выражением (1-2).

Рассмотрим длинную катушку цилиндрической формы, обтекаемую током (рис. 3-1). Магнитное поле внутри катушки в области, достаточно удаленной от ее краев, можно считать однородным, т. е. индукция поля имеет одну составляющую B_z , электрическое поле отсутствует. Выберем в этой области некоторую точку a и будем считать, что она является источником электронов. Пусть электрон входит в поле в плоскости чертежа, имея скорость $\mathbf{v} = \mathbf{v}_z + \mathbf{v}_y$.

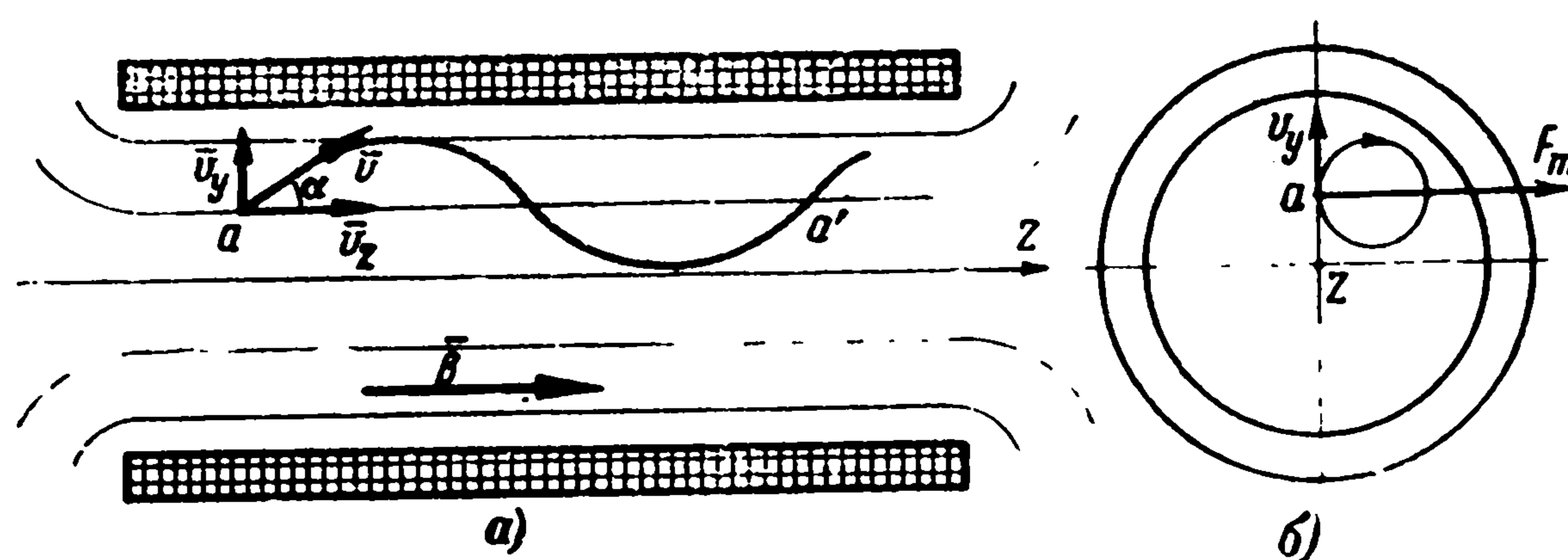


Рис. 3-1. Длинная магнитная линза.

Составляющая скорости v_z параллельна направлению силовых линий поля и вектора B . Следовательно, она не будет вызывать взаимодействия электрона с полем, и электрон будет равномерно смещаться вдоль оси z . Компонента же скорости v_y перпендикулярна направлению B и будет определять силу, действующую на электрон в первый момент, очевидно, перпендикулярно плоскости чертежа по направлению к нам. Численно величина этой силы может быть выражена как

$$F_m = ev_y B.$$

Эта сила будет искривлять траекторию электрона и, следовательно, является центростремительной силой, которая, как известно из механики, определяется из выражения

$$F_{ц} = \frac{mv_y^2}{R},$$

где R — радиус кривизны траектории в данной точке.
Следовательно,

$$ev_y B = \frac{mv_y^2}{R}.$$

Отсюда получаем выражение для радиуса кривизны траектории электрона в виде

$$R = \frac{mv_y}{eB}. \quad (3-1)$$

Полученное выражение не зависит от координат электрона, следовательно, $R = \text{const}$, и электрон движется в плоскости, перпендикулярной оси катушки (рис. 3-1,б), по окружности. Но при этом благодаря наличию v_z он смещается с постоянной скоростью вдоль оси z , т. е. движется по винтовой линии. При этом через некоторое время T , за которое электрон совершит полный оборот по окружности, он вновь пересечет исходную силовую линию aa' . Это время равно:

$$T = \frac{2\pi R}{v_y} = \frac{2\pi m}{eB}$$

и не зависит от величины начальной скорости электрона. Поэтому если из выбранной нами точки a выйдет одновременно несколько электронов (рис. 3-2), то через одно и то же время независимо от величин и направления их скоростей все они пересекут исходную силовую линию поля aa' . При этом из-за различия осевых составляющих скоростей электронов все они пересекут эту силовую линию в разных точках.

Представим себе теперь, что пучок электронов, входящий в поле в точке a , является монохроматическим, это значит, что скорости всех электронов одинаковы, и параксиальным, что дает право величину полной скорости принять равной ее компоненте v_z . Тогда такой электронный пучок, выйдя из точки a , через время T вновь сойдется в точке a' на расстоянии $v_z T$ от точки a . Следовательно, точку a' можно считать электронным изображением точки a . Такие изображения исходной точки

будут, очевидно, получаться через одинаковые интервалы вдоль силовой линии, пока поле остается однородным (рис. 3-3). Все сказанное справедливо для любой точки, расположенной в плоскости, перпендикулярной оси и проходящей через точку a . Поэтому если в этой плоскости расположить объект, испускающий электроны, то на



Рис. 3-2. Электронный пучок в длинной магнитной линзе.

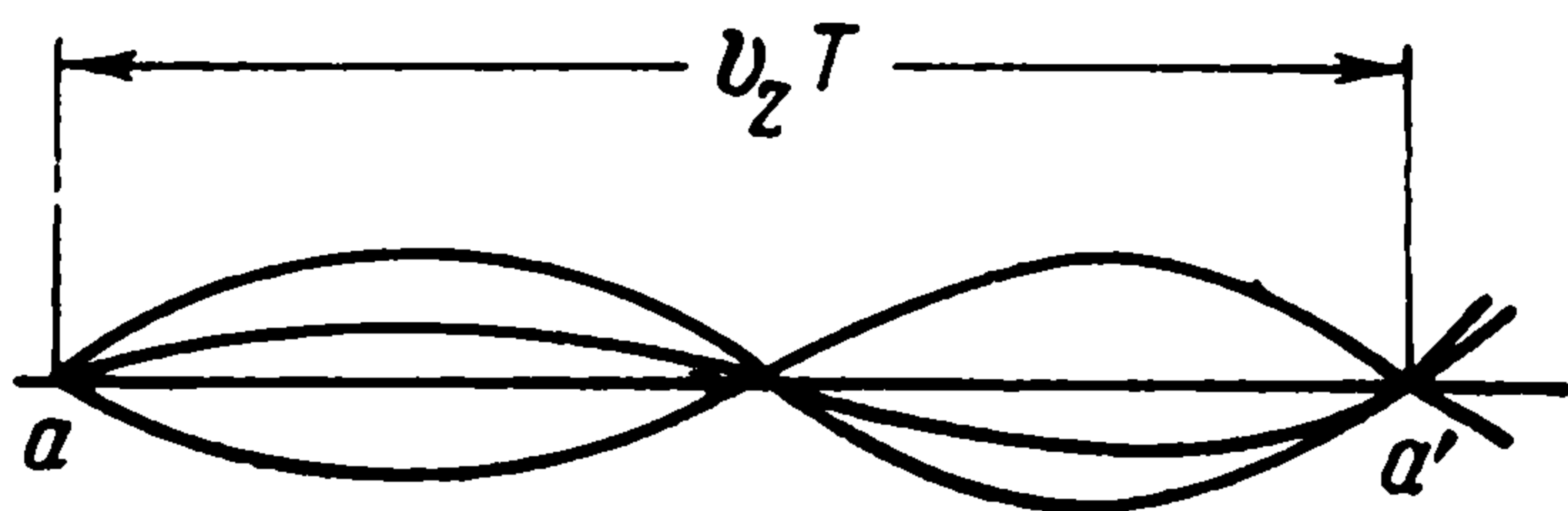


Рис. 3-3. Параксиальный монохроматический пучок электронов в длинной магнитной линзе.

расстояниях $v_z T$ от этой плоскости каждая точка объекта, испускающая электроны, будет с помощью электронных лучей также изображаться точкой, т. е. мы будем получать электронное изображение нашего объекта.

Следовательно, однородное магнитное поле длинной катушки является своеобразной электронной линзой, дающей в отличие от обычных линз прямое (неперевернутое) изображение с линейным увеличением, равным

единице. Можно сказать, что такая длинная магнитная линза осуществляет перенос изображения параллельно самому себе. При этом напомним, что условием получения изображения является параксиальность электронных пучков. Однородное магнитное поле широко используется в ряде электроннолучевых приборов, в частности в некоторых типах передающих телевизионных трубок.

3-2. ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНОМ НЕОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ. КОРОТКАЯ МАГНИТНАЯ ЛИНЗА

Магнитные поля, имеющие осевую симметрию, так же как и аксиально-симметричные электрические поля, играют большую роль в электронной оптике. Предположим, что мы имеем магнитное поле, которое удовлетворяет единственному условию: оно симметрично относительно некоторой оси z . Следовательно, вектор индукции магнитного поля $\mathbf{B}$ имеет отличные от нуля компоненты B_z и B_r . Азимутальная же составляющая B_ϕ равна нулю. Такое поле может быть создано круглой катушкой, обтекаемой током. При этом будем считать, что напряжен-

ность поля имеет заметную величину на некотором отрезке ab вдоль оси симметрии (рис. 3-4). При этом, как и в случае электрического поля, будем рассматривать движение параксиальных электронов.

Рассмотрим движение электрона, выходящего из некоторой точки A на оси. Примем, что пока электрон не попадет в область действия магнитного поля, т. е. не достигнет координаты $z=a$, он будет двигаться по прямой со скоростью, определяемой пройденной электроном разностью потенциалов U .

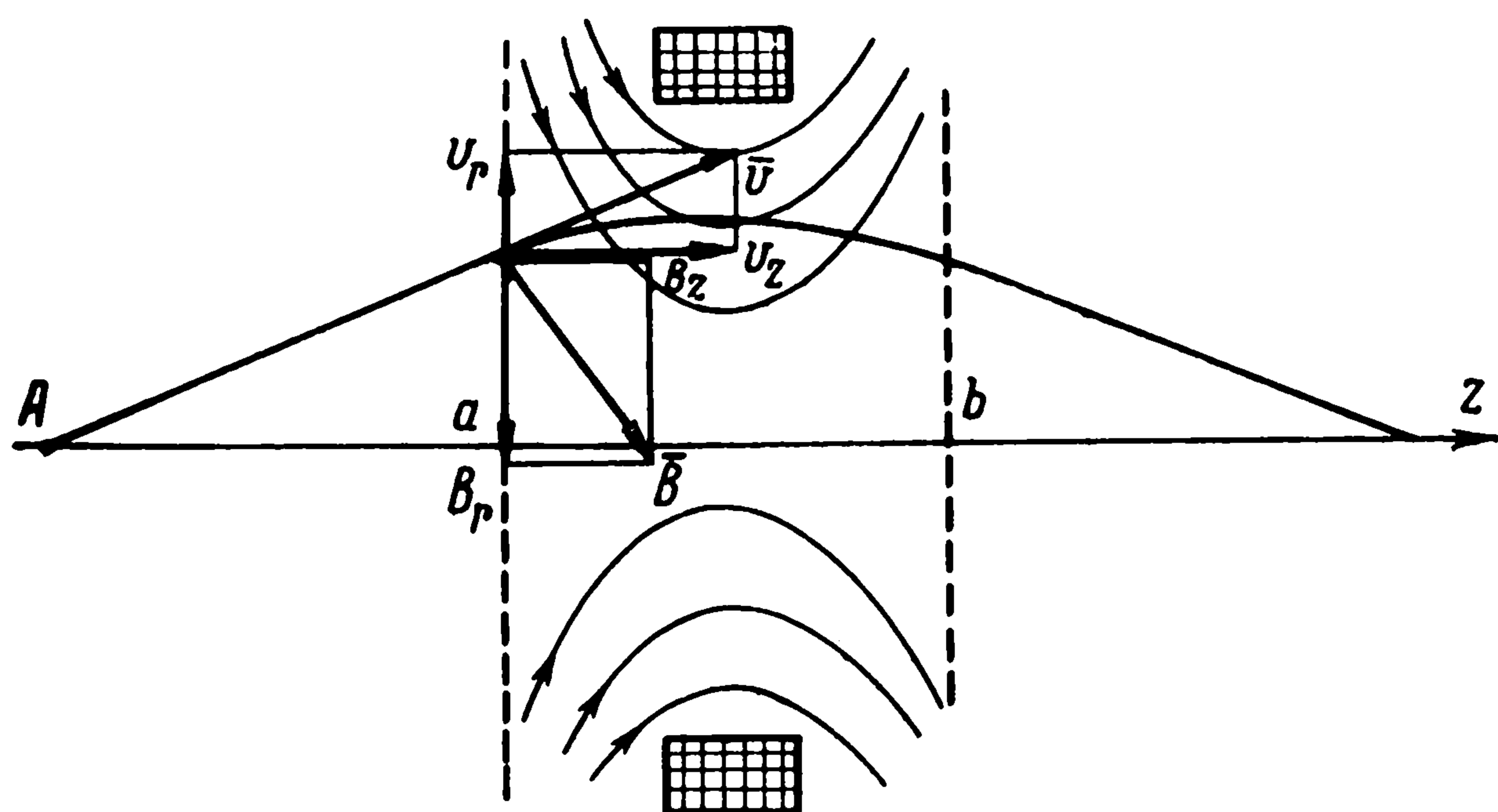


Рис. 3-4. Короткая магнитная линза.

При попадании в область поля электрон начинает взаимодействовать с ним, появляются силы, искривляющие траекторию.

Прежде чем перейти к более строгому математическому описанию движения электрона в поле, рассмотрим взаимодействие его с полем качественно.

Рассматривая движение электрона, входящего в область поля в точке $z=a$, можно, разложив скорость электрона v на осевую v_z и радиальную v_r компоненты, а вектор B на компоненты B_z и B_r (рис. 3-4), считать, что взаимодействие его с полем сведется вначале к взаимодействию двух пар взаимно перпендикулярных векторов: v_z с B_r и v_r с B_z . В результате взаимодействия v_z и B_r возникает сила, направленная перпендикулярно плоскости чертежа и равная:

$$F_1 = ev_z B_r.$$

В результате взаимодействия v_r и B_z возникает сила

$$F_2 = ev_r B_z.$$

При этом направление сил F_1 и F_2 совпадает. Величиной F_2 по сравнению с F_1 можно пренебречь, имея в виду параксиальность траектории электрона ($v_r \ll v_z$). Отметим, однако, что электрон, входящий в поле, будет испытывать действие сил, стремящихся вывести его из плоскости первоначального движения и сообщаящих ему ускорение в направлении, перпендикулярном плоскости чертежа. В результате электрон приобретает скорость в направлении азимута v_φ , которая в первый момент также направлена перпендикулярно плоскости чертежа на нас. Эта скорость оказывается перпендикулярной составляющей индукции магнитного поля B_z , в результате чего возникает новая сила F_r :

$$F_r = ev_\varphi B_z.$$

Легко видеть, что эта сила направлена к оси симметрии поля.

Таким образом, благодаря возникновению скорости v_φ электрон начинает закручиваться вокруг оси z , а возникающая в результате этого закручивания сила F_r будет отклонять его к оси. Следует отметить, что при этом составляющая скорости v_φ будет взаимодействовать и с радиальной составляющей индукции B_r . При принятом на рис. 3-4 направлении силовых линий поля это взаимодействие приведет, очевидно, к некоторому уменьшению осевой составляющей скорости v_z электрона в первой половине поля катушки и, наоборот, к увеличению v_z во второй половине. Количественно этот эффект будет оценен ниже.

При этом сила F_r , отклоняющая электрон к оси, растет с приближением его к средней плоскости поля, так как растет величина B_z . Во второй половине поля B_z уменьшается, F_r и радиальное ускорение тоже уменьшаются до тех пор, пока электрон не покинет поле и не пойдет вновь по прямой. При этом должно быть ясно, что траектория электрона не будет лежать при движении в области поля в одной плоскости, как это показано на рис. 3-4, а будет представлять собой трехмерную кривую. Таким образом, эта траектория по существу изображена в плоскости, вращающейся в области поля вокруг оси z вместе с электроном.

Отметим, что, как в этом легко убедиться, изменение направления тока в катушке, создающей магнитное поле, а следовательно, и изменение направления вектора индукции магнитного поля на обратное приведут к появлению силы F_r , по-прежнему направленной к оси z , хотя направление вращения электрона вокруг оси и изменится — он будет закручиваться в противоположном направлении.

Таким образом, можно сделать вывод, что при взаимодействии электрона с аксиально-симметричным магнитным полем обязательно возникает «фокусирующая» сила, направленная к оси симметрии поля. Траектория же электрона искривляется и принципиально не может быть плоской, а является трехмерной кривой.

Теперь, представив приближенно механизм взаимодействия электрона с полем, перейдем к нахождению аналитического выражения для траектории параксиального электрона в аксиально-симметричном магнитном поле.

Уравнения движения в цилиндрической системе координат получаются в этом случае из системы уравнений (1-6) — (1-8), если принять в них равными нулю напряженность электрического поля E и в силу аксиальной симметрии поля азимутальную составляющую магнитной индукции B_φ , и имеют вид:

$$\frac{d^2z}{dt^2} = \frac{e}{m} r \frac{d\varphi}{dt} B_r; \quad (3-2)$$

$$\frac{d^2r}{dt^2} - r \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2 = -\frac{e}{m} r \frac{d\varphi}{dt} B_z; \quad (3-3)$$

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dt} \left(r^2 \frac{d\varphi}{dt} \right) = -\frac{e}{m} \left(\frac{dz}{dt} B_r - \frac{dr}{dt} B_z \right). \quad (3-4)$$

Следовательно, характер движения зависит от величины осевой (B_z) и радиальной (B_r) составляющих индукции магнитного поля и величины $d\varphi/dt$ угловой скорости закручивания электронов вокруг оси z .

Найдем соотношения между этими величинами.

Согласно теореме Гаусса интеграл по замкнутой поверхности от потока индукции магнитного поля должен быть равен нулю, т. е.

$$\oint \mathbf{B} d\mathbf{S} = 0. \quad (3-5)$$

Выберем в качестве такой поверхности поверхность цилиндра (рис. 3-5), определяемую размерами r и dz , ось которого совпадает с осью симметрии поля. При этом размеры цилиндра достаточно малы, и он находится в области параксиальных траекторий. Тогда интеграл

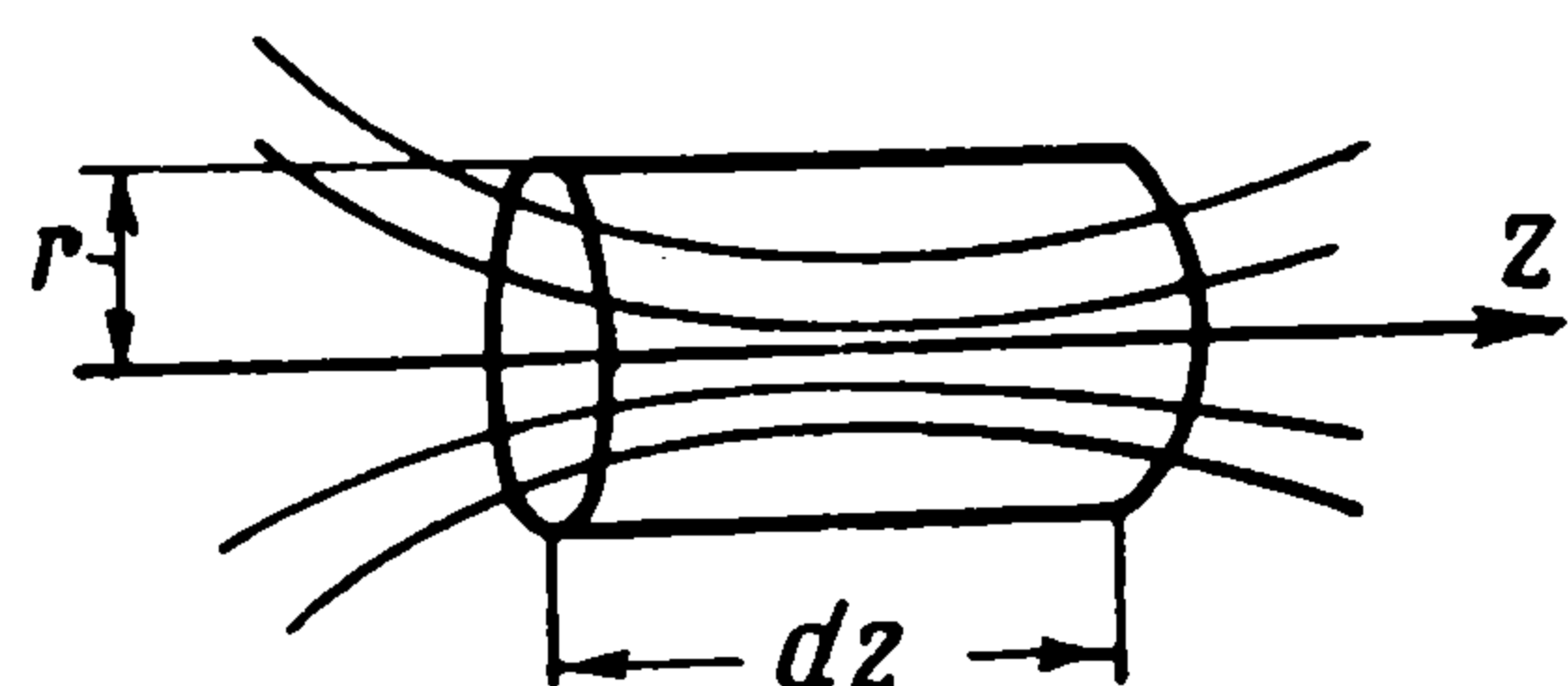


Рис. 3-5. К рассмотрению короткой магнитной линзы.

(3-5) по выбранной поверхности может быть представлен в виде суммы двух величин.

Первая из них — поток через боковую поверхность цилиндра — равна;

$$2\pi r dz B_r. \quad (3-6)$$

При этом в силу малости величины dz величина B_r полагается во всех точках поверхности одинаковой.

Вторая — поток через торцевые поверхности, очевидно равна:

$$\pi r^2 B_{z+dz} - \pi r^2 B_z = \pi r^2 \left(B_z + \frac{dB_z}{dz} dz - B_z \right) = \pi r^2 \frac{dB_z}{dz} dz. \quad (3-7)$$

При этом в силу малости r величина B_z принимается в каждой плоскости перпендикулярной оси z , постоянной и равной величине индукции на оси z .

Сумма (3-6) и (3-7) согласно (3-5) дает:

$$2\pi r dz B_r + \pi r^2 \frac{dB_z}{dz} dz = 0,$$

откуда получаем, что в параксиальной области составляющие поля B_r и B_z связаны соотношением

$$B_r = -\frac{r}{2} \frac{dB_z}{dz}. \quad (3-8)$$

Обратимся теперь к уравнениям движения электрона, начав с (3-4), т. е. с азимутального движения, и подставив в него B_r из (3-8), получаем выражение

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dt} \left(r^2 \frac{d\varphi}{dt} \right) = -\frac{e}{m} \left\{ \frac{dz}{dt} \left(-\frac{r}{2} \frac{dB_z}{dz} \right) - \frac{dr}{dt} B_z \right\},$$

или после несложных преобразований

$$\frac{d}{dt} \left(r^2 \frac{d\varphi}{dt} \right) = \frac{e}{m} \left(\frac{r^2}{2} \frac{dB_z}{dz} \frac{dz}{dt} + r B_z \frac{dr}{dt} \right),$$

что в свою очередь может быть представлено в виде

$$d\left(r^2 \frac{d\varphi}{dt}\right) = \frac{e}{m} d\left(\frac{r^2}{2} B_z\right).$$

Полученное выражение легко интегрируется, что дает

$$r^2 \frac{d\varphi}{dt} = \frac{er^2}{2m} B_z + C.$$

Так как при $B_z=0$ $d\varphi/dt=0$, то постоянная $C=0$ и окончательно получаем выражение для угловой скорости вращения электрона вокруг оси z :

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{e}{2m} B_z. \quad (3-9)$$

В полученное выражение не входит r , и, следовательно, угловая скорость вращения всех параксиальных электронов вокруг оси z будет одинаковой. Величина же азимутальной скорости электронов $v_\varphi = r \frac{d\varphi}{dt}$ будет расти пропорционально их удалению от оси симметрии поля. Следовательно, параксиальный электронный пучок вращается как единое целое, и мы действительно вправе рассматривать его траектории в плоскости, вращающейся вместе с электронами вокруг оси z с угловой скоростью, определяемой (3-9), что и следует иметь в виду при рассмотрении рис. 3-4.

Обратимся теперь к движению электронов вдоль оси z , т. е. к уравнению движения (3-2), которое с учетом (3-8) и (3-9) приобретает вид:

$$\frac{d^2z}{dt^2} = \frac{e}{m} r \frac{d\varphi}{dt} B_r = - \frac{e^2 B_z}{4m^2} \frac{dB_z}{dz} r^2. \quad (3-10)$$

Оказывается, что ускорение электронов в направлении оси z пропорционально r^2 , что в силу параксиальности траекторий позволяет им пренебречь и считать величину составляющей скорости v_z практически равной полной скорости v , т. е. величиной постоянной.

И, наконец, рассмотрим уравнение движения в радиальном направлении (3-3), которое с учетом (3-9) приобретает вид:

$$\frac{d^2r}{dt^2} - \frac{e^2 B_z^2}{4m^2} r = - \frac{e^2 B_z^2}{2m^2} r$$

или

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = - \frac{e B_z^2}{4 m^2} r. \quad (3-11)$$

Мы видим, что и в случае аксиально-симметричного магнитного поля сила, действующая на параксиальные электроны в радиальном направлении, пропорциональна r — их удалению от оси z , что предполагает возможность получения электронного изображения.

Получим теперь уравнение траектории, т. е. исключим из уравнений движения время. Для этого перепишем (3-11) в виде

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{d}{dt} \left(\frac{dr}{dt} \right) = \frac{dz}{dt} \frac{d}{dz} \left(\frac{dz}{dt} \frac{dr}{dz} \right) = - \frac{e^2 B_z^2}{4 m^2} r.$$

Но величина v_z , как только что было показано, может считаться равной v , т. е. величиной постоянной, и, следовательно, ее можно вынести за знак дифференциала.

Тогда, выражая v через U (1-1), легко получаем:

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = - \frac{e B_z^2}{8 m U} r. \quad (3-12)$$

Полученное выражение представляет собой уравнение траекторий параксиальных электронов в аксиально-симметричном, магнитном поле, выраженное в дифференциальной форме. По своему значению оно аналогично значению выражения (2-12) для траекторий электронов в аксиально-симметричном электрическом поле и может быть названо основным уравнением электронной оптики магнитных полей.

При этом следует только помнить, что траектории электронов в магнитном поле закручиваются вокруг оси z , т. е. принципиально должны быть не плоскими, а пространственными кривыми.

Следовательно, для их полного определения необходимо, кроме решения уравнения (3-12), еще и знание угла поворота траекторий за время прохождения поля. Этот угол легко определить из (3-9), записав его в виде

$$\frac{d\varphi/dt}{dz/dt} = \frac{e B_z}{2 m} \frac{1}{dz/dt}.$$

Выражая в правой части $v \approx dz/dr$ через U (1-1), получаем выражение

$$\frac{d\varphi}{dz} = \sqrt{\frac{e}{8 m U}} B_z,$$

которое легко интегрируется, что дает для угла поворота траектории выражение

$$\varphi = \sqrt{\frac{e}{8mU}} \int_a^b B_z dz. \quad (3-13)$$

Подобно выражению (2-12) полученное уравнение траектории (3-12) позволяет даже без его интегрирования сделать ряд важных выводов.

а) Как и в случае аксиально-симметричного электрического поля, траектории в принципе могут быть рассчитаны, если известно лишь распределение магнитной индукции вдоль оси симметрии поля.

б) В уравнение входят как заряд, так и масса частицы. Следовательно, в отличие от случая движения в электрическом поле в магнитном поле частицы с различным отношением величин заряда и массы будут двигаться по различным траекториям.

в) Выражение (3-12), как и (2-12), является линейным и однородным уравнением второго порядка относительно r . Следовательно, можно сделать важный вывод о том, что любое аксиально-симметричное магнитное поле является электронной линзой и способно создать электронное изображение.

Доказательство этого приводить не имеет смысла, так как оно явилось бы точным повторением рассуждений, приведенных выше для случая аксиально-симметричных электрических полей.

Следует только подчеркнуть, что в отличие от электростатических линз магнитные линзы должны осуществлять поворот изображения на некоторый угол φ , величина которого определяется выражением (3-13).

3-3. ПРАКТИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

Аналитический расчет распределения магнитного поля в пространстве в большинстве случаев еще более затруднен, чем расчет распределения электрического поля. Поэтому для решения этой задачи приходится прибегать к экспериментальным методам, наиболее простым и доступным из которых является метод измерительной катушки.

Если катушку с размерами, много меньшими размеров области, в которой исследуется распределение магнитного поля, поместить в некоторую точку этого поля, а затем быстро удалить из него, то в катушке индуцируется э. д. с., величина которой пропорциональна напряженности поля в данной точке. Эта э. д. с. может быть измерена, например, с помощью баллистического галь-

ванометра, выражение для угла отброса подвижной системы которого может быть записано в виде

$$\alpha = A \frac{S\omega}{R} B,$$

где S — площадь сечения катушки; ω — число ее витков; B — интересующая нас величина индукции поля в данной точке; R — величина сопротивления катушки и гальванометра; A — постоянная гальванометра.

Таким образом, индукция магнитного поля в любой его точке может быть определена из простого соотношения

$$B = \frac{R\alpha}{AS\omega} = C\alpha,$$

где C — постоянная измерительной системы, которую можно определить по известному заранее полю.

Необходимым условием того, что метод дает правильные результаты, является строгое совпадение оси катушки с направлением поля в исследуемой точке. Иными словами, необходимо заранее знать направление силовых линий магнитного поля в исследуемой области или определять компоненты индукции, последовательно меняя положение катушки, что в принципе вносит затруднения. Однако в большинстве электроннолучевых приборов применяются поля, обладающие осевой симметрией, и, как мы видели выше, для определения траекторий параксиальных электронов в таких полях достаточно определить распределение магнитного поля вдоль оси его симметрии. Но направление магнитного поля на его оси симметрии совпадает с направлением этой оси, и это значительно упрощает дело.

Тогда вдоль оси системы располагается тонкий стержень из немагнитного материала, по которому легко скользит измерительная катушка, размеры которой, как указывалось, должны быть достаточно малы. При измерении поля можно и не удалять катушку из него. Достаточно включить или выключить ток, создающий исследуемое магнитное поле. Однако в этом случае может иметь место ошибка, связанная с наличием гистерезиса в панцире линзы.

Точность метода зависит от ряда факторов: правильности установки катушки в поле и степени влияния ее на поле, искажения э. д. с. катушки отбором тока в гальванометре, точности изготовления самой катушки и точности измерительного прибора. Чувствительность и точность метода могут быть повышены, если заставить катушку вращаться вокруг оси, перпендикулярной направлению магнитного поля, и измерять переменное напряжение, снимаемое при помощи скользящих контактов с выводов катушки. При этом число оборотов катушки должно быть достаточно большим и поддерживаться постоянным, так как э. д. с., а следовательно, и точность получаемого результата пропорциональны скорости вращения катушки.

3-4. ПРИБЛИЖЕННЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ

ТРАЕКТОРИЙ ЭЛЕКТРОНОВ В МАГНИТНОЙ ЛИНЗЕ

Аналогично методу линейных отрезков осевого потенциала этот метод основан на приближенном решении уравнения траектории параксиального электрона в аксиально-симметричном магнитном по-

ле короткой катушки (3-12). Если найдено распределение индукции магнитного поля вдоль его оси симметрии (рис. 3-6), то это криволинейное распределение может быть с некоторым приближением заменено ступенчатым. Таким образом, поле, образующее линзу, разбивается на участки, в пределах которых оно полагается постоянным, и уравнение (3-12) решается последовательно для каждого участка с учетом начальных условий.

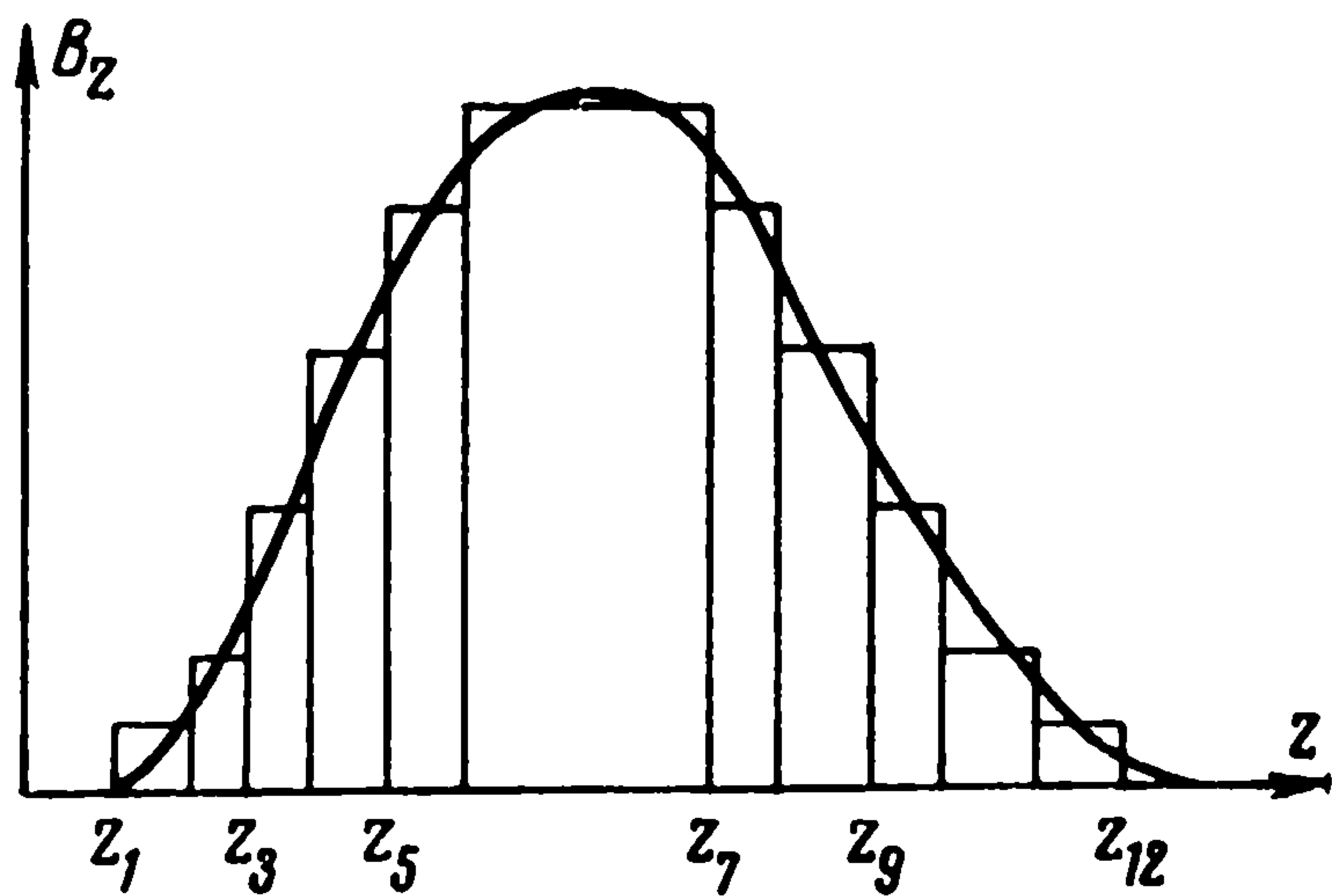


Рис. 3-6. К расчету траекторий электронов в магнитной линзе.

Рассмотрим, например, участок, ограниченный координатами z_3 и z_4 , на котором величина индукции поля полагается равной B_{z3} . Пусть в начале участка при $z=z_3$ $r=r_3$, а $dr/dz=dr/dz_3$. Уравнение траектории (3-12) примет в этом случае вид:

$$\frac{d^2r}{dz^2} = - \frac{eB_{z3}^2}{8mU} r,$$

где B_{z3} — постоянная величина.

Легко убедиться, что в этом случае выражение вида

$$r = A \cos \left[\left(\frac{eB_{z3}^2}{8mU} \right)^{1/2} (z - z_3) \right] + C \sin \left[\left(\frac{eB_{z3}^2}{8mU} \right)^{1/2} (z - z_3) \right], \quad (3-14)$$

где A и C — произвольные постоянные, удовлетворяет написанному выше уравнению и является его решением. Подставив в (3-14) и его производную по z величину $z=z_3$, можно определить постоянные, которые оказываются равными:

$$A = r_3; \quad C = \frac{dr}{dz_3} \left(\frac{8mU}{eB_{z3}^2} \right)^{1/2}.$$

Тогда, зная r и dr/dz в начале участка, легко на основании (3-14) найти значения их в конце участка, которые послужат исходными данными для определения траектории на следующем участке. При этом следует иметь в виду, что при движении электрона в магнитном поле его траектория не лежит в одной плоскости, а поворачивается вокруг оси z в соответствии с выражением (3-13). Поэтому в пределах каждого участка необходимо еще определить угол этого поворота. Для нашего участка $z_3—z_4$ с учетом постоянства B_{z3} и выражения (3-13) этот угол равен:

$$\varphi_3 = \sqrt{\frac{eB_{z3}^2}{8mU}} (z_4 - z_3).$$

В заключение укажем, что этот метод с некоторыми дополнениями может быть применен для расчета траектории электрона, когда, кроме магнитного поля, присутствует и аксиально-симметричное электрическое поле.

ОБЩИЕ СВОЙСТВА ЭЛЕКТРОННЫХ ЛИНЗ

4-1. ПАРАМЕТРЫ ЛИНЗ И ПОСТРОЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ
В СВЕТОВОЙ ОПТИКЕ

Чаще всего целью расчета электронной линзы является не определение подчас имеющих довольно сложную форму траекторий электронов в ней, а получение сведений о конечном эффекте, создаваемом линзой. Иными словами, необходимо, зная положение и размеры объекта относительно линзы, иметь возможность определить положение создаваемого ею изображения и размеры этого изображения, т. е. линейное увеличение.

Из геометрической световой оптики известно, что в случае использования параксиальных лучей можно построить изображение, даваемое линзой, не рассматривая истинного хода световых лучей, если известно положение нескольких так называемых кардинальных точек.

Рассмотрим световую линзу, изображенную на рис. 4-1. Показатель преломления материала линзы равен n ; показатель преломления слева от линзы в так называемом предметном пространстве пусть равен n_1 ; показатель преломления справа от линзы в так называемом пространстве изображений пусть равен n_2 . Известно, что если лучи света падают на линзу в предметном пространстве па-

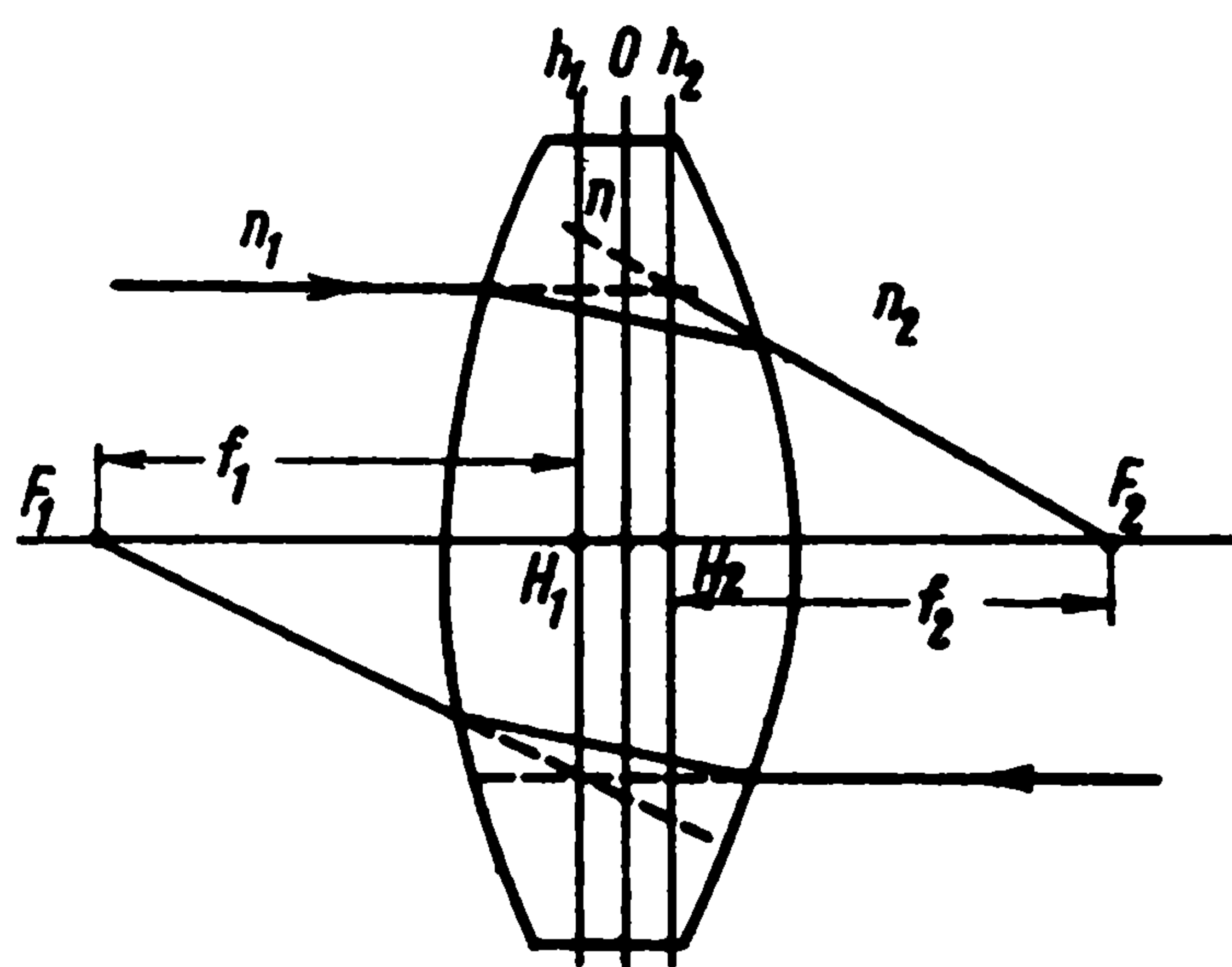


Рис. 4-1. Толстая световая линза.

раллельно ее оптической оси, то все они соберутся в пространстве изображений в одной точке F_2 — фокусе пространства изображений, или втором главном фокусе. Лучи же, падающие на линзу параллельно оси z справа от нее в пространстве изображений, также соберутся в точке F_1 — фокусе предметного пространства, или первом главном фокусе.

Рассмотрим теперь луч, идущий слева от линзы параллельно оси, так называемый второй главный луч. Он дважды испытывает прелом-

ление на поверхностях, образующих линзу. Известно, что если продолжить прямолинейные участки такого луча слева и справа от линзы, то они пересекутся в некоторой плоскости h_2 , перпендикулярной оси z (рис. 4-1), так называемой главной плоскости пространства изображений, или второй главной плоскости. Аналогично из рассмотрения луча, параллельного оси z справа от линзы (назовем его первым главным лучом), определится плоскость h_1 — главная плоскость предметного пространства, или первая главная плоскость. Точки H_1 и H_2 пересечения главных плоскостей с осью называются главными точками линзы, а расстояния f_1 и f_2 между соответствующи-

ми главными точками и фокусами — фокусными расстояниями линзы. Величина $1/f$ называется оптической силой линзы, где f — расстояние между фокусом и соответствующей ему главной плоскостью.

Задание четырех кардинальных точек (F_1 , F_2 и H_1 , H_2) полностью определяет светоптическую линзу и позволяет построить изображение, что иллюстрируется на рис. 4-2. Эти четыре параметра линзы могут быть также заданы расстояниями p_1 и p_2 главных точек от некоторой средней плоскости линзы O и фокусными расстояниями f_1 и f_2 .

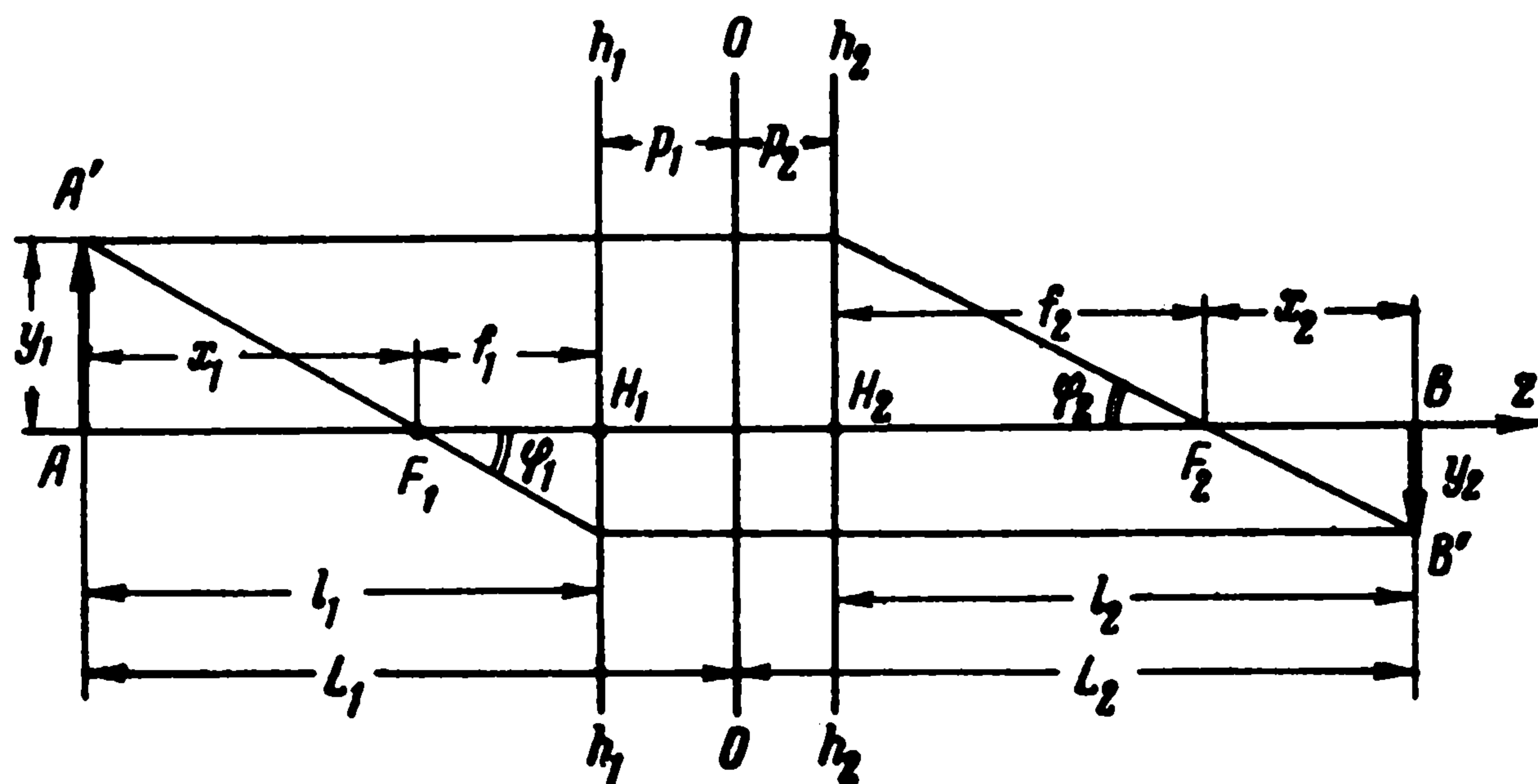


Рис. 4-2. Построение изображения в светоптической линзе.

Из этого же рисунка следует, что линейное увеличение

$$M = \frac{BB'}{AA'} = \frac{x_2}{f_2} = \frac{f_1}{x_1}, \quad (4-1)$$

откуда получим так называемую формулу изображений

$$f_1 f_2 = x_1 x_2. \quad (4-2)$$

Подставив в эту формулу $x_1 = l_1 - f_1$ и $x_2 = l_2 - f_2$, получим так называемую формулу линзы, связывающую параметры линзы с расстояниями l_1 и l_2 от объекта и изображения до соответствующей главной плоскости:

$$\frac{f_1}{l_1} + \frac{f_2}{l_2} = 1, \quad (4-3)$$

или

$$\frac{f_1}{L_1 - p_1} + \frac{f_2}{L_2 - p_2} = 1, \quad (4-4)$$

где L_1 и L_2 — соответственно расстояния от объекта и изображения до средней плоскости O .

Следовательно, любая оптическая линза может быть полностью задана четырьмя параметрами, и если они известны, то, задавшись положением предмета, путем графического построения или исполь-

зую выражения (4-3) и (4-1) можно определить положение и размеры изображения.

Линзы, для определения которых требуется задание четырех параметров, называются часто толстыми линзами.

В частном случае, если фокусные расстояния много больше расстояний между главными плоскостями и средней плоскостью линзы, все три плоскости можно считать совпадающими, и в этом случае линза может быть задана всего двумя параметрами: f_1 и f_2 , а формула такой так называемой тонкой линзы может быть, очевидно, записана в виде

$$\frac{f_1}{L_1} + \frac{f_2}{L_2} = 1. \quad (4-5)$$

В заключение краткого рассмотрения светоптических линз отметим еще важное соотношение, известное как теорема Лагранжа—Гельмгольца и связывающее линейное увеличение линзы $M = \frac{BB'}{AA'} = \frac{y_2}{y_1}$ (рис. 4-2), угловое увеличение, которое в случае параксиальных лучей может быть представлено как отношение углов, образуемых главными лучами, исходящими из одной точки объекта, и записано в виде $m = \varphi_2/\varphi_1$, и отношение показателей преломления справа и слева от линзы. Это соотношение имеет вид:

$$Mm \frac{n_2}{n_1} = \frac{y_2 \varphi_2 n_2}{y_1 \varphi_1 n_1} = 1. \quad (4-6)$$

4-2. ПАРАМЕТРЫ ЭЛЕКТРОННЫХ ЛИНЗ

Представим, что мы имеем электронную линзу, для определенности электростатическую, т. е. аксиально-сим-

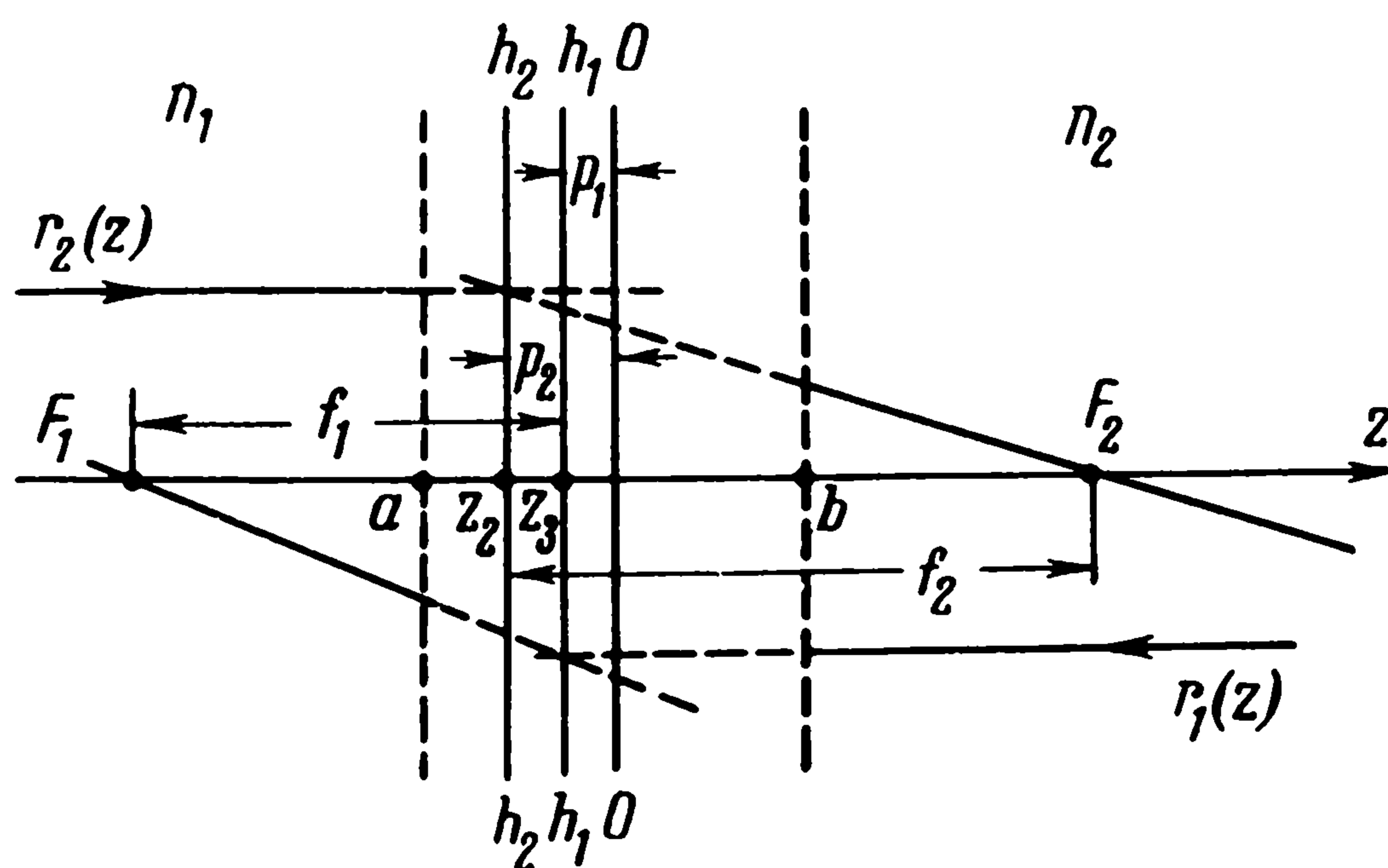


Рис. 4-3. Толстая электронная линза.

метричное поле, сосредоточенное в основном на некотором участке ab вдоль оси z (рис. 4-3): будем считать, что потенциалы, или, что то же, электрооптические

показатели преломления справа и слева от линзы, постоянны и равны соответственно $\sqrt{U(b)}=n_2$ и $\sqrt{U(a)}=n_1$.

Рассматривая основные следствия из уравнения траектории электрона в аксиально-симметричном поле, мы уже установили, что такое поле действительно является электронной линзой и все параксиальные лучи, испускаемые любой точкой предмета, собираются в одной точке изображения, которое является по масштабу подобным предмету. Отметим, что если точка предмета, лежащая на оси симметрии поля, образующего линзу, уходит в бесконечность, т. е. испускает лучи, параллельные оси z , то эти лучи независимо от вида их траекторий в области поля линзы должны собраться в одной точке на оси z , а именно: лучи, падающие параллельно оси слева от линзы, — в точке F_2 , лучи, падающие на линзу параллельно оси справа, — в точке F_1 . Назовем эти точки фокусами пространства изображений и предметного пространства.

Рассмотрим теперь две такие параксиальные траектории, из которых одна $r_2(z)$ (второй главный луч) идет параллельно оси z на некотором определенном расстоянии от нее левее точки a в предметном пространстве (рис. 4-3) и проходит в пространстве изображений через точку F_2 . Вторая траектория $r_1(z)$ (первый главный луч) пусть будет параллельна оси в пространстве изображений (правее точки b) и должна проходить в предметном пространстве через точку F_1 . При этом отрезки обоих лучей прямолинейны вне поля линзы, поскольку электронооптический показатель преломления здесь постоянен; видом же их в области поля линзы, который может быть весьма сложным, мы пока не интересуемся.

Если эти траектории параксиальны, то они удовлетворяют основному уравнению электронной оптики и для них соответственно можно записать:

$$\begin{aligned} \sqrt{U(z)} \frac{d}{dz} \left(\sqrt{U(z)} \frac{dr_1(z)}{dz} \right) &= -\frac{U''(z)}{4} r_1(z); \\ \sqrt{U(z)} \frac{d}{dz} \left(\sqrt{U(z)} \frac{dr_2(z)}{dz} \right) &= -\frac{U''(z)}{4} r_2(z). \end{aligned}$$

Умножив первое выражение на $r_2(z)$, а второе на $r_1(z)$ и вычтя затем второе из первого, получим:

$$r_2(z) \frac{d}{dz} \left(\sqrt{U(z)} \frac{dr_1(z)}{dz} \right) - r_1(z) \frac{d}{dz} \left(\sqrt{U(z)} \frac{dr_2(z)}{dz} \right) = 0.$$

Это выражение можно переписать в виде

$$\frac{d}{dz} \left[\sqrt{U(z)} \left\{ r_2(z) \frac{dr_1(z)}{dz} - r_1(z) \frac{dr_2(z)}{dz} \right\} \right] = 0.$$

Интегрируя его по z , получаем:

$$\sqrt{U(z)} \left\{ r_2(z) \frac{dr_1(z)}{dz} - r_1(z) \frac{dr_2(z)}{dz} \right\} = C. \quad (4-7)$$

Выберем начало координат в средней плоскости линзы O и будем считать расстояния вдоль оси вправо от $z=0$ положительными, а влево от $z=0$ — отрицательными.

Тогда для $r_1(z)$ и $r_2(z)$ можно записать:
в предметном пространстве

$$\frac{dr_1(z)}{dz} = r'_1(a) = \text{const};$$

$$r_1(z) = (z - z_{F1}) r'_1(a);$$

$$\frac{dr_2(z)}{dz} = r'_2(a) = 0;$$

$$r_2(z) = r_2(a) = \text{const};$$

в пространстве изображений

$$\frac{dr_1(z)}{dz} = r'_1(b) = 0;$$

$$r_1(z) = r_1(b) = \text{const};$$

$$\frac{dr_2(z)}{dz} = r'_2(b) = \text{const};$$

$$r_2(z) = (z - z_{F2}) r'_2(b).$$

При этом следует иметь в виду, что при выбранных положениях главных лучей $r'_1(a) < 0$ и $r'_2(b) < 0$. Подставим полученные выражения для главных лучей в (4-7). В результате получим:

в предметном пространстве

$$\sqrt{U(a)} r_2(a) r'_1(a) = C; \quad (4-8)$$

в пространстве изображений

$$- \sqrt{U(b)} r_1(b) r'_2(b) = C. \quad (4-9)$$

Разделив (4-8) на (4-9), получим:

$$-\frac{\sqrt{U(a)} r_2(a) r'_1(a)}{\sqrt{U(b)} r_1(b) r'_2(b)} = 1, \quad (4-10)$$

отсюда получим:

$$\frac{r_2(a)}{r'_2(b)} = -\frac{\sqrt{U(b)} r_1(b)}{\sqrt{U(a)} r'_1(a)} = \text{const.}$$

Отметим, что соотношение, подобное только что полученному, можно получить для любого луча $r^*_2(z)$, параллельного оси z в предметном пространстве.

Следовательно, для любого такого луча можно записать:

$$\frac{r^*_2(a)}{r^{*'}_2(b)} = \text{const} = -f_2. \quad (4-11)$$

Аналогично, используя соотношение (4-10), для $r_1(z)$ и любого другого луча, параллельного оси z в пространстве изображений, можно записать:

$$\frac{r^*_1(b)}{r^{*'}_1(a)} = -\frac{\sqrt{U(a)} r_2(a)}{\sqrt{U(b)} r'_2(b)} = \text{const} = -f_1. \quad (4-12)$$

Назовем полученные константы фокусными расстояниями линзы.

Продолжим теперь прямолинейные участки луча $r_2(z)$ справа и слева от линзы (рис. 4-3) до пересечения в некоторой точке r_2 , координата которой z_2 . Координату z_2 можно определить следующим образом:

$$r_2(a) = (z_2 - z_{F2}) z'_2(b),$$

или

$$z_2 = \frac{r_2(a)}{r'_2(b)} + z_{F2} = -f_2 + z_{F2} = p_2.$$

На основании (4-11) видно, что положение точки z_2 не зависит от расстояния луча от оси z $r_2(a)$ в предметном пространстве. Следовательно, продолжения прямолинейных участков всех лучей, параллельных слева от линзы оси z , пересекутся в одной плоскости h_2 , перпендикулярной оси z и проходящей через точку z_2 .

Если продолжить прямолинейные участки луча $r_1(z)$, то аналогично можно найти координату их пересечения

$$z_1 = \frac{r_1(b)}{r'_1(a)} + z_{F1} = \text{const} = p_1$$

и сделать вывод, что прямолинейные участки таких лучей вне зависимости от их расстояния от оси z в пространстве изображений пересекутся в одной плоскости h_1 , перпендикулярной оси z и проходящей через точку z_1 .

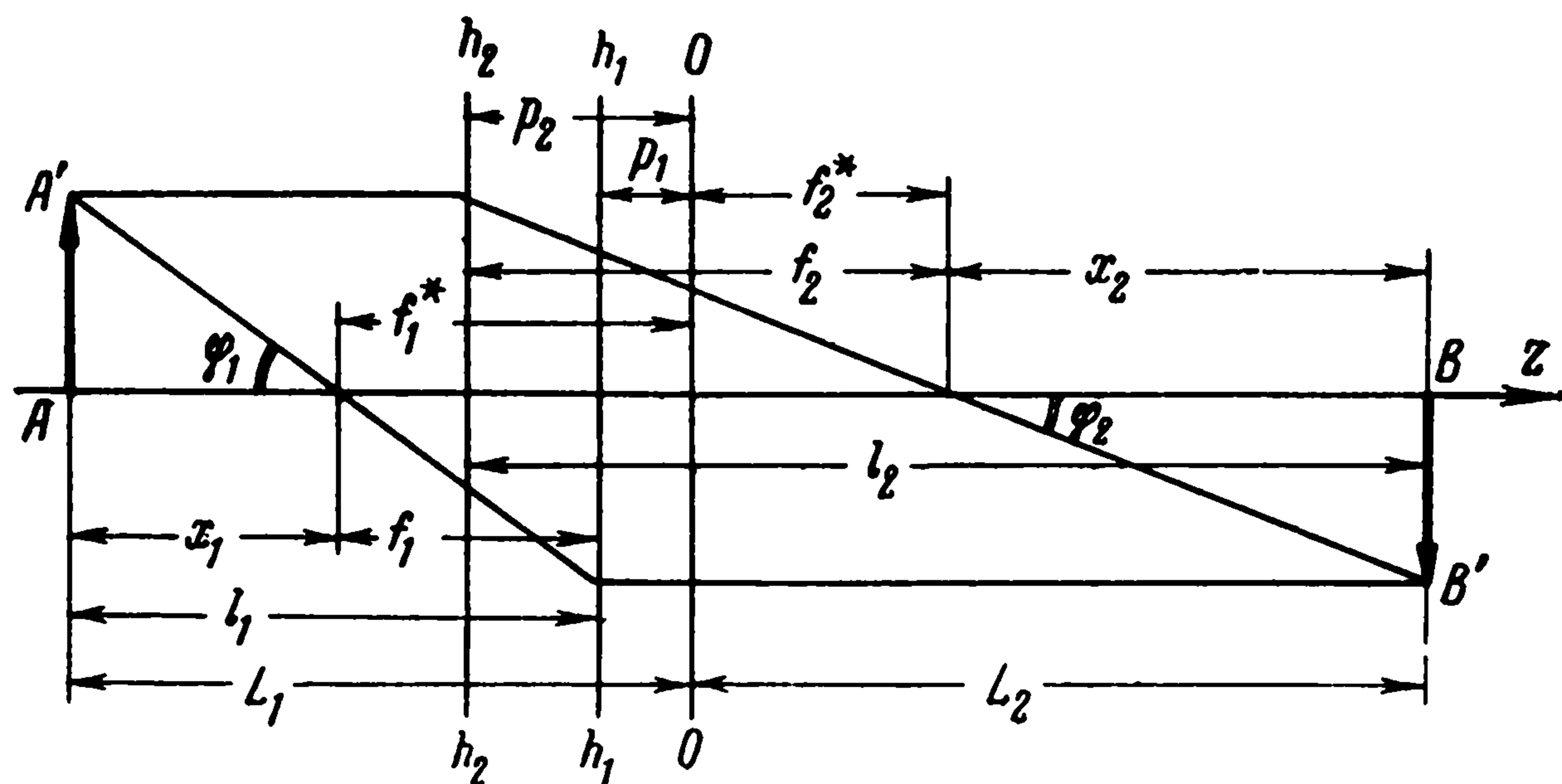


Рис. 4-4. Построение изображения в электронной линзе.

Следовательно, главные лучи вне зависимости от истинного хода их траектории в области линзы можно считать преломляющимися в плоскостях h_1 и h_2 , как это делается в случае световых линз, и считать эти плоскости главными плоскостями электронной линзы.

Все сказанное дает возможность, в случае если известно положение главных плоскостей и фокусов электронной линзы, найти создаваемое ею изображение BB' предмета AA' (рис. 4-4), не рассматривая истинного хода лучей в линзе, пользуясь методами световой оптики.

Отметим только, что в электронных линзах в отличие от световых главные плоскости часто оказываются с одной стороны от средней и имеют обратный порядок следования по сравнению со световыми линзами. Такой случай и изображен на рис. 4-4.

Из рис. 4-4 следует, что и для электронной линзы справедливы соотношение (4-1) для линейного увеличения, а также формула изображений (4-2) и формула линзы (4-3) или (4-4). Для случая, изображенного на

рис. 4-4, где $l_1 = L_1 - p_1$, а $l_2 = L_2 + p_2$, формула электронной линзы имеет вид:

$$\frac{f_1}{L_1 - p_1} + \frac{f_2}{L_2 + p_2} = 1. \quad (4-13)$$

Следовательно, любая электронная линза аналогично световой может быть полностью определена, если известно положение четырех ее кардинальных точек (фокусов и главных точек), т. е. если известны четыре параметра ее: p_1 , p_2 , f_1 и f_2 . Если они известны, то легко можно найти положение и размеры изображения методами свето-

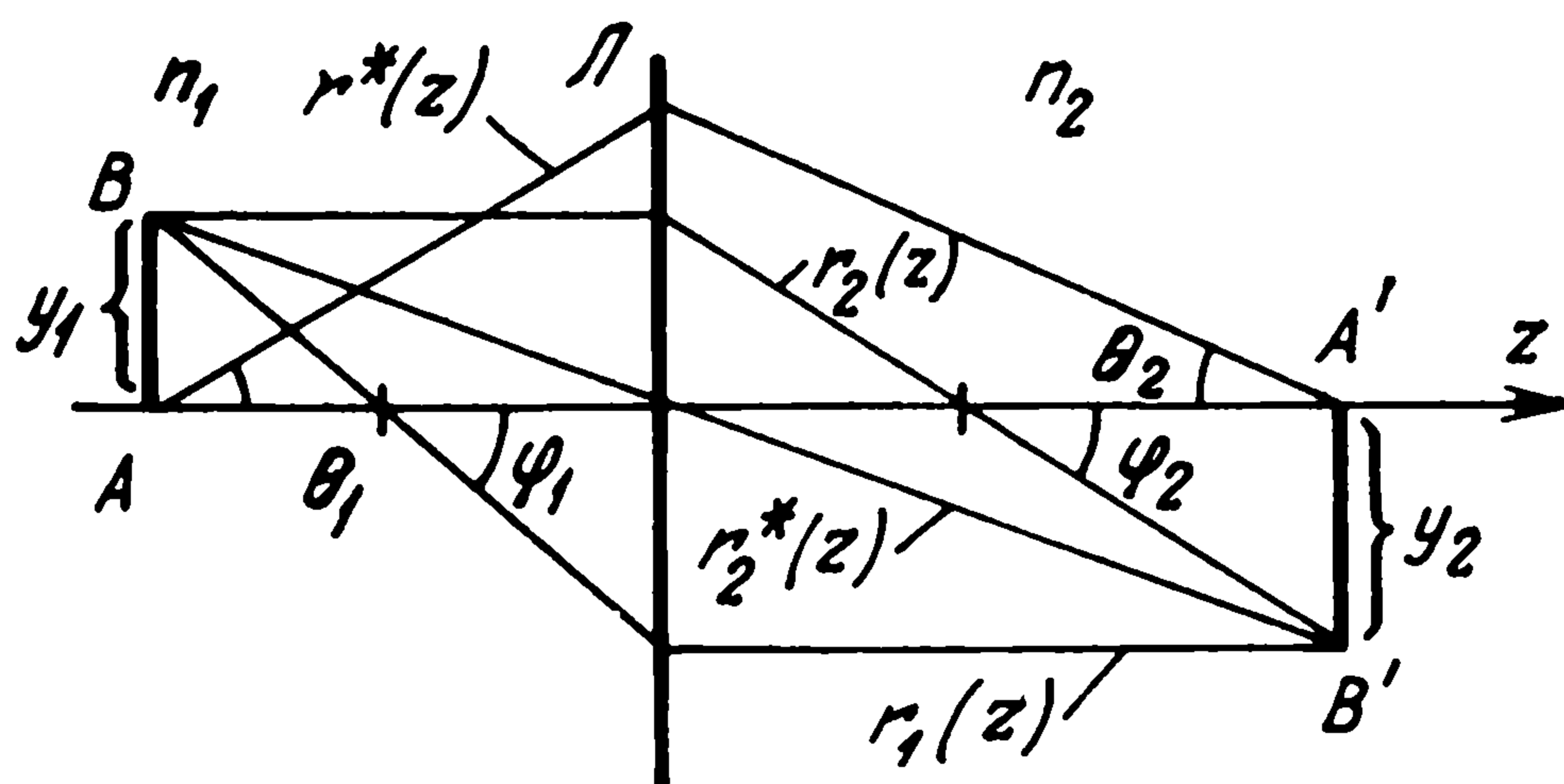


Рис. 4-5. К рассмотрению теоремы Лагранжа—Гельмгольца.

вой оптики, не проводя подчас весьма трудоемкой работы по определению истинных траекторий электронов в поле линзы.

Отметим еще, что так как $\frac{r_1(b)}{r_2(a)} = M$ — линейному увеличению линзы, $\frac{r'_2(b)}{r'_1(a)} = m$ — угловому увеличению, а

$\frac{\sqrt{U(b)}}{\sqrt{U(a)}} = \frac{n_2}{n_1}$ — отношению показателей преломления справа и слева от линзы, то из выражения (4-10) непосредственно следует выражение

$$Mm \frac{n_2}{n_1} = 1,$$

полностью совпадающее с теоремой Лагранжа — Гельмгольца в световой оптике.

Отметим, что каждый аксиально-симметричный пучок имеет вполне определенные углы расхождения и схождения θ_1 и θ_2 — назовем их апертурными углами (рис. 4-5).

Покажем, что теорема Лагранжа — Гельмгольца может быть выражена и через соотношение этих углов.

Рассмотрим для этого предварительно угловые соотношения в пучке, создающем изображение некоторого предмета AB (рис. 4-5). Линза здесь для простоты заменена одной преломляющей плоскостью L , т. е. является тонкой. Главные лучи $r_1(z)$ и $r_2(z)$ образуют с оптической осью углы φ_1 и φ_2 . Введем еще два луча, один из которых создает изображение точки A , а другой точки B , обозначив их соответственно $r^*_1(z)$ и $r^*_2(z)$, причем луч $r^*_1(z)$ образует с оптической осью в точках A и A' апертурные углы θ_1 и θ_2 . Из элементарных геометрических соображений видно, что отношение этих углов

$$\frac{\theta_2}{\theta_1} = \frac{\varphi_2}{\varphi_1} = m,$$

где m — угловое увеличение линзы.

Запишем основное уравнение для этих лучей:

$$\sqrt{U(z)} \frac{d}{dz} \left(\sqrt{U(z)} \frac{dr^*_1(z)}{dz} \right) = - \frac{U''(z)}{4} r^*_1(z);$$

$$\sqrt{U(z)} \frac{d}{dz} \left(\sqrt{U(z)} \frac{dr^*_2(z)}{dz} \right) = - \frac{U''(z)}{4} r^*_2(z).$$

Умножая, как это делалось ранее, первое выражение на $r^*_2(z)$, а второе на $r^*_1(z)$ и вычитая второе из первого, получаем уравнение

$$\begin{aligned} & r^*_2(z) \frac{d}{dz} \left(\sqrt{U(z)} \frac{dr^*_1(z)}{dz} \right) - \\ & - r^*_1(z) \frac{d}{dz} \left(\sqrt{U(z)} \frac{dr^*_2(z)}{dz} \right) = 0, \end{aligned}$$

которое можно представить в виде

$$\frac{d}{dz} \left[\sqrt{U(z)} \left\{ r^*_2(z) \frac{dr^*_1(z)}{dz} - r^*_1(z) \frac{dr^*_2(z)}{dz} \right\} \right] = 0.$$

Интегрирование его дает:

$$\sqrt{U(z)} \left\{ r^*_2(z) \frac{dr^*_1(z)}{dz} - r^*_1(z) \frac{dr^*_2(z)}{dz} \right\} = C.$$

Тогда в точках A и A' , где $r^*_1(z) = 0$, соответственно имеем:

$$\sqrt{U(A)} r^*_2(A) \frac{dr^*_1(A)}{dz} = \sqrt{U(A)} y_1 \theta_1 = C;$$

$$\sqrt{U(A')} r^*_2(A') \frac{dr^*_1(A')}{dz} = - \sqrt{U(A')} y_2 \theta_2 = C.$$

Разделив второе выражение на первое, получаем:

$$-\frac{y_2 \theta_2 \sqrt{U(A')}}{y_1 \theta_1 \sqrt{U(A)}} = Mm \frac{n_2}{n_1},$$

т. е. теорему Лагранжа—Гельмгольца, записанную через отношение апертурных углов.

Естественно, что теорема Лагранжа—Гельмгольца таким же способом выводится и из выражения (4-7) для главных лучей.

Если фокусные расстояния электронной линзы f_1 и f_2 много больше расстояний между средней и главными плоскостями линзы p_1 и p_2 , то эти плоскости можно считать совпадающими со средней и линзу по аналогии со световыми назвать тонкой, а ее формулу записать в виде

$$\frac{f_1}{L_1} + \frac{f_2}{L_2} = 1, \quad (4-14)$$

полностью совпадающем с формулой тонкой светооптической линзы.

Получение аналитических выражений для параметров толстых электронных линз весьма трудно, и часто приходится определять их с помощью приближенных расчетных или экспериментальных методов. В случае же тонких линз задача становится несколько проще.

4-3. ПАРАМЕТРЫ ТОНКОЙ СЛАБОЙ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЙ ЛИНЗЫ

Рассмотрим область аксиально-симметричного электрического поля, сосредоточенного на некотором участке ab вдоль оси симметрии z (рис. 4-6), представляющую собой электронную линзу. При этом будем считать, что она тонкая, т. е. величина отрезка ab много меньше фокусных расстояний и расстояний от предмета и изображения до линзы. Кроме того, будем полагать, что линза слабая, т. е. при движении электрона в поле, образующем линзу, расстояние его от оси меняется незначительно.

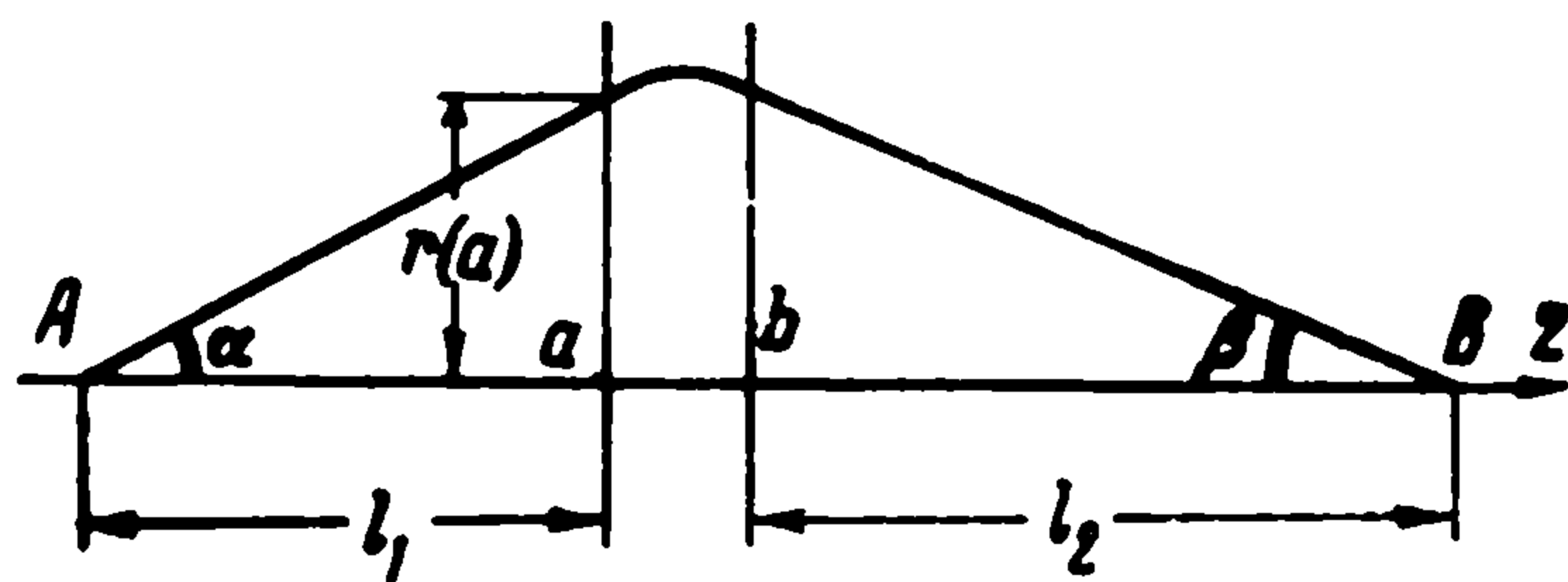


Рис. 4-6. Тонкая электронная линза.

Рассмотрим движение электрона, вышедшего из некоторой точки A на оси симметрии под углом α к этой оси, изменившего направление движения в поле линзы и вновь пересекающего ось в точке B , являющейся изо-

бражением точки A . Согласно условиям, принятым выше, линза тонкая, т. е. можно записать, что $ab \ll l_1$ и l_2 , а также слабая, и поэтому расстояние электрона в ней от оси z может быть приближенно принято постоянным и равным расстоянию его от оси в точке $z=a$, т. е. $r(a)$. При этом электрон, до того как он попадает в область действия поля линзы, движется прямолинейно в пространстве, имеющем постоянный потенциал $U(a)$. После выхода из линзы он вновь движется в пространстве с постоянным потенциалом $U(b)$.

Обратимся опять к уравнению траектории (2-12), которое запишем в виде

$$\frac{d}{dz} \left(\sqrt{U(z)} \frac{dr}{dz} \right) = \frac{r(z) U^{II}(z)}{4 \sqrt{U(z)}}.$$

Интегрируя в пределах действия поля линзы (от $z=a$ до $z=b$), получаем:

$$\begin{aligned} \sqrt{U(b)} \left(\frac{dr}{dz} \right)_{z=b} - \sqrt{U(a)} \left(\frac{dr}{dz} \right)_{z=a} &= \\ &= -\frac{1}{4} \int_a^b \frac{r(z) U^{II}(z)}{\sqrt{U(z)}} dz. \end{aligned}$$

Заметим, что так как линза тонкая, то

$$\left(\frac{dr}{dz} \right)_{z=a} = \operatorname{tg} \alpha \approx \frac{r(a)}{l_1}; \quad \left(\frac{dr}{dz} \right)_{z=b} = -\operatorname{tg} \beta \approx -\frac{r(a)}{l_2}.$$

Кроме того, исходя из условия $r(z)=r(a)$, величину $r(z)$ можно вынести за знак интеграла и, сократив на нее, получить:

$$\frac{\sqrt{U(a)}}{l_1} + \frac{\sqrt{U(b)}}{l_2} = \frac{1}{4} \int_a^b \frac{U^{II}(z)}{\sqrt{U(z)}} dz. \quad (4-15)$$

Положим, что электрон (электронный луч) входит в линзу слева параллельно оси z , т. е. $l_1 = \infty$ и $1/l_1 = 0$. Тогда величина l_2 по определению будет равна фокусному расстоянию f_2 , т. е. можно будет записать:

$$\frac{1}{f_2} = \frac{1}{4 \sqrt{U(b)}} \int_a^b \frac{U^{II}(z)}{\sqrt{U(z)}} dz. \quad (4-16)$$

Если же луч входит в линзу параллельно оси справа, то аналогично можно для f_1 записать:

$$\frac{1}{f_1} = \frac{1}{4\sqrt{U(a)}} \int_a^b \frac{U^{II}(z)}{\sqrt{U(z)}} dz. \quad (4-17)$$

Из выражений (4-16) и (4-17) следует, что величины фокусных расстояний, как и в световой оптике, относятся как показатели преломления с соответствующих сторон линзы, а именно:

$$\frac{f_2}{f_1} = \frac{\sqrt{U(b)}}{\sqrt{U(a)}} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (4-18)$$

Кроме того, если учесть еще выражение (4-15), можно легко увидеть, что для линзы справедливо выражение

$$\frac{f_1}{l_1} + \frac{f_2}{l_2} = 1, \quad (4-19)$$

полностью совпадающее с формулой тонкой линзы (4-5) в световой оптике.

Сделаем некоторые выводы из полученного выражения для фокусного расстояния тонкой электростатической линзы. Во-первых, ясно, что фокусное расстояние растет, т. е. оптическая сила линзы уменьшается, с ростом величины $U(z)$, т. е. скорости электронов в линзе. Во-вторых, оптическая сила линзы растет с ростом величины $U^{II}(z)$, т. е. с ростом скорости изменения напряженности поля вдоль оси. Как и следовало ожидать, фокусное расстояние линзы не зависит от заряда и массы движущихся в ней частиц. Поэтому электроны и гораздо более тяжелые ионы при совпадающих начальных условиях будут фокусироваться электростатическими линзами одинаково.

Преобразуем несколько выражение (4-16), проинтегрировав его по частям согласно известной формуле

$$\int x dy = xy - \int y dx.$$

При этом за x примем $\frac{1}{\sqrt{U(z)}}$. Тогда

$$dx = -\frac{1}{2} U(z)^{-3/2} U'(z) dz;$$

$$dy = U^{II}(z) dz, \text{ а } y = U'(z).$$

Интегрирование даст:

$$\frac{1}{f_2} = \frac{1}{4\sqrt{U(b)}} \left[\frac{U'(b)}{\sqrt{U(b)}} - \frac{U'(a)}{\sqrt{U(a)}} \right] + \\ + \frac{1}{8\sqrt{U(b)}} \int_a^b \frac{[U'(z)]^2}{U(z)^{3/2}} dz, \quad (4-20)$$

откуда следует, что если $U'(b) = 0$ и $U'(a) = 0$, т. е. потенциалы, или, что то же, электроннооптические показатели преломления, с обеих сторон линзы постоянны, то фокусное расстояние всегда больше нуля, т. е. линза всегда будет собирающей¹. Для такой линзы формула для фокусного расстояния может быть, очевидно, записана в виде

$$\frac{1}{f_2} = \frac{1}{8\sqrt{U_b}} \int_a^b \frac{[U'(z)]^2}{U(z)^{3/2}} dz. \quad (4-21)$$

4-4. ПАРАМЕТРЫ ТОНКОЙ СЛАБОЙ МАГНИТНОЙ ЛИНЗЫ

Пусть теперь в области ab вдоль оси z (рис. 4-6) имеется не электрическое, а аксиально-симметричное магнитное поле. Электрон, выходящий из точки A на оси, попадая в область поля, получит ускорение, направленное к оси, и, пройдя линзу, пройдет через некоторую точку B на оси, являющуюся изображением точки A . При этом следует помнить, что траектория его не является плоской, а на рис. 4-6 она изображена в плоскости, вращающейся в области поля вместе с электроном вокруг оси z . Электрон считаем параксиальным, а линзу, так же как и в предыдущем параграфе, тонкой и слабой. Следовательно, полагая в области ab $r(z) \approx r(a) = \text{const}$, уравнение траектории электрона в поле линзы можно записать в виде

$$\frac{d^2 r(z)}{dz^2} = - \frac{er(a)}{8mU} B_z^2.$$

Интегрируя его в пределах от a до b , получаем:

$$\left(\frac{dr}{dz} \right)_{z=b} - \left(\frac{dr}{dz} \right)_{z=a} = - \frac{er(a)}{8mU} \int_a^b B_z^2 dz.$$

¹ Имеется в виду, что U_z всегда больше нуля. В противном случае линза превращается в зеркало.

Здесь, так же как и выше,

$$\begin{aligned}\left(\frac{dr}{dz}\right)_{z=a} &= \operatorname{tg} \alpha \approx \frac{r(a)}{l_1}; \\ \left(\frac{dr}{dz}\right)_{z=b} &= -\operatorname{tg} \beta \approx -\frac{r(a)}{l_2}.\end{aligned}$$

Тогда полученное выражение приведет к виду

$$\frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_2} = \frac{e}{8mU} \int_a^b B_z^2 dz. \quad (4-22)$$

Полагая l_1 или $l_2 = \infty$, получаем в обоих случаях одинаковое выражение для фокусных расстояний:

$$\frac{1}{f} = \frac{e}{8mU} \int_a^b B_z^2 dz, \quad (4-23)$$

с учетом чего выражение (4-22) может быть представлено в виде

$$\frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_2} = \frac{1}{f},$$

совпадающем с формулой тонкой симметричной оптической линзы. Отметим, что магнитная линза тем слабее, чем выше разность потенциалов, пройденная электроном до входа в линзу, и тем сильнее, чем выше величина B_z индукции магнитного поля на оси линзы. В отличие от электростатических линз величина фокусного расстояния магнитной линзы зависит от заряда и массы проходящих через нее частиц. В частности, если линза фокусирует электроны, то отрицательные ионы, обладающие в тысячи раз большими массами, фокусироваться не будут. Отметим также, что величина $1/f$ в случае магнитной линзы всегда положительна, что означает, что магнитные линзы всегда являются собирающими.

Угол поворота изображения в магнитной линзе зависит от величины магнитной индукции, заряда и массы частиц, а также скорости, приобретенной ими до входа в линзу.

В заключение укажем, что если в выражения для оптической силы линзы (4-23) и угла поворота изображения (3-13) подставить численные значения заряда и массы электрона, пройденную им разность потенциалов выразить в вольтах, а магнитную индукцию — в гауссах,

то эти выражения будут иметь вид:

$$\frac{1}{f} = \frac{2,2 \cdot 10^2}{U} \int_a^b B_z^2 dz \left[\frac{1}{\text{м}} \right]; \quad (4-24)$$

$$\varphi = - \frac{14,8}{\sqrt{U}} \int_a^b B_z dz [\text{рад}]. \quad (4-25)$$

4-5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОННЫХ ЛИНЗ

Как было показано выше, любая электронная линза может быть полностью определена, если известны четыре параметра ее, а именно положения главных плоскостей p_1 и p_2 и фокусные расстояния f_1 и f_2 , т. е. расстояния от главных точек до соответствующих фокусов.

Отметим, что те же самые параметры, очевидно, можно задать и несколько по-другому, а именно указав фокусные расстояния f_1 и f_2 и расстояния от средней плоскости до фокусов f_1^* и f_2^* (см. рис. 4-4).

Чтобы определить параметры электронной линзы, необходимо тем или иным способом найти траектории первого и второго главных лучей в поле, образующем линзу, а затем, продолжив их прямолинейные участки слева и справа от линзы (см. рис. 4-3), определить положения главных плоскостей. После этого можно уже,

отвлекаясь от истинного вида траекторий электронов в поле линзы, находить изображение любого предмета простыми оптическими методами.

Определить траектории главных лучей, т. е. параметры линзы, в принципе можно, решая уравнения траекторий (2-12) или (3-12) при соответствующих начальных условиях, т. е. определяя их аналитически. При этом предварительно, как указывалось, необходимо, исходя из вида электронно-

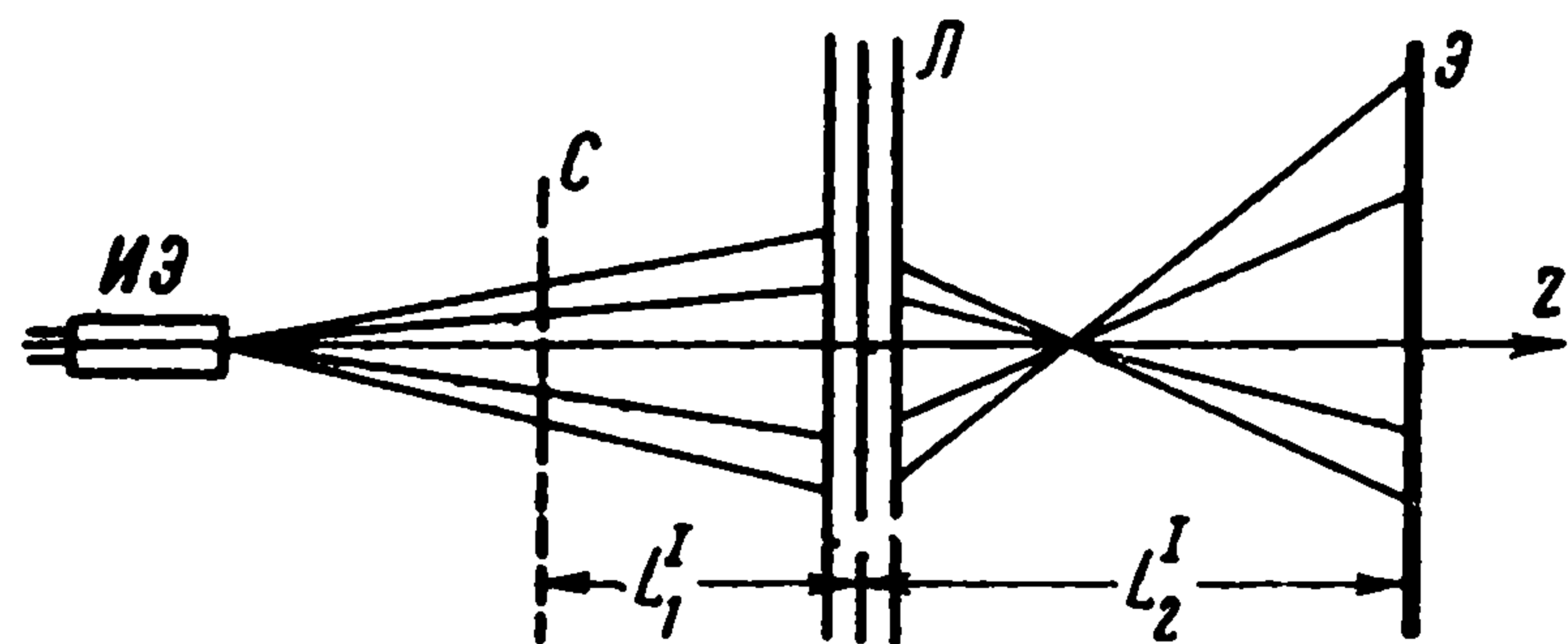


Рис. 4-7. Схема электроннооптической скамьи.

ИЭ — источник электронов; С — сетка;
Л — линза; Э — экран.

оптической системы, найти аналитическое выражение для поля $U(z)$ или B_z . Выше указывалось, что точное аналитическое решение такой задачи в большинстве практических случаев весьма трудно, а подчас невозможно. Поэтому более реальными оказываются приближенный расчет или экспериментальное определение полей и последующий расчет траекторий главных лучей одним из методов, описанных в предыдущих главах. Кроме того, параметры электронной линзы могут быть определены и без расчета полей и траекторий, путем прямого эксперимента. Для этого необходима так называемая электроннооптическая скамья, т. е. откачанный объем, в который помещаются исследуемая линза, предмет, которым может служить металлическая сетка, а также источник электронов, освещающий сетку электронным пучком, и люминес-

цирующий экран, расположенный справа от линзы. Схематически простейшая электроннооптическая скамья представлена на рис. 4-7. При этом необходимо иметь возможность, не нарушая вакуума, смещать сетку, электроды линзы и экран вдоль оптической оси системы.

Исследуемая линза помещается в электроннооптическую скамью, на нее подаются соответствующие потенциалы, и она облучается электронным пучком, прошедшим сквозь сетку, расположенную на некотором расстоянии L_1^I от средней плоскости линзы.

Затем, перемещая экран вдоль оси z , можно добиться того, что изображение сетки на экране станет резким, т. е. экран совместится с плоскостью изображения линзы. Измерив расстояние от средней плоскости линзы до экрана L_2^I , а также линейное увеличение, которое легко определить, зная размеры ячеек сетки и измерив их изображение на экране, можно на основании рис. 4-4 записать:

$$L_1^I = f^*_1 + x_1 = f^*_1 + \frac{f_1}{M^I}; \quad L_2^I = f^*_2 + x_2 = f^*_2 + M^I f_2.$$

Мы получили два уравнения с четырьмя неизвестными:

$$f_1, f_2, f^*_1, f^*_2.$$

Для определения их необходимы еще два уравнения, которые легко могут быть получены, если, не меняя потенциалов, поданных на электроды линзы, установить сетку — объект на некотором другом расстоянии L_1^{II} от нее и вновь подобрать положение экрана, при котором на нем получится сфокусированное изображение объекта. Измерив новые L_2^{II} и M^{II} , получим недостающие уравнения:

$$L_1^{II} = f^*_1 + x_1 = f^*_1 + \frac{f_1}{M^{II}}; \quad L_2^{II} = f^*_2 + x_2 = f^*_2 + M^{II} f_2.$$

Решив полученную систему четырех уравнений, можно получить выражения для четырех параметров линзы:

$$f_1 = \frac{L_1^I - L_1^{II}}{\frac{1}{M^I} - \frac{1}{M^{II}}}; \quad f^*_1 = \frac{L_1^I M^{II} - L_1^{II} M^I}{M^{II} - M^I}; \quad f_2 = \frac{L_2^I - L_2^{II}}{M^{II} - M^I};$$

$$f^*_2 = \frac{\frac{L_2^I}{M^{II}} - \frac{L_2^{II}}{M^I}}{\frac{1}{M^{II}} - \frac{1}{M^I}}.$$

При этом следует иметь в виду, что полученные таким образом параметры линзы соответствуют определенной геометрии ее элементов и определенным соотношениям потенциалов электродов или току катушки.

Изменение потенциалов или токов приведет и к изменению параметров линзы, которые вновь могут быть определены описанным выше способом.

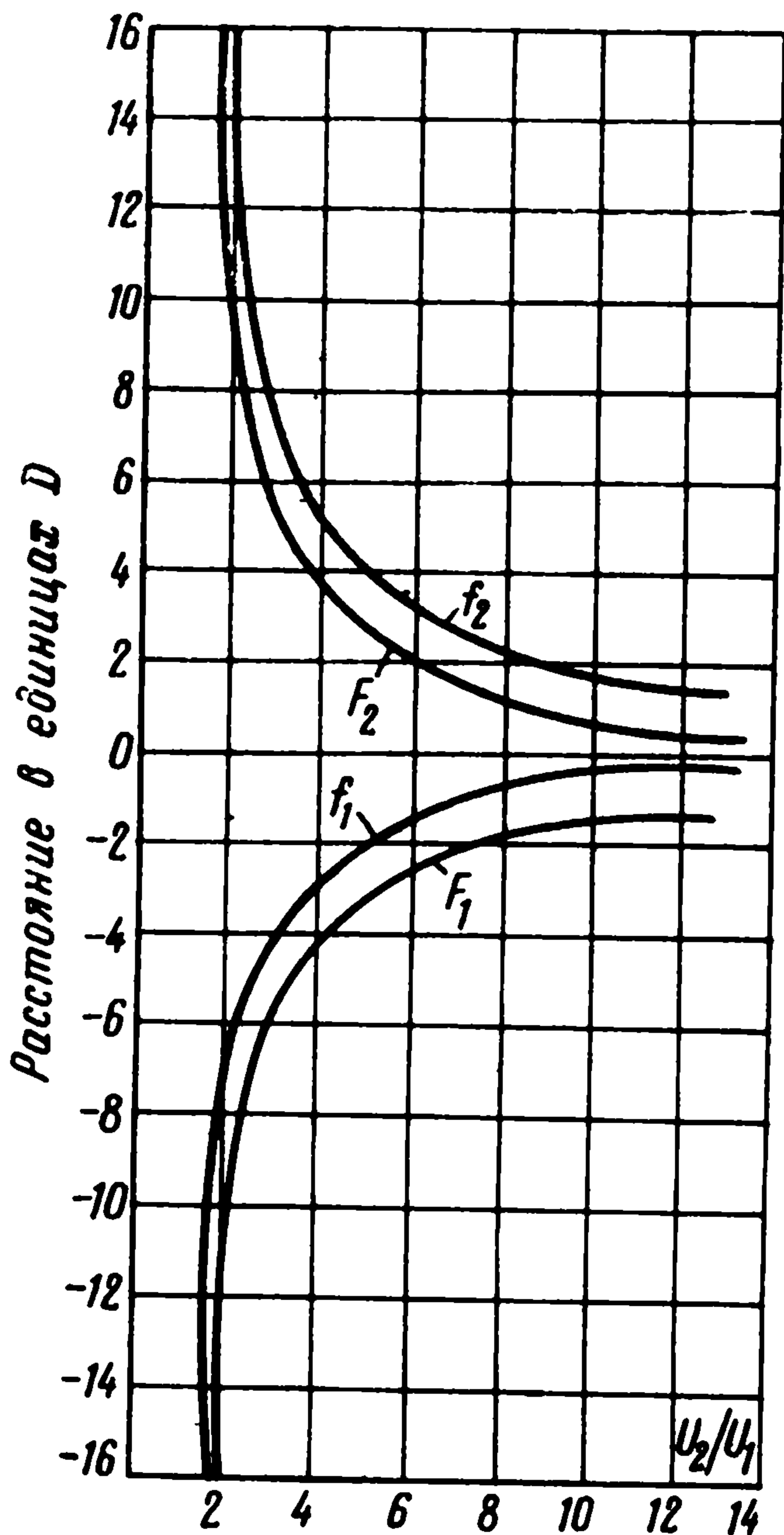


Рис. 4-8. Оптические характеристики иммерсионной линзы.

Зависимости параметров линзы от потенциалов электродов для электростатических линз или от тока для магнитных линз при неизменной их геометрии могут быть изображены графически и названы оптическими характеристиками линзы. В качестве примера на рис. 4-8 приведены такие оптические характеристики для иммерсионной линзы, образованной цилиндрами равного диаметра D , расположенными на расстоянии $0,1D$ друг от друга. Как видно из рисунка, фокусные расстояния сначала быстро, а затем гораздо более медленно уменьшаются с ростом отношения U_2/U_1 , а главные плоскости расположены по одну сторону от средней и смещены друг относительно друга так, как это показано на рис. 4-4. Имея такие оптические характеристики, можно легко подобрать потенциалы электродов, создающие линзы, с требуемыми параметрами. Однако они не дают возможности непосредственно определить конечный эффект, создаваемый линзой. Это можно сделать, если путем серии измерений или расчетов получить семейства кривых, дающих в явном виде связь между расстояниями L_1 и L_2 от средней плоскости линзы до пред-

мета и изображения и величинами отношений потенциалов электродов U_2/U_1 и линейным увеличением M .

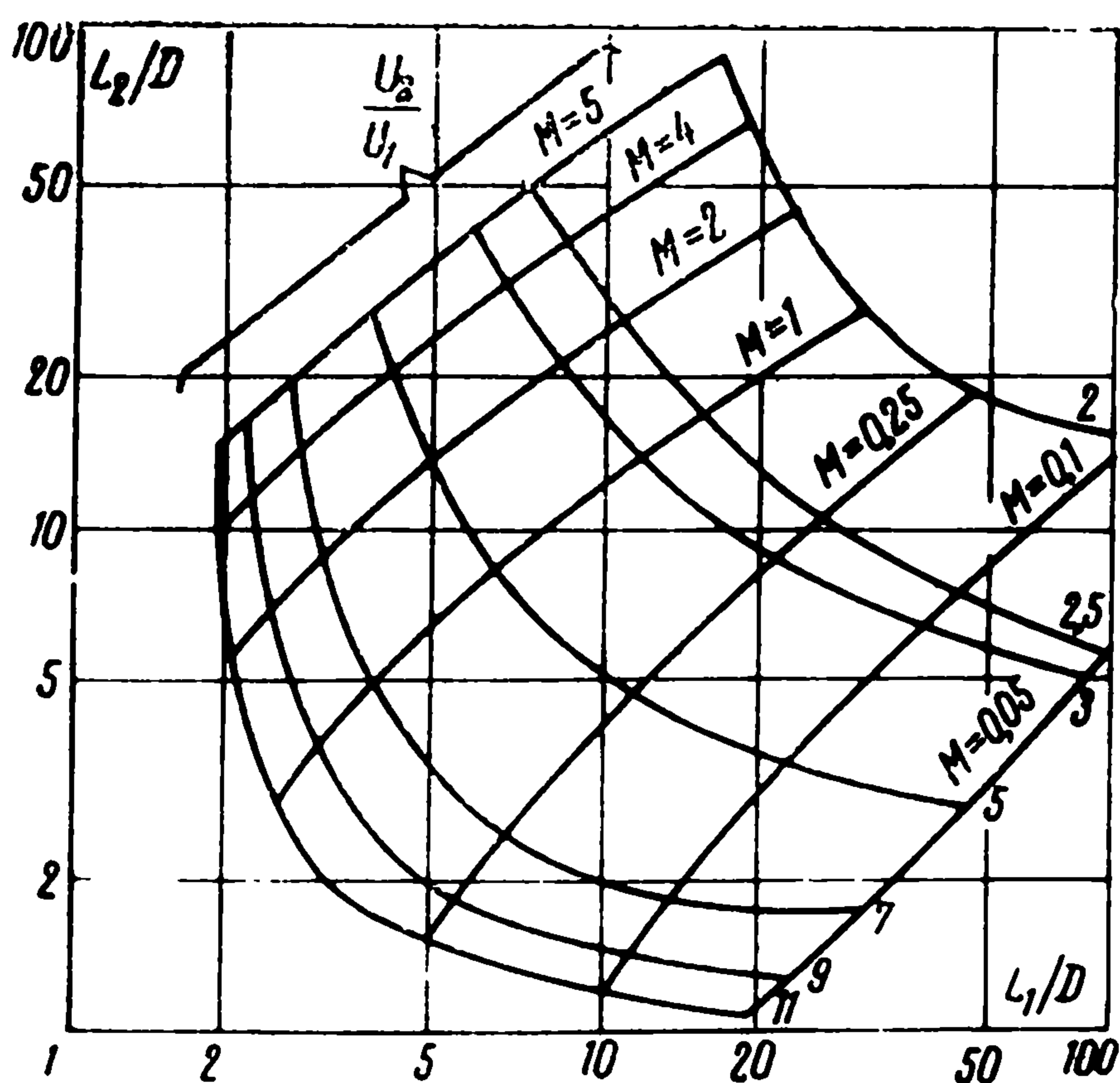


Рис. 4-9. Характеристики иммерсионной линзы.

На рис. 4-9 представлено такое семейство кривых для линзы, характеристики которой приведены на предыдущем рисунке. Так как сетка на этом рисунке образована кривыми, соответствующими постоянному линейному увеличению или постоянному отношению U_2/U_1 , легко, задавшись, например, расстоянием L_1 и требуемым M , получить сведения о требующемся для этого отношении потенциалов на электродах линзы и положении изображения L_2 и т. д.

Глава пятая

ОСНОВНЫЕ ТИПЫ ЭЛЕКТРОННЫХ ЛИНЗ

5-1. ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Как было показано ранее, любое аксиально-симметричное электрическое или магнитное поле является электронной линзой. В случае электрических полей такие линзы образуются комбинацией электродов, имеющих общую ось симметрии. В случае же магнитных полей для этого применяются катушки, обтекаемые током, чаще всего оснащаемые магнитопроводами, имеющими осевую симметрию. Могут быть использованы также постоянные осесимметричные магниты.

Конфигурация элементов, образующих электронно-оптические системы аксиально-симметричного типа, может быть весьма разнообразной, но среди них можно выделить наиболее типичные и часто встречающиеся, которые и будут рассмотрены далее.

Однако наряду с аксиально-симметричными линзами существуют и в ряде случаев вызывают все больший интерес и поля, не обладающие осевой симметрией.

К их числу можно отнести так называемые цилиндрические линзы, которые также могут быть как электростатическими, так и магнитными. В данном случае применяются устройства, поля которых зависят от продольной и одной из поперечных координат декартовой системы и не зависят от второй поперечной координаты — так называемые плоские поля.

Все большее применение находят так называемые квадрупольные линзы, поле которых зависит от двух

поперечных координат декартовой системы, но не зависит от третьей — продольной координаты z . В этом случае сила, действующая на электрон, нормальна к его траектории, что повышает эффективность действия линзы.

В ряде случаев, в частности в приборах СВЧ, применяются периодические фокусирующие системы и т. д.

Некоторые из типов электронных линз, не имеющих симметрии вращения, будут кратко рассмотрены далее.

Однако следует отметить, что наиболее широко используемыми в настоящее время в качестве электронных линз являются все же аксиально-симметричные поля, с рассмотрения которых мы и начнем.

Более подробные сведения об электронных линзах, в том числе и не обладающих симметрией вращения, можно найти, например, в работах [Л. 4, 15, 16].

5-2. ДИАФРАГМА С КРУГЛЫМ ОТВЕРСТИЕМ

Представим себе весьма простую электроннооптическую систему (рис. 5-1,а), состоящую из двух параллельных плоских электродов с потенциалами U_1 и U_2 , между которыми помещен третий электрод, имеющий круглое отверстие, — диафрагма радиуса R и потенциал U_d . Если R значительно меньше d_1 и d_2 — расстояний между плоскостями и диафрагмой, то вдали от нее электрическое поле будет однородным и его напряженность определится потенциалами соответствующих электродов и расстояниями между ними.

В некоторой же области вдоль оси z будет иметь место провисание эквипотенциалей из области с большей напряженностью поля в область с меньшей напряженностью.

Следовательно, в этой области однородное поле искажается. Из геометрических соображений ясно, что оно будет аксиально-симметричным, т. е. в области диафрагмы образуется электронная линза. Естественно, что это будет иметь место лишь в том случае, если выполняется соотношение

$$\frac{U_d - U_1}{d_1} \neq \frac{U_2 - U_d}{d_2}.$$

При этом возможны два случая, иллюстрируемые на рис. 5-1 и 5-2. В первом случае (рис. 5-1,а) величина E_1 в пространстве слева от диафрагмы меньше, чем вели-

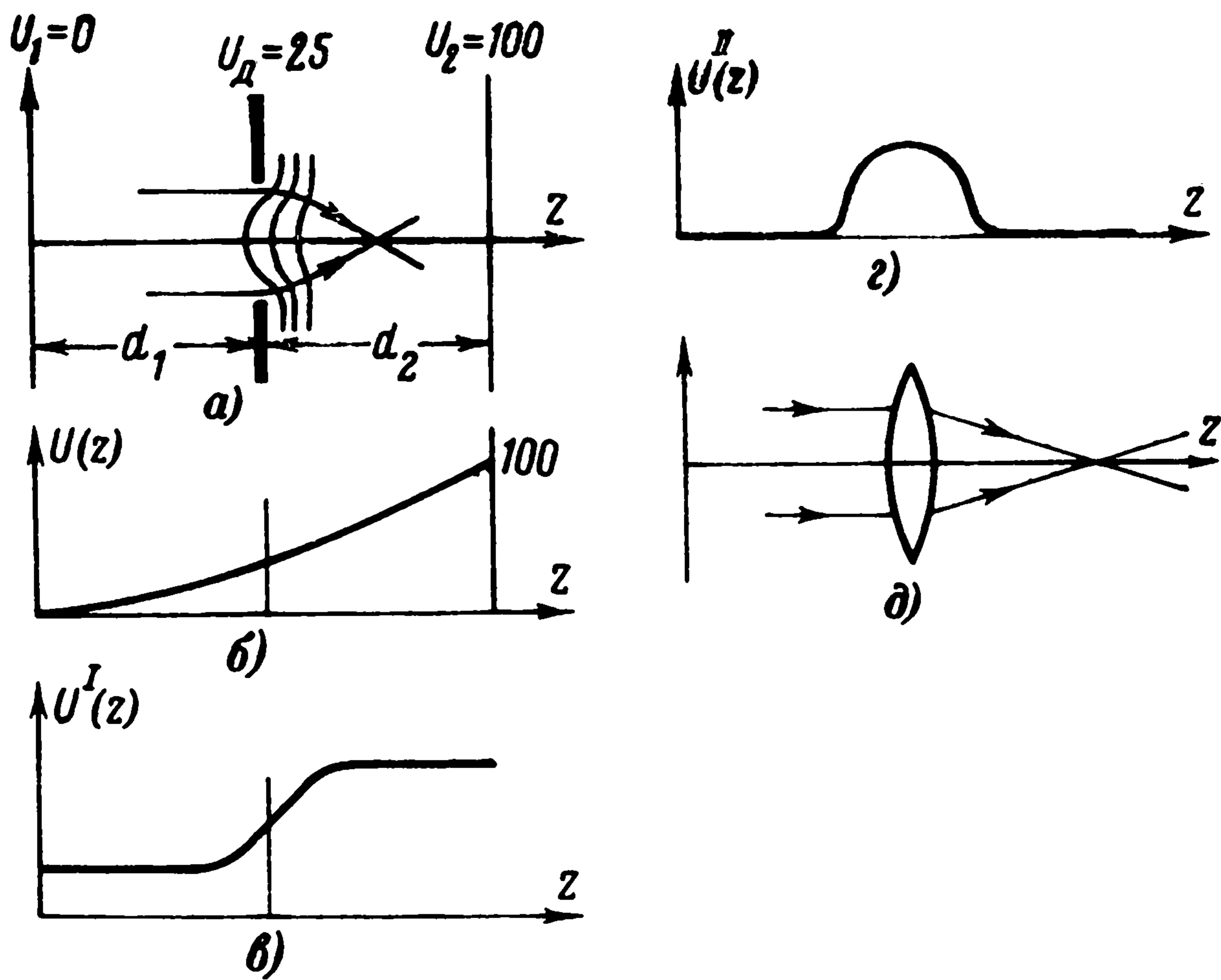


Рис. 5-1. Собирающая линза—диафрагма.

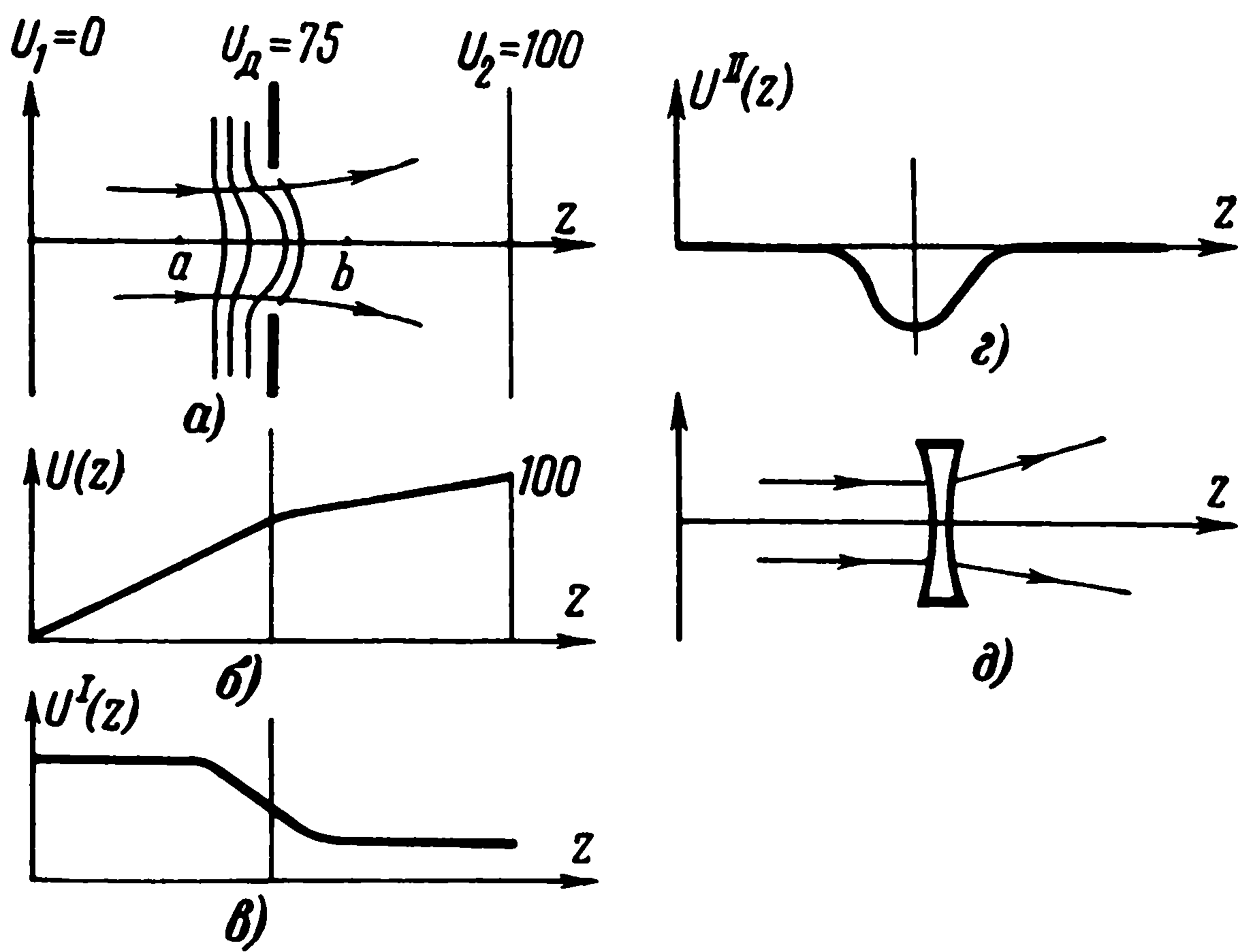


Рис. 5-2. Рассеивающая линза—диафрагма.

чина E_2 справа от нее. Следовательно, при переходе области диафрагмы вдоль оси z скорость роста $U(z)$ увеличивается (рис. 5-1,б). Величины $U^I(z)$ и $U^{II}(z)$ будут меняться с расстоянием по оси z согласно рис. 5-1,в и г соответственно. Таким образом, в этой линзе $U^{II}(z) > 0$, что свидетельствует о том, что линза собирающая. Оптический эквивалент такой электронной линзы может быть представлен в виде двояковыпуклой собирающей световой линзы (рис. 5-1,д).

Второй возможный случай (рис. 5-2) соответствует уменьшению E при переходе через область диафрагмы. Рассмотрение представленного на рис. 5-2,б — г характера распределения потенциала вдоль оси и его первой и второй производных показывает, что в данном случае мы имеем рассеивающую электронную линзу, оптический эквивалент которой представлен на рис. 5-2,д.

Оценим величину фокусного расстояния диафрагмы, считая, что она является тонкой линзой и для нее верна формула (4-16). Предположим, кроме того, что потенциал в области отверстия диафрагмы (в области ab вдоль оси z , занятой полем линзы) меняется незначительно, что позволяет считать его постоянным и равным потенциалу, заданному на диафрагму U_d . Тогда выражение (4-16) для фокусного расстояния такой диафрагмы может быть представлено в виде

$$\frac{1}{f_d} = \frac{1}{4U_d} \int_a^b U^{II}(z) dz,$$

позволяющем произвести интегрирование, в результате которого получаем:

$$\frac{1}{f_d} = \frac{U^I(b) - U^I(a)}{4U_d}. \quad (5-1)$$

Мы видим, что оптическая сила диафрагмы действительно зависит от разности напряженностей однородных полей справа и слева от нее и что диафрагма может быть как рассеивающей, так и собирающей линзой. Последнее ясно также и из выражения (4-20) для фокусного расстояния, полученного в предыдущей главе, так как по крайней мере с одной стороны такой линзы напряженность электрического поля обязательно отлична от нуля.

Отметим, что несмотря на ряд допущений, принятых при выводе выражения (5-1) для фокусного расстояния

диафрагмы, оно дает неплохое совпадение с опытом, что указывает на правомерность рассмотрения диафрагмы как тонкой линзы. Как и в случае других электростатических линз, о которых пойдет речь далее, оптическая сила диафрагмы может быть рассчитана, если определено распределение потенциала вдоль оси z , путем графического интегрирования с использованием выражений (4-16), (4-17).

Более точно это может быть выполнено, если кривую $U(z)$ удачно аппроксимировать аналитической функцией, хотя на этом пути при интегрировании, как указывалось, часто встречаются весьма значительные математические трудности.

Среди других выражений, предлагаемых для такой аппроксимации, в случае диафрагмы наиболее общим [Л. 15] является следующее:

$$U(z) = U_d + \frac{R}{\pi} (E_1 - E_2) \left(1 + \frac{z}{R} \operatorname{arctg} \frac{z}{R} \right) - \frac{1}{2} (E_1 + E_2) z,$$

где E_1 и E_2 — значения напряженности однородных полей слева и справа от диафрагмы. При этом точка начала координат $z=0$ совмещена с точкой на оси в плоскости диафрагмы.

При этом, строго говоря, потенциал на оси в этой точке не равен U_d , а равен:

$$U(0) = U_d + \frac{R}{\pi} (E_1 - E_2).$$

Следует отметить, что однородные поля, примыкающие к линзе-диафрагме, не являясь линзами, в какой-то степени расфокусируют пучки и создают трудности для получения четкого изображения.

Поэтому как самостоятельные элементы электронно-оптических систем диафрагмы применяются редко, входя в них лишь как составные части более сложных электронооптических систем.

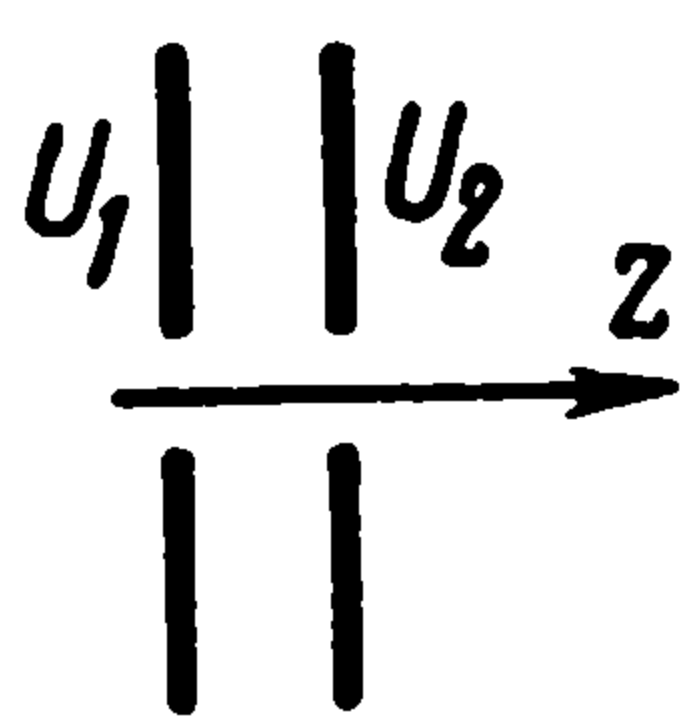
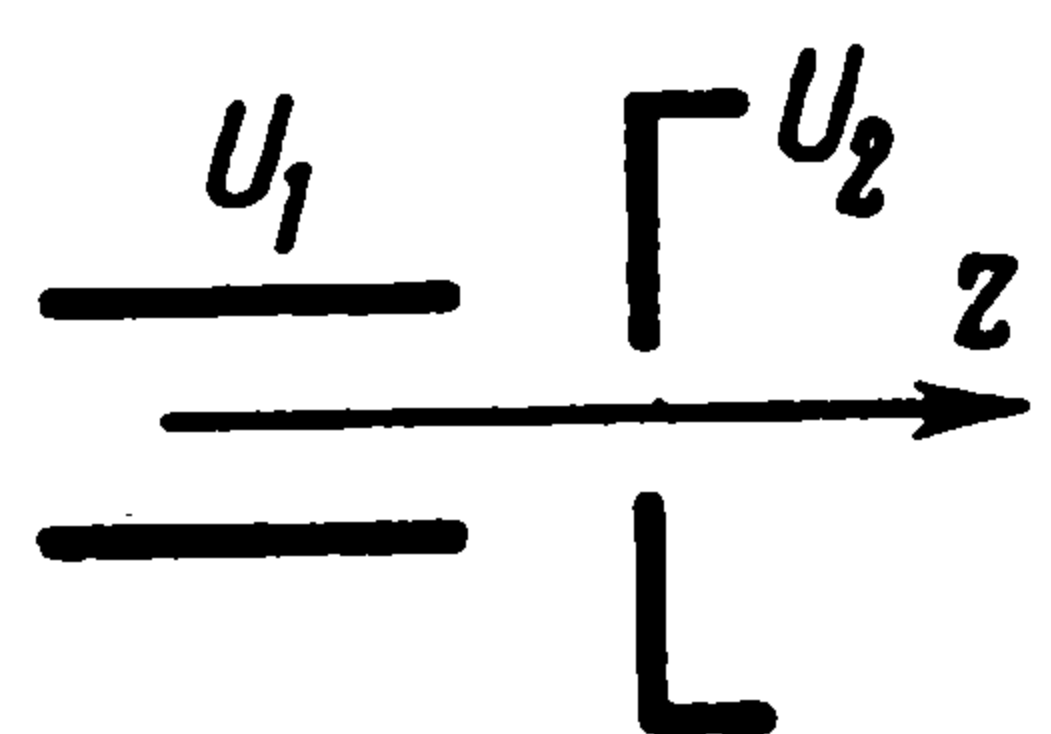
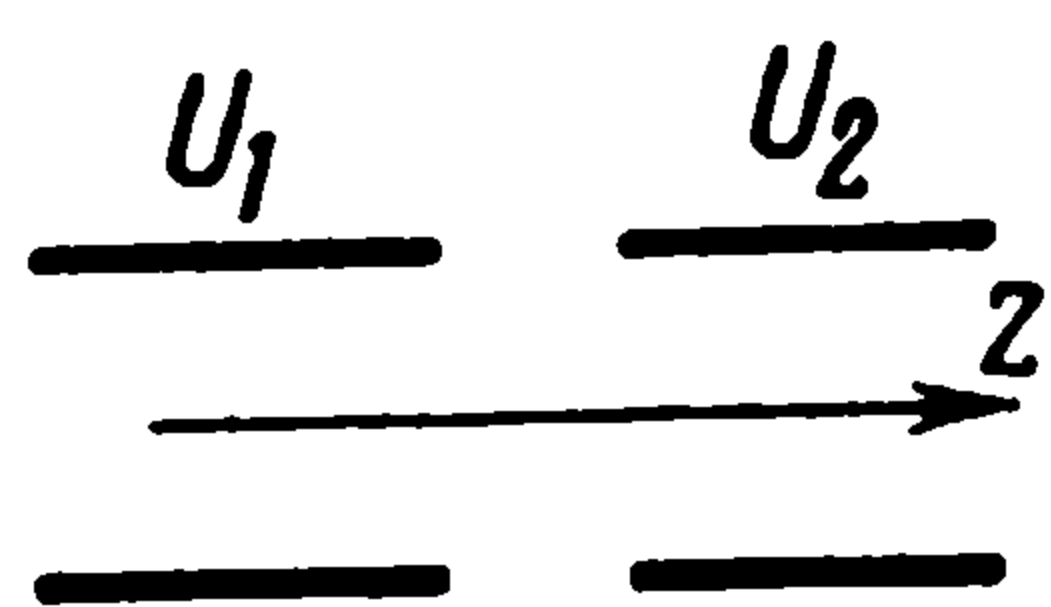
5-3. ИММЕРСИОННАЯ ЛИНЗА

Иммерсионной электронной линзой по аналогии со световыми линзами может быть названа линза, у которой электронооптические показатели преломления, а следовательно, и потенциалы справа и слева от линзы постоянны, но не равны. Такая линза может, например,

быть образована двумя диафрагмами с разными потенциалами, комбинацией цилиндра и диафрагмы (рис. 5-3) и другими способами.

Во всех случаях между электродами, образующими линзу и имеющими различные потенциалы U_1 и U_2 , образуется аксиально-симметричное поле, являющееся электронной линзой.

На основании рассмотренных выше свойств электронных линз можно сразу отметить некоторые общие свойства иммерсионных линз.



Во-первых, такие линзы являются всегда собирающими (см. 4-20). Во-вторых, они несимметричны, т. е. их фокусные расстояния f_1 и f_2 не равны и относятся как

$$\frac{f_2}{f_1} = \frac{\sqrt{U_2}}{\sqrt{U_1}}.$$

Кроме того, иммерсионная линза, создавая электронное изображение, должна изменять энергию создающего это изображение электронного пучка.

Очевидно, здесь возможны два случая, а именно: потенциал второго электрода, образующего линзу, U_2 больше потенциала первого U_1 , и второй случай, когда, наоборот, $U_2 < U_1$.

Характер изменения потенциала и его первой и второй производных по оси симметрии линзы для обоих случаев представлен на рис. 5-4. Мы видим, что с оптической точки зрения в обоих случаях поле линзы состоит из двух частей — собирающей и рассеивающей, расположенных друг относительно друга по-разному в первом и втором случаях. Результирующее же собирающее действие иммерсионной линзы в любом случае качественно вытекает из того факта, что в любом случае электроны проходят собирающую область поля линзы с меньшими скоростями, чем рассеивающую.

Опыт показывает, что в применении к иммерсионной линзе формула для оптической силы тонкой линзы оказывается лишь первым приближением и часто не дает требуемой точности. Поэтому такую линзу правильнее рассматривать как толстую, и более точные значения параметров иммерсионных линз можно получить, напри-

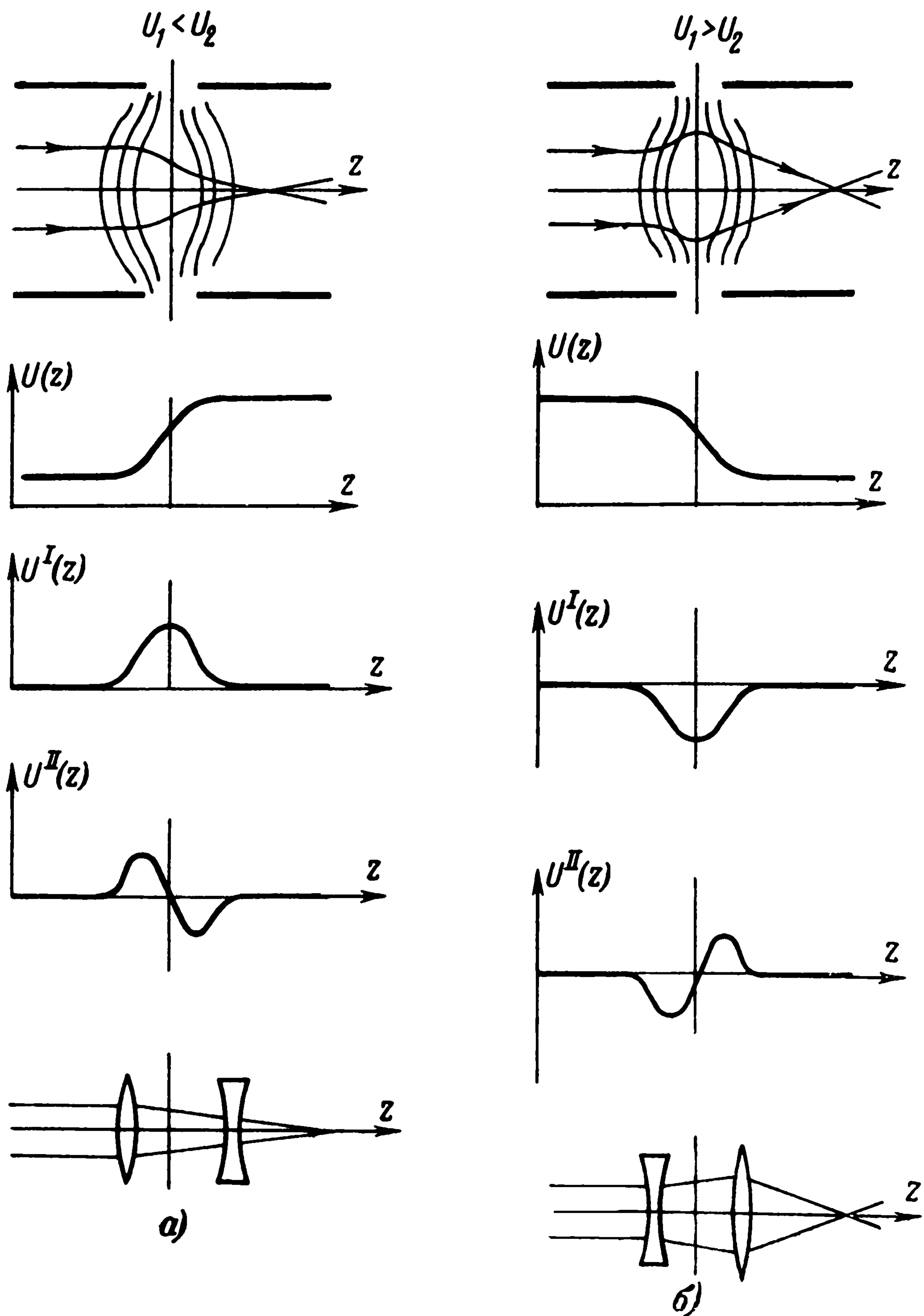


Рис. 5-4. К анализу иммерсионной линзы.
 а — для случая $U_2 > U_1$; б — для случая $U_2 < U_1$.

мер, применяя аппроксимацию поля подходящим аналитическим выражением с последующим интегрированием уравнения траекторий (2-12).

Так, в случае линзы, образованной двумя цилиндрами равного диаметра D , отстоящими друг от друга на расстоянии, заметно меньшем D , распределение потенци-

ала вдоль оси z хорошо описывается выражением

$$U(z) = \frac{U_1 + U_2}{2} + \frac{U_2 - U_1}{2} \operatorname{th} \frac{2,63z}{D}.$$

Полученные с помощью этой аппроксимации результаты были приведены на рис. 4-8, который позволяет определить параметры линзы при заданных потенциалах и диаметрах цилиндров.

В случае, если цилиндры, образующие линзу, имеют разные диаметры или расстояние между ними соизмеримо с диаметром, удобное аналитическое выражение получить трудно.

В этих случаях для определения параметров иммерсионной линзы можно также воспользоваться численным интегрированием или электроннооптической скамьей.

Последним методом было получено большое число графиков, подобных приведенному на рис. 4-9, для различных вариантов геометрии линз [Л. 17, 18], которые легко позволяют по заданной геометрии и отношению U_2/U_1 определить положение изображения и линейное увеличение линзы или наоборот.

Для иммерсионных линз характерно расположение главных плоскостей, показанное на рис. 4-4. Они располагаются по одну сторону от средней плоскости, в низковольтной части линзы и, кроме того, как говорят, перекрещены, т. е. главная плоскость пространства изображений (вторая главная плоскость) лежит ближе к предмету.

5-4. ОДИНОЧНАЯ ЛИНЗА

Под одиночной линзой в электронной оптике понимается область аксиально-симметричного электрического поля, у которого электроннооптические показатели преломления, а следовательно, и потенциалы справа и слева от линзы постоянны и равны между собой. Одиночная линза может быть образована различными комбинациями из трех, а иногда и двух коаксиальных электродов (цилиндров, диафрагм). Некоторые возможные варианты создания одиночных линз иллюстрируются на рис. 5-5. Потенциалы крайних электродов линзы равны.

Можно, очевидно, утверждать, что одиночная линза, как и иммерсионная, всегда является собирающей. Кро

ме того, она симметрична, т. е. $f_1 = f_2$. В противоположность иммерсионной одиночная линза формирует электронное изображение, не изменяя энергии создающего изображение электронного пучка.

В случае одиночной линзы можно представить себе также два случая распределения потенциала вдоль оси симметрии. В первом из них потенциал крайних электродов U_1 больше потенциала среднего U_2 . Во втором, наоборот, $U_1 < U_2$. Оба эти случая иллюстрируются на рис. 5-6, где показано распределение потенциалов и величин их первой и второй производных вдоль оси симметрии, а также представлены оптические эквиваленты обеих одиночных линз.

Из приведенного на рис. 5-6 рассмотрения одиночной линзы видно, что поле ее каждый раз может быть разбито на три части, из которых две оказывают на электроны одинаковое (собирающее или рассеивающее), а третья — противоположное действие. Общее же собирающее действие поля одиночной линзы на электронный пучок объясняется тем, что, как и в случае иммерсионной линзы, электроны проходят собирающую область поля с меньшими скоростями, чем рассеивающую.

Для линзы, образованной цилиндрами равных радиусов R при длине среднего цилиндра, равной L , распределение потенциала вдоль оси z может, например, быть представлено [Л. 15] в виде

$$U(z) = U_1 - \frac{(U_1 - U_2) \operatorname{sh} \frac{1,3L}{R}}{\operatorname{ch} \frac{1,3L}{R} - \frac{2,6z}{R}},$$

при этом расстояние между цилиндрами должно быть значительно меньше их диаметра. В случае одиночной линзы, образованной тремя диафрагмами, $U(z)$ может

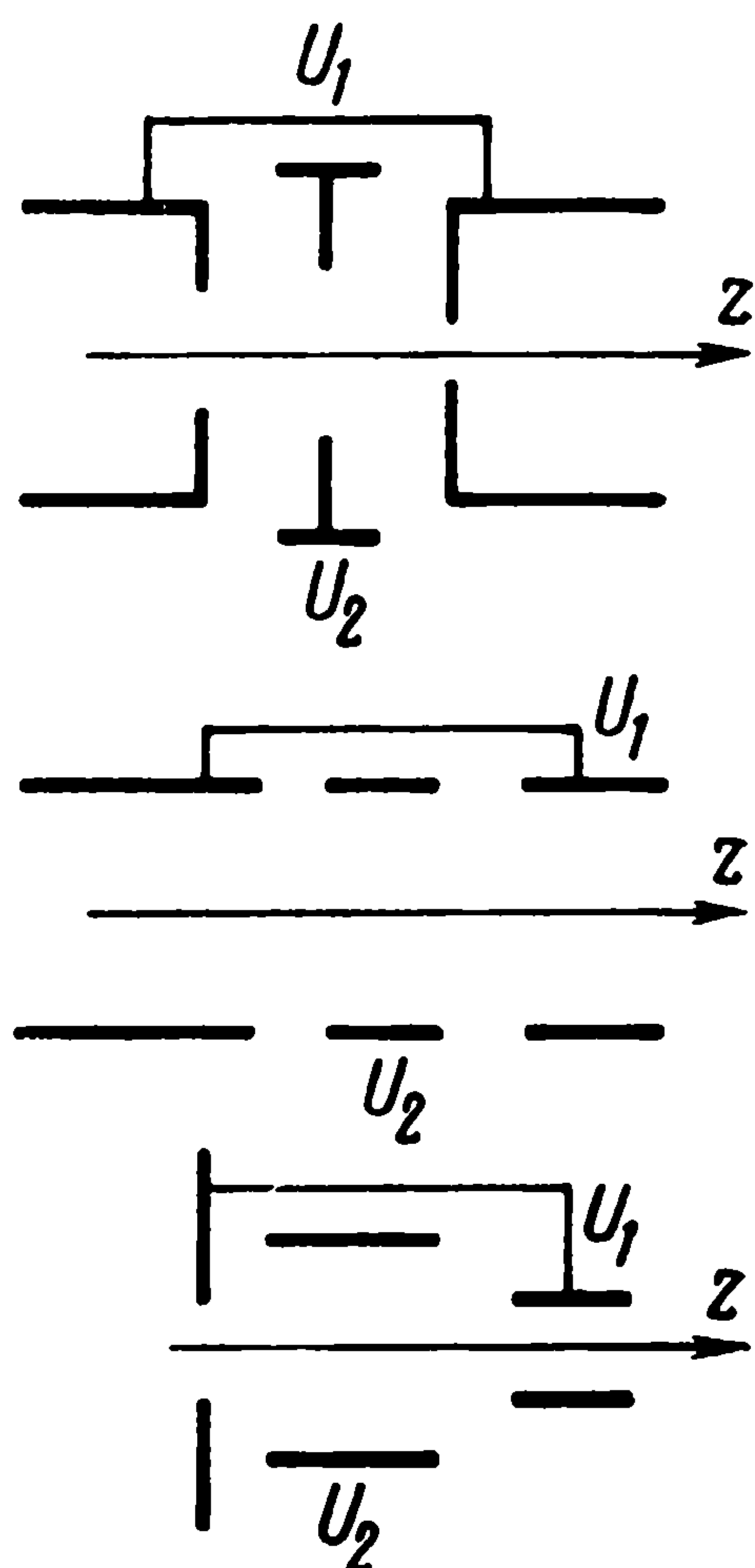


Рис. 5-5. Варианты одиночной линзы.

быть представлено выражением

$$U(z) = U_1 \left[1 - \frac{b^2}{1 + \left(\frac{z}{d} \right)^2} \right],$$

где b и d — некоторые постоянные, величины которых зависят от отношения U_2/U_1 и определяются экспериментально.

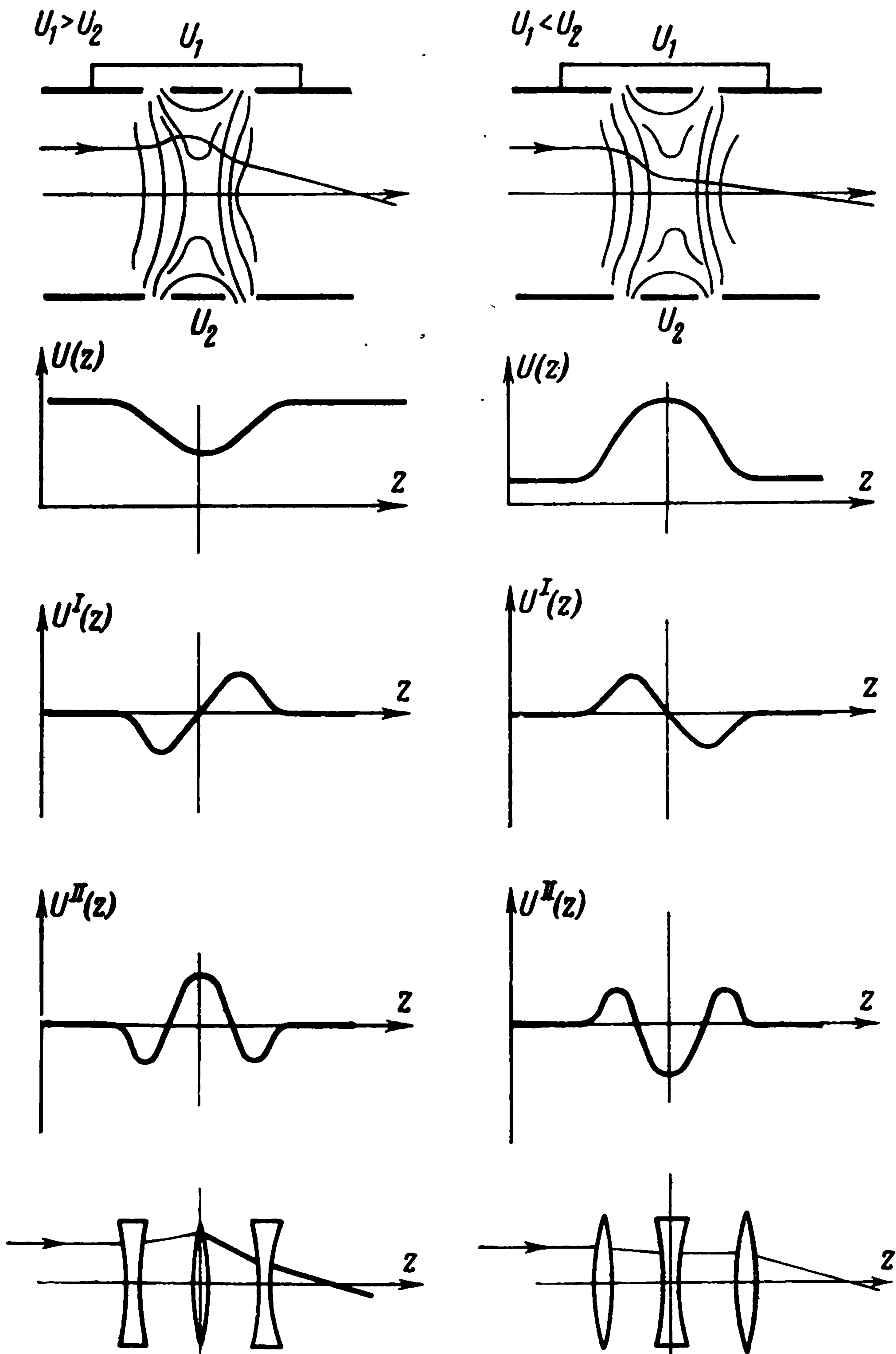


Рис. 5-6. К анализу одиночной линзы.

Эти выражения могут быть использованы для расчета оптической силы по формулам (4-16) или (4-20).

Следует отметить, что определение оптической силы одиночной линзы по формулам для тонких линз, дает искомые величины лишь в первом приближении.

Одиночную линзу правильнее рассматривать как толстую и определять все четыре ее параметра.

Для этого приходится определять поле и использовать численные методы решения уравнения траектории (2-12). В частности, возможно использование траектографов для определения траекторий главных лучей, а также экспериментальное определение параметров с помощью электроннооптической скамьи.

На рис. 5-7 приведена типичная для одиночной линзы зависимость оптической силы от отношения U_2/U_1 — потенциалов среднего и крайних электродов при постоянной величине U_1 . Видно, что оптическая сила линзы растет гораздо быстрее в случае, когда $U_2 < U_1$, чем в случае, когда $U_2 > U_1$. Это объясняется тем, что в последнем случае с ростом потенциала среднего электрода растет скорость изменения напряженности поля вдоль оси линзы, но одновременно растет и скорость электронов в ее поле, что замедляет рост оптической силы.

Поэтому, как правило одиночные линзы используются в режиме, когда $U_2 < U_1$.

При постоянной величине U_2/U_1 оптическая сила одиночной линзы зависит главным образом от расстояния между электродами и диаметра отверстия в среднем электроде, увеличиваясь с их уменьшением. Величина же отверстий в крайних электродах влияет на оптическую силу линзы слабо.

Одиночные линзы находят применение в электронно-лучевых приборах. При этом, в частности, в электронных микроскопах при применении разностей потенциалов на электродах линз порядка десятков киловольт и уменьшении размеров электродов до нескольких миллиметров получают линзы с фокусным расстоянием также порядка миллиметров.

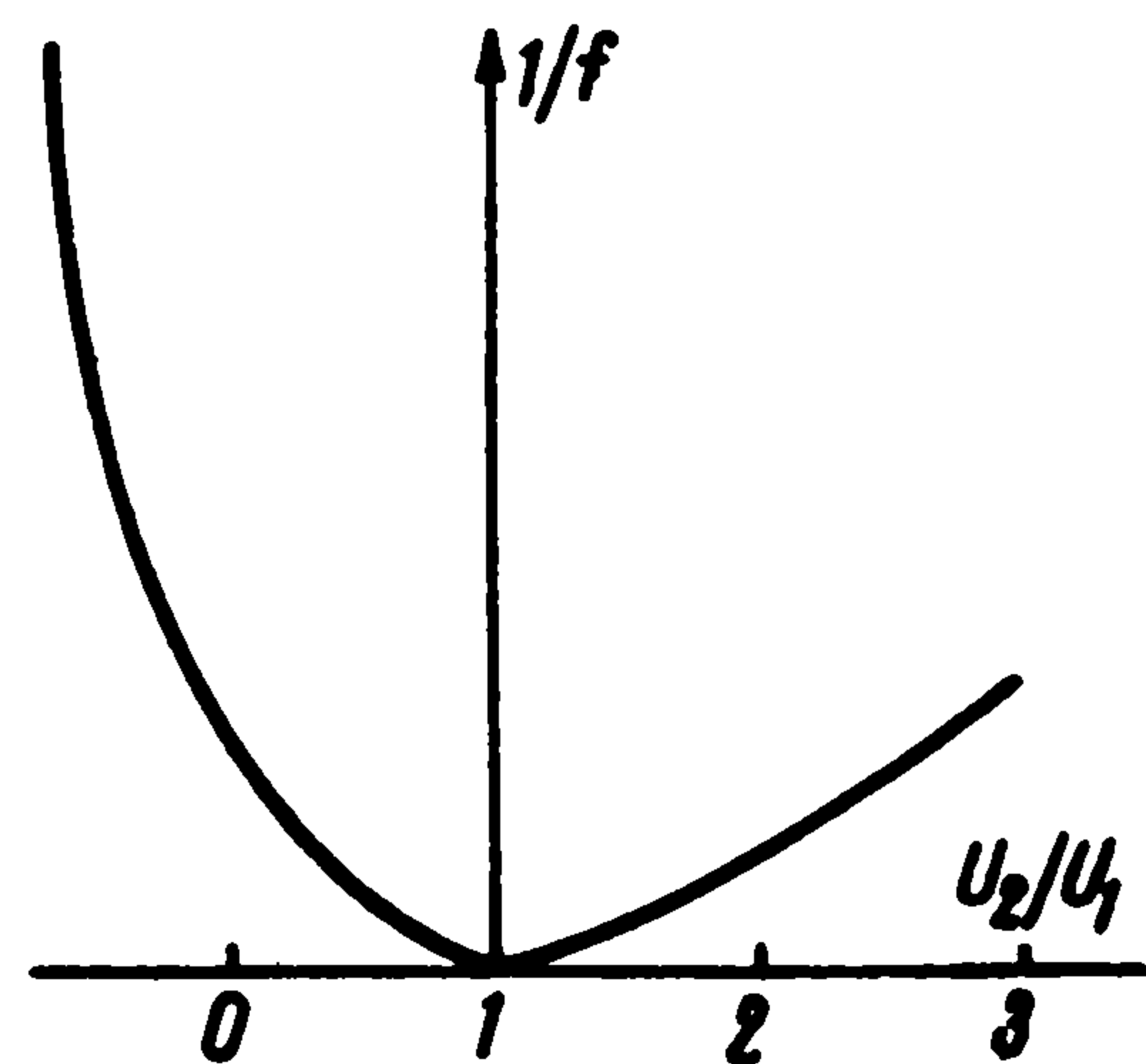


Рис. 5-7. Оптическая характеристика одиночной линзы.

5-5. ИММЕРСИОННЫЙ ОБЪЕКТИВ

Под иммерсионным объективом, называемым также иногда катодной линзой, понимается комбинация электронной линзы с источником электронов — катодом. Если, например, перед катодом K ,

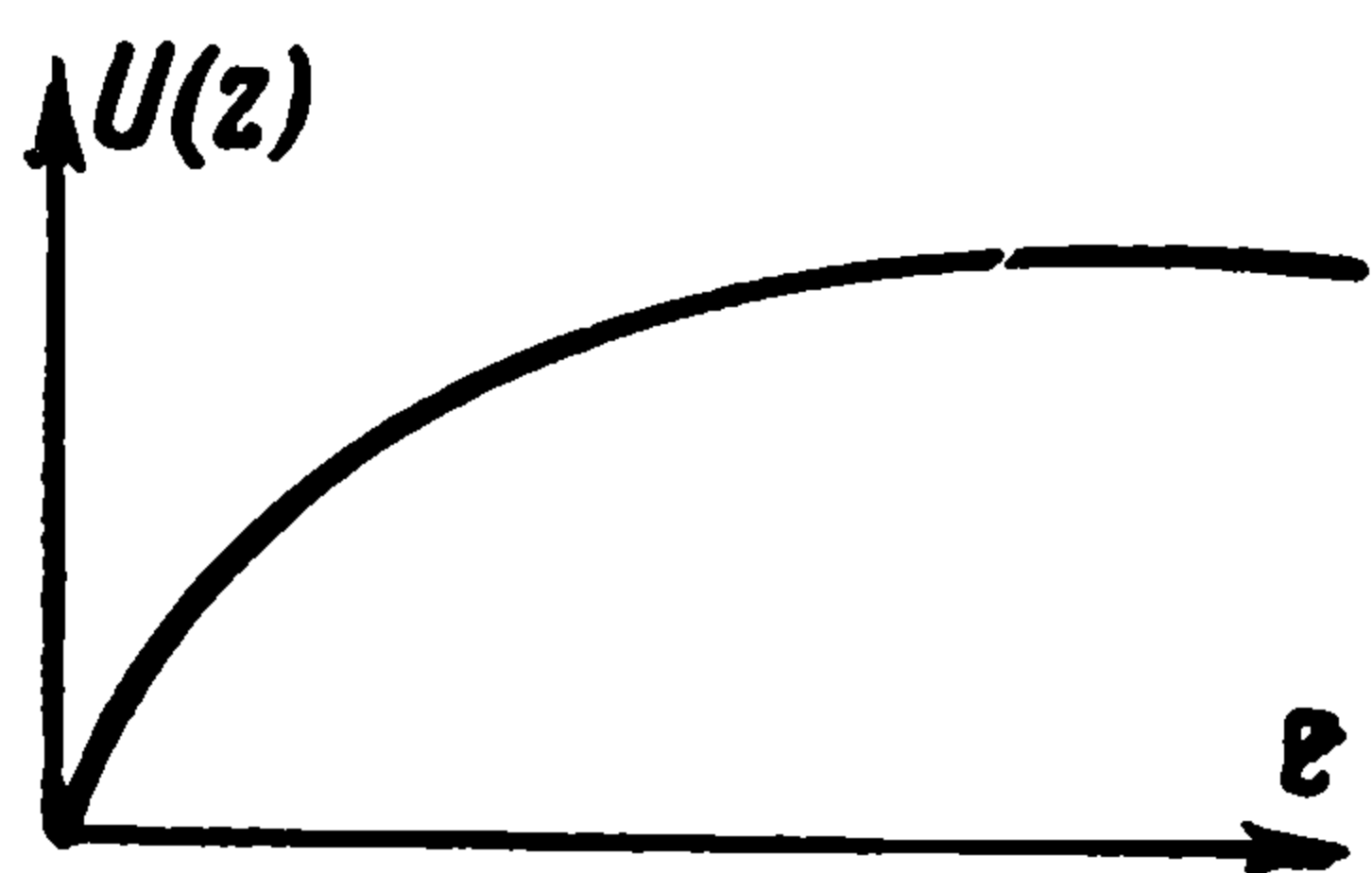
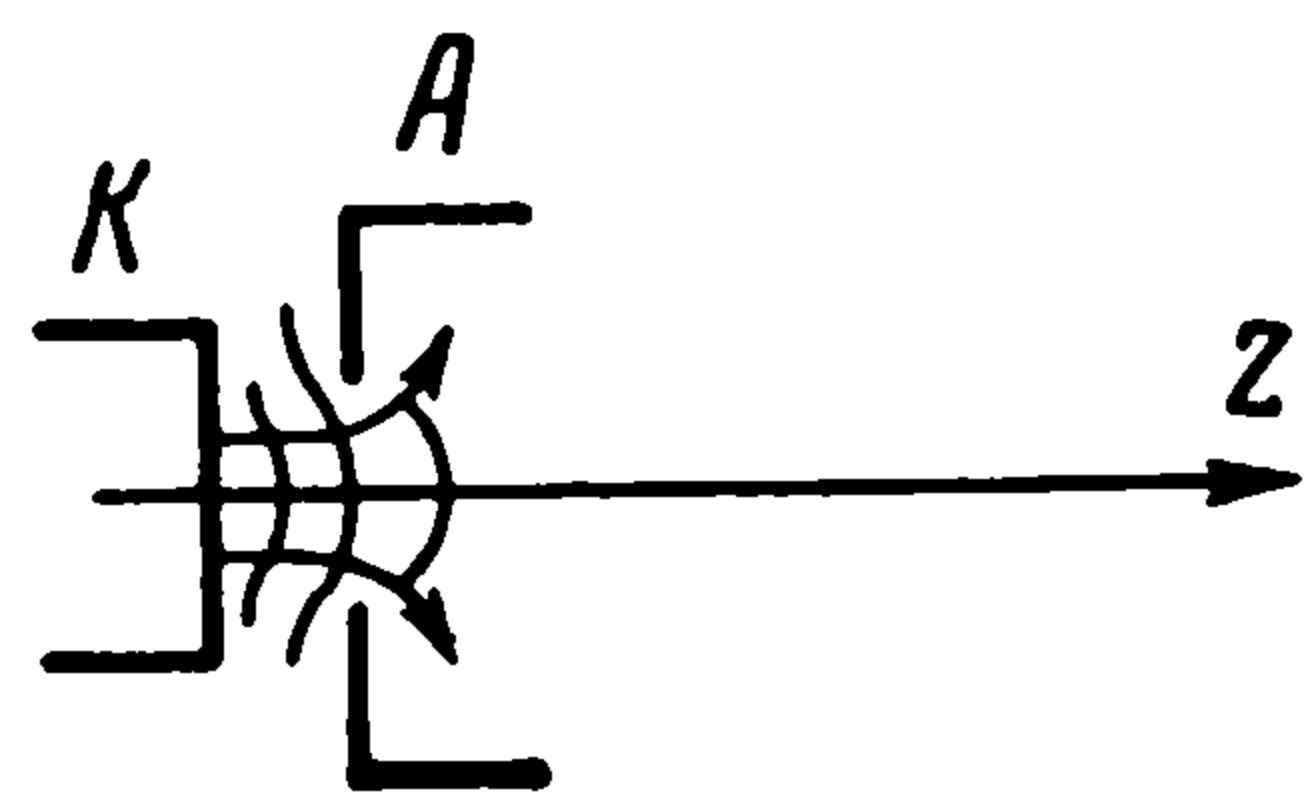


Рис. 5-8. Простейший иммерсионный объектив.

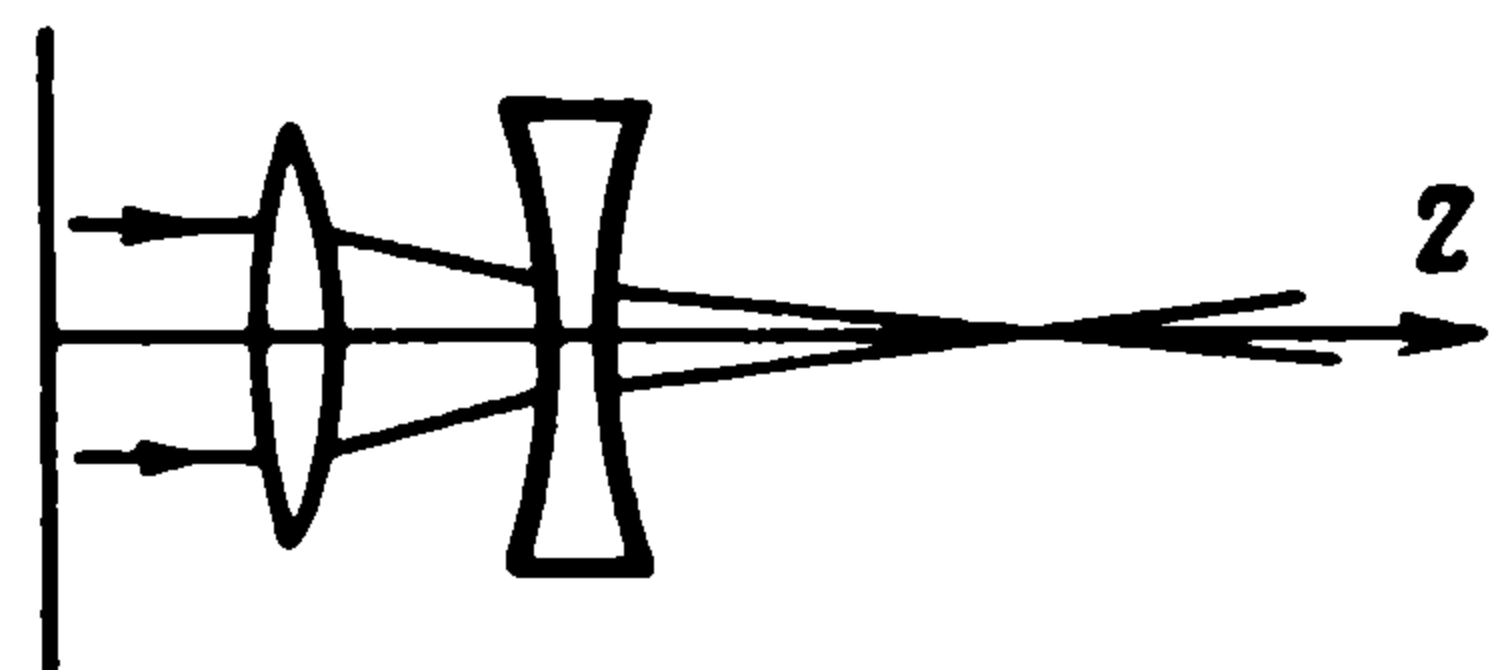
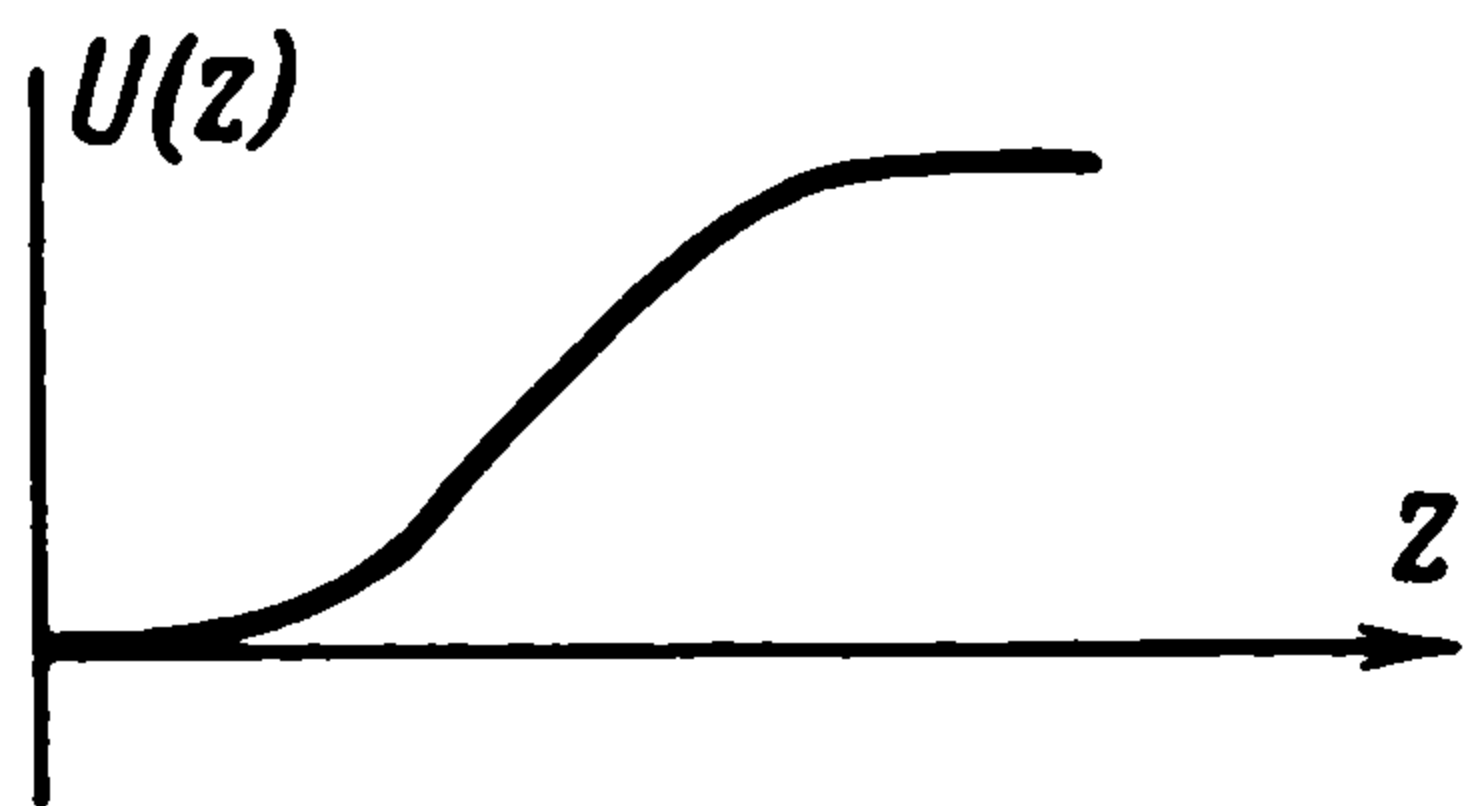
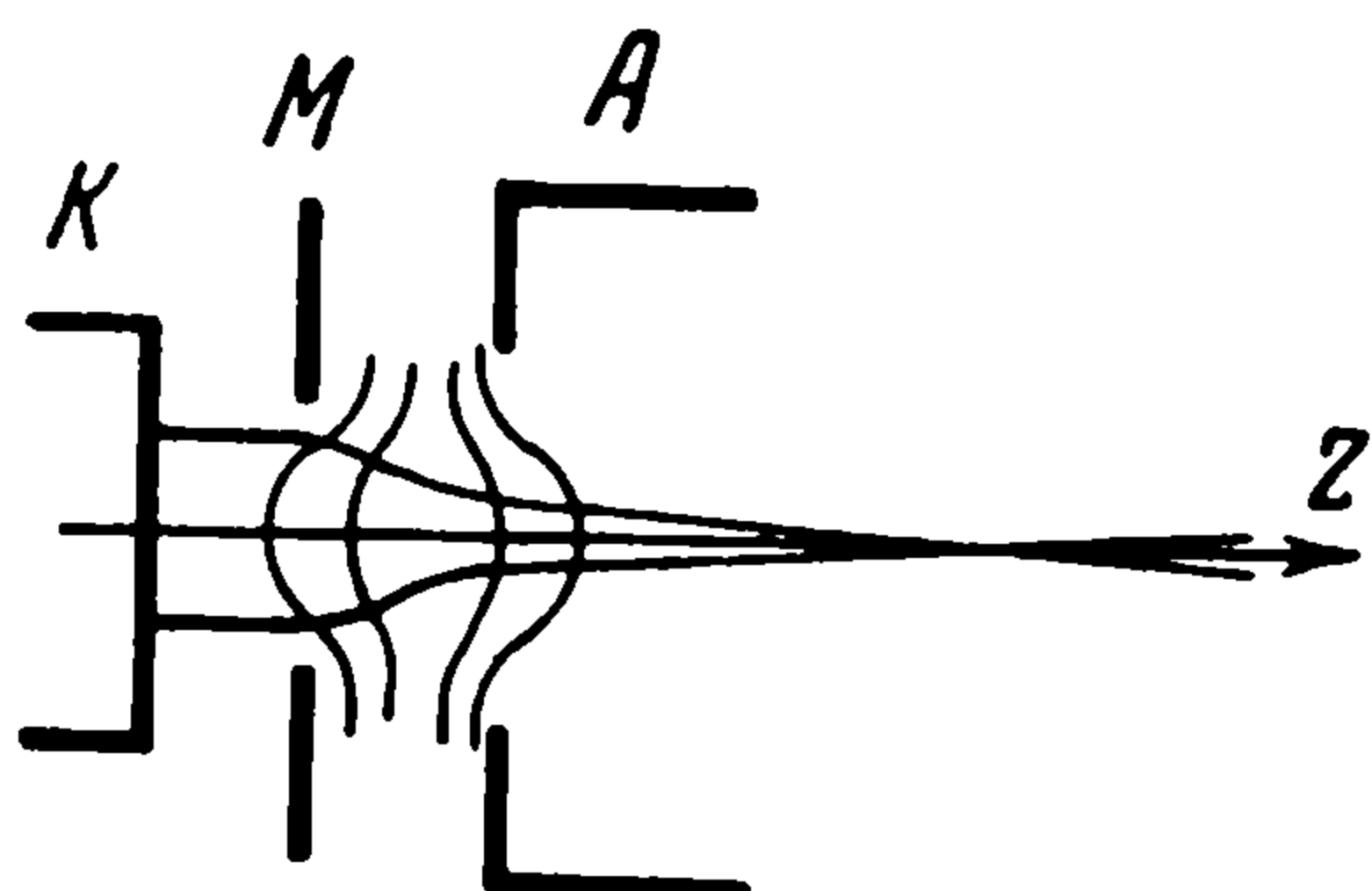


Рис. 5-9. Фокусирующий иммерсионный объектив.

имеющим плоскую эмиттирующую поверхность, поместить диафрагму A (анод) и подать на эту диафрагму положительный относительно катода потенциал (рис. 5-8), то мы получим простейший иммерсионный объектив. При этом из приведенного на том же рисунке распределения потенциала вдоль оси симметрии объектива можно убедиться, что в данном случае он будет действовать как рассеивающая линза.

В случае, если требуется, наоборот, сфокусировать электронный пучок, необходимо между анодом и катодом поместить еще одну диафрагму, называемую модулятором и имеющую небольшой отрицательный относительно катода потенциал. Такой иммерсионный объектив представлен на рис. 5-9, где показаны также распределение потенциала вдоль его оси симметрии и вытекающий из этого распределения оптический эквивалент такой линзы. Очевидно, что поле в области диафрагмы модулятора M будет фокусировать электронный пучок, поле же в области анодной диафрагмы A будет оказывать рассеивающее действие. Однако общее действие такого иммерсионного объектива будет собирающим, так как в первой области скорости электронов, эмиттируемых катодом, значительно меньше скоростей, набираемых ими в поле линзы при подходе к рассеивающей области.

Оптическую силу иммерсионного объектива можно менять, изменяя соотношения потенциалов образующих его электродов. При этом она будет расти с ростом отношения анодного напряжения к абсолютной величине напряжения на модуляторе и уменьшением расстояния между этими электродами.

Очевидно, что наряду с образованием электронного изображения иммерсионный объектив может быть использован для управления величиной тока пучка электронов, отбираемого с катода, так как, изменяя отрицательный по отношению к катоду потенциал модулятора, можно изменять как размеры поверхности катода, перед которой поле линзы является ускоряющим, т. е. менять рабочую поверхность катода, так и саму величину этого поля.

Иммерсионный объектив является неотъемлемой и важнейшей частью электроннооптических систем большинства электроннолучевых приборов.

Более подробно мы рассмотрим его в гл. 15, посвященной этим системам.

5-6. ЭЛЕКТРОННЫЕ ЗЕРКАЛА

Если потенциал одного из электродов электронной линзы, например иммерсионной или одиночной, сделать отрицательным по отношению к катоду, так что в некоторой точке на оси симметрии поля линзы потенциал окажется ниже потенциала катода, то электронный пучок будет полностью отражаться таким полем. Линза превращается в электронное зеркало, причем оказывается, что такие

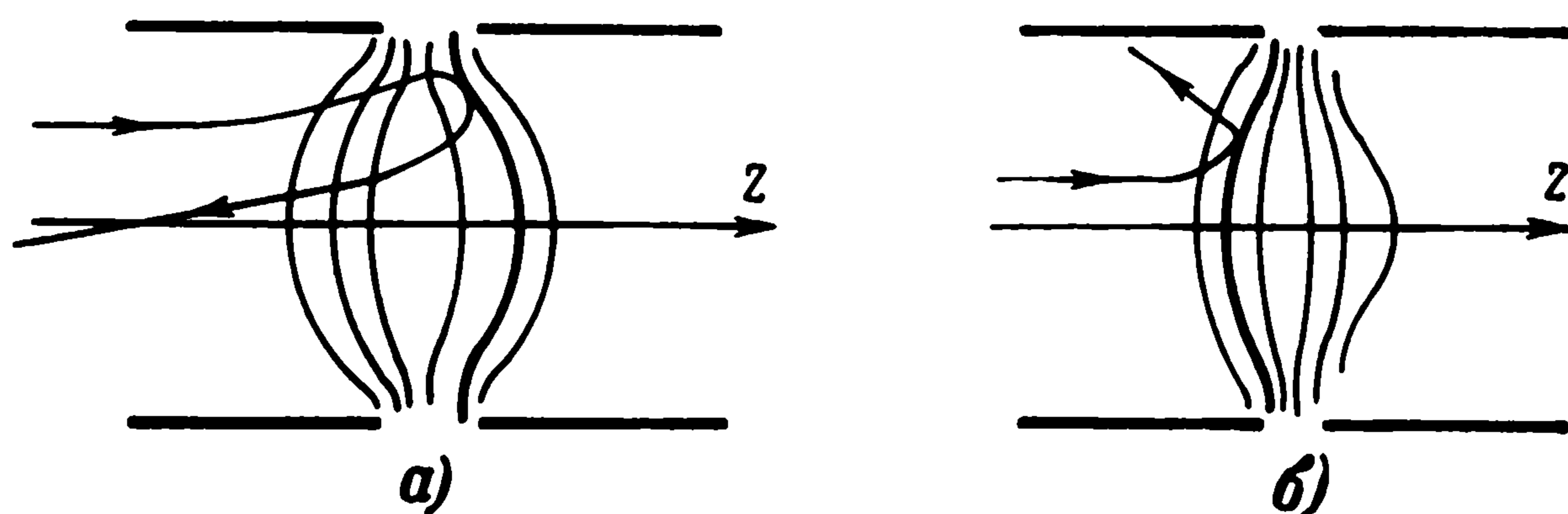


Рис. 5-10. Электронное зеркало.

a — собирающее; *б* — рассеивающее.

зеркала, образованные аксиально-симметричными электрическими полями, также способны создавать изображения в электронных лучах. При этом могут быть созданы как рассеивающие, так и собирающие электронные зеркала в зависимости от того, в какой части поля линзы, рассеивающей или собирающей, большую часть времени будет находиться электрон. Так, например, на рис. 5-10,*a* пока-

зано собирающее электронное зеркало, образованное из иммерсионной линзы. Так как потенциал второго электрода по отношению к катоду не слишком низок, нулевая эквипотенциаль, показанная на рисунке более жирной линией, расположена глубоко в поле зеркала и электрон, сравнительно медленно двигаясь в правой, собирающей области поля, в конечном счете, отражаясь на нулевой эквипотенциали, отклоняется к оси z . На рис. 5-10,б изображен случай, когда потенциал второго электрода еще более понижен, нулевая эквипотенциаль выдвинута вперед и электрон отражается, не достигая собирающей области поля. Такое зеркало будет, очевидно, рассеивающим.

Следует иметь в виду, что даже при использовании параксиальных лучей, падающих на электронное зеркало, вблизи точки поворота эти лучи перестают быть параксиальными, так как угол наклона траектории к оси симметрии поля становится неизбежно большим. Однако в первом приближении при расчете электронных зеркал может быть применена теория формирования изображений в параксиальных лучах.

5-7. МАГНИТНЫЕ ЛИНЗЫ

Как мы видели выше, однородное продольное магнитное поле при условии движения в нем параксиального пучка электронов способно создать электронное изображение некоторого объекта. Поэтому такое поле часто называют длинной магнитной линзой. Однако в этом случае осуществляется, как говорят, лишь перенос электронного изображения параллельно самому себе при линейном увеличении, равном единице.

Другая картина, как мы видели, получается, если используется неоднородное аксиально-симметричное магнитное поле, которое образует симметричную собирающую электронную линзу, имеющую оптическую силу (см. 4-24):

$$\frac{1}{f} = \frac{2,2 \cdot 10^2}{U} \int_{-\infty}^{+\infty} B_z^2 dz.$$

При этом такая линза дает поворот изображения вокруг оси симметрии поля на угол

$$\varphi = \frac{14,8}{\sqrt{U}} \int_{-\infty}^{+\infty} B_z dz.$$

На практике такая «короткая» магнитная линза может быть создана круглой катушкой, обтекаемой током. При практическом расчете линзы интересно знать, каковы должны быть геометрия и ампер-витки такой катушки,

для того чтобы получить линзу с заданным фокусным расстоянием. Рассмотрим этот вопрос.

Если мы имеем одиночный круглый виток с радиусом R , обтекаемый током I , то напряженность магнитного поля на оси симметрии витка на расстоянии z от его плоскости равна:

$$H_{z1} = \frac{R^2 I}{2(z^2 + R^2)^{3/2}}.$$

Тогда, если учитывать (4-24), оптическая сила такого витка равна:

$$\begin{aligned} \frac{1}{f_1} &= \frac{2,2 \cdot 10^2}{U} \int_{-\infty}^{+\infty} \mu_0^2 H_{z1}^2 dz = \frac{2,2 \cdot 10^2 \mu_0^2 I^2}{4U} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{R^4}{(z^2 + R^2)^3} dz = \\ &= \frac{2,2 \cdot 10^2 \mu_0^2 I^2}{4U} \frac{3\pi}{8R} = \frac{20,6\pi \mu_0^2 I^2}{UR}. \end{aligned}$$

Если же в катушке N витков, то, считая R равным ее среднему радиусу, можно оценить оптическую силу катушки выражением

$$\frac{1}{f} = \frac{20,6\pi \mu_0^2 N^2 I^2}{UR},$$

откуда получим выражение, связывающее ампер-витки катушки, создающей магнитную линзу, с ее фокусным расстоянием, радиусом и скоростью электронов в линзе:

$$NI = \sqrt{\frac{UR}{20,6\pi \mu_0^2 f}} = 10 \sqrt{\frac{UR}{f}}, \quad (5-2)$$

где U выражено в вольтах, а I — в амперах.

Увеличения оптической силы линзы можно добиться, увеличивая ее ампер-витки. При этом фокус линзы с ростом ампер-витков будет все более приближаться к

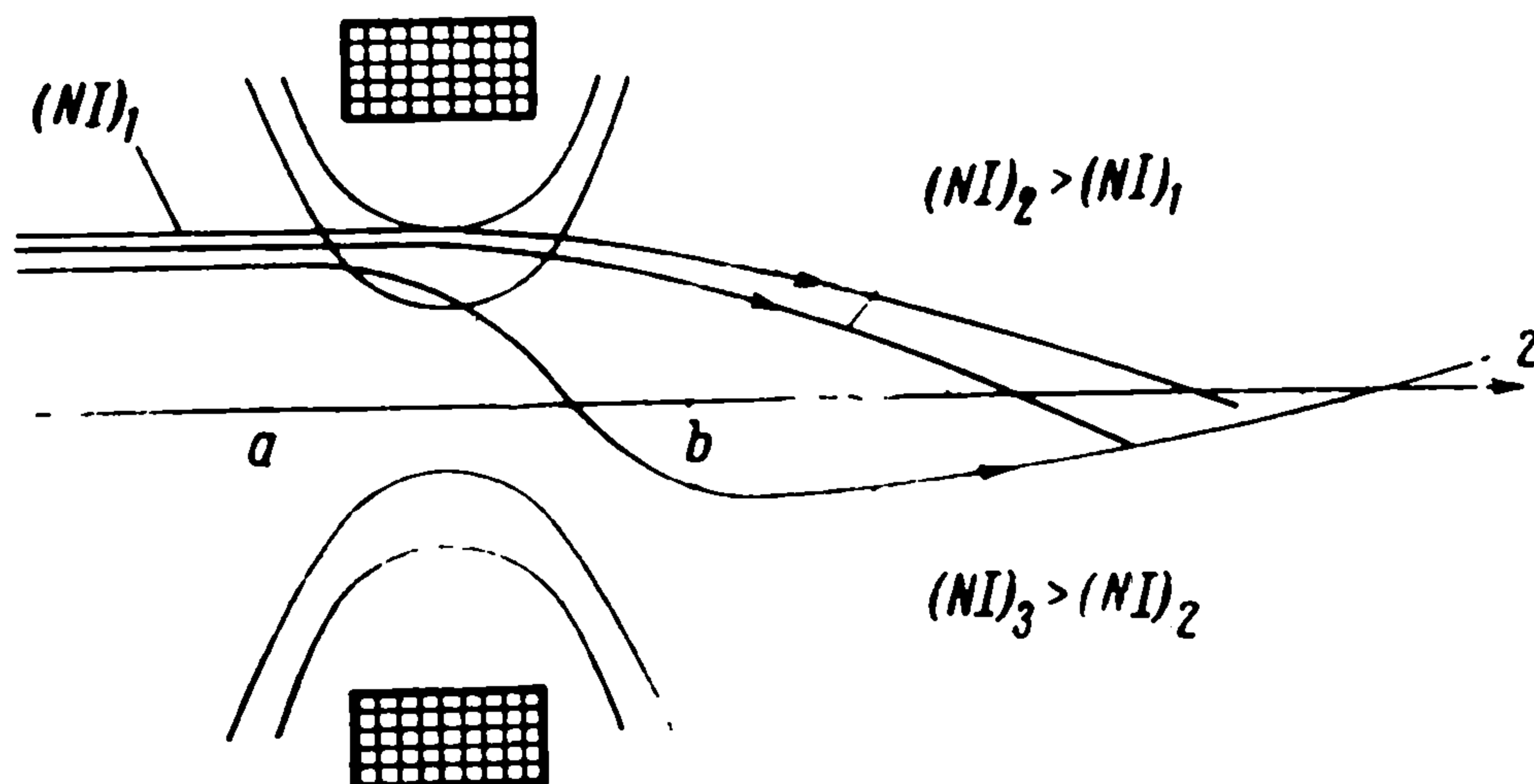


Рис. 5-11. Магнитная линза.

области поля линзы, что иллюстрируется на рис. 5-11. При этом может оказаться, что при определенной величине ампер-витков линза станет настолько сильной, что фокус ее окажется уже в поле линзы. Оставшаяся часть поля, в которой электрон движется после пересечения оси, вновь будет стремиться отклонить его к оси, в результате этого электрон сможет пересечь ее уже за пределами поля линзы. При этом линза дает два изображения, из которых первое оказывается в ее поле. Второе же изображение создается лишь частью поля линзы; оптическая сила этой части сравнительно невелика, второй фокус располагается дальше от линзы, и, несмотря на увеличение ампер-витков, линза по своему результирующему действию становится слабее.

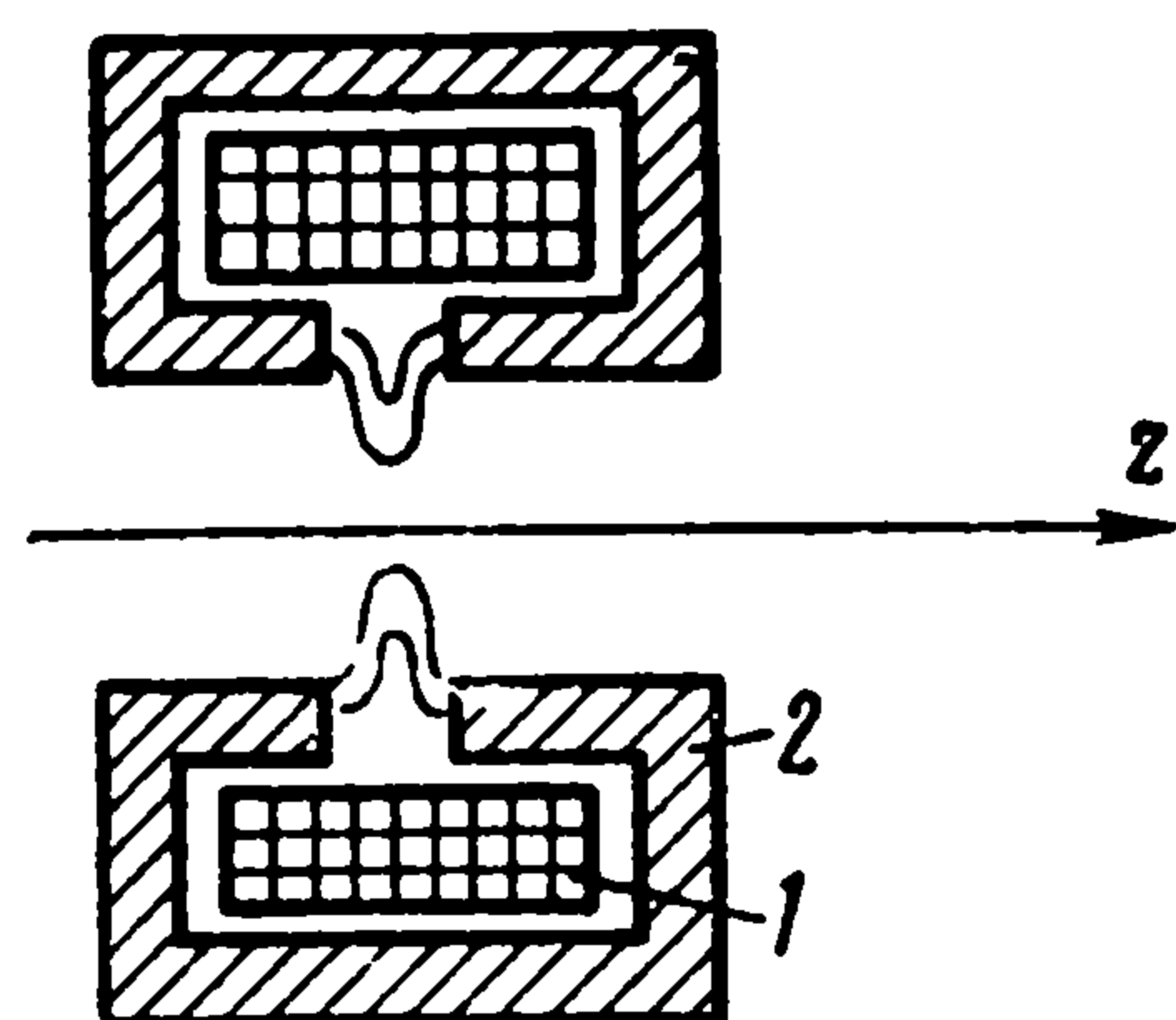


Рис. 5-12. Магнитная линза с панцирем.

1 — катушка; 2 — панцирь.

Следовательно, для получения короткофокусной магнитной линзы желательно, увеличивая оптическую силу поля, образующего ее, уменьшать протяженность этого поля вдоль оси симметрии так, чтобы уже первое изображение, создаваемое линзой, лежало вне области этого поля. Такого сокращения продольного размера линзы можно добиться, если поместить катушку, создающую это поле, в железный панцирь с узкой кольцевой щелью. Такая катушка с панцирем схематически показана на рис. 5-12. Магнитное поле концентрируется в области щели, и продольный размер линзы резко уменьшается. Если необходимо получить линзу с еще меньшим продольным размером, то дополнительно применяются специальные полюсные наконечники, которые также имеют форму тел вращения (рис. 5-13). Такие полюсные наконечники, зазор между которыми может быть сделан очень малым, концентрирует магнитное поле на еще более коротком участке вдоль оси.

Следует отметить еще одно важное обстоятельство. На рис. 5-14 представлены кривые распределения осевой составляющей H_z магнитного поля линзы вдоль оси симметрии ее z для случаев катушки без железа, катушки, заключенной в панцирь и той же катушки, оснащенной панцирем с полюсными наконечниками. Мы видим, что сокращение продольного размера поля линзы сопро-

вождается ростом его напряженности. Это следует из закона полного тока, по которому

$$\int_{-\infty}^{+\infty} H_z dz = NI.$$

Так как величина NI во всех трех случаях остается неизменной, то и площадь, ограниченная кривыми H_z и осью z на рис. 5-14, должна остаться неизменной, что и приводит к росту напряженности поля при уменьшении протяженности его вдоль оси. Но осевая составляющая напряженности поля H_z входит в выражение (4-24) для оптической силы магнитной линзы в квадрате, и, следовательно, сокращение продольного размера линзы приводит одновременно к повышению ее оптической силы при тех же ампер-витках, создающих линзу.

Следовательно, выражение (5-2) для ампер-витков катушки, создающей линзу, может быть переписано в виде

$$NI = 10K \sqrt{\frac{UR}{f}},$$

где K — некоторый коэффициент, меньший единицы, характеризующий получающийся при введении железных магнитопроводов выигрыш в ампер-витках. Величина этого коэффициента обычно лежит в пределах 0,5—0,7. Укажем, что путем введения полюсных наконечников можно создать очень сильные магнитные линзы с фокусными расстояниями порядка миллиметра, которые, в частности, находят применение в электронных микроскопах.

В противоположность электростатическим электронным линзам магнитные линзы требуют для своего соз-

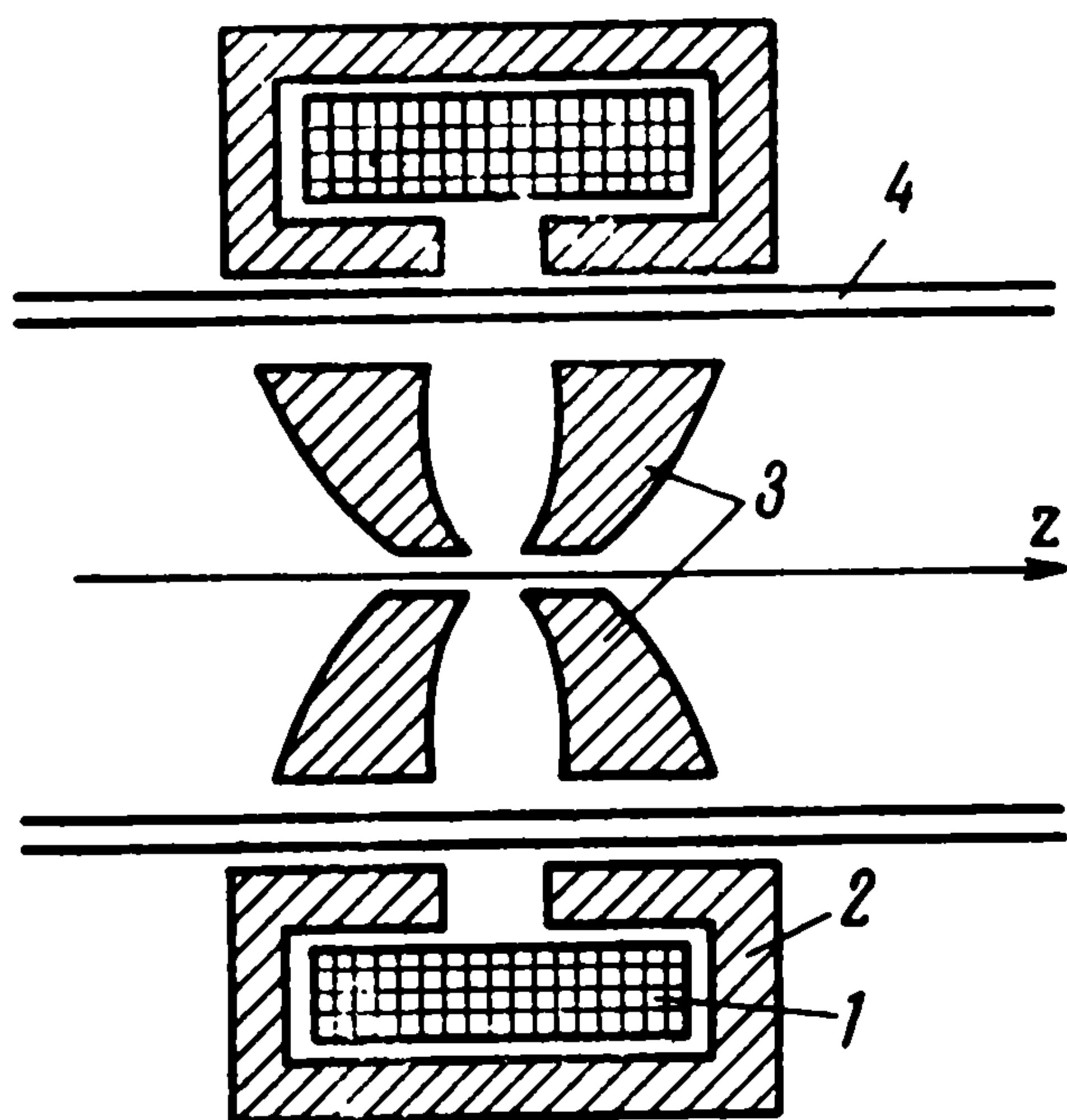


Рис. 5-13. Линза с полюсными наконечниками.

1 — катушка; 2 — панцирь; 3 — полюсные наконечники; 4 — баллон прибора.

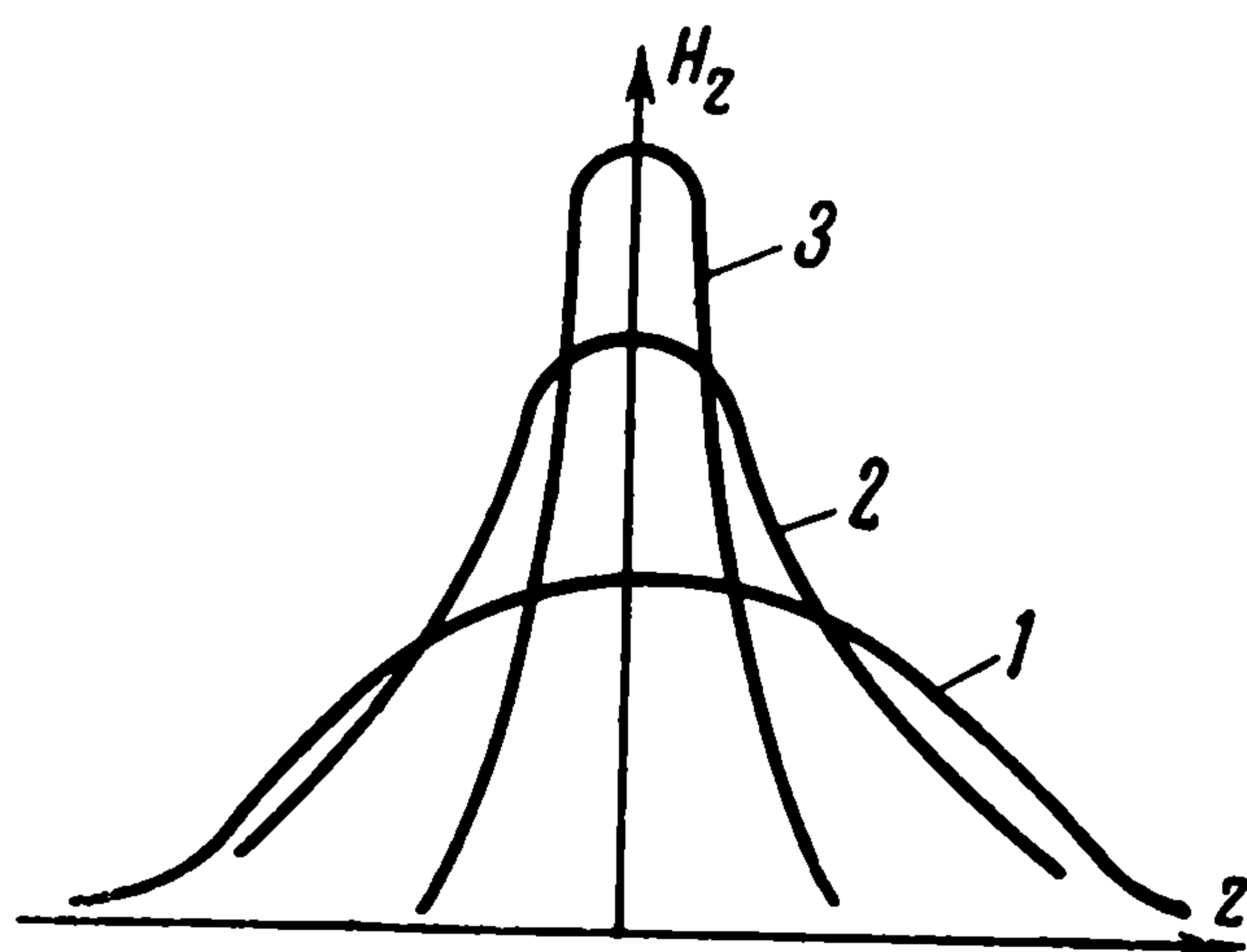


Рис. 5-14. Распределение магнитного поля вдоль оси симметрии линзы:

1 — катушка без железа; 2 — катушка с панцирем; 3 — катушка с полюсными наконечниками.

дания затраты заметной мощности, что не всегда приемлемо. Однако они обладают и рядом преимуществ. Для их создания не требуются высокие напряжения, их оптическую силу можно легко и в очень широких пределах регулировать простым изменением величины тока, протекающего по катушкам.

Отметим, что магнитная линза может быть также создана и постоянными магнитами, имеющими осевую симметрию. Такие линзы не требуют затраты мощности, но зато регулировка их оптической силы, которую можно производить механическим путем, менее удобна.

5-8. КОМБИНИРОВАННЫЕ МАГНИТНО-СТАТИЧЕСКИЕ ЛИНЗЫ

На практике возможны случаи, когда электронные пучки движутся в аксиально-симметричных электрическом и магнитном полях с общей осью симметрии, присутствующими одновременно. Рассмотрим действие таких комбинированных полей на параксиальные электронные пучки.

Рассматривая взаимодействие параксиальных электронов с аксиально-симметричными электрическими и магнитными полями в отдельности, мы имели выражения для радиальной силы, действующей на электрон в каждом из этих случаев.

Считая, что в случае комбинации электрического и магнитного полей обе эти силы присутствуют одновременно, можно записать уравнение движения в радиальном направлении в виде

$$m \frac{d^2 r}{dt^2} = -\frac{er}{2} U^{II}(z) - \frac{e^2 r}{4m} B_z^2.$$

Исключив из этого выражения время путем замены

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{d}{dt} \left(\frac{dr}{dt} \right) = \frac{dz}{dt} \frac{d}{dz} \left(\frac{dz}{dt} \frac{dr}{dz} \right) = v \frac{d}{dz} \left(v \frac{dr}{dz} \right),$$

что, как мы видели выше, возможно в случае параксиальных электронов, для которых $dz/dt \approx v$, получим уравнение траектории электрона в комбинированном поле в виде

$$\sqrt{U(z)} \frac{d}{dz} \left(\sqrt{U(z)} \frac{dr}{dz} \right) = -\frac{r}{4} U^{II}(z) - \frac{er}{8m} B_z^2.$$

Полученное уравнение линейно и однородно относительно r , r' и r'' , что указывает на то, что и в случае комбинации электрического и магнитного аксиально-симметричных полей с общей осью симметрии получается электронная линза, способная формировать изображение в электронных лучах.

Используя рассуждения, аналогичные тем, которые проводились при выводе выражений для оптической силы электростатических и магнитных линз в отдельности, можно легко получить выражение

для оптической силы тонкой слабой комбинированной линзы, которое имеет вид:

$$\frac{1}{f_2} = \frac{1}{4 \sqrt{U(b)}} \int_a^b \frac{U^{II}(z)}{\sqrt{U(z)}} dz + \frac{e}{8m \sqrt{U(b)}} \int_a^b \frac{B_z^2}{\sqrt{U(z)}} dz. \quad (5-3)$$

Из полученного выражения видно, что оптическая сила комбинированной электронной линзы лишь в первом приближении является суммой оптических сил ее электростатической и магнитной частей, взятых в отдельности. Для более же точного расчета необходимо теперь учитывать изменение энергии электронов при прохождении магнитного поля, что и отражается в соотношении (5-3).

5-9. ЦИЛИНДРИЧЕСКИЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ ЛИНЗЫ

Наряду с полями, имеющими аксиальную симметрию и образующими, как мы видели, электронные линзы, способные создавать точечное изображение точечного предмета, в электронной оптике известны поля, образующие линзы с несколько другими свойствами. В частности, к ним относятся так называемые цилиндрические линзы.

В световой оптике, кроме линз, образованных поверхностями вращения вокруг некоторой оси и аналогичных по своему действию аксиально-симметричным полям в электронной оптике, также известны линзы, образованные цилиндрическими поверхностями. Такая линза представлена на рис. 5-15, из которого видно, что в любой плоскости $x = \text{const}$ ее сечение имеет такой же вид, как и сечения аксиально-симметричной линзы в любой меридиальной плоскости. Кроме того, легко видеть, что световой пучок, параллельный оси z , соберется после прохождения такой линзы не в точке, как это было бы в случае аксиально-симметричной линзы, а на некоторой прямой, параллельной оси x . Иными словами, такая цилиндрическая линза имеет не точечный, а линейный фокус. Точечный же объект, как легко сообразить, будет отображаться такой линзой в виде отрезка прямой.

Представим себе теперь электрическое поле, распределение потенциала в котором не зависит от одной из координат в декартовой системе, например от координаты x . Такое плоское поле может быть образовано, например, диафрагмой, имеющей отверстие в виде длинной щели, вытянутой вдоль координаты x (рис. 5-16).

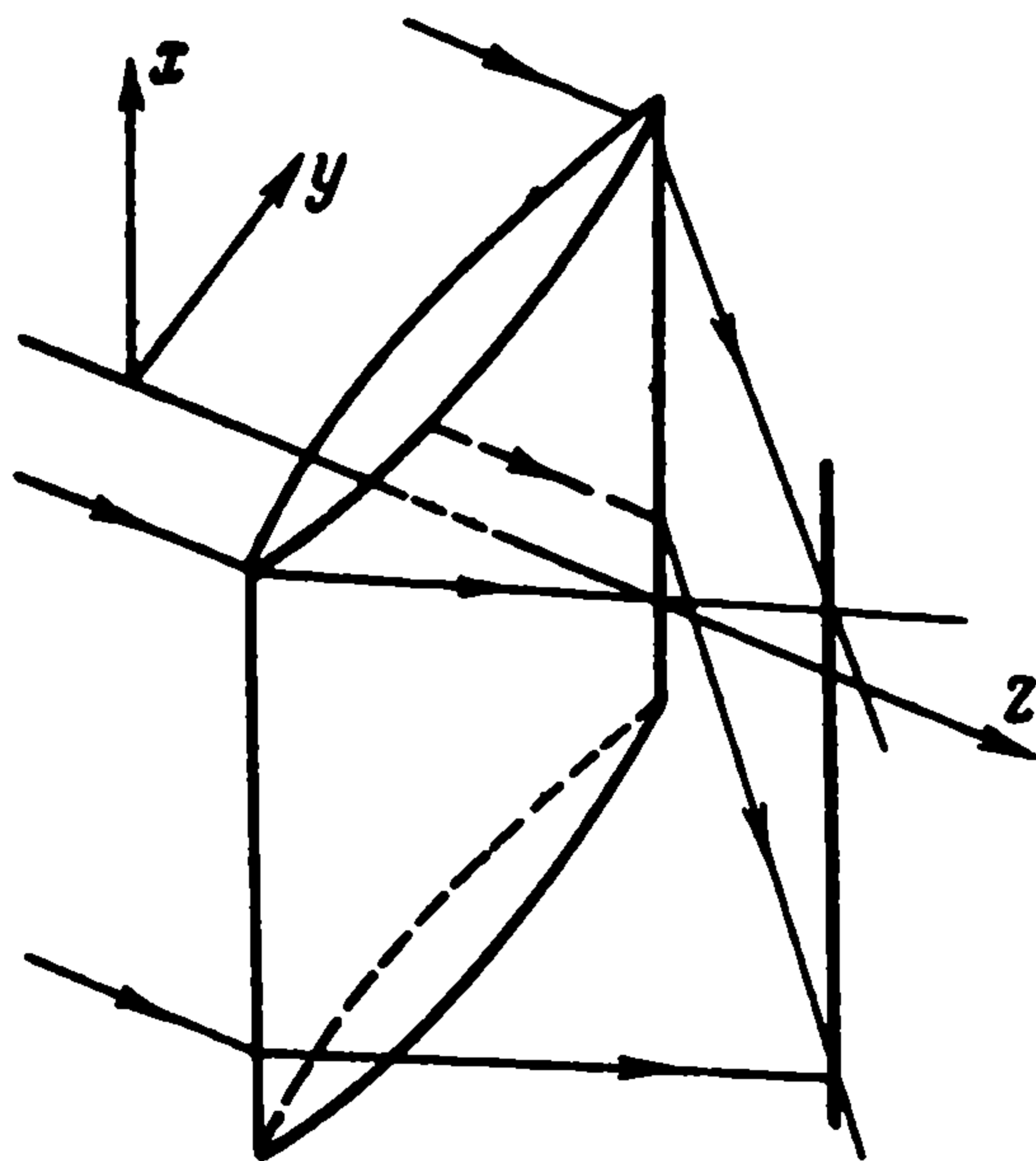


Рис. 5-15. Цилиндрическая световая линза.

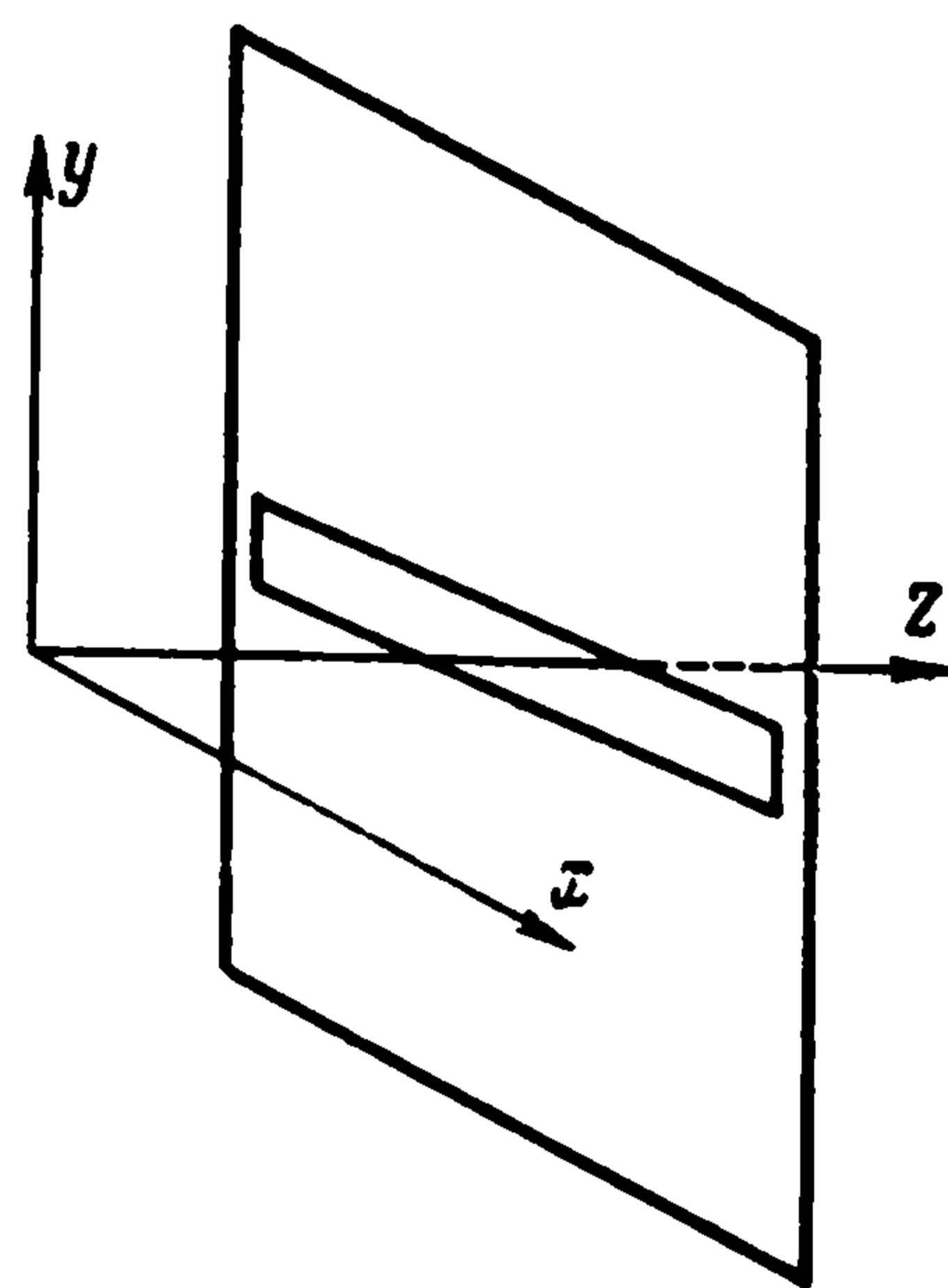


Рис. 5-16. Щелевая диафрагма, образующая цилиндрическую линзу.

Очевидно, что распределение потенциала в таком поле при отсутствии краевого эффекта будет полностью определено, если известно распределение потенциала в одной из плоскостей $z—y$. На рис. 5-17 представлена картина эквипотенциалов поля такой

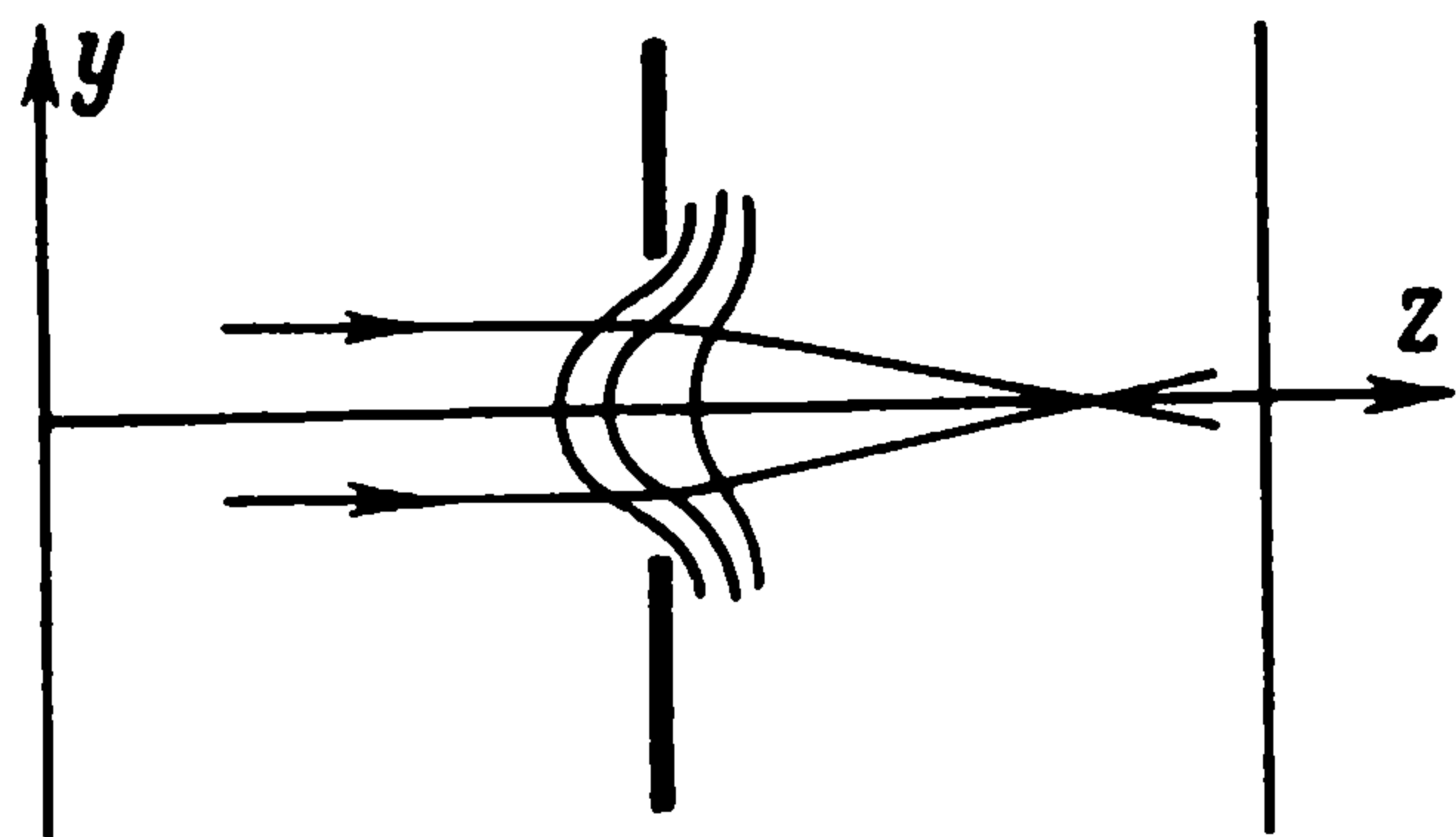


Рис. 5-17. Поле цилиндрической линзы.

щелевой диафрагмы, по обе стороны от которой расположены две плоскости с потенциалами, отличными от потенциала диафрагмы, так что напряженности однородных полей, имеющих место вдали от диафрагмы, не равны друг другу. Ясно, что в силу соображений симметрии составляющая напряженности поля E_x равна нулю, и если электрон входит в такое поле в плоскости $z—y$, то он и будет продолжать двигаться в этой плоскости. При этом распределение потенциала в рассматриваемой плоскости $z—y$ можно представить в виде ряда

$$U(z, y) = b_0(z) + b_2(z)y^2 + b_4(z)y^4 + b_6(z)y^6 + \dots + b_{2n}(z)y^{2n} + \dots \quad (5-4)$$

Если этот ряд представляет собой распределение потенциала электрического поля, то он должен удовлетворять уравнению Лапласа, которое для данного случая может быть представлено в виде

$$\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} = 0. \quad (5-5)$$

Подставляя (5-4) в (5-5) и объединяя члены с одинаковыми степенями y , получаем:

$$b_0''(z) + 2b_2(z) + y^2 [b_2''(z) + 12b_4(z)] + y^4 [b_4''(z) + 30b_6(z)] + \dots + y^{2n} [b_{2n}''(z) + (2n+2)(2n+1)b_{2(n+1)}(z)] + \dots = 0. \quad (5-6)$$

Так как равенство должно иметь силу при любых y , то надо положить коэффициенты при всех степенях y равными нулю. Тогда, если учесть, что $b_0(z) = U(z)$, т. е. представляет собой распределение потенциала вдоль оси z , мы получим последовательность выражений, определяющих каждый коэффициент в (5-4) через $U(z)$, а именно:

$$\begin{aligned} b_2(z) &= -\frac{U''(z)}{2}; \\ b_4(z) &= -\frac{U^{IV}(z)}{24}; \\ b_6(z) &= -\frac{U^{VI}(z)}{24 \cdot 30}; \\ &\dots \dots \dots \\ b_{2n}(z) &= (-1)^n \frac{U^{(2n)}(z)}{(2n)!}. \end{aligned}$$

Следовательно, распределение потенциала в плоскости $z - y$ полностью определено, если известно распределение потенциала вдоль оси z , и имеет вид:

$$U(z, y) = U(z) - \frac{U^{II}(z)}{2} y^2 + \frac{U^{IV}(z)}{24} y^4 - \frac{U^{VI}(z)}{24 \cdot 30} y^6 + \dots = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{U^{2n}(z)}{(2n)!} y^{2n}. \quad (5-7)$$

Тогда уравнения движения параксиального электрона в этой плоскости можно записать в виде

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} = e \frac{\partial U}{\partial z} \approx e U^I(z); \quad (5-8)$$

$$m \frac{d^2 y}{dt^2} = -e y U^{II}(z). \quad (5-9)$$

Решение полученных таким образом уравнений ничем по существу не отличается от решения уравнений (2-8) и (2-9) для случаев аксиально-симметричного поля, так как уравнения полностью совпадают, если не считать различия в коэффициентах в правой части уравнений (5-9) и (2-9). Поэтому и получаемое с помощью выражений (5-8) и (5-9) уравнение траектории параксиального электрона в плоскости $z - y$ в рассматриваемом поле имеет вид:

$$V \overline{U(z)} \frac{d}{dz} \left(V \overline{U(z)} \frac{dy}{dz} \right) = -\frac{y}{2} U^{II}(z) \quad (5-10)$$

и совпадает с основным уравнением электронной оптики электрических полей с той только разницей, что в данном случае вместо коэффициента $1/4$ в правой части получается $1/2$. Следовательно, все выводы, сделанные выше относительно движения параксиальных электронов в меридиональной плоскости аксиально-симметричного электрического поля, применимы к движению параксиальных электронов в плоскости $z - y$ рассматриваемого плоского электрического поля. И в первую очередь можно констатировать, что такое поле, если рассматривать его действие на электроны, движущиеся в плоскости $z - y$, является электронной линзой и способно создавать точечное изображение точечного предмета.

Следовательно, повторив все рассуждения, проведенные при выводе выражения (4-16) для фокусного расстояния тонкой слабой электростатической линзы, можно из (5-10) получить выражение для фокусного расстояния линзы, образованной рассматриваемым полем в плоскости $z - y$, в виде

$$\frac{1}{f_z} = \frac{1}{2 V \overline{U(b)}} \int_a^b \frac{U^{II}(z)}{V \overline{U(z)}} dz. \quad (5-11)$$

Как видно из сравнения (5-11) и (4-16), в данном случае фокусное расстояние получается при прочих равных условиях вдвое короче, чем в случае аксиально-симметричного поля.

Если же теперь рассмотреть не плоский электронный пучок, движущийся лишь в одной плоскости $z-y$, а объемный пучок, падающий на рассматриваемую линзу параллельно оси z в различных плоскостях $x=\text{const}$, то станет ясным, что электроны такого пучка не будут собраны полем в одну точку, а соберутся на некоторой прямой, параллельной оси x . Таким образом, рассматриваемая линза подобно световым цилиндрическим линзам имеет линейный фокус, положение которого определяется выражением (5-11).

Подобные рассмотренному плоские электрические поля, называемые по аналогии со световой оптикой цилиндрическими электронными линзами, могут быть образованы комбинациями щелевых диафрагм, пластин и т. п., причем по аналогии с аксиально-симметричными линзами можно говорить о цилиндрических одиночных, иммерсионных линзах и т. п.

Кроме электростатических цилиндрических линз, возможно создание магнитных полей, которые по своему действию также могут быть отнесены к цилиндрическим электронным линзам.

Следует отметить, что цилиндрические электронные линзы, нередко помещаемые на пути сфокусированных электронных пучков в электроннолучевых приборах, вносят определенные искажения в фокусировку.

5-10. КВАДРУПОЛЬНЫЕ ЛИНЗЫ

Рассмотрим кратко еще один тип электронных линз, поле которых, так же как и поле цилиндрических линз, не обладает симметрией вращения, так называемые квадрупольные линзы, вызывающие в последнее время все больший интерес.

Представим себе электроннооптическую систему, состоящую из четырех цилиндрических электродов, параллельных некоторой оси z и расположенных симметрично относительно этой оси (рис. 5-18). Потенциалы электродов U_0 равны по абсолютной величине, однако знаки потенциала для соседних электродов противоположны, так что электроды, расположенные в плоскости $x-z$, имеют потенциал $+U_0$ относительно оси z , а электроды, лежащие в плоскости yz , потенциал $-U_0$.

Если длина системы значительно больше a — расстояния между электродами и осью z , то поле в ней можно считать не зависящим от z .

Тогда в силу условий симметрии картина поля в любой плоскости xu , достаточно удаленной от краев системы, должна иметь вид, представленный на рис. 5-19.

Ясно также, что потенциал вдоль оси z не будет меняться и может быть принят за начало отсчета ($U_z=0$). Поле имеет две плоскости симметрии, а именно плоскости xz и yz . При этом легко заметить, что распределение потенциала $U(x, y)$ должно удовлетворять двум условиям:

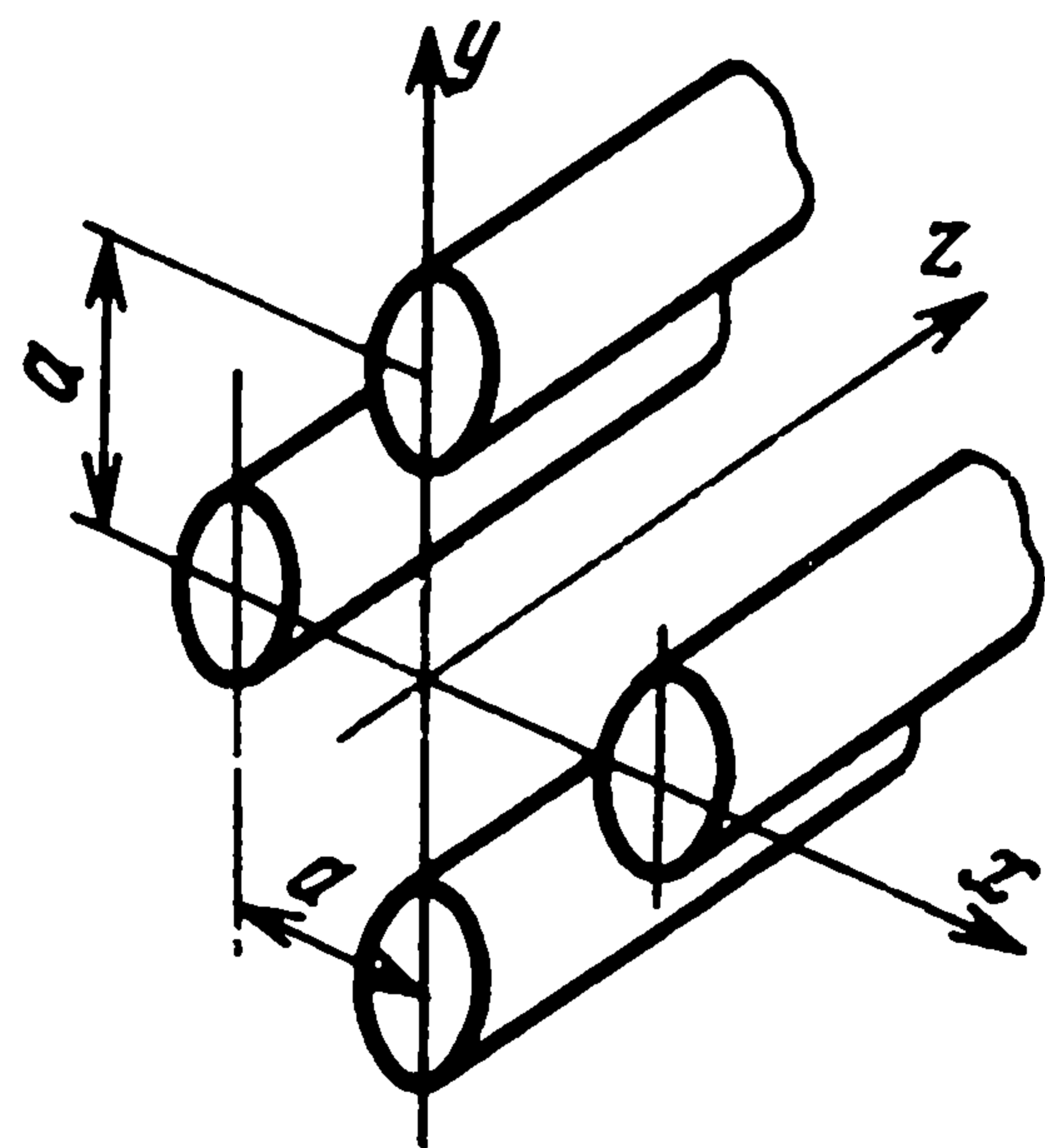


Рис. 5-18. Электроды электростатической квадрупольной линзы.

1. $U(x, y) = \text{const}$ при замене x на $-x$ или замене y на $-y$. Это значит, что при разложении $U(x, y)$ в ряд по степеням x и y члены с нечетными степенями должны отсутствовать.

2. $U(x, y) = -U(x, y)$, если провести одновременную замену x на y и y на x .

Тогда распределение потенциала может быть представлено в виде ряда

$$U(x, y) = b_2(x^2 - y^2) + b_4(x^4 - y^4) + b_6(x^6 - y^6) + b_8x^2y^2(x^4 - y^4) + \dots$$

Если ограничиться параксиальной областью, т. е. учесть только первый член ряда с наименьшими степенями, то поле может быть представлено как $U(x, y) = b_2(x^2 - y^2)$, откуда легко определить b_2 . Действительно, при подстановке $x=a, y=0$ или наоборот получаем, что U равно $+U_0$ или $-U_0$, откуда в обоих случаях $b_2 = U_0/a^2$. Следовательно, распределение поля в параксиальной области имеет вид:

$$U(x, y) = \frac{U_0}{a^2}(x^2 - y^2). \quad (5-12)$$

Напомним, что в случае аксиально-симметричных электростатических линз сила, направленная к оси z («фокусирующая» сила), оказалась прямо пропорциональной r — расстоянию электрона от оси, что и явилось условием получения изображения.

В световой оптике также известно, что параксиальные лучи, проходя через линзу, так меняют свое направление, что угол между направлениями луча до и после линзы (рис. 5-20) $\Delta\gamma = kr$, что и дает возможность получить изображение.

В рассматриваемом нами случае, как следует из (5-12), силы, действующие на электрон, равны:

$$F_y = e \frac{\partial U}{\partial y} = -\frac{2U_0}{a^2} y = -ky;$$

$$F_x = e \frac{\partial U}{\partial x} = \frac{2U_0}{a^2} x = kx$$

и оказываются также прямо пропорциональными расстоянию от оси z . Следовательно, и в этом случае можно говорить о получении изображения. Однако, как следует из полученных выражений, действие поля на электроны будет собирающим в направлении оси y и рассеивающим в направлении оси x , т. е. параллельный оси до линзы пучок электронов будет собираться в линию, параллельную

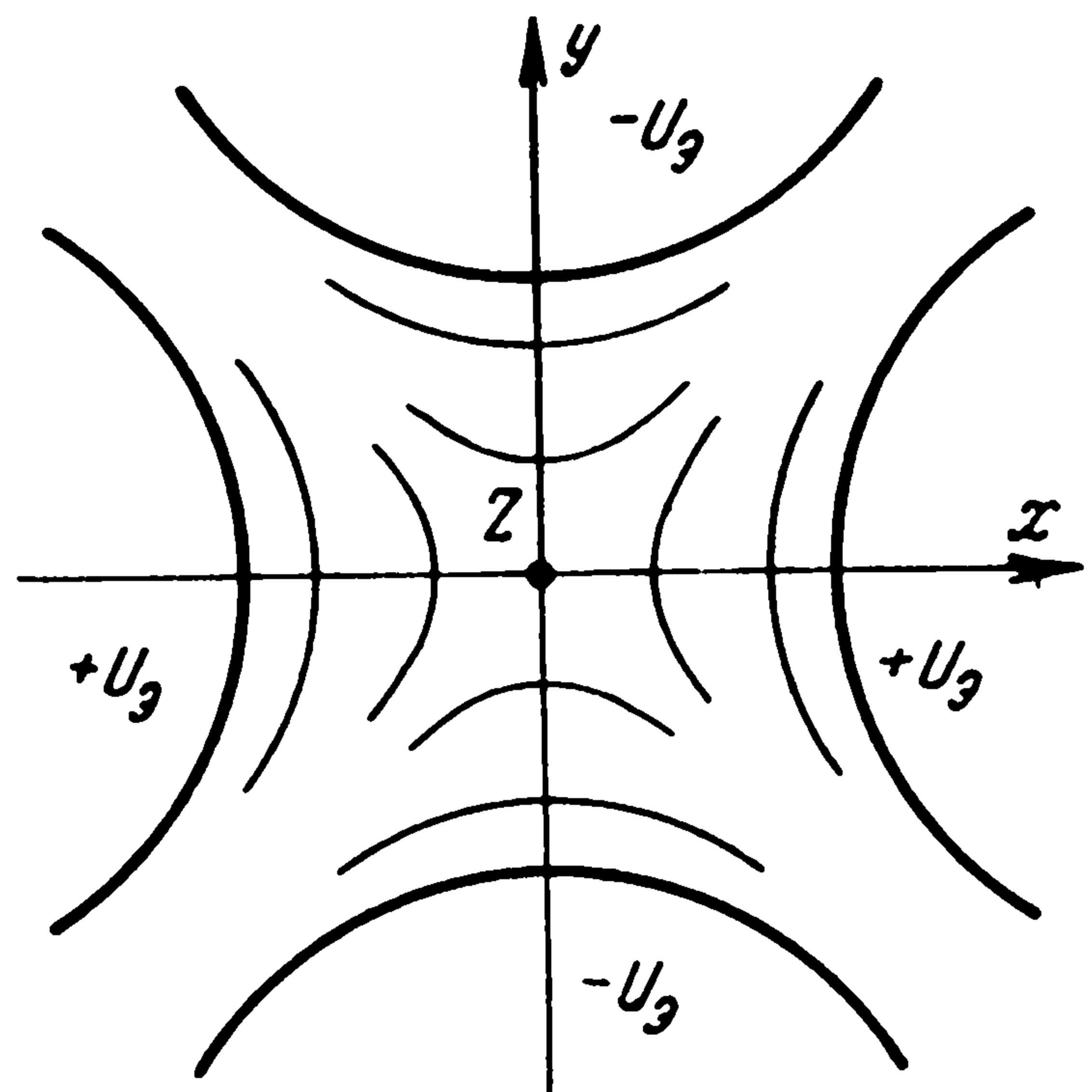


Рис. 5-19. Поле электростатической квадрупольной линзы в плоскости xy .

оси x (рис. 5-21). Следовательно, как и в случае цилиндрических линз, квадрупольная линза дает изображение точечного объекта в виде отрезка прямой.

Квадрупольная линза может быть также и магнитной и представлять собой поле, образованное четырьмя магнитными полюсами с чередующейся полярностью (рис. 5-22).

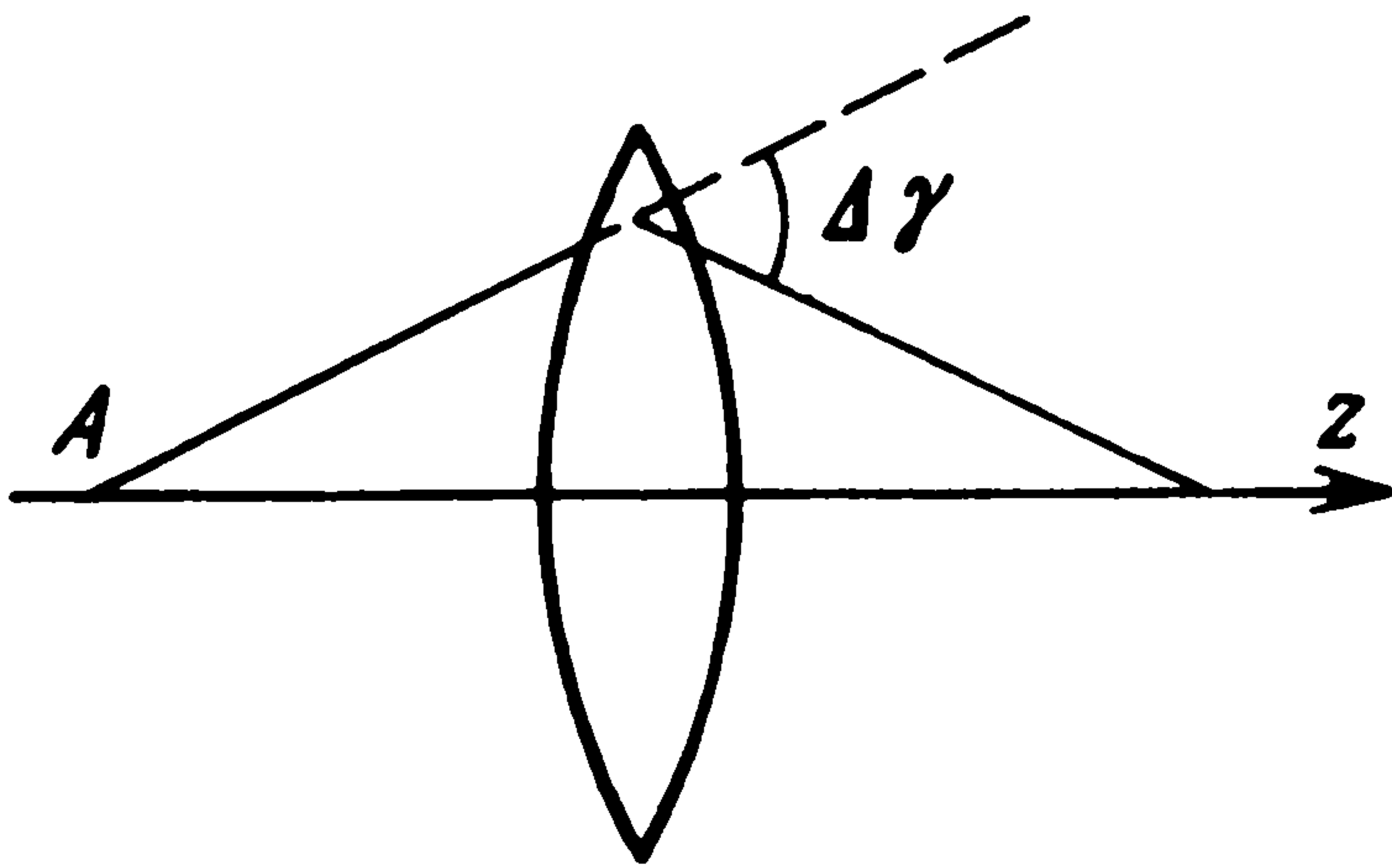


Рис. 5-20. К вопросу о формировании изображения в линзах.

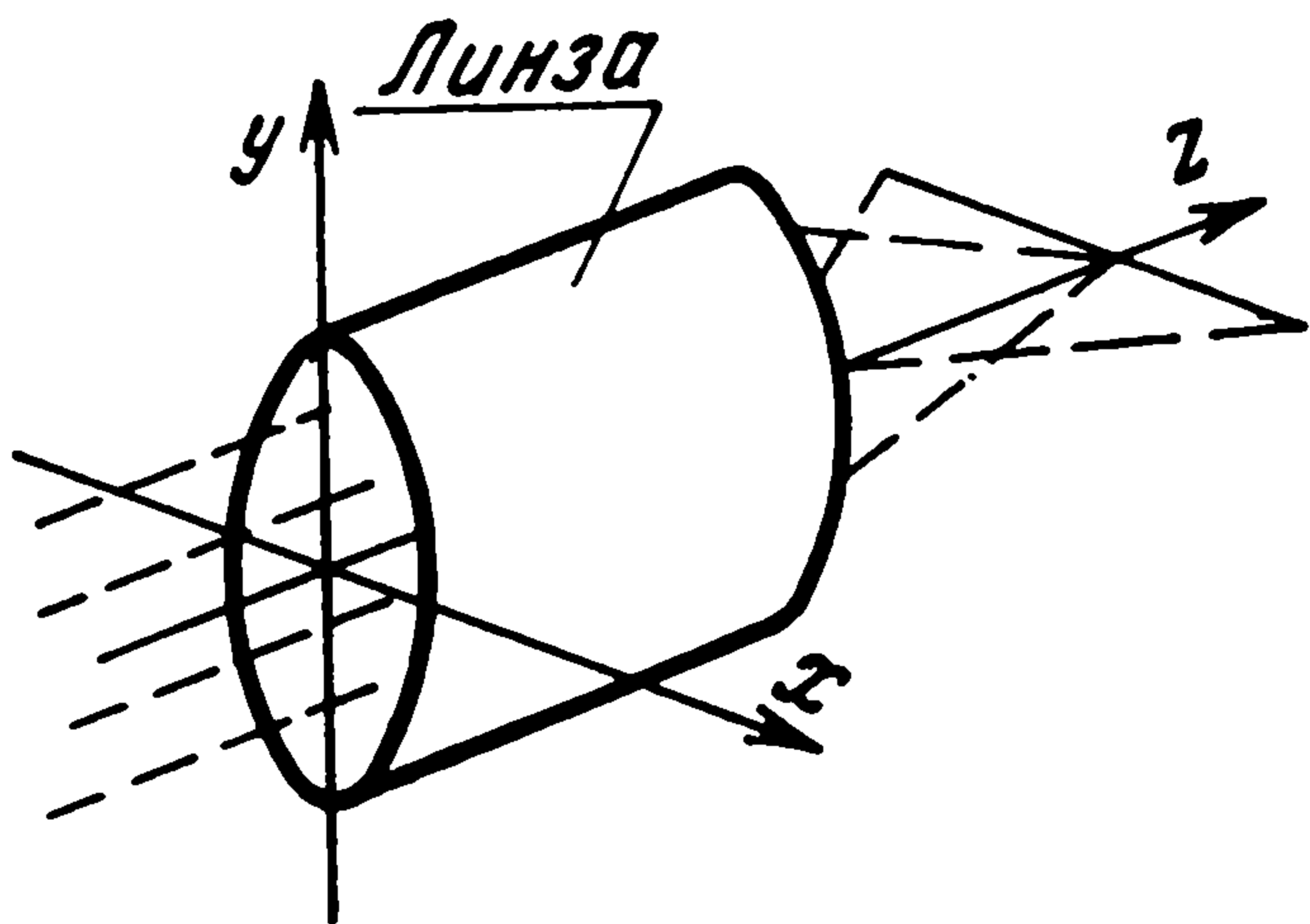


Рис. 5-21. Получение штрихового фокуса в квадрупольной линзе.

Преимуществом квадрупольных линз является то, что в них используются поперечные поля, в которых силы, действующие на заряженные частицы, направлены почти перпендикулярно их траекториям.

Это позволяет создать гораздо более сильные линзы, чем в случае использования рассмотренных ранее продольных полей.

Указанное обстоятельство может играть решающее значение при фокусировке пучков электронов или ионов которые имеют высокие энергии.

Однако, как мы видели, квадрупольная линза не может создать хорошо сфокусированного изображения точки.

Для этого может быть применена комбинация двух квадрупольных линз, поля которых повернуты друг относительно друга

Поле также имеет две плоскости симметрии, повернутые на угол 45° относительно плоскостей xz и yz , которые в данном случае являются плоскостями антисимметрии. Нетрудно видеть, что при принятом на рис. 5-22 направлении силовых линий магнитного поля и движении электронного пучка вдоль оси z от нас составляющая поля H_y будет собирать пучок в направлении оси x .

Составляющая поля H_x будет отклонять электроны в направлении оси x . Составляющая же H_y , наоборот, будет стремиться рассеять пучок в направлении оси y .

Можно показать [Л. 4], что величины H_x и H_y в параксиальной области прямо пропорциональны x или y , что указывает на возможность получения изображения так же, как это схематически показано на рис. 5-21.

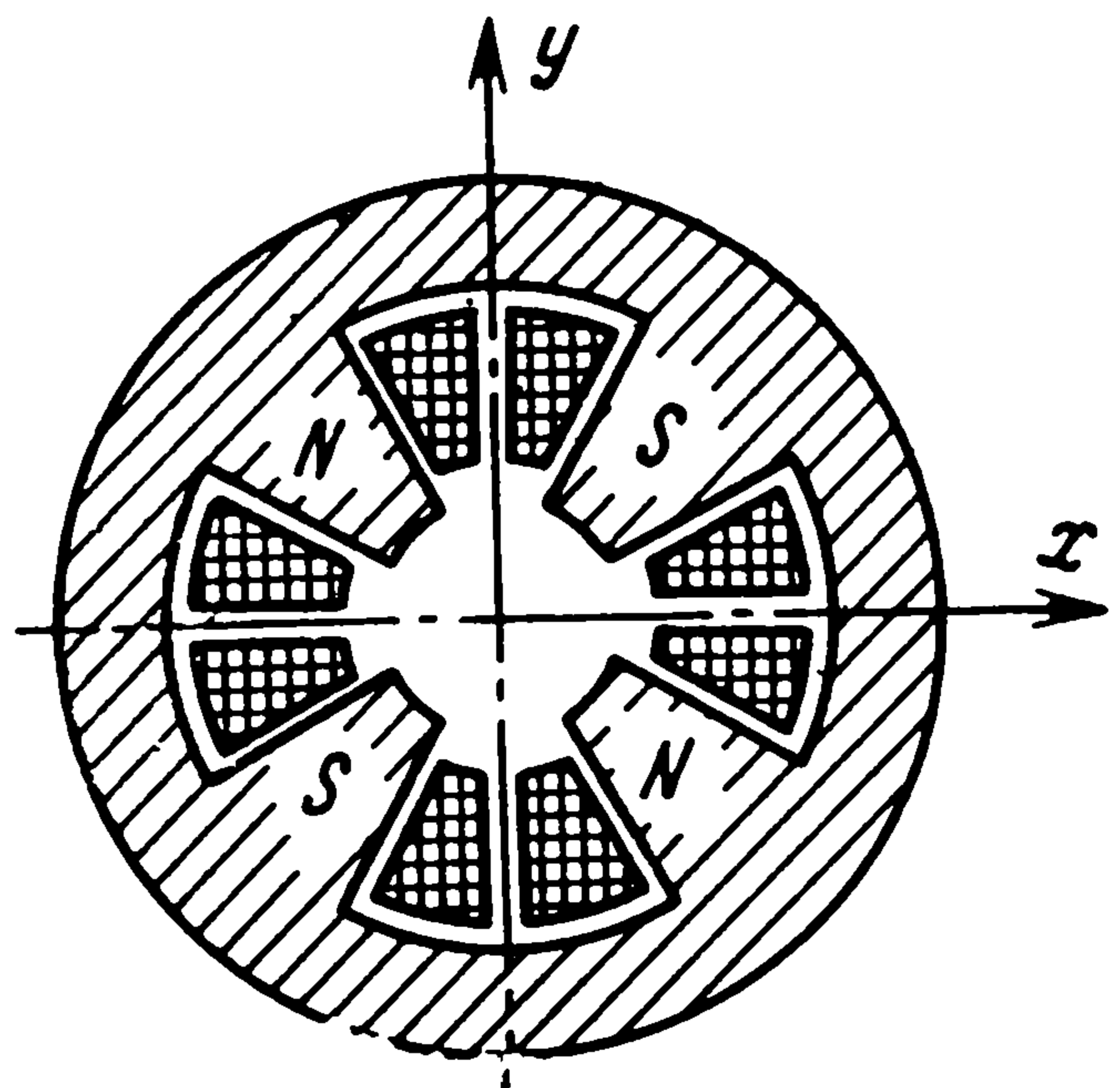


Рис. 5-22. Магнитная квадрупольная линза.

на 90° , так называемый дублет. Рассмотрим ход траекторий электронов вышедших из некоторой точки A на оси z (рис. 5-23) в плоскостях yz и xz .

При наличии только одной первой линзы траектории электронов в плоскости yz сошлись бы в точке B на оси z (пунктирные линии) и изображением точки A являлась бы некоторая прямая $a-a$ в плоскости xz . Однако, если на пути пучка поставить вторую линзу, которая собирала бы теперь пучок в плоскости xz и рассеивала бы его в плоскости yz , то, очевидно, можно так подобрать ее параметры и положение, что пучок вновь сойдется в некоторой точке B_1 , являющейся хорошо сфокусированным изображением точки A .

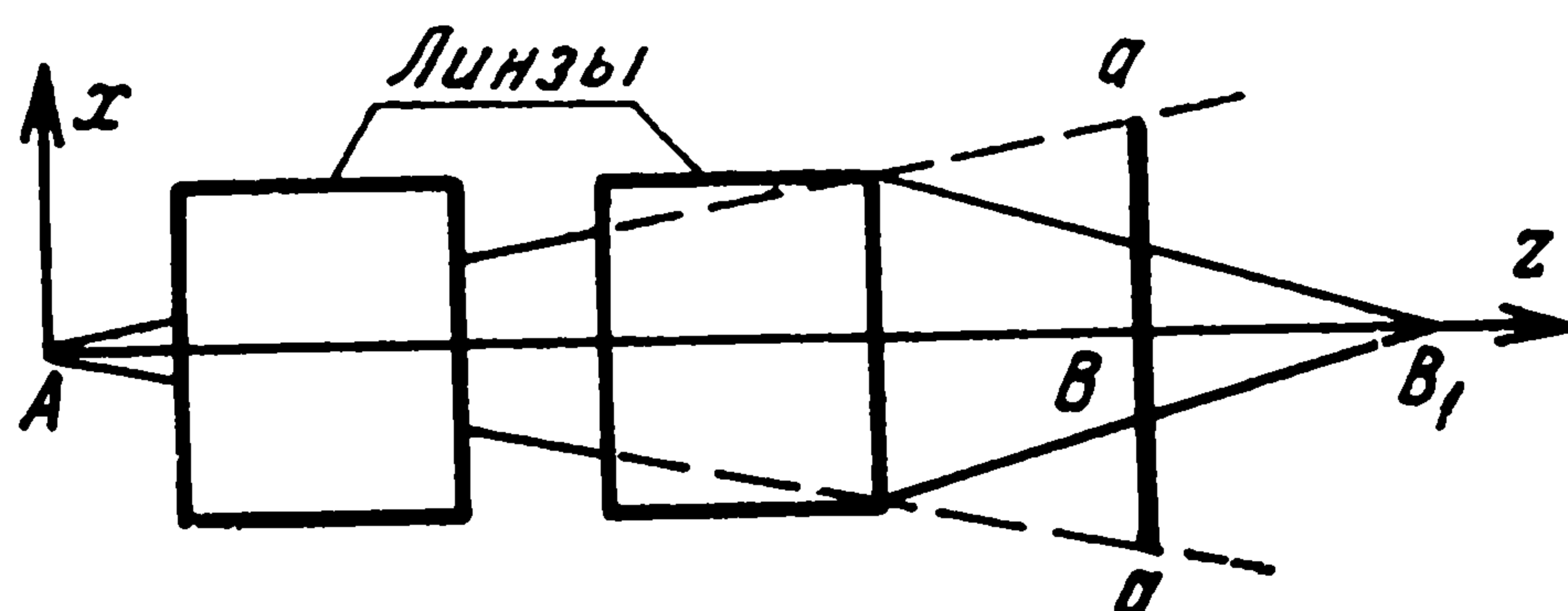


Рис. 5-23. Получение точечного изображения с помощью дублета.

Однако ясно, что при изменении положения объекта или расстояния между линзами точечное изображение вновь превратится в линейное. Поэтому для создания качественных систем, обеспечивающих точечную фокусировку, применяют обычно более сложные комбинации из трех (триплет) или большего количества квадрупольных линз.

Глава шестая

АБЕРРАЦИИ ЭЛЕКТРОННЫХ ЛИНЗ

6-1. ВИДЫ АБЕРРАЦИЙ

До сих пор, говоря об изображениях, создаваемых электронными линзами, мы предполагали все электронные траектории параксиальными, что приводило к возможности получения неискаженных изображений. На самом деле все траектории, кроме одной, совпадающей с осью z , будут в той или иной степени непараксиальными, а следовательно, получаемые с их помощью изображения не будут совпадать с изображениями, построенными на основе теории параксиальных лучей. Появляются искажения изображения — так называемые геометрические аберрации.

Кроме того, полагалось, что скорости всех электронов одинаковы. На самом же деле в электронном пучке всегда имеет место некоторый разброс электронов по скоростям. А так как оптическая сила электронных линз

зависит от скорости электронов, то изображения, получаемые в реальных немонокинетических или по аналогии со световой оптикой немонохроматических пучках, будут также искажаться. Появляется так называемая хроматическая аберрация.

Кроме того, электроны, создавая пространственный заряд, взаимодействуют друг с другом, что не учитывалось ранее и может служить источником искажения изображений.

Следует также иметь в виду, что в определенных условиях может сказаться влияние дифракции электронов и, наконец, причиной искажений может явиться нарушение аксиальной симметрии полей, образующих электронные линзы.

6-2. ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ АБЕРРАЦИИ

Рассматривая решение уравнения движения параксиальных электронов в электрическом поле, мы пренебрегали в выражении (2-9) для радиальной силы всеми членами, кроме содержащего r в первой степени. Полученная таким образом теория может быть названа теорией первого порядка, или, как ее часто называют, гауссовой оптикой. Получаемое в этом случае неискаженное изображение может быть названо гауссовым изображением.

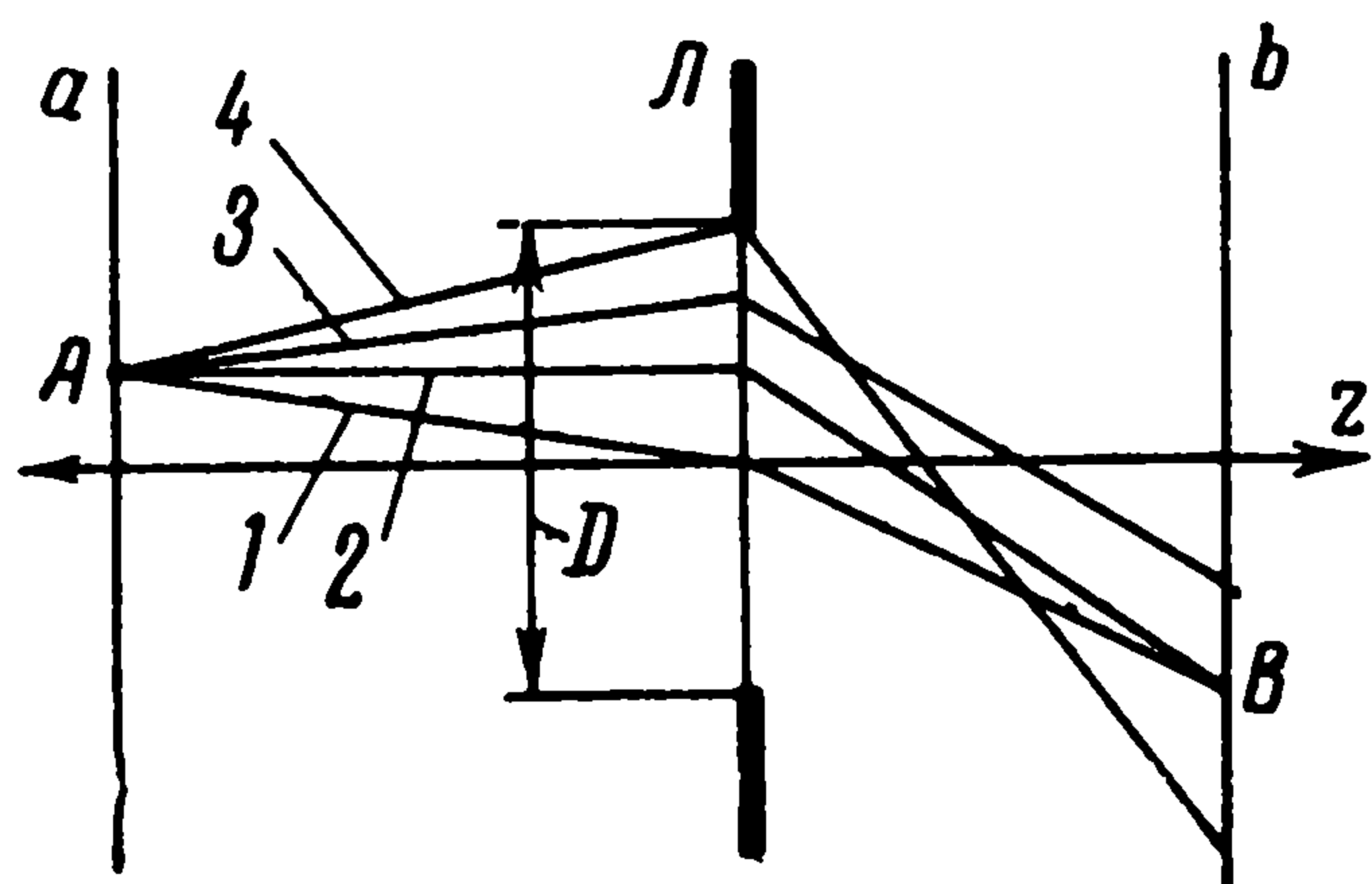


Рис. 6-1. Возникновение аберраций.

с о в ы м и з о б р а ж е н и е м.

Представим себе линзу (рис. 6-1) в виде некоторой эквивалентной плоскости L , в которой преломляются электронные лучи. При этом радиальный размер линзы всегда бывает ограничен некоторой величиной D , так называемой апертурой линзы.

Тогда параксиальные лучи 1 и 2, исходящие из некоторой точки A с координатой r_a в плоскости предмета a , должны собраться в некоторой точке B в плоскости параксиального изображения b (плоскости Гаусса).

Если же наряду с этим из точки A исходят лучи, не удовлетворяющие условиям параксиальности, например лучи 3 и 4, то их траектории не будут соответствовать результатам теории первого порядка. Эти лучи не по-

падут в точку B , а отклонятся от нее на некоторую величину Δr_B , которая, очевидно, и может считаться мерой aberrации. При этом условимся считать aberrацию положительной, если $\Delta r_B > 0$, т. е. непараксиальный луч преломляется сильнее, чем следует из теории первого порядка, и, наоборот, отрицательной, если $\Delta r_B < 0$. Отметим, что геометрические aberrации электронных линз, как правило, положительны. Траектории непараксиальных лучей, а следовательно, и величину Δr_B можно более точно вычислить, если решить уравнения движения электронов с учетом в выражении для силы Fr членов, содержащих r в степени выше первой, в частности r^3 . В последнем случае получится так называемая теория третьего порядка, приводящая к громоздким математическим выражениям.

Рассмотрим происхождение и характер возникающих aberrаций качественно. Укажем лишь, что результаты теории третьего порядка указывают на пропорциональность величины aberrации (Δr_B) третьей степени r . При этом если непараксиальность траектории электрона особенно ярко выражена лишь в плоскости линзы ($r_L \gg r_A$), то aberrация пропорциональна r_L^3 , где r_L расстояние луча от оси в плоскости линзы, а r_A — то же расстояние в плоскости предмета. Если же, наоборот, $r_A \gg r_L$, т. е. апертура линзы мала, но объект достаточно велик, aberrация должна быть пропорциональна r_A^3 . В промежуточных же случаях, когда r_A и r_L соизмеримы, aberrация в зависимости от соотношения их оказывается пропорциональной либо $r_L^2 r_A$, либо $r_L r_A^2$.

Рассмотрим теперь конкретные виды aberrаций.

1. *Сферическая aberrация.* Предположим, что объектом для линзы, расположенной в плоскости L (рис. 6-2), является точка A , лежащая в плоскости a на оси симметрии z . Следовательно, $r_A = 0$. Тогда, если лучи $1-1$, идущие из точки A под малыми углами к оси z , близки к параксиальным, они сойдутся в некоторой плоскости b в точку B — гауссово изображение точки A .

Лучи $2-2$, идущие под большими углами к оси, являясь непараксиальными, преломятся в плоскости линзы сильнее (aberrация положительна) и сойдутся не в

плоскости Гаусса, а перед ней, образуя вокруг точки B некоторую окружность.

Крайние лучи пучка $3-3$, идущие по краям апертуры линзы, наименее параксиальны. Они преломятся наиболее сильно и дадут в плоскости Гаусса окружность наибольшего радиуса.

В целом все траектории широкого конусного пучка, исходящего из точки A , образуют, очевидно, в плоскости b изображение не в виде точки, а в виде кружка, «яркость» которого убывает от центра, являющегося гауссовым изображением точки A , к периферии. Радиус этого кружка в согласии с указанным выше должен быть пропорциональным величине r_L^3 или, что то же, величине куба апертуры линзы D^3 .

Следует подчеркнуть, что если пучок, исходящий из некоторой точки объекта, имеет в линзе диаметр — апертуру, меньшую апертуры линзы, то сферическая и другие aberrации будут зависеть от апертуры не линзы, а пучка.

Сферическую aberrацию можно уменьшить, уменьшая величину апертуры линзы, т. е. ограничивая ширину создающего изображение электронного пучка. Но при этом, видимо, будет уменьшаться и ток этого пучка, что не всегда приемлемо. Все сказанное остается справедли-

вым и в том случае, если ширина пучка (его апертура) в области линзы меньше апертуры линзы. В этом случае величина сферической aberrации будет определяться, очевидно, апертурой пучка.

2. *Кома*. Представим себе теперь, что широкий конусный пучок, создающий с помощью линзы L изображе-

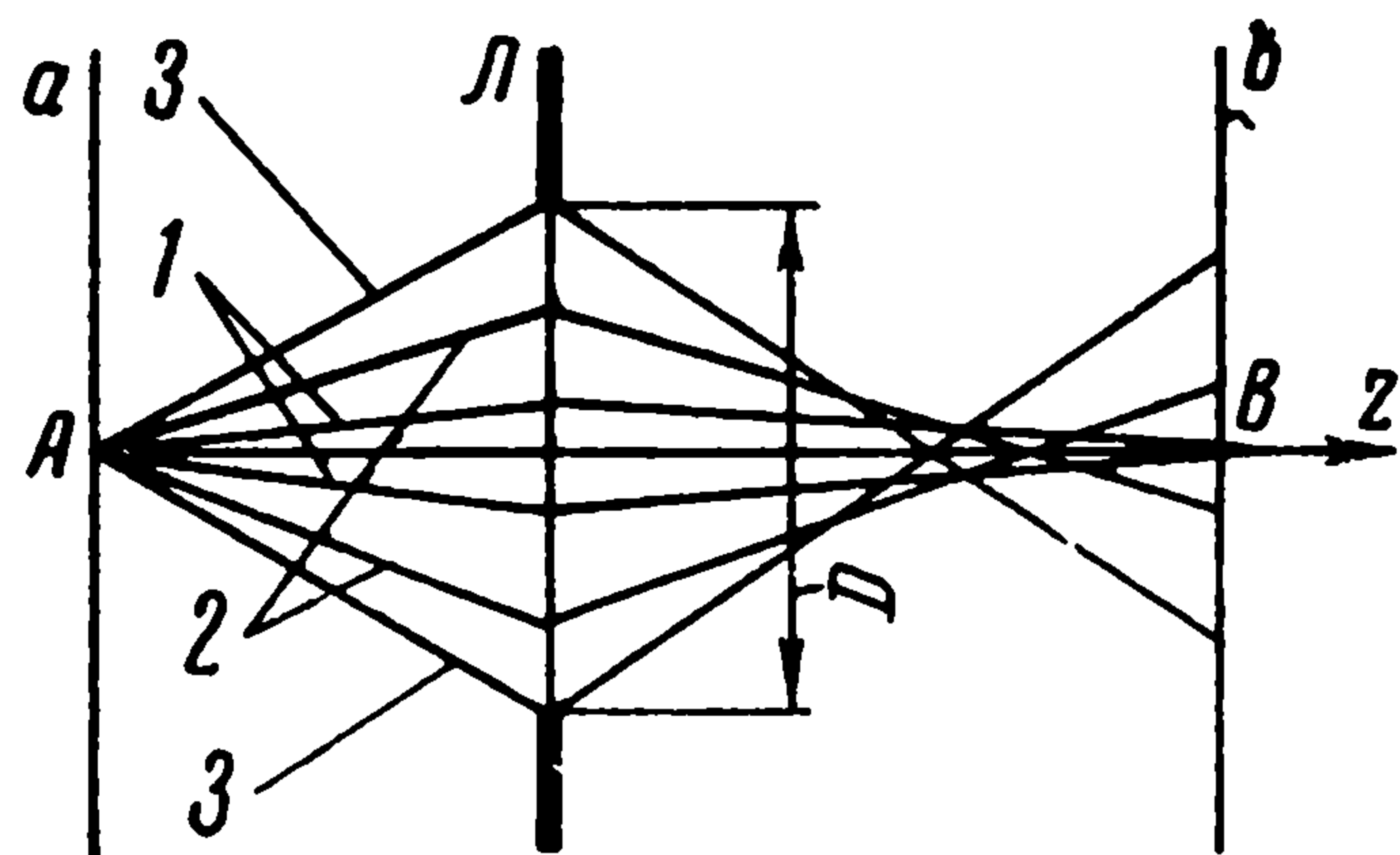


Рис. 6-2. Сферическая aberrация.

ние A (рис. 6-3), несимметричен относительно оси z , т. е. $r_A \neq 0$, хотя апертура линзы $D \gg r_A$. Ясно, что явление сферической aberrации будет иметь место и в этом случае. Но асимметрия пучка должна привести к появлению некоторого дополнительного эффекта. Поэтому предположим, что сферическая aberrация отсутствует, и рассмотрим лишь влияние несимметрии пучка относительно оси z .

Электроны центральной части пучка (пунктирные траектории на рис. 6-3) близки к параксиальным и сходятся в плоскости b в точке B — гауссовом изображении точки A .

Рассмотрим теперь электроны, траектории которых непараксиальны и идут из точки A вдоль поверхности конуса, основанием которого служит апертура линзы D .

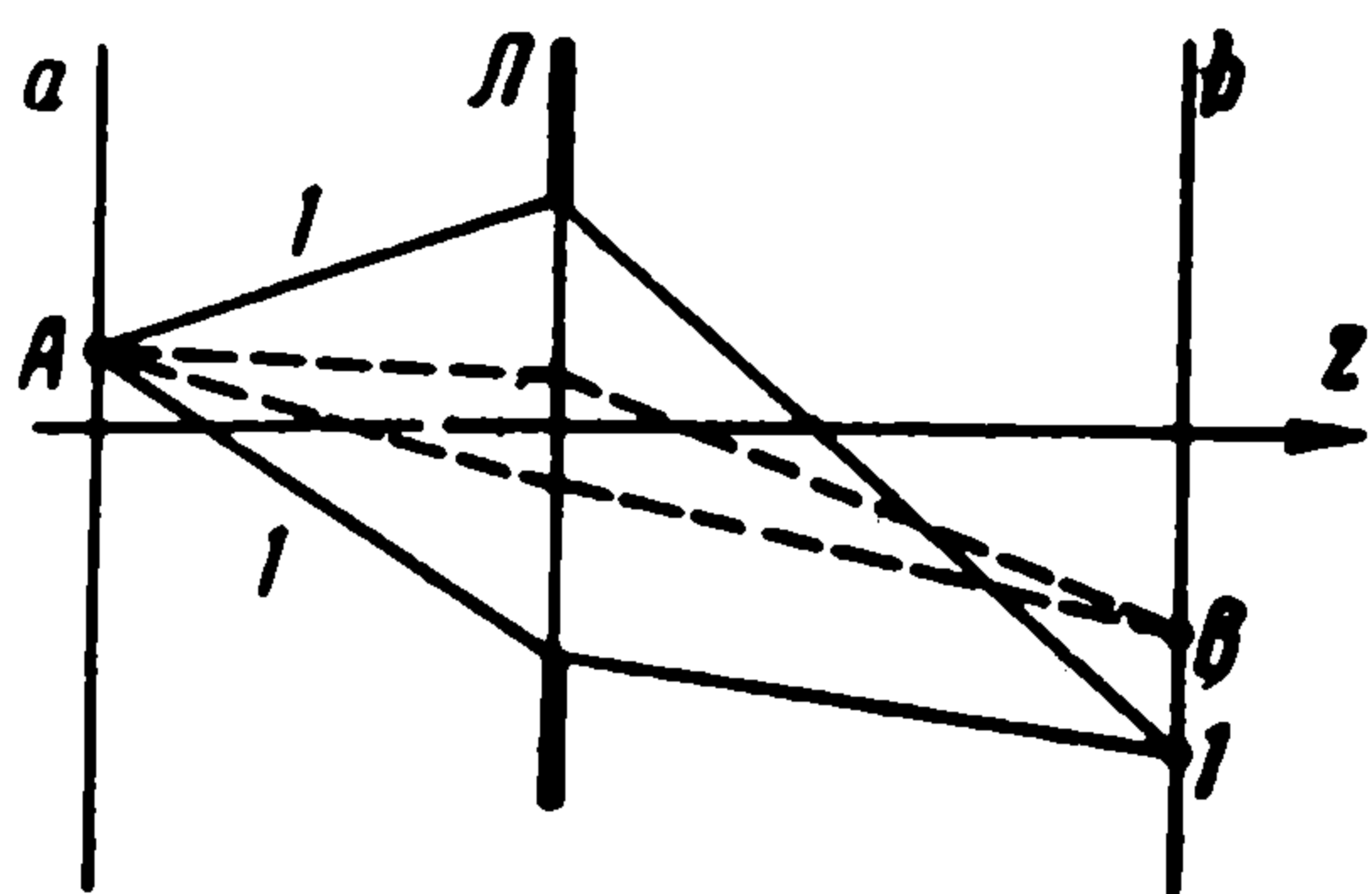


Рис. 6-3. Кома в меридиональной плоскости.

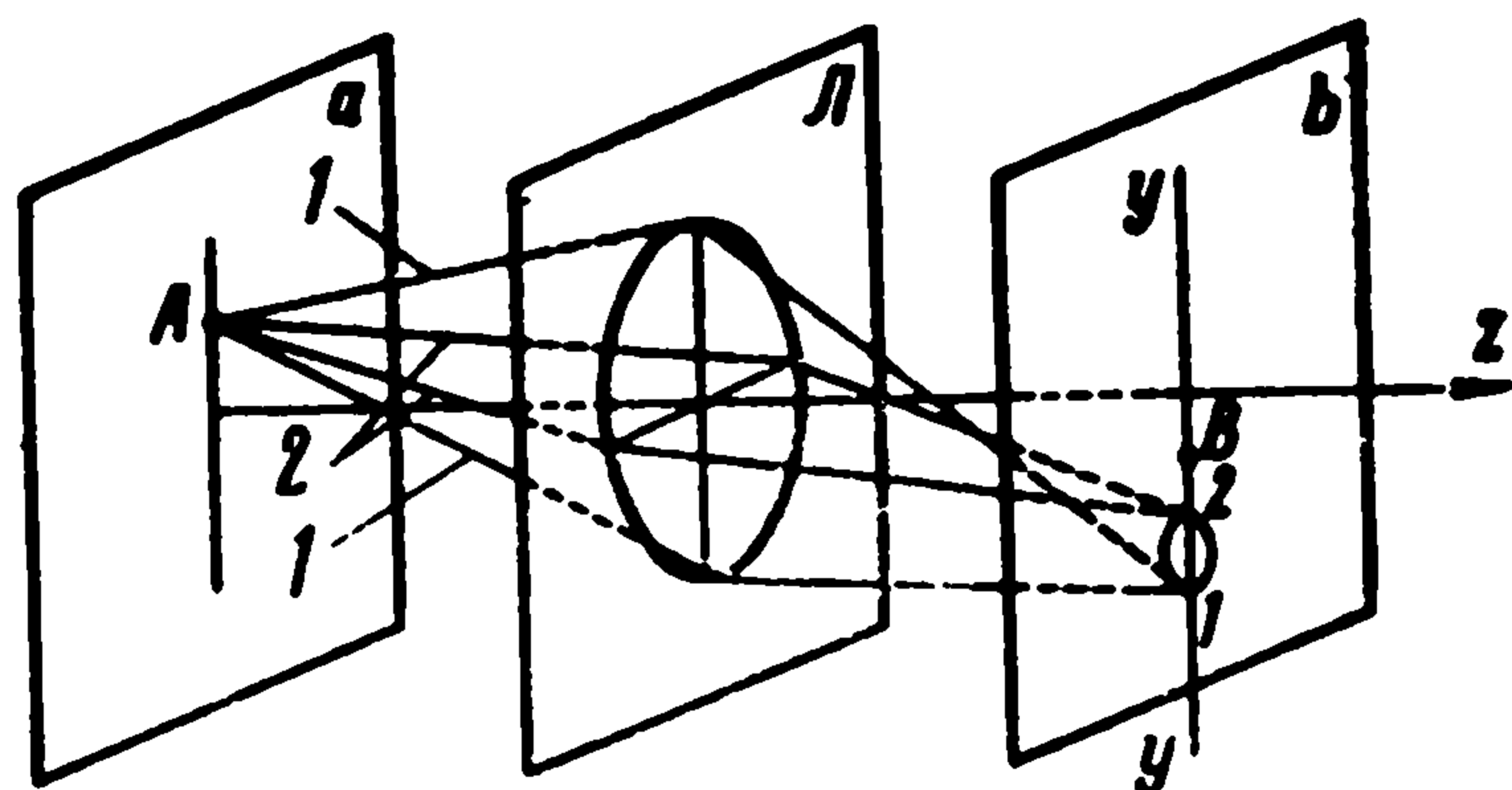


Рис. 6-4. Кома.

Меридиональные лучи $1-1$, преломляясь сильнее, чем параксиальные, уже не сойдутся в точке B и, если сферическая аберрация отсутствует, попадут в плоскости Гаусса в некоторую точку 1 .

Рассмотрим теперь лучи $2-2$, идущие в так называемой сагитальной плоскости, перпендикулярной меридиональной и проходящей через точку A и центр апертуры линзы (рис. 6-4). Углы, образованные ими с осью z , а также расстояния r_L от оси z в линзе для этих лучей несколько другие. Поэтому после прохождения линзы они сойдутся в плоскости b не в точке 1 , а в некоторой другой точке 2 в силу условий симметрии, также лежащей на прямой yy .

Если теперь рассматривать любые другие пары лучей, падающие на линзу на противоположных концах диаметра апертуры, то в силу несимметрии их относительно оси z точки схождения их в плоскости b разместятся уже не по прямой yy , а по сторонам от нее. При этом при повороте диаметра апертуры на π будут охвачены все лучи, образующие рассматриваемую коническую поверхность пучка, и в плоскости b точки схождения их должны образовать симметричную фигуру — окружность.

Если теперь рассмотрим сплошной конический пучок, исходящий из точки A , и представить его состоящим из бесконечно большого числа вложенных одна в другую

конических поверхностей, то каждая из них даст в плоскости b свою окружность. При этом с уменьшением апертуры соответствующей конической поверхности, т. е. с приближением образующих ее лучей к параксиальным, образуемая ими в плоскости b окружность будет уменьшаться, приближаясь при этом к точке B — гауссову изображению точки A .

В результате наложения бесконечного числа таких окружностей изображение точки A будет представлять собой, если отвлечься от сферической аберрации, фигуру, напоминающую хвост кометы, с яркостью убывающей по мере удаления от точки B (рис. 6-5).

Размеры окружностей зависят от квадрата апертуры соответствующей конической поверхности и расстояния точки A от оси z , т. е. пропорциональны $r_L^2 r_A$.

Уменьшение комы может быть достигнуто уменьшением апертуры линзы D или уменьшением r_L — апертуры пучков, испускаемых точками объекта, в плоскости линзы.

Последнее достигается повышением ускоряющих эти пучки напряжений, что предотвращает заметное расхождение их за счет начальных скоростей при движении от объекта до линзы.

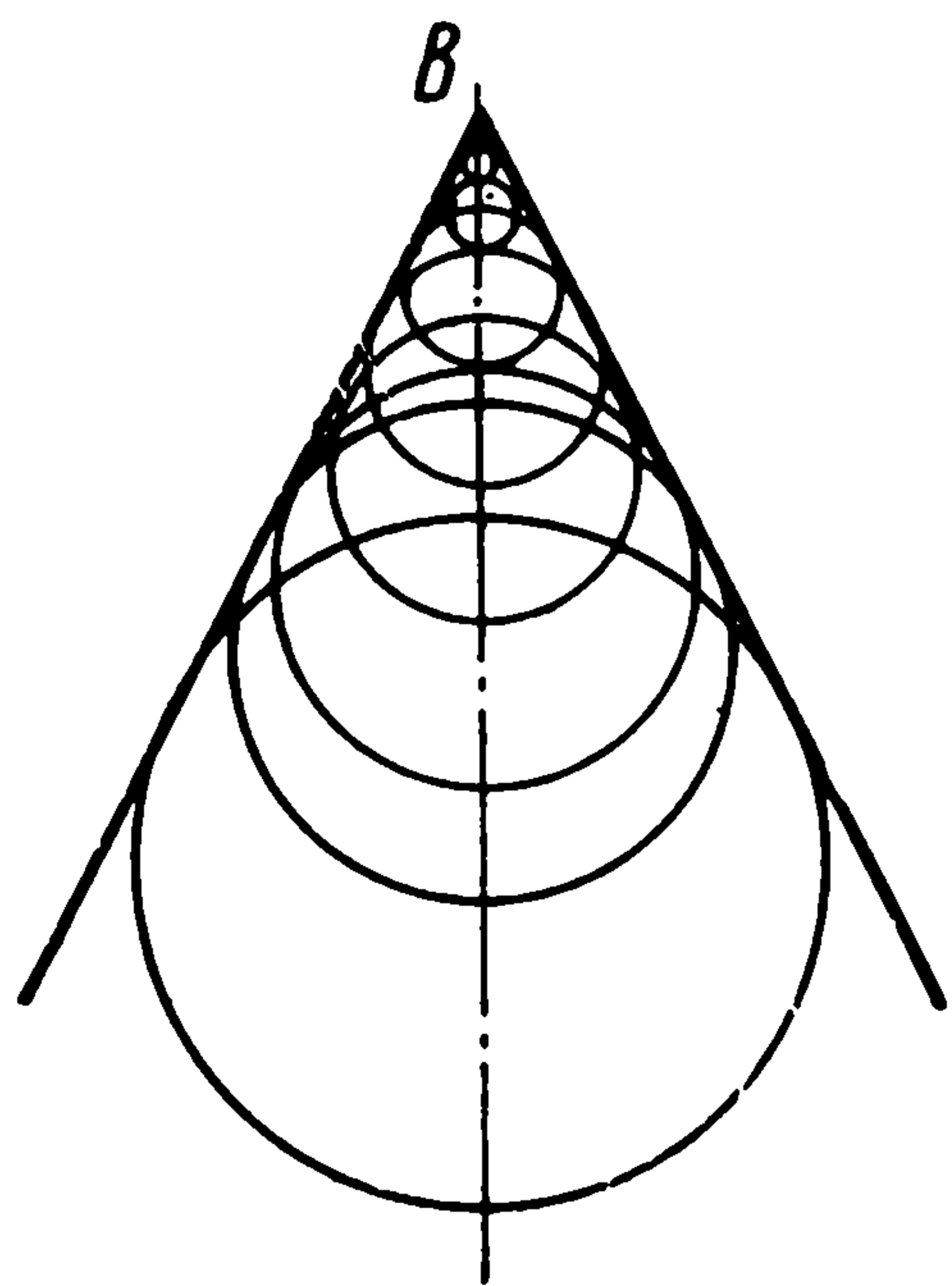


Рис. 6-5. Кома в плоскости Гаусса.

3. *Искажение плоскости изображения.* Как мы видели, кома возникает при наличии широкого электронного пучка, несимметричного относительно оси z . Представим себе теперь, что точки объекта, расположенного в плоскости a (рис. 6-6), испускают достаточно узкие пучки, так что явлениями комы и сферической аберрации можно пренебречь. Тогда пучок, исходящий из лежащей на оси z точки A_1 ,

сойдется в некоторой плоскости b в точку B_1 — гауссово изображение точки A_1 , так как лучи, образующие этот пучок, можно считать параксиальными.

Однако с достаточным удалением точек объекта A_2 , A_3 и т. д. от оси z испускаемые ими пучки будут все более непараксиальными. При положительной аберрации они будут в плоскости линзы L преломляться все

сильнее особенно наиболее удаленные от оси лучи, в результате чего пучки будут сходиться в точках B_2 , B_3 и т. д. не в плоскости Гаусса, а перед ней.

Изображение получается как бы на некоторой криволинейной поверхности. В плоскости же Гаусса все точки объекта, за исключением лежащей на оси, изображаются нерезко. При этом aberrация растет с ростом размеров объекта r_A и расстояния лучей от оси в линзе r_L пропорционально $r_L r_A^2$.

4. *Астигматизм.* Однако более внимательное рассмотрение изображенных на рис. 6-6 пучков приводит к тому, что не только в плоскости Гаусса, но и на любой другой поверхности не получается четко сфокусированного (стигматического) изображения. Причина этого — еще одна aberrация, обычно сопутствующая искривлению плоскости изображения, так называемый астигматизм.

Действительно, рассмотрим узкий конический пучок, испускаемый удаленной от оси z точкой A (рис. 6-7).

Меридиональные лучи этого пучка (лучи 1—2), преломляясь, как было показано при рассмотрении искривления плоскости изображения, сойдутся в некоторой точке m перед плоскостью Гаусса, образуя в этой плоскости линию 1—2. Лучи же 3—4, лежащие в сагитальной плоскости,

имеют несколько отличные от меридиональных расстояния до оси z в плоскости линзы и несколько другой наклон по отношению к этой оси. Поэтому, преломляясь несколько по-другому, эти лучи сойдутся в некоторой точке S , не совпадающей с точкой m , и образуют в плоскости Гаусса линию 3—4, перпендикулярную линии, образованной меридиональными лучами.

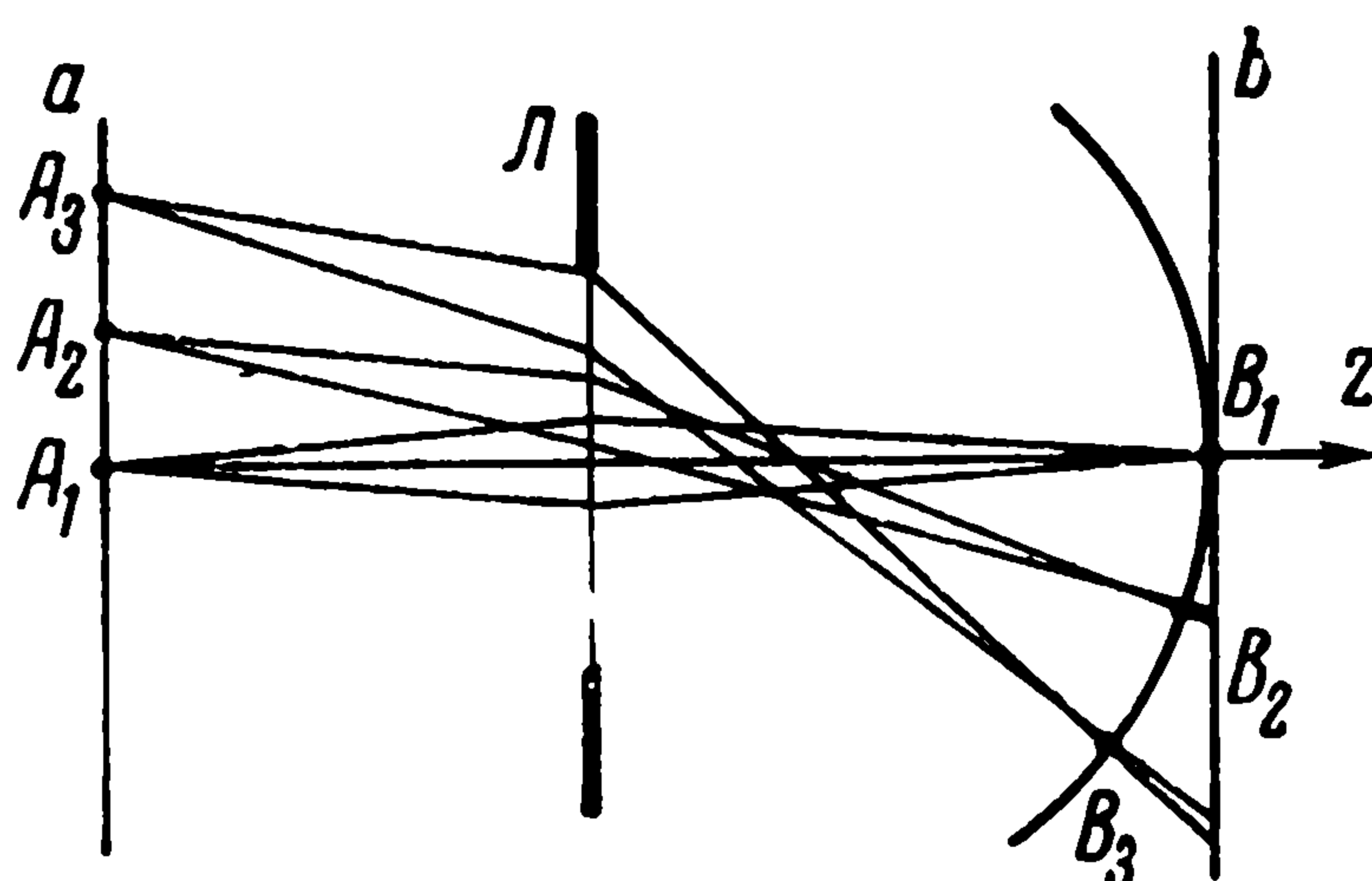


Рис. 6-6. Искривление плоскости изображения.

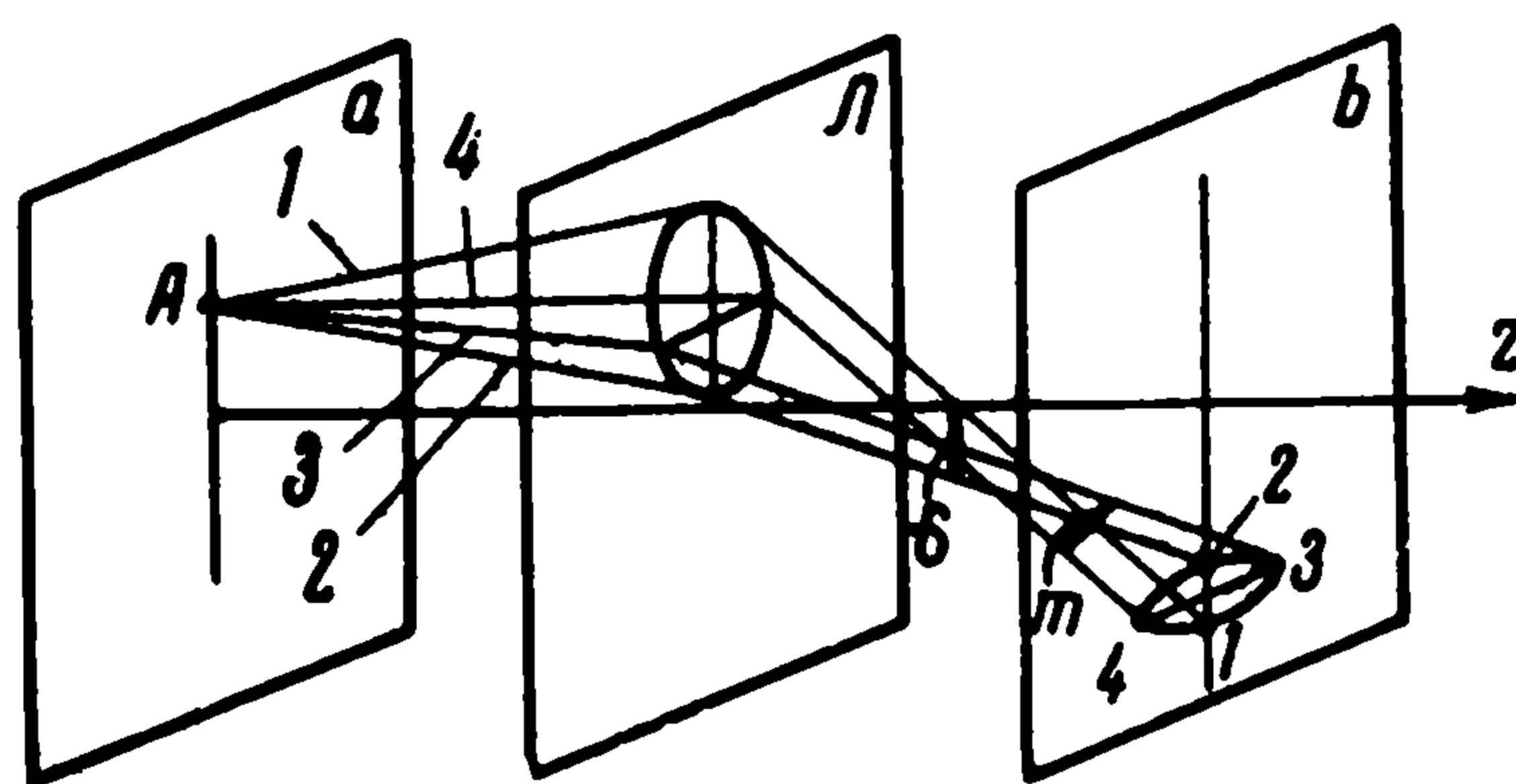


Рис. 6-7. Астигматизм.

В целом же электронный пучок нигде не сходится в точку. В плоскости Гаусса он образует эллипс с полуосями 1—2 и 3—4, в точках же m и S эллипс стягивается в отрезки прямых. При этом на некоторой поверхности, лежащей между поверхностями схождения меридиональных и сагитальных лучей, там, где полуоси эллипса становятся равными и сечение пучка представляет собой окружность, получается наименее искаженное изображение точек объекта.

5. *Дисторсия.* Представим себе теперь, что апертура линзы столь малой и, следовательно, величины r_L столь малы, что всеми перечисленными выше аберра-

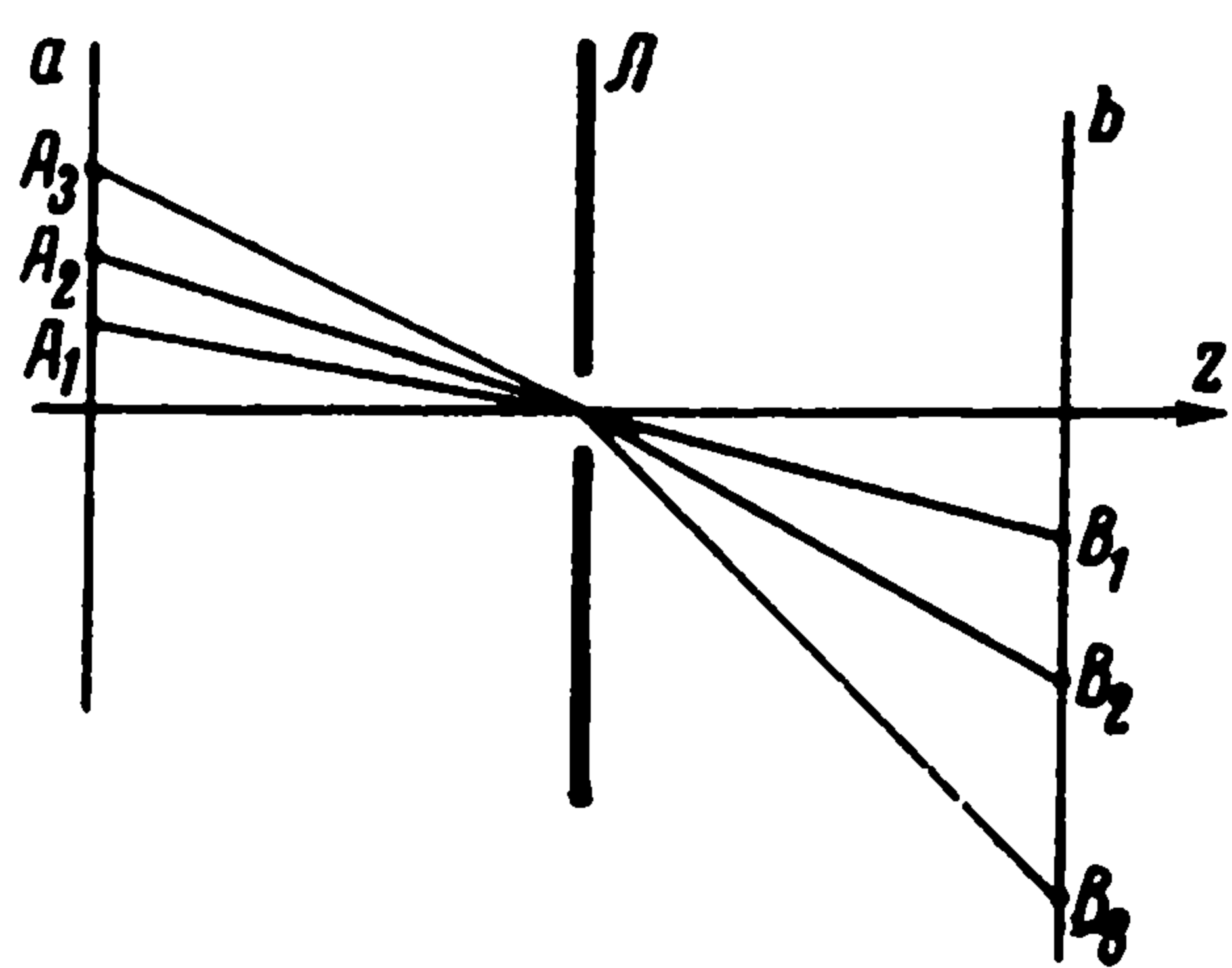


Рис. 6-8. Дисторсия.

циями можно пренебречь. Однако объект имеет значительные размеры, и с увеличением расстояния его точек от оси z и углов, образуемых с осью испускаемыми ими лучами (рис. 6-8), они становятся все менее параксиальными. В результате, если аберрация положительна, эти лучи будут преломляться все сильнее по сравнению с тем,

как должны были бы преломляться параксиальные лучи. Следовательно, отстоящие на равном расстоянии друг от друга точки объекта A_1, A_2, A_3 и т. д. окажутся изображенными точками B_1, B_2, B_3 и т. д., расположенными на прогрессивно увеличивающемся друг от друга расстоянии в плоскости Гаусса.

В результате объект, имеющий вид прямоугольной сетки, будет изображен линзой в виде фигуры, представленной на рис. 6-9, а. Возникнет так называемая подушкообразная дисторсия.

Отметим, что в отличие от предыдущих случаев, где речь шла об искажении изображения точки объекта, в данном случае аберрация заключается в искажении масштаба изображения различных участков объекта. Если бы аберрация была отрицательной, то, очевидно, линейное увеличение, даваемое линзой, с удалением от оси должно было бы уменьшаться. В результате объект, имеющий вид прямоугольной сетки, изобразился бы в виде фигуры, представленной на рис. 6-9, б, и возникла

бы так называемая бочкообразная дисторсия. В любом случае дисторсия зависит от размеров объекта и пропорциональна r_A^3 .

Отметим, что пять видов геометрических aberrаций, свойственных электростатическим электронным линзам, в принципе присутствуют все одновременно. Степень искажения изображения за счет той или иной aberrации зависит от характера используемых электронных пучков, от того, где в наибольшей степени — в плоскости объекта или плоскости линзы — их непараксиальность проявляется наиболее сильно.

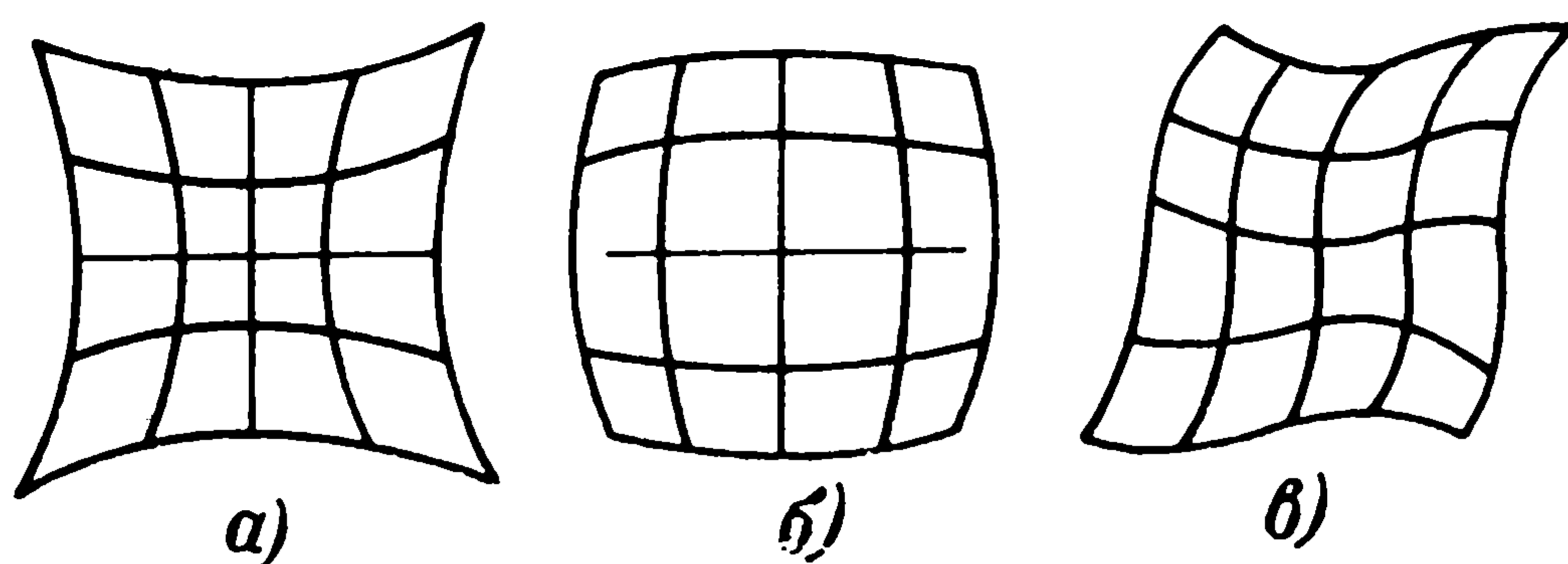


Рис. 6-9. Дисторсия в плоскости Гаусса.

а — подушкообразная; *б* — бочкообразная; *в* — сложная (анизотропная).

И лишь в одной точке объекта, в точке, лежащей на оси, как должно быть ясно из сказанного выше, все aberrации, кроме сферической, исчезают.

В заключение отметим, что все пять перечисленных видов геометрических aberrаций свойственны по тем же причинам и магнитным электронным линзам. Однако в этом случае к ним добавляются искажения, связанные с различными поворотами различно удаленных от оси траекторий. В результате aberrационные кривые дополнительно деформируются, как это показано на рис. 6-9, *в* для подушкообразной дисторсии. Возникают, если вспомнить, что в электронной оптике магнитное поле можно считать средой анизотропной, так называемые анизотропные кома, астигматизм и дисторсия.

6-3. ХРОМАТИЧЕСКАЯ АБЕРРАЦИЯ

Как указывалось, причиной хроматической aberrации является всегда имеющийся в реальных пучках разброс электронов по скоростям, обусловленный в первую очередь разбросом начальных скоростей. Aberrация, связанная с этим явлением, по аналогии со световой оп-

тикой, где свет с различной длиной волны по-разному преломляется линзами, называется хроматической аберрацией электронных линз.

Действительно, обратившись к выражениям (4-16) и (4-23) для фокусных расстояний электростатической и

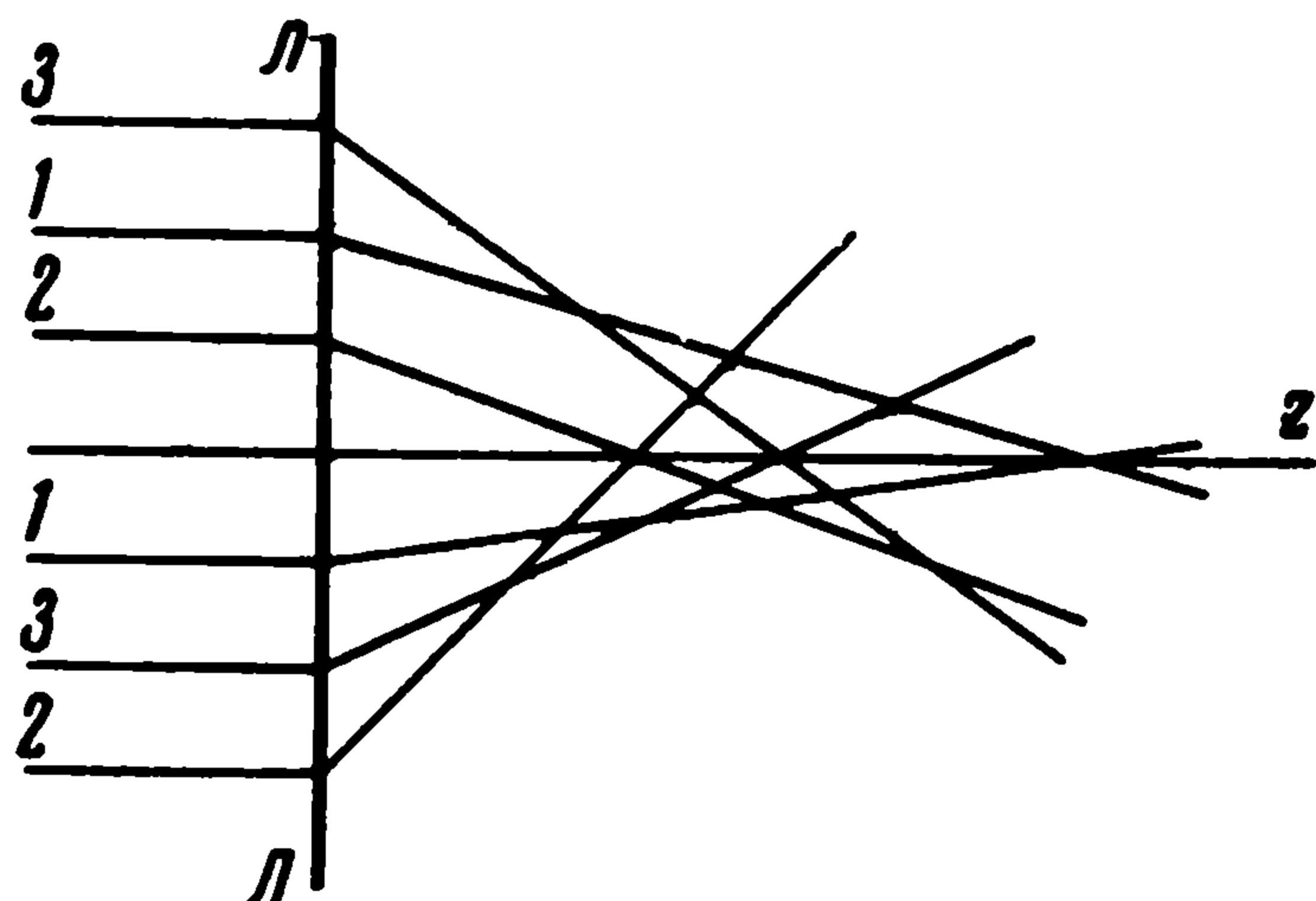


Рис. 6-10. Образование хроматической аберрации.

1 — электроны, имеющие скорость v_1 ;
2 — электроны, имеющие скорость $v_2 < v_1$;
3 — электроны, имеющие скорость $v_3 > v_2$, но $v_3 < v_1$.

магнитной линз, видим, что в случае увеличения скорости электронов линзы становятся слабее. Следовательно, параллельный, пусть даже параксиальный, электронный пучок, состоящий из электронов с несколько различными скоростями (рис. 6-10), не сойдется в одной точке на оси — фокусе линзы, а образует ряд фокусов, каждый из которых соответствует определенной скорости

электронов. В любой плоскости, перпендикулярной оси z , вместо точки мы получаем какой-то кружок рассеяния, тем больший, чем больше разброс электронов по скоростям.

Рассмотрим параксиальный электронный пучок (рис. 6-11), выходящий из некоторой точки A на оси симметрии поля. Электроны, попадая в линзу с апертурой D , представленную на рис. 6-11 некоторой эквивалентной плоскостью $Л$, преломляются и вновь пересекают ось z .

Положим, что сравнительно медленная группа электронов сходится на оси в точке B , а более быстрая группа — в точке B_1 . Полагая фокусное расстояние для первой группы лучей равным f , а для второй равным $f + \Delta f$, можно для каждой из них в случае симметричной линзы записать формулу линзы:

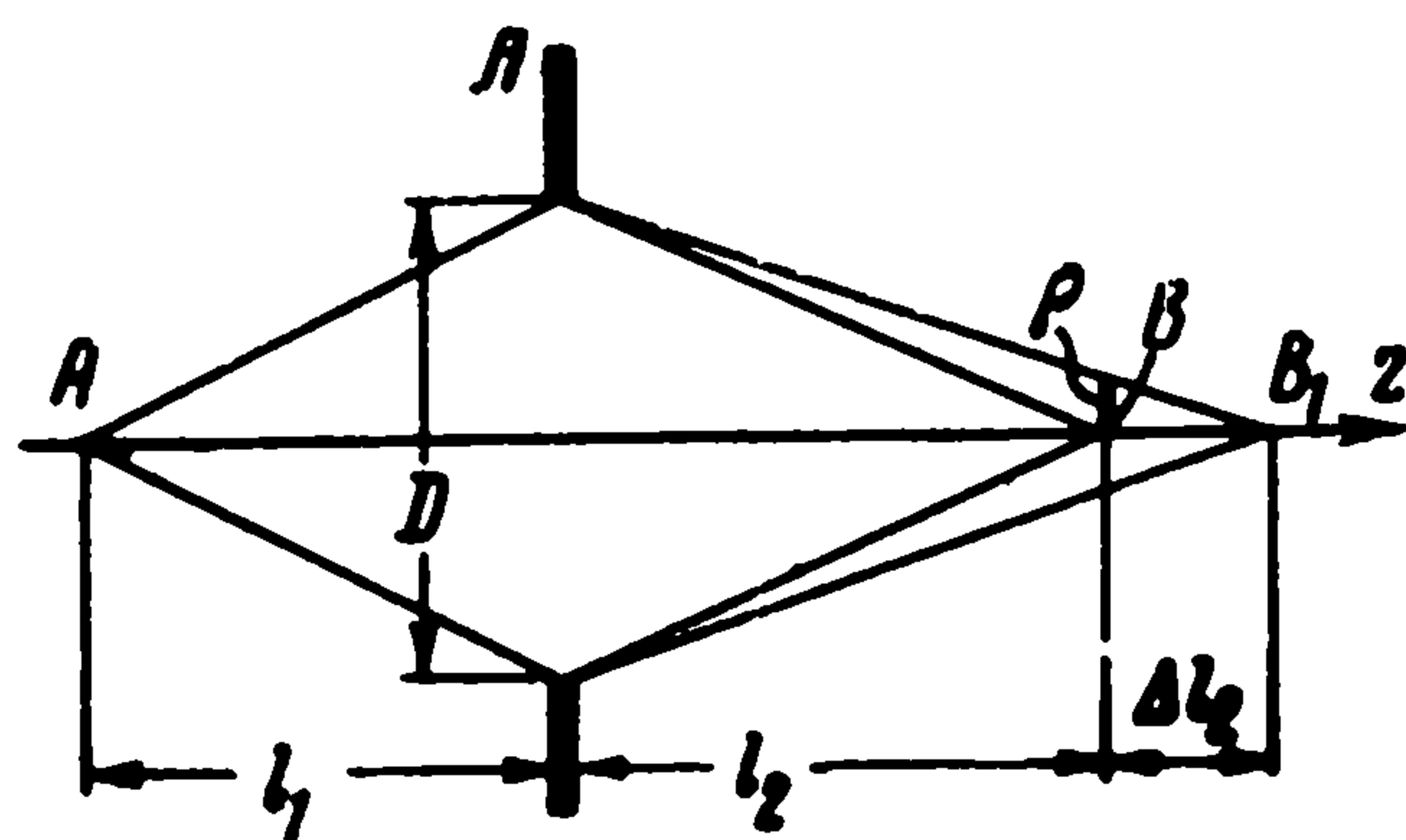


Рис. 6-11. К рассмотрению хроматической аберрации.

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_2};$$

$$\frac{1}{f + \Delta f} = \frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_2 + \Delta l_2},$$

где отрезок Δl_2 характеризует расхождение точек изображений, или продольную хроматическую аберрацию.

Вычтя второе выражение из первого и приведя к общему знаменателю левую и правую части, получим:

$$\frac{\Delta f}{(f + \Delta f) f} = \frac{\Delta l_2}{(l_2 + \Delta l_2) l_2}.$$

Считая Δv — разницу в скоростях электронов малой по сравнению с их полной скоростью, можем положить, что $\Delta f \ll f$, а $\Delta l_2 \ll l_2$, и переписать полученное выражение в виде

$$\frac{\Delta f}{f^2} = \frac{\Delta l_2}{l_2^2}. \quad (6-1)$$

Из рассмотрения рис. 6-11 можно записать соотношение, связывающее ρ — радиус кружка рассеяния в точке B и поперечную хроматическую аберрацию с апертурой линзы D :

$$\frac{D/2}{l_2 + \Delta l_2} = \frac{\rho}{\Delta l_2}. \quad (6-2)$$

Из (6-1) и (6-2), приравнявая отношения $\Delta l_2/l_2$, получаем:

$$\rho = \frac{\Delta f}{f^2} l_2 \frac{D}{2} = \text{const} \frac{\Delta f}{f} D.$$

Следовательно, величина хроматической аберрации пропорциональна, во-первых, величине апертуры линзы, и, во-вторых, отношению $\Delta f/f$, которое, как легко убедиться из выражений (4-16) и (4-23), пропорционально величине $\Delta U/U$, где ΔU характеризует разброс скоростей электронов пучка относительно некоторой скорости, характеризуемой величиной U .

Окончательно для ρ можно записать:

$$\rho = \text{const} \frac{\Delta U}{U} D,$$

откуда вытекает, что хроматическая аберрация может быть уменьшена путем уменьшения апертуры линзы, а также увеличения разности потенциалов, пройденной электронами до падения на линзу, т.е. путем повышения рабочих напряжений прибора. Там, где это невозможно, например в иммерсионном объективе, где поле линзы

непосредственно примыкает к катоду, следует ожидать заметной хроматической aberrации. Кроме того, хроматическую aberrацию можно уменьшить, уменьшая разброс скоростей в пучке ΔU , т. е. применяя возможно более низкотемпературные катоды. Ясно, что колебания потенциалов электродов линзы должны вызвать эффект, аналогичный хроматической aberrации.

В заключение укажем, что в магнитных линзах, в которых имеет место поворот изображения, угол которого также зависит от скорости электронов, должна наблюдаться дополнительная хроматическая aberrация угла поворота.

6-4. ДРУГИЕ ВИДЫ ИСКАЖЕНИЙ ИЗОБРАЖЕНИЯ В ЭЛЕКТРОННЫХ ЛИНЗАХ

Несимметрия электронных линз — приосевой астигматизм. Нарушение симметрии полей, образующих электронные линзы, должно, очевидно, приводить к появлению искажений в создаваемых ими изображениях. В той или иной степени такие нарушения всегда имеют место. Они могут быть следствием наличия посторонних

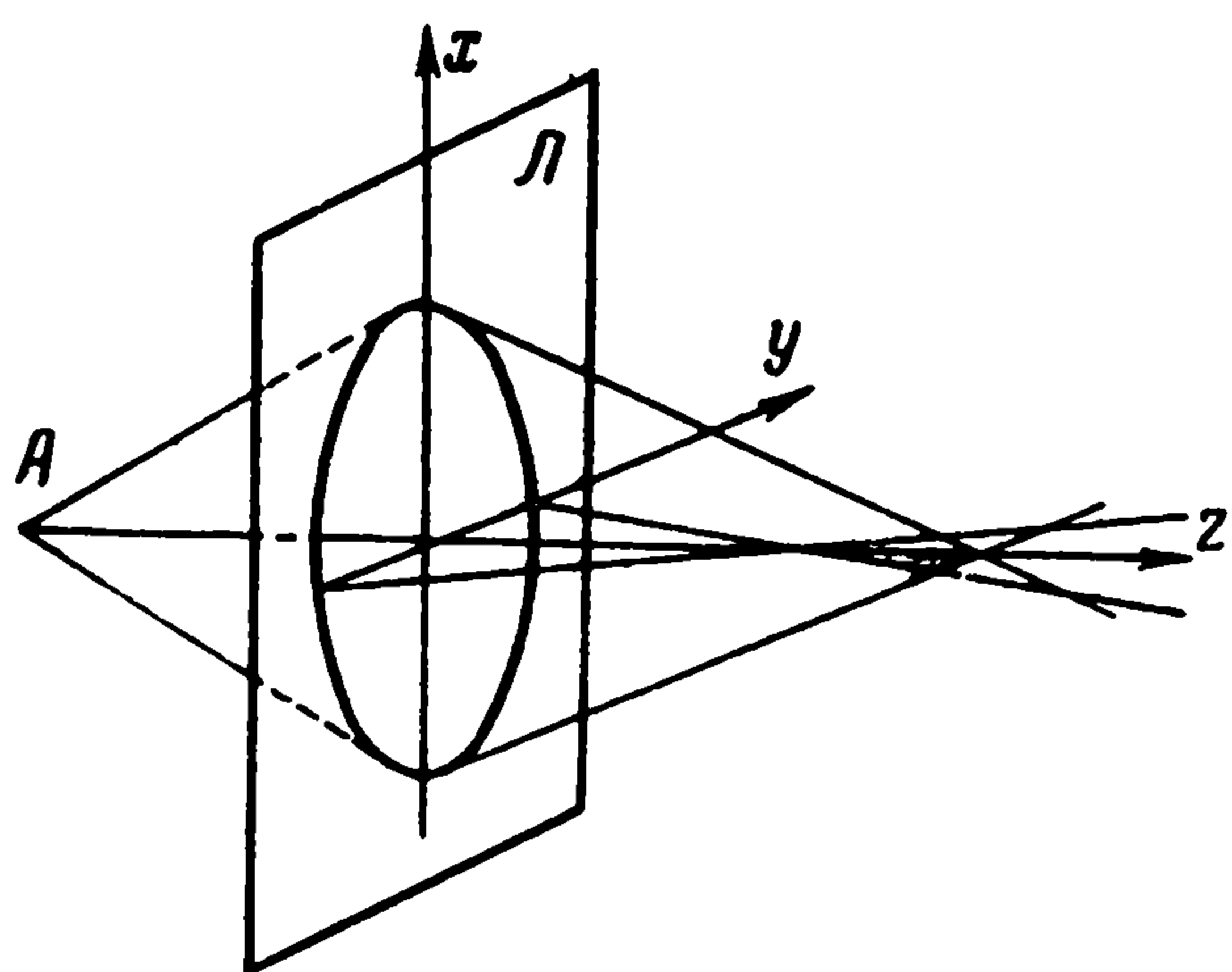


Рис. 6-12. Приосевой астигматизм.

внешних полей (наводок), неоднородности свойств материалов, образующих электроды, панцири или полюсные наконечники, образования паразитных зарядов или, наконец, просто неточности изготовления и монтажа элементов, создающих линзы.

Представим себе аксиально-симметричную линзу, образованную в плоскости L (рис. 6-12). Если ее поле несимметрично и его эквипотенциали в плоскости L имеют форму не окружностей, а, например, эллипсов с осями, совпадающими с направлением осей x и y , то при создании изображения точки A , лежащей на оси z , даже

в предположении полного отсутствия сферической и хроматической aberrаций, возникнут искажения. Действительно, электронные лучи, идущие в плоскости xz и yz , будут двигаться в аксиально-симметричных, но разных полях, что приведет к тому, что они сойдутся в разных точках на оси z , как это показано на рис. 6-12. Возникает искажение, подобное астигматизму, которое имеет место даже в случае изображения точки, лежащей на оси симметрии поля линзы, где обычный астигматизм отсутствует. Поэтому оно и названо приосевым астигматизмом.

Устранения его в случае необходимости можно добиться намеренным введением в электроннооптическую систему элементов (так называемых *стигматоров*), создающих искажения полей, компенсирующих асимметрию, возникшую при изготовлении системы.

Дифракция. Как указывалось, уменьшение апертуры электронных линз приводит к уменьшению как геометрических, так и сферической аберраций. Однако, как известно, электроны обладают волновыми свойствами, и эти свойства могут в определенных условиях оказаться определяющими.

Такое же положение справедливо и для световой оптики.

Длина волны, соответствующая электрону, $\lambda = h/mv$, где m и v — его масса и скорость, а h — постоянная Планка. Если длина волны становится соизмеримой с размерами апертуры, то начинает заметно проявляться дифракция электронных волн, которая подобно дифракции световых лучей кладет предел разрешающей способности оптической системы.

Однако, если для световых лучей длина волны измеряется величинами порядка $1000 \text{ \AA}$, то для сравнительно медленных электронов, прошедших разность потенциалов 100 в , $\lambda = 1,22 \text{ \AA}$.

Поэтому очевидно, что предел разрешающей способности, накладываемый явлением дифракции, в случае использования электронных лучей отодвигается далеко в сторону меньших апертур, чем в случае использования световых лучей.

Апертуры порядка единиц ангстрем в технической электронной оптике пока не встречаются, и основным фактором, ведущим к искажениям изображения, создаваемого электронными линзами, являются все же геометрические и хроматическая аберрации.

Пожалуй, единственным классом электроннолучевых приборов, в котором дифракция играет существенную роль, являются электронные микроскопы, о чем будет сказано несколько подробнее при их рассмотрении.

Действие пространственного заряда в электронных пучках. Одним из принятых выше предположений при рассмотрении задач геометрической электронной оптики является пренебрежение взаимодействием электронов, т. е. действием пространственного заряда в электронных пучках. На самом деле, конечно, взаимодействие электронов, сводящееся при нерелятивистских скоростях к взаимному расталкиванию, приводит в любом случае к известному расширению электронных пучков, т. е. к появлению искажений в электронных изображениях. Точка объекта, испускающая электроны, естественно, перестает отображаться в виде точки.

Влияние пространственного заряда сказывается тем сильнее, чем больше величина тока пучка и чем меньше скорость электронов или, что одно и то же, чем меньше пройденная электронами разность потенциалов. Последнее означает, что чем ниже скорость электронов пучка, тем больше время их пролета в рабочем объеме прибора и тем сильнее сказывается эффект их взаимодействия.

Мерой этого взаимодействия принято считать так называемый фактор пространственного заряда или, как часто его называют в литературе, первеанс, численно равный $I/U^{3/2}$, где I — ток пучка, а U — пройденная им разность потенциалов. Практически в большинстве «классических» электроннолучевых приборов, где обычно используются пучки, имеющие малые токи, и первеанс не превышает величин порядка $10^{-9} \text{ а/в}^{3/2}$, действие пространственного заряда может не учитываться, однако в ряде случаев, когда энергия электронов невелика, как это имеет место, например, в иммерсионном объективе, первеанс может оказаться значительным и влияние пространственного заряда может оказаться заметным.

ОСНОВЫ ЭЛЕКТРОННОЙ ОПТИКИ ИНТЕНСИВНЫХ ПУЧКОВ

Глава седьмая

ВВЕДЕНИЕ

7-1. ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

В геометрической электронной оптике, где имеет место оптико-механическая аналогия, предусматривающая, в частности, отсутствие взаимодействия электронов между собой, рассматривается, как правило, формирование электронных пучков, в которых действием объемного заряда практически можно пренебречь. Тогда можно говорить о фокусировке электронных пучков в обычном оптическом смысле, что и имеет место в целом ряде электроннолучевых приборов.

В этом смысле наряду с понятием фокусировки правомерны и понятия об электронном пучке, электронном луче, электронной линзе и т. д.

В ряде случаев, однако, когда объемный заряд, а следовательно, и взаимодействие электронов между собой становятся заметными, основные положения классической геометрической электронной оптики теряют силу. Необходимо уже обязательно учитывать действие пространственного заряда.

Такое положение наблюдается в целом ряде приборов СВЧ (клистроны, ЛБВ, ЛОВ и др.), где работа прибора основана на взаимодействии электронного потока с высокочастотными полями и параметры этого потока — его размеры, ток, энергия электронов — решающим образом определяют качество прибора в целом. Так же обстоит дело и во все более развивающейся в настоящее время области применения электронных пучков для обработки материалов (сварка, плавка, сверление и т. д.). Степень влияния объемного заряда в электронном пучке, как указывалось, оценивается его так называемой ха-

ра характеристической проводимостью или (наиболее широко употребляемый термин) первеансом пучка:

$$P^* = \frac{I}{U^{3/2}},$$

где I — ток пучка; U — пройденная электронами разность потенциалов. Ясно, что с ростом I и уменьшением U взаимодействие электронов будет все более заметным.

В обычных электроннолучевых приборах первеанс пучков, как правило, не превышает $10^{-9} \text{ а/в}^{3/2}$, и в этом случае действием пространственного заряда в них можно пренебречь.

Если же $P > 10^{-8} - 10^{-7} \text{ а/в}^{3/2}$, то действие пространственного заряда необходимо учитывать.

Такие пучки уже следует считать интенсивными, и для их рассмотрения совершенно недостаточно аппарата обычной геометрической электронной оптики. Отметим, что в этом случае ряд понятий геометрической оптики, такие, как фокусировка, электроннооптическая система и некоторые другие, по существу теряют смысл и могут применяться только условно.

Правильнее пользоваться в этом случае, например, терминами **формирование пучка**, **система формирования** и т. д., хотя термин **фокусировка** по инерции в литературе употребляется весьма широко.

7-2. ОБЩАЯ СХЕМА СИСТЕМЫ ФОРМИРОВАНИЯ ИНТЕНСИВНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

Практически в любом случае систему, формирующую электронный пучок, можно, хотя и несколько условно, разделить на четыре основные (рис. 7-1) области:

I — область электронной пушки, состоящей из катода 1, фокусирующего электрода 2 и анода 3, в электрическом поле которой происходит первоначальное формирование пучка.

II — область пролетного канала (пролетной трубы) 4, в котором могут располагаться резонаторы, например в случае клистрона, или отклоняющие устройства, например в случае сварочной установки. В этой же

* Часто на практике оперируют величиной микропервеанса: $P_\mu = P \cdot 10^6$, которую выражают в $\text{мкка/в}^{3/2}$.

области располагается в случае необходимости и так называемая поперечно-ограничивающая, «фокусирующая» система 5. Конструкции таких систем довольно многообразны. В частности, она может представлять собой длинный соленоид. Ее назначение — создать магнитное или электрическое поле, препятствующее расширению электронного пучка в пролетной трубе. В случае

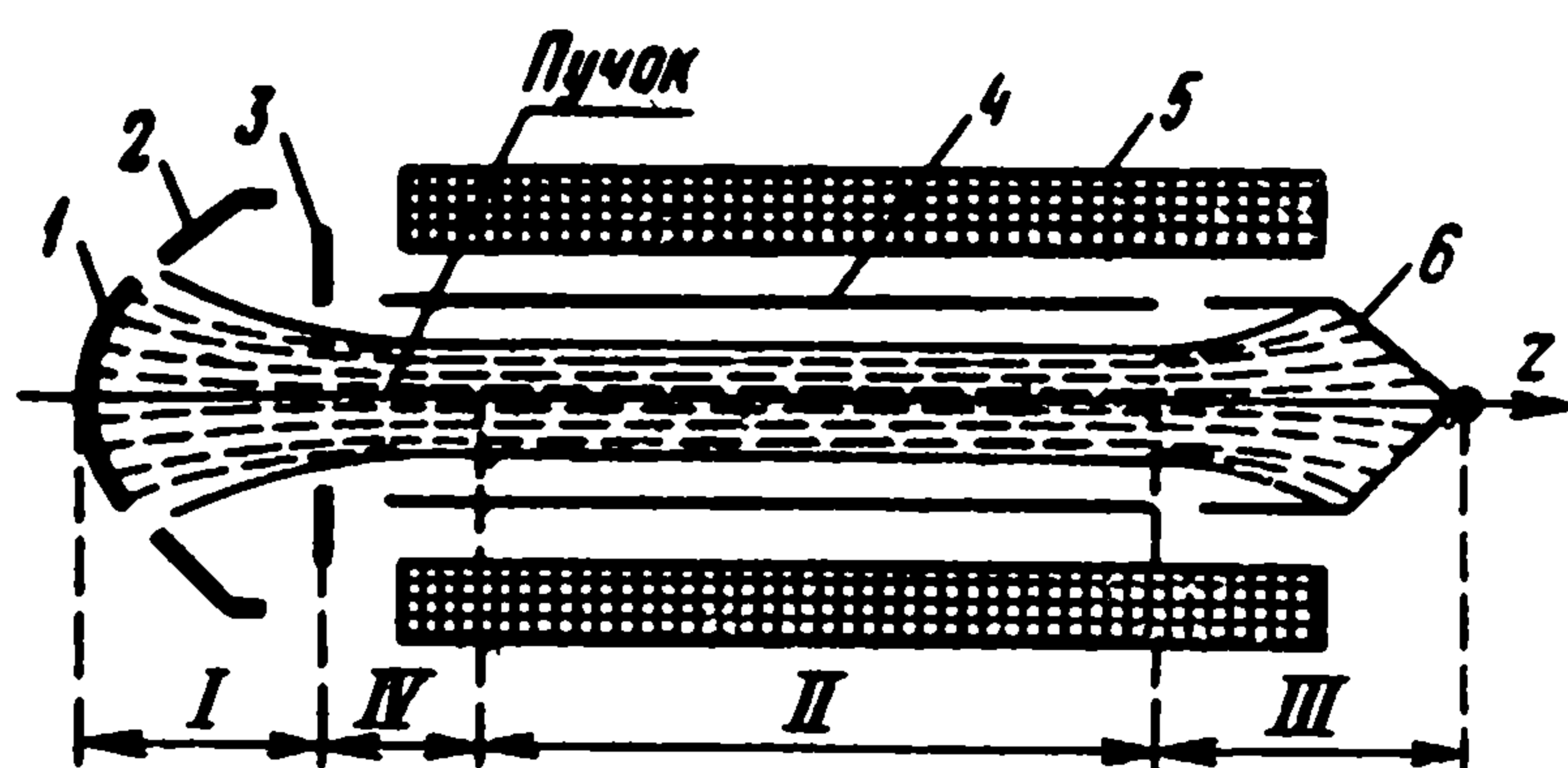


Рис. 7-1. Общая схема системы формирования электронных пучков.

достаточно большой длины пучка это очень важно, чтобы не допустить оседания значительной части тока пучка на стенках трубы, т. е. обеспечить хорошее токопрохождение. В частном случае (например, отражательные клистроны) этой системы может и не быть.

III — приемник или коллектор пучка 6, который может быть как «пассивным», т. е. служить подобно аноду в электронной лампе для отвода электронов пучка из прибора, так и «активным». В последнем случае основной эффект, ради которого создается прибор и формируется пучок, происходит именно на приемнике, например плавка или сварка.

И, наконец, IV область — переходная между пушкой и поперечно-ограничивающей системой, поля в которой должны быть такими, чтобы обеспечить согласованное действие I и II областей. Как правило, переходная область является важнейшей с точки зрения формирования пучка, хотя, в случае если поле поперечно-ограничивающей («фокусирующей») системы простирается до катода пушки, этой области может и не быть.

7-3. ОСНОВНЫЕ ТИПЫ ПУЧКОВ

Конфигурация встречающихся на практике пучков может быть весьма разнообразной. Однако, хотя и несколько условно, можно из них выделить пучки наиболее типичной формы. В первую очередь это сплошные аксиально-симметричные пучки, поперечное сечение которых имеет вид круга. Такие пучки могут быть как ци-

линдрическими (рис. 7-2,а), так и коническими, т. е. сходящимися (рис. 7-2,б).

Все больший интерес проявляется к трубчатым пучкам (цилиндрическим и коническим), поперечное сечение которых представляет собой кольцо (рис. 7-2,в, г).

Следует указать также на ленточные или плоские электронные пучки, сечение которых представляет собой прямоугольник, одна сторона которого значительно больше другой. Такие пучки также могут быть параллельными или сходящимися — клиновидными (рис. 7-2,д, е).

Ввиду наибольшей распространенности аксиально - симметричных пучков в дальнейшем рассмотрении им будет уделено основное внимание. Другие типы пучков рассматриваются менее подробно. Ко всем типам пучков могут быть предъявлены некоторые общие требования, а именно:

1. Вполне определенный, часто возможно более высокий микропереванс, который в настоящее время достигает единиц $\text{мкА}/\text{В}^{3/2}$. Это отражает стремление получить пучки с возможно большим током при пониженных напряжениях.

2. Форма пучка должна возможно лучше соответствовать заданной для того, чтобы его можно было пропустить через пролетную трубу без потерь тока и часто так, чтобы границы пучка были возможно ближе к ее стенкам.

При рассмотрении пучков мы будем, за исключением специально оговоренных разделов, предполагать:

П а р а к с и а л ь н о с т ь траекторий электронов в пучке.

Л а м и н а р н о с т ь пучков. Это значит, что траектории отдельных электронов в пучке не пересекаются и пучок в целом имеет четкую границу, очерченную траекториями крайних электронов.

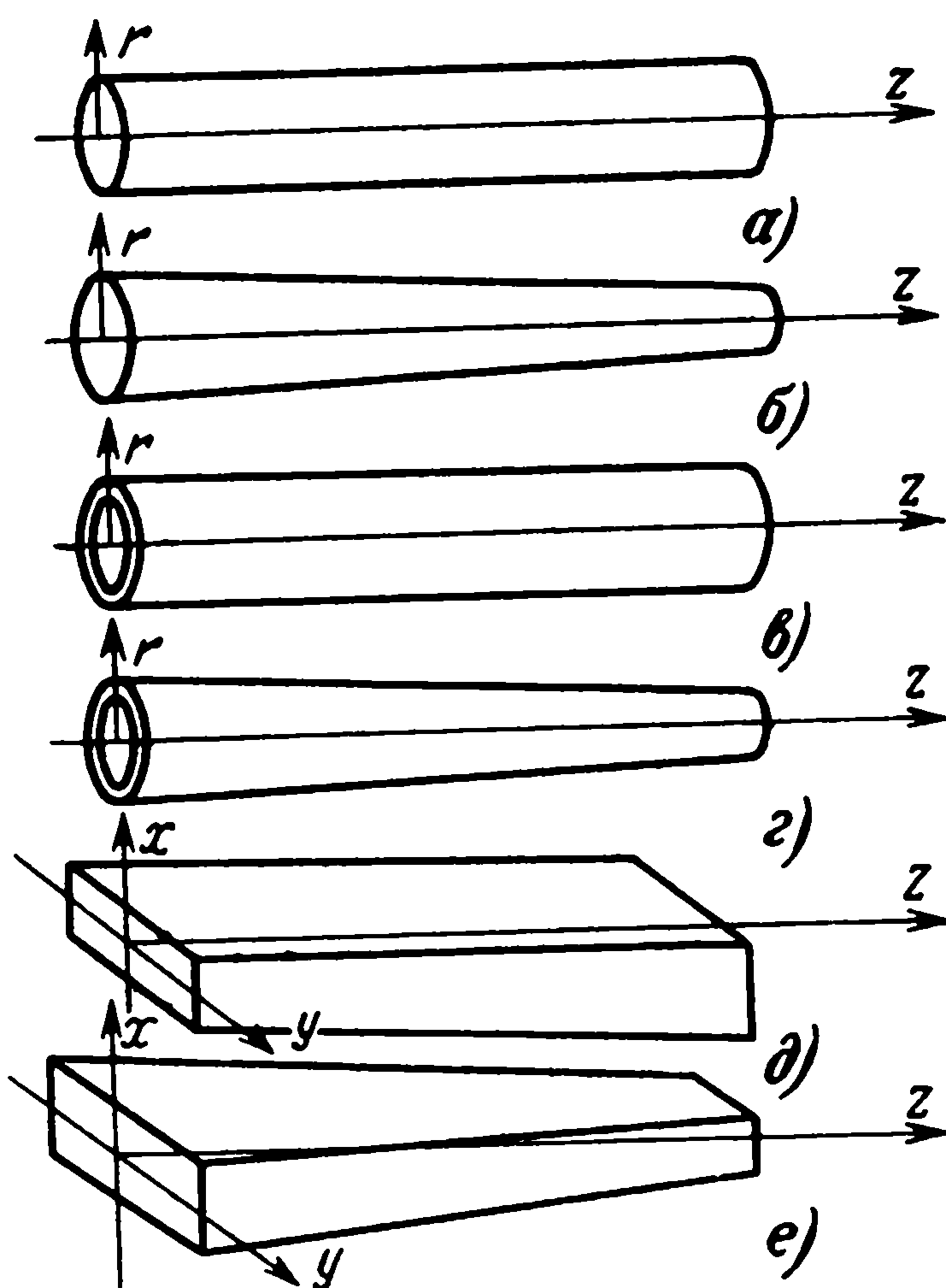


Рис. 7-2. Основные типы пучков.

Равномерность распределения плотности объемного заряда в пучке.

Отсутствие начальных тепловых скоростей электронов на катоде.

Отсутствие релятивистских эффектов, в частности магнитных полей, создаваемых движущимися электронами.

Указанные предположения в той или иной степени на практике не реализуются. Однако, как показывает опыт, они весьма близки к действительности и существенно облегчают рассмотрение основных характеристик пучков и систем их формирования.

Вопросы формирования интенсивных электронных пучков подробно рассмотрены в работах [Л. 19—24].

Глава восьмая

ЭЛЕКТРОННЫЕ ПУШКИ ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ СПЛОШНЫХ ИНТЕНСИВНЫХ ПУЧКОВ

8-1. ПРИНЦИП ПОСТРОЕНИЯ ПУШЕК ПИРСА

Наибольшее распространение получили так называемые пушки Пирса, принцип построения которых заключается в следующем. Если рассмотреть диоды с идеальной геометрией, а именно плоский, сферический или цилиндрический (рис. 8-1), и выделить из всего электронного потока в них определенную часть требуемой конфигурации, как это показано на рисунке, то мы получим в за-

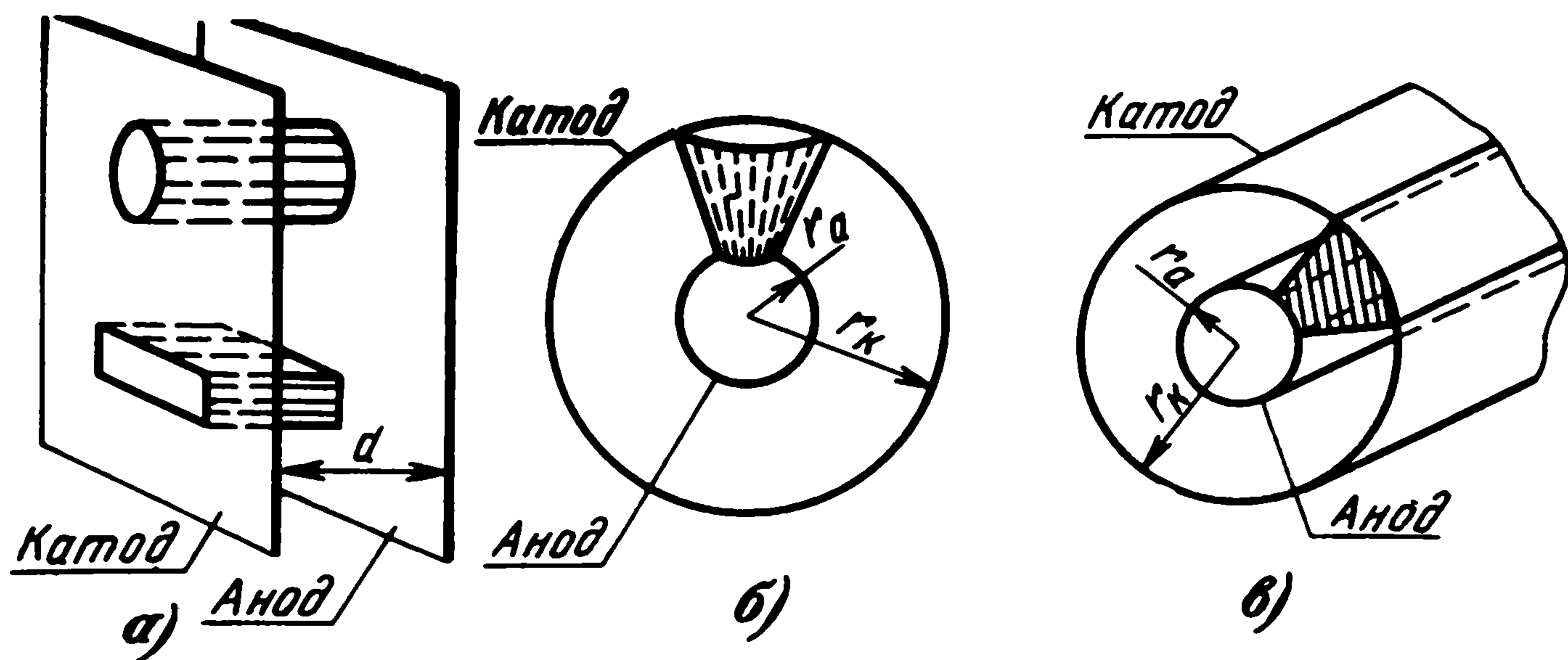


Рис. 8-1. Выделение электронных пучков в диодах простой формы.

висимости от формы диода аксиально-симметричный или ленточный параллельный или сходящийся пучок¹.

При этом влияние отброшенной части электронного потока на оставшуюся должно быть заменено эквивалентным влиянием некоторого электрического поля, которое, будучи созданным в пространстве, окружающем пучок, должно удовлетворять двум условиям:

1. Распределение потенциала вдоль границы пучка должно остаться прежним, соответствующим распределению поля в выбранном исходном диоде.

2. Напряженность поля, нормальная к границе пучка, должна быть равна нулю, т. е. должны отсутствовать силы, приводящие к расширению пучка.

Определив поле, отвечающее этим требованиям, необходимо рассчитать или подобрать конфигурацию электродов, из которых один имеет потенциал катода и по форме совпадает с нулевой эквипотенциалью поля, а другой имеет потенциал анода и совпадает по форме с эквипотенциалью, соответствующей анодному напряжению U_a . Тогда указанная система электродов образует требуемый электронный пучок с прямолинейными траекториями.

Такого типа пушки и получили название пушек Пирса или однопотенциальных пушек, а принцип, положенный в их основу, иногда называют принципом прямолинейной оптики.

8-2. ПУШКИ ПИРСА С ПАРАЛЛЕЛЬНЫМ ПУЧКОМ

Для безграничного плоского диода (рис. 8-1,а) соотношение между плотностью тока, напряжением и расстоянием от катода z имеет вид [Л. 25]:

$$j = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{U(z)^{3/2}}{z^2} = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{U(z)^{3/2}}{z^2}. \quad (8-1)$$

В плоскости анода при $z=d$, $U=U_a$, и, следовательно, распределение потенциала между электродами подчиняется выражению

$$U(z) = U_a \left(\frac{z}{d} \right)^{4/3}. \quad (8-2)$$

¹ Также легко представить себе в принципе и получение трубчатых пучков.

Таково должно быть, как указывалось, и распределение потенциала вдоль границы пучка.

Поле, удовлетворяющее сформулированным выше условиям, может быть рассчитано или, что часто и делается, определено с помощью электролитической ванны.

Для этого берется мелкая горизонтальная (в случае пушки, формирующей ленточный пучок) или наклонная (в случае аксиально-симметричного пучка) электролити-

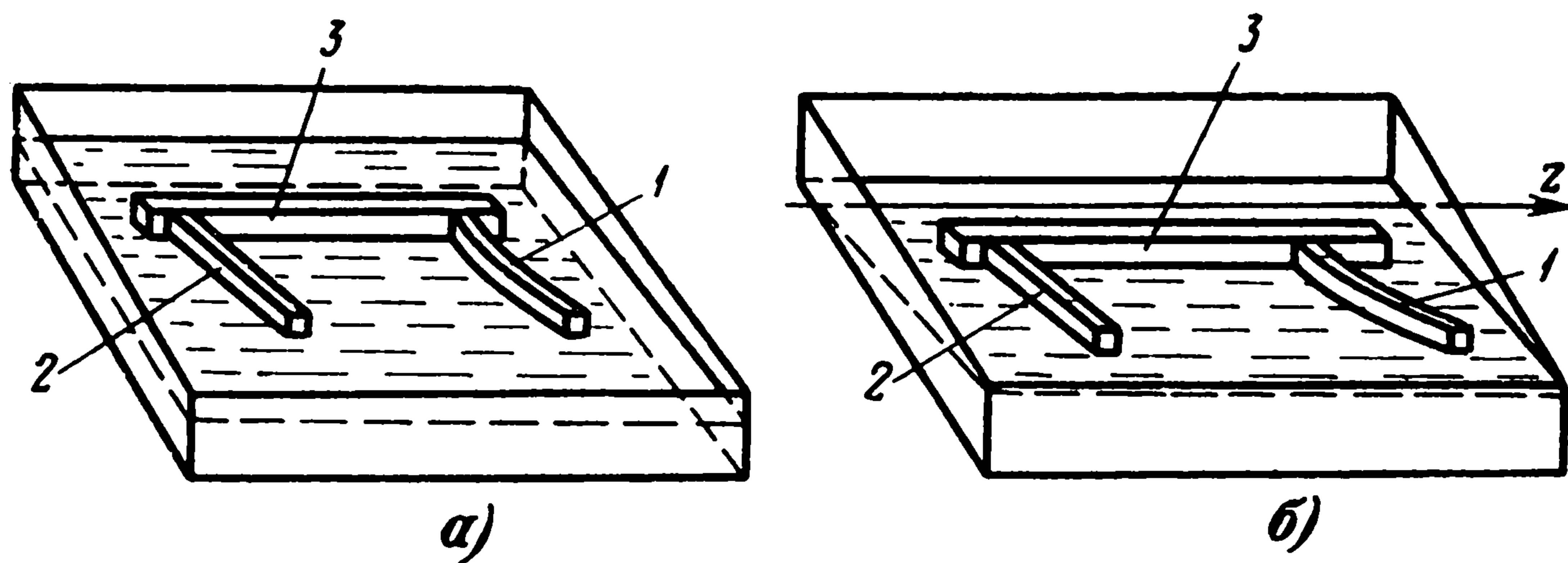


Рис. 8-2. Электролитические ванны для моделирования электронных пучков.

а — мелкая плоская ванна; *б* — мелкая наклонная ванна; 1 — анод; 2 — фокусирующий электрод; 3 — диэлектрик.

ческая ванна, в которую помещаются модели электродов и пластинка из диэлектрика, имитирующая границу пучка (рис. 8-2). Очевидно, что эта пластинка моделирует границу пучка, на которой нормальная к ней составляющая напряженности поля равна нулю, так как направление тока в электролите у ее поверхности может быть только параллельным этой поверхности. Таким образом, второе условие выполняется автоматически. Выполнение первого условия, а именно соответствия распределения поля вдоль границы пучка выражению (8-2), можно добиться подбором формы электродов.

Полученная при этом в ванне совокупность эквипотенциалей и будет представлять собой искомое поле, обеспечивающее формирование параллельного ленточного или аксиально-симметричного пучка. Картины полей для обоих случаев приведены на рис. 8-3. В обоих случаях нулевая эквипотенциаль представляет собой поверхность, сечение которой плоскостью симметрии дает вблизи катода прямую, подходящую к границе пучка под углом $67,5^\circ$, а остальные эквипотенциали имеют более сложную форму и подходят к границе пучка под прямым углом.

Если теперь электродам пушки, имеющим потенциалы катода и анода, придать форму соответствующих эквипотенциалей, то созданное ими поле сформирует требуемый электронный пучок (рис. 8-4). На практике обыч-

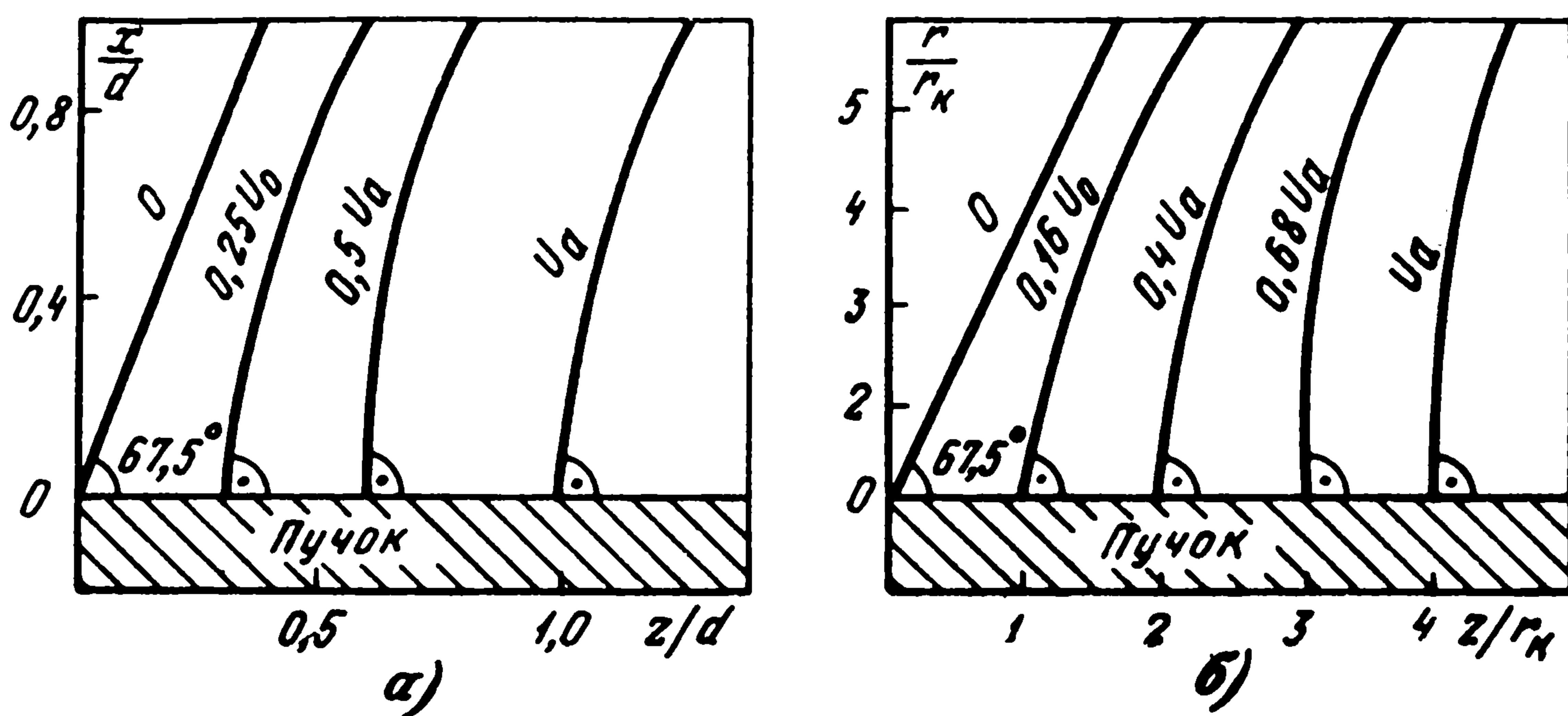


Рис. 8-3. Характерная картина поля в пушках Пирса.
а — для ленточного пучка; б — для аксиально-симметричного пучка.

но не требуется изготавливать электроды, на всем протяжении совпадающие с рассчитанной эквипотенциалью. Достаточно выдержать их форму вблизи границы пучка.

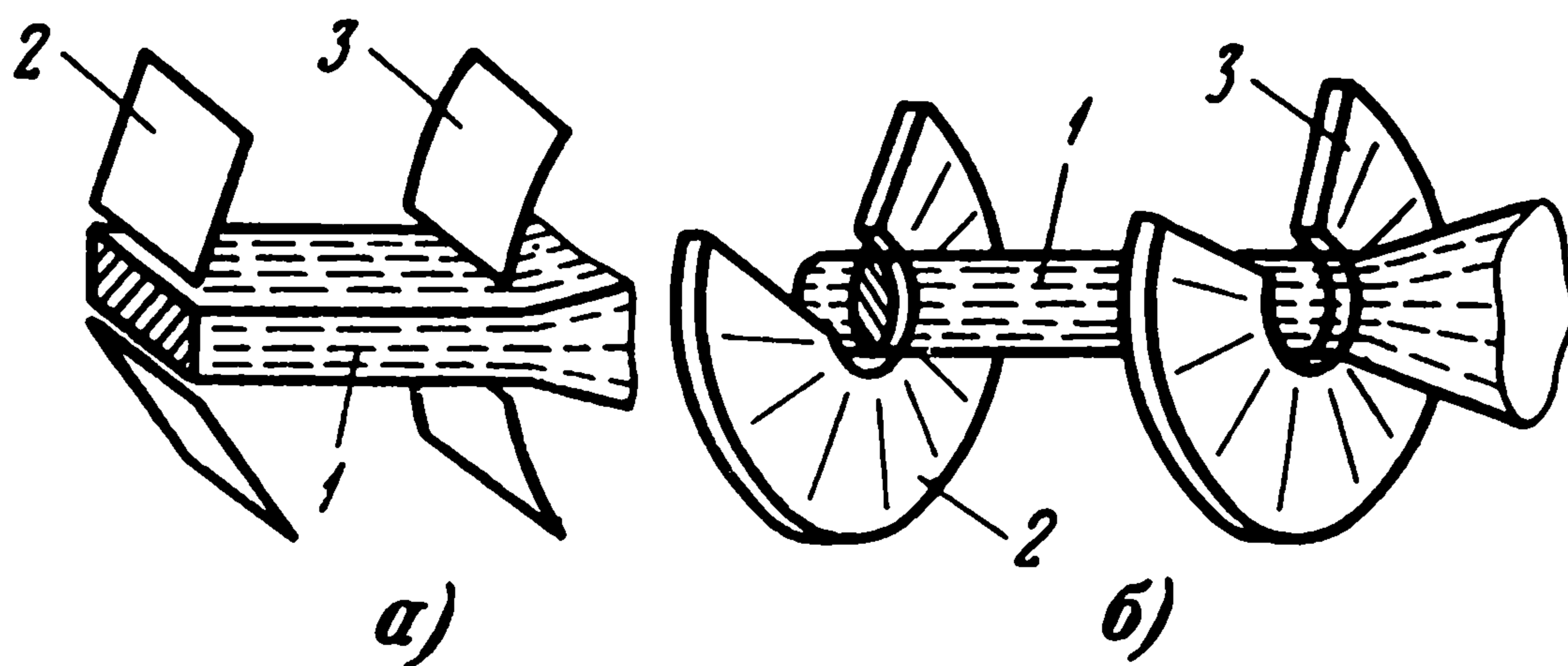


Рис. 8-4. Схематический вид электродов пушек Пирса, формирующих ленточный (а) и цилиндрический пучки (б).

1 — пучок; 2 — фокусирующий электрод; 3 — анод.

Если заданы напряжение U_a , ток пучка I , а также его поперечный размер на выходе из пушки, то тогда расчет пушки сводится к определению расстояния анод—катод d . Площадь катода S_k легко определить по заданным размерам пучка, что позволяет оценить плотность тока на катоде j .

Далее из (8-1)

$$I = jS_{\kappa} = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{U_a^{3/2}}{d^2} S_{\kappa},$$

и искомое

$$d = \sqrt{\frac{2,33 \cdot 10^{-6} U_a^{3/2} S_{\kappa}}{I}} = 1,53 \sqrt{\frac{S_{\kappa}}{P_{\mu}}}. \quad (8-3)$$

Следует иметь в виду, что наличие отверстия в аноде пушки приводит, как можно видеть, к образованию типичной рассеивающей линзы-диафрагмы (аксиально-симметричной или цилиндрической).

В первом случае, как было показано в гл. 5 [выражение (5-1)], ее фокусное расстояние равно:

$$f_a = \frac{4U_a}{E_a - E_b}, \quad (8-4)$$

во втором:

$$f_{\text{ц}} = \frac{2U_a}{E_a - E_b}. \quad (8-5)$$

Полагая, что напряженность поля справа от анода E_b равна нулю, и находя E_a дифференцированием выражения (8-2), находим:

$$f_a = -3d; \quad (8-4a)$$

$$f_{\text{ц}} = -1,5d. \quad (8-5a)$$

Следовательно, рассматриваемые пушки будут давать на выходе, если не принимать дополнительных мер, расходящиеся пучки с углами расхождения γ , определяющимися из выражений:

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{r_a}{|f_a|} = \frac{r_a}{3d} \quad (8-4b)$$

(для аксиально-симметричного пучка);

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{x_a}{|f_{\text{ц}}|} = \frac{x_a}{1,5d} = \frac{2x_a}{3d} \quad (8-5b)$$

(для ленточного пучка), где r_a — радиус анодного отверстия, а x_a — половина высоты анодной щели.

Поэтому такие пушки применяют обычно в комбинации с поперечно-ограничивающей (фокусирующей) системой, действие которой может начинаться непосредственно с катода.

Отметим, что в пушках с параллельным потоком плотность тока в пучке равна плотности тока на катоде, а сам катод по всей площади подвергается бомбардировке ионами остаточных газов, что снижает его долговечность.

8-3. ПУШКИ ПИРСА СО СХОДЯЩИМСЯ ПУЧКОМ

Используя часть сферического или цилиндрического диодов, показанных на рис. 8-1,б и в, можно, очевидно, получить соответственно сходящийся аксиально-симметричный или ленточный пучок (рис. 8-5).

Очевидно, в таких пушках, если учесть рассеивающее действие линзы в области анодного отверстия, можно на выходе из пушки, в частности, получить параллельный пучок. Кроме того, плотность тока в пучке может значительно превышать плотность тока с катода (так называемая компрессия пучка).

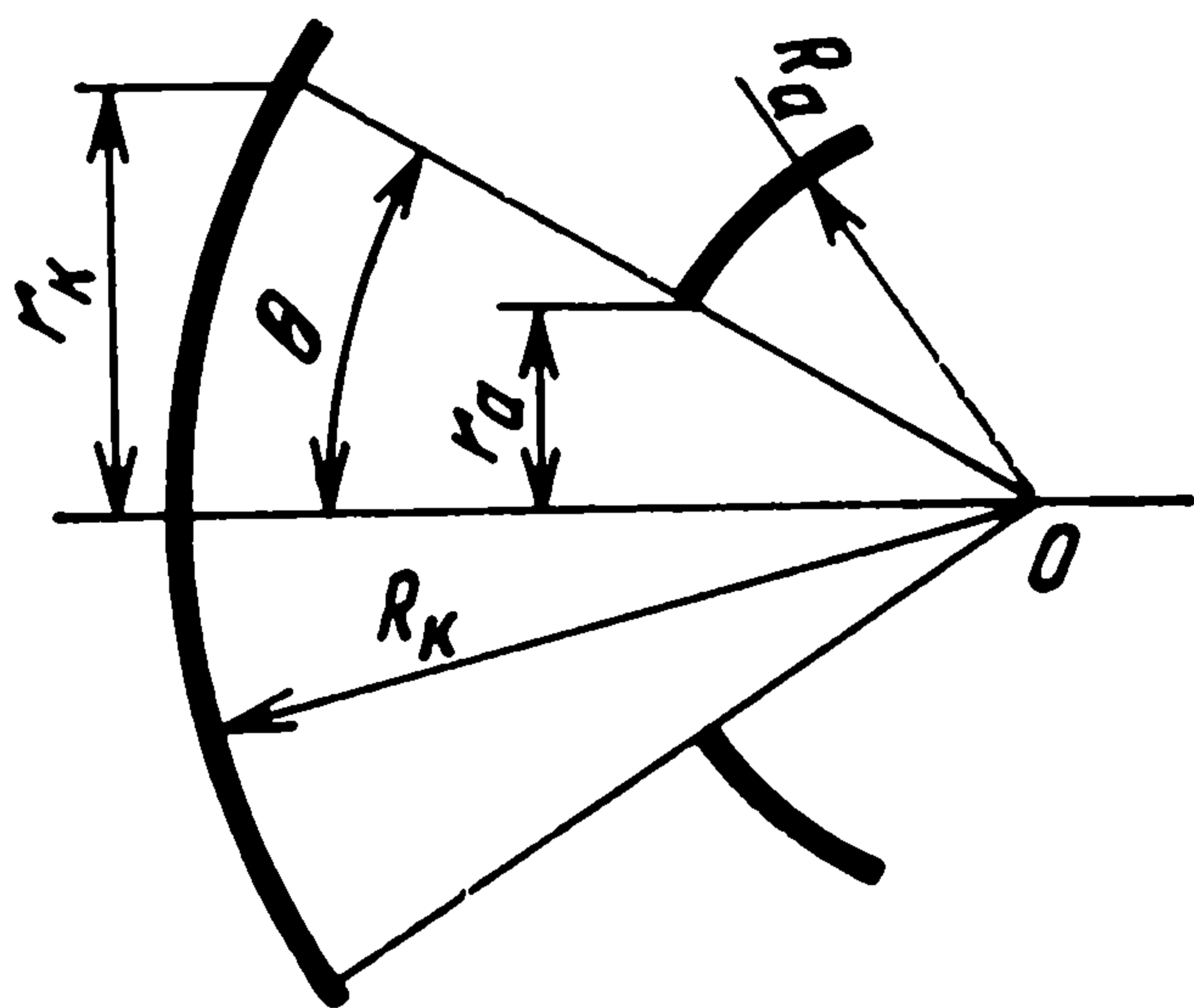


Рис. 8-5. К рассмотрению пушки со сходящимся пучком.

Наибольшее распространение получила пушка Пирса с аксиально-симметричным сходящимся потоком — пушка сферического типа (рис. 8-5), которую мы, в основном, и рассмотрим.

Полный ток сферического диода в режиме пространственного заряда может быть представлен выражением [Л. 26]

$$I_{\text{сф}} = \frac{16}{9} \pi \epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{U_a^{3/2}}{(-\alpha)^2}, \quad (8-6)$$

где $(-\alpha)^2$ — функция Ленгмюра, зависящая от величины $\rho_a = R_k/R_a$ (R_k и R_a — радиусы катода и анода). Эта функция табулирована (соответствующие таблицы имеются, например, в работе [Л. 21], а ее график представлен на рис. 8-6).

Плотность тока с катода, очевидно, равна:

$$j_k = \frac{I}{4\pi R_k^2} = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{U_a^{3/2}}{(-\alpha)^2 R_k^2}. \quad (8-7)$$

Распределение потенциала между катодом и анодом, как ясно из (8-6), имеет вид:

$$U(R) = U_a \left(\frac{-\alpha(\rho)}{-\alpha(\rho_a)} \right)^{4/3}, \quad (8-8)$$

где $\rho = R_k/R$, причем R является текущей координатой, а ρ меняется от 1 до ρ_a .

Для формирования сходящегося аксиально-симметричного пучка с использованием катода, имеющего вид

участка сферы радиуса R_k , необходимо, как и в предыдущем случае, заменить действие отбрасываемой части потока полем, образуемым фокусирующим электродом, имеющим потенциал катода, и анодом.

Форму электродов, обеспечивающую вдоль границы пучка распределение потенциала, соответствующее (8-8), подбирают, как описано ранее, на электролитической ванне с применением пластины из диэлектрика, имитирующей границу пучка. На рис. 8-7 представлены конфигурации электродов, формирующих сходящиеся аксиально-симметричные потоки при различных ρ_a и углах схождения θ , полученные в работе [Л. 27].

Рис. 8-6. График функции Ленгмюра для сферического диода.

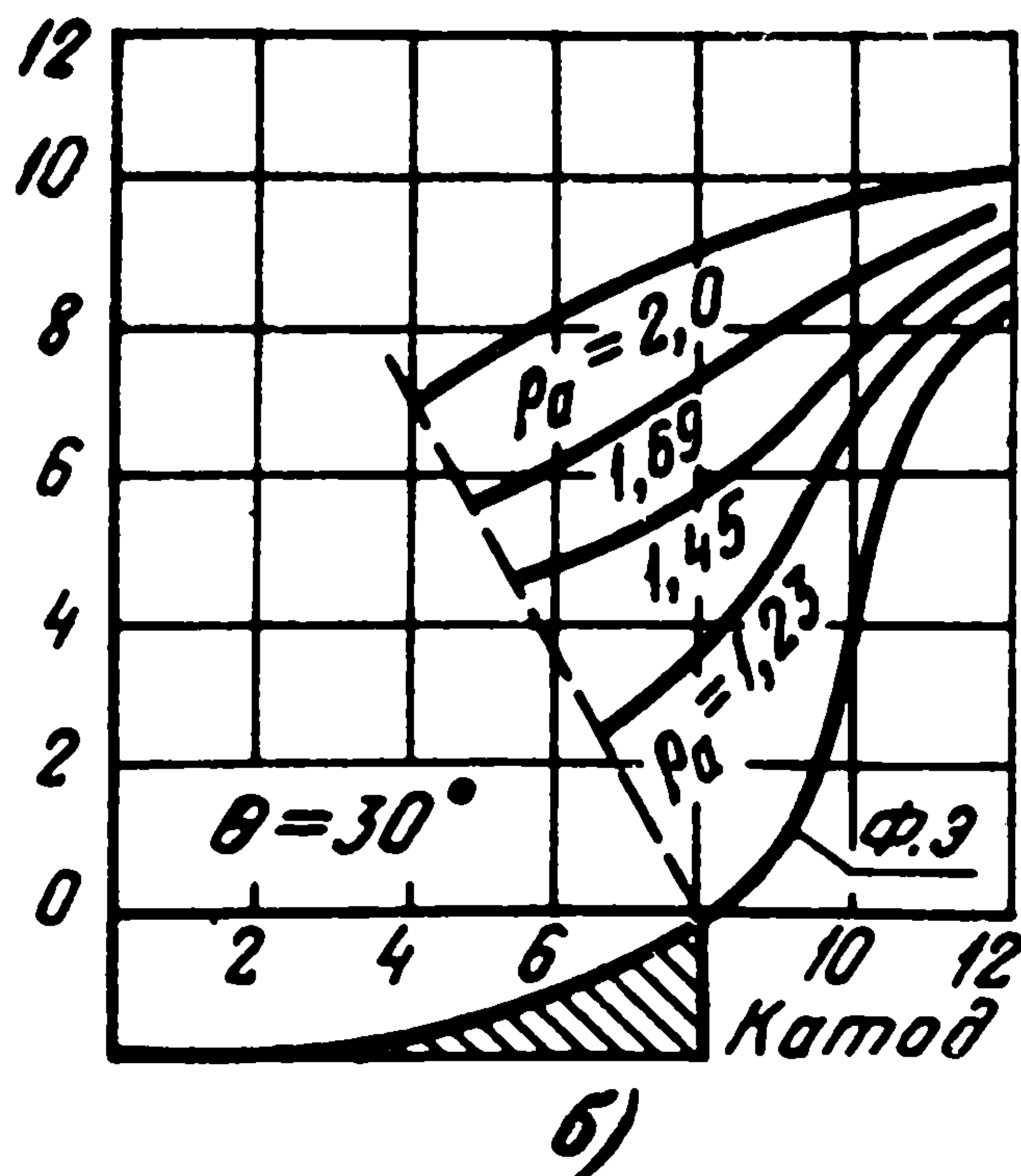
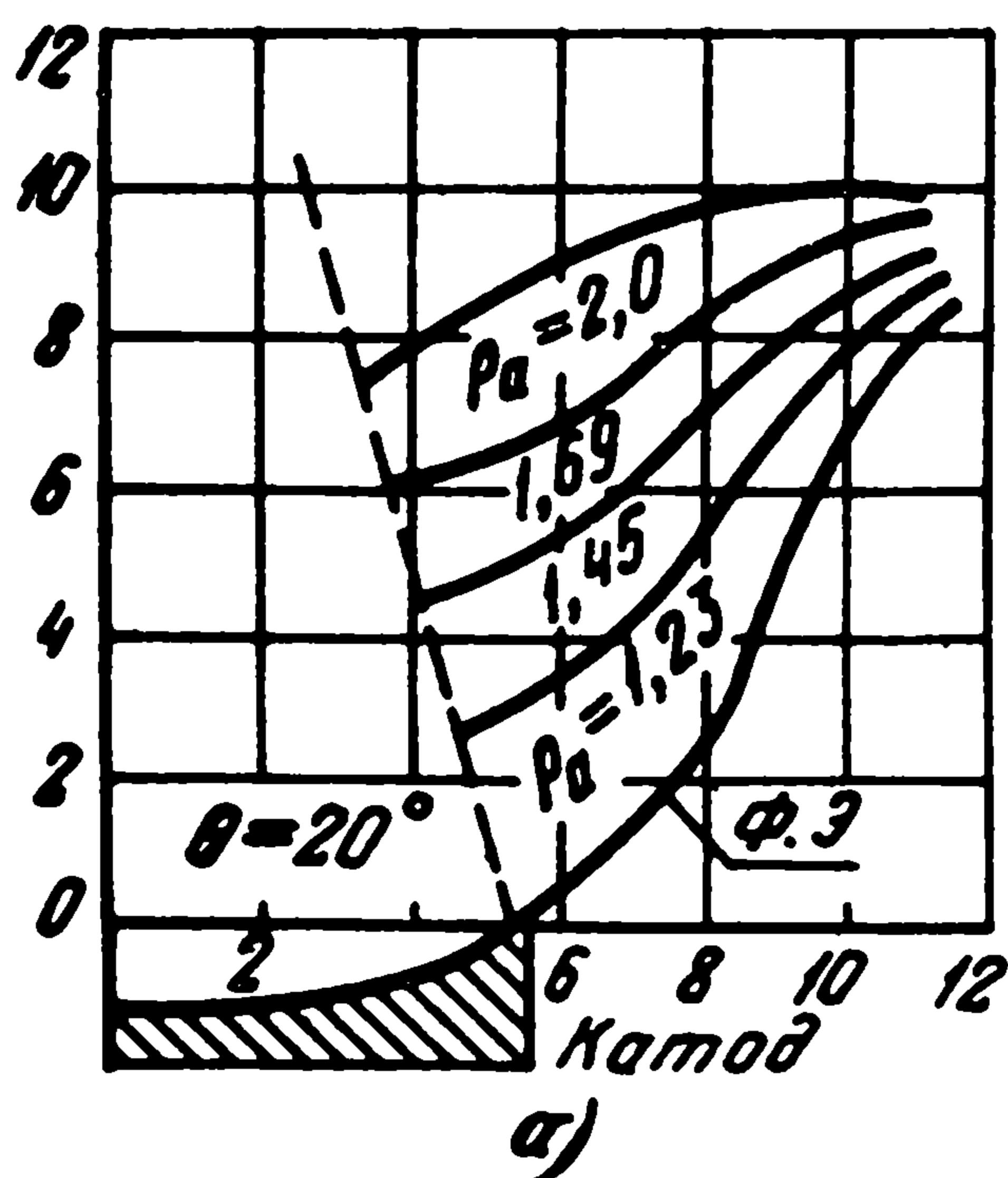
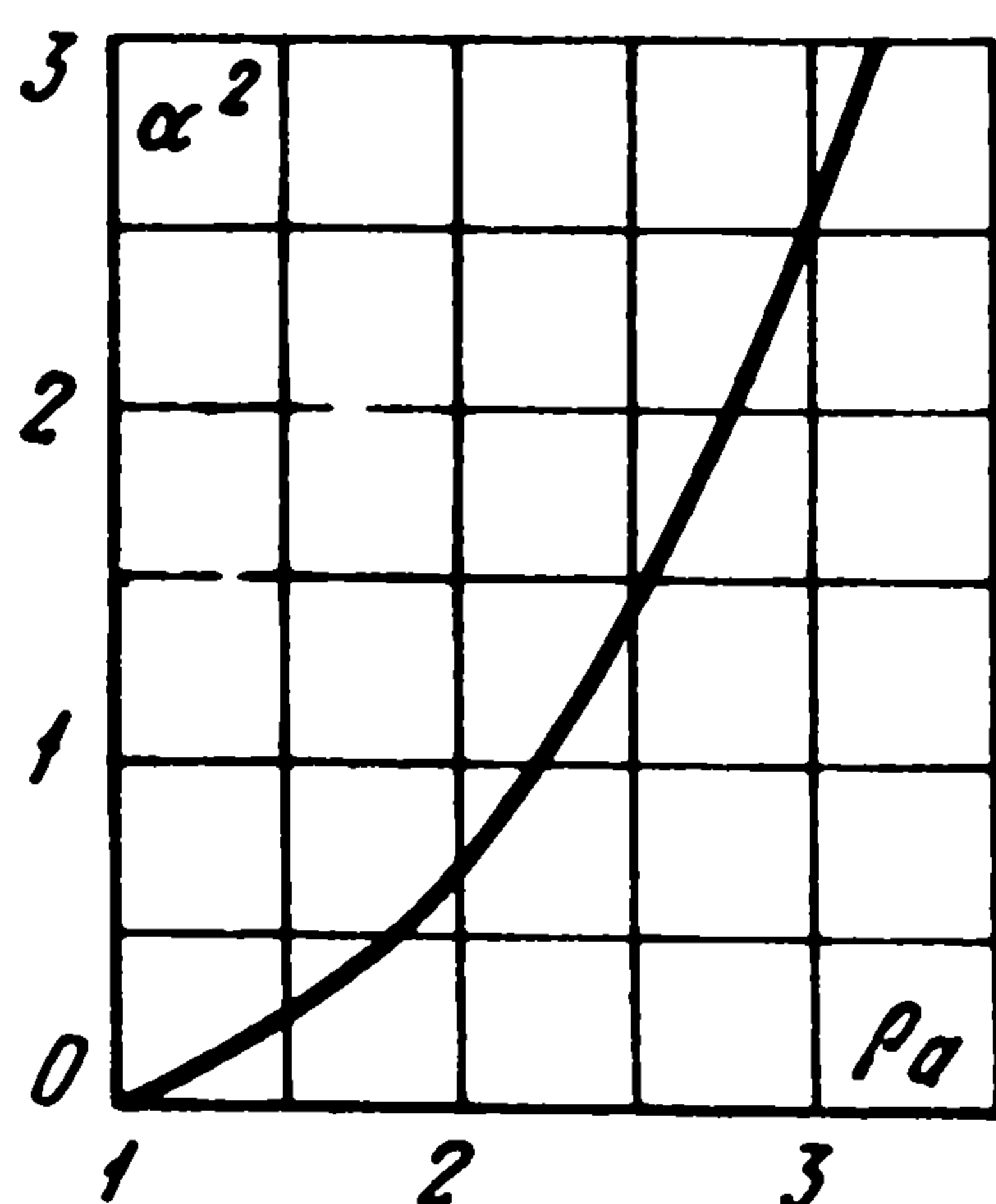


Рис. 8-7. Примеры конфигурации электродов пучек сферического типа при различных θ и ρ_a .

Эквипотенциаль, соответствующая фокусирующему электроду, подходит к границе потока под углом $67,5^\circ$, остальные — под углом 90° .

На практике обычно выполняют электроды более простой формы, в той или иной степени аппроксимирующей контуры требуемых поверхностей (рис. 8-8 и 8-9) [Л. 28].

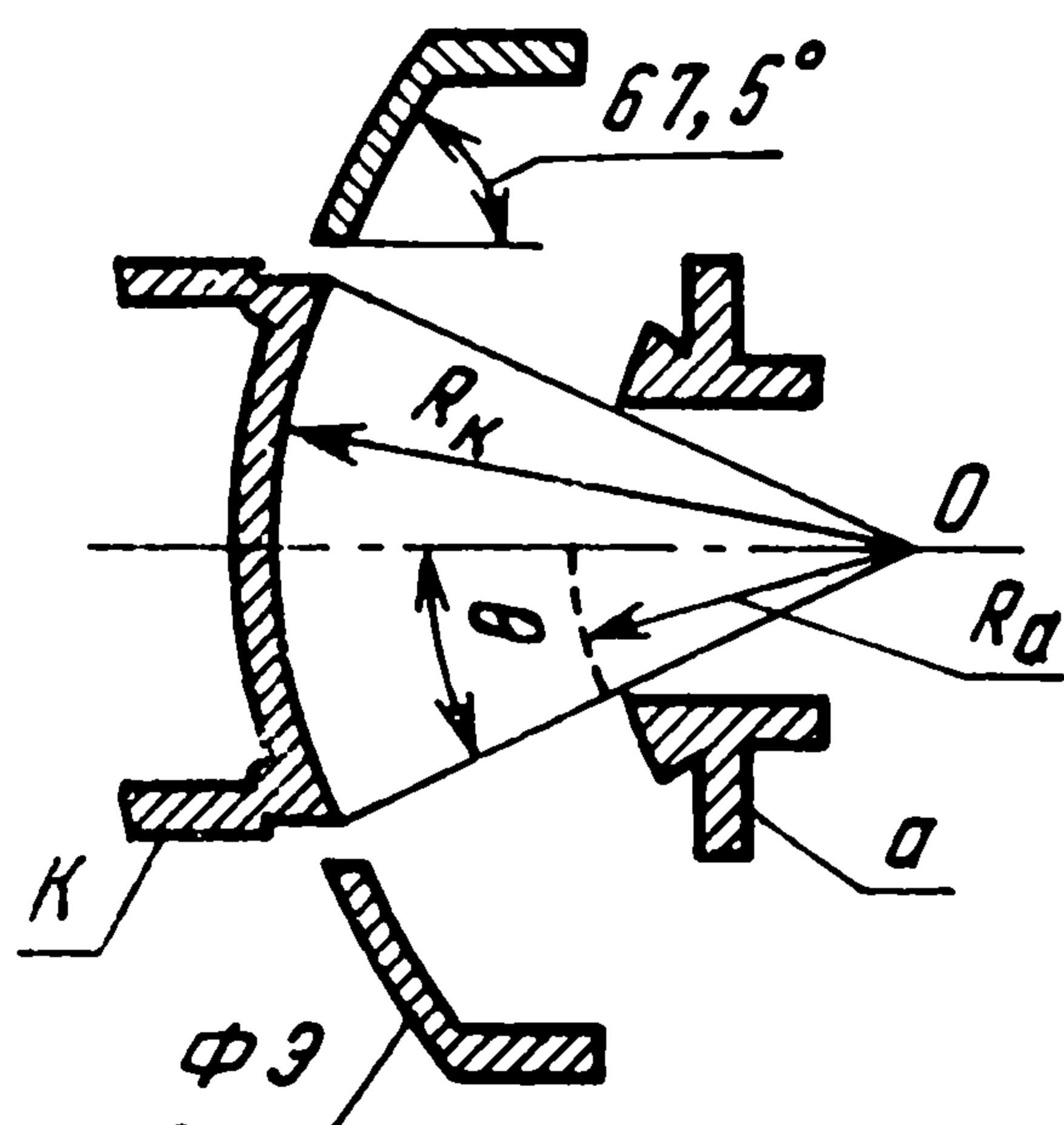


Рис. 8-8. Пример практической конфигурации электродов пушки сферического типа.

K — катод; $\Phi Э$ — фокусирующий электрод; a — анод.

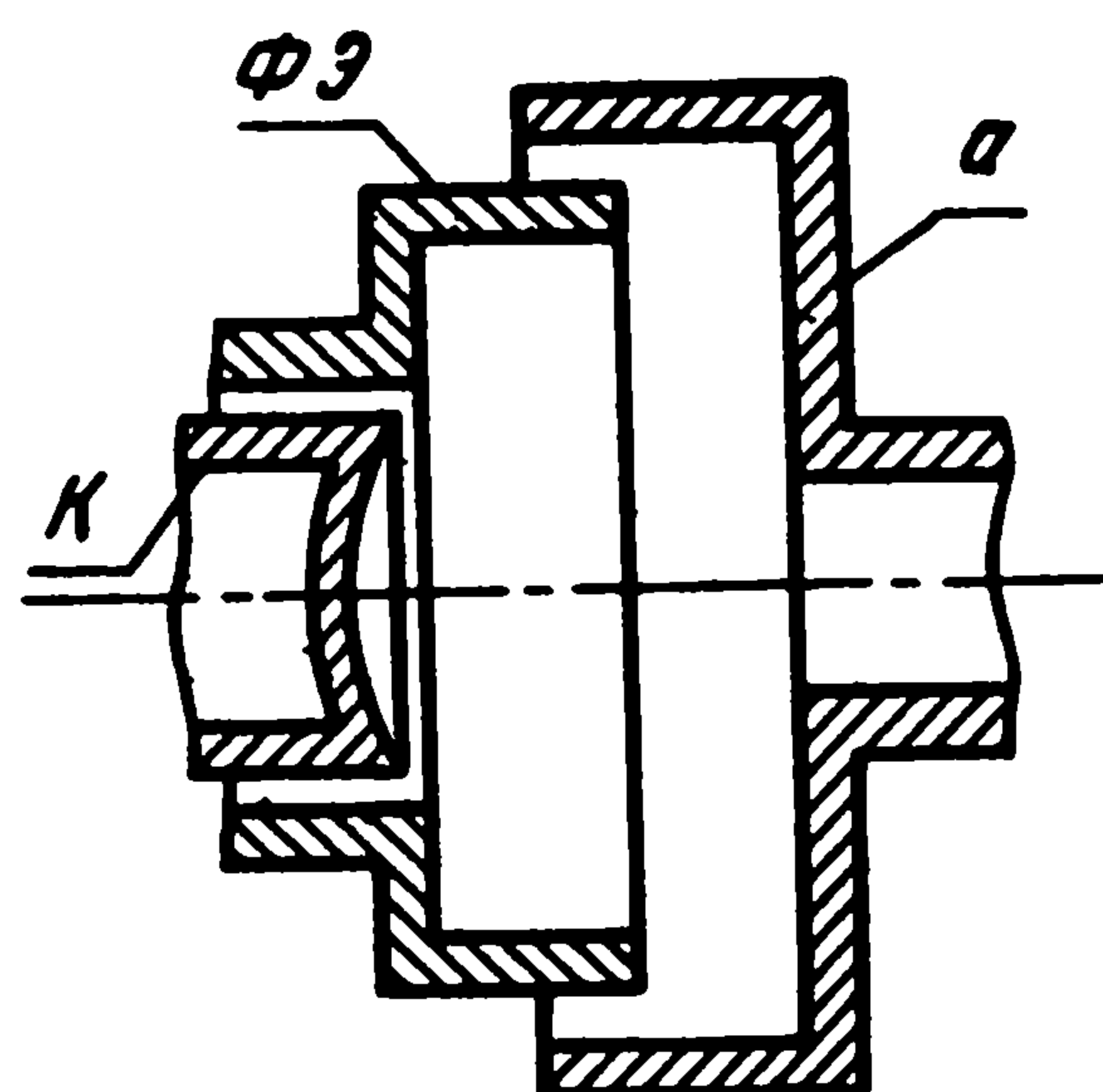


Рис. 8-9. Пример пушки с простой конфигурацией электродов.

K — катод; $\Phi Э$ — фокусирующий электрод; a — анод.

В пушке сферического типа анодное отверстие также служит причиной появления рассеивающей линзы, и поэтому угол схождения пучка γ по выходе из пушки всегда меньше θ — угла его схождения в пушке (рис. 8-10).

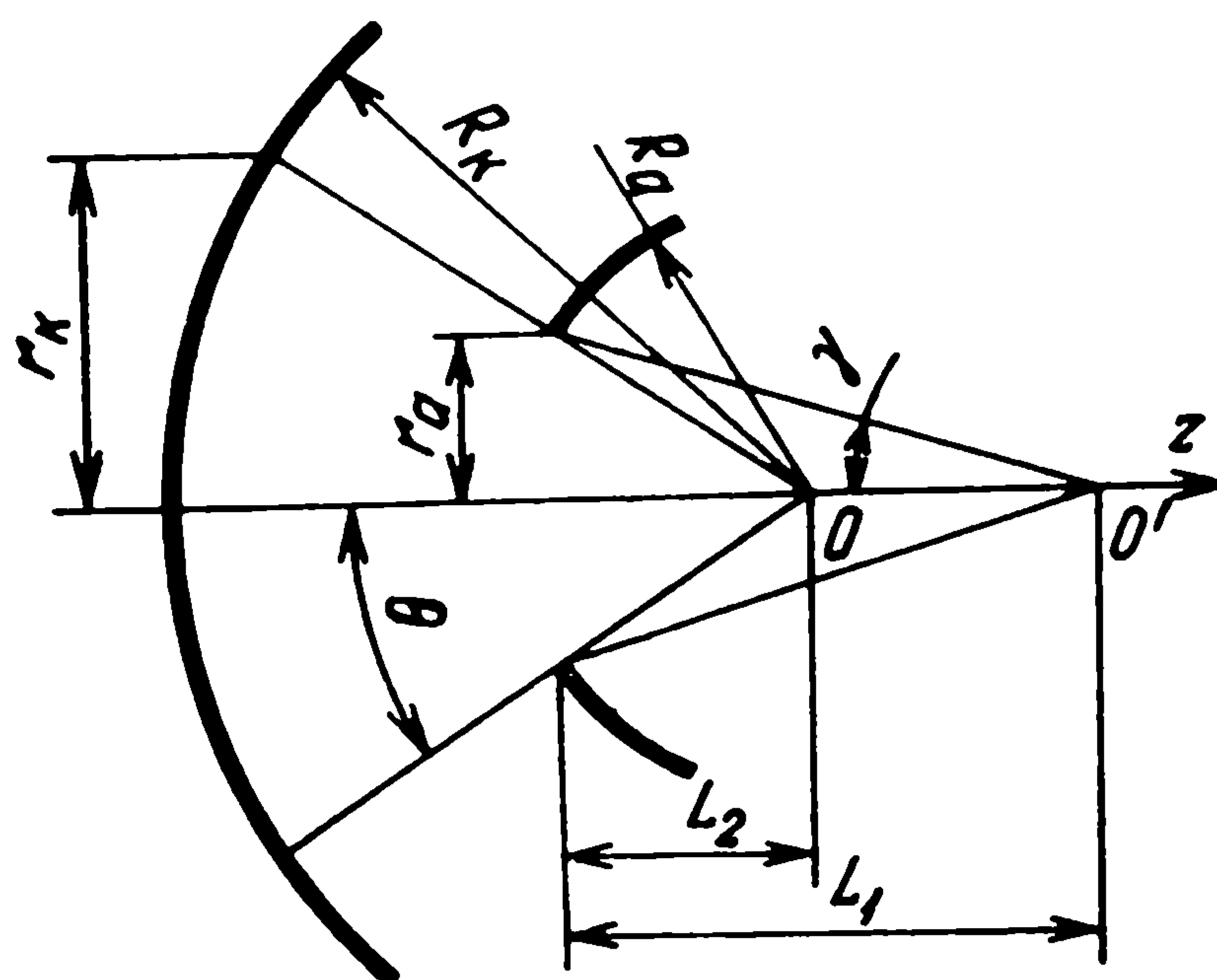


Рис. 8-10. К расчету действия анодной линзы в пушке сферического типа.

Вместо точки O , где должны сойтись продолжения крайних траекторий пучка, они сойдутся в точке O' .

Легко видеть, что O является мнимым изображением O' . Используя формулу тонкой рассеивающей линзы $\frac{1}{f} = \frac{1}{L_2} - \frac{1}{L_1}$, а также параксиальность пучка ($L_2 \approx R_a$), получаем:

$$\frac{\sin \gamma}{\sin \theta} = \frac{L_2}{L_1} = 1 - \frac{L_2}{f} \approx 1 - \frac{R_a}{f}.$$

Величина f из (5-1) равна $\frac{4U_a}{E_a}$, так как $E_b = 0$. Из (8-8)

$$E_a = - \left. \frac{\partial U}{\partial R} \right|_{R=R_a} = \frac{U_a}{[-\alpha(\rho_a)]^{4/3}} \frac{R_{\kappa}}{R_a^2} \left\{ \frac{d[-\alpha(\rho)]^{4/3}}{d\rho} \right\}_{\rho=\rho_a}.$$

Следовательно, величина

$$f = \frac{4U_a}{E_a} = \frac{4[-\alpha(\rho_a)]^{4/3}}{\frac{R_{\kappa}}{R_a^2} \left[\frac{d\{-\alpha(\rho)\}^{4/3}}{d\rho} \right]_{\rho=\rho_a}}.$$

Окончательно

$$\begin{aligned} \frac{\sin \gamma}{\sin \theta} &= 1 - \frac{R_a}{f} = 1 - \frac{R_a \left(\frac{R_{\kappa}}{R_a^2} \right) \left[\frac{d\{-\alpha(\rho)\}^{4/3}}{d\rho} \right]_{\rho=\rho_a}}{4[-\alpha(\rho_a)]^{4/3}} = \\ &= 1 - \frac{\rho_a}{4[-\alpha(\rho_a)]^{4/3}} \left[\frac{d\{-\alpha(\rho)\}^{4/3}}{d\rho} \right]_{\rho=\rho_a}. \end{aligned}$$

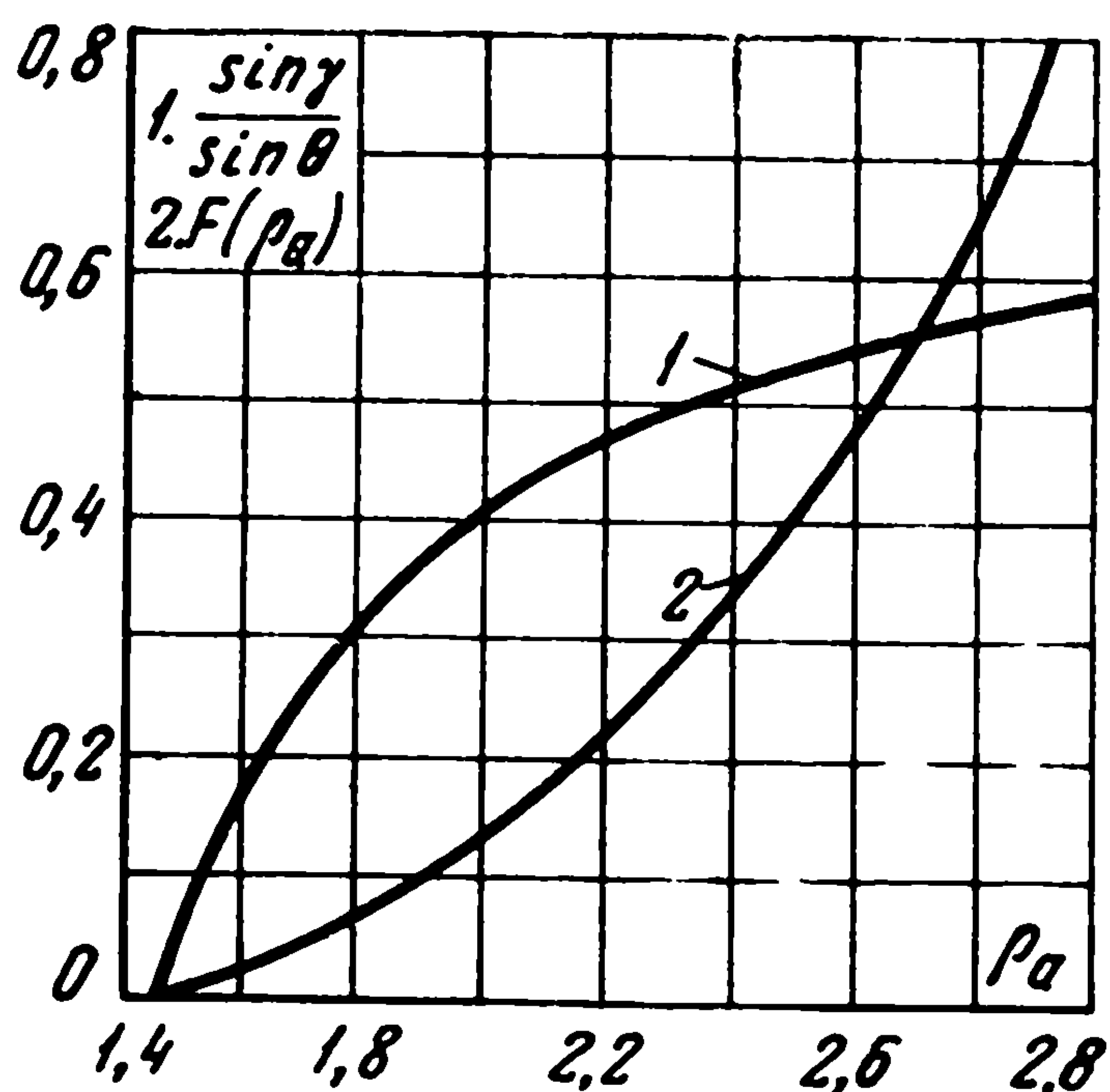


Рис. 8-11. Графики для расчета пушки сферического типа.

Таким образом, отношение $\sin \gamma / \sin \theta$ определяется только $\rho_a = R_{\kappa} / R_a$ и не зависит от других параметров пушки. Зависимость $\sin \gamma / \sin \theta$ от ρ_a показана на рис. 8-11. При $\rho_a = 1,45$ $\sin \gamma / \sin \theta = 0$.

Следовательно, в этом случае при любых θ электроны выходят из анодного отверстия, параллельно оси z , т. е. на выходе пушки получается параллельный аксиально-симметричный пу-

чок. Если $\rho_a > 1,45$, то пучок на выходе пушки будет сходящимся, если $\rho_a < 1,45$, то расходящимся.

Рассмотрим теперь элементы расчета пушки сферического типа. Ток части сферического диода I , образующего пушку, относится к полному току диода $I_{сф}$ как

$$\frac{I}{I_{сф}} = \frac{S_k}{4\pi R_k^2},$$

где $S_k = 2\pi R_k^2 (1 - \cos \theta)$ — площадь катода, ограниченного углом θ .

Тогда, используя (8-6), получаем:

$$\begin{aligned} I &= \frac{8}{9} \pi \epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} (1 - \cos \theta) \frac{U_a^{3/2}}{\{-\alpha(\rho_a)\}^2} = \\ &= 14,68 \cdot 10^{-6} (1 - \cos \theta) \frac{U_a^{3/2}}{\{-\alpha(\rho_a)\}^2}. \end{aligned} \quad (8-9)$$

Если учесть, что $(1 - \cos \theta) = 2 \sin^2 \frac{\theta}{2}$, то (8-9) преобразуется к виду

$$I = 29,36 \cdot 10^{-6} \sin^2 \frac{\theta}{2} \frac{U_a^{3/2}}{\{-\alpha(\rho_a)\}^2}. \quad (8-10)$$

Следовательно, величина

$$P_\mu = 29,36 \frac{\sin^2 \frac{\theta}{2}}{\{-\alpha(\rho_a)\}^2}, \quad (8-11)$$

а угол θ определяется как

$$\sin \frac{\theta}{2} = \sqrt{\frac{1}{29,36} \{-\alpha(\rho_a)\}^2 P_\mu}. \quad (8-12)$$

Кроме того, считая углы θ и γ малыми и примерно равными их синусам и обозначая отношение $\frac{\gamma}{\theta} = n(\rho_a)$, из выражения (8-11) получаем:

$$P_\mu = \frac{\left(\frac{\theta}{2}\right)^2 \cdot 29,36}{\{-\alpha(\rho_a)\}^2} \approx 7,34 \left\{ \frac{\gamma}{n(\rho_a)} \right\}^2 \frac{1}{\{-\alpha(\rho_a)\}^2}$$

или

$$7,34 \frac{\gamma^2}{P_\mu} = \{-\alpha(\rho_a)\}^2 \{n(\rho_a)\}^2 = F(\rho_a). \quad (8-13)$$

График функции $F(\rho_a)$ представлен на рис. 8-11. Тогда, если заданы требуемые ток пучка I и U_a , а также γ — угол наклона крайних траекторий пучка и r_a — его радиус на выходе из пушки, можно из (8-13) определить $F(\rho_a)$, по которой определить ρ_a и угол θ (рис. 8-11),

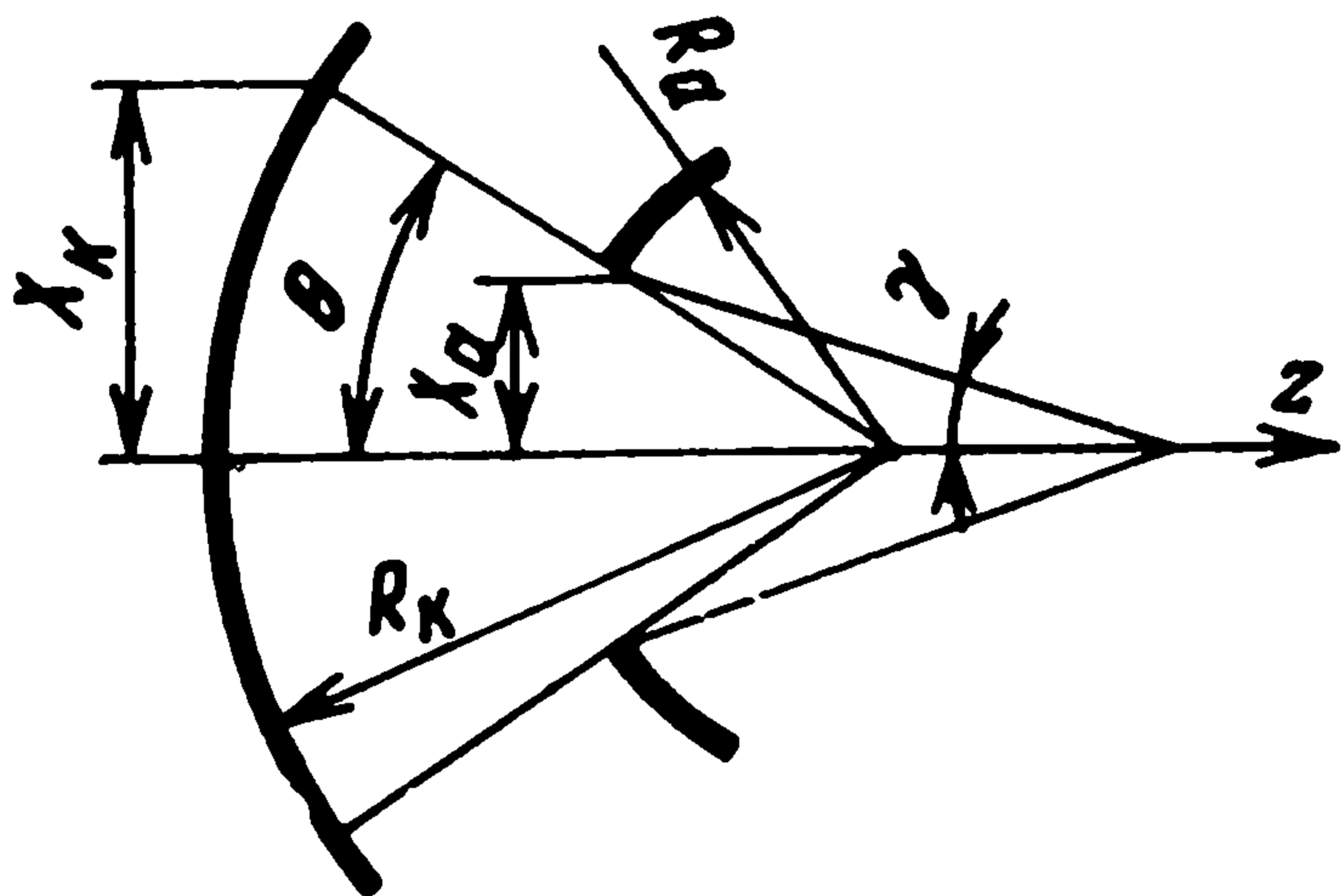


Рис. 8-12. К рассмотрению пушки на основе цилиндрического диода.

затем по простому геометрическому соотношению (рис. 8-10) определяется $R_a = r_a / \sin \theta$, откуда легко определяется R_k и плотность тока на катоде (8-7).

В дальнейшем мы увидим, что при расчете пушки могут иметь место и иные исходные данные, вытекающие из задачи ее согласования с поперечно-ограничивающей системой, однако они в конечном

счете могут быть связаны с величинами I , U , γ и r_a .

Пушка цилиндрического типа, образованная частью цилиндрического диода (рис. 8-1, в), может, как указывалось, сформировать сходящийся ленточный (клиновидный) пучок.

Рассмотрение и расчет такой пушки аналогичны приведенным для сферической пушки.

Приведем основные соотношения. Ток, ограниченный углом θ части безграничного цилиндрического диода в режиме пространственного заряда на единицу его ширины (в направлении, нормальном к оси цилиндров), как известно [Л. 29], равен:

$$I_0 = \frac{8}{9} \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{U_a^{3/2} \theta}{R_a \{-\beta(\rho_a)\}^2} =$$

$$= 14,66 \cdot 10^{-6} \frac{U_a^{3/2}}{R_a \{-\beta(\rho_a)\}^2} \left(\frac{\theta}{\pi} \right). \quad (8-14)$$

Основные геометрические параметры показаны на рис. 8-12, $\rho_a = R_k / R_a$, а $-\beta(\rho_a)$ — функция Ленгмюра для цилиндрического диода с внутренним анодом. Следовательно, распределение потенциала между катодом и анодом имеет вид:

$$U(R) = U_a \left\{ \frac{\rho_a \{-\beta(\rho)\}^2}{\rho \{-\beta(\rho_a)\}^2} \right\}^{\frac{2}{3}}, \quad (8-15)$$

где $R_k > R > R_a$, $\rho = R_k/R$. Функция $\{-\beta(\rho)\}^2$ табулирована.

Соотношение, связывающее между собой исходные величины U_a , I_0 , x_a и отношение углов сходимости пучка в пушке θ и после прохождения анодной линзы γ : $n_a = \gamma/\theta$ аналогичное (8-13) для сферической пушки, имеет вид:

$$4,67 \cdot 10^{-6} \frac{U_a^{3/2}}{I_0} \frac{\gamma^2}{x_a} = n^2(\rho_a) \{-\beta(\rho_a)\}^2 = \Phi(\rho_a). \quad (8-16)$$

Отсюда, зная исходные данные, можно найти $\Phi(\rho_a)$, затем по графику (рис. 8-13) определить ρ_a и угол θ . Далее из соотношения $x_a/R_a = \sin \theta$ определяются R_a и, следовательно, радиус катода R_k .

Ток пучка, если задана ширина пушки L , очевидно, равен $I_0 L$, а плотность тока с катода равна:

$$\frac{I_0}{2\pi R_k} \frac{\theta}{\pi}.$$

Далее необходимо найти форму фокусирующего электрода, имеющего потенциал катода, и форму анода, обеспечивающие распределение потенциала вдоль границы пучка, соответствующие (8-15), что легче всего произвести, как указывалось ранее, с помощью электролитической ванны.

Конструкция пушки цилиндрического типа осложняется тем, что, кроме основных фокусирующих электродов, создающих поле, ограничивающее пучок по его высоте, необходимо подобрать еще форму боковых электродов, создающих аналогичное поле, препятствующее расхождению пучка по его ширине, которая в практических пучках, конечно, не безгранична.

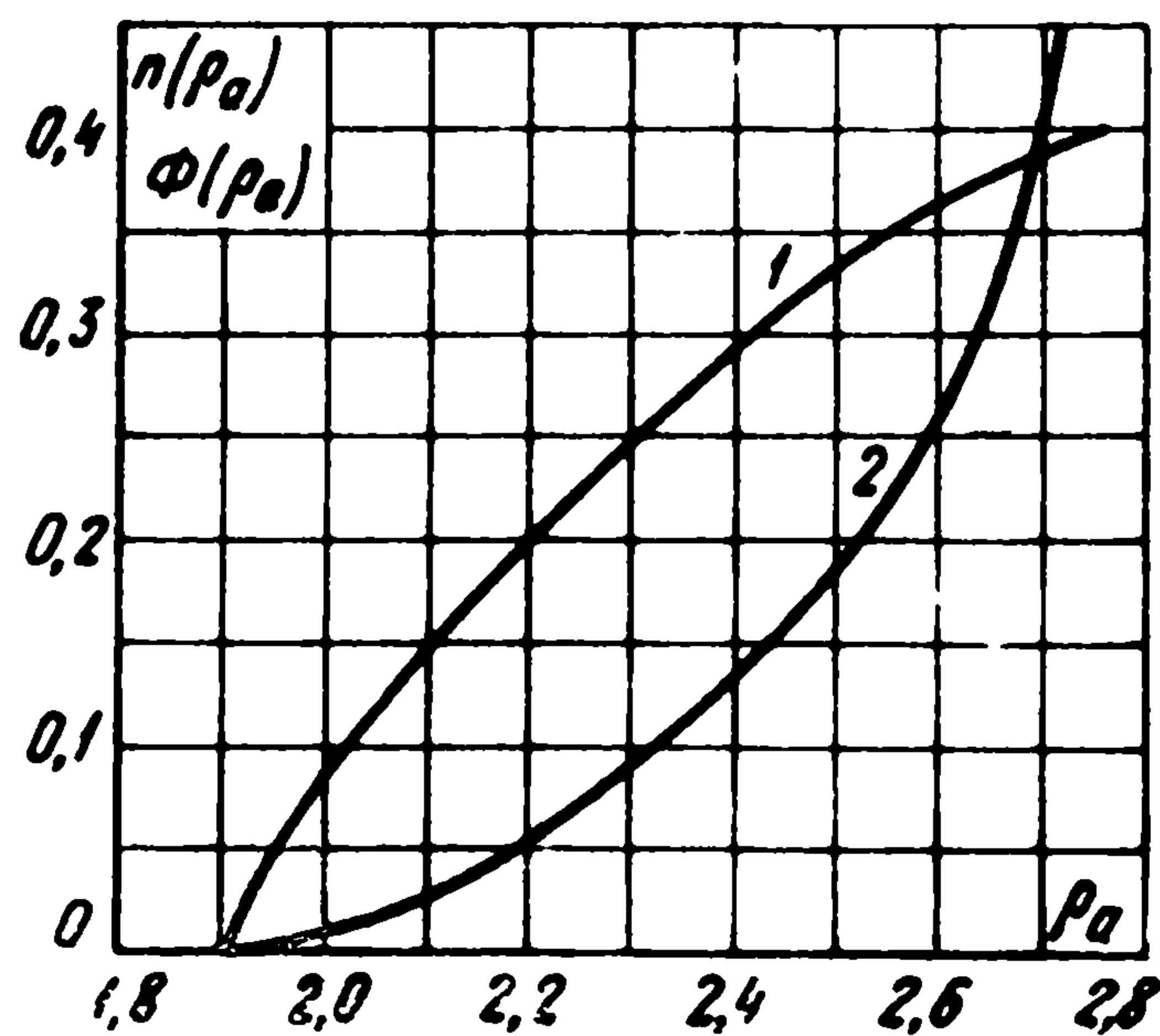


Рис. 8-13. Графики для расчета пушки цилиндрического типа.

1 — $\sin \gamma / \sin \theta$; 2 — $F(\rho_a)$.

В заключение отметим, что, как следует из рис. 8-13, при $\rho_a = 1,9$ $n(\rho_a) = 0$, т. е. на выходе пушка дает параллельный пучок, в случае $\rho_a > 1,9$ пучок будет сходящимся.

8-4. НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ПУШЕК С ВЫСОКИМ ПЕРВЕАНСОМ

До недавнего времени в электронных приборах, в частности приборах СВЧ, применялись пушки, формирующие пучки с $P_\mu = 0,1$ — $1 \text{ мка/в}^{3/2}$. Однако все время наблюдающаяся тенденция к повышению первеанса поставила в порядок дня разработку пушек с величиной P_μ , достигающей единиц и десятков $\text{мка/в}^{3/2}$.

Пути повышения P_μ становятся очевидны, если обратиться к выражению (8-13). Нужно увеличивать угол схождения пучка θ , т. е.

компрессию пучка, и уменьшать $\rho_a = R_k/R_a$, т. е. уменьшать расстояние между катодом и анодом.

Однако ясно, что расчет по методу Пирса, рассмотренный ранее, может дать совершенно точный результат лишь в случае отсутствия отверстия в аноде. Наличие отверстия, как мы видели, приводит к уменьшению угла схождения пучка по выходе из пушки, причем чем больше напряженность поля у анода, тем меньше угол схождения. Это может быть учтено, но все же рассмотренный ранее расчет дает удовлетворительный результат, если θ не больше $15\text{--}18^\circ$, а $P_\mu \leq 0,8 \text{ мка/в}^{3/2}$.

Должно быть ясно, что чем выше отношение диаметра отверстия в аноде к расстоянию между анодом и катодом, тем на большую глубину проникает поле анодной линзы в область пушки (рис. 8-14), искажая поле сферического конденсатора, на которое был ориентирован расчет. Это приводит, во-первых, к тому, что поле у краев

катода оказывается заметно сильнее, чем в центре, что в свою очередь вызывает неравномерность эмиссии и снижение получаемого первеанса по сравнению с расчетным. Во-вторых, траектории электронов пучка начинают искажаться, как показано на рис. 8-14, что приводит к их пересечению, т. е. потере ламинарности и нарушению постоянства плотности тока. Это явление, которое может быть условно названо аберрацией, приводит к дополнительному расширению пучка.

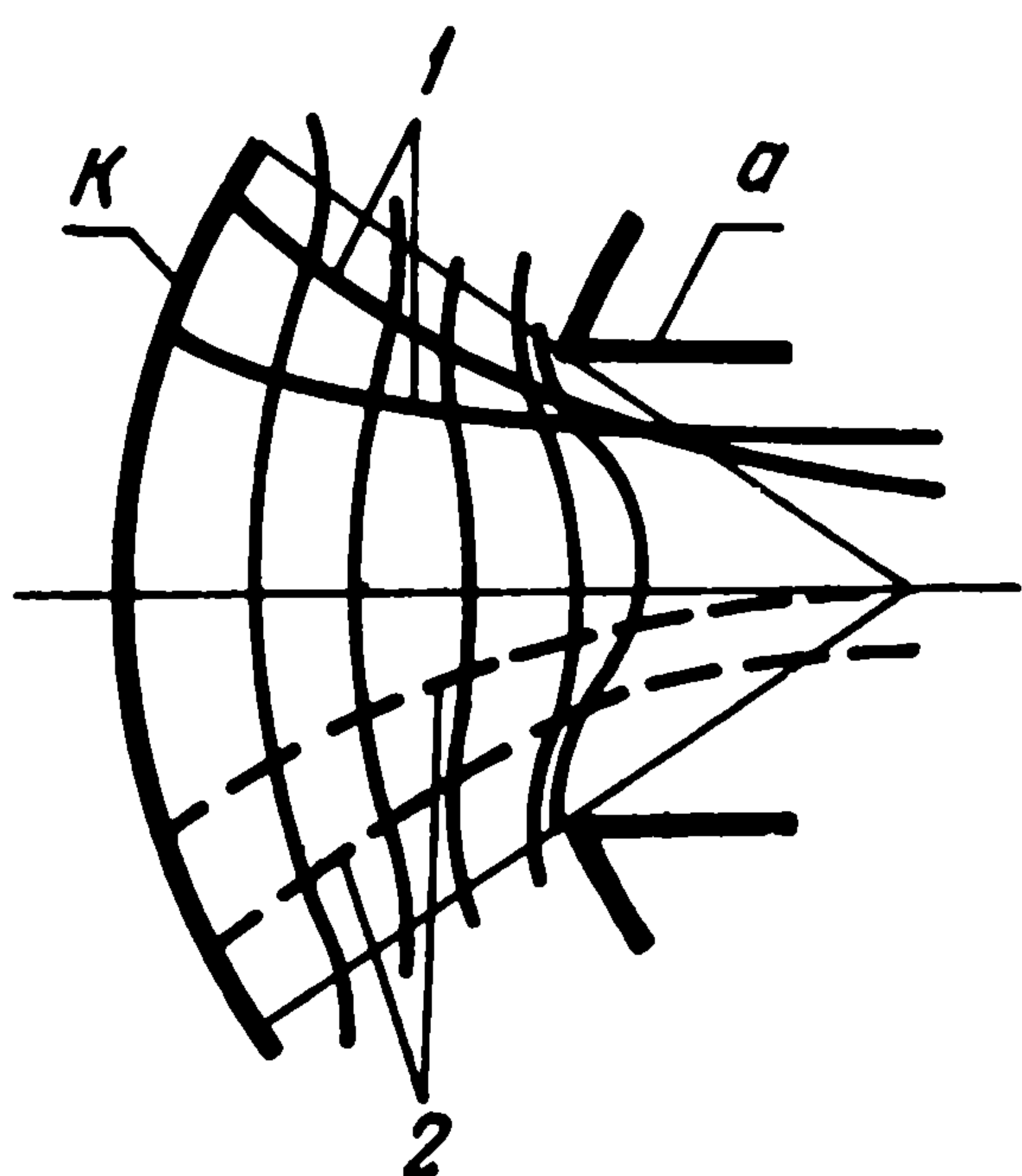


Рис. 8-14. Искажения поля и траекторий электронов в пушке при увеличении отношения размера анодного отверстия к расстоянию катод—анод (к — катод, а — анод).

Кроме того, пучок дополнительно расширяется еще до подхода к анодному отверстию, так как поле линзы глубоко провисает в пушку.

Поэтому при проектировании пушек с высоким первеансом необходимо, используя электролитическую ванну, траектографы или макеты, проводить более тщательный подбор формы электродов, обеспечивающих требуемые траектории электронов.

При не очень больших R_μ и θ возможно, в частности, приблизить значение первеанса к расчету путем дополнительного по сравнению с расчетом приближения анода к катоду. Для этого рекомендуется кромку анодного отверстия располагать на уровне точки на оси z , которая соответствует положению сплошного сферического расчетного анода радиуса R_a (рис. 8-15).

При этом, очевидно, радиус реального анода определится как

$$R_{a.p} = \frac{R_a}{\cos \theta}.$$

Получающееся при этом приближение анода к катоду и увеличение отверстия в аноде могут усугубить неравномерность плотности тока на катоде и неламинарность траекторий.

Для устранения этого предлагается уменьшать на несколько десятков процентов расчетный радиус катода. Увеличение его вогнутости изменяет поле и начальные условия движения электронов на катоде так, что степень ламинарности пучка повышается.

Для устранения неравномерности плотности тока с катода Мюллером [Л. 30] предложено введение дополнительного электрода, расположенного между катодом и анодом (рис. 8-16) и имеющего потенциал, равный или меньший, чем потенциал катода. Подробнее пушки с высоким первеансом рассмотрены в работе [Л. 21].

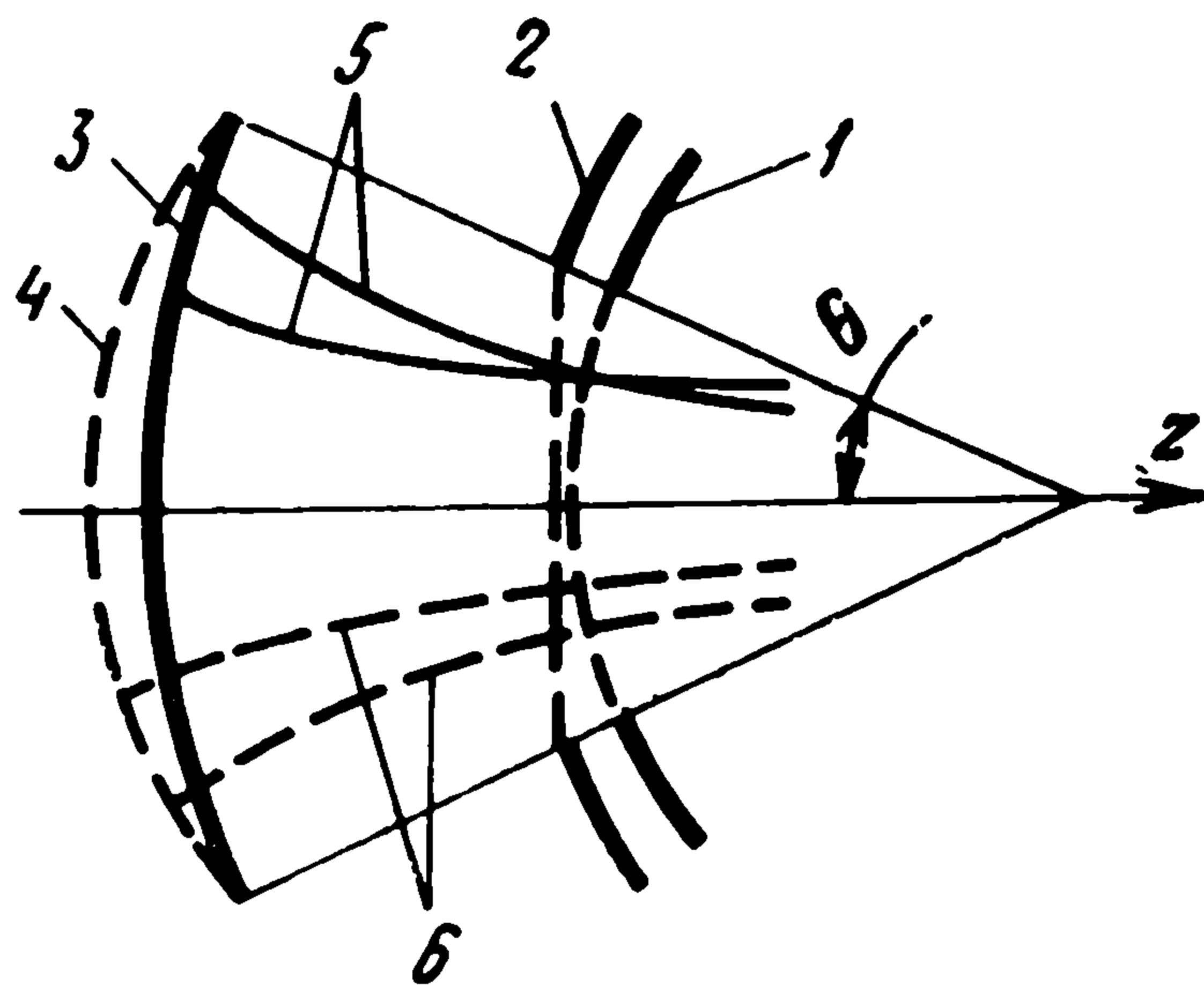


Рис. 8-15. Коррекция формы электродов пушки с высоким первеансом.

1, 3 — расчетные анод и катод; 2, 4 — скорректированные анод и катод; 5 — траектории электронов в расчетной пушке; 6 — траектории электронов в пушке после коррекции формы электродов.

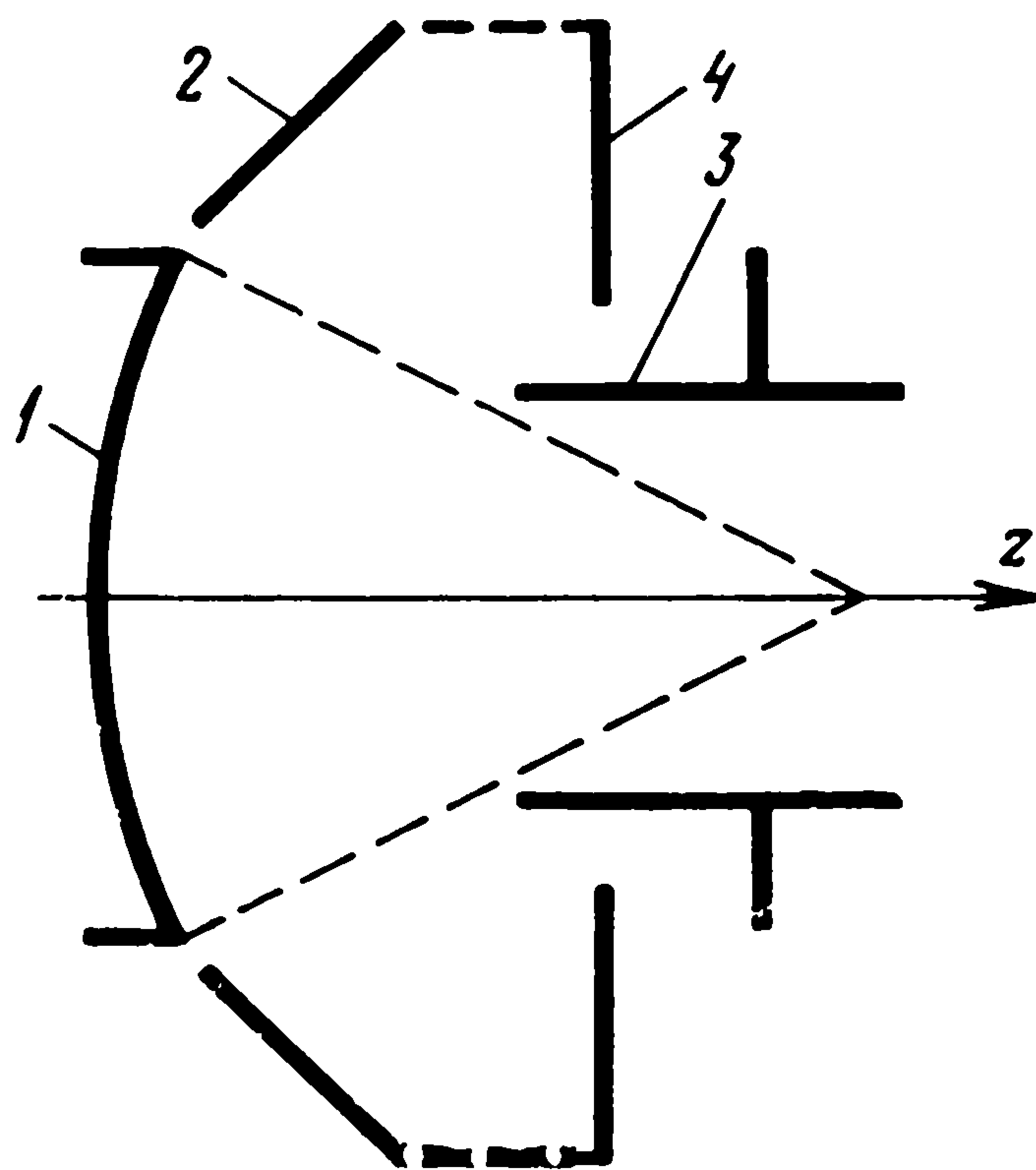


Рис. 8-16. Схема пушки Мюллера.

1 — катод; 2 — фокусирующий электрод; 3 — анод; 4 — дополнительный электрод.

РАСШИРЕНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ В ПОЛЕ СОБСТВЕННОГО ОБЪЕМНОГО ЗАРЯДА

9-1. ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Как видно из предыдущей главы, электронные пушки способны создать на выходе параллельные, либо сходящиеся или расходящиеся электронные пучки. При этом, проходя через анодное отверстие пушки, пучки выходят из области действия ее поля и попадают в пролетный канал, потенциал в области которого U будем считать постоянным и равным потенциалу анода пушки — U_a .

Следовательно, в пучке будут действовать только силы взаимодействия между электронами самого пучка, т. е. он будет двигаться в поле, созданном собственным объемным зарядом.

Очевидно, что это поле будет приводить к расширению пучка, и, кроме того, потенциал на его границе не будет равен потенциалу внутри пучка. Оценим действие пространственного заряда в основных типах пучков, начиная с более простого случая — ленточного пучка.

9-2. ДЕЙСТВИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА В ЛЕНТОЧНОМ ПУЧКЕ

Рассмотрим бесконечно широкий ленточный пучок (рис. 9-1), который вышел из пушки в плоскости $z=0$, имея при этом высоту $2X(0)$, и распространяется в направлении оси z . При этом в общем случае полагаем, что пучок сходится под некоторым углом γ , а ток в пучке, приходящийся на единицу его ширины (в направлении оси y — линейная плотность тока), равен I_0 . Напомним, что плотности тока j и объемного заряда ρ в каждом сечении пучка (плоскость $z=\text{const}$) считаются постоянными.

Если высота пучка $2X$ много меньше его ширины и длины, то компоненты напряженности поля E_y и E_z равны нулю и конечное значение имеет только E_x .

Оценим ее величину в некотором произвольном сечении пучка $z=\text{const}$, выделив в нем симметричный относительно плоскости zy параллелепипед объемом $V=$

$\Delta x \Delta y \Delta z$. Используя теорему Гаусса, получаем для этого объема:

$$\int_S E_n dS = 2E_x \Delta y \Delta z = \frac{1}{\epsilon_0} \int_V \rho dV = \frac{\rho}{\epsilon_0} \Delta x \Delta y \Delta z. \quad (9-1)$$

Отсюда получаем, что

$$E_x = \frac{\rho}{2\epsilon_0} \Delta x. \quad (9-2)$$

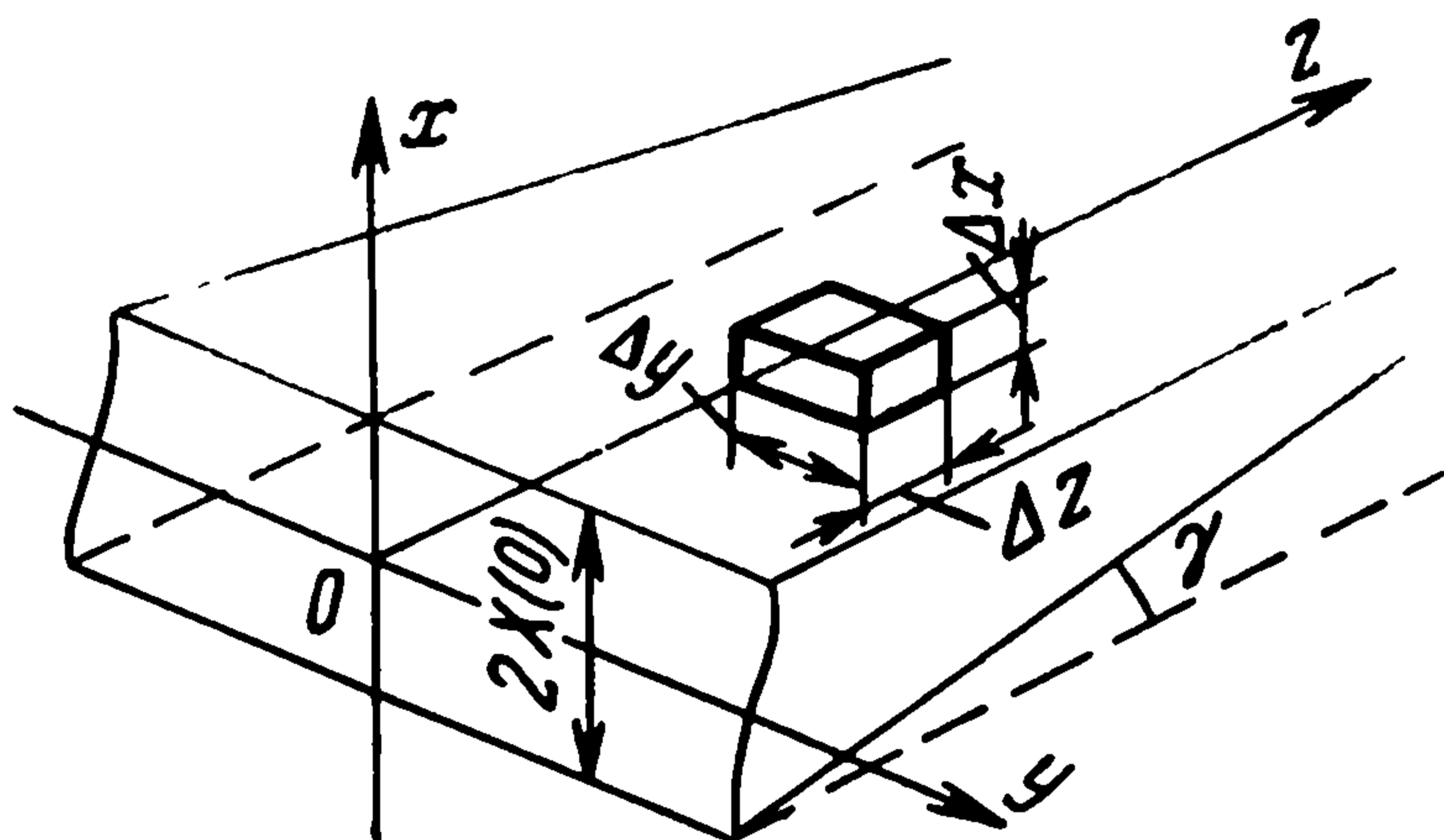


Рис. 9-1. Часть бесконечно широкого ленточного пучка, сходящегося под некоторым углом 2γ .

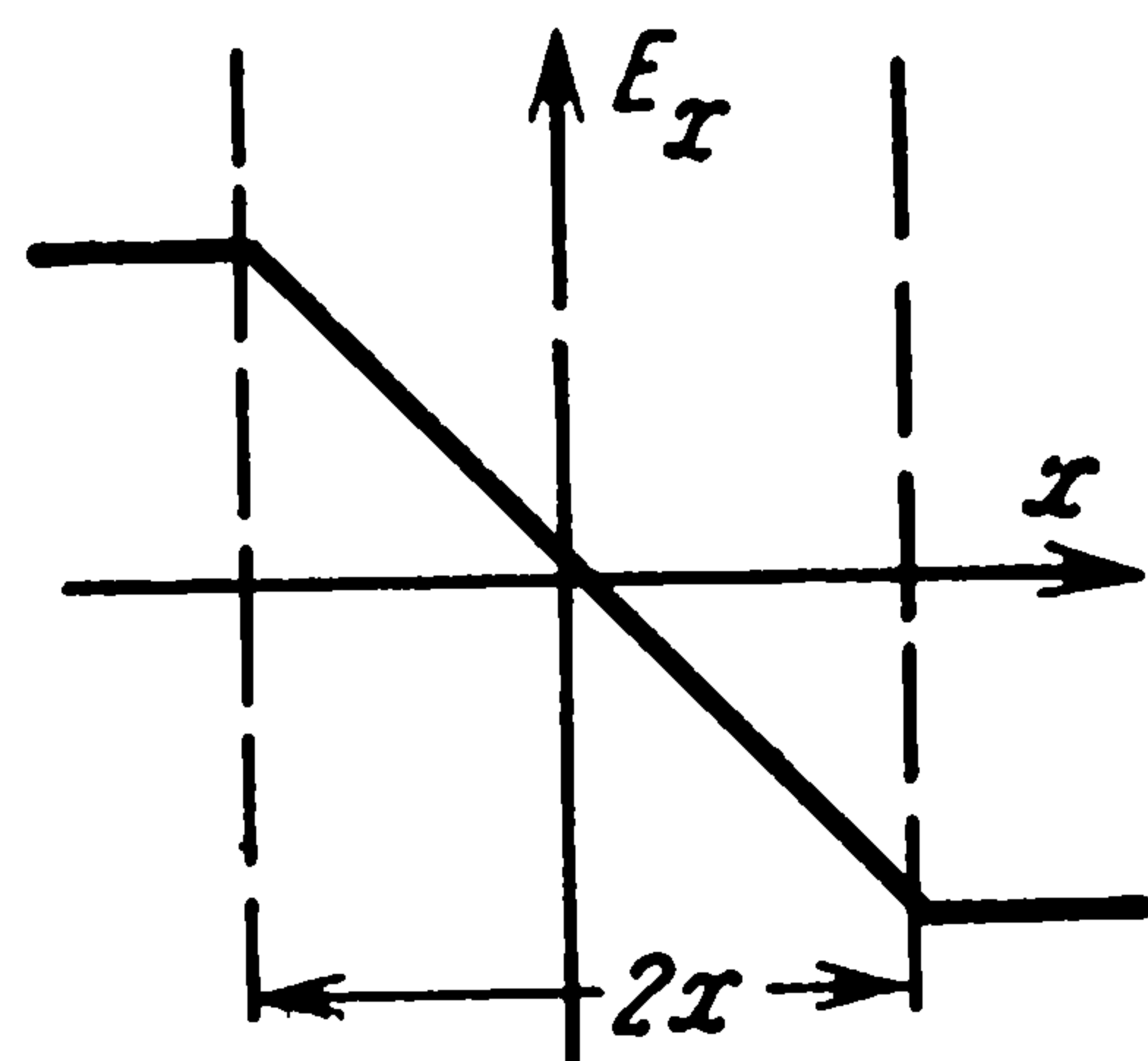


Рис. 9-2. Распределение напряженности поля по высоте ленточного пучка.

Учитывая, что в случае электронного тока $I_0 = -2jX$, а $j = \rho v$, из (9-2) получаем:

$$E_x = \frac{\rho}{2\epsilon_0} \Delta x = \frac{j \Delta x}{2\epsilon_0 v} = -\frac{I_0}{2\epsilon_0 v} \frac{\Delta x}{2X}.$$

Знак минус указывает, что напряженность поля направлена внутрь пучка, к оси z , что ясно и из чисто качественных соображений.

Следовательно, величина E_x линейно нарастает по абсолютной величине от плоскости $x=0$ по высоте пучка (рис. 9-2). За пределами пучка, где $\rho=0$, согласно (9-1) $E_x = \text{const}$.

На границе пучка при $\Delta x = 2X$ величина

$$E_x = -\frac{I_0}{2\epsilon_0 v} \quad (9-3)$$

и не зависит от его толщины, определяясь лишь величинами I_0 и v .

Зная напряженность поля E_x , а значит, и силу, действующую на крайний электрон, траектория которого определяет контур пучка, можно решить уравнение его движения, имеющее, как очевидно, с учетом (9-3) вид:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = -\frac{e}{m} E_x = \frac{e I_0}{2\epsilon_0 m v}. \quad (9-4)$$

Для получения уравнения траектории исключим из (9-4) время, воспользовавшись тем, что в силу параксиальности траекторий

$$v \approx v_z = \frac{dz}{dt} \approx \sqrt{\frac{2e}{m} U} = \text{const.}$$

С учетом этого

$$\begin{aligned} \frac{d^2x}{dt^2} &= \frac{d}{dt} \left(\frac{dx}{dt} \right) = \frac{dz}{dt} \frac{d}{dz} \left(\frac{dz}{dt} \frac{dx}{dz} \right) = \\ &= v^2 \frac{d^2x}{dz^2} = \frac{2e}{m} U \frac{d^2x}{dz^2}. \end{aligned} \quad (9-5)$$

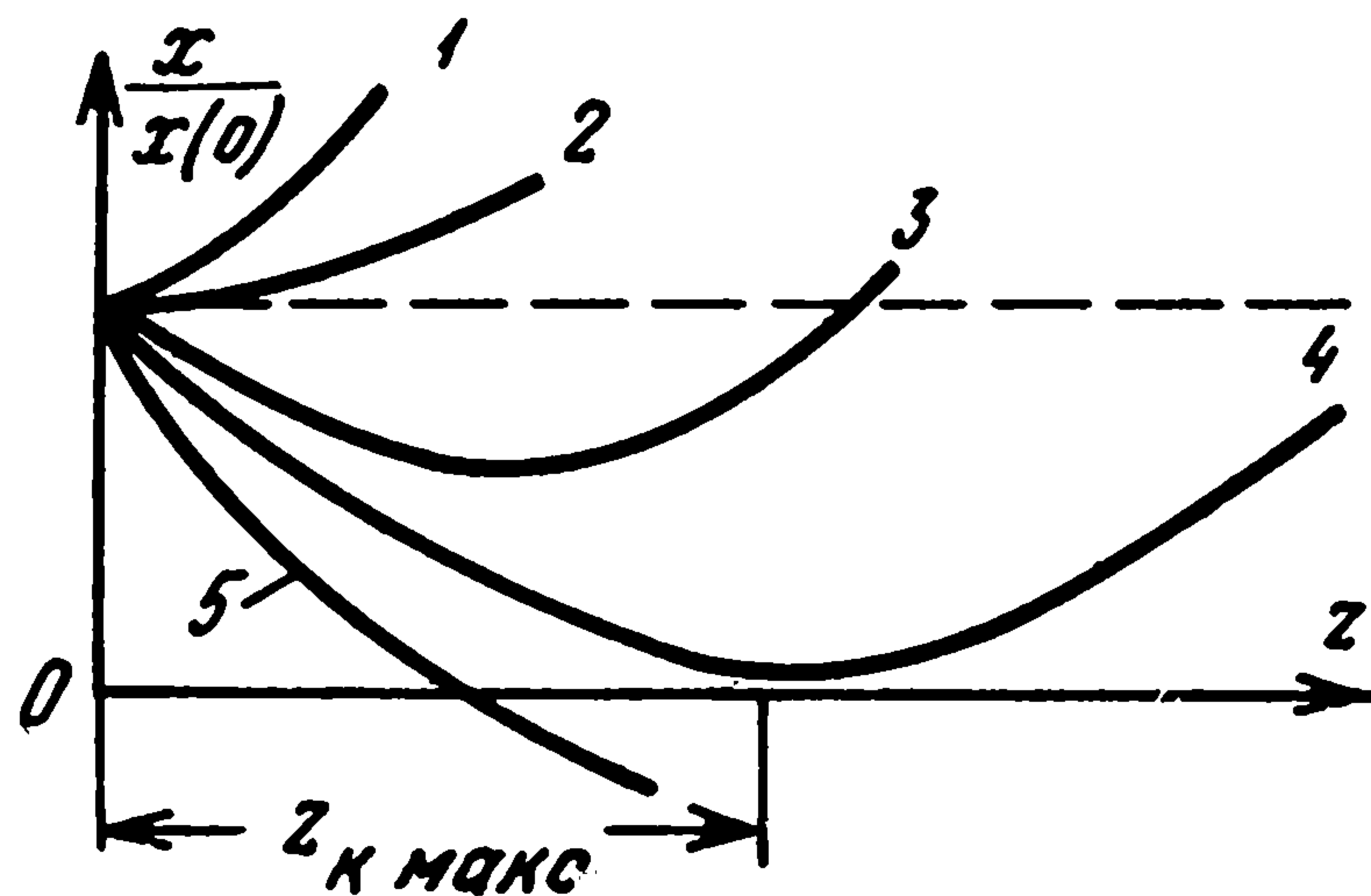


Рис. 9-3. Траектории крайнего электрона ленточного пучка при $P = \text{const}$ и различных γ .

1 — $\text{tg } \gamma > 0$; 2 — $\text{tg } \gamma = 0$; 3, 4, 5 — $\text{tg } \gamma < 0$ и возрастает по абсолютной величине в порядке номеров кривых.

Тогда (9-4) преобразуется к виду

$$\frac{d^2x}{dz^2} = \frac{1}{4s_0 \sqrt{\frac{2e}{m}}} \frac{I_0}{U^{3/2}} = p. \quad (9-6)$$

Интегрирование (9-6) с учетом начальных условий при $z=0$, $x=x(0)$, $dx/dz = \text{tg } \gamma$, как легко видеть, дает:

$$x = x(0) + \text{tg } \gamma z + \frac{p}{2} z^2. \quad (9-7)$$

Отсюда видно, что, если на входе в пролетный канал пучок был расходящимся или параллельным ($\text{tg } \gamma \geq 0$), отношение $x/x(0)$ монотонно возрастает, т. е. пучок расходится. Если же пучок был вначале сходящимся ($\text{tg } \gamma < 0$), то отношение $x/x(0)$ вначале уменьшается, а затем начинает расти, т. е. пучок имеет минимальную толщину, часто называемую кроссовером (рис. 9-3).

Из условия $dx/dz=0$ определяем, пользуясь (9-7), положение кроссовера $z_k = -\operatorname{tg} \gamma / p$, а далее его относительную полутолщину

$$\frac{x_k}{x(0)} = 1 - \frac{\operatorname{tg}^2 \gamma}{2px(0)}.$$

Ясно также, что при $\operatorname{tg} \gamma_m = -\sqrt{2px(0)}$ x_k обращается в 0 (кривая 4 на рис. 9-3), а дальнейшее увеличение γ приведет к пересечению крайними траекториями оси z . Следовательно, ленточный электронный пучок в принципе может быть сфокусирован в линию, причем z_k становится равным $z_{k.\max}$.

Тогда максимальная длина пролетного канала высотой $2x(0)$, через которую можно пропустить ток I_0 , при напряжении U равна:

$$\begin{aligned} 2z_{k.\max} &= -2 \frac{\operatorname{tg} \gamma_m}{p} = 2 \sqrt{\frac{2x(0)}{p}} = \\ &= 4 \sqrt{\frac{2\epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} x(0) U^{3/2}}{I_0}}. \end{aligned} \quad (9-8)$$

9-3. ДЕЙСТВИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА В АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНОМ ПУЧКЕ

Представим себе аксиально-симметричный сплошной пучок (рис. 9-4), вышедший из пушки в точке $z=0$ с начальным радиусом $r(0)$, имеющий ток I , сходящийся

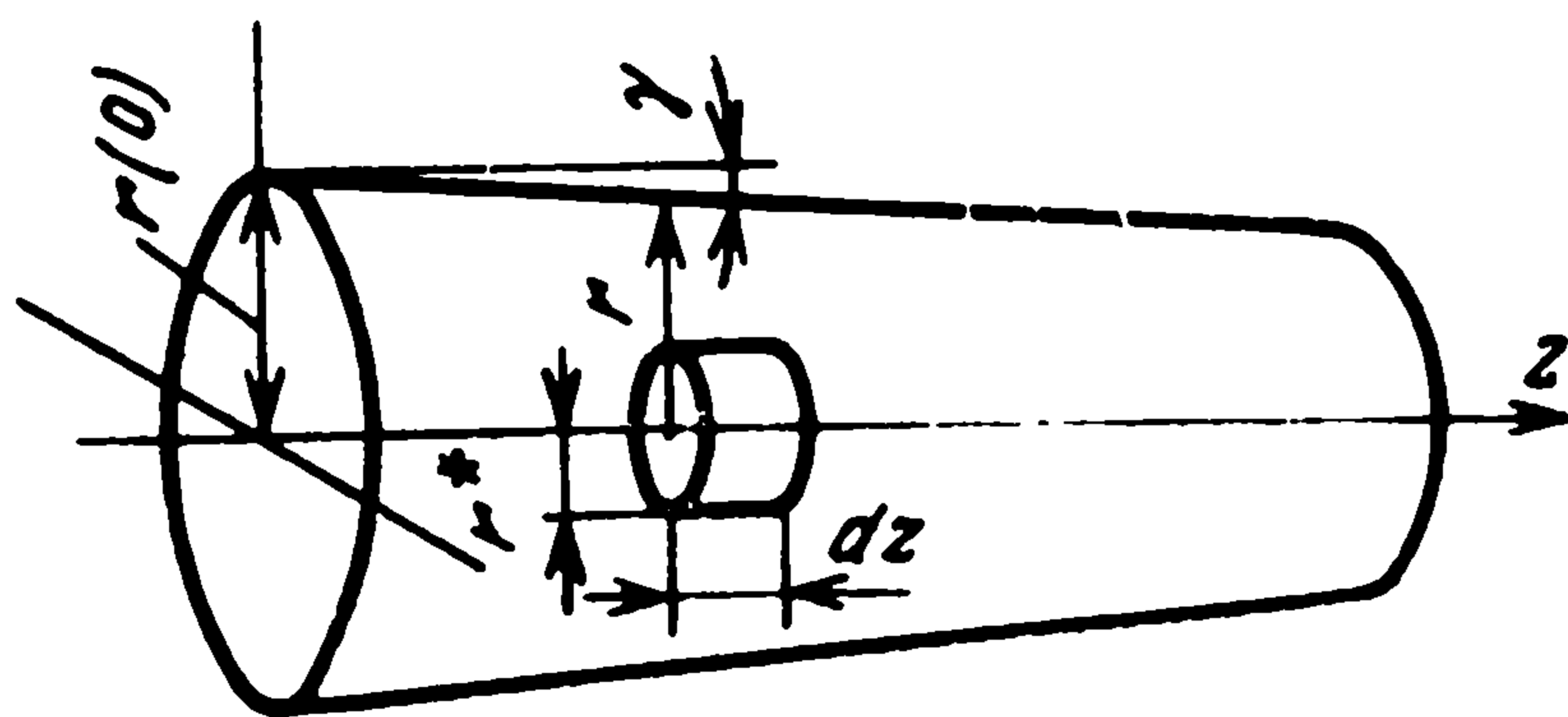


Рис. 9-4. Аксиально-симметричный пучок, сходящийся под углом γ .

ся под некоторым углом γ и находящийся в пространстве с постоянным потенциалом U . Рассматривая небольшую цилиндрическую поверхность, симметричную относительно оси z и характеризуемую размерами r^* и dz ,

и применяя к ограниченному ею объему теорему Гаусса, получаем:

$$\int_S E dS = 2\pi r^* dz E_r = \frac{1}{\epsilon_0} \int_V \rho dV = \frac{1}{\epsilon_0} \pi r^{*2} dz \rho,$$

так как в данном случае практически отлична от нуля только величина E_r .

Отсюда радиальная компонента напряженности поля

$$E_r = \frac{\rho r^*}{2\epsilon_0} = \frac{j r^*}{2\epsilon_0 v}. \quad (9-9)$$

Следовательно, величина E_r растет в пучке пропорционально текущей координате по радиусу r^* и также направлена противоположно r (ρ и $j < 0$).

На границе пучка ($r^* = r$) величина

$$E_r = \frac{j r}{2\epsilon_0 v} = -\frac{I}{\pi r^2} \frac{r}{2\epsilon_0 v} = -\frac{I}{2\pi\epsilon_0 v r}, \quad (9-10)$$

а вне пучка E_r убывает пропорционально $1/r$ (рис. 9-5). Рассчитаем контур пучка, используя уравнение движения крайнего электрона:

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = -\frac{e}{m} E_r. \quad (9-11)$$

Используя (9-5), исключаем из (9-11) время и получаем с учетом (9-10) уравнение траектории крайнего электрона в дифференциальной форме:

$$\frac{2e}{m} U \frac{d^2 r}{dz^2} = \frac{e I}{2\pi\epsilon_0 m \sqrt{\frac{2e}{m} U} r},$$

или окончательно

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = \frac{I}{4\pi\epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m} U} r^3} = 1,52 \cdot 10^4 \frac{I}{r^3}. \quad (9-12)$$

Введем новые безразмерные переменные:

$$R = \frac{r}{r(0)} \text{ и } L = \left(\frac{I}{2\pi\epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m} U} r(0)^3} \right)^{1/2} \times \\ \times \frac{z}{r(0)} = 174 \frac{I^{1/2}}{U^{3/4}} \frac{z}{r(0)}. \quad (9-13)$$

Произведя замену переменных в (9-12), получим:

$$\frac{d^2 R}{dL^2} = \frac{1}{2R}.$$

Интегрирование последнего уравнения, как легко убедиться, дает:

$$\left(\frac{dR}{dL}\right)^2 = \ln R + C.$$

Из начальных условий при $L=0$, $\ln R=0$ получаем, что $C = \left(\frac{dR}{dL}\right)^2_{L=0}$ и окончательно

$$\left(\frac{dR}{dL}\right)^2 = \ln R + \left(\frac{dR}{dL}\right)^2_{L=0}. \quad (9-14)$$

Отметим, что сходящийся аксиально-симметричный пучок не может быть сфокусирован в точку подобно тому, как ленточный пучок фокусируется в линию. Это следует из того, что радиальная сила расталкивания [см. (9-10)] неограниченно возрастает при $r \rightarrow 0$. Следовательно, пучок будет сходиться до некоторой плоскости, по-

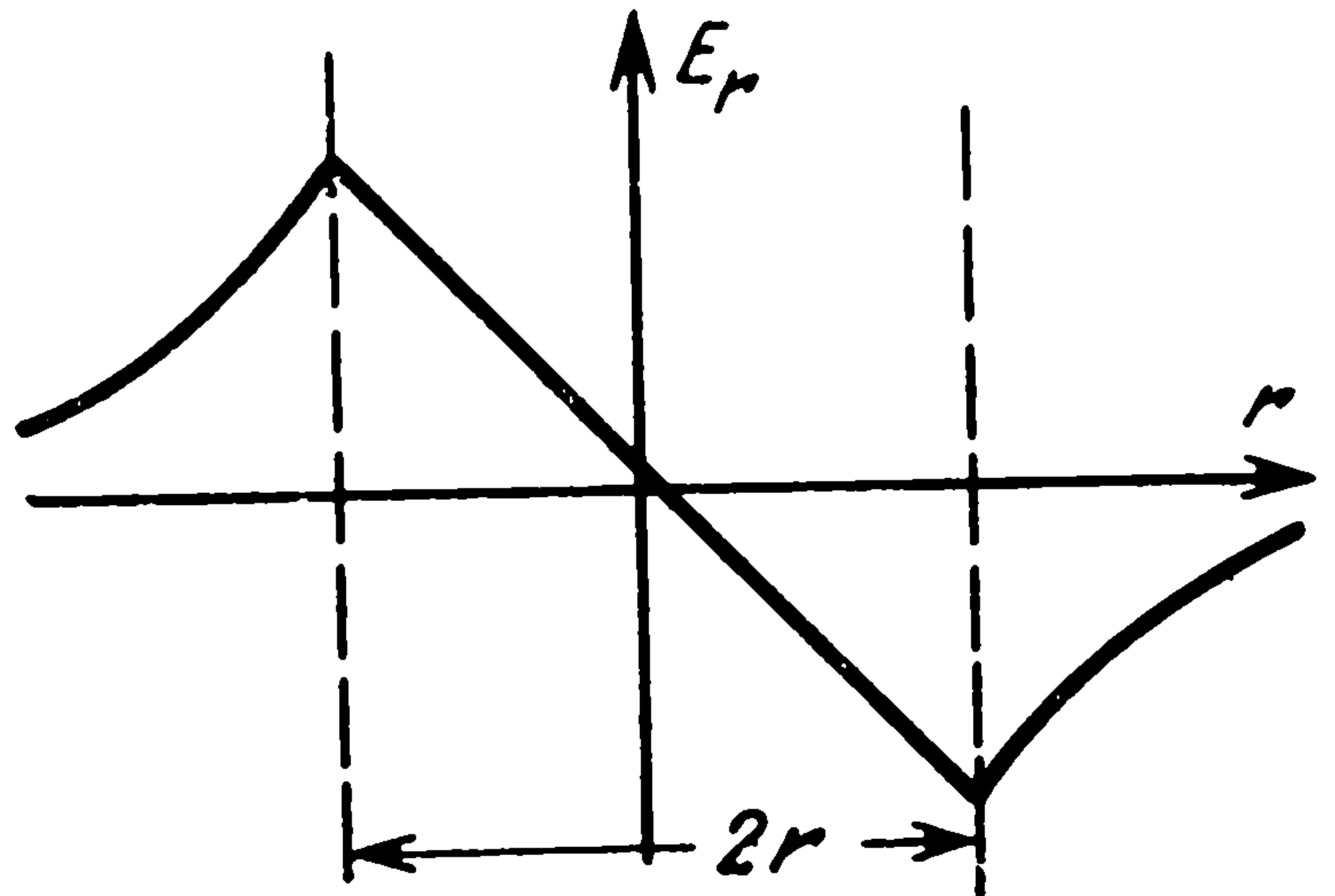


Рис. 9-5. Распределение напряженности поля в аксиально-симметричном пучке.

ложение которой обозначим через z_K , где он образует кроссовер с минимальным сечением r_K , после чего пучок вновь будет расходиться. Так как в кроссовере dr/dz , а следовательно, и $dR/dL=0$, из (9-14) получаем:

$$R_K = \frac{r_K}{r(0)} = e^{-\left(\frac{dR}{dL}\right)^2_{L=0}},$$

откуда следует, что

$$r_K = r(0) e^{-\frac{U^{3/2}}{(174)^2 I} \left(\frac{dr}{dz}\right)^2_{z=0}} = r(0) e^{-\frac{\text{tg}^2 \gamma}{(174)^2 P}}. \quad (9-15)$$

Интегрирование (9-14) дает:

$$L = \int_0^R \frac{dR}{\sqrt{\ln R + \left(\frac{dR}{dL}\right)^2_{L=0}}}.$$

Введем новую переменную $u = \frac{dR}{dL}$, которая согласно (9-14) равна $\pm \sqrt{\ln R + \left(\frac{dR}{dL}\right)^2_{L=0}}$.

Несложные преобразования приводят предыдущее выражение к виду

$$L = 2e^{-\left(\frac{dR}{dL}\right)_{L=0}^2} \pm \sqrt{\ln R + \left(\frac{dR}{dL}\right)_{L=0}^2} \int_{\left(\frac{dR}{dL}\right)_{L=0}} e^{u^2} du. \quad (9-16)$$

Интеграл в (9-16) является табулированным (см., например, [Л. 21]), и, следовательно, можно, зная $r(0)$ и $(dr/dz)_{z=0}$ и задаваясь величинами R (или, что то же, r), определить соответствующие им L (или, что то же, z), т. е. рассчитать контур пучка.

При этом если пучок расходящийся или параллельный оси z $\left[\left(\frac{dR}{dL}\right)_{L=0} \geq 0\right]$, то с ростом L , очевидно, растет и R и в верхнем пределе интеграла (9-16) следует брать знак плюс. Если же пучок сходящийся $\left[\left(\frac{dR}{dL}\right)_{L=0} < 0\right]$,

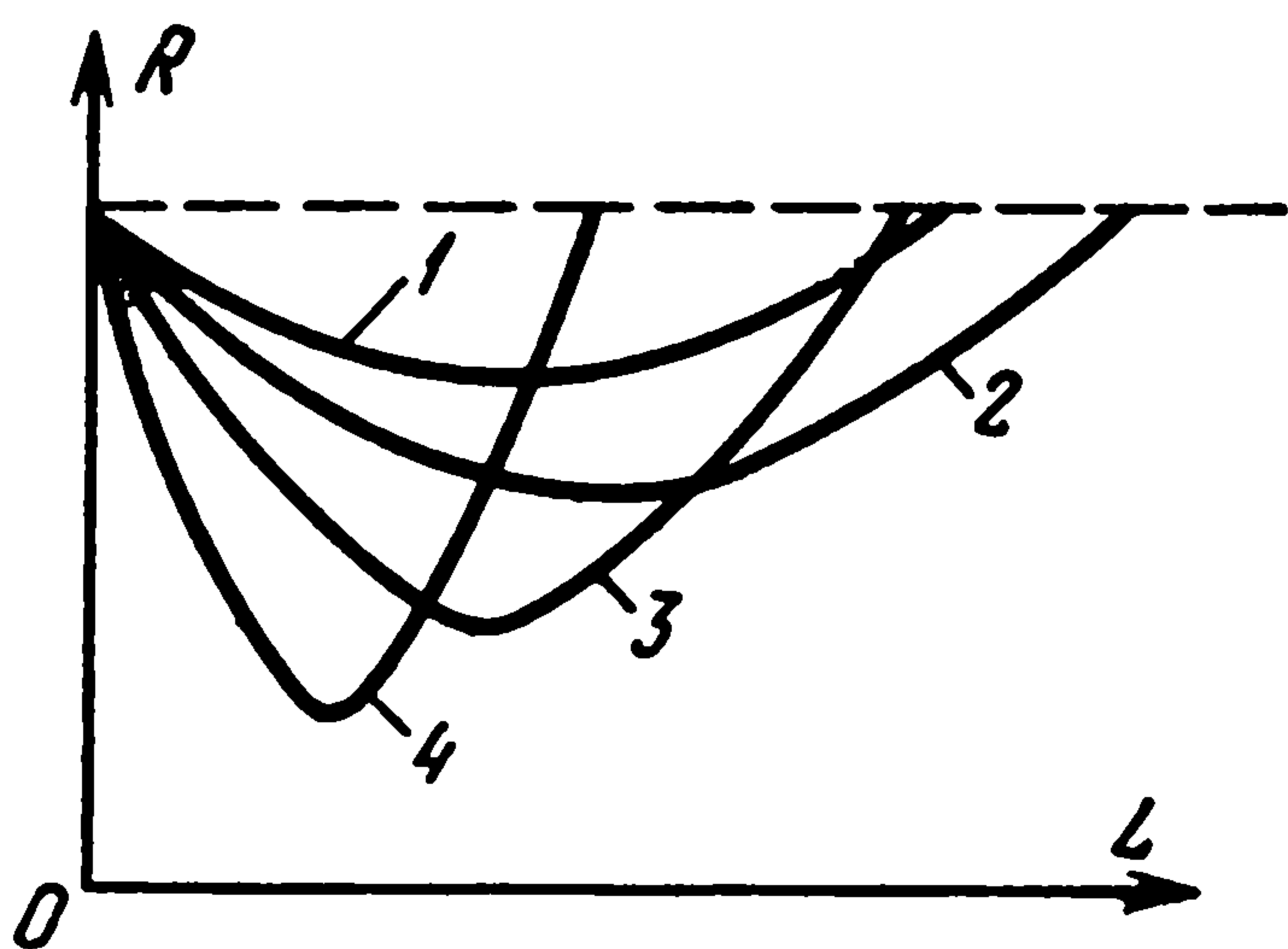


Рис. 9-6. Траектории крайнего электрона аксиально-симметричного пучка при $P = \text{const}$ и $\text{tg } \gamma$, возрастающем в порядке номеров кривых.

то для значений R от 1 до R_k (9-15), соответствующих сходящейся части пучка, в верхнем пределе интеграла следует брать знак минус, а далее (для расходящейся части пучка) знак плюс.

Характер кривых, описывающих контур аксиально-симметричного пучка, полученных в результате расчета для различных начальных условий, представлен на рис. 9-6.

Ясно, что пучок сжимается сильнее с ростом начального угла схождения γ и уменьшением первеанса. Расстояние же до кроссовера согласно расчету с ростом $(dR/dL)_{L=0}$ сначала увеличивается, а затем начинает уменьшаться.

Следовательно, при некотором $\gamma = \gamma_\mu$ длина пролетного канала, через который можно пропустить пучок с данным первеансом, будет максимальной. Как следует из расчетов

[Л. 31], в этом случае $\operatorname{tg} \gamma_\mu = -162 \sqrt{P}$, а расстояние до кроссовера, равное половине максимальной длины канала, $z_{\text{к. макс}} = 6,2 \cdot 10^{-3} \frac{r(0)}{\sqrt{P}}$.

В предыдущем рассмотрении мы полагали скорость всех электронов в пучках $v \approx v_z = \text{const}$. Строго говоря, это неверно, так как из-за наличия поперечного поля, создаваемого пространственным зарядом, потенциал на оси пучка будет меньше потенциала на его границе, и крайние электроны будут иметь наибольшие скорости.

В случае аксиально-симметричного пучка перепад потенциала между границей и осью пучка, очевидно, равен:

$$\begin{aligned} \Delta U &= - \int_0^r E_r dr^* = - \int_0^r \frac{\rho}{2\epsilon_0} r^* dr^* = \\ &= - \frac{\rho r^2}{4\epsilon_0} = \frac{I}{4\pi\epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} U^{1/2}}. \end{aligned}$$

Относительное же изменение потенциала от оси до границы равно $\frac{\Delta U}{U} = \frac{P}{4\pi\epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}}} = 0,0152 P_\mu$ и при $P_\mu = 1$

составляет величину порядка 1,5%, что в первом приближении может не учитываться.

Глава десятая

СИСТЕМЫ ФОРМИРОВАНИЯ ПУЧКОВ С ОДНОРОДНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

10-1. ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Как видно из предыдущего, при пропускании электронных пучков без потерь через достаточно протяженные пролетные каналы необходимо принимать меры к ограничению их поперечных размеров. В противном случае из-за действия пространственного заряда пучки быстро расширяются, и токопрохождение будет плохим. Кроме того, часто желательно иметь в пролетном канале пучок с неизменным по длине поперечным сечением, что,

очевидно, без дополнительных мер также не представляется возможным.

Одной из наиболее распространенных поперечно-ограничивающих систем формирования пучков является система с однородным магнитным полем, направлен-

ным вдоль пучка, которое создается соленоидом или постоянным магнитом.

При этом возможны три случая:

1. Магнитное поле однородно и постоянно вдоль всей системы, включая пушку (рис. 10-1,а), в этом случае отношение индукции поля на катоде B_K к индукции B в остальной части системы $B_K/B=1$. Очевидно, что здесь переходная область между пушкой и поперечно-ограничивающей системой отсутствует.

2. Катод полностью экранирован от магнитного поля (рис. 10-1,б), отношение $B_K/B=0$. Между пушкой и магнитным полем имеется ярко выраженная переходная область, поле в которой неоднородно и имеет как продольную, так и поперечную составляющую.

3. Промежуточный случай частичной экранировки

катода (рис. 10-1,в), когда при переходе от области однородного поля к пушке величина индукции спадает, но не становится равной нулю ($0 < B_K/B < 1$).

Величина B_K/B , которую мы будем называть степенью экранировки катода, существенно влияет на характер движения электронов пучка и величину магнитного поля, необходимого для его формирования.

Распределение магнитного поля вдоль оси достаточно протяженного реального соленоида B_z имеет вид, представленный на рис. 10-2. По краям на значительном

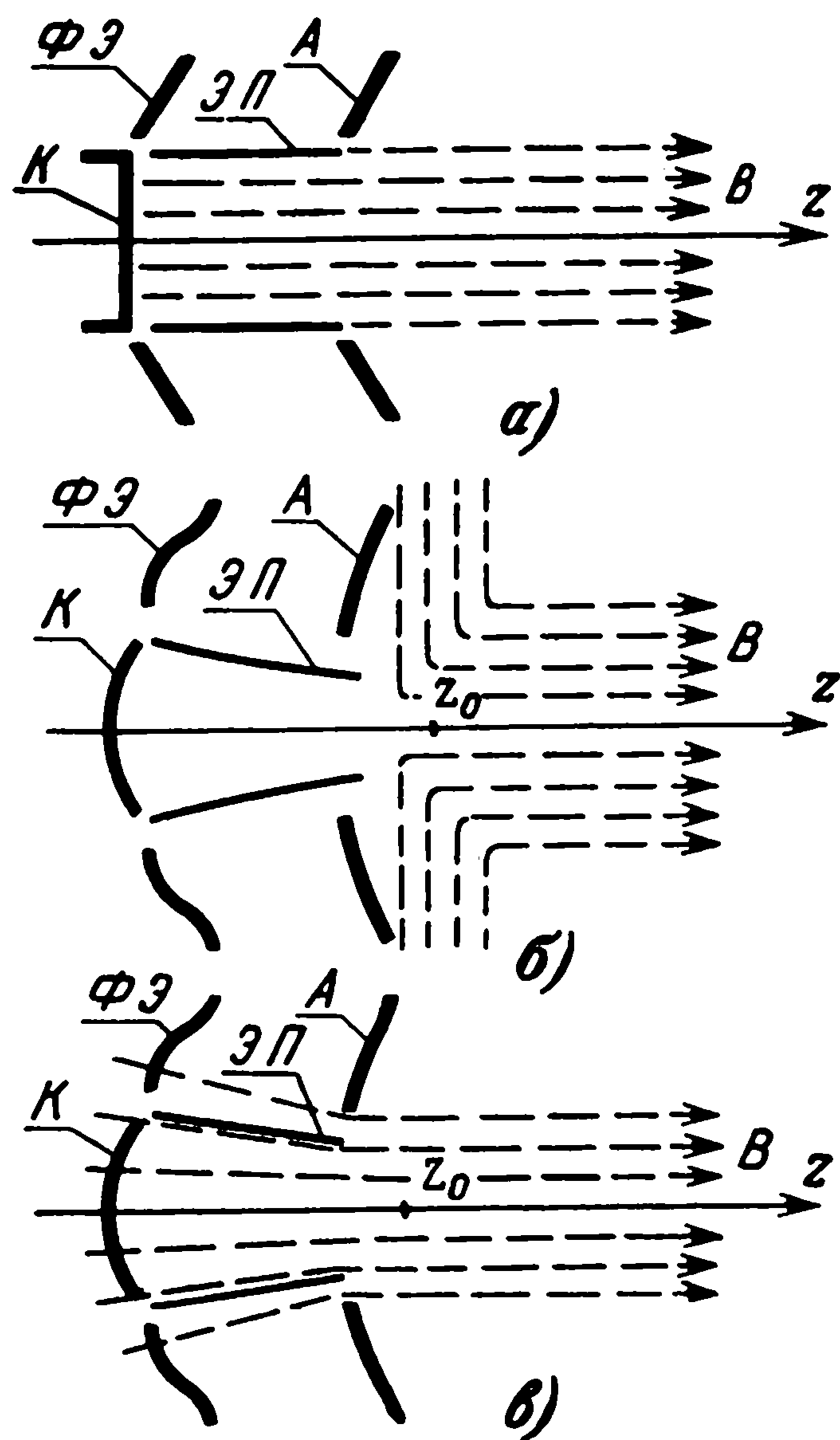


Рис. 10-1. Основные варианты систем формирования с однородным магнитным полем.

K — катод, $\Phi Э$ — фокусирующий электрод; A — анод; $ЭП$ — контур пучка в пушке; а — $B_K/B=1$; б — $B_K/B=0$; в — $0 < B_K/B < 1$.

протяжении поле неоднородно. В случае экранировки катода необходимо уменьшить участок неоднородности поля, для чего обычно применяют полые экраны из ма-

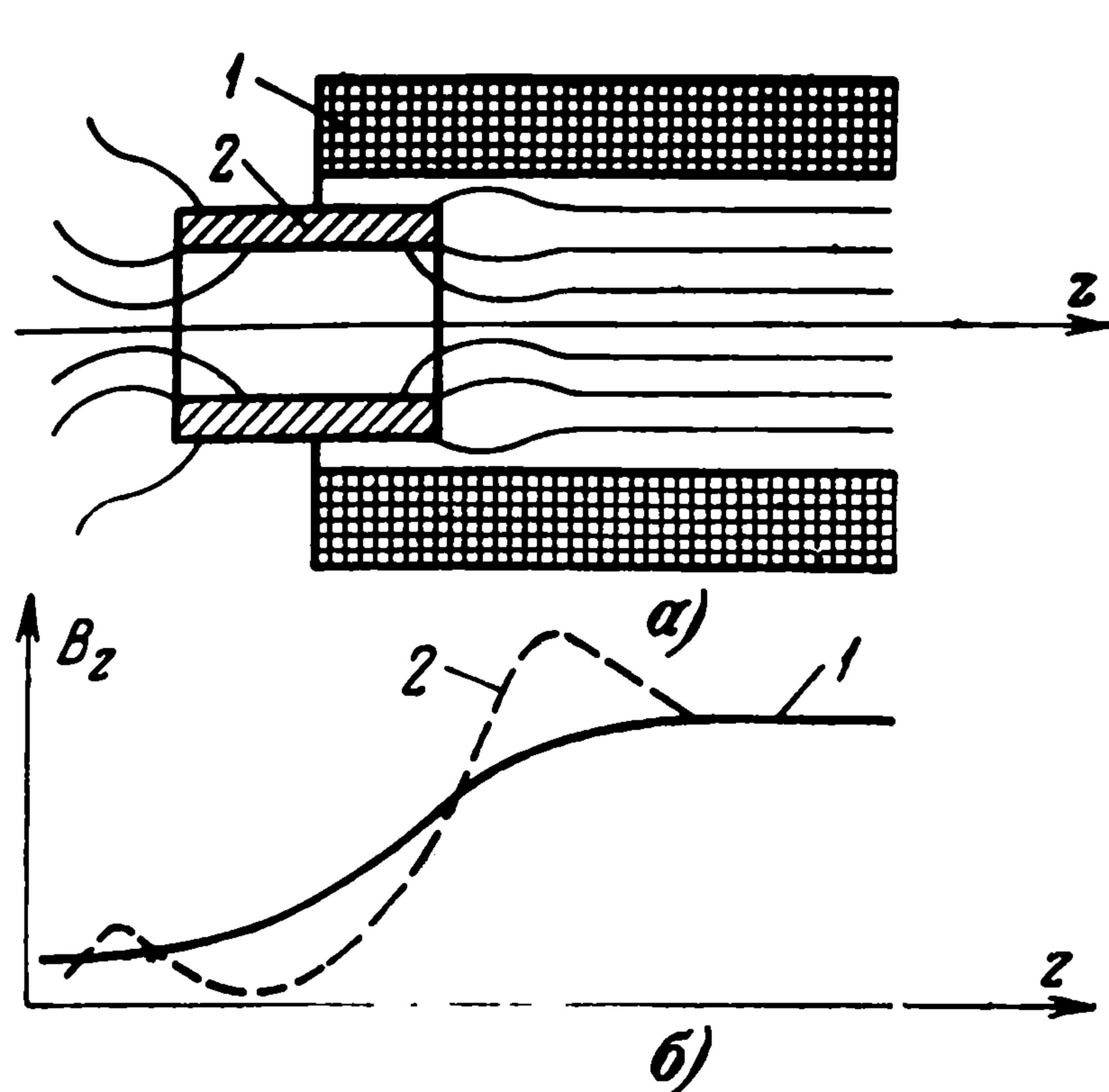


Рис. 10-2. Поле длинного соленоида.

а — схематическая картина поля (1 — соленоид; 2 — экран); б — характерный вид B -кривых (1 — без экрана; 2 — с экраном на входе в соленоид).

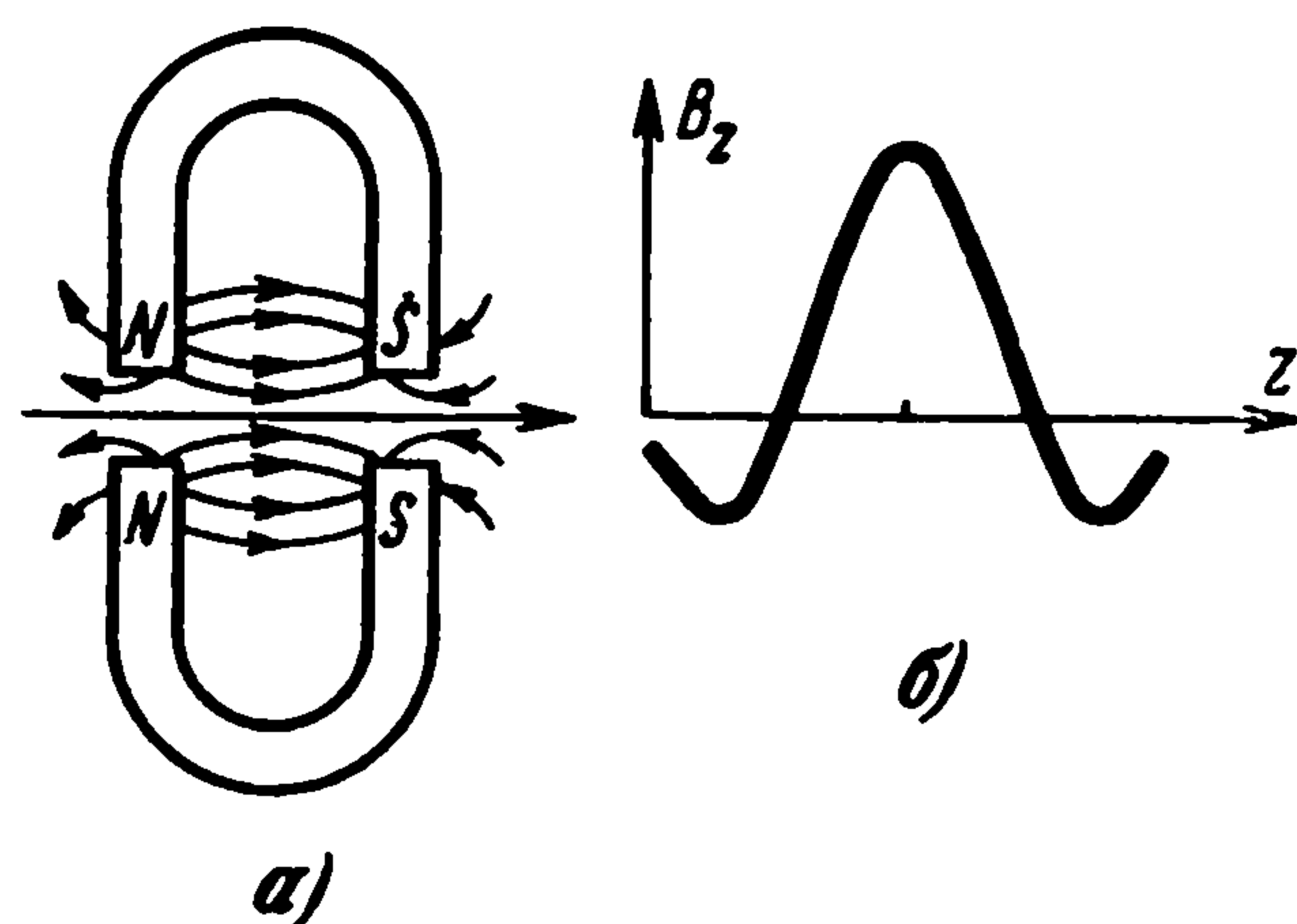


Рис. 10-3. Поле аксиально-симметричного постоянного магнита.

а — картина поля; б — вид B -кривой.

териалов с высоким μ (рис. 10-2), которые отводят силовые линии от оси. При этом у краев экрана на кривой имеются более или менее заметные «всплески».

В случае применения постоянного магнита характерный вид кривой B_z представлен на рис. 10-3.

Применение соленоида или постоянного магнита зависит от длины пучка и требований к весу и потребляемой мощности.

Рассмотрим теперь движение электронного пучка в системе с однородным магнитным полем в общем случае при произвольной степени экранировки катода.

10-2. ТЕОРЕМА БУША ДЛЯ АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНОГО ПОЛЯ

В наиболее распространенном случае аксиально-симметричного пучка магнитное поле системы формирования также, очевидно, должно быть аксиально-симметричным.

В случае аксиальной симметрии поля $E_\varphi = 0$ и $B_\varphi = 0$ и уравнения движения электрона в цилиндрических коор-

динатах [см. выражения (1-6) — (1-8)] приобретают вид:

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = -\frac{e}{m} E_z + \frac{e}{m} r \frac{d\varphi}{dt} B_r; \quad (10-1)$$

$$\frac{d^2 r}{dt^2} - r \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2 = -\frac{e}{m} E_r - \frac{e}{m} r \frac{d\varphi}{dt} B_z; \quad (10-2)$$

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dt} \left(r^2 \frac{d\varphi}{dt} \right) = -\frac{e}{m} \left(\frac{dz}{dt} B_r - \frac{dr}{dt} B_z \right). \quad (10-3)$$

Рассмотрим траекторию электрона, движущегося в этом поле (рис. 10-4). Положим, что в данный момент

радиальная координата равна r . Тогда, если рассмотреть круг радиуса r с центром на оси z , можно записать, что магнитный поток через него равен:

$$\Psi = 2\pi \int_0^r B_z r dr. \quad (10-4)$$

Если электрон переместился в другую точку, с новыми координатами z , r , то величина магнитного потока, пронизывающего поверхность круга,

соответствующего радиальной координате, изменится. Скорость этого изменения при движении электрона равна:

$$\begin{aligned} \frac{d\Psi}{dt} &= \frac{\partial \Psi}{\partial r} \frac{dr}{dt} + \frac{\partial \Psi}{\partial z} \frac{dz}{dt} = \\ &= 2\pi \left(B_z r \frac{dr}{dt} + \frac{dz}{dt} \int_0^r \frac{\partial B_z}{\partial z} r dr \right). \end{aligned} \quad (10-5)$$

Так как $\text{div } B = 0$, что может быть записано в цилиндрических координатах в виде

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial B_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0,$$

то в нашем случае ($B_\varphi = 0$) имеем:

$$\frac{\partial B_z}{\partial z} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_r).$$

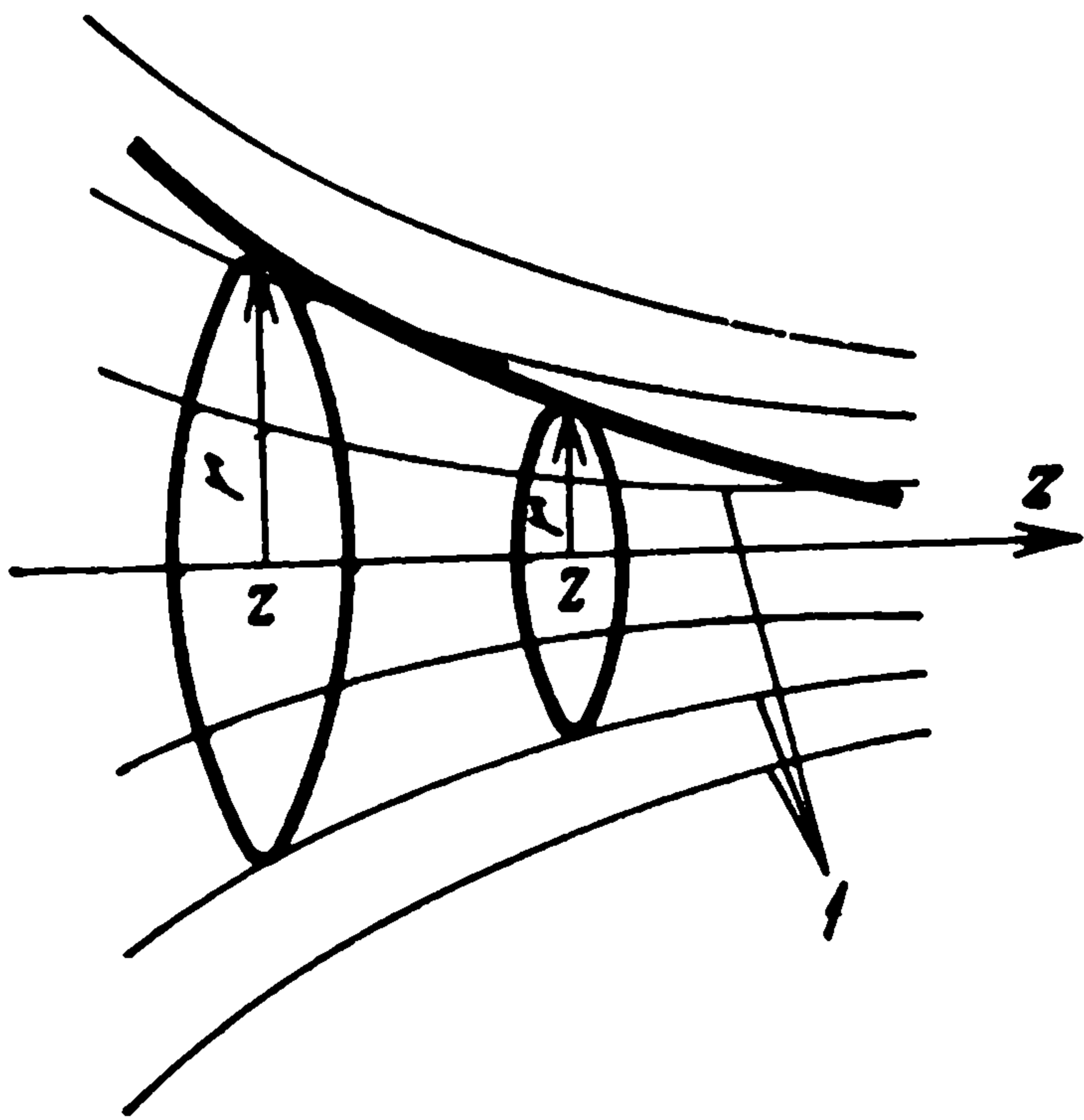


Рис. 10-4. К выводу теоремы Буша.

l — силовые линии магнитного поля.

Тогда

$$\int_0^r \frac{\partial B_z}{\partial z} r dr = -r B_r,$$

и выражение (10-5) преобразуется к виду

$$\frac{1}{2\pi} \frac{d\Psi}{dt} = -r \left(B_r \frac{dz}{dt} - B_z \frac{dr}{dt} \right). \quad (10-6)$$

Обратимся теперь к уравнению движения в азимутальном направлении (10-3), которое с учетом (10-6) можно записать в виде

$$\frac{d}{dt} \left(r^2 \frac{d\varphi}{dt} \right) = \frac{e}{2\pi m} \frac{d\Psi}{dt}. \quad (10-7)$$

Если при $t=0$, $r=r_0$, $d\varphi/dt = d\varphi/dt_0$ и $\Psi = \Psi_0$, то интегрирование (10-7) дает:

$$r^2 \frac{d\varphi}{dt} - r_0^2 \frac{d\varphi}{dt_0} = \frac{e}{2\pi m} (\Psi - \Psi_0). \quad (10-8)$$

Физический смысл соотношения (10-8), известного как теорема Буша для аксиально-симметричного поля, таков: *изменение момента количества движения электрона относительно оси симметрии пропорционально изменению магнитного потока, пронизывающего поперечное сечение поверхности, образованной вращением траектории данного электрона вокруг оси симметрии поля.* Чем больше это изменение, тем более эффективно электрон будет закручиваться вокруг оси z .

В частности, если рассматривать крайнюю траекторию пучка, а начало отсчета вести от точки, лежащей на поверхности катода, где $d\varphi/dt_0 = 0$, то выражение (10-8) приобретает вид:

$$r^2 \frac{d\varphi}{dt} = \frac{e}{2\pi m} (\Psi - \Psi_K), \quad (10-9)$$

где Ψ_K — величина магнитного потока, пронизывающего поверхность катода.

В параксиальном приближении можно положить, что индукция поля в области пучка $B(z, r) \approx B_z$ — индукции на оси симметрии. Тогда величина $\Psi = \pi r^2 B_z$, $\Psi_K =$

$=\pi r_k^2 B_k$, а выражение (10-9) можно записать в виде

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{e}{2m} B_z \left[1 - \frac{B_k}{B_z} \left(\frac{r_k}{r} \right)^2 \right]. \quad (10-10)$$

Таким образом, угловая скорость вращения электрона вокруг оси z зависит от величины индукции магнитного поля на катоде B_k . В случае полной экранировки катода ($B_k=0$) она максимальна и электроны пучка имеют одинаковую угловую скорость.

В случае неэкранированного катода ($B_k=B_z$) величина угловой скорости зависит также от соотношения между радиусами катода и пучка r_k/r . В случае, если $r=r_k$, угловая скорость крайних электронов параллельного пучка равна нулю.

10-3. РАВНОВЕСНЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ ПУЧОК В ОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Полученные ранее соотношения позволяют сделать целый ряд выводов относительно систем формирования с продольным однородным магнитным полем и в первую очередь о том, что в области однородного поля при любой степени экранировки катода в принципе возможно получение электронного пучка с постоянным радиусом $r=r_0$ по всей его длине, так называемого равновесного пучка.

Действительно, из простых физических соображений (далее это будет показано более строго) можно предположить, что пучок будет равновесным, если электроны, выйдя из пушки и пройдя переходную область, входят в однородное поле параллельно оси z , т. е. угол входа

$$\gamma_0 = \left. \frac{dr}{dz} \right|_{z=z_0} = 0.$$

Кроме того, необходимо, чтобы баланс сил, действующих на электроны пучка, был бы таким, чтобы радиальная сила в точности равнялась произведению массы частицы на угловое ускорение и линейное ускорение в направлении r , $\frac{d^2 r}{dt^2}$ было бы равно нулю.

В этом случае уравнение радиального движения крайнего электрона (10-2) приобретает вид:

$$r_0 \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2 - \frac{e}{m} E_r - \frac{e}{m} r_0 \frac{d\varphi}{dt} B = 0, \quad (10-11)$$

где $B = B_z = \text{const}$ — постоянная величина индукции однородного магнитного поля. Величина же r заменена на некоторый постоянный равновесный радиус пучка r_0 .

Подставляя в (10-11) значения $d\varphi/dt$ из (10-10), E_r из (9-10) и заменив в последнем v через $\sqrt{\frac{2e}{m}U}$, после элементарных преобразований получаем:

$$r_0^4 - \frac{\sqrt{2}I}{\pi\epsilon_0 \left(\frac{e}{m}\right)^{3/2} \sqrt{U} B^2} r_0^2 - \left(\frac{B_k}{B}\right)^2 r_k^4 = 0.$$

Делая подстановку

$$\frac{\sqrt{2}I}{\pi\epsilon_0 \left(\frac{e}{m}\right)^{3/2} \sqrt{U} B^2} = 6,9 \cdot 10^{-7} \frac{I}{B^2 \sqrt{U}} = a^2, \quad (10-12)$$

полученное выражение можно записать в виде

$$r_0^4 - a^2 r_0^2 - \left(\frac{B_k}{B}\right)^2 r_k^4 = 0.$$

Единственный имеющий физический смысл корень этого биквадратного уравнения имеет вид:

$$r_0 = a \sqrt{\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{1 + 4 \left(\frac{B_k}{B}\right)^2 \left(\frac{r_k}{a}\right)^4}}. \quad (10-13)$$

Он и определяет величину равновесного радиуса пучка в однородном поле при произвольной величине B_k/B . Из (10-13) видно, в частности, что при данных I , U и B минимальный радиус равновесный пучок будет иметь в случае полной экранировки катода и величина этого радиуса равна:

$$a = \sqrt{6,9 \cdot 10^{-7}} \frac{I^{1/2}}{U^{1/4} B}. \quad (10-14)$$

В этом случае имеет место так называемый бриллюэновский пучок, для получения которого требуется магнитное (бриллюэновское) поле с индукцией

$$B_0 = \sqrt{6,9 \cdot 10^{-7}} \frac{I^{1/2}}{a U^{1/4}}. \quad (10-15)$$

Рассмотрим физику процессов, приводящих к формированию равновесного, в частности бриллюэновского, пучка. Обратившись к рис. 10-1, мы видим, что в случае полной или частичной экранировки катода электроны пучка до вступления в некоторой точке z_0 в область однородного поля обязательно проходят переходную область неоднородного поля, имеющего радиальную составляющую B_r .

Взаимодействие продольной скорости электронов с B_r , а также радиальной скорости с B_z и приводит к появлению уже рассмотренного азимутального движения — закручиванию электронов вокруг оси z (10-10). Взаимодействие возникающей при этом азимутальной скорости с продольной компонентой поля приводит к появлению силы Лоренца, направленной, как мы уже видели при рассмотрении магнитных линз, всегда к оси симметрии. При этом, как следует из теоремы Буша, чем больше силовых линий поля пересечет электрон в переходной области, тем сильнее будет он закручиваться вокруг оси z и тем больше будет сила Лоренца. Кроме этой силы, на электроны действует сила, обусловленная пространственным зарядом, направленная от оси симметрии противоположно силе Лоренца.

Как указывалось при рассмотрении выражения (10-11), разность этих сил должна равняться произведению массы на радиальное ускорение. При этом рассмотрение движения электронов велось в инерциальной (неподвижной) системе координат.

Для большей наглядности рассмотрим уравнение (10-11), характеризующее равновесный пучок, обратившись к неинерциальной (движущейся вместе с частицей) системе координат (вид уравнения при этом не меняется), записав его в виде

$$-er_0 \frac{d\varphi}{dt} B - eE_r + mr_0 \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2 = 0.$$

Первые два слагаемых (сила Лоренца и сила пространственного заряда), направленные в противоположные стороны¹, уравниваются третьим слагаемым — силой инерции (центробежной силой), направленной от оси, так как электроны на своем пути в переходной области пересекают такое количество силовых линий маг-

¹ Следует иметь в виду, что E_r в пучке отрицательна и сила пространственного заряда будет совпадать по направлению с центробежной силой.

нитного поля, которое соответствует необходимому для этого равновесию.

При этом, как следует из (10-10), в случае бриллюэновского потока угловая скорость всех электронов пучка одинакова и равна $\frac{e}{2m} B_z$. Иными словами, бриллюэновский

поток вращается вокруг оси z как единое целое. При этом, так как крайние электроны имеют максимальные азимутальные скорости, а магнитное поле не изменяет

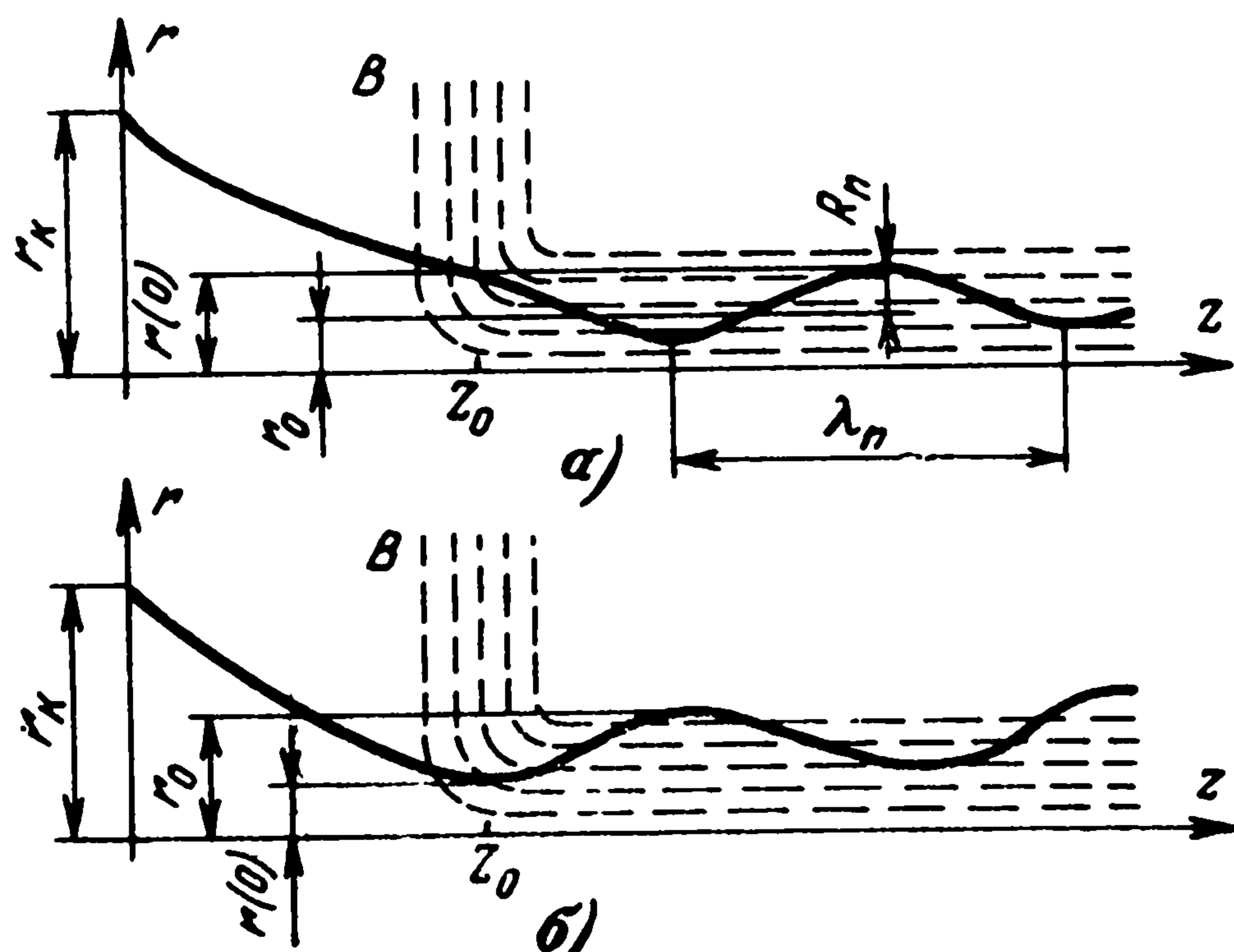


Рис. 10-5. К вопросу о возникновении пульсаций.

$a - r(0) > r_0$; $b - r(0) < r_0$.

полной скорости электрона, осевая составляющая их скорости будет уменьшена; это компенсирует разность скоростей электронов в пучке за счет провисания потенциала, и можно показать, что все электроны бриллюэновского пучка движутся вдоль оси z с одинаковой скоростью.

Если пучок входит в однородное поле параллельно оси z , т. е. условие $\gamma_0 = 0$ выполняется и $d^2r/dt^2 = 0$, но его радиус $r(0)$ в точке z_0 не соответствует равновесному, то возможны два случая. В первом случае в точке z_0 радиус пучка $r(0) > r_0$ (рис. 10-5, a). Тогда крайний электрон пересекает больше силовых линий, чем необходимо для равновесия сил. Рост $d\phi/dt$ приводит к преобладанию силы Лоренца.

Следовательно, радиус пучка начинает уменьшаться, что ведет к росту E_r до тех пор, пока силы расталкива-

ния не начнут превалировать над силой, сжимающей пучок. Следствием этого будет расширение пучка до тех пор, пока сила Лоренца вновь не начнет преобладать над расталкивающими силами и пучок не начнет вновь сжиматься.

Таким образом, можно сделать вывод, что пучок должен пульсировать вокруг равновесного радиуса.

Такое же положение будет и в случае, если $r(0) < r_0$ (в частности, меньше a для бриллюэновского потока) — рис. 10-5,б. Только в этом случае первоначально пульсация будет направлена не внутрь, а наружу. Следовательно, наряду с условием $\gamma_0 = 0$ для получения равновесного потока можно сформулировать второе условие: $r(0)$ — начальный радиус пучка при входе в однородное поле (при $z = z_0$) — должен быть равен r_0 . В противном случае пучок будет неравновесным (пульсирующим). Для количественного рассмотрения пульсаций необходимо, видимо, обратиться к уравнению траектории пучка, определяющей его контур.

10-4. КОНТУР АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНОГО ПУЧКА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ПРИ ПРОИЗВОЛЬНОЙ СТЕПЕНИ ЭКРАНИРОВКИ КАТОДА

Используя уравнение движения крайнего электрона пучка (10-2) и подставляя в него E_r из (9-10) и $d\varphi/dt$ из (10-10), получаем:

$$\frac{d^2r}{dt^2} + \frac{e^2 B_z^2}{4m^2} r \left[1 - \left(\frac{B_r}{B_z} \right)^2 \left(\frac{r_k}{r} \right)^4 \right] - \frac{eI}{2\pi\epsilon_0 m v r} = 0. \quad (10-16)$$

Используя, как обычно, для параксиальных электронов равенство $\frac{d^2r}{dt^2} = v^2 \frac{d^2r}{dz^2} = \frac{2e}{m} U \frac{d^2r}{dz^2}$, исключаем из (10-16)

время и получаем уравнение траектории крайнего электрона в плоскости zr , вращающейся вокруг оси z с угловой скоростью, определяемой выражением (10-10):

$$\frac{d^2r}{dz^2} + \frac{e B_z^2}{8mU} r \left[1 - \left(\frac{B_r}{B_z} \right)^2 \left(\frac{r_k}{r} \right)^4 \right] - \frac{I}{4\pi\epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} U^{3/2} r} = 0. \quad (10-17)$$

Это нелинейное дифференциальное уравнение может быть проинтегрировано лишь численными методами, в частности с использованием вычислительных машин.

Однако в случае, если отклонения траектории от равновесного радиуса малы, т. е.

$$\frac{r}{r_0} = 1 + \delta, \quad (10-18)$$

где δ — относительная величина пульсаций много меньше единицы, то (10-17) можно линеаризировать, так как в этом случае, используя разложение (10-18) в ряд Тэйлора и ограничиваясь членами первого порядка малости, можно записать:

$$\frac{1}{r} \approx \frac{1 - \delta}{r_0},$$

а

$$\frac{1}{r^3} \approx \frac{1 - 3\delta}{r_0^3}. \quad (10-19)$$

Тогда для случая однородного поля ($B_z = B = \text{const}$) (10-17) принимает вид:

$$\begin{aligned} & \frac{eB^2}{8mU} \left[1 - \left(\frac{B_K}{B} \right)^2 \left(\frac{r_K}{r_0} \right)^4 \right] - \\ & - \frac{I}{4\pi\epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} U^{3/2} r_0^2} + \frac{d^2\delta}{dz^2} + \frac{eB^2}{8mU} \left[\delta + \left(\frac{B_K}{B} \right)^2 \times \right. \\ & \left. \times \left(\frac{r_K}{r_0} \right)^4 3\delta \right] + \frac{\delta I}{4\pi\epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} U^{3/2} r_0^2} = 0. \end{aligned}$$

Первые два члена этого уравнения представляют собой уравнение (10-17) для равновесного пучка радиуса r_0 (10-13), когда $d^2r/dz^2 = 0$, и, следовательно, равны нулю. Если теперь применить обозначения:

$$b = \frac{eB^2}{8mU} \text{ и } K = \left(\frac{B_K}{B} \right)^2 \left(\frac{r_K}{r_0} \right)^4, \quad (10-20)$$

где K назовем параметром катодных условий, то предыдущее выражение может быть записано в виде

$$\frac{d^2\delta}{dz^2} + b\delta + 3bK\delta + \frac{\delta I}{4\pi\epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} U^{3/2} r_0^2} = 0. \quad (10-21)$$

Отметим также, что согласно (10-17) для случая $r = r_0$

$$\frac{\delta /}{4\pi\epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} U^{3/2} r_0^2} = \frac{\delta e B^2}{8mU} \times \\ \times \left[1 - \left(\frac{B_K}{B} \right)^2 \left(\frac{r_K}{r_0} \right)^4 \right] = b(1 - K)\delta.$$

Тогда (10-21) преобразуется к виду

$$\frac{d^2\delta}{dz^2} + 2b(1 + K)\delta = 0. \quad (10-22)$$

Это уравнение гармонических колебаний, решение которого хорошо известно и имеет вид:

$$\delta(z) = A \cos(\sqrt{2b(1 + K)} z + \varphi_0). \quad (10-23)$$

Итак, пучок в рассматриваемом случае малых δ будет пульсировать по гармоническому закону вида:

$$r(z) = r_0(1 + \delta) = r_0 + r_0 A \cos(\sqrt{2b(1 + K)} z + \varphi_0),$$

где $r_0 A = R_{\Pi}$ — амплитуда; φ_0 — начальная фаза пульсаций, а их длина волны

$$\lambda_{\Pi} = \frac{2\pi}{\sqrt{2b(1 + K)}} = \frac{4\pi \sqrt{U}}{\sqrt{\frac{e}{m}(1 + K) B}}. \quad (10-24)$$

Учитывая, что согласно (10-23) и (10-18) соответственно при $z = z_0$

$$\delta(0) = A \cos \varphi_0 = \frac{r(0)}{r_0} - 1; \\ \frac{d\delta(0)}{dz} = -A \sqrt{2b(1 + K)} \sin \varphi_0 = \\ = \frac{d\left(\frac{r(0)}{r_0} - 1\right)}{dz} \Big|_{z=z_0} = \frac{1}{r_0} \frac{dr(0)}{dz} = \frac{\operatorname{tg} \gamma_0}{r_0}$$

и деля второе выражение на первое, а затем возводя их в квадрат и складывая, получаем для φ_0 и A :

$$\varphi_0 = -\operatorname{arctg} \frac{\operatorname{tg} \gamma_0}{\{r(0) - r_0\} \sqrt{\frac{e}{4mU}(1 + K) B}}; \quad (10-25)$$

$$A = \frac{r(0)}{r_0} \sqrt{\left(1 - \frac{r_0}{r(0)}\right)^2 + \frac{4mU \operatorname{tg}^2 \gamma_0}{r^2(0) eB^2(1+K)}}, \quad (10-26)$$

откуда легко определить амплитуду пульсаций $R_{\text{п}} = r_0 A$ и весь контур аксиально-симметричного пучка с заданными параметрами в однородном поле B при определенных начальных условиях его входа $\{r(0) \text{ и } \gamma_0\}$ в это поле.

Отметим, что в случае ленточного пучка можно провести аналогичное рассмотрение [Л. 21, 23]. Только на рис. 10-1 нужно представить себе не аксиально-симметричные, а цилиндрические (зависящие только от координат x и z) поля. При этом при пересечении электронами силовых линий поля в переходной области будет появляться боковая (в направлении y) скорость, растущая по высоте пучка, от его середины. Взаимодействие этой скорости с продольным магнитным полем B_z , как видно, создает силу Лоренца, направленную к оси пучка. Эта сила, как и в случае аксиально-симметричного пучка, при определенных условиях может уравновесить силу пространственного заряда, в результате чего будет получен ленточный равновесный пучок постоянного сечения. В противном случае пучок будет пульсирующим. Рассмотрим теперь подробнее три случая формирования аксиально-симметричного пучка, указанные ранее.

10-5. СИСТЕМА ФОРМИРОВАНИЯ С ПОЛНОСТЬЮ ЭКРАНИРОВАННОЙ ПУШКОЙ

Как указывалось, в случае $B_{\text{к}} = 0$ в принципе возможно получение бриллюэновского пучка, имеющего при данном первеансе минимальный равновесный радиус a (10-14), для формирования которого требуется минимальное магнитное поле (10-15). При этом пучок вращается вокруг оси z как единое целое и пульсации отсутствуют. Напомним, что для получения бриллюэновского пучка необходимо при равенстве нулю радиального ускорения, чтобы радиус пучка при входе в однородное поле был равен $r(0) = a$, угол наклона траекторий электронов к оси z $\gamma_0 = 0$, а плотность пространственного заряда по сечению пучка была постоянна.

На практике полное выполнение этих условий невозможно, и поэтому бриллюэновский пучок представляет собой идеальный случай, к которому возможно лишь то или иное приближение. Реальные пучки всегда пульси-

руют, и для их получения приходится создавать магнитное поле, по величине в полтора-два раза превышающее полученное из расчета бриллюэновское поле.

При этом все электроны пучка имеют одинаковую угловую скорость (10-10), а проекция траектории крайнего электрона на плоскость, перпендикулярную оси z ,

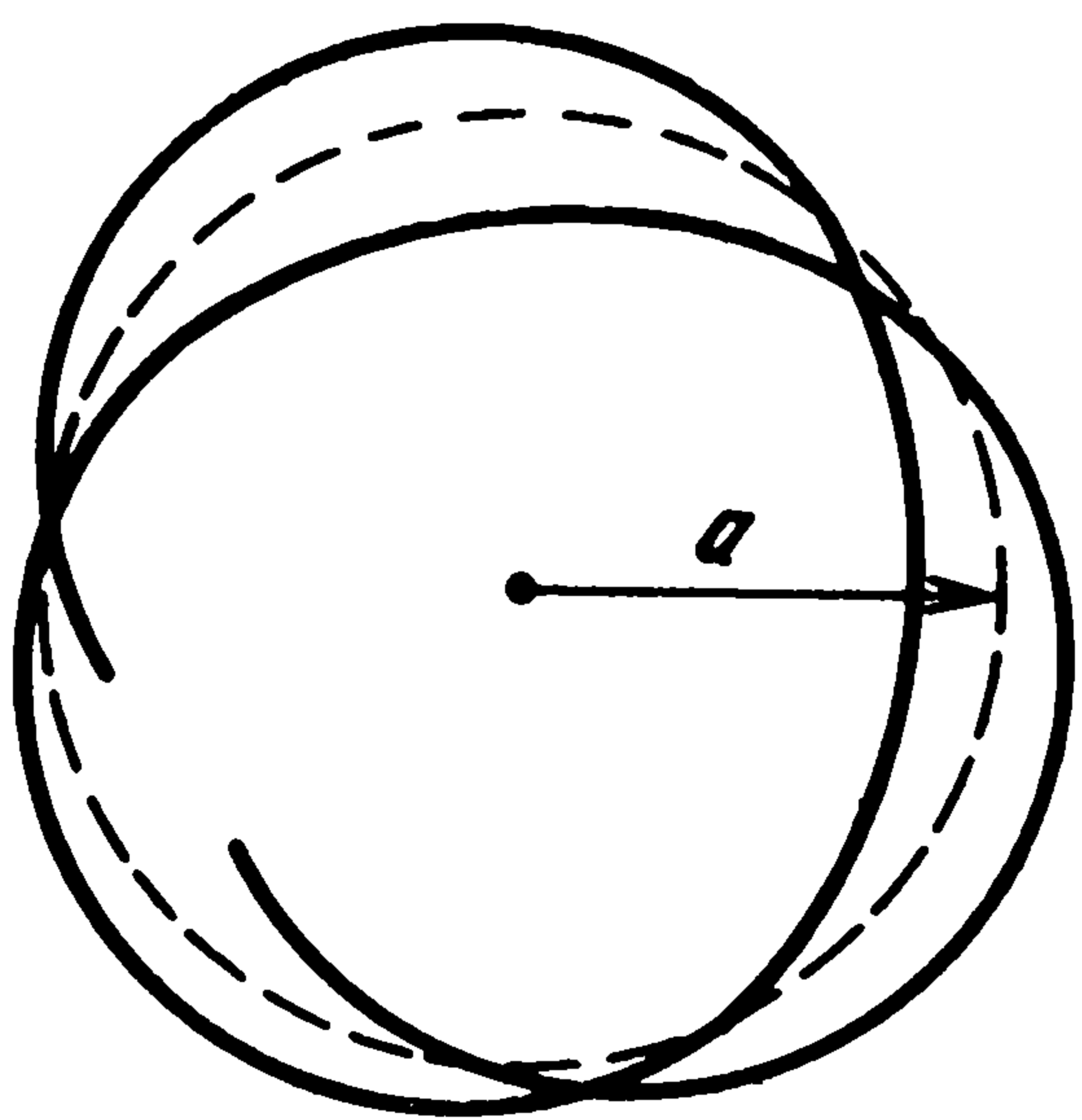


Рис. 10-6. Проекция траектории крайнего электрона на плоскость, перпендикулярную оси z , при наличии пульсаций пучка при $B_k/B=0$.

в отличие от окружности в случае бриллюэновского пучка при наличии пульсаций будет иметь вид, представленный на рис. 10-6.

Расчет системы формирования пучка, схематически представленной на рис. 10-7,а, может быть осуществлен, если задано или экспериментально определено распределение магнитного поля в переходной области $B(z)$ — так называемая B -кривая (рис. 10-7,б). Для этого необходимо, интегрируя выражение (10-17), произвести расчет траектории крайнего электрона пучка, который приходится вести с использованием численных методов

интегрирования, как правило, с применением вычислительных машин. Ряд примеров численных расчетов приведен в работе [Л. 21], при этом возможны два варианта расчета. По первому варианту расчет ведется по течению пучка, причем исходным данным являются параметры пушки, т. е. первеанс и радиус пучка, а также угол наклона крайних траекторий по выходе из пушки γ .

Решение уравнения (10-17) дает возможность определить радиус пучка и угол наклона крайних траекторий в конце переходной области, что, как мы видели, позволяет оценить пульсации. В случае получения неудовлетворительного результата необходимо изменить исходные данные и повторить расчет.

Более определенным является второй вариант расчета — против течения пучка¹.

В этом случае начало координат (точка $z=0$) выбирается в точке z_0 перехода к области однородного по-

¹ Этот вариант возможен, так как вид выражения (10-17) не меняется, если z заменить на $-z$.

ля, которое предполагается равным бриллюэновскому. Тогда, задавшись первеансом пучка и считая его радиус в точке $z=0$ равновесным, а пучок параллельным оси z , можно рассчитать траекторию крайнего электрона в переходной области, определить необходимый радиус и начальный угол схождения пучка на входе в переходную область и тем самым (см. гл. 8) определить необходимые параметры пушки.

В ряде случаев возможно использовать более простой метод, позволяющий в первом приближении провести расчет системы формирования [Л. 21]. Для этого заменим реальную B -кривую ступенчатой функцией (рис. 10-7, в). При этом, как показывает опыт, результаты упрощенного расчета удовлетворительно совпадают с данными более точных вычислений, если ступень на идеализированной B -кривой расположить в точке z_* , в которой $B_z/B_0 \approx 0,7$. Тем самым протяженность переходной области (области неоднородного магнитного поля) полагается бесконечно малой.

Такой способ, ориентированный на получение бриллюэновского пучка, позволяет, очевидно, свести задачу к расчету расширения пучка левее точки z_* под действием поля собственного пространственного заряда и схема расчета выглядит следующим образом.

Задаются ток пучка I , его радиус a , анодное напряжение U и определяются первеанс P и величина бриллюэновского поля B_0 . Затем, используя выражение (9-16), определяют контур пучка, расширяющегося в направлении, обратном движению электронов, т. е. определяют параметры пучка на выходе из пушки, а тем самым и параметры пушки.

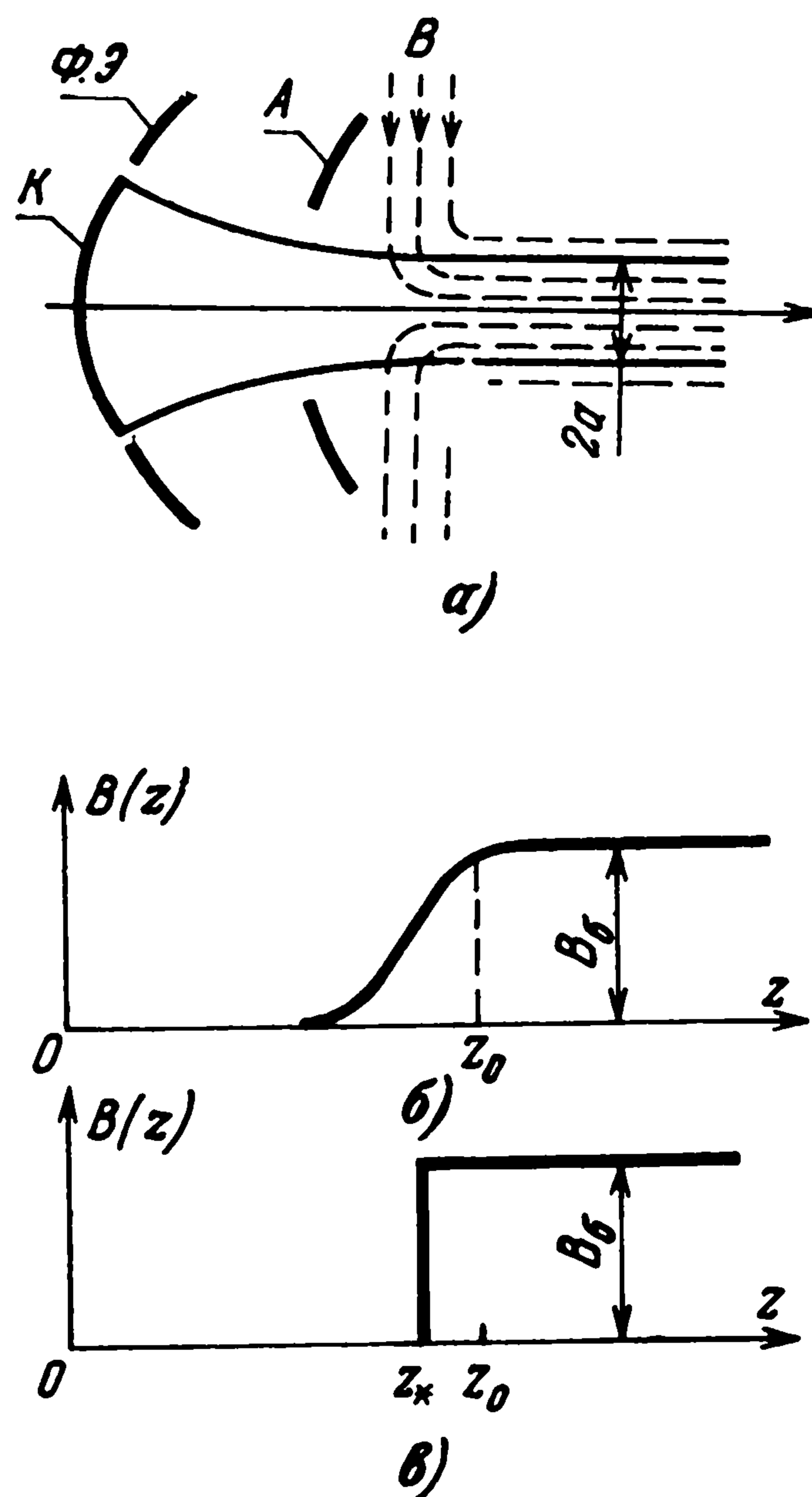


Рис. 10-7. К расчету системы формирования при полностью экранированном катоде.

Ясно, что при этом результаты расчета будут зависеть от того, на каком расстоянии от точки z_* размещен анод. С увеличением этого расстояния будут уменьшаться необходимая эмиссия с катода и возрастать компрессия и углы схождения пучка в пушке θ .

10-6. СИСТЕМА С НЕЭКРАНИРОВАННОЙ ПУШКОЙ

Как указывалось, в случае $B_K/B=1$ однородное магнитное поле имеет постоянное значение вдоль всей системы и переходная область отсутствует. Очевидно, такой вариант является необходимым для систем, формирующих параллельные пучки, в которых отсутствует компрессия.

В идеальном случае подобная система имеет вид, схематически представленный на рис. 10-8. Электроны, двигаясь по прямолинейным траекториям в поле пушки, выходят из анодного отверстия и продолжают двигаться вдоль силовых линий магнитного поля, образуя параллельный пучок (пунктирные линии). Пушка может быть рассчитана согласно выражениям § 8-2.

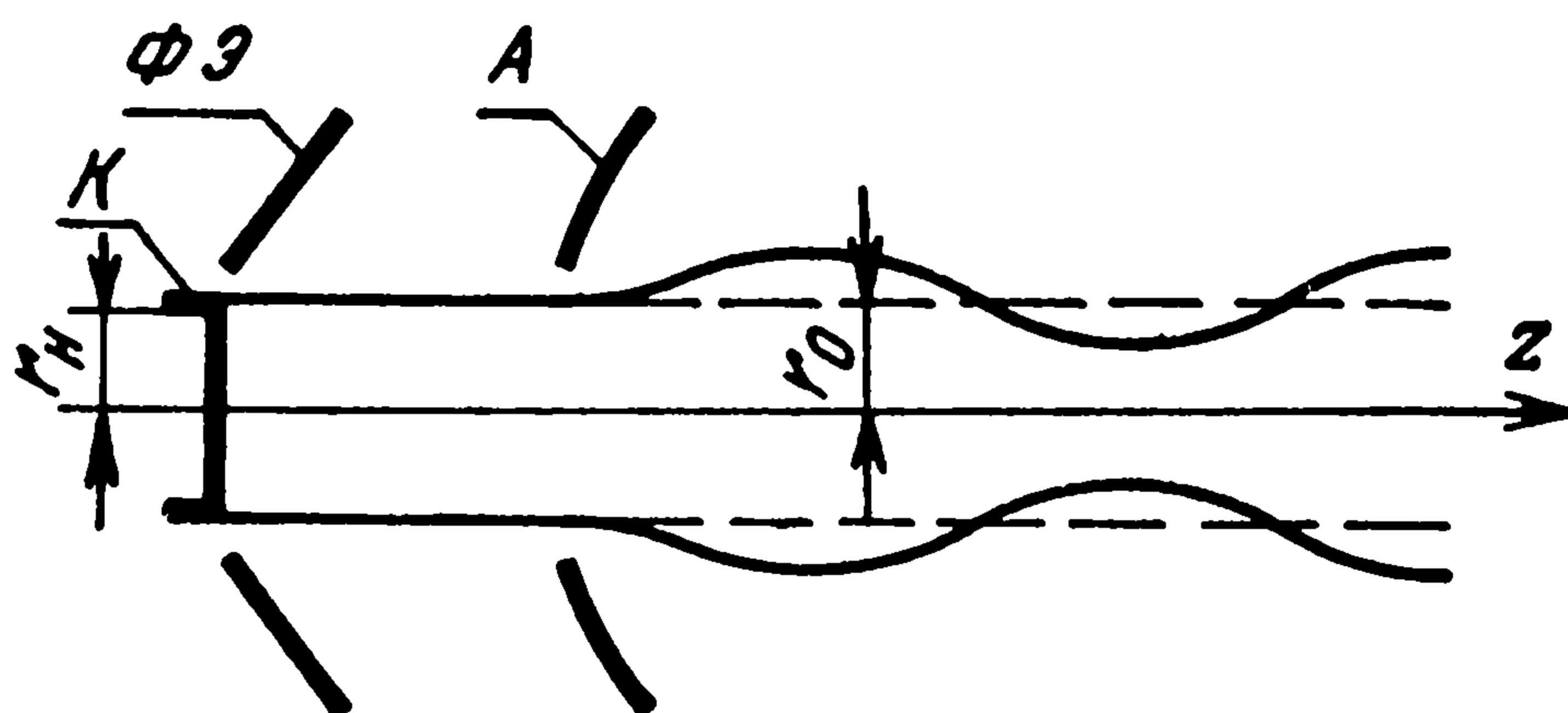


Рис. 10-8. Система с неэкранированной пушкой.

K — катод; $\Phi Э$ — фокусирующий электрод; A — анод.

В этом случае (10-13) равновесный радиус пучка r_0 при прочих равных условиях является максимальным, значительно большим бриллюэновского; так как радиус катода $r_K=r_0 \gg a$, выражение (10-13) приводится к виду

$$r_0 \approx a \sqrt{\frac{1}{2} + \left(\frac{r_K}{a}\right)^2} \approx r_K = r(0). \quad (10-27)$$

На практике описанный идеальный случай не может иметь места, так как в анодном отверстии всегда будет

существовать рассеивающая линза и пучок по выходе из пушки должен стать расходящимся под углом γ , который оценивается выражениями (8-4б) для аксиально-симметричного и (8-5б) для ленточного пучка.

В результате появляющейся при этом радиальной скорости траектории электронов будут закручиваться вокруг силовых линий однородного магнитного поля.

При этом r становится не равным $r_{\kappa} \approx r_0$, и, как следует из (10-10), для крайнего электрона величина $\frac{d\varphi}{dt} =$

$$= \frac{e}{2m} B \left[1 - \left(\frac{r_{\kappa}}{r} \right)^2 \right] \text{ и появляется также закручивание}$$

вокруг оси z . В результате проекция траектории крайнего электрона на плоскость, перпендикулярную оси z , будет иметь вид, показанный на рис. 10-9, и появятся пульсации, амплитуда которых согласно (10-26), а также (8-4б) равна для аксиально-симметричного потока:

$$R_{\pi} = \frac{1}{3} \sqrt{\frac{2m}{e} U} \frac{r_{\kappa}}{Bd}.$$

Отсюда следует, что пучок в данном случае будет обязательно пульсирующим. Можно говорить лишь о величине пульсаций. При этом $R_{\pi} \rightarrow 0$ при $B \rightarrow \infty$. Аналогично можно вычислить и величину пульсаций ленточного пучка. Контур же пучка в магнитном поле будет иметь вид, представленный на рис. 10-8 (сплошные линии).

Следовательно, схема расчета системы формирования с неэкранированным катодом может быть сведена к расчету пушки и угла расхождения пучка на ее выходе согласно данным гл. 8, а далее к оценке величины пульсаций при заданном магнитном поле или величины поля, обеспечивающего заданные пульсации, согласно приведенным выражениям.

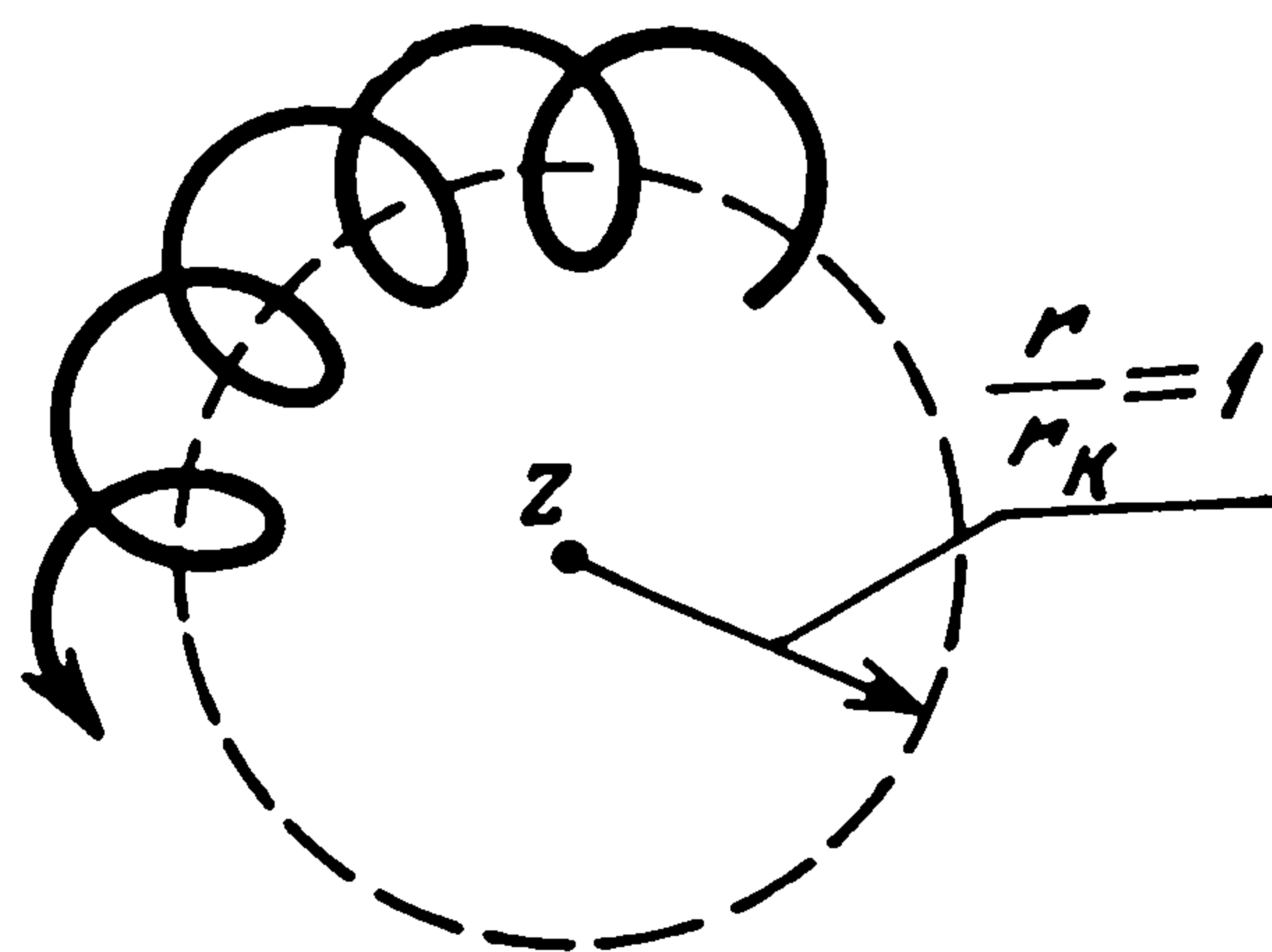


Рис. 10-9. Проекция траектории крайнего электрона на плоскость, перпендикулярную оси z , в случае $B_{\kappa}/B=1$.

10-7. СИСТЕМА ФОРМИРОВАНИЯ С ЧАСТИЧНО ЭКРАНИРОВАННОЙ ПУШКОЙ

В этом случае, как указывалось, индукция на катоде B_k меньше индукции B в области однородного магнитного поля, и, следовательно, магнитный поток, пронизывающий равновесный (например, аксиально-симметричный) пучок в области однородного поля $\Psi = \pi B r_0^2$, больше магнитного потока, пронизывающего катод $\Psi_k = \pi B_k r_0^2$. Схематически та-

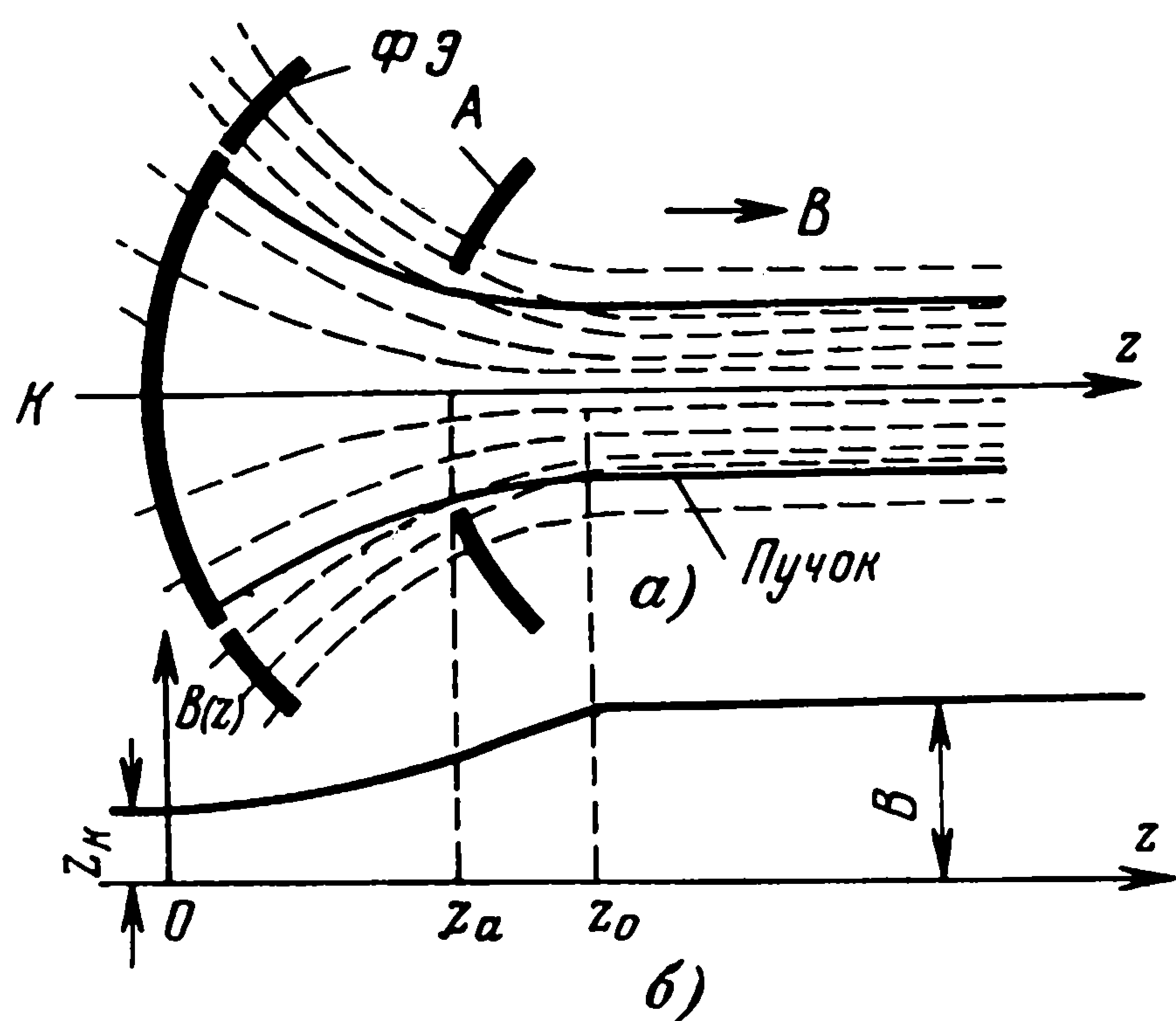


Рис. 10-10. К рассмотрению системы формирования с частично экранированной пушкой.

K — катод; $\Phi Э$ — фокусирующий электрод; A — анод.

движении электронов в области пушки они в идеальном случае (ламинарность, отсутствие поперечных тепловых скоростей) не взаимодействуют с магнитным полем. В области же рассеивающей анодной линзы траектории перестают совпадать с силовыми линиями поля и начинают пересекать их. Последнее, очевидно, приведет к появлению азимутальной скорости $d\phi/dt$, и траектории начнут закручиваться вокруг оси z .

Следовательно, возникает сила Лоренца, направленная к оси z , и центробежная сила, направленная противоположно и совпадающая по направлению с силой пространственного заряда. В случае, если в точке z_0 (рис. 10-10), где магнитное поле становится однородным, обеспечивается равновесие указанных сил и пучок параллелен оси z , то формируется равновесный поток с

какая система, а также распределение магнитного поля вдоль оси z представлены на рис. 10-10.

Предположим, что если пушка формирует сходящийся пучок, то магнитное поле с помощью положения и геометрии экрана подбирается так, что силовые линии поля в области пушки практически совпадают с траекториями электронов пучка.

Рассмотрим работу такой системы вначале качественно. При

радиусом r_0 (10-13). При этом r_0 всегда больше a — бриллюэновского радиуса, а величина поля $B > B_0$.

Из сказанного следует, что траектории электронов пучка, в том числе и крайнего (рис. 10-10,а), должны пересечь вполне определенное количество силовых линий магнитного поля, а следовательно, при движении пучка от катода до точки z_0 в него должен войти определенный магнитный поток $\Delta\Psi = \Psi - \Psi_k$. В противном случае баланс сил не будет иметь место и возникнут пульсации.

Можно показать, что пульсации могут в общем случае быть несимметричными и в частном случае направленными как только внутрь, так и только наружу от равновесного радиуса.

Длина волны пульсаций, очевидно (10-24), изменяется от

$$\frac{4\pi \sqrt{U}}{\sqrt{\frac{e}{m}} B} \text{ при } B_k/B = 0$$

до

$$\frac{4\pi \sqrt{U}}{\sqrt{2} \sqrt{\frac{e}{m}} B} \text{ при } B_k/B = 1.$$

В случае равновесного пучка с радиусом r_0 при входе в однородное магнитное поле с индукцией B должно, как указывалось, выполняться не только условие равенства нулю радиальной скорости ($dr/dz=0$), но и ускорения ($d^2r/dt^2=0$).

Тогда уравнение траектории крайнего электрона (10-17) приобретает вид:

$$\frac{eB^2}{8mU} \left[1 - \left(\frac{B_k}{B} \right)^2 \left(\frac{r_k}{r_0} \right)^4 \right] r_0 - \frac{P}{4\pi\epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} r_0} = 0$$

или

$$\frac{eB^2}{8mU} [1 - K] r_0 - \frac{P}{4\pi\epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} r_0} = 0,$$

где K — параметр катодных условий (10-20).

Отсюда величина

$$K = 1 - \frac{\sqrt{2} P U}{\pi\epsilon_0 \left(\frac{e}{m} \right)^{3/2} B^2 r_0^2}. \quad (10-28)$$

Введем величину эквивалентного бриллюэновского магнитного поля B_{6*} , которое потребовалось бы для формирования бриллюэновского пучка с теми же параметрами, что и рассматриваемый пучок ($I, U, r_0 = a_*$). Это поле согласно (10-12) равно:

$$B_{6*}^2 = \frac{\sqrt{2} I}{\pi \epsilon_0 \left(\frac{e}{m}\right)^{3/2} \sqrt{U} r_0^2} = \frac{\sqrt{2} P U}{\pi \epsilon_0 \left(\frac{e}{m}\right)^{3/2} r_0^2}. \quad (10-29)$$

Тогда (10-28) может быть представлено как

$$K = 1 - \left(\frac{B_{6*}}{B}\right)^2. \quad (10-30)$$

Так как B_{6*} не зависит от степени экранировки катода, а только от параметров пучка, то в случае равновесного пучка выбор величины B в области однородного поля полностью определяет K , и наоборот.

Следовательно, для системы с частично экранированной пушкой в идеальном случае равновесный пучок может быть получен на основании (10-30) при некотором магнитном поле, индукция которого равна:

$$B = \frac{B_{6*}}{\sqrt{1-K}}, \quad (10-31)$$

и определяется только параметрами пучка (10-29) и степенью экранировки катода K . Из (10-31) видно также, что величина индукции магнитного поля для «фокусировки» пучка при $K > 0$ всегда при тех же параметрах пучка больше бриллюэновской величины.

При этом, так как $K = (\Psi_K/\Psi)^2$, величина магнитного потока через катод с учетом (10-30) равна:

$$\Psi_K = \Psi \sqrt{K} = \Psi \sqrt{1 - \left(\frac{B_{6*}}{B}\right)^2},$$

т. е. чем больше выбрана величина B , тем большая доля потока должна проходить через катод, и в случае $B \rightarrow \infty$ $\Psi_K = \Psi$ (случай неэкранированной пушки с полным отсутствием пульсаций).

Величина же потока, который должен быть введен в пучок в переходной области, с учетом (10-30) равна:

$$\Delta\Psi = \Psi - \Psi \sqrt{K} = \Psi \left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{B_{6*}}{B}\right)^2}\right).$$

Возвращаясь к вопросу о пульсациях, можно, очевидно, сказать, что в случае, если индукция магнитного по-

ля меньше B (10-31), электрон пересечет меньшее количество силовых линий, чем необходимо для компенсации расталкивающих сил силой Лоренца, и пульсации будут направлены в основном или исключительно наружу. Если же поле больше указанного, то пульсации будут направлены внутрь.

Расчет системы с частично экранированной пушкой, следовательно, может проводиться по следующей схеме.

Задаются требуемые параметры пучка, а именно I , U , а следовательно, и P , а также равновесный радиус r_0 , что позволяет определить B_0 .

Выбирается величина однородного магнитного поля B и с помощью (10-30) определяется требуемая степень экранировки катода K , после чего требуемая B -кривая может быть ориентировочно экспериментально подобрана с помощью вариаций размеров и положения экрана соленоида. Далее численными (обычно машинными) методами может быть рассчитана форма траектории крайнего электрона «против течения» с помощью уравнения (10-17).

Выбрав положение анода, можно уже, как и в предыдущих случаях, рассчитать, полагая преломляющее действие анодной линзы не зависящим от наличия магнитного поля, параметры пушки, как показано в § 8-3.

После этого, очевидно, необходимо оценить величину магнитного потока через катод Ψ_K и соответствие полученной величины K той, которая была необходима по расчету, и совпадение силовых линий с траекториями электронов. В случае несовпадения нужно изменить форму B -кривой или положение анода пушки и вновь провести указанный расчет.

Следует отметить, что системы с частично экранированной пушкой находят широкое применение, особенно в случае повышенных требований к качеству «фокусировки». Дело в том, что магнитное поле в данном случае присутствует в пушке и эффективно подавляет действие радиальных тепловых скоростей электронов, заставляя их траектории «нанизываться» на силовые линии поля, что обеспечивает гораздо более четкий контур пучка.

Магнитное поле при прочих равных условиях обеспечивает более жесткую фокусировку и в пролетном канале, так как в этом случае его величина всегда больше B_0 и $K > 0$, что, как следует из (10-26), приводит к уменьшению пульсаций.

СИСТЕМЫ ФОРМИРОВАНИЯ С ПЕРИОДИЧЕСКИМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

11-1. ПРИНЦИП РАБОТЫ СИСТЕМЫ С ПЕРИОДИЧЕСКИМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Наряду с системами формирования с помощью однородного магнитного поля большой интерес представляют системы, в которых применяются периодические магнит-

ны поля, так называемые магнитные периодические фокусирующие системы (МПФС).

Такое поле в случае аксиальной симметрии чаще всего создается рядом кольцевых постоянных магнитов из магнитной керамики, оснащенных полюсными наконечниками (рис. 11-1,а). Поле вдоль оси отдельного элемента такой системы подобно полю, изображенному на рис. 10-3, имеет вид, представленный на рис. 11-2. Если соседние элементы имеют противоположно направленные основные поля, то их поля рассеяния, складываясь с основными полями смежных элементов, усиливают их, так что распределение поля вдоль оси z имеет вид, показанный на рис. 11-1,б и довольно хорошо может быть описано выражением

$$B_z = B \cos \frac{2\pi}{L} z, \quad (11-1)$$

где B — амплитудное значение индукции; L — период МПФС*.

* Отметим, что между периодическим полем, начинающимся в точке $z=0$ (рис. 11-1,б), и пушкой в этом случае неизбежно появление переходной области магнитного поля.

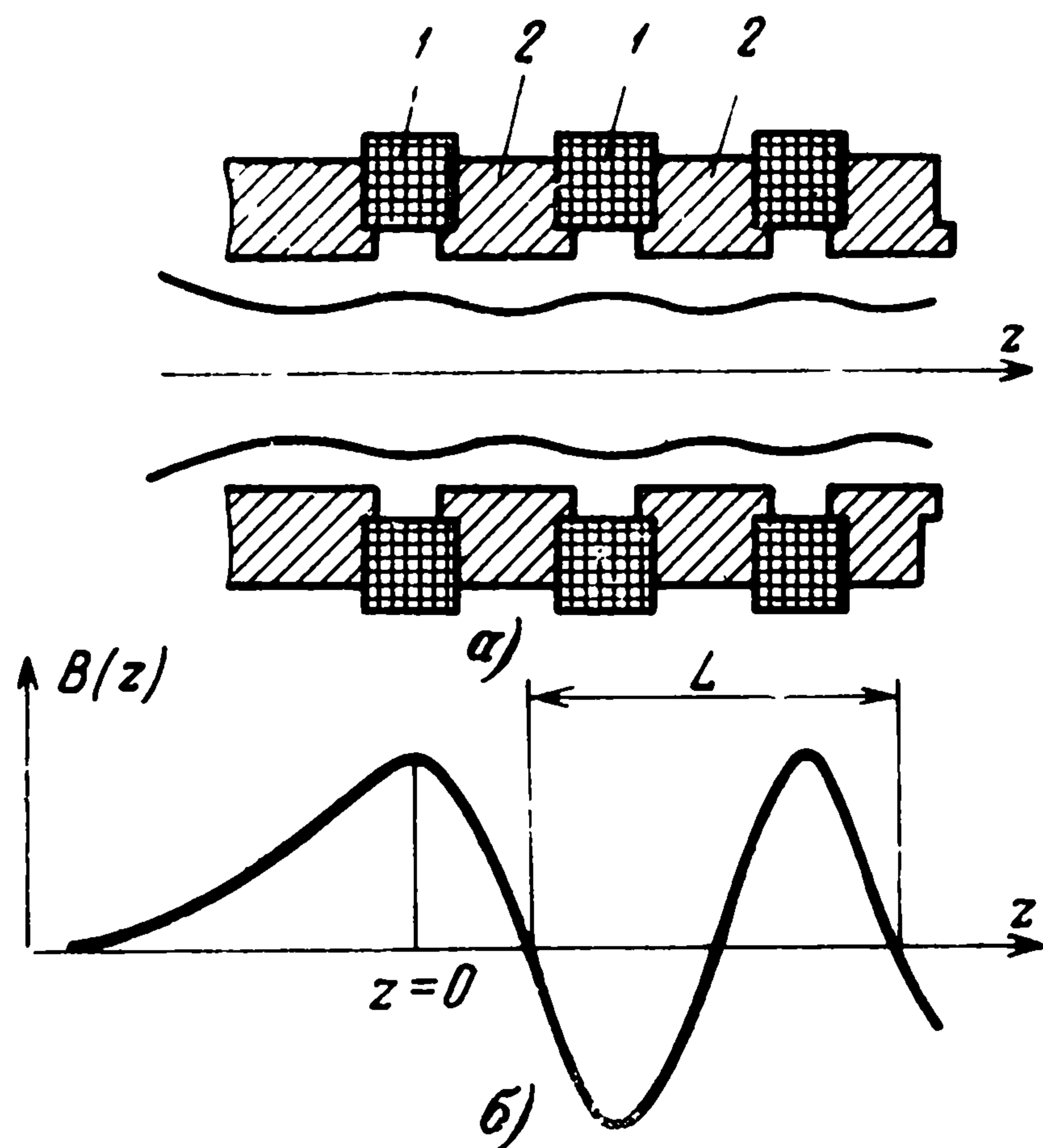


Рис. 11-1. Схема МПФС.

а — с постоянными магнитами; 1 — магниты; 2 — полюсные наконечники; б — типичный вид B -кривой МПФС.

Из чисто качественных соображений следует, что подобное поле представляет собой последовательность магнитных линз, которые, как известно, вне зависимости от направления поля являются собирающими. Следовательно, при движении электронного пучка вдоль оси МПФС расталкивающее действие сил пространственного заряда может при определенных условиях быть в среднем за период скомпенсировано фокусирующим действием этих линз, так что будет получен пучок, контур ко-

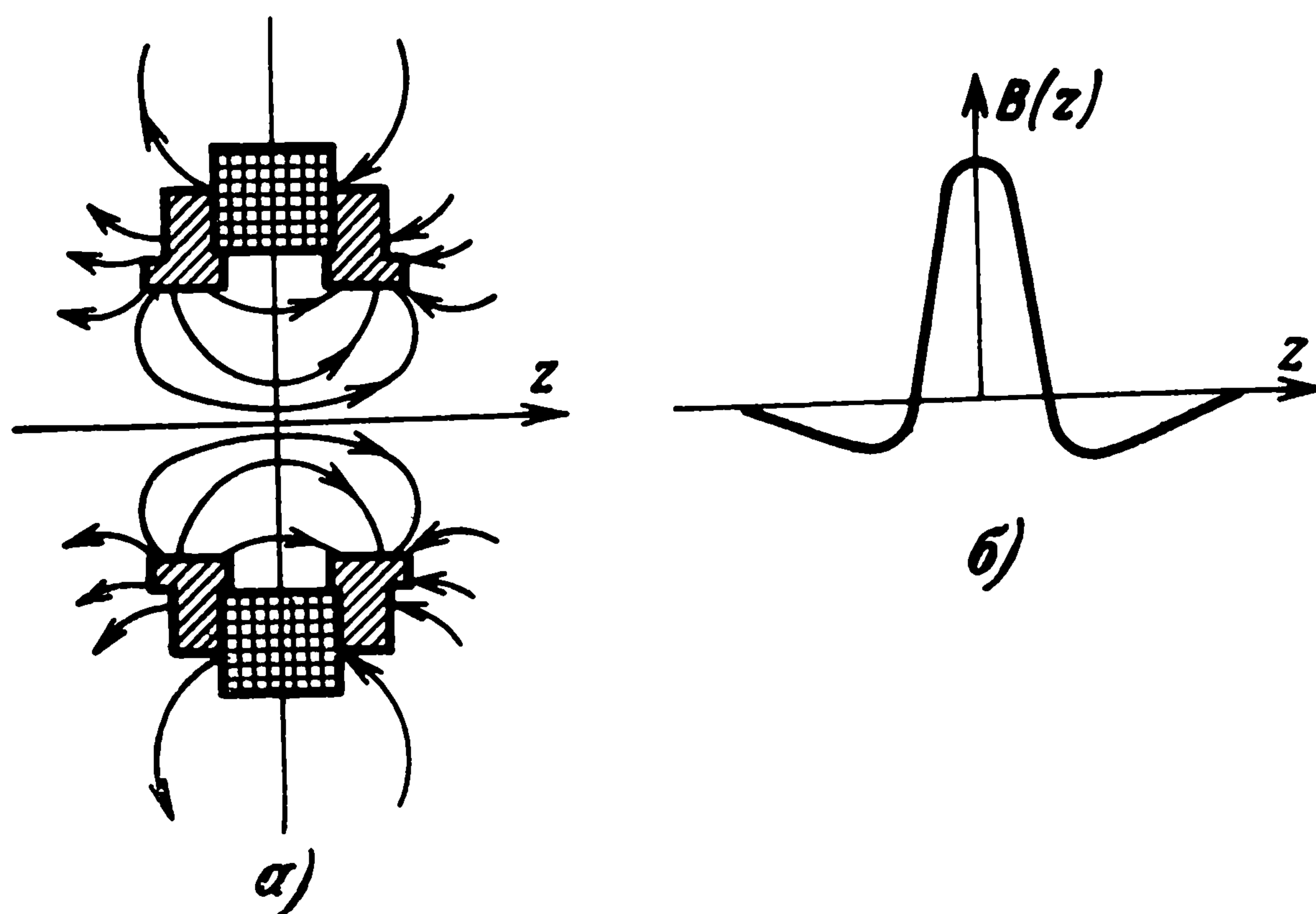


Рис. 11-2. Отдельный элемент МПФС (а) и поле вдоль его оси (б).

торского показан на рис. 11-1. При этом очевидно, что при любых условиях контур пучка не может быть гладким, и его поперечный размер можно характеризовать некоторым средним радиусом r_c и волнистостью пучка, определяющей величины отклонения его радиуса от r_c . В случае если линзы слабые или расстояния между ними велики, то силы пространственного заряда будут превалировать и пучок при переходе от одного элемента системы к другому будет все больше расходиться и электроны будут оседать на стенках пролетного канала. Если же линзы слишком сильные, то возможна так называемая «перефокусировка» пучка, когда он вступает в следующий элемент под большими углами, приводящая также к плохому токопрохождению через систему (большим потерям тока на стенках). Таким образом, при изменении амплитуды индукции B или периода системы L состояния устойчивой фокусировки и хорошего

токопрохождения могут сменяться состояниями неустойчивости.

Рассмотрим это аналитически, обратившись к уравнению крайней траектории пучка в продольном магнитном поле (10-17) и подставив в него B_z из (11-1):

$$\frac{d^2 r}{dz^2} + \frac{e}{8mU} B^2 \cos^2 \frac{2\pi}{L} z \left[1 - \left(\frac{B_{\kappa}}{B \cos \frac{2\pi}{L} z} \right)^2 \left(\frac{r_{\kappa}}{r} \right)^4 \right] r - \frac{I}{4\pi\epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m} U^{3/2} r}} = 0. \quad (11-2)$$

Введем безразмерные переменные: $R = \frac{r}{r_c}$ и $Z = \frac{2\pi}{L} z$.

Тогда с учетом того, что $\cos^2 Z = \frac{1 + \cos 2Z}{2}$, выражение (11-2) легко приводится к виду

$$\frac{d^2 R}{dZ^2} + \frac{eL^2 B^2}{64\pi^2 m U} (1 + \cos 2Z) R - \frac{eL^2 B^2}{64\pi^2 m U} \times \times \left(\frac{B_{\kappa}}{B/\sqrt{2}} \right)^2 \left(\frac{r_{\kappa}}{r_c} \right)^4 \frac{1}{R^3} - \frac{P}{4\pi^3 \epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}}} \left(\frac{L}{2r_c} \right)^2 \frac{1}{R} = 0.$$

Назовем величину $\frac{eL^2 B^2}{64\pi^2 m U} = \alpha$ параметром магнитного поля, характеризующим его величину и период, т. е. степень воздействия на пучок, величину $\frac{P}{4\pi^3 \epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}}} \times$

$\times \left(\frac{L}{2r_c} \right)^2 = \beta$ — параметром пространственного заряда, а величину $\left(\frac{B_{\kappa}}{B/\sqrt{2}} \right)^2 \left(\frac{r_{\kappa}}{r_c} \right)^4 = K$, куда входит эффективное значение поля МПФС, по аналогии со случаем однородного поля — параметром катодных условий.

Тогда окончательно (11-2) перепишется в виде

$$\frac{d^2 R}{dZ^2} + \alpha (1 + \cos 2Z) R - \frac{\alpha K}{R^3} - \frac{\beta}{R} = 0. \quad (11-3)$$

В случае полностью экранированного катода имеем:

$$\frac{d^2 R}{dZ^2} + \alpha (1 + \cos 2Z) R - \frac{\beta}{R} = 0. \quad (11-3a)$$

Выражения (11-3) и (11-3a) являются неоднородными нелинейными дифференциальными уравнениями типа уравнения Матье.

Однородное уравнение Матье имеет вид:

$$\frac{d^2 R}{dZ^2} + (\alpha + 2q \cos 2Z) R = 0, \quad (11-4)$$

и его решения $R=f(Z)$ могут быть представлены в виде рядов [Л. 32], причем в зависимости от соотношения между коэффициентами α и q решения могут быть периодическими (сходящимися) или все возрастающими (расходящимися). На рис. 11-3 представлены области сходящихся и расходящихся (заштрихованные области) решений однородного уравнения Матье в зависимости от величин α и q , соответствующие устойчивой и неустойчивой фокусировке пучка*. Так как в нашем случае [см. (11-3) и (11-4)] величина $\alpha = 2q = a$, то устойчивость фокусировки определяется величиной параметра магнитного поля a , т. е. действительно, как указывалось ранее на основе качественных соображений, величинами B и L , а также U . При этом прямая $a = 2q$ на рис. 11-3 определяет интервалы a , соответствующие устойчивым решениям однородного уравнения Матье, причем первый интервал, где, очевидно, требуется наименьшая величина индукции магнитного поля, заключен в пределах от 0 до 0,66, а второй от 1,72 до 3,76.

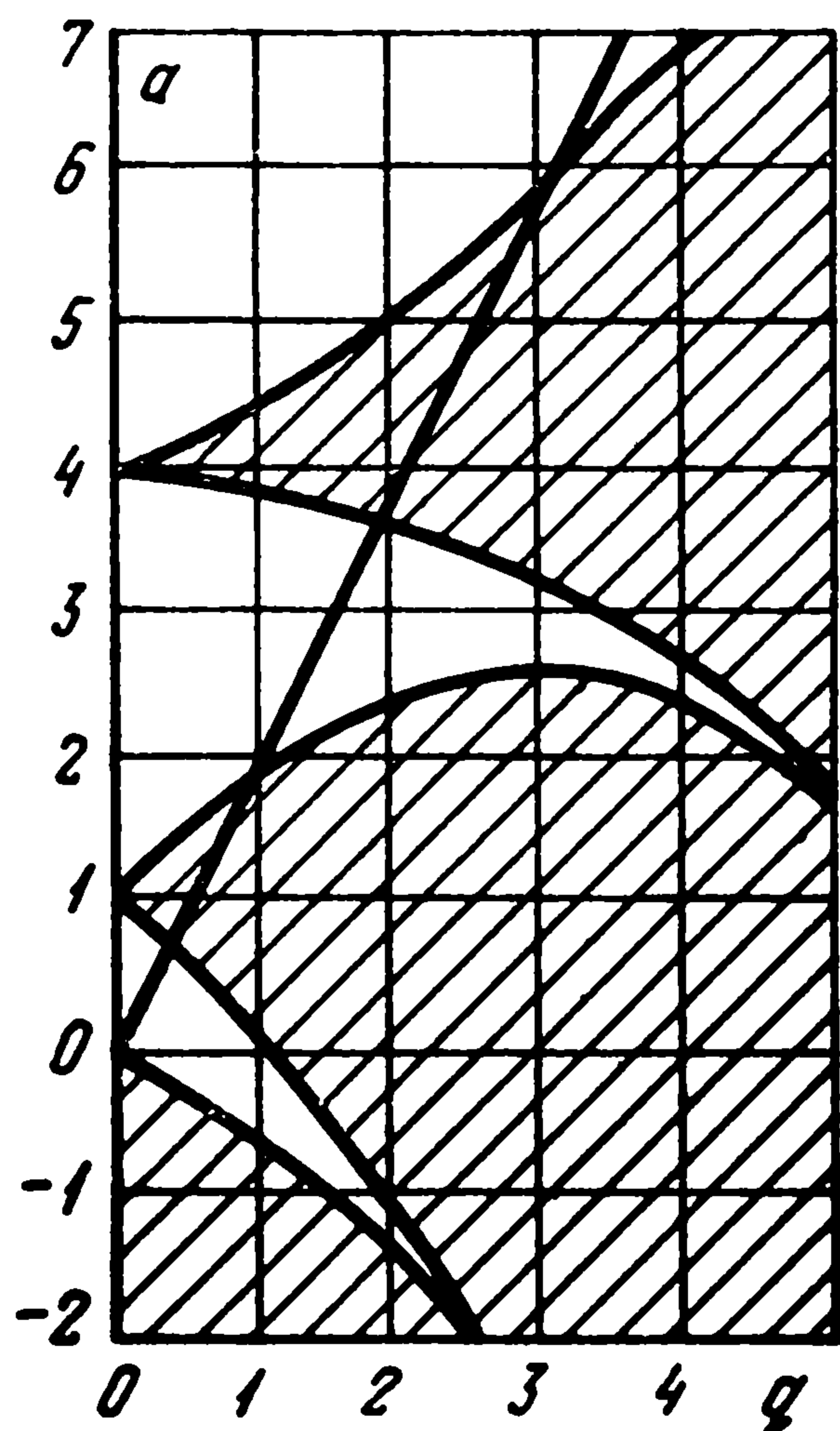


Рис. 11-3. Диаграмма устойчивых и неустойчивых областей решения уравнения Матье.

* Строго говоря, это верно лишь в случае $K=0$ и пренебрежения объемным зарядом: $\beta \approx 0$.

Отметим, что наличие в уравнениях (11-3), (11-3а) членов с $1/R$ и $1/R^3$ приводит к тому, что интервалы устойчивой фокусировки несколько расширяются [Л. 33], но смена областей устойчивой фокусировки областями неустойчивости по-прежнему имеет место.

11-2. КОНТУР ПУЧКА В ПОЛЕ МПФС

Точное аналитическое решение уравнения (11-3) невозможно. Оно решается численными методами. Однако при малых относительных отклонениях δ крайней траектории от r_c можно, воспользовавшись, как это было в случае анализа систем с однородным полем, выражениями (10-19), линеаризировать (11-3). В результате, обозначив $r \approx r_c(1 + \delta)$, получаем:

$$\frac{d^2\delta}{dZ^2} + \alpha\delta \left(1 + \cos 2Z + 3K + \frac{\beta}{\alpha}\right) + \alpha \cos 2Z + \alpha \left(1 - K - \frac{\beta}{\alpha}\right) = 0. \quad (11-4a)$$

Предполагая, что отклонения δ описываются гармонической функцией, можно сказать, что первые три члена, проинтегрированные за период отклонения траектории от среднего радиуса r_c , должны быть равны нулю. Тогда выполнение (11-4а) при устойчивой (периодической) «фокусировке» возможно при выполнении условия

$$1 - K - \frac{\beta}{\alpha} = 0. \quad (11-5)$$

Подставляя в (11-5) значения K , α и β , получаем выражение

$$1 - \left(\frac{B_K}{B/\sqrt{2}}\right)^2 \left(\frac{r_K}{r_c}\right)^4 - \frac{\sqrt{2} I}{\pi\epsilon_0 \left(\frac{e}{m}\right)^{3/2} V U \left(\frac{B}{\sqrt{2}}\right)^2} \frac{1}{r_c^2} = 0. \quad (11-6)$$

Вводя обозначение

$$\frac{\sqrt{2} I}{\pi\epsilon_0 \left(\frac{e}{m}\right)^{3/2} V U \left(\frac{B}{\sqrt{2}}\right)^2} = a_c^2, \quad (11-7)$$

выражение (11-6) приводим к биквадратному уравнению относительно r_c :

$$r_c^4 - a_c^2 r_c^2 - \left(\frac{B_K}{B/\sqrt{2}}\right)^2 r_K^4 = 0,$$

решением которого, имеющим физический смысл, является выражение

$$r_c = a_c \sqrt{\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{1 + 4 \left(\frac{B_{\kappa}}{B/\sqrt{2}} \right)^2 \left(\frac{r_{\kappa}}{a_c} \right)^4}}. \quad (11-8)$$

По аналогии с (10-13) r_c представляет собой средний равновесный радиус пучка в МПФС при произвольной степени экранировки катода.

В случае $K=0$ величина r_c становится минимальной и равной a_c (11-7), которая может быть названа эквивалентным бриллюэновским радиусом. Из (11-7) можно определить эффективное поле $\frac{B}{\sqrt{2}}$, необходимое для получения такого пучка.

Можно показать [Л. 31], что с хорошим приближением решение уравнения (11-4) может быть представлено в виде

$$\begin{aligned} \delta(Z) = [\delta(0) - \varepsilon] \cos \sqrt{2\alpha(1+K)} Z + \\ + \frac{\delta'(0)}{\sqrt{2\alpha(1+K)}} \sin \sqrt{2\alpha(1+K)} Z + \frac{\alpha}{4-2\alpha(1+K)} \left[\cos 2Z - \right. \\ \left. - \frac{1}{4(1+K)} + \frac{\alpha \cos 4Z}{32-4\alpha(1+K)} \right], \end{aligned} \quad (11-9)$$

где

$$\delta(0) = \left(\frac{r}{r_c} - 1 \right)_{z=0} \quad \text{и} \quad \delta'(0) = \frac{1}{r_c} \left(\frac{dr}{dz} \right)_{z=0}$$

— относительные отклонения радиуса пучка от равновесного и угол наклона крайней траектории на входе в МПФС, а

$$\varepsilon = \frac{\alpha}{4-2\alpha(1+K)} \left[1 - \frac{1}{4(1+K)} + \frac{\alpha}{2[16-2\alpha(1+K)]} \right]. \quad (11-10)$$

Последний член в (11-9) определяет так называемую волнистость пучка и не зависит от начальных условий его входа в поле МПФС, а зависит только от параметров системы (B , L , U и K). Видно, что при малых α амплитуда волнистости (11-9) порядка $\alpha/4$, а длина волны примерно $L/2$. Первый и второй члены характеризуют пульсации и зависят от условий ввода пучка в поле МПФС.

Длина волны пульсаций с учетом (11-9) и того, что $z = \frac{L}{2\pi} Z$, равна:

$$\lambda_{\pi} = \frac{L}{V^{2\alpha}(1+K)} = \frac{4\pi V \overline{U}}{\sqrt{\frac{e}{m} \left(\frac{B}{V^2} \right) V^{1+K}}} \cdot \quad (11-11)$$

При малых α $\lambda_{\pi} \gg L$ — периода системы.

Очевидно, что если на входе в МПФС при $z=0$ выполняются условия: $\delta(0) - \varepsilon = 0$ или $r(0) = r_c(1 + \varepsilon)$; $\delta'(0) = 0$ или $(dr/dz)_{z=0} = 0$, то пульсации будут отсутствовать. Волнистость же пучка имеет место всегда.

В случае полной экранировки катода из (11-5) следует, что $\alpha = \beta$. В случае же $K > 0$ $\alpha > \beta$.

11-3. ЭЛЕМЕНТЫ РАСЧЕТА МПФС

Исходя из сказанного, схема прикидочного расчета МПФС в случае полной экранировки катода ($K=0$) может выглядеть следующим образом.

Если заданы параметры пучка I , U и его средний радиус в системе r_c , то, используя (11-7) и ориентируясь на получение «равновесного» пучка ($r_c = a_c$), можно определить эффективное поле $\left(\frac{B}{V^2} \right)$ и амплитудное значение (B) магнитного поля.

Далее, исходя из работы в первой области устойчивости ($\alpha < 0,66$), можно из выражения для α оценить величину периода системы L и из (11-9) волнистость пучка, после чего, используя (11-17) и (11-10), определить необходимый начальный радиус пучка на входе в МПФС, при котором должны отсутствовать пульсации.

Затем рассчитываются геометрические размеры элементов системы (магнитов и полюсных наконечников), для чего можно, например, воспользоваться данными работ [Л. 34, 35].

Далее можно, ориентируясь на получение в точке $z=0$ (рис. 11-1) указанных выше оптимальных условий ввода пучка в МПФС, рассчитать против течения контур пучка в переходной области и параметры пушки, применяя те же приемы, что и в случае систем формирования с однородным магнитным полем.

В заключение следует провести экспериментальную проверку и доводку системы на соответствующем макете.

При этом следует иметь в виду, что идеальные условия ввода пучка в МПФС в реальной системе всегда в той или иной степени не выполняются, что приводит к появлению пульсаций. Поэтому с самого начала для обеспечения удовлетворительного токопрохождения следует иметь величину B на 10—20% выше расчетной.

Описанная выше схема расчета справедлива при небольших α и β . Если они велики, то приходится прибегать к численным методам решения уравнения (11-4).

По сравнению с системами, использующими однородное поле, МПФС имеют ряд недостатков. Во-первых, из-за неточности монтажа, неидентичности магнитов трудно обеспечить и идентичные параметры всех элементов, образующих систему, а следовательно, и получение поля требуемой конфигурации.

Во-вторых, магнитные свойства керамик сильно зависят от температуры. Кроме того, в МПФС трудно регулировать B -кривую на входе в систему для подбора начальных условий ввода пучка в периодическое поле.

Однако МПФС имеют большие, в ряде случаев решающие преимущества, определяющие их все более широкое применение. Они не потребляют мощности и имеют гораздо меньший вес, чем соленоиды соответствующей протяженности.

Глава двенадцатая

ПРИНЦИПЫ ФОРМИРОВАНИЯ ТРУБЧАТЫХ ПУЧКОВ

12-1. СИСТЕМЫ ФОРМИРОВАНИЯ С ПУШКАМИ ТИПА ПИРСА

В ряде случаев выгоднее вместо сплошного цилиндрического пучка иметь трубчатый (полый) пучок электронов, имеющий в поперечном сечении форму кольца.

Это позволяет, например, провести большую часть электронов пучка ближе от замедляющей системы и обеспечить более эффективное взаимодействие электронов с ее полем.

Параллельный трубчатый поток можно получить, если в сплошном цилиндрическом пучке выбросить его

среднюю часть, т. е. изготовить катод в виде кольца. Тогда пушка должна сформировать поле, обеспечивающее равенство нулю радиальной составляющей напряженности поля не только вдоль внешней, но и вдоль

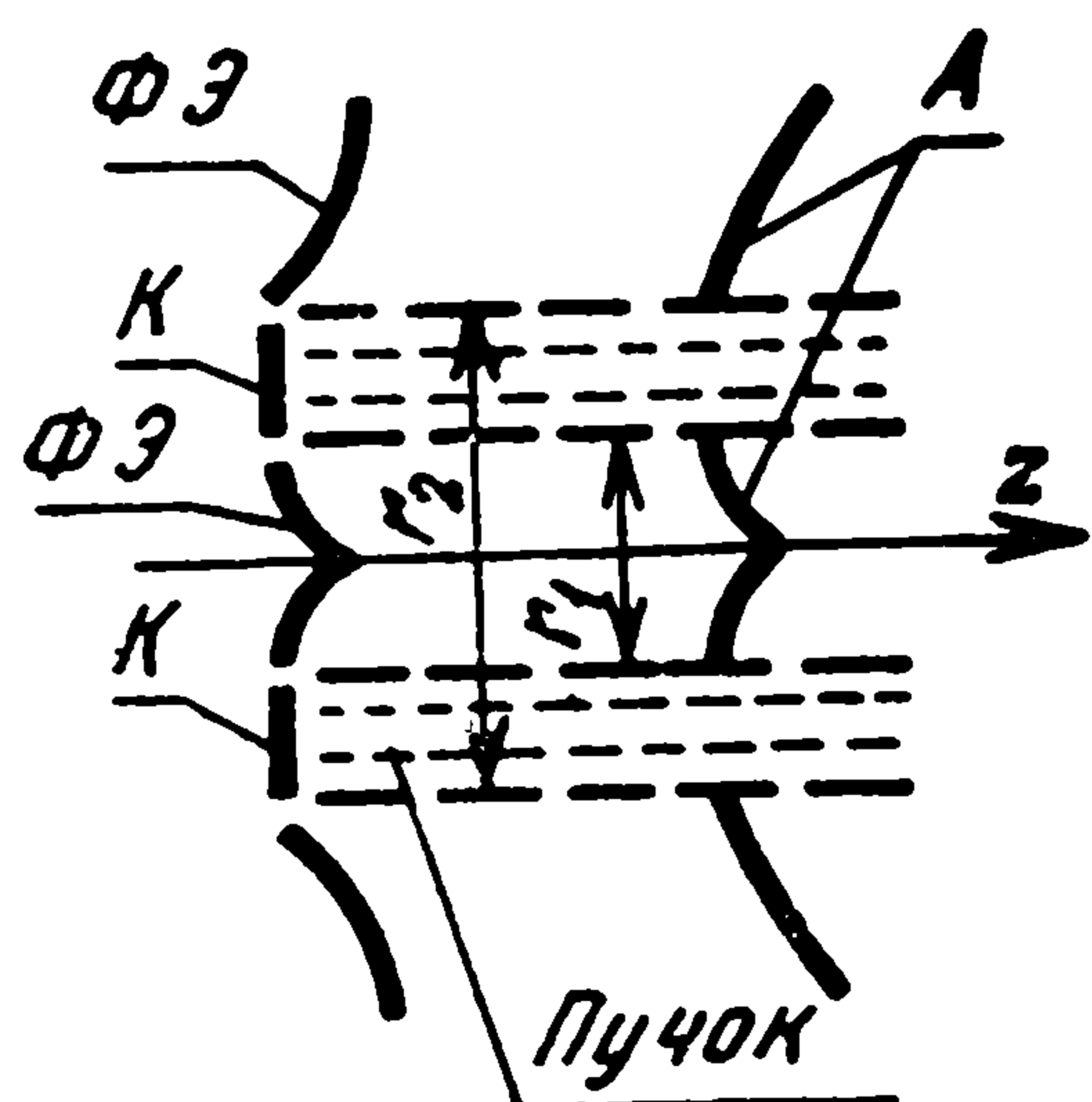


Рис. 12-1. Схема пушки, формирующей трубчатый пучок по принципу Пирса.

К — катод; ФЭ — фокусирующий электрод; А — анод.

внутренней границы пучка. При этом распределение потенциала вдоль границ пучка должно соответствовать распределению потенциала в безграничном плоском диоде (8-2). Форму электродов, которая схематически показана на рис. 12-1, можно подобрать в электролитической ванне, моделируя как внешнюю, так и внутреннюю границы пучка пластинами из диэлектрика. Теперь уже, кроме катода и внешних анода и фокусирующего электрода, необходимы, разумеется, еще и внутренние анод и фокусирующий электрод.

Если заданы напряжение пушки U_a , ток I , а также внешний r_2 и внутренний r_1 радиусы пучка, то расстояние между катодом и анодом рассчитывается по выражению, аналогичному (8-3):

$$d = \sqrt{\frac{2,33 \cdot 10^6 U_a^{3/2}}{I} \pi (r_2^2 - r_1^2)}.$$

Рассеивающее действие анодного отверстия в первом приближении может также быть оценено по формуле тонкой линзы, как и для сплошного пучка.

Аналогично на основе пушки сферического типа, формирующей сходящийся аксиально-симметричный пучок, может быть сконструирована пушка для формирования сходящегося трубчатого пучка.

В работе [Л. 28] предложена более простая форма электродов для таких пушек (рис. 12-2) и даны графики, позволяющие рассчитать их геометрию.

Как и в случае сплошных пучков, по выходе из пушки трубчатый пучок будет расширяться под действием сил собственного пространственного заряда, и для его проведения через достаточно протяженный пролетный канал необходима поперечно-ограничивающая система

«фокусировки», в которой обычно используется продольное магнитное поле.

Следует отметить, что в случае трубчатого пучка положение осложняется. Действительно, в сплошном пучке, как мы видели, в принципе возможно создание условий, когда после прохождения переходной области сумма сил, действующих на все электроны пучка, равна нулю и имеет место равновесный пучок постоянного радиуса.

В трубчатом пучке сила действия пространственного заряда на внутренней его границе равна нулю, что следует из теоремы Гаусса.

Поэтому в случае полной экранировки катода, когда на все электроны пучка после прохождения переходной области действует сила Лоренца, направленная к оси симметрии, можно добиться ее полной компенсации силой пространственного заряда и центробежной силой лишь на внешней границе пучка.

На внутренней же границе этот баланс, очевидно, не будет иметь место и пучок быстро разрушится.

Возможно применение системы с неэкранированной пушкой и параллельным пучком, в которой электроны, вышедшие с катода, движутся вдоль силовых линий магнитного поля. В силу наличия линзы в области анодного отверстия по выходе из пушки возникнут пульсации, для уменьшения которых требуется сравнительно сильное магнитное поле. Кроме того, в этом случае отсутствует компрессия пучка.

Равновесный трубчатый пучок может быть получен в случае полной (или частичной) экранировки катода с использованием пушки со сходящимся пучком, если соответствующим образом изменить конфигурацию магнитного поля.

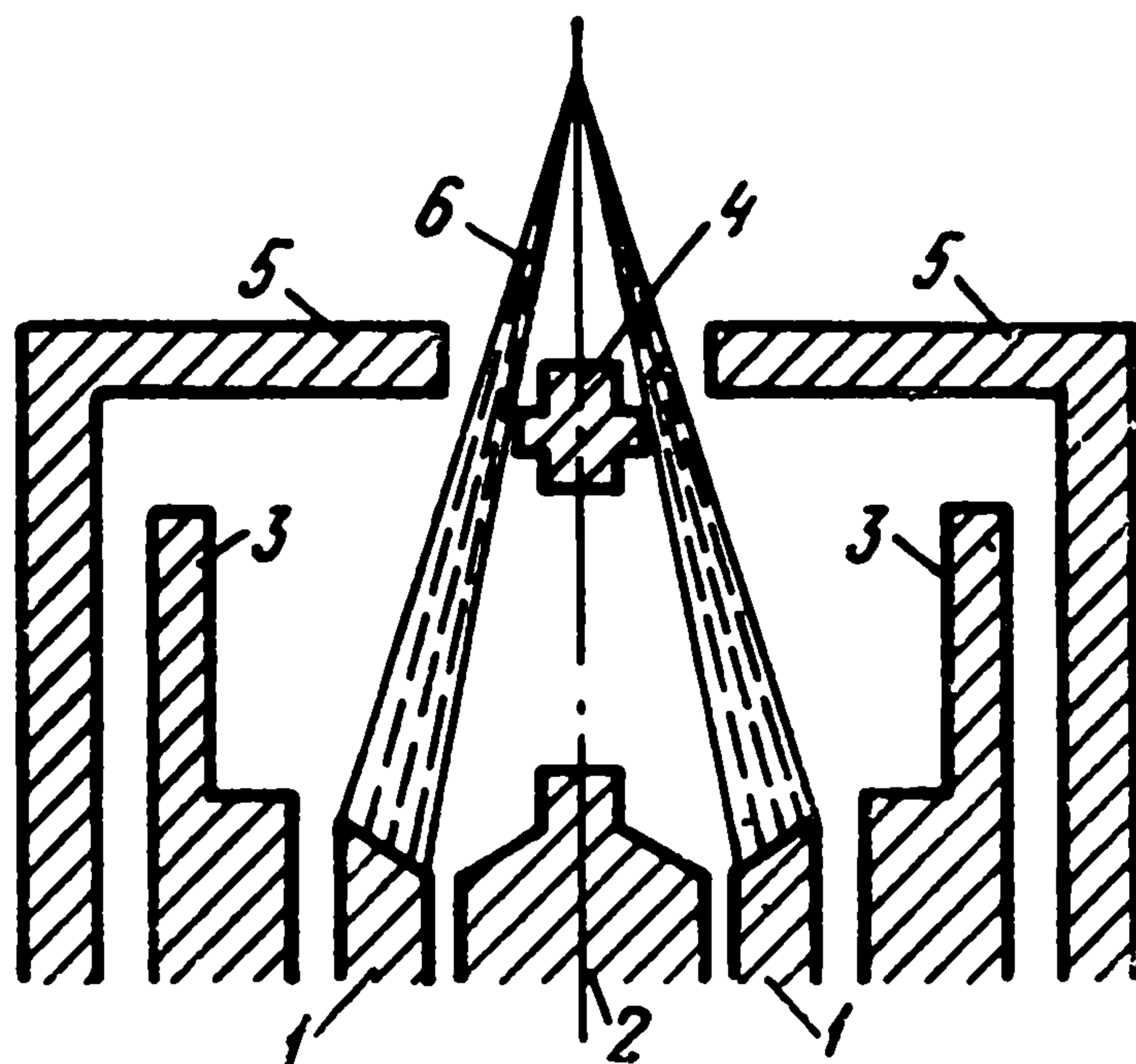


Рис. 12-2. Конфигурация электродов пушки, формирующей трубчатый пучок, предлагаемая в работе [Л. 28].

1 — кольцевой катод; 2 — внутренний фокусирующий электрод; 3 — внешний фокусирующий электрод; 4 — внутренний анод; 5 — внешний анод; 6 — электронный пучок.

Для этого, кроме внешнего экрана, отводящего, как обычно, силовые линии поля от оси симметрии, должен быть введен еще внутренний экран (рис. 12-3), отводящий часть магнитного потока к оси. Параметры пушки должны быть подобраны так, чтобы внутренние граничные электроны в переходной области шли по границе раздела потоков и не пересекали магнитные силовые линии.

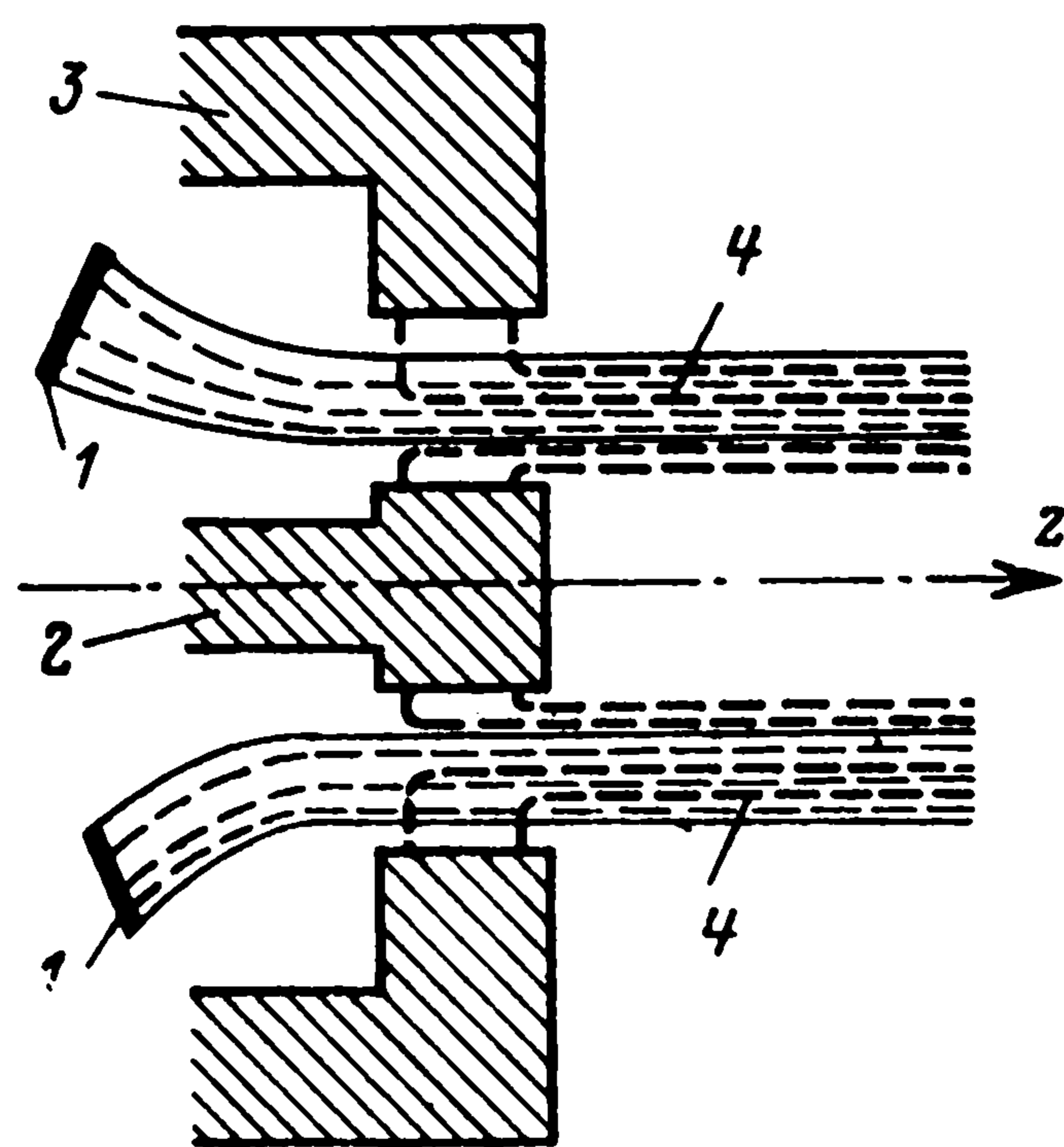


Рис. 12-3. Схема ввода трубчатого пучка в однородное магнитное поле без закручивания внутренних граничных электронов.

1 — кольцевой катод; 2 — внутренний экран; 3 — наружный экран; 4 — пучок.

Тогда траектории этих электронов не будут закручиваться вокруг оси z , сила Лоренца будет отсутствовать и внутренняя граница пучка при условии ввода крайних электронов в область однородного поля параллельно оси z будет гладкой. По мере приближения к внешней границе сила пространственного заряда возрастает. Одновременно с этим электроны пересекают все большее количество силовых линий, что ведет к росту силы Лоренца, в результате чего может быть в принципе получен равновесный пучок.

Можно показать [Л. 21], что для этого необходимо, чтобы плотность пространственного заряда по радиусу пучка была не постоянной, а менялась бы по закону

$$\rho(r) = -\frac{\epsilon_0 e}{2m} B^2 \left[1 + \left(\frac{r_1}{r} \right)^4 \right],$$

где B — индукция в области однородного магнитного поля, а r_1 — внутренний радиус пучка. Такого распределения пространственного заряда получить не удастся, и поэтому все трубчатые пучки в той или иной степени пульсируют.

12-2. МАГНЕТРОННЫЕ ПУШКИ

В последнее время пушки такого типа вызывают определенный интерес, так как позволяют получить трубчатые пучки с высоким первеансом.

Их работа основана на широко известном магнетронном эффекте, наблюдающемся в скрещенных электрическом и магнитном полях.

Действительно, если представить себе цилиндрический диод (рис. 12-4), помещенный в однородное продольное магнитное поле с индукцией B , то с ростом B при заданном анодном потенциале U траектории электронов между катодом и анодом будут все больше искривляться. При некоторой критической величине

$$B_k = \frac{4}{\sqrt{2 \frac{e}{m}}} \frac{\sqrt{U}}{[1 - (r_k/r_a)^2]}$$

электроны будут лишь касаться поверхности анода, а с дальнейшим ростом B электроны, не попадая на анод, будут возвращаться на катод.

Следовательно, если наряду с поперечным движением обеспечить еще и продольное (вдоль оси z) смещение электронов, достаточное для того, чтобы они за время пролета в межэлектродном пространстве успели выйти из цилиндрического

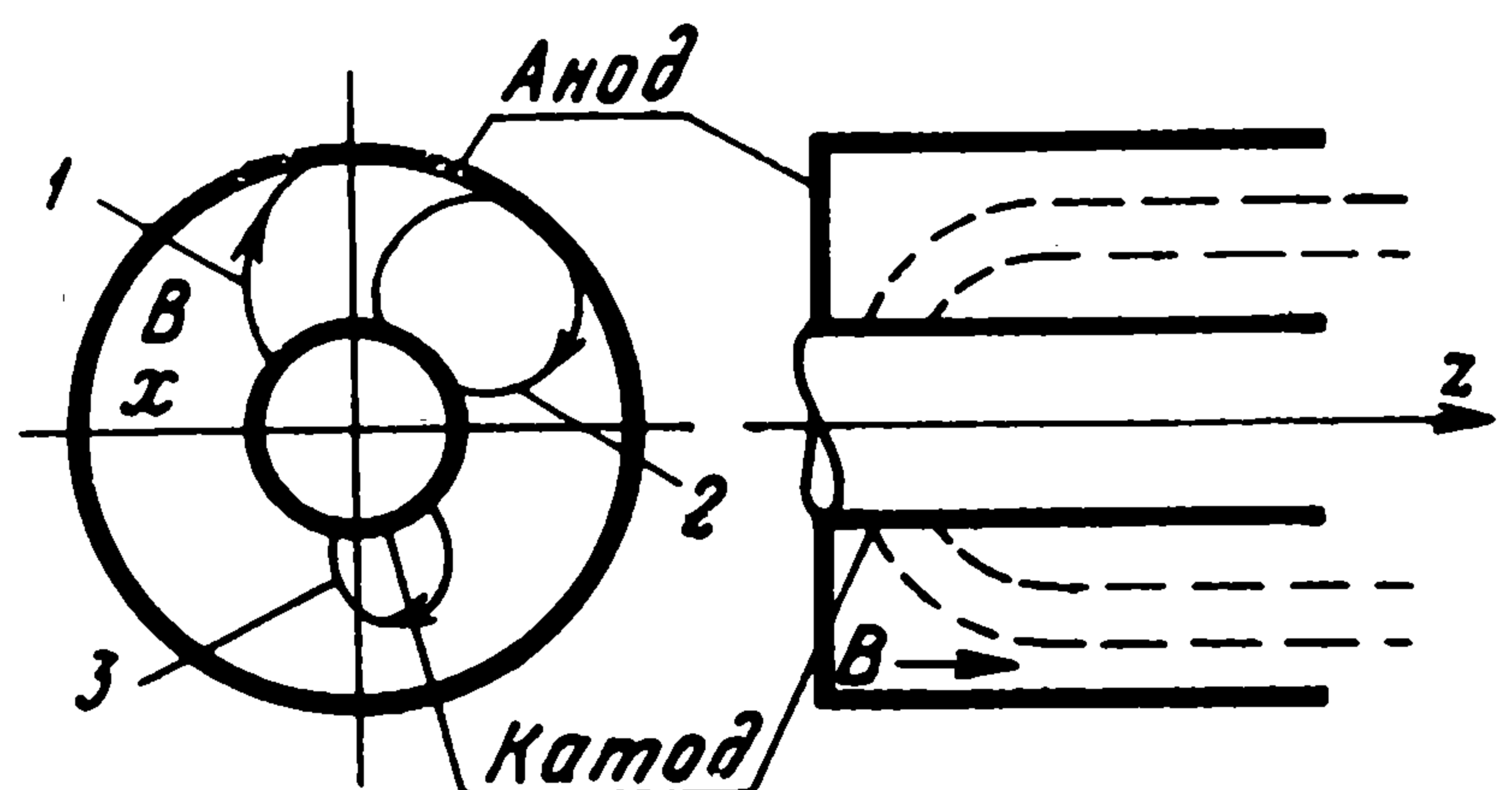


Рис. 12-4. К принципу работы магнетронной пушки.

1 — $B < B_k$; 2 — $B = B_k$; 3 — $B > B_k$.

конденсатора, образованного анодом и катодом, то на выходе будет получен трубчатый электронный пучок.

Такое продольное смещение обеспечивается приданием аноду или катоду (или обоим электродам) формы, близкой к конусообразной, в результате чего возникает составляющая напряженности электрического поля, ускоряющая электроны вдоль оси z .

Различные варианты выполнения магнетронных пушек схематически показаны на рис. 12-5. При этом катод оснащается для лучшей фокусировки пучка передним и задним фокусирующими электродами.

Возможны также варианты магнетронных пушек обращенного типа, в которых внешний электрод является катодом, а внутренний анодом.

Следует указать, что для работы магнетронных пушек требуется сравнительно высокое значение индук-

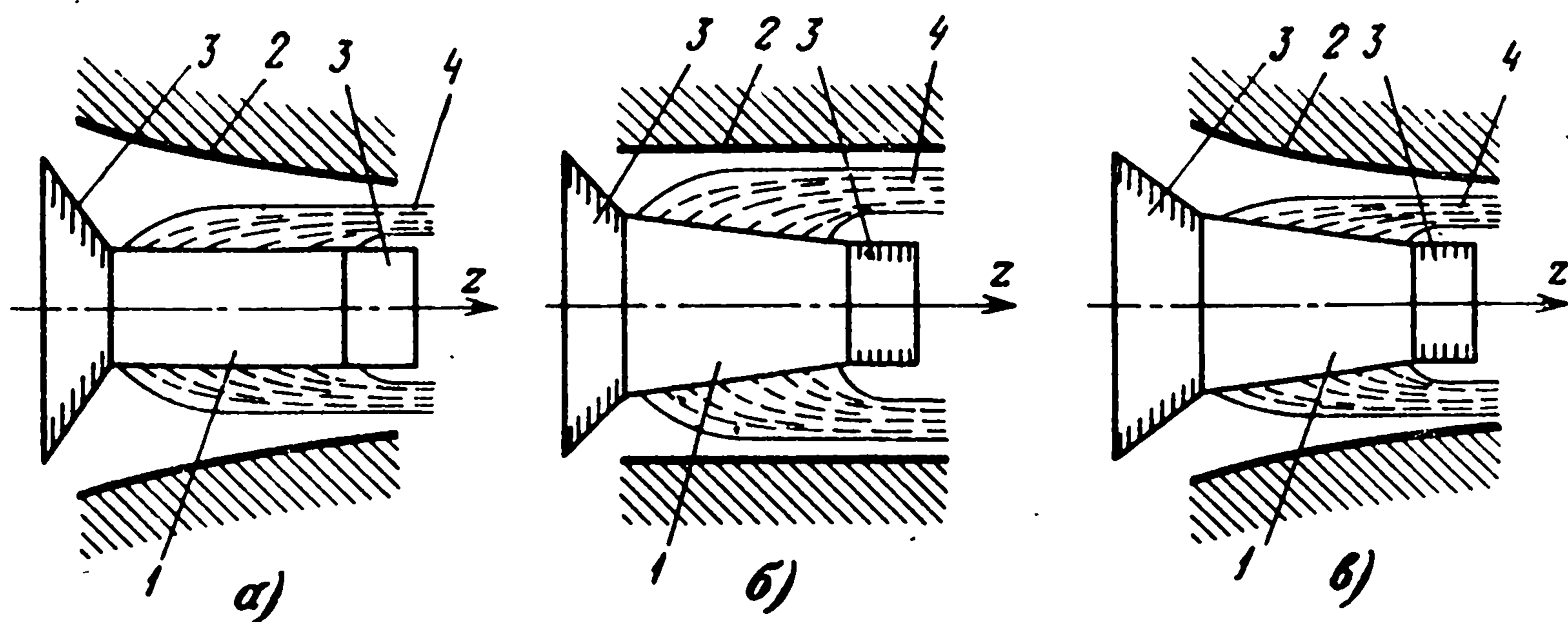


Рис. 12-5. Различные варианты магнетронных пушек.
1 — катод; 2 — анод; 3 — фокусирующие электроды; 4 — пучок.

ции магнитного поля, однако уже сейчас созданы пушки такого типа, обеспечивающие формирование пучков с микропервеансом 10 и более. Элементы расчета магнетронных пушек изложены в ряде работ (например, [Л. 21—23]).

Глава тринадцатая

ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ФОРМИРОВАНИЯ ПУЧКОВ

13-1. ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Если обратиться к возможностям формирования электронных пучков с помощью электрических полей, то в первую очередь следует указать на их исключительную заманчивость. Дело в том, что, как известно, электростатическая фокусировка практически не требует затраты мощности, а вес и размеры системы получаются гораздо меньшими, чем в случае систем с магнитным полем. Кроме того, в случае электростатических полей, образуемых определенной системой электродов, возникающие в приборе ионы будут уходить на них, а не на катод, что повысит его долговечность.

Все это вызывает значительный интерес к разработке таких систем, однако пока они распространены меньше, чем системы с магнитной фокусировкой.

Дело в том, что еще не разработаны достаточно точные и практически приемлемые методы их расчета и,

кроме того, при их выполнении встречается целый ряд технических трудностей. Укажем еще, что не всякая электростатическая система может быть применена в любом типе приборов, потому что она должна располагаться обязательно внутри прибора. Это связано с тем, что, во-первых, электростатические поля могут экранироваться металлическими элементами и узлами прибора и, во-вторых, с тем, что электроды системы должны быть возможно ближе к пучку, чтобы повысить ее эффективность.

Однако перспективность таких систем очевидна.

Построение систем формирования с электростатической фокусировкой основывается на различных принципах. Рассмотрим некоторые из них.

13-2. ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ФОРМИРОВАНИЯ ПО ПРИНЦИПУ ПИРСА

Представим себе сплошной безграничный электронный поток с плотностью тока j , распространяющийся в своеобразном триоде, состоящем из трех электродов (рис. 13-1, а). При этом потенциалы крайних электродов

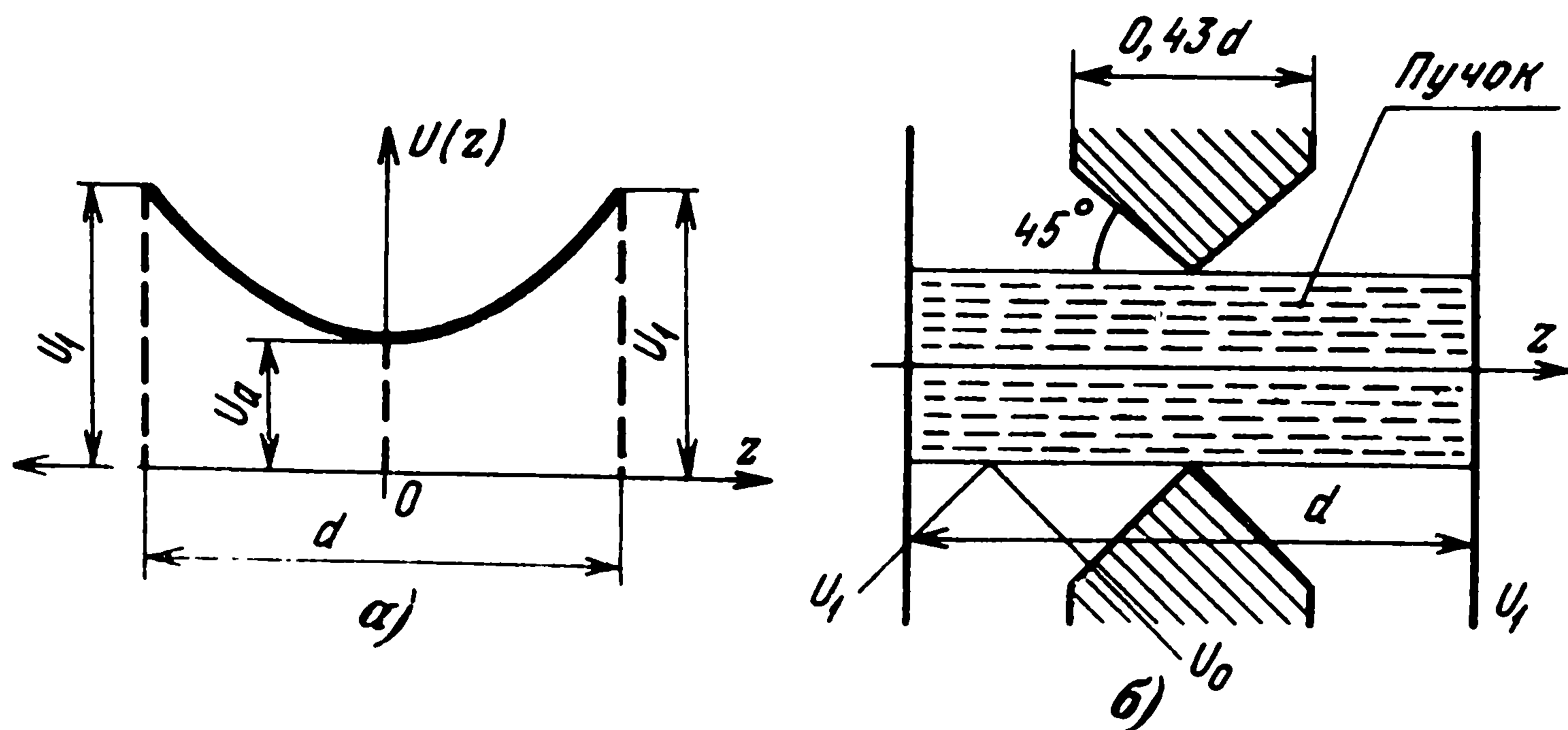


Рис. 13-1. Распределение потенциала в ячейке системы электростатического формирования (а) и расчетная форма электродов (б).

равны U_1 , а потенциал среднего $U_0 < U_1$, причем электроды прозрачны для электронов, например представляют собой сетки.

Очевидно, что распределение потенциала между электродами будет иметь вид, представленный на рис. 13-1 с минимумом при $z=0$. Согласно [Л. 36] потенциал

в пространстве между электродами (если за начало отсчета принять средний электрод) связан с расстоянием соотношением

$$z = \left(\frac{1}{9\pi} \sqrt{\frac{2e}{m}} \right)^{1/2} \frac{1}{j^{1/2}} [U(z)^{1/2} - U_0^{1/2}]^{1/2} \cdot [U(z)^{1/2} + 2U_0^{1/2}]. \quad (13-1)$$

Если теперь отбросить большую часть пучка, оставив только требуемых размеров аксиально-симметричный или ленточный пучок, то для его формирования необходимо подобрать форму электродов, создающих на границе пучка поле, удовлетворяющее тем же требованиям, что и поле в пушках Пирса (см. гл. 8).

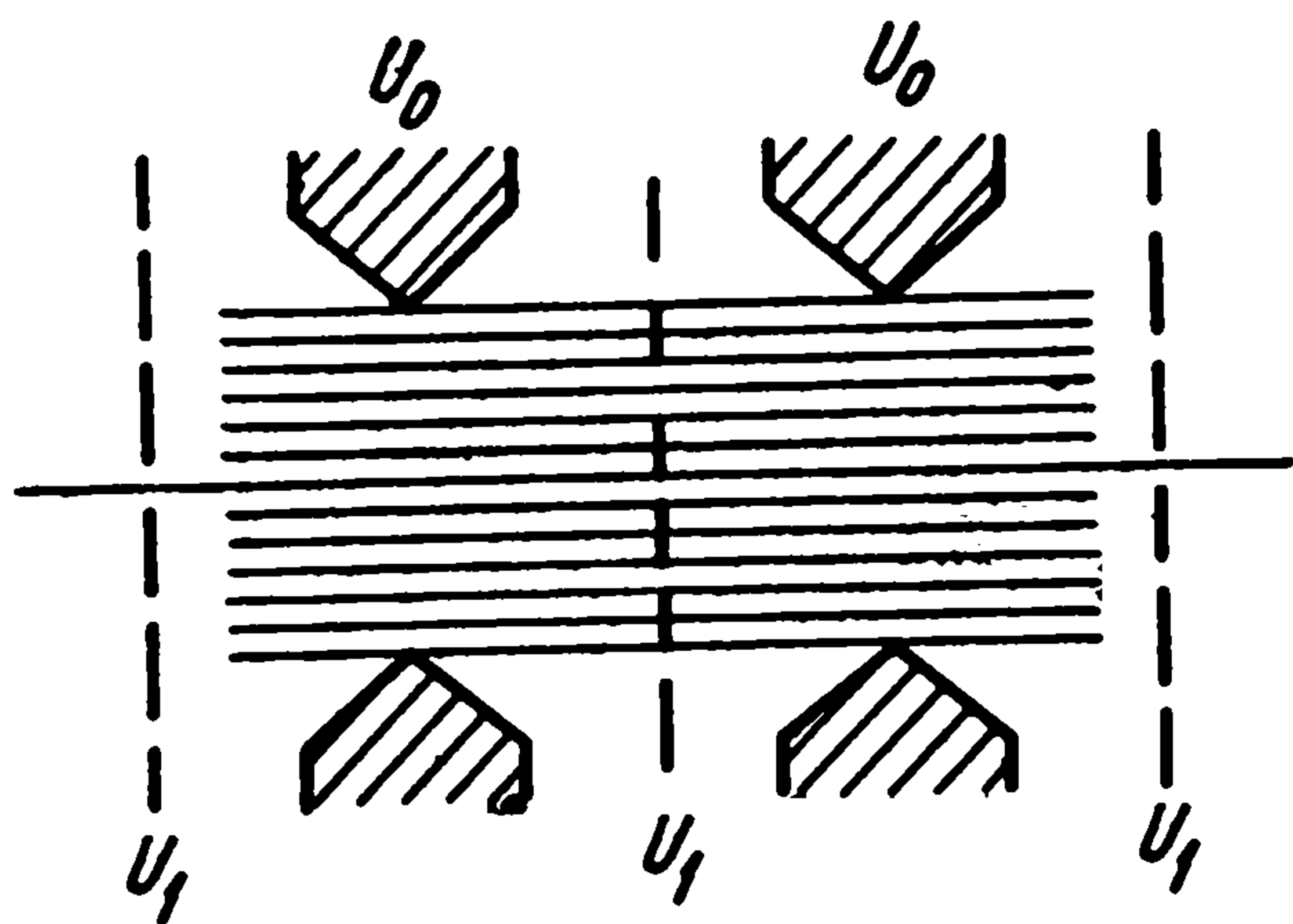


Рис. 13-2. Электростатическая система формирования пучка по принципу Пирса.

Это можно сделать в электролитической ванне тем же методом, что и при расчете пушек Пирса.

Форма получающихся при этом электродов представлена на рис. 13-1,б. Кромка низковольтного электрода подходит к границе пучка под углом 45° , что является характерным для систем данного типа. В такой системе можно получить пучок постоянного сечения. При этом ясно, что при увеличении длины системы будет возрастать и необходимая для ее работы разность потенциалов ($U_1 - U_0$), что практически ограничивает протяженность пучка.

Для ее увеличения можно применить систему, составленную из ячеек, изображенных на рис. 13-2.

Наличие сеток в высоковольтных электродах ограничивает ток пучка из-за их перегрева, поэтому обычно сетки не применяются. Это приводит к расширению пучка при прохождении высоковольтных электродов аналогично тому, как это имеет место на аноде пушек Пирса.

Строго говоря, рассматриваемая система при отсутствии сеток перестает быть системой типа Пирса и имеет отличное по сравнению с пушками Пирса распределение потенциала вдоль границы пучка. Появляются радиаль-

ные силы и как следствие этого — пульсации. Для уменьшения этих эффектов увеличивается диаметр диафрагм в электродах и корректируется их форма.

13-3. ЦЕНТРОБЕЖНО-ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКАЯ ФОКУСИРОВКА (ЦЭФ)

Представим себе конденсатор (рис. 13-3), образованный цилиндрами радиусов r_1 и r_2 , причем внутренний цилиндр имеет больший потенциал U_1 , чем наружный U_2 . Если электрон движется в этом цилиндре, имея как осевую (v_z), так и азимутальную составляющую (v_φ) скорости, то уравнение его движения в радиальном направлении [см. (10-2)] имеет вид:

$$\frac{d^2r}{dt^2} - r \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2 = - \frac{e}{m} E_r.$$

Напряженность поля в цилиндрическом конденсаторе, как известно, равна:

$$E_r = \frac{U_1 - U_2}{r \ln \frac{r_2}{r_1}}.$$

Учтем также, что величина $rv_\varphi = r^2 \frac{d\varphi}{dt}$ есть момент вращения электрона, который в поле центральных сил является величиной постоянной. Тогда уравнение движения переписется в виде

$$\frac{d^2r}{dt^2} - \frac{r^4 \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2}{r^3} = - \frac{e (U_1 - U_2)}{rm \ln \frac{r_2}{r_1}}.$$

Слева имеем линейное радиальное ускорение и ускорение, обусловленное центробежной силой¹.

Справа — противоположно ей направленная составляющая радиального ускорения, обусловленная силами поля цилиндрического конденсатора. Если $d^2r/dt^2 = 0$, то r и $d\varphi/dt$ таковы, что эти две силы уравновешивают друг друга, и электрон будет двигаться по окружности неизменного радиуса r . При этом равновесие будет устойчивым, так как в выражениях для сил числители

¹ Здесь, как и при рассмотрении равновесного пучка, движение рассматривается в неинерциальной системе координат.

есть постоянные величины. Следовательно, при увеличении r центробежная сила будет уменьшаться быстрее, чем eE_r , и баланс сил будет таков, что электрон будет стремиться к внутреннему электроду. Если же с другой стороны r уменьшается, то центробежная сила будет расти быстрее eE_r и баланс сил будет таков, что электрон будет стремиться уже к наружному электроду. Таким образом, траектория электрона может лишь пульсировать относительно некоторого равновесного радиуса r .

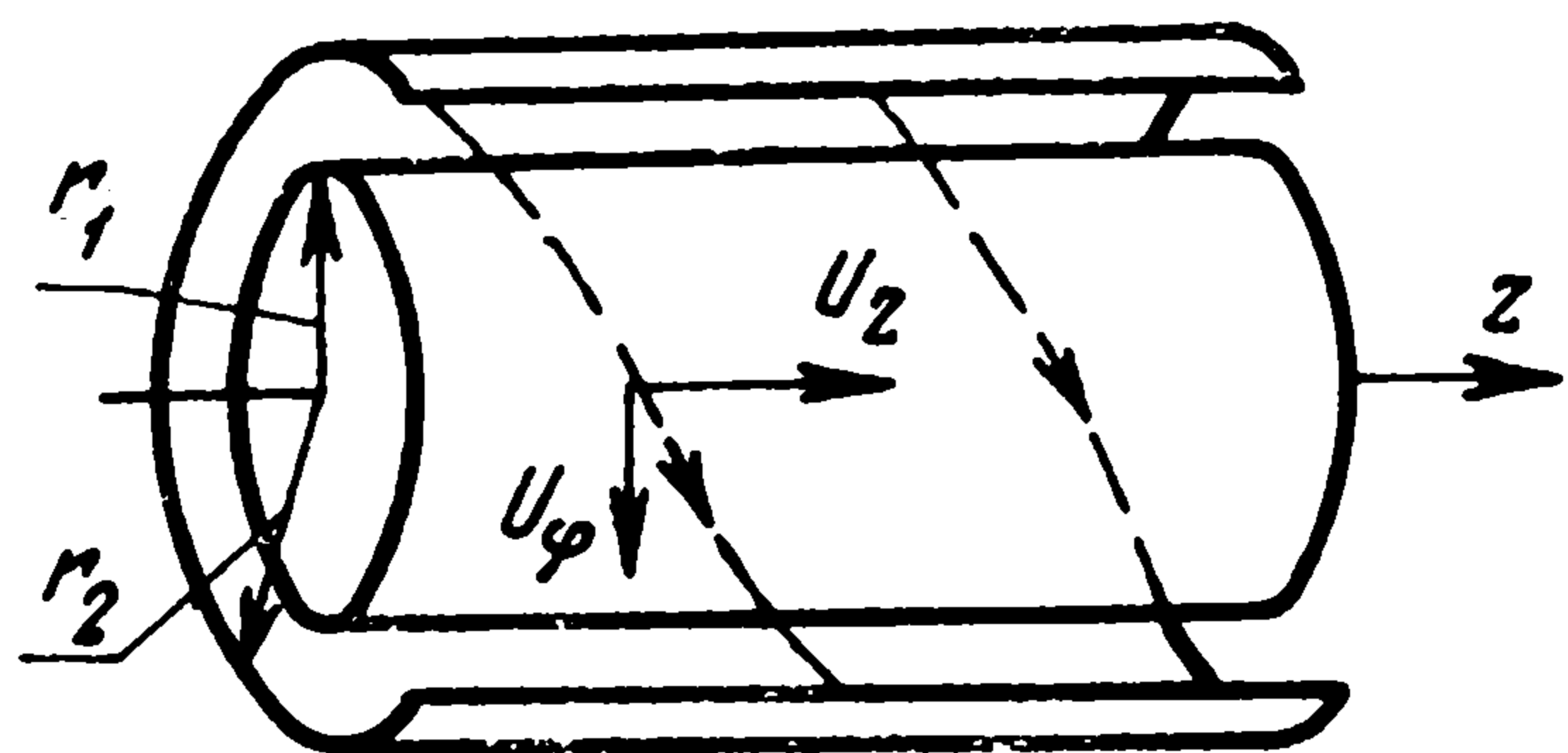


Рис. 13-3. К понятию о центробежно-электростатической фокусировке.

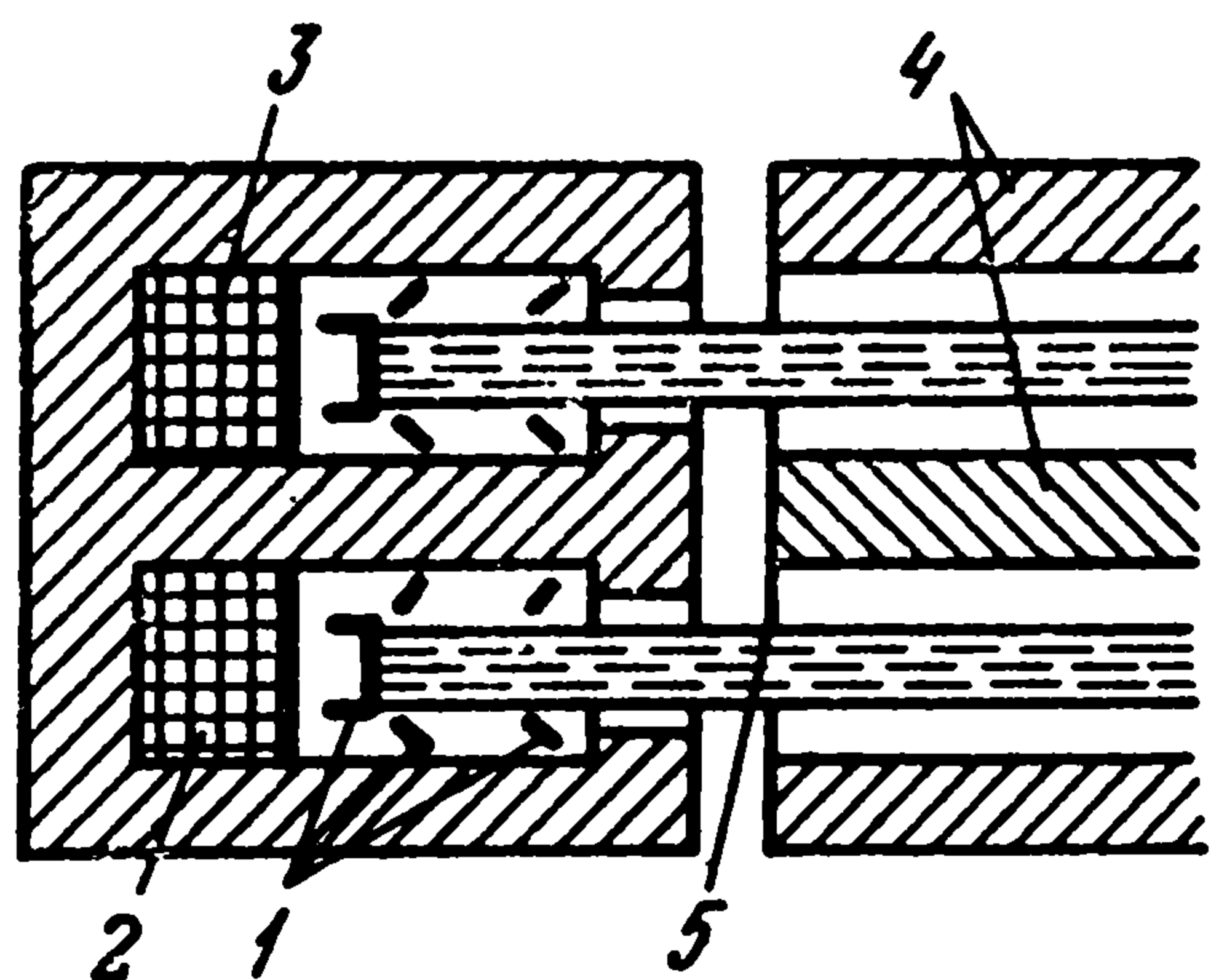


Рис. 13-4. Пушка Харриса [Л. 37] с центробежно-электростатической системой.

1 — катод и другие электроды пушки; 2 — магнитопровод; 3 — катушка; 4 — внутренний и внешний электроды ЦЭФ; 5 — пучок.

вокруг ее оси. Такие пушки являются неотъемлемой частью системы ЦЭФ, применяются только с ней, поэтому их целесообразно рассмотреть именно в данном параграфе. Одним из вариантов пушки является так называемая пушка Харриса [Л. 37], в которой используется поперечное магнитное поле. Схематически пушка изображена на рис. 13-4. Кольцевой катод и фокусирующий электрод помещены внутри магнитопровода, являющегося одновременно анодом. Электроны пучка, проходя зазор в магнитопроводе, получают азимутальную скорость и поступают в поле ЦЭФ. Меняя величину

В случае, если между цилиндрами имеется не единственный электрон, а трубчатый пучок, поле конденсатора искажается, и строго говоря, каждый отдельный электрон (точнее, каждый круговой слой в пучке) будет иметь собственное условие равновесия. Однако и в этом случае возможна фокусировка, хотя пучок будет обязательно пульсировать.

Как мы видели, для работы ЦЭФ необходима пушка, которая при вводе пучка в поперечно-ограничивающую систему заставила бы электроны пучка вращаться

магнитного поля, можно легко менять величину $d\varphi/dt$ и добиваться фокусировки пучка. Такая пушка, очевидно, имеет тот недостаток, что оставшийся, хотя и небольшой, магнитный элемент увеличивает вес системы и потребляемую ею мощность.

Позже З. С. Черновым [Л. 38] была предложена чисто электростатическая пушка для ЦЭФ, показанная на рис. 13-5. Кольцевой катод 1, расположенный между

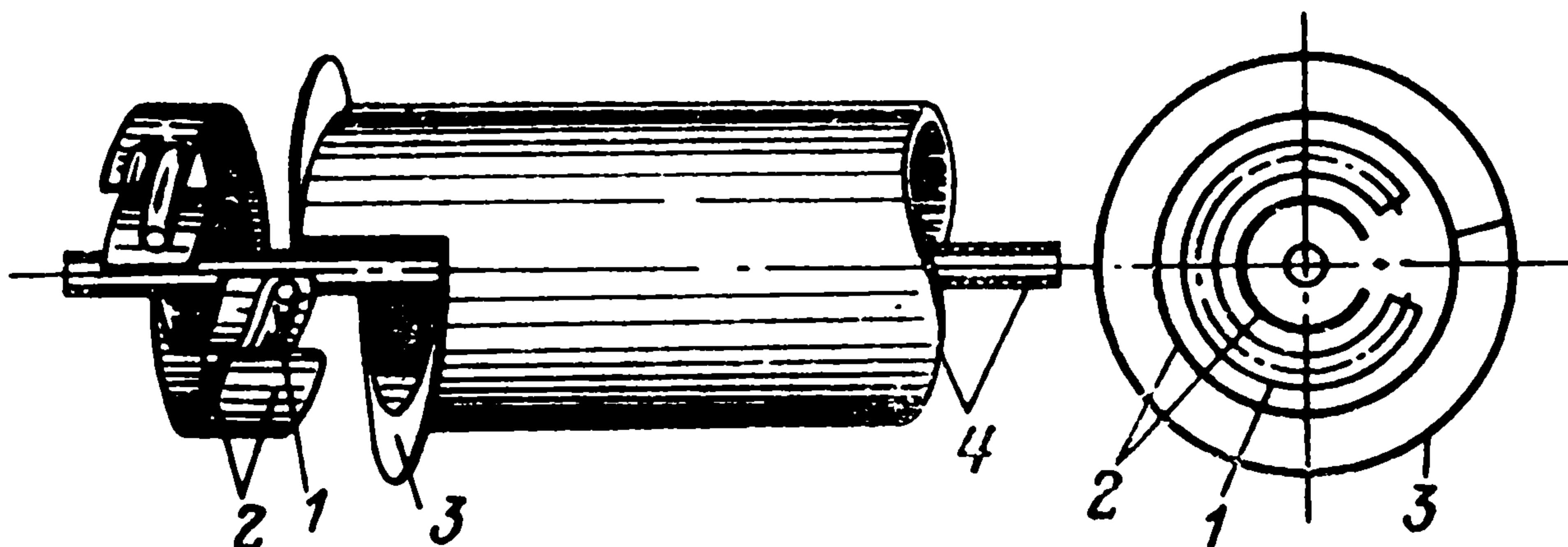


Рис. 13-5. Пушка Чернова с центробежно-электростатической фокусирующей системой.

1 — катод; 2 — фокусирующий электрод; 3 — анод; 4 — электроды ЦЭФ.

фокусирующими электродами 2, и анод 3, являющийся внешним электродом системы ЦЭФ, имеют спиральный срез, что позволяет наряду с ускорением электронов вдоль оси z сообщить им азимутальную скорость. Фокусировка пучка обеспечивается регулировкой разности потенциалов между электродами системы ЦЭФ.

Отметим, что системы ЦЭФ являются еще одним вариантом систем для формирования трубчатых электронных пучков.

13-4. ПЕРИОДИЧЕСКАЯ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКАЯ ФОКУСИРОВКА (ПЭФ)

Как в случае МПФС, где используется по существу цепочка магнитных линз, в случае периодической электростатической фокусировки используется цепочка электростатических линз, фокусирующее действие которых при пролете электронами расстояния, равного периоду системы, в среднем уравнивает дефокусирующее действие сил поля пространственного заряда пучка. Следовательно, в таких системах, как и в МФПС, принципиально нельзя получить пучок с постоянным сечением. Его контур всегда будет волнистым. Такую систему можно представить себе, в частности, состоящей из на-

бора диафрагм или цилиндров, поочередно имеющих потенциалы U_1 и U_2 (рис. 13-6, а и б), или биспирали, образованной двумя спиралями, имеющими потенциалы U_1 и U_2 (рис. 13-6, в).

При этом в любом случае распределение потенциала вдоль границы пучка имеет вид периодической кривой, представленной на рис. 13-7, а, и в первом приближении может быть описано выражением $U(z) = U_0 + U \sin \frac{2\pi}{L} z$, где L — период системы, U_0 — некоторый средний уровень потенциала, вокруг которого он колеблется, а U — амплитуда этих колебаний. Очевидно, что с уменьшением L и увеличением $\frac{U_1 - U_2}{U_0}$ действие поля на электроны пучка будет сильнее.

Так как вторая производная $\sin \alpha$ есть $-\sin \alpha$, то исходя из свойств электростатических линз там, где $U(z) > U_0$, $\frac{d^2U(z)}{dz^2} < 0$ и линзы, как известно, будут оказывать рассеивающее действие, и, наоборот, там, где $U(z) < U_0$, $\frac{d^2U(z)}{dz^2} > 0$ и действие линз будет фокусирующим. Но фокусирующие участки (рис. 13-7, б) электроны проходят с меньшими скоростями, чем рассеивающие. Поэтому общее действие поля линз за период будет фокусирующим, что и дает возможность скомпенсировать расталкивающее действие сил пространственного заряда.

Как и в случае МПФС, ясно, что если линзы слишком слабые, то действие пространственного заряда будет превалировать и пучок будет быстро расходиться. Если же они слишком сильны, то пучок будет перефокусирован. В обоих случаях токопрохождение резко ухудшается.

Как и в случае МПФС, ясно, что если линзы слишком слабые, то действие пространственного заряда будет превалировать и пучок будет быстро расходиться. Если же они слишком сильны, то пучок будет перефокусирован. В обоих случаях токопрохождение резко ухудшается.

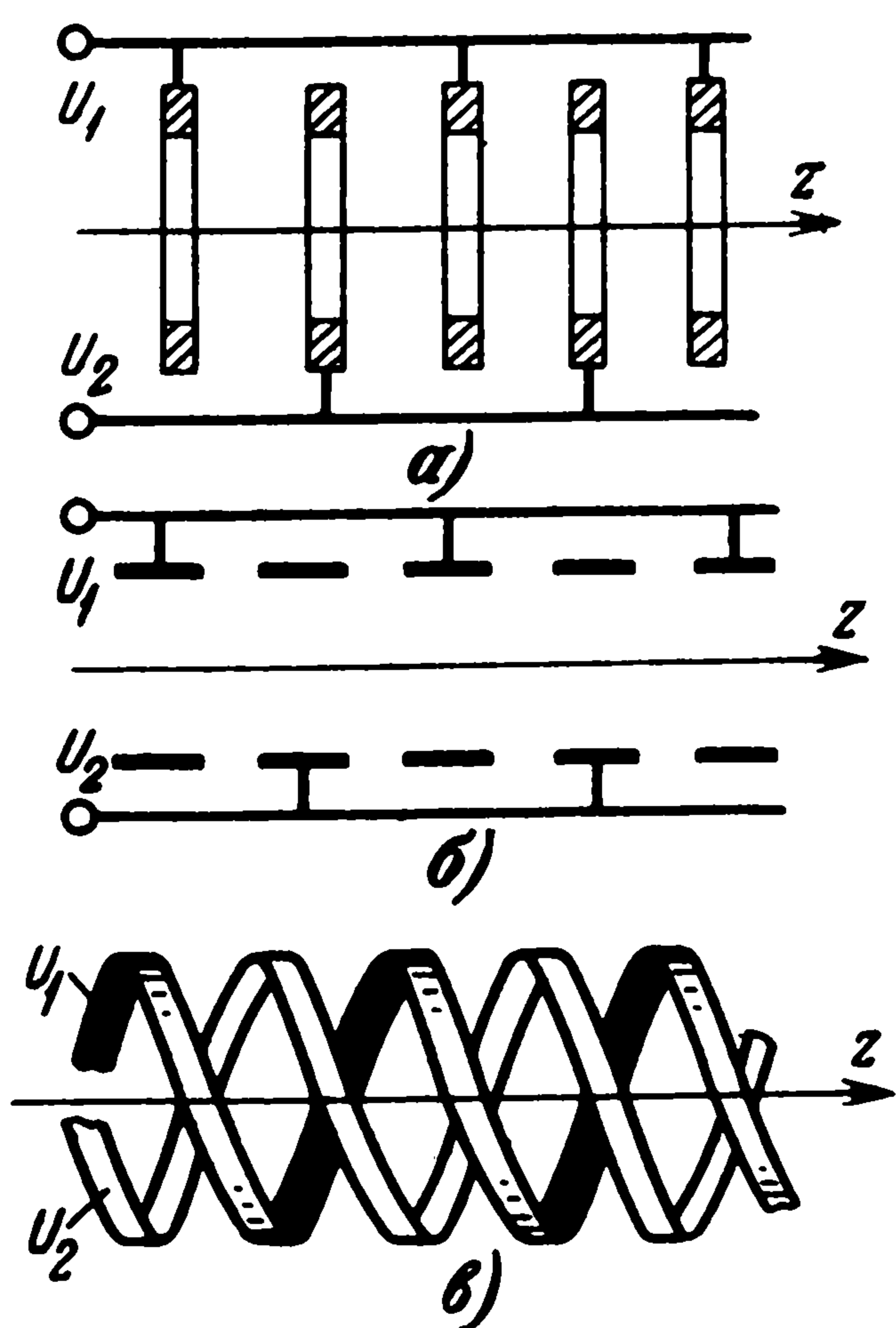


Рис. 13-6. Некоторые варианты периодической электростатической фокусировки.

Следовательно, и здесь следует ожидать наличия зон устойчивости, сменяемых при изменении параметров системы (в частности, L и $\frac{U_1 - U_2}{U_0}$) зонами неустойчивости.

Действительно, анализ показывает, что траектория крайнего электрона пучка в поле ПЭФ, как и в МПФС, описывается нелинейными уравнениями Матье (см., например, [Л. 21]), для которых характерно наличие зон устойчивости и неустойчивости. При этом при оптимальных условиях ввода пучка в поле ПЭФ имеет место волнистость с периодом, равным L , в противном случае к ней добавляются пульсации с периодом, большим L , так что контур пучка подобен контуру в случае МФПС (см. рис. 11-1, а.).

Отметим, что ПЭФ в виде биспирали может быть успешно применена, например, в ЛБВ, где она может совмещать функции как поперечно-ограничивающей, так и замедляющей системы. ПЭФ может быть так же осуществлена, как цепочка электростатических одиночных линз, поля которых не сливаются, как в предыдущих

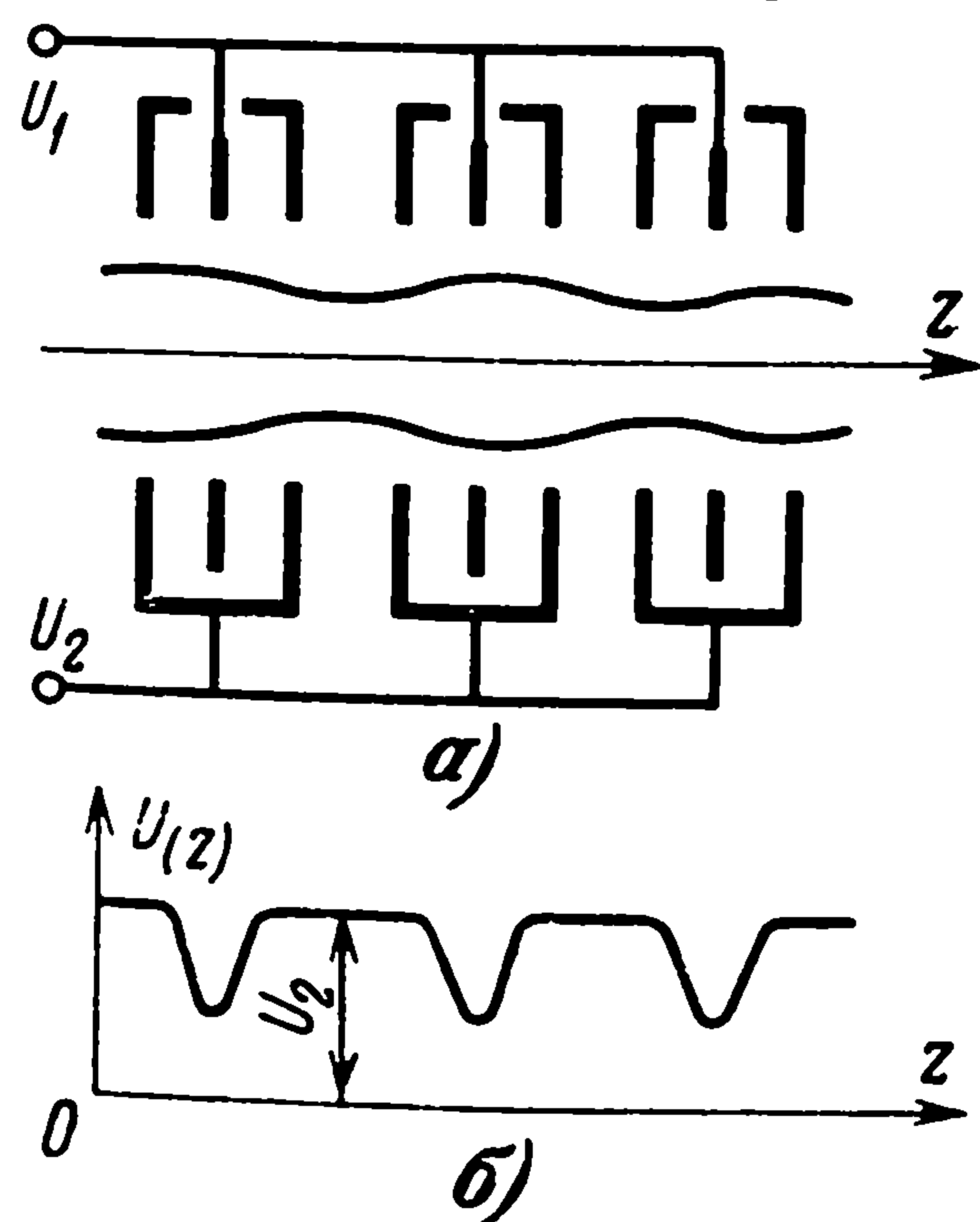


Рис. 13-8. Система периодической фокусировки, образованная цепочкой одиночных линз.

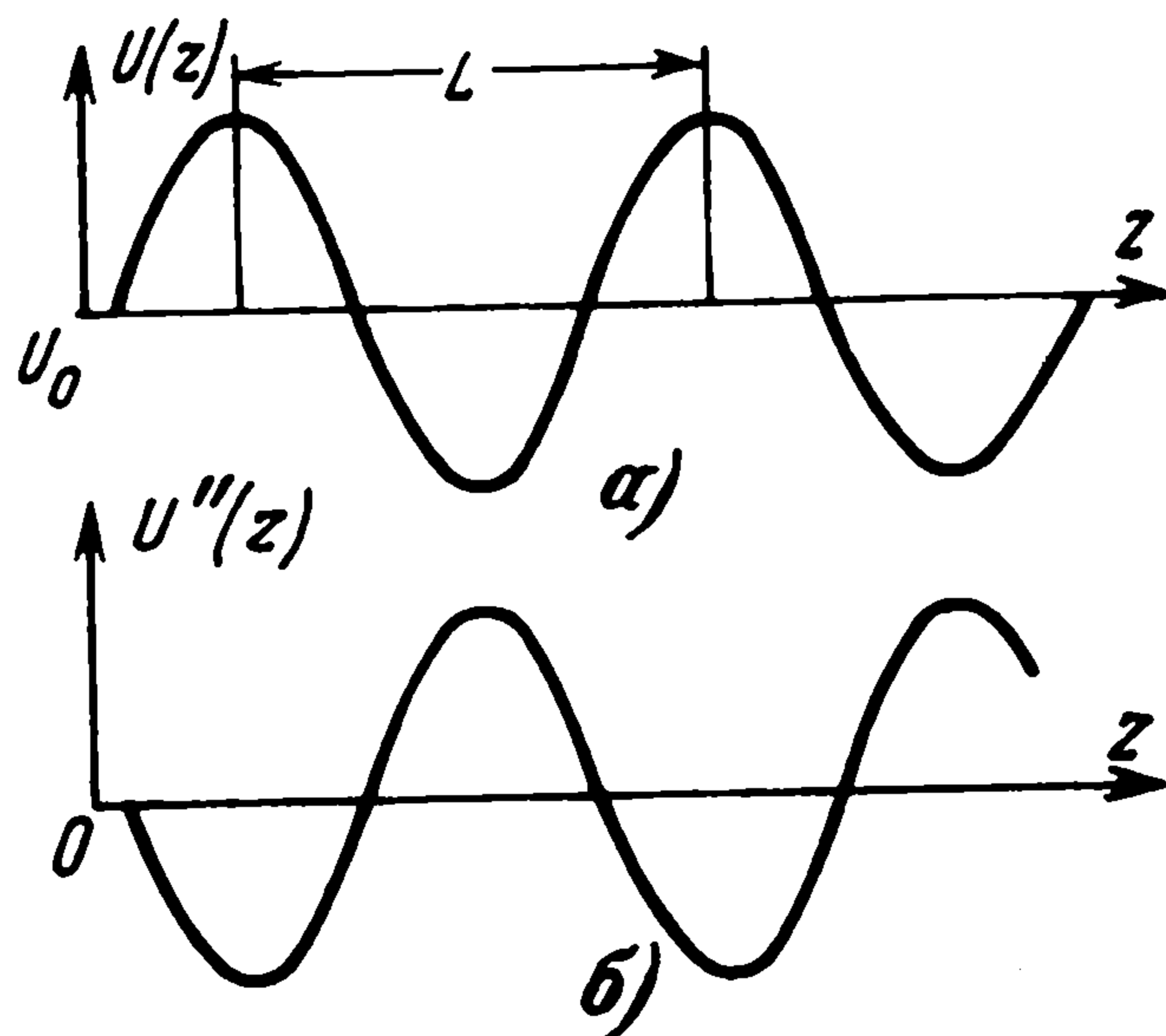


Рис. 13-7. Распределение $U(z)$ и $U''(z)$ вдоль оси системы с периодической электростатической фокусировкой.

случаях (рис. 13-8, а). Распределение потенциала в направлении оси z в этом случае показано на рис. 13-8, б. В случае пренебрежения действием пространственного заряда линзы, как известно, будут всегда фокусировать пучок. Действие же пространственного заряда может при соответствующем подборе оптической силы линз приводить к тому, что слегка сходящийся на выходе из линзы пучок вступит в следующую линзу, будучи параллельным оси z и имеющим начальный диаметр. В этом случае траектории край-

них электронов будут иметь вид, показанный на рис. 13-8,а.

Отметим, что подобная система может быть удачно применена в клистроне, где крайними электродами одиночных линз служат резонаторы.

И, наконец, отметим еще один вид ПЭФ — так называемый слалом фокусировка, схематически иллюстрируемый на рис. 13-9. Система состоит из двух плоских электродов

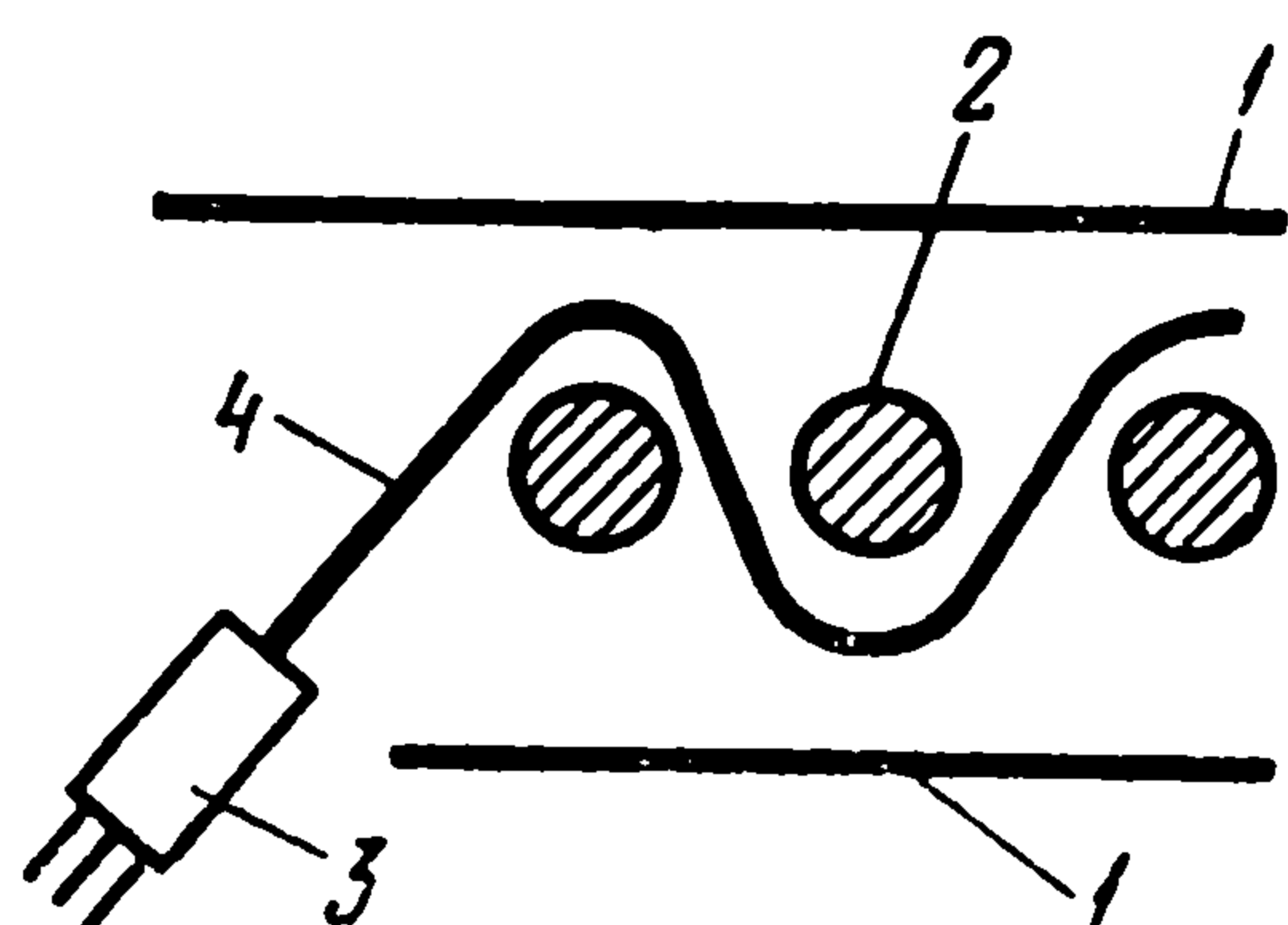


Рис. 13-9. Схема слалом-фокусировки.

1 — плоские электроды; 2 — стержни; 3 — пушка; 4 — пучок.

и стержней, имеющих положительный по отношению к электродам потенциал. Ленточный электронный пучок входит в систему, как показано на рисунке, и, обогнув первый стержень, отражается ее полем в пространство между первым и вторым стержнем и т. д. При этом траектории электронов искривляются и появляется центробежная сила, которая отсутствует в обычных системах

ПЭФ. Ее появление делает роль силы пространственного заряда в общем балансе сил, действующих на электроны пучка, менее значительной и повышает жесткость фокусировки.

Глава четырнадцатая

НЕКОТОРЫЕ ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ ФОРМИРОВАНИЯ ИНТЕНСИВНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

14-1. ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОВЫХ СКОРОСТЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ

Проведенное выше рассмотрение систем формирования электронных пучков никак не учитывало тот факт, что в реальных условиях электроны, эмиттированные любым катодом, обладают начальными скоростями.

Эти начальные (тепловые) скорости, величина которых тем выше, чем выше температура катода, могут иметь компоненты, направленные перпендикулярно распространению пучка.

Очевидно, это приведет к тому, что пучок будет в той или иной степени неламнарным и не будет иметь четкой границы, очерченной траекториями крайних электронов.

Кроме того, пучок будет расширяться, даже если силы пространственного заряда полностью скомпенсированы электрическим полем пушки.

Действительно, рассмотрим пушку с параллельным пучком, схематически представленную на рис. 14-1. В случае, если она правильно сконструирована, крайние электроны пучка, выходящие из точек $a-a$ на катод, должны пройти через точки $b-b$ анодного отверстия на том же расстоянии от оси z . Однако если крайние электроны имеют составляющие начальной скорости v_{z0} и v_{r0} , то за счет последней при движении к аноду они могут удаляться от оси и их траектории будут иметь вид, показанный на рис. 14-1 пунктиром. Так как скорость, набираемая электроном в поле пушки, $v \gg v_0$, то можно считать, что его скорость

$$v \approx \frac{dz}{dt} = \sqrt{\frac{2e}{m} U(z)}.$$

Тогда, если воспользоваться выражением (8-2) для $U(z)$, удаление крайних электронов от оси за время τ — пролета до анода — может быть оценено как

$$\begin{aligned} \Delta &= v_{0r} \tau = v_{0r} \int_0^d dt = v_{0r} \int_0^d \frac{dz}{\sqrt{\frac{2e}{m} U(z)}} = \\ &= v_{0r} \int_0^d \frac{dz}{\sqrt{\frac{2e}{m} U_a \left(\frac{z}{d}\right)^{2/3}}} = \frac{3dv_{0r}}{\sqrt{\frac{2e}{m} U_a}}. \end{aligned}$$

Если средней начальной скорости электронов v_{0cp} соответствует некоторое напряжение U_{0cp} , имеющее для большинства гермокатодов величину порядка долей вольта, то предыдущее выражение представляется в виде

$$\Delta = 3d \sqrt{\frac{U_{0cp}}{U_a}}.$$

Полученная величина может служить в первом приближении характеристикой расширения пучка под действием начальных тепловых скоростей электронов. Видно, что чем больше длина пучка и меньше рабочее напряжение, тем этот эффект будет заметнее, особенно в случае пучков малого поперечного сечения. Этот эффект может особенно сильно сказаться в пушках со сходящимися пучками в области вблизи кроссовера, где размер пучка минимален.

Наиболее эффективным способом подавления влияния тепловых скоростей является применение продольного магнитного поля. Наличие радиальных скоростей электронов обуславливает закручивание их траекторий вокруг силовых

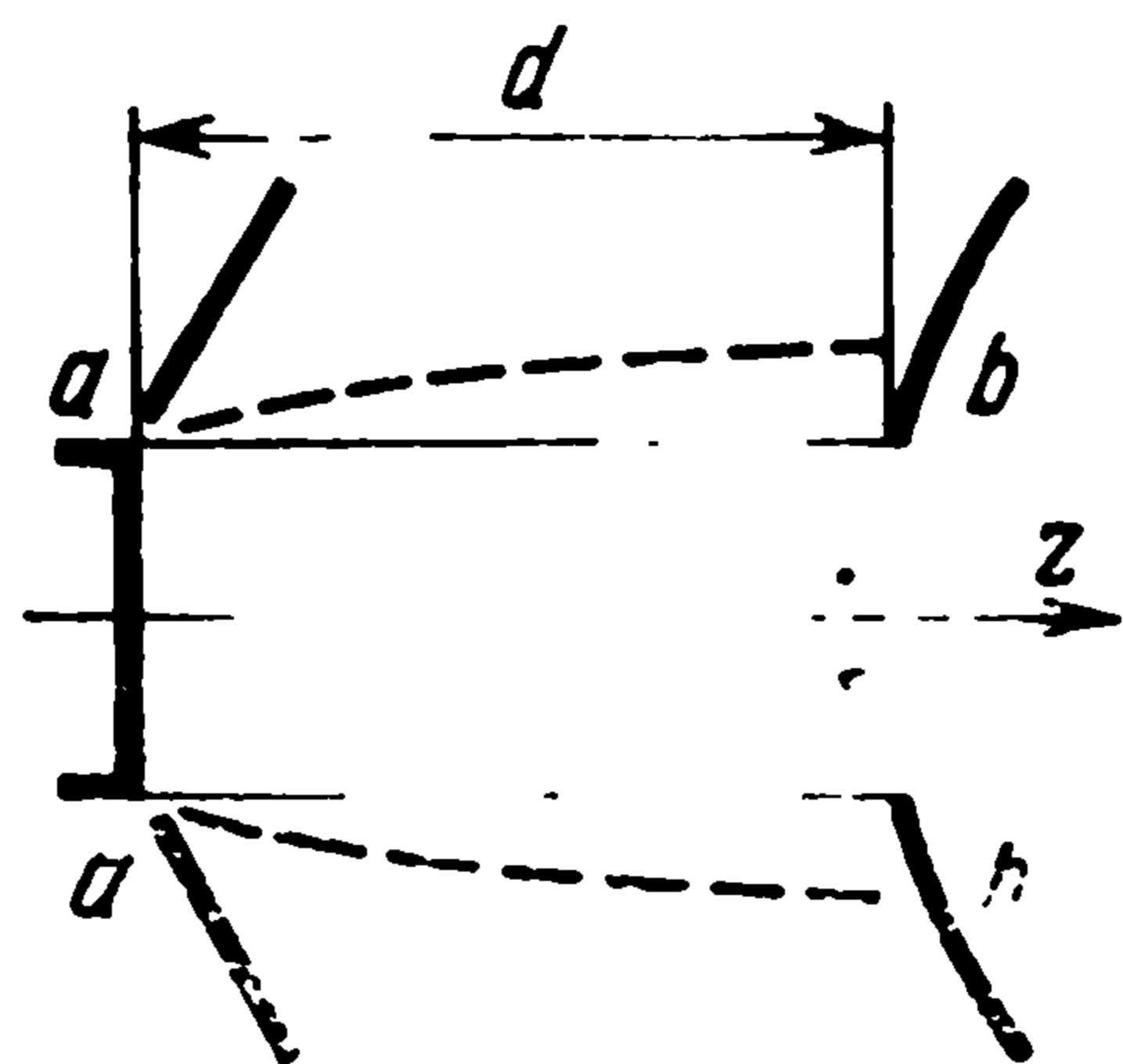


Рис. 14-1. К вопросу о влиянии тепловых скоростей электронов.

линий поля и предотвращает расширение пучка. Поэтому желательно, чтобы магнитное поле начинало действовать в пучке возможно раньше (с катода), что и обуславливает, как указывалось выше, широкое применение систем с частично экранированным катодом.

14-2. ВЛИЯНИЕ ИОНОВ, ИОННАЯ ФОКУСИРОВКА

В современных электронных приборах при давлениях порядка 10^{-7} — 10^{-8} мм рт. ст. при прохождении пучков быстрых электронов возможна заметная ионизация остаточных газов.

Образующиеся медленные положительные ионы могут находиться в объеме сравнительно длительное время, и плотность образова-

ванного ими заряда ρ_i может оказаться соизмеримой с объемной плотностью заряда электронов ρ_e .

Это приведет к изменению распределения потенциала в пучке и характера движения его электронов.

Более того, само наличие пучка способствует концентрации в нем положительных ионов. Действительно, как мы видели, наличие объемного заряда в пучке приводит к провисанию потенциала по его сечению, причем потенциал на оси пучка минимален. Благодаря этому образующиеся ионы будут стремиться к оси пучка и колебаться около нее, теряя постепенно энергию при соударениях с молекулами и ионами остаточных газов.

Следовательно, вдоль оси образуется столб ионов, который при условии, что скорость убыли ионов за счет рекомбинации с электронами и ухода на электроды равняется скорости их возникновения, будет находиться в состоянии динамического равновесия.

Заряд столба ионов компенсирует электронный заряд и уменьшает провисание потенциала в пучке. В случае полной компенсации провисание потенциала отсутствует и, очевидно, отсутствуют и расталкивающие пучок силы.

При достаточно высоких давлениях, порядка 10^{-2} — 10^{-4} мм рт. ст., возможна даже перекомпенсация, когда $\rho_i > \rho_e$ и на электроны действуют электростатические силы, направленные к оси пучка.

Следовательно, есть возможность с помощью описанного процесса осуществить поперечное ограничение электронного пучка без создания специальной ограничивающей системы при пренебрежимо малой затрате энергии и резком уменьшении веса и габаритов.

Необходимо лишь обеспечить условия для создания необходимой плотности заряда ионов, для чего применяются так называемые ионные ловушки. Для их создания пушка дополняется еще одним — задерживающим ионы электродом (рис. 14-2), который располагается между анодом и пролетной трубой и имеет несколько более высокий, чем последняя, потенциал.

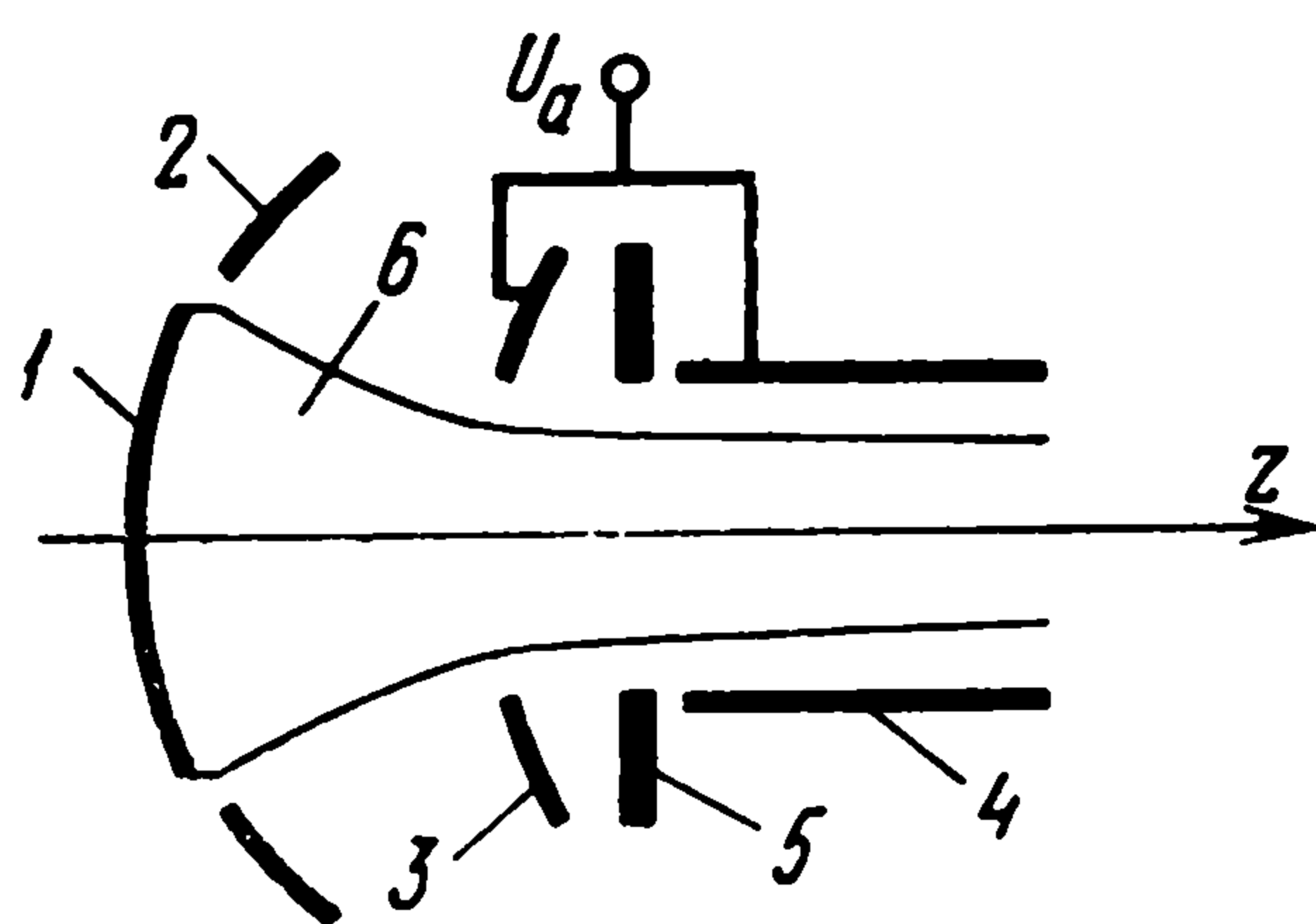


Рис. 14-2. Схема пушки с ионной ловушкой.

1 — катод; 2 — фокусирующий электрод; 3 — анод; 4 — пролетная труба; 5 — задерживающий электрод ($U > U_a$); 6 — пучок.

В результате на пути ионов,двигающихся в направлении пушки (к катоду), поле которой обычно проникает в пролетную трубу, создается потенциальный барьер, задерживающий ионы. Возможно добиться того же, просто понизив потенциал пролетной трубы по сравнению с анодным.

Такая ионная фокусировка исследовалась в ряде работ, показавших ее практическую осуществимость.

Однако она имеет ряд серьезных недостатков.

Во-первых, при полной взаимной нейтрализации объемных зарядов (ионов и электронов) необходимо решить трудную задачу — обеспечить строго параллельный ввод пучка в зону ионной фокусировки. В противном случае при отсутствии электростатических сил в пучке он может быстро разойтись из-за неудачных условий его входа.

Кроме того, пучок может быть разрушен полями электродинамической системы прибора СВЧ.

Наконец, время образования столба ионов в приборе порядка нескольких микросекунд, что делает невозможным ее использование в ряде приборов, работающих в импульсном режиме.

ОСНОВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ЭЛЕКТРОННОЛУЧЕВЫХ ПРИБОРОВ

Глава пятнадцатая

ФОКУСИРУЮЩИЕ УСТРОЙСТВА (электронные пушки)

15-1. КЛАССИФИКАЦИЯ ОСНОВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ЭЛЕКТРОННОЛУЧЕВЫХ ПРИБОРОВ

Несмотря на многообразие типов электроннолучевых приборов, почти в каждом из них можно найти ряд элементов, являющихся общими для них, хотя эти элементы и могут различаться по конструкции.

Этими элементами являются:

Баллон (оболочка) прибора, служащая для сохранения в нем вакуума и оснащенная соответствующими выводами для крепления внутренних деталей и подведения к ним необходимых напряжений.

Источник электронов — катод, который может иметь самые различные конструкции и работать на основе термо-, фото- или автоэлектронной эмиссии.

Фокусирующее устройство, служащее для получения электронных пучков требуемой конфигурации и интенсивности и формирования изображений соответствующих объектов с помощью электронных лучей.

Отклоняющее устройство, позволяющее изменять нужным образом направление сфокусированных электронных пучков.

Приемник электронного пучка, который в обычных электроннолучевых приборах, как правило, и является тем элементом, где при взаимодействии с электронами пучка происходит основной эффект, на который рассчитан прибор. Наиболее распространенным видом приемника являются люминесцирующие экраны, светящиеся под влиянием электронной бом-

бардировки, а также так называемые потенциалоносители (мишени), на поверхности которых при взаимодействии с пучком создается определенное распределение потенциала.

Первые два из перечисленных элементов хотя и являются совершенно необходимыми, но принципиально не отличаются от аналогичных элементов других электровакуумных приборов.

Поэтому их особенности имеет смысл рассматривать для конкретных типов электроннолучевых приборов.

Последние же три элемента характерны именно для электроннолучевых приборов, и их рассмотрение следует провести прежде, чем переходить к знакомству с основными типами таких приборов.

При этом, если говорить о фокусирующих устройствах, в данной главе речь пойдет лишь об устройствах, применяемых в обычных «собственно» электроннолучевых приборах, где используются сравнительно малые токи и имеет смысл оперировать понятиями геометрической электронной оптики. Что касается фокусирующих устройств, создающих интенсивные электронные пучки, например, для приборов СВЧ, то они были рассмотрены ранее в комплексе с системами формирования таких пучков.

Что касается приемников электронных пучков, то в данной части мы ограничимся лишь рассмотрением люминесцирующих экранов как наиболее общего типа приемников. На потенциалоносителях, применение которых специфично для запоминающих и передающих телевизионных приборов, и принципах их работы представляется более удобным остановиться при рассмотрении именно этих приборов.

15-2. ФОРМИРОВАНИЕ ПУЧКА В ЭЛЕКТРОННОЙ ПУШКЕ

Как уже указывалось, фокусирующее устройство электроннолучевого прибора предназначено для формирования пучков требуемой конфигурации и создания, как правило, электронного изображения некоторого объекта, испускающего электроны. При этом может встретиться необходимость создания изображений весьма больших поверхностей с известным увеличением или уменьшением или переноса электронного изображения из одной плоскости в другую без изменения его разме-

ров с использованием достаточно широких электронных пучков. Во всех этих случаях с учетом требований к прибору могут быть использованы электростатические или магнитные линзы, о которых шла речь выше, или их комбинации, которые и будут служить фокусирующим устройством.

Однако очень часто в электроннолучевых приборах необходимо получить на приемнике узкий, возможно бо-

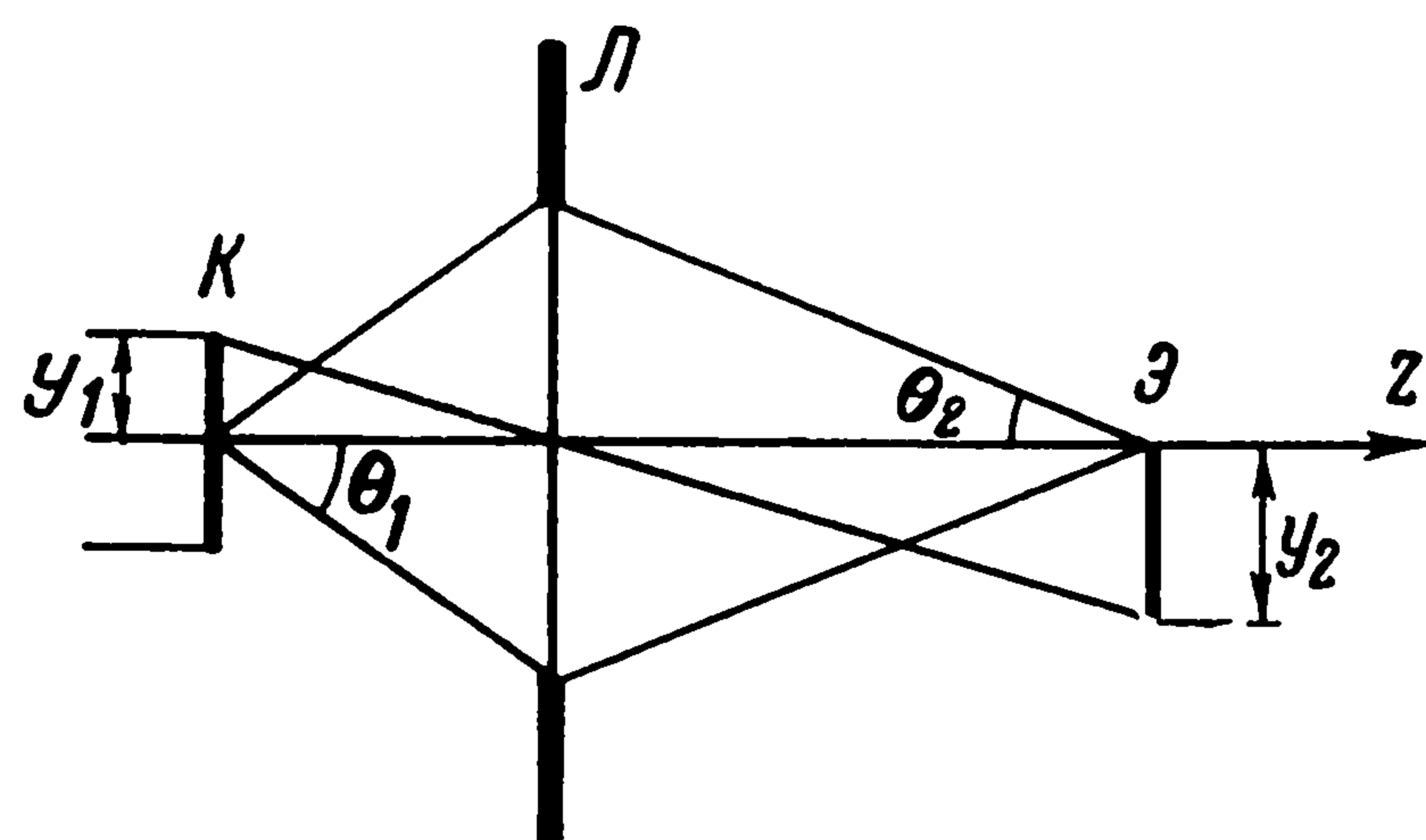


Рис. 15-1. Схема электронной пушки с одной линзой.

К — катод; Л — линза; Э — экран.

лее остро сфокусированный электронный пучок. Для этого в них применяется устройство, называемое электронной пушкой (иногда электронным прожектором).

Электронные пушки для электроннолучевых приборов должны удовлетворять следующим общим условиям:

1. Создавать на приемнике (экране) электронный пучок с наименьшим поперечным сечением (обычно круглой формы).

2. Обеспечивать необходимую (часто достаточно большую) плотность тока пучка в плоскости экрана.

3. Величина тока в пучке должна удобно и плавно регулироваться в необходимых пределах.

Первые два условия являются противоречивыми, так как рост плотности тока в пучке должен приводить к увеличению его сечения из-за расталкивающего действия пространственного заряда в пучке.

Рассмотрим действие линзы, помещенной между катодом и экраном и схематически изображенной на рис. 15-1 в виде плоскости Л. При этом потенциалы слева и справа от нее обозначим соответственно U_1 и U_2 .

Если радиус катода обозначить через y_1 , а радиус его изображения на экране через y_2 , то согласно условию Лагранжа — Гельмгольца можно записать:

$$y_2 = \frac{y_1 \theta_1 \sqrt{U_1}}{\theta_2 \sqrt{U_2}}.$$

Для того чтобы получить наименьшую величину пятна на экране y_2 , можно уменьшать размер катода y_1 или величину угла расхождения пучка в области катода — апертурного угла Θ_1 . Однако значительное уменьшение этих величин неизбежно приведет к значительному уменьшению тока электронного пучка, что нежелательно. Уменьшения пятна на экране можно добиваться и иным путем, а именно, увеличивая отношение U_2/U_1 , иными словами увеличивая рабочие напряжения прибора. Этот путь также является ограниченным, так как величины рабочих напряжений лимитируются электрической прочностью прибора и удобством эксплуатации его. Следует отметить при этом, что уменьшение величины потенциала слева от линзы (U_1) также нежелательно, так как при этом электрическое поле будет слабо воздействовать на электроны вблизи катода и электронный пучок будет успевать весьма заметно расходиться из-за начальных скоростей электронов на катоде, что ухудшит условия фокусировки и приведет к увеличению aberrаций.

Таким образом, для уменьшения величины пятна на экране остается еще уменьшить отношение углов расхождения и схождения Θ_1/Θ_2 электронного пучка в электроннооптической системе. Тогда, очевидно, электроннооптическая система должна иметь вид, схематически представленный на рис. 15-2, где линза, обладающая высоким преломляющим действием, оказывается расположенной гораздо ближе к экрану, чем к катоду, обеспечивая большую величину угла схождения пучка Θ_2 и, следовательно, малый размер изображения катода на экране.

В принципе построение такой системы вполне возможно, но она была бы крайне неудобной, так как расстояние между линзой и экраном здесь должно быть небольшим. А между тем именно в этой области должна быть расположена система, управляющая отклонением электронного пучка, эффективность действия которой, как мы дальше увидим, прямо пропорциональна величине расстояния между ней и экраном. Поэтому элек-

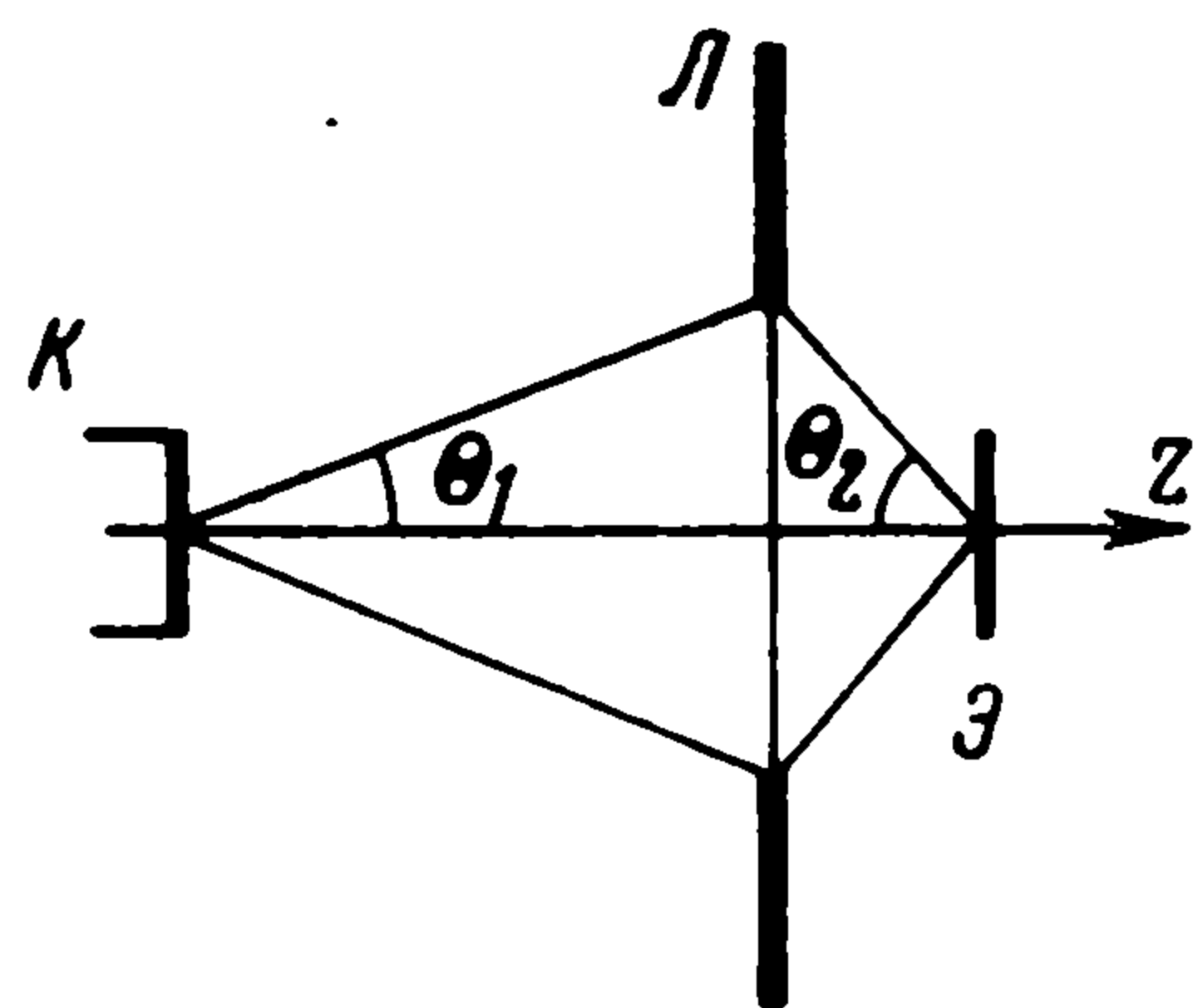


Рис. 15-2. Схема электронной пушки с одной сильной линзой.

К — катод; Л — линза; Э — экран.

тронные пушки с одной линзой практически почти не применяются. Широкое применение находят пушки с использованием по крайней мере двух электронных линз. Первая, ближайшая к катоду линза такой пушки, схематически изображенная на рис. 15-3, обладает высокой оптической силой и дает в некоторой области большой угол схождения пучка Θ_2 и сильно уменьшенное изображение катода. Вторая линза является срав-

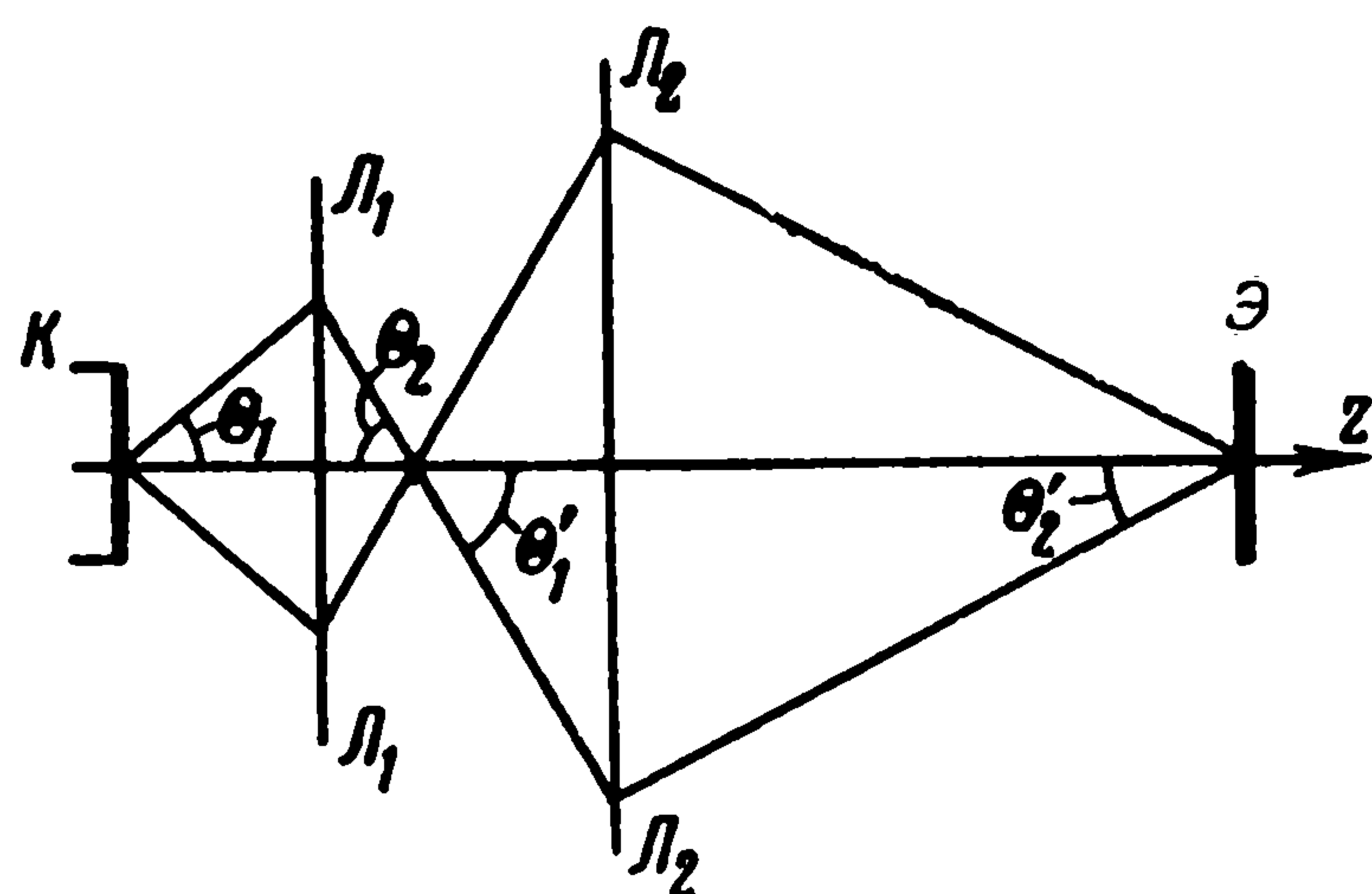


Рис. 15-3. Схема электронной пушки с двумя линзами.

K — катод; L_1L_1 и L_2L_2 — первая и вторая линзы; $\mathcal{E}$ — экран.

нительно слабой и проектирует на экран сечение наиболее узкой части пучка, сфокусированного первой линзой.

Рассмотрим ход электронных лучей в такой пушке несколько более подробно. Пусть имеются катод K , экран $\mathcal{E}$ и расположенные между ними, как указывалось выше, две электронные линзы: L_1L_1 и L_2L_2 (рис.

15-4). Пусть электронные лучи l выходят из точек a и b на катоде перпендикулярно его поверхности с некоторыми одинаковыми начальными скоростями v_0 , соответствующими некоторому потенциалу U_0 . Если отвлечься от взаимодействия электронов, то два таких электронных луча должны, как это следует из проведенного в первой части рассмотрения электронных линз, пересечься на оси симметрии системы в некоторой точке F , являющейся фокусом первой линзы L_1L_1 . Следовательно, все электроны, обладающие скоростями U_0 и эмиттируемые катодом перпендикулярно его поверхности, должны были бы быть собраны первой линзой в точке F . Тогда, если подобрать оптическую силу второй линзы так, чтобы она давала на экране изображение именно точки F , мы получили бы на нем сфокусированный в точку электронный пучок, т. е. идеальное решение поставленной задачи. Однако этого не получается по ряду причин.

В первую очередь необходимо учесть наличие начальных скоростей электронов, эмиттируемых с катода.

Представим себе, что из тех же точек катода наряду с лучами 1 (рис. 15-4) вышли электроны, имеющие те же самые величины начальных скоростей v_0 , но направленные от оси симметрии. Эти электроны будут, очевидно, отклоняться полем линзы так, что их траектории пересекутся на оси симметрии системы не в точке F , а в другой точке, более удаленной от катода. В то же время другие электроны, выходящие из катода с начальными скоростями

v_0 , направленными, наоборот, к оси системы, образуют лучи 3, которые, очевидно, пересекутся на оси где-то перед точкой F . Если представить себе множество электронов, выходящих с катода с различно направленными, но равными по величине начальными

скоростями, то можно утверждать, что благодаря действию этих начальных скоростей ни в одной точке на оси симметрии мы не получим сфокусированного в точку электронного пучка. В некоторой плоскости мы получим электронное изображение катода a_1b_1 , а в плоскости, перпендикулярной оси и проходящей через точку F , сечение электронного пучка будет минимальным. Это минимальное сечение пучка, образуемое первой линзой пушки, называют скрещением или кроссовером.

Можно подобрать оптическую силу второй линзы так, чтобы она давала на экране изображение скрещення. При этом на экране получается пятно наименьших возможных размеров, так как размеры скрещення меньше и размеров катода, и его промежуточного изображения (a_1b_1), образуемого первой линзой. Размеры пятна, как и размеры самого скрещення, очевидно, будут тем меньше, чем ниже начальные скорости электронов на катоде.

Следует отметить, что, кроме начальных скоростей, размеры скрещення пучка должны зависеть от тока пучка, так как с ростом последнего будет расти эффект расталкивания пучка из-за взаимодействия электронов.

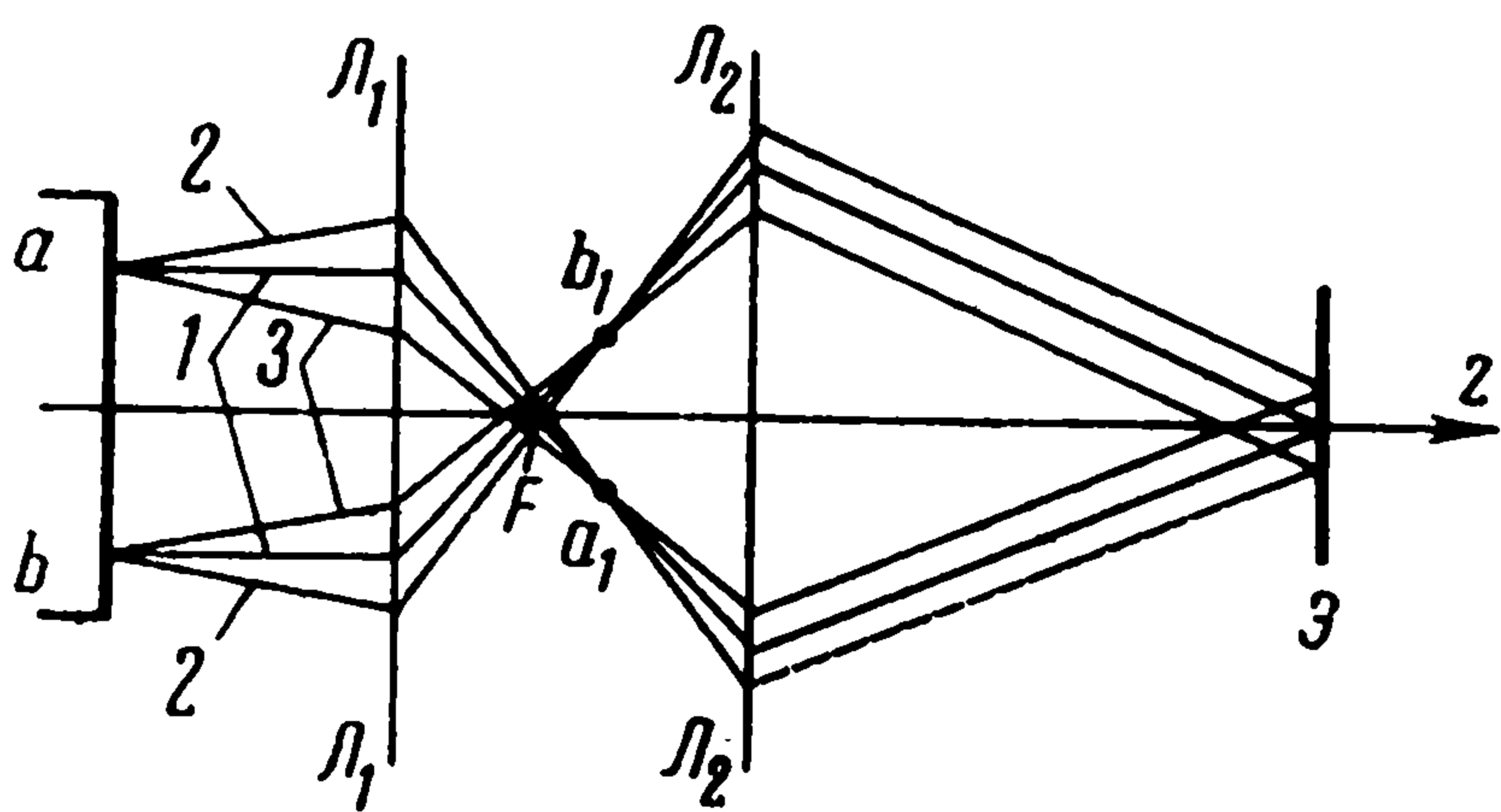


Рис. 15-4. Ход лучей в электронной пушке.

Кроме того, ухудшению фокусировки пучка будут способствовать геометрические aberrации, которые проявляются тем сильнее, чем дальше используемый пучок от параксиального, а также хроматическая aberrация, т. е. разброс начальных скоростей не только по направлениям, но и по величине.

И все же пушка с двумя линзами, в которой осуществляется предварительная фокусировка электронного пучка, так называемая пушка с предварительной фокусировкой, имеет огромные преимущества по сравнению с пушкой, имеющей только одну электронную линзу.

15-3. ПЕРВАЯ ЛИНЗА ЭЛЕКТРОННОЙ ПУШКИ, ПАРАМЕТРЫ СКРЕЩЕНИЯ

Первая линза пушки, которая должна сформировать скрещение, часто называемая линзой предварительной фокусировки, представляет собой иммерсионный объектив, состоящий (см. рис. 5-9) из катода, модулятора, имеющего, как правило, сравнительно небольшой отрицательный относительно катода потенциал U_m , и анода, имеющего значительный положительный потенциал U_a . Катод чаще всего представляет собой цилиндр, торец которого покрыт оксидным слоем.

Модулятор и анод представляют собой цилиндры из немагнитного материала, в которых помещены диафрагмы. Скрещение обычно формируется между модулятором и анодом в области анодной диафрагмы.

Теоретическому и экспериментальному исследованию иммерсионного объектива посвящено значительное количество работ, например [Л. 39—49], но методов точного инженерного расчета таких систем до сих пор не существует.

Однако выяснить основные факторы, определяющие свойства первой линзы электронной пушки и определяющие процесс формирования скрещения пучка, можно с помощью рассмотрения в рамках некоторых упрощающих задачу предположений, суть которых заключается в следующем.

Во-первых, предположим, что иммерсионный объектив свободен от геометрических aberrаций, т. е. все траектории электронов в нем можно считать параксиальными.

Во-вторых, будем считать, что взаимодействие электронов в пучке отсутствует, т. е. пренебрежем действием пространственного заряда.

В-третьих, будем считать объектив тонкой линзой, которую можно изобразить в виде эквивалентной плоскости L (рис. 15-5), расположенной на расстоянии l_1 от катода. Это дает возможность представлять траектории электронов в области между катодом и плоскостью L и в области за этой плоскостью в виде прямых линий.

Из рассмотренного ранее материала ясно, что все эти допущения применительно к иммерсионному объективу являются весьма грубыми. Однако они, существенно облегчая рассмотрение, позволяют все же получить весьма важные результаты.

Обозначим радиус рабочей поверхности катода, потенциал которого примем равным нулю, через r_0 . По-

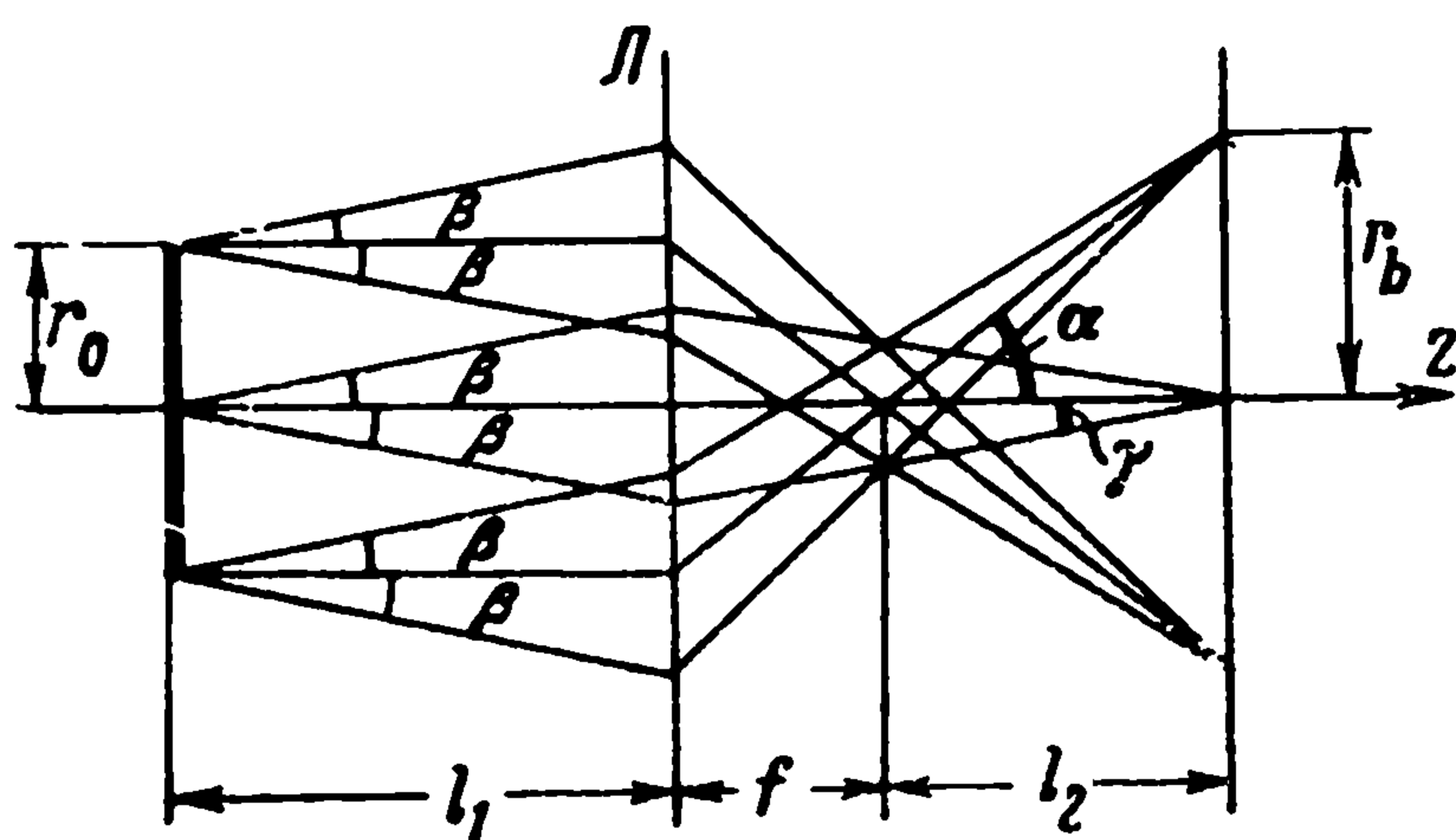


Рис. 15-5. К рассмотрению иммерсионного объектива.

тенциал слева от линзы согласно принятым предположениям будем считать равным нулю, а справа от нее в области скрещения и изображения катода также постоянным и равным напряжению на аноде объектива U_1 .

Известно, что с определенным приближением можно считать, что распределение термоэлектронов по углам вылета с поверхности катода подчиняется закону косинусов, т. е.

$$j_{\beta} = j_{\perp} \cos \beta. \quad (15-1)$$

Выделим теперь из всего множества электронов, покидающих катод, лишь те, которые имеют начальную скорость, соответствующую некоторому потенциалу U_0 , и вполне определенный угол вылета β .

Изображение катода, образованное этими электронами, имеющее радиус r_b , будет расположено на некотором расстоянии $f + l_2$ от плоскости линзы.

На расстоянии же f от нее в месте пересечения с осью траекторий электронов, имеющих начальную энергию U_0 и выходящих из катода по нормали к его

поверхности, рассматриваемая группа электронов образует наименьшее сечение пучка — скрещение в виде окружности, имеющей радиус r_c .

Используя теорему Лагранжа — Гельмгольца, являющуюся частным случаем условия синусов Аббе, можно записать:

$$\sqrt{U_0} r_0 \sin \beta = \sqrt{U_0 + U_1} r_b \sin \gamma. \quad (15-2)$$

Из рис. 15-5 видно, что при принятых выше предположениях $\frac{r_c}{l_2} = \operatorname{tg} \gamma \approx \sin \gamma$, а $\frac{r_b}{l_2} = \operatorname{tg} \alpha \approx \sin \alpha$, где α назовем углом расхождения электронного пучка в скрещении.

Из последних двух выражений, приравнивая величины l_2 , получаем:

$$r_c = r_b \frac{\sin \gamma}{\sin \alpha}.$$

Подставив сюда величину r_b из (15-2) и учитывая, что в силу параксиальности траекторий электронов отношение $r_0/\sin \alpha$ для данного объектива равно примерно

$$\frac{r_0}{\sin \alpha} = f = \text{const},$$

получаем:

$$r_c = r_0 \frac{\sqrt{U_0}}{\sqrt{U_0 + U_1}} \frac{\sin \beta}{\sin \alpha}. \quad (15-3)$$

Исходя из этого, уже можно сделать первый интересный вывод, а именно: размер скрещення, образованного какой-либо группой электронов, имеющих при выходе с катода одинаковые начальные энергии U_0 и углы вылета β , не зависит от размеров катода r_0 и полностью определяется соотношением между радиальной компонентой начальной скорости ($\sqrt{U_0} \sin \beta$) и скоростью, набранной электронами после прохождения линзы ($\sqrt{U_0 + U_1}$).

Представим себе теперь некоторый элемент dS поверхности катода, расположенный в плоскости xy (рис. 15-6), настолько малый, что на известном расстоянии его можно считать точечным источником электронов. Тогда для величины тока, образованного электронами с начальными скоростями U_0 , имеющими углы

вылета по отношению к направлению оси z в пределах от β до $\beta + d\beta$ и по отношению к направлению оси x в пределах от φ до $\varphi + d\varphi$, можно записать выражение

$$dI_{0\beta\varphi} = B_{U_0} \cos \beta dS \sin \beta d\beta d\varphi,$$

где $\sin \beta d\beta d\varphi = d\Omega$, как видно из рис. 15-6, есть элементарный телесный угол.

Физический смысл коэффициента

$$B_{U_0} = \frac{dI_{0\beta\varphi}}{\cos \beta d\Omega dS},$$

очевидно, может быть определен как ток, образованный электронами, покидающими катод с энергией U_0 с единицы площади в единице телесного угла, перпендикулярного поверхности катода.

Тогда ток с катода, образованный электронами с энергией U_0 , вылетающими в пределах углов β и $\beta + d\beta$, очевидно, равен:

$$dI_{0\beta} = B_{U_0} \cos \beta \sin \beta d\beta \int_S dS \int_0^{2\pi} d\varphi = 2\pi B_{U_0} S \cos \beta \sin \beta d\beta.$$

Эти электроны пройдут в скрещении уже не через окружность, а через кольцо, ограниченное окружностями с радиусами r_c и $r_c + dr$, имеющее площадь $2\pi r_c dr$.

Следовательно, плотность тока, образованная в скрещении группой электронов, имеющих разброс по углам вылета с катода в пределах от β до $\beta + d\beta$ и одинаковые начальные энергии U_0 , будет равна:

$$dj_{U_0} = \frac{dI_{0\beta}}{2\pi r_c dr} = \frac{B_{U_0} S \cos \beta \sin \beta}{r_c} \frac{d\beta}{dr}.$$

Подставляя в это выражение r_c из (15-3) и $dr/d\beta$, полученное дифференцированием (15-3), можно для величины dj_{U_0} окончательно записать:

$$dj_{U_0} = B_{U_0} S \left(\frac{U_0 + U_1}{U_0} \right) \frac{\sin^2 \alpha}{r_0^2}. \quad (15-4)$$

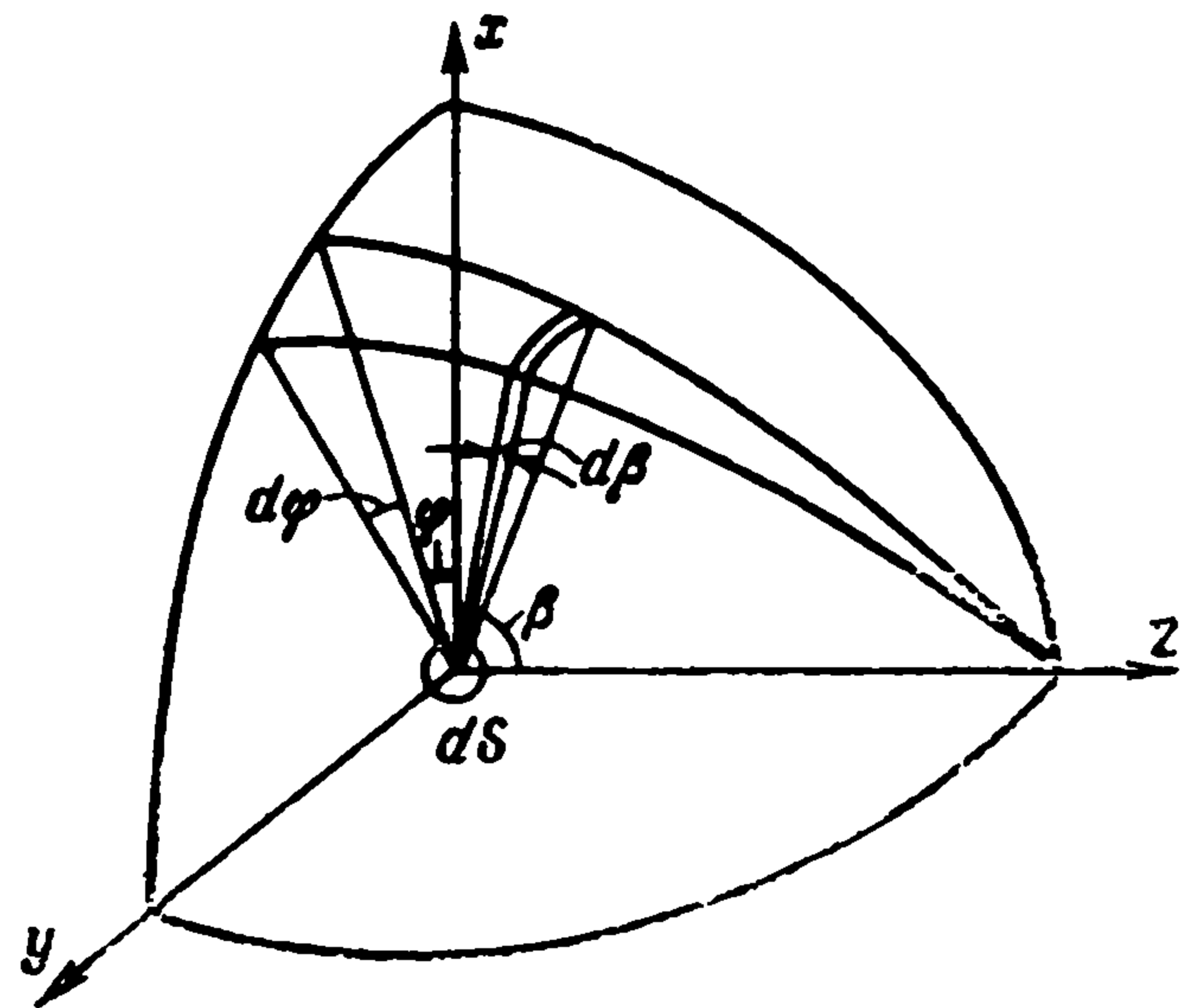


Рис. 15-6. К рассмотрению иммерсионного объектива.

Следовательно, плотность тока в кольце, образованном в скрещении электронами, имеющими одинаковые начальные энергии и разброс углов вылета по отношению оси z , равной $d\beta$, не зависит от угла β .

Тогда с учетом (15-3) можно сделать второй важный вывод о том, что все электроны, имеющие одинаковые начальные энергии U_0 и любые углы вылета β , образуют скрещение в виде круга с радиусом

$$r_{cU_0} = \sqrt{\frac{U_0}{U_0 + U_1}} \frac{r_0}{\sin \alpha} = \text{const} \sqrt{\frac{U_0}{U_0 + U_1}}$$

и с плотностью тока в нем, равной dj_{U_0} .

Ясно, что различные группы электронов, имеющие различные U_0 , будут формировать свои круговые скрещения со своими r_{cU_0} , растущими с ростом начальной энергии U_0 , и своими dj_{U_0} .

Реальное же скрещение будет представлять собой наложение этих, назовем их монокинетическими, скрещений¹, а плотность тока в нем на некотором расстоянии r от оси симметрии j_{cr} будет представлять собой сумму плотностей токов всех скрещений, образованных электронами, имеющими начальные энергии больше некоторой величины U_{0r} , которая соответствует выбранному r и может быть легко определена из выражения (15-3) в виде

$$U_{0r} = \frac{U_1 \frac{r^2 \sin^2 \alpha}{r_0^2}}{1 - \frac{r^2 \sin^2 \alpha}{r_0^2}}. \quad (15-5)$$

Если принять, что распределение начальных энергий на катоде является максвелловским и имеет вид;

$$B_{U_0} = B_0 \frac{eU_0}{kT} e^{-\frac{eU_0}{kT}} d\left(\frac{eU_0}{kT}\right), \quad (15-6)$$

где B_0 по аналогии с B_{U_0} обозначает количество электронов любых энергий, покидающих катод в единицу времени с единицы площади в единице телесного угла, нормального к поверхности катода.

¹ При этом, как легко видеть, делается еще одно упрощающее предположение о том, что все скрещения, образуемые различными группами электронов, лежат в одной плоскости, перпендикулярной оси симметрии линзы.

Вернувшись к рис. 15-6 и считая, что внутри телесного угла теперь проходят электроны любых начальных энергий, испускаемые элементы катода dS , то для величины образованного им тока можно записать:

$$dI_0 = B_0 \cos \beta d\Omega dS,$$

а полный ток катода равен:

$$I_0 = B_0 \int_S dS \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \cos \beta \sin \beta d\beta = B_0 S 2\pi \frac{1}{2} = \pi B_0 S.$$

Следовательно, тогда величина B_0 может быть выражена в виде

$$B_0 = \frac{I_0}{\pi S} = \frac{1}{\pi} j_{\text{оср}}, \quad (15-7)$$

где $j_{\text{оср}}$ — средняя плотность тока на катоде.

Тогда плотность тока в скрещении на расстоянии r от оси z может быть с учетом (15-4) — (15-7) подсчитана как интеграл:

$$\begin{aligned} j_{cr} &= \int_{U_{0r}}^{\infty} dj_{U_0} = \int_{U_{0r}}^{\infty} S \frac{U_0 + U_1}{U_0} \frac{\sin^2 \alpha}{r_0^2} B_{U_0} = \\ &= j_{\text{оср}} \sin^2 \alpha \int_{U_{0r}}^{\infty} \frac{U_0 + U_1}{U_0} \frac{eU_0}{kT} e^{-\frac{eU_0}{kT}} d\left(\frac{eU_0}{kT}\right) = \\ &= j_{\text{оср}} \sin^2 \alpha \left[1 + \frac{eU_1}{kT} \left(1 + \frac{\frac{r^2 \sin^2 \alpha}{r_0^2}}{1 - \frac{r^2 \sin^2 \alpha}{r_0^2}} \right) \right] \times \\ &\quad \times e^{-\frac{eU_1}{kT}} \frac{\frac{r^2 \sin^2 \alpha}{r_0^2}}{1 - \frac{r^2 \sin^2 \alpha}{r_0^2}}. \end{aligned}$$

Если учесть, что размеры скрещенния значительно меньше размеров катода, т. е.

$$\frac{r^2 \sin^2 \alpha}{r_0^2} \ll 1,$$

а величина

$$\frac{eU_1}{kT} \gg 1,$$

что обычно и имеет место, полученное выражение может быть представлено в более простом виде:

$$j_{cr} \approx j_{оср} \sin^2 \alpha \frac{eU_1}{kT} e^{-\frac{eU_1}{kT}} \frac{r^2 \sin^2 \alpha}{r_0^2}. \quad (15-8)$$

Следовательно, распределение плотности тока в скрещении в функции расстояния от оси может быть представлено симметричной быстроспадающей с ростом r кривой. При этом максимальная плотность тока имеет место на оси и равна:

$$j_{с.макс} = j_{оср} \sin^2 \alpha \frac{eU_1}{kT}. \quad (15-9)$$

Откладывая более подробное обсуждение полученных выражений до рассмотрения второй линзы электронной пушки, отметим одно обстоятельство.

Из (15-8) видно, что размер скрещенния является величиной неопределенной, поскольку плотность тока в нем с ростом r асимптотически стремится к нулю. Практически за размер скрещенния может быть принята величина r_c , соответствующая расстоянию от оси, на котором j_{cr} становится в определенное число раз меньше $j_{с.макс}$, например равным $0,1j_{с.макс}$.

Размеры скрещенния, подсчитанные в согласии с приведенным рассмотрением, в котором учитывается лишь разброс скоростей электронов пучка, конечно, окажутся заниженными по сравнению с реальными. Причиной этого будут, во-первых, геометрические aberrации, которые будут сказываться тем в большей степени, чем больше $2r_0$ — рабочий диаметр катода, а следовательно, и ток катода, т. е. чем меньше траектории электронов удовлетворяют условиям параксиальности.

Кроме того, размеры реального скрещенния будут расти с ростом I_0 — тока катода за счет расталкивающего действия пространственного заряда.

На практике, действительно, наблюдается, что при небольших токах луча размер пятна на экране, а следовательно, и размеры скрещенния, изображением которого оно является, не зависят от тока, что и следует из теории. С ростом же последнего отмечается рост указанных размеров.

Практически размер скрещения чаще всего лежит в пределах 50—150 мкм, хотя в ряде случаев оно может иметь и другие размеры.

15-4. ВТОРАЯ ЛИНЗА ЭЛЕКТРОННОЙ ПУШКИ. ПАРАМЕТРЫ ПЯТНА НА ЭКРАНЕ

Вторая линза электронной пушки, часто называемая главной проекционной линзой, может быть как электростатической, так и магнитной, и в зависимости от этого пушку обычно называют пушкой с электростатической или магнитной фокусировкой или просто электростатической или магнитной пушкой.

Однако в любом случае эта линза, как мы видели, служит для создания изображения скрещения как наиболее выгодного объекта для получения на экране электронного пятна наименьшего диаметра при наибольшей плотности тока.

Следовательно, на основании теоремы Лагранжа — Гельмгольца можно для размера пятна записать:

$$r_{\text{п}} = Mr_{\text{с}} = \frac{\sin \alpha \sqrt{U_1}}{\sin \varphi \sqrt{U_2}} r_{\text{с}}, \quad (15-10)$$

где M — линейное увеличение второй линзы; φ — угол схождения электронного пучка у экрана; U_2 — потенциал справа от линзы у экрана.

Как мы увидим из дальнейшего изложения, очень часто в пушках потенциалы U_1 в области скрещения и U_2 практически равны. Угол же схождения пучка на экране φ , в силу того что расстояние от линзы до экрана, как правило, значительно больше расстояния от линзы до скрещения, меньше угла расхождения пучка в скрещении α . Поэтому $M > 1$ и на экране получается пятно, являющееся увеличенным изображением скрещения. Кроме того, увеличению размеров пятна способствуют aberrации (в основном сферическая) и влияние пространственного заряда в пучке. Очевидно, размер пятна по тем же причинам, что и размер кроссовера, является понятием в определенной мере условным. Действительно, так как пятно является изображением скрещения, то для плотности тока в нем $j_{\text{пр}}$ при условии, что в пушке не происходит потери тока, т. е. электронный

пучок не ограничивается диафрагмами ее электродов, можно записать:

$$\frac{j_{\text{пр}}}{j_{\text{ср}}} = \frac{1}{M^2} = \frac{\sin^2 \varphi U_{\text{э}}}{\sin^2 \alpha U_1}.$$

Поэтому, учитывая выражение (15-8) для $j_{\text{ср}}$, можно для распределения плотности тока по пятну записать:

$$j_{\text{пр}} = j_{\text{ср}} \sin^2 \varphi \frac{eU_{\text{э}}}{kT} e^{-\frac{eU_1}{kT} \frac{r^2 \sin^2 \alpha}{r_0^2}}. \quad (15-11)$$

Для максимальной же плотности тока в пятне, которая имеет место в центре пятна, соответственно получается:

$$j_{\text{п. макс}} = j_{\text{ср}} \sin^2 \varphi \frac{eU_{\text{э}}}{kT}. \quad (15-12)$$

Отсюда видно, что максимальная плотность тока в пятне не зависит от потенциала скрещения U_1 .

Если же говорить о размере пятна $r_{\text{п}}$ или, что то же, о средней плотности тока в нем, которая повышается с уменьшением $r_{\text{п}}$, то снижение величины U_1 , с одной стороны, приводит [см. (15-10)] к уменьшению M , а следовательно, к уменьшению радиуса пятна, а с другой [см. (15-8)] — к росту размеров скрещения, т. е. увеличению радиуса пятна.

Уменьшение $r_{\text{п}}$ может быть достигнуто [см. (15-10)] путем уменьшения α — апертурного угла второй линзы, но, с другой стороны, уменьшение α , связанное, очевидно, и с уменьшением потенциала в области скрещения, опять приводит [см. (15-8)] к росту размеров последнего.

Однако, как мы увидим дальше, уменьшение величины α — апертурного угла второй линзы — все же положительно сказывается на работе пушки, так как оно уменьшает aberrации линзы и, что важно, искажения, вносимые отклоняющей системой и приводящие к увеличению размеров пятна при отклонении пучка по экрану. Поэтому апертурный угол второй линзы стремятся уменьшить, применяя в качестве первой линзы не триодную, а тетродную систему, о чем речь будет несколько ниже.

Увеличение плотности тока в пятне и уменьшение его размеров могут быть достигнуты путем увеличения потенциала экрана $U_{\text{э}}$, что связано с повышением рабочих напряжений соответствующего электроннолучевого прибора, а также путем увеличения угла схождения

пучка на экране Φ . Однако последнее приведет к росту aberrаций и, следовательно, увеличению размеров пятна. Наконец, увеличение плотности тока и уменьшение размеров как пятна, так и кроссовера, очевидно, могут быть достигнуты путем уменьшения рабочей температуры катода, приводящего к уменьшению начальных скоростей электронов. Наилучшим с этой точки зрения в настоящее время продолжает оставаться оксидный катод.

15-5. ПРАКТИЧЕСКИЕ КОНСТРУКЦИИ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУШЕК

Как указывалось, электронные пушки могут быть электростатическими или магнитными. В первом случае наиболее простым вариантом является установка после анода иммерсионного объектива (назовем его первым анодом пушки) еще одного цилиндрического электрода — второго анода (рис. 15-7, а). Если потенциал второго анода U_{a2} отличен от потенциала первого анода U_{a1} , то между ними образуется иммерсионная линза, которая и играет роль второй линзы пушки. Фокусирование изображения скрещения, формируемого иммерсионным объективом, на экране осуществляется изменением потенциала первого анода который обычно ниже, чем потенциал второго анода.

Однако при изменении U_{a1} будет меняться не только оптическая сила второй линзы, но и поле в области первой линзы, т. е. поле у катода. Это приведет к изменению тока электронного пучка и, следовательно, яркости пятна на экране, что нежелательно. Кроме того,

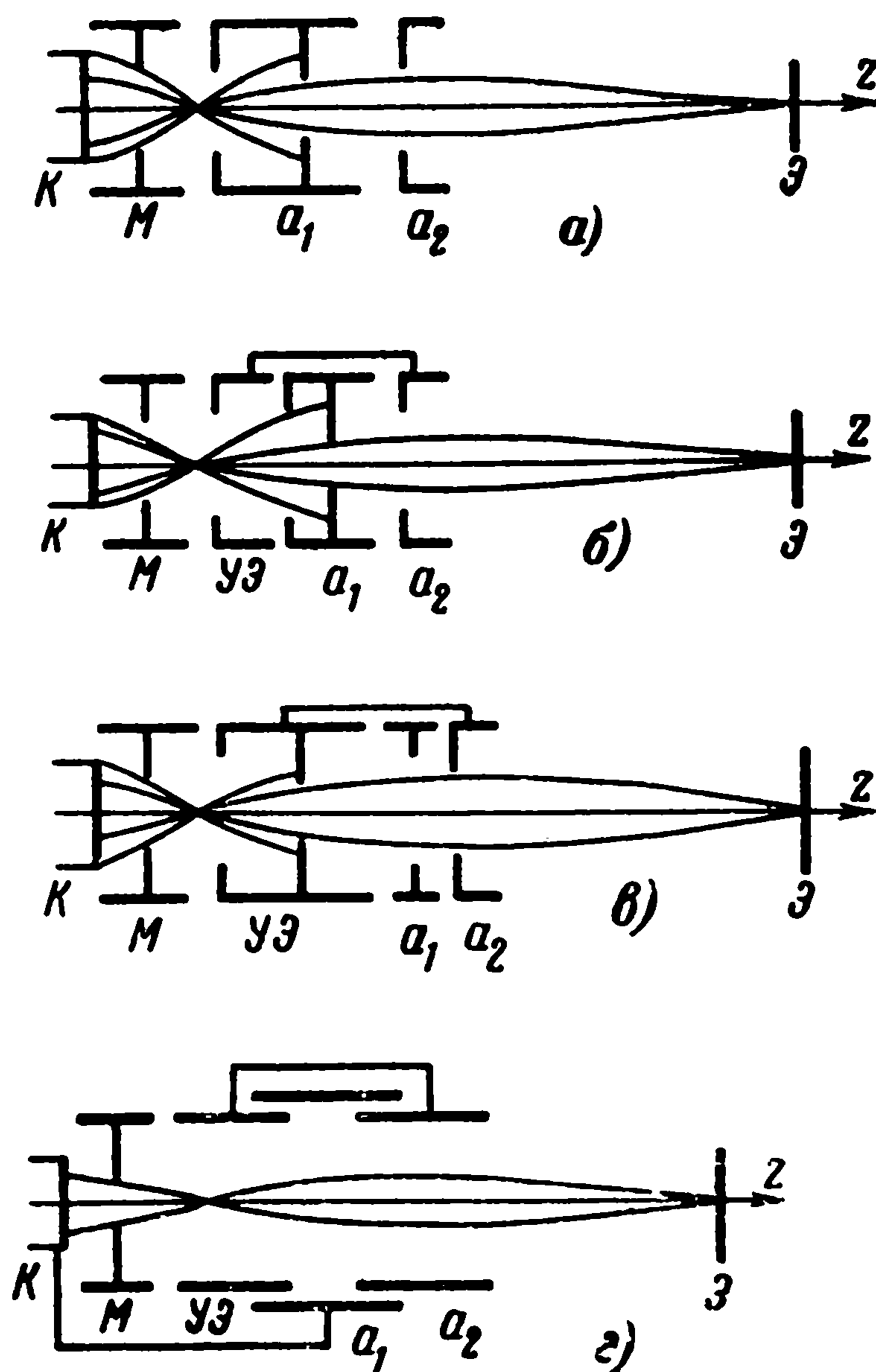


Рис. 15-7. Варианты схем пушек с электростатической фокусировкой.

если в первом аноде имеется диафрагма, ограничивающая ширину электронного пучка, так называемая апертурная диафрагма, то вторичные электроны, выбиваемые с ее краев, ускоряясь полем второго анода, несфокусированным потоком пойдут на экран, создавая на нем паразитную засветку.

Отметим, что подобные ограничивающие диафрагмы обычно имеют место в электростатических пушках, чтобы выделить из электронного пучка траектории, наиболее близкие к параксиальным, и уменьшить aberrации линз и искажения, вносимые при последующем отклонении пучка.

Кроме того, при наличии ограничивающей пучок диафрагмы в первом аноде при изменении потенциала модулятора и соответственно тока пучка будет меняться и ток, идущий на первый анод. В случае питания всех электродов пушки от одного общего делителя, что наиболее удобно, это приведет к изменению величины U_{a1} и, следовательно, к нарушению фокусировки.

Более усовершенствованной и широко применяемой является конструкция пушки, в которой между модулятором и фокусирующим первым анодом вводится еще один дополнительный, так называемый ускоряющий электрод УЭ, который часто, как это показано на рис. 15-7,б, соединяется со вторым анодом. В этом случае вторая линза пушки представляет собой одиночную линзу, и изменение потенциала первого анода практически не влияет на величину тока катода благодаря сильному экранирующему действию ускоряющего электрода. Однако при наличии ограничивающей (апертурной) диафрагмы в первом аноде остается возможность изменения его потенциала в результате изменения тока пучка при питании электродов пушки от общего делителя напряжения.

Чтобы устранить это, диафрагма первого (фокусирующего) анода выполняется со значительно большим диаметром отверстия, чем диафрагмы ускоряющего электрода и второго анода.

Поэтому при любом потенциале первого анода пучок проходит пушку без отбора тока на первый анод, и ограничение его поперечного размера может происходить только на диафрагмах ускоряющего электрода и второго анода. Изменение же тока, отбираемого на эти электроды, не может нарушить фокусировку пучка, что

непосредственно следует из основного уравнения электронной оптики. Такая конструкция (рис. 15-7,в), часто называемая пушкой с нулевым током первого анода, свободна от указанных выше недостатков и является поэтому весьма распространенной в электроннолучевых трубках.

Используемая здесь в качестве второй линзы пушки одиночная линза обладает интересной особенностью, заключающейся в том, что если средний электрод ее соединить с катодом, то колебания напряжения на крайних электродах ΔU_{a2} очень мало изменяют оптическую силу линзы. Это объясняется тем, что согласно выражению для оптической силы линзы рост U_{a2} одновременно приводит к росту скорости электронов, входящих в линзу, и к росту градиента поля в ней. Эти два фактора, оказывая противоположное воздействие на оптическую силу, в значительной степени компенсируют друг друга, оставляя оптическую силу линзы практически неизменной. Поэтому естественным развитием только что приведенной конструкции является пушка с нулевым фокусирующим потенциалом (рис. 15-7,г), у которой первый анод соединен с катодом, а размеры его подобраны так, чтобы при заданном потенциале U_{a2} поле второй линзы фокусировало изображение скрещения на экране трубки.

Практически не удастся достичь такой точности изготовления пушки, чтобы автоматически получить требуемую фокусировку при нулевом потенциале первого анода. Поэтому в пушках такого типа необходима все же подача, хотя и небольшого, фокусирующего напряжения на первый анод, компенсирующего уход геометрии. Однако при этом указанная особенность одиночной линзы сохраняется в тем большей степени, чем ниже величина фокусирующего напряжения, которое, будучи установленным, уже не требует регулировки, и, несмотря на колебания напряжения источника питания второго анода, качество фокусировки оказывается удовлетворительным.

В пушках с магнитной фокусировкой роль первой линзы по-прежнему выполняет иммерсионный объектив. Вторая же линза в этом случае является магнитной и чаще всего представляет собой круглую катушку, обтекаемую током, снабженную соответствующим магнитопроводом и помещенную вне рабочего объема прибора.

Такой наиболее простой вариант пушки с магнитной фокусировкой, так называемая триодная пушка, схематически представлен на рис. 15-8,а.

Следует отметить, что благодаря сравнительно большим размерам магнитных линз они дают меньшие, чем электростатические линзы, aberrации, в результате чего пушки с магнитной фокусировкой хорошо фокусируют сравнительно широкие электронные пучки и установка

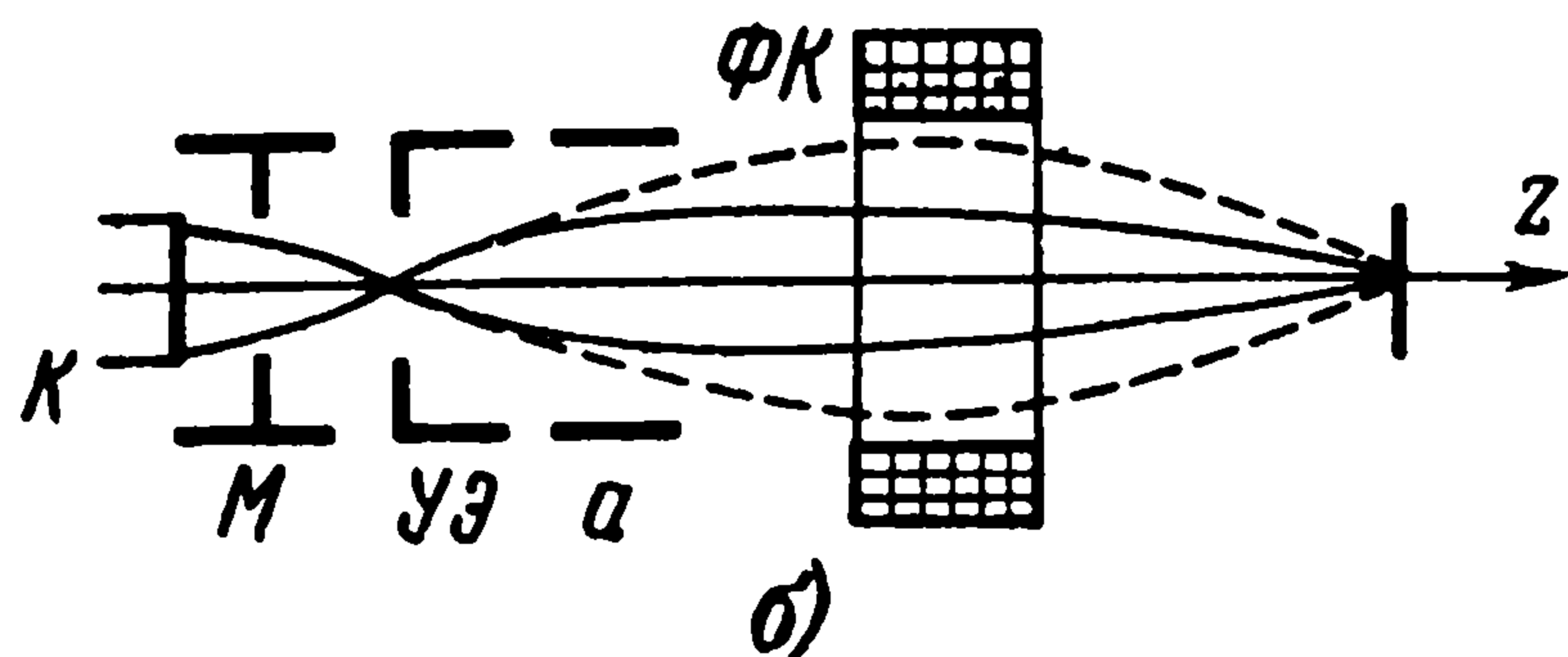
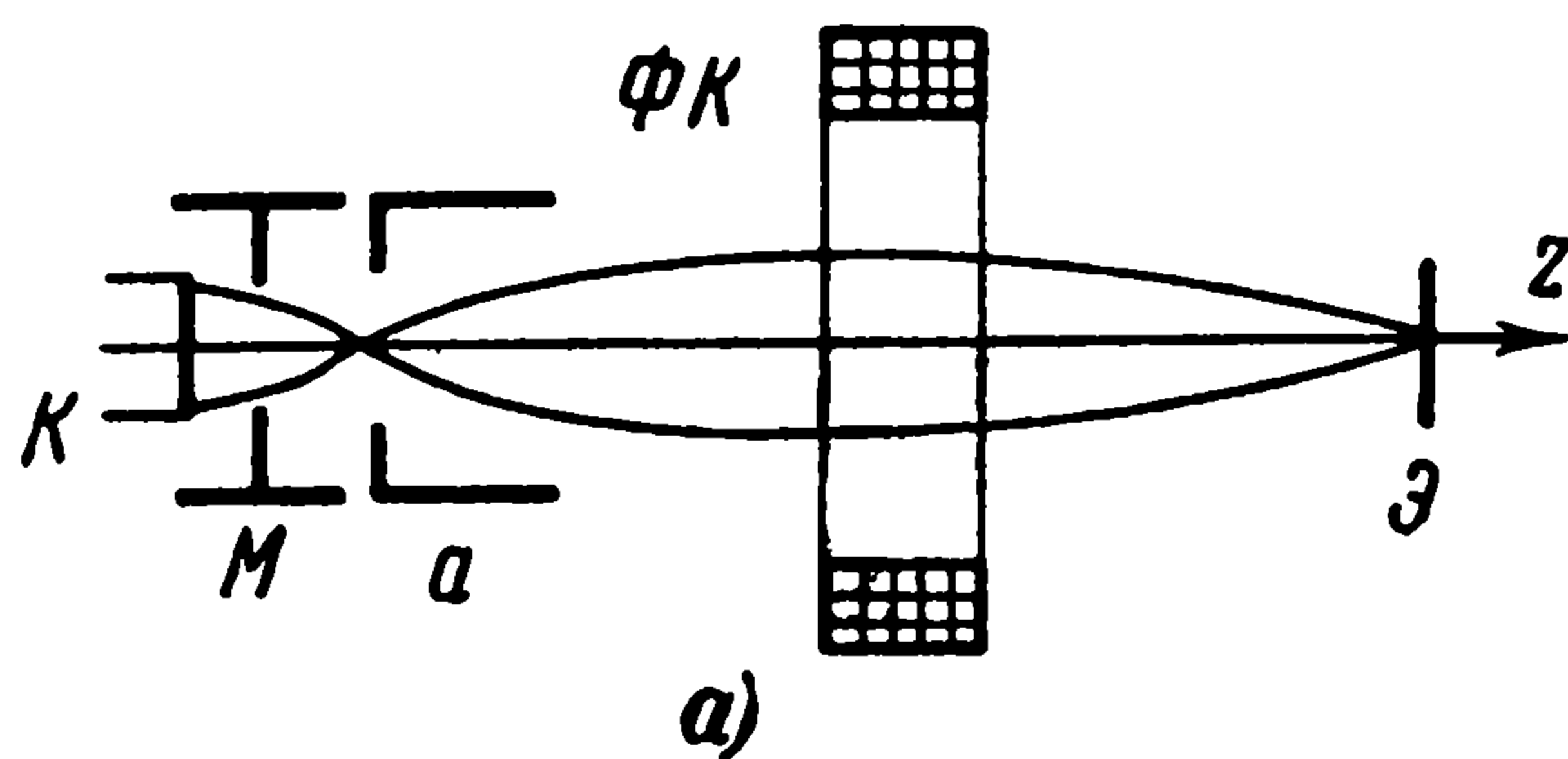


Рис. 15-8. Варианты схем пушек с магнитной фокусировкой.

ограничивающих сечение пучка диафрагм обычно в них не требуется. Поэтому в пушках с магнитной фокусировкой возможно получение больших токов пучка по сравнению с электростатическими пушками.

Однако сравнительно большие апертуры пучка оказываются нежелательными с точки зрения искажений, возникающих при его отклонении, которые растут с ростом апертуры и становятся тем заметнее, чем больше угол отклонения.

Уменьшить апертуру пучка электронов во второй линзе можно, введя между ней и первой линзой пушки еще одну линзу, осуществляющую дополнительную фокусировку пучка.

На рис. 15-8,б изображен вариант пушки с магнитной фокусировкой, в которой электростатическая часть состоит не из трех, а из четырех электродов, — так называемая тетродная пушка.

В отличие от триодной пушки здесь между модулятором и анодом, имеющим высокий (порядка киловольт или даже десятков киловольт) потенциал относительно катода, помещен дополнительный ускоряющий электрод, потенциал которого составляет обычно несколько сотен вольт.

Катод, модулятор и ускоряющий электрод представляют собой иммерсионный объектив, образующий скрещивание пучка, а между ускоряющим электродом и ано-

дом образуется еще одна иммерсионная линза, которая и осуществляет необходимую дополнительную фокусировку электронного пучка перед входом его в главную проекционную линзу, которая по-прежнему является магнитной.

В результате траектории пучка пригибаются к оси, и он становится значительно уже, чем пучок, образованный триодной системой, крайние траектории которого показаны для сравнения на рис. 15-8,б пунктиром.

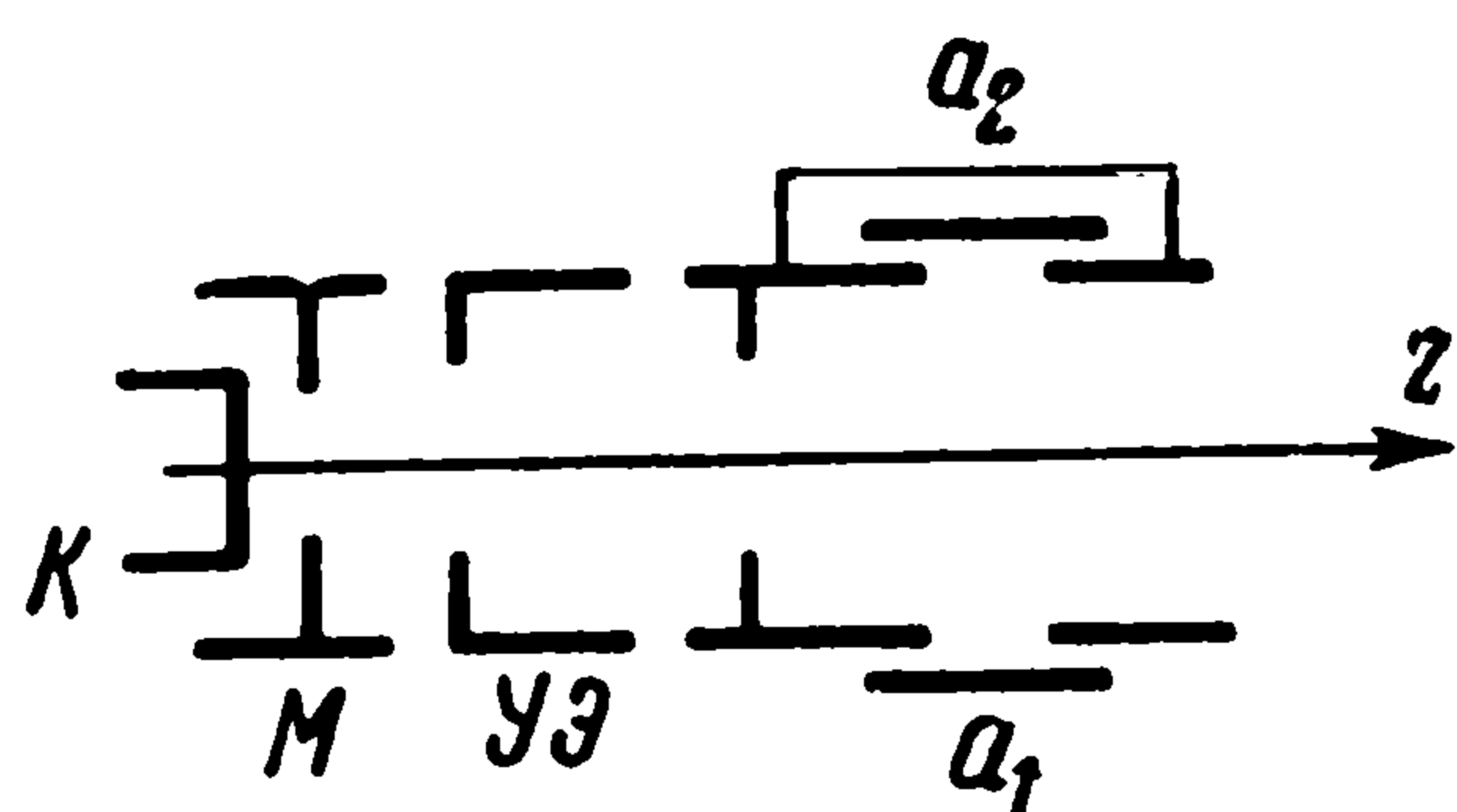


Рис. 15-9. Электростатическая пушка с дополнительной фокусировкой пучка (тетродным иммерсионным объективом).

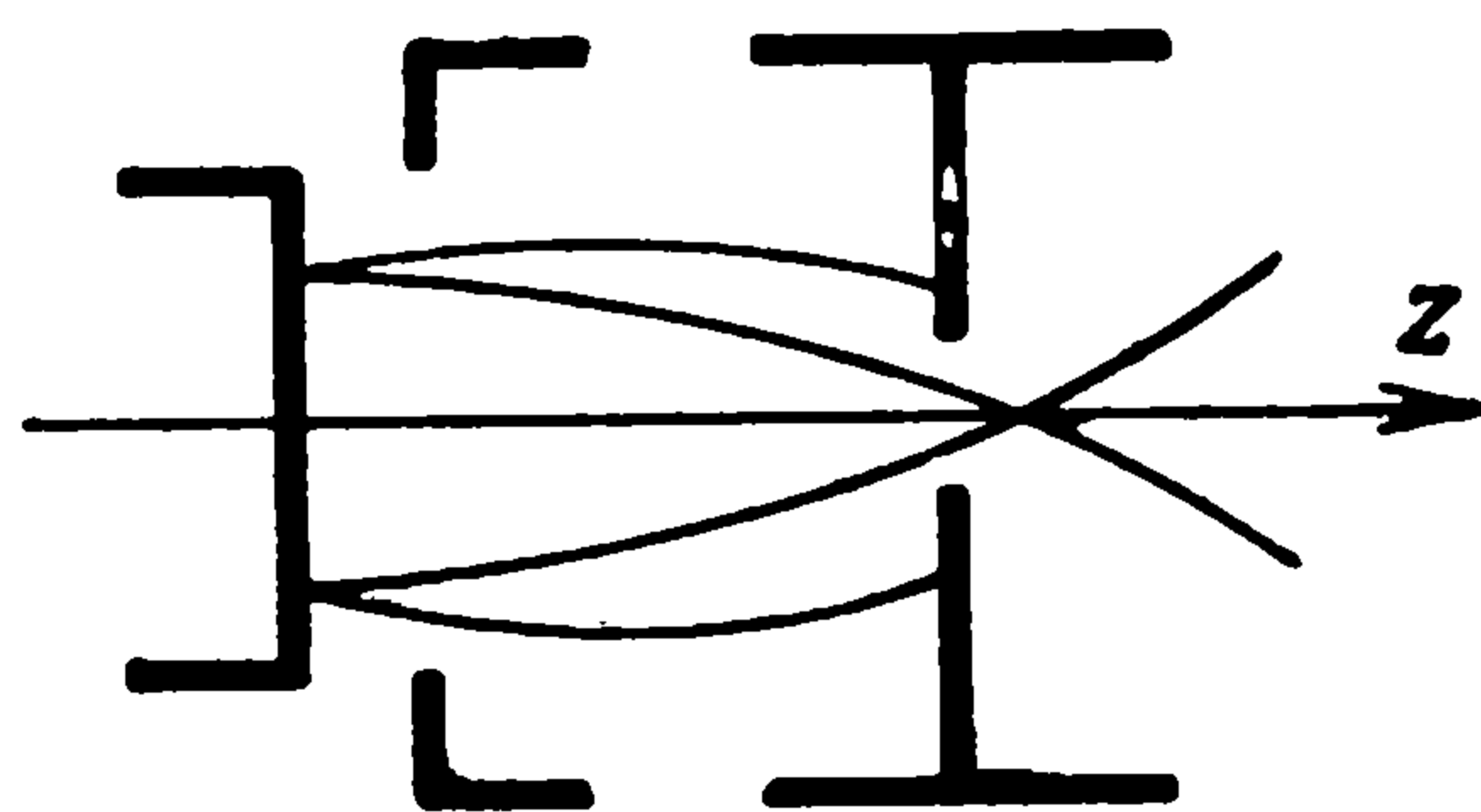


Рис. 15-10. Схема пушки с искусственным скрещением.

Кроме того, в тетродной пушке колебания высокого напряжения анода благодаря экранирующему действию ускоряющего электрода очень мало сказываются на поле у катода и величине тока пучка. Поэтому дополнительная фокусировка пучка, уменьшающая его апертуру в области второй линзы и отклоняющей системы, применяется и в электростатических пушках, как это показано на рис. 15-9, где введение ускоряющего электрода между модулятором и второй, одиночной, линзой также увеличивает плотность тока в пучке и уменьшает его апертуру.

В заключение следует отметить, что в ряде электроннолучевых приборов требуется получение на экране пучка весьма малого диаметра, порядка десятков или даже единиц микрон. В этом случае использование изображения скрещения, имеющего большие размеры, не решает задачу и объектом для второй линзы может служить диафрагма с весьма узким отверстием, диаметр которого меньше диаметра электронного пучка даже в его скрещении. Такая конструкция иммерсионного объектива показана на рис. 15-10. При этом ясно, что узкая апертурная диафрагма вырезает большую часть тока пучка. Поэтому подобная пушка, которую

иногда называют пушкой с искусственным скрещением, формируя на экране пятно весьма небольшого диаметра с более равномерной плотностью тока по его сечению, может обеспечить лишь небольшие токи пучка.

15-6. РАБОТА КАТОДА В ЭЛЕКТРОННОЙ ПУШКЕ

Иммерсионный объектив электронной пушки представляет собой своеобразный триод, в котором изменение потенциала модулятора регулирует ток, отбираемый с катода, аналогично действию потенциала на управляющей сетке. Однако здесь имеется и существенное отличие.

Дело в том, что при отсутствии так называемого «островкового» эффекта вблизи запирающего обычного триода вся рабочая поверхность катода нагружена практически равномерно и изменение потенциала сетки, меняя действующий в ее плоскости потенциал, приводит в режиме пространственного заряда к изменению тока катода по известному закону степени $3/2$:

$$I_0 = AS (U_0 - U_3)^{3/2}, \quad (15-13)$$

где A — коэффициент, зависящий от геометрии триода; U_3 — запирающий потенциал на его сетке; S — рабочая поверхность катода, которую можно считать постоянной.

Что касается иммерсионного объектива, то здесь против катода имеется одно небольшое отверстие в модуляторе, размеры которого значительно меньше размеров катода.

Через это отверстие провисает ускоряющее поле анода, и поэтому условия работы катода оказываются другими.

Во-первых, ускоряющее поле сильнее против центра диафрагмы модулятора и убывает в направлении радиуса. Следовательно, катод нагружен неравномерно и наибольший отбор тока имеет место с его центрального участка.

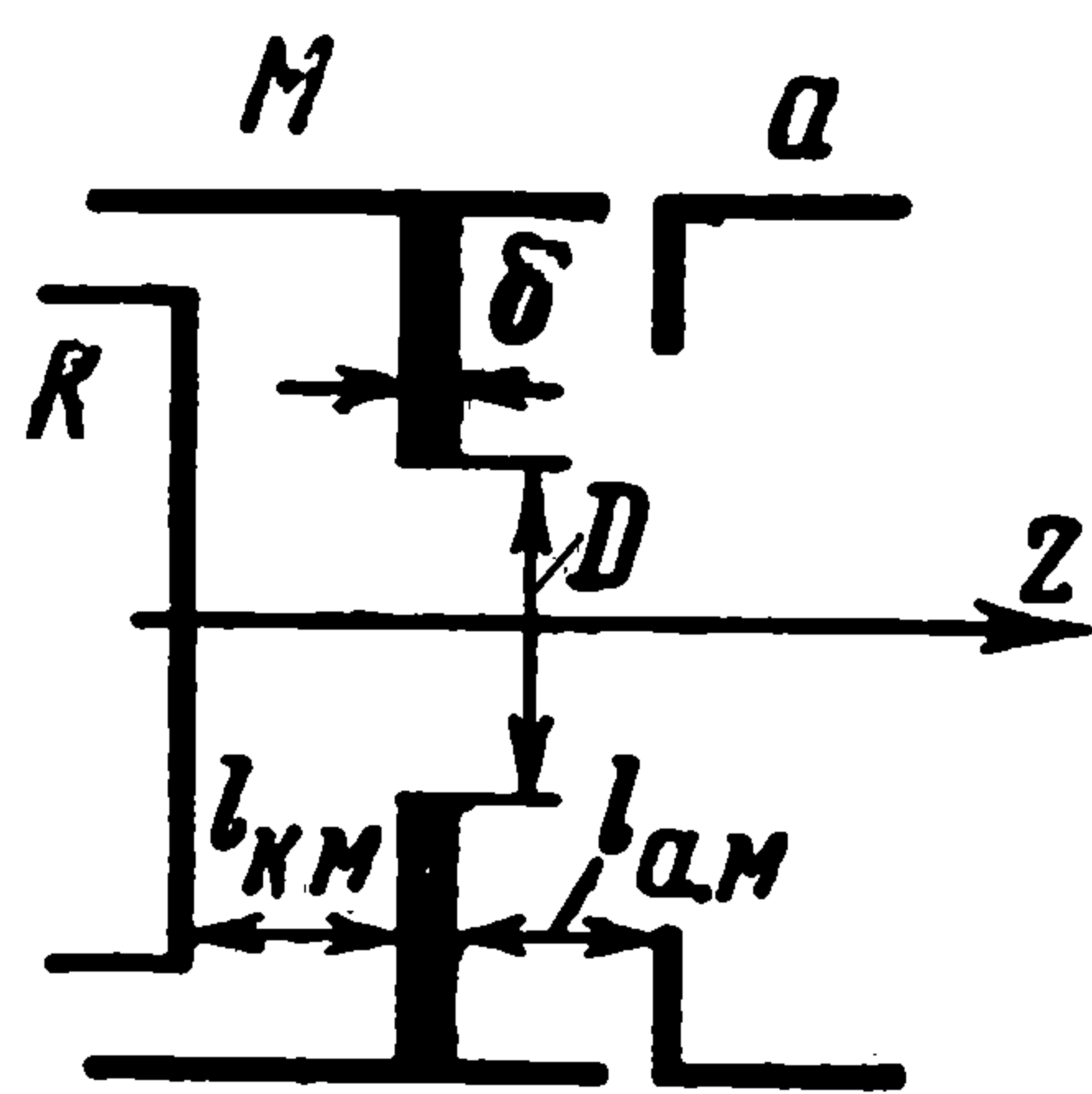


Рис. 15-11. Иммерсионный объектив.

Во-вторых, при изменении потенциала модулятора ток меняет свою величину, как и в триоде, за счет изменения пространственного заряда у катода. Но при этом меняется и размер участка катода, против которого поле, созданное анодом и модулятором, является ускоряющим. Следовательно, изменение U_m приводит и к изменению рабочей поверхности катода S .

Следовательно, изменение потенциала модулятора должно сопровождаться более быстрым изменением тока, отбираемого с катода, нежели изменение потенциала сетки в триоде.

Экспериментальные и теоретические исследования подтверждают это, хотя и дают несколько различные результаты. Так, в работе [Л. 41] полагается, что диаметр рабочей части катода определяется потенциалом запирающего иммерсионного объектива U_3 , по-

тенциалом модулятора U_m и диаметром отверстия D в нем (рис. 15-11) и равен:

$$d_0 = \frac{U_m - U_3}{|U_3|} D.$$

Тогда с учетом (15-13), где $S = \frac{\pi d_0^2}{4}$ есть функция потенциалов электродов, для тока с катода объектива получается:

$$I_0 = kS(U_m - U_3)^{3/2} = k_1 \frac{(U_m - U_3)^{7/2}}{U_3^2}. \quad (15-14)$$

Если ток выражен в микроамперах, а потенциалы в вольтах, то по данным работы [Л. 42] коэффициент $k_1 \approx 3$.

В случае несколько других геометрических соотношений иммерсионного объектива $l_{к.м} = (0,35 \div 0,55)D$ в работах [Л. 44, 45] принимается, что

$$d_0 = \frac{(U_m - U_3)^{1/2}}{|U_3|^{1/2}} D.$$

В этом случае

$$I_0 = k_2 \frac{(U_m - U_3)^{5/2}}{|U_3|}, \quad (15-15)$$

где k_2 равно 2,8.

Следует отметить, что в приведенных выше соотношениях для тока с катода объектива фигурируют лишь потенциалы на его электродах и отсутствуют его геометрические параметры, несомненно играющие существенную роль.

Попытка учесть эти параметры была сделана в работе [Л. 48], где приводится следующее выражение для I_0 :

$$I_0 = M \frac{(AU_m + CU_a)^{5/2}}{FU_a + BU_m}. \quad (15-16)$$

В этом выражении постоянные A , B , C и F зависят от основных геометрических размеров иммерсионного объектива ($l_{к.м}$, $l_{а.м}$, D , δ), и авторы приводят графики, позволяющие определить эти постоянные, а M — коэффициент, определяемый эмиссионной активностью катода.

Следует отметить, что в работе [Л. 48] не учитываются положение и диаметр диафрагмы в аноде, что, как показывает эксперимент, также может существенно влиять на величину I_0 .

В реальных пушках в зависимости от геометрии получаются несколько различные зависимости между током катода и потенциалами на электродах иммерсионного объектива, которые можно объединить выражением

$$I_0 = B(U_m - U_3)^\gamma, \quad (15-17)$$

где γ обычно лежит в интервале $5/2 - 7/2$.

Отметим, что независимо от величины γ в выражениях (15-14) и (15-15) из них получается одинаковое выражение для оценки средней плотности тока на катоде:

$$j_{\text{ср}} = \frac{I_0}{S} = C \frac{(U_{\text{м}} - U_{\text{з}})^{3/2}}{D^2}, \quad (15-18)$$

где коэффициент C может быть оценен из приведенных выше данных для k_1 и k_2 .

Существенно, однако, что величина средней плотности тока не полно характеризует режим работы катода, так как наиболее сильно нагруженный центральный его участок может оказаться в перенапряженном режиме при допустимой величине $j_{\text{ср}}$.

Оценка, проведенная в работе [Л. 45], дает для максимальной плотности тока в центре катода величину

$$j_{\text{макс}} \approx 3j_{\text{ср}},$$

которая, как правило, не должна превышать нескольких сотен миллиампер с квадратного сантиметра.

Как следует из материала предыдущих параграфов, важное значение имеет величина угла расхождения пучка в скрещении — α , причем его уменьшение весьма желательно.

По данным работ [Л. 40, 41]

$$\sin \alpha \approx 0,3 \frac{D}{l_{\text{а.м}}^{3/4}} \frac{U_{\text{з}} - U_{\text{м}}}{U_{\text{з}}}.$$

15-7. ЗАПИРАЮЩЕЕ НАПРЯЖЕНИЕ И МОДУЛЯЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУШЕК

Из изложенного видно, что величина запирающего напряжения иммерсионного объектива является весьма важным параметром. В силу того, что имеется разброс по начальным энергиям электронов, понятие «запирающее напряжение» является в какой-то степени неопределенным. Величину $U_{\text{з}}$ можно оценить по исчезновению свечения, вызываемого электронным пучком на экране трубки. Однако более определенной является оценка $U_{\text{з}}$ по току, когда, например, его величина делается меньше 1 мка.

Величина запирающего напряжения зависит от геометрических соотношений иммерсионного объектива и от напряжения на его аноде. Последняя зависимость практически линейна, т. е. $U_{\text{з}} = bU_{\text{а}}$.

Из ряда полуэмпирических формул, как показывает опыт, достаточно хорошие результаты дает формула Гайне [Л. 42], имеющая вид:

$$U_{\text{з}} = 0,034 \frac{(D - \delta)^2}{l_{\text{к.м}} l_{\text{а.м}}} U_{\text{а}}$$

(геометрические размеры показаны на рис. 15-11).

Важнейшей характеристикой электронной пушки является зависимость между током пучка $I_{\text{п}}$, приходящим на экран, и управляющим напряжением $U_{\text{м}}$ — так называемая модуляционная характеристика (рис. 15-12).

Здесь возможны два случая. В первом из них, когда ограничивающие диаграммы отсутствуют, что наиболее типично для пушек с магнитной фокусировкой, ток пучка на выходе пушки практически равен току катода.

Тогда модуляционная характеристика может быть описана выражениями (15-14) — (15-16), а в общем случае выражением (15-17). Однако, строго говоря, установлено, что показатель γ в последнем выражении не является постоянным на всей протяженности модуляционной характеристики и меняется, начиная с точки запираения до точки $U_m = 0$, в пределах от 2 до 3,5. Следовательно, с ростом тока крутизна характеристики возрастает быстрее, чем при постоянном значении γ .

Во втором случае, типичном для большинства пушек с электростатической фокусировкой, когда присутствуют диафрагмы, ограничивающие пучок, дело обстоит по-иному. В этом случае при потенциале модулятора, близком к запирающему, когда электронный пучок, отбираемый с малой центральной части катода, является еще очень узким и крайние электроны проходят свободно в отверстия диафрагмы, модуляционная характеристика по-прежнему описывается выражением типа (15-17). Однако очень быстро с ростом рабочей поверхности катода пучок расширяется и занимает все отверстие апертурной диафрагмы.

После этого при дальнейшем увеличении напряжения на модуляторе рабочая поверхность катода и отбираемый с него за этот счет ток продолжают расти. Однако вся эта доля прироста тока будет приходиться на участки, занятые диафрагмой, и не будет участвовать в увеличении тока пучка на выходе пушки. Ток пучка будет расти только за счет изменения пространственного заряда в некоторой центральной части катода, и модуляционная характеристика будет описываться в основном обычным законом степени $3/2$. Следовательно, ее крутизна у пушек, имеющих апертурные диафрагмы, при прочих равных условиях будет меньше, чем у пушек без таких диафрагм.

Как легко убедиться из выражений (15-15) и (15-16), крутизна модуляционной характеристики $dI_{\text{п}}/dU_m$ соответственно пропорциональна $I_0^{5/7}/U_3^{4/7}$ или $I_0^{3/5}/U_3^{2/5}$, т. е. оказывается в существенной зависимости от запирающего напряжения.

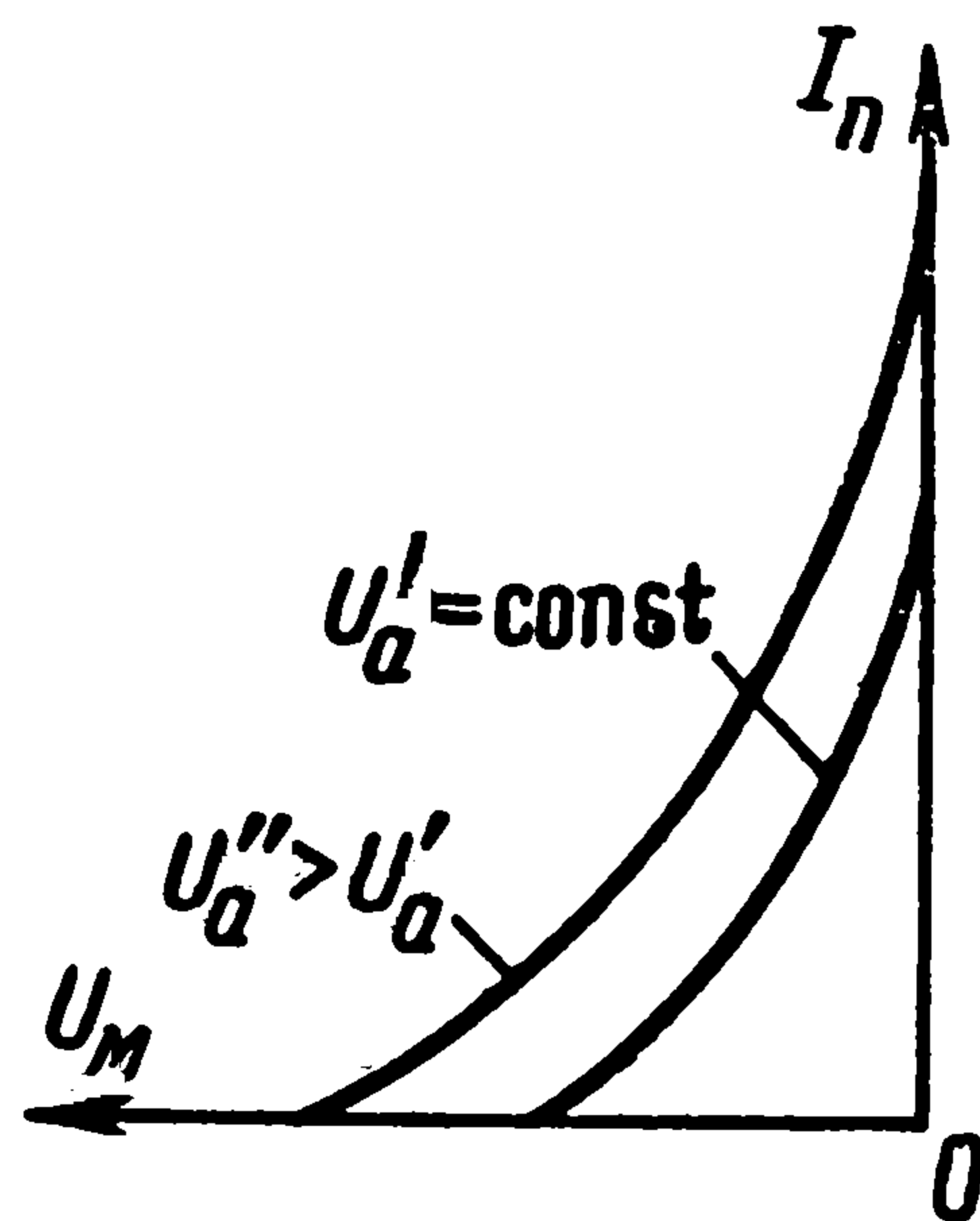


Рис. 15-12. Модуляционные характеристики.

Глава шестнадцатая

ОТКЛОНЯЮЩИЕ УСТРОЙСТВА

16-1. ОСНОВНЫЕ ТРЕБОВАНИЯ К ОТКЛОНЯЮЩИМ СИСТЕМАМ

В подавляющем большинстве электроннолучевых приборов электронные пучки, сформированные соответствующим фокусирующим устройством, необходимо от-

клонять, т. е. направлять на определенные участки приемника пучка.

Как и для фокусировки, для отклонения электронных пучков используются электрические или магнитные поля (редко их комбинация), которые создаются соответствующими отклоняющими устройствами.

К этим устройствам может быть предъявлен ряд общих требований:

1. Отклоняющая система, как правило, должна иметь возможно большую чувствительность. Иными словами, необходимое отклонение пучка должно обеспечиваться при возможно меньших потенциалах электродов, создающих отклоняющие электрические поля, или токов, создающих поля магнитные.

2. Система должна обеспечивать необходимый угол отклонения пучка.

3. Отклоняющая система в процессе работы должна давать возможно меньшие искажения. Это значит, что она должна обеспечивать максимальную линейность зависимости между напряжениями или токами, подаваемыми на нее, и величиной отклонения пучка и, кроме того, возможно меньше влиять на фокусировку пучка.

4. В ряде случаев требуется возможно меньшая емкость и индуктивность цепи отклоняющей системы.

Как мы дальше увидим, на практике все эти требования в полной мере не реализуются. Выбор же отклоняющей системы связан с требованиями, предъявляемыми к прибору в целом.

16-2. ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЕ ОТКЛОНЕНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

Для выяснения некоторых основных закономерностей электростатического отклонения рассмотрим наиболее простую систему такого типа.

Представим себе две параллельные пластины длиной a , расположенные на расстоянии d друг от друга и на расстоянии l от экрана, служащего приемником электронного пучка (рис. 16-1).

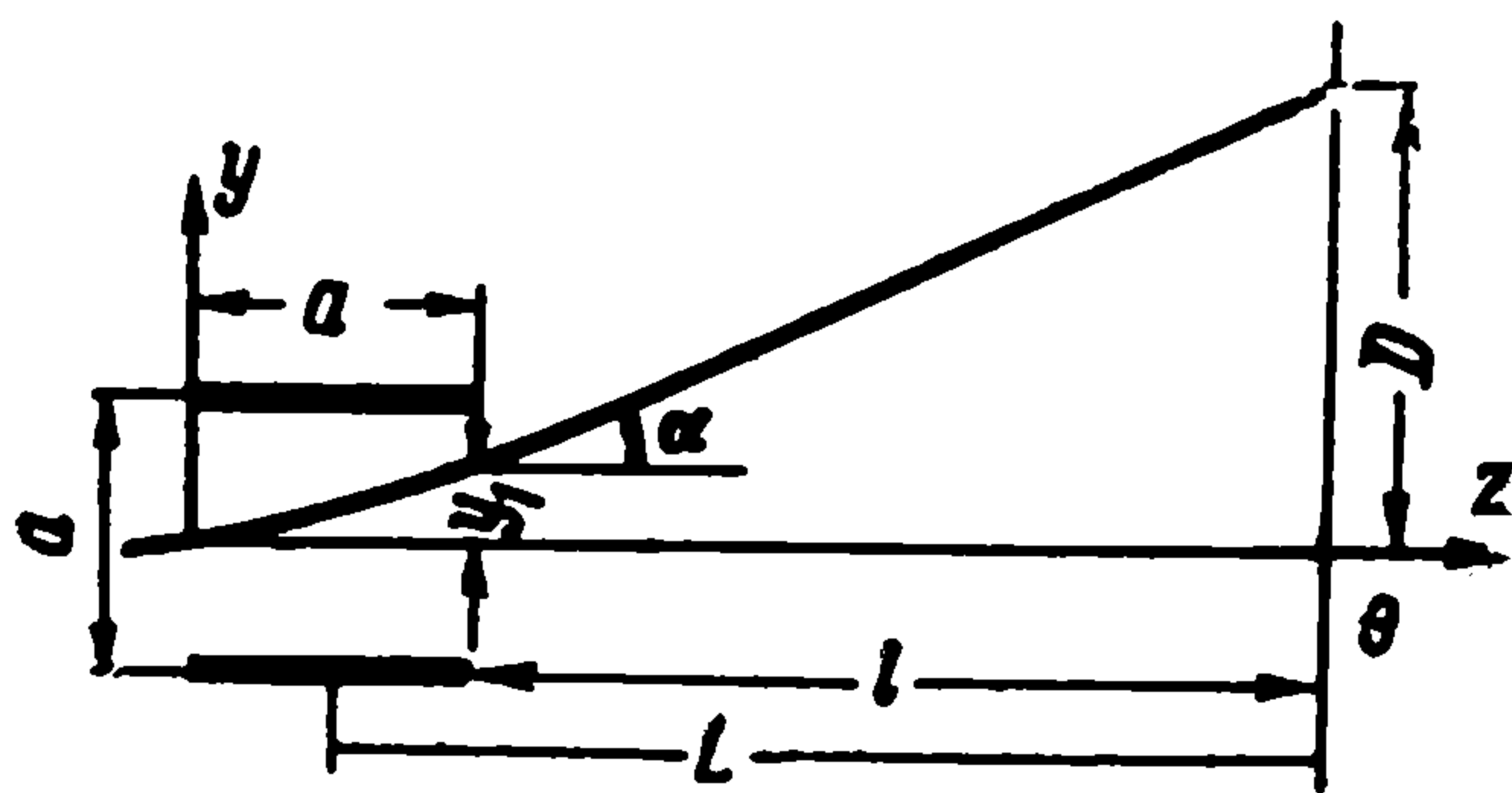


Рис. 16-1. К расчету электростатического отклонения.

Если между пластинами приложено некоторое напряжение U и в область между ними вдоль оси z входит электронный пучок, то поле такого плоского конденсатора, воздействуя на электроны пучка, будет отклонять их в сторону положительной пластины.

Чтобы представить себе действие электростатического отклонения, рассмотрим его, приняв следующие упрощающие предположения:

1. Поле, созданное пластинами, строго однородно, и образующиеся у краев пластин поля рассеяния не принимаются во внимание.

2. Отклоняемый пучок имеет весьма малое поперечное сечение и может быть представлен в виде линии.

3. Скорости всех электронов пучка в направлении оси z в любой точке между пластинами одинаковы и равны $\sqrt{\frac{2e}{m} U_a}$, где U_a — потенциал второго анода электронной пушки, сформировавшей электронный пучок.

Отклонение электронного пучка на экране в рассматриваемом случае (рис. 16-1), очевидно, равно:

$$D = y_1 + l \operatorname{tg} \alpha, \quad (16-1)$$

где y_1 — отклонение, полученное пучком в области поля пластин, а α — угол отклонения, образованный осью z и направлением отклоненного луча на выходе из поля пластин. Уравнение движения электрона в направлении y имеет вид*:

$$m \frac{d^2 y}{dt^2} = eE = e \frac{U}{d}. \quad (16-2)$$

Двукратное интегрирование дает:

$$y = \frac{e}{m} E \frac{t^2}{2} + C_1 t + C_2, \quad (16-3)$$

где C_1 и C_2 — постоянные интегрирования из начальных условий ($t=0$; $y=0$; $dy/dt=0$) — равны нулю.

Подставляя в полученное выражение время нахождения электрона в поле пластин

$$t = \frac{a}{v} \frac{a}{\sqrt{\frac{2e}{m} U_a}},$$

* Знак минус здесь опущен.

получаем для y_1 выражение

$$y_1 = \frac{a^2 U}{4dU_a}. \quad (16-4)$$

Для нахождения полного отклонения пучка на экране D необходимо найти еще угол α , тангенс которого может быть определен как производная выражения (8-3) по z при $z=a$:

$$\operatorname{tg} \alpha = \left(\frac{dy}{dz} \right)_{z=a}. \quad (16-5)$$

Из (16-4) и (16-5) согласно (16-1) получим величину отклонения пучка на экране

$$D = \frac{a^2 U}{4dU_a} + l \frac{aU}{2dU_a} = \frac{aU}{2dU_a} L = L \operatorname{tg} \alpha, \quad (16-6)$$

где L — расстояние от экрана до точки в середине отклоняющего поля, называемой обычно центром отклонения.

Для характеристики отклоняющего действия пластин обычно пользуются величиной чувствительности к отклонению, которая представляет собой величину отклонения пучка на экране на 1 в отклоняющего напряжения.

В нашем случае параллельных пластин чувствительность

$$\epsilon_{\text{ст}} = \frac{aL}{2dU_a}, \text{ мм/в.} \quad (16-7)$$

Если учесть реально существующие поля рассеяния, несколько увеличивающие отклонение, то чувствительность

$$\epsilon_{\text{ст}} = K \frac{aL}{2dU_a},$$

где K — коэффициент, равный примерно 1,15.

Величина $\epsilon_{\text{ст}}$, как очевидно, характеризует не только сами пластины, но и в какой-то мере конструкцию всего прибора, поскольку в выражение для нее входит величина L .

Эффективность самих пластин может быть охарактеризована угловой чувствительностью к отклонению, которая может быть определена как

$$\sigma_{\text{ст}} = \frac{\operatorname{tg} \alpha}{U} = \frac{a}{2dU_a}. \quad (16-8)$$

Полученные выражения позволяют сформулировать некоторые общие закономерности электростатического отклонения:

1. Чувствительность электростатического отклонения при одинаковых начальных условиях движения не зависит от величины заряда и массы частиц. Следовательно, электроны и отрицательные ионы будут в этом случае отклоняться по одинаковым траекториям.

2. Чувствительность обратно пропорциональна ускоряющему электронам напряжению последнего анода пушки. Кроме того, ясно, что для электростатического отклонения практически не требуется затраты мощности.

Параллельные пластины, рассмотренные выше, являются самым простым вариантом электростатического отклонения, они не могут обеспечить достаточный угол отклонения при приемлемой чувствительности. Действительно, попытка увеличения чувствительности и угла отклонения, чего, как очевидно, можно добиться увеличением длины пластин d или уменьшением расстояния между ними a , ограничивается возможностью попадания пучка на пластины.

Поэтому на практике часто применяют более сложные конструкции отклоняющих пластин.

В первую очередь укажем на так называемые косо поставленные пластины (рис. 16-2, а). Ясно, что если расстояние между пла-

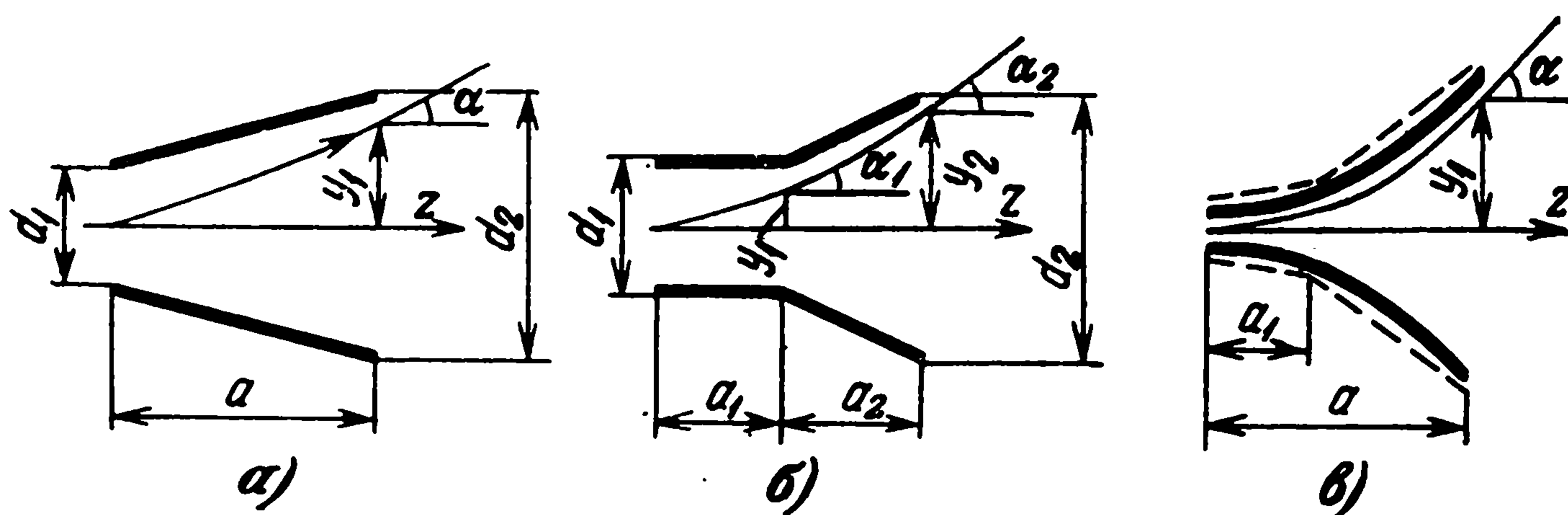


Рис. 16-2. Варианты выполнения отклоняющих пластин.

стинами на их выходе d_2 равно расстоянию d между параллельными пластинами, имеющими такую же протяженность вдоль оси z , то при том же угле отклонения чувствительность повышается. Дело в том, что в области между пластинами повышается напряженность отклоняющего поля.

Рассмотрим отклонение пучка электронов в поле косо поставленных пластин при тех же предположениях, которые были сделаны ранее.

В данном случае в принципе должна иметь место как составляющая поля E_y , так и E_z . Считая, что $E_y \gg E_z$, пренебрежем изменением осевой скорости электронов и будем считать ее постоянной и равной $v_z = \sqrt{\frac{2e}{m} U_a}$. Однако в данном случае в отличие от пре-

дыдущего величина E_y будет не постоянной по длине пластин и равной:

$$E_y = \frac{U}{dz} = \frac{U}{d_1 + \frac{d_2 - d_1}{a} z}.$$

Тогда уравнение движения электронов в направлении оси y по аналогии с (8-2) имеет вид:

$$m \frac{d^2 y}{dt^2} = e \frac{U}{d_1 + \frac{d_2 - d_1}{a} z}.$$

После интегрирования с заменой в правой части $dt = \frac{dz}{dz/dt}$ на $\frac{dz}{v_z}$ получаем:

$$\begin{aligned} \frac{dy}{dt} = v_y &= \frac{eU}{mv_z} \int \frac{dz}{d_1 + \frac{d_2 - d_1}{a} z} = \frac{dy}{dz} v_z = \\ &= \frac{eU}{mv_z \frac{d_2 - d_1}{a}} \ln \left(d_1 + \frac{d_2 - d_1}{a} z \right) + C_1, \end{aligned} \quad (16-9)$$

где C_1 , очевидно, равна (при $z = 0$, $\frac{dy}{dz} = 0$) величине

$$-\frac{eU}{mv_z \frac{d_2 - d_1}{a}} \ln d_1.$$

Тогда величина наклона траектории электрона к оси z при движении в поле пластин

$$\frac{dy}{dz} = \frac{U}{2U_a \frac{d_2 - d_1}{a}} \ln \frac{d_1 + \frac{d_2 - d_1}{a} z}{d_1}. \quad (16-10)$$

Проинтегрировав выражение (16-10), находим величину y отклонения электрона от оси z в поле пластин:

$$\begin{aligned} y &= \frac{U}{2U_a \frac{d_2 - d_1}{a}} \int \ln \frac{d_1 + \frac{d_2 - d_1}{a} z}{d_1} dz = \\ &= \frac{U \left(d_1 + \frac{d_2 - d_1}{a} z \right)}{2U_a \left(\frac{d_2 - d_1}{a} \right)^2} \left(\ln \frac{d_1 + \frac{d_2 - d_1}{a} z}{d_1} - 1 \right) + C_2. \end{aligned} \quad (16-11)$$

Аналогично предыдущему, определяя C_2 из начальных условий: $y=0$ при $z=0$, легко можно получить для y выражение

$$y = \frac{U}{2U_a \left(\frac{d_2 - d_1}{a}\right)^2} \left[\left(d_1 + \frac{d_2 - d_1}{a} z \right) \times \right. \\ \left. \times \left(\ln \frac{d_1 + \frac{d_2 - d_1}{a} z}{d_1} - 1 \right) + d_1 \right]. \quad (16-12)$$

Полагая в (16-10) и (16-12) $z=a$, определяем $\operatorname{tg} \alpha$ и y_1 — угол траектории отклоненного электрона к оси z и его расстояние от нее при выходе из поля пластин:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{aU}{2U_a (d_2 - d_1)} \ln \frac{d_2}{d_1}; \\ y_1 = \frac{U}{2U_a \left(\frac{d_2 - d_1}{a}\right)^2} \left[d_2 \ln \frac{d_2}{d_1} - (d_2 - d_1) \right].$$

Тогда отклонение пучка на экране, если расстояние от края пластин до экрана по-прежнему обозначить через l , легко определится как

$$D = y_1 + l \operatorname{tg} \alpha = \frac{aU}{2(d_2 - d_1)U_a} \left[\left(\frac{ad_2}{d_2 - d_1} + l \right) \ln \frac{d_2}{d_1} - a \right], \quad (16-13)$$

откуда легко определить и чувствительность к отклонению, равную D/U .

Еще более выгодным является вариант конструкции пластин, при котором они состоят из участка плоскопараллельных пластин, дополненных косо поставленными (рис. 16-2,б). Ясно, что при равенстве d_2 расстоянию d в случае параллельных пластин можно при том же a получить еще большую чувствительность. Являясь по конструкции довольно простыми, такие пластины находят широкое применение.

Общее отклонение будет определяться последовательным действием обоих участков. Рассчитаем его, применяя геометрические обозначения, приведенные на рис. 16-2,б.

Расчет отклонения на первом участке, очевидно, есть повторение расчета для параллельных пластин и дает в конце участка:

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = \frac{a_1 U}{2d_1 U_a}; \quad y_1 = \frac{a_1^2 U}{4d_1 U_a},$$

что может служить начальными условиями при расчете второго участка.

Для этого воспользуемся только что полученными выражениями для косо поставленных пластин. Считая теперь начало координат ($z=0$) в начале второго участка и используя выражение (16-9),

можно для величины dy/dz на этом участке записать:

$$\frac{dy}{dz} = \frac{U}{2U_a \frac{d_2 - d_1}{a_2}} \ln \left(d_1 - \frac{d_2 - d_1}{a_2} z \right) + C_3.$$

Учитывая начальное условие ($z = 0$, $dy/dz = \operatorname{tg} \alpha_1$), определяем постоянную C_3 , и окончательно

$$\frac{dy}{dz} = \frac{U}{2U_a \frac{d_2 - d_1}{a_2}} \ln \left(d_1 + \frac{d_2 - d_1}{a_2} z \right) + \frac{a_1 U}{2d_1 U_a} - \frac{U}{2U_a \frac{d_2 - d_1}{a_2}} \ln d_1. \quad (16-14)$$

Тогда угол отклонения α_2 на выходе из пластин ($z = a_2$) определится как

$$\operatorname{tg} \alpha_2 = \frac{U}{2U_a} \left(\frac{a_2}{d_2 - d_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{a_1}{d_1} \right). \quad (16-15)$$

Величину отклонения y_2 на выходе из пластин можно аналогично определить, используя выражение (16-11). Определив с учетом начального условия ($z = 0$, $y = y_1$) постоянную интегрирования в (16-11) и положив $z = a_2$, можно легко получить, что

$$y_2 = \frac{U}{2U_a} \left[\frac{a_1^2}{2d_1} + \frac{a_2^2}{(d_2 - d_1)^2} \left\{ d_2 \ln \frac{d_2}{d_1} - (d_2 - d_1) \right\} \right]. \quad (16-16)$$

Из выражений (16-15) и (16-16) легко определить отклонение пучка на экране D и чувствительность таких пластин ε .

Наиболее выгодной является форма пластин, контур которых подобран так, что при отклонении электронов пучка они скользят вдоль пластины, не задевая ее (рис. 16-2, в). При этом входное расстояние между пластинами может быть весьма малым, чувствительность и угол отклонения значительно увеличены. Расчет пластин такой формы приведен в ряде работ, например [Л. 50, 51].

Обычно нет необходимости изготавливать пластины такой сложной формы. Достаточно аппроксимировать расчетный контур двумя сочлененными косо поставленными пластинами, причем первая пара имеет обычно длину $a_1 \approx \frac{1}{3} a$.

Как видно, в принципе при электростатическом отклонении можно получить весьма значительные углы отклонения. Однако на практике они обычно не превышают $15-20^\circ$. Дело в том, что с ростом угла отклонения быстро растут искажения, вносимые отклоняющей системой, к рассмотрению которых мы и перейдем.

Укажем только, что форма элементов отклоняющей системы существенно влияет на ее частотные свойства, которые особенно важны для осциллографических электроннолучевых трубок.

16-3. ИСКАЖЕНИЯ ПРИ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОМ ОТКЛОНЕНИИ

Условия, принятые в предыдущем параграфе при рассмотрении электростатического отклонения, приводят к «идеальному» отклонению, при котором прежде всего сохраняется линейная зависимость

между величиной отклонения пучка на экране и величиной отклоняющего напряжения U .

Представим себе две пары взаимно перпендикулярных отклоняющих пластин, расположенных между пушкой и экраном (рис. 16-3). Подавая с определенной частотой на ближайшие к пушке (нижние) пластины пилообразное напряжение U_x и на другие (верхние) пластины пилообразное напряжение U_y , имеющее гораздо меньшую частоту, мы получим на экране систему строк — так называемый растр. При этом растр будет прямоугольным со сторонами, пропорциональными величинам амплитуд U_x и U_y . Кроме того, при «идеальном» отклонении форма пучка на экране не меняется, т. е. фокусировка не нарушается. На самом деле указанные выше предположения в той или иной степени не выполняются.

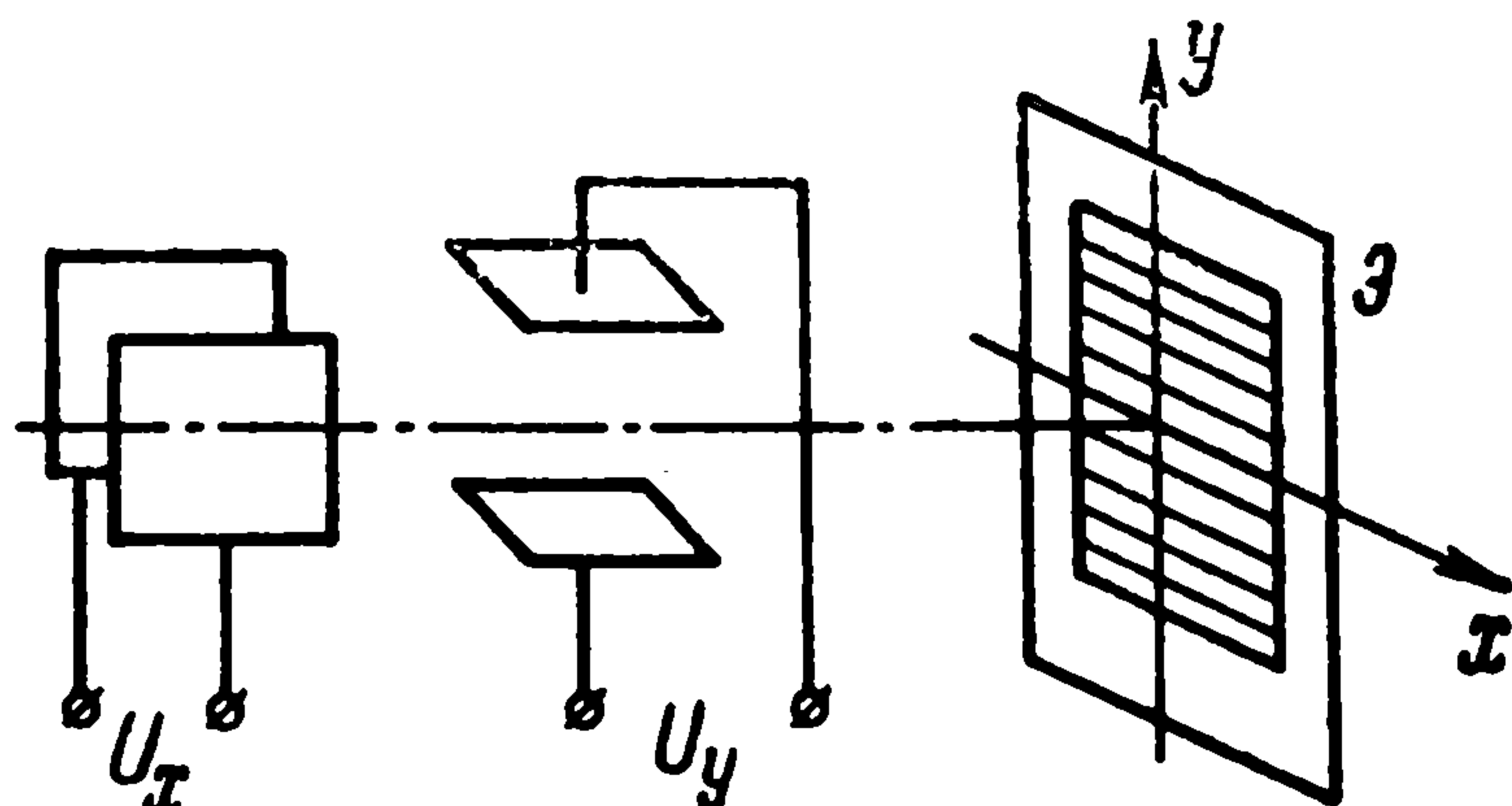


Рис. 16-3. Образование раstra при совместном действии двух пар отклоняющих пластин.

В первую очередь обратим внимание на то, что при отклонении электроны попадают в некоторое дополнительное поле, созданное пластинами. Следовательно, меняется их энергия, от которой, как мы видели, зависит чувствительность отклонения. Вид поля и характер его воздействия зависят от способа включения пластин. Один из таких способов, так называемое **несимметричное** включение, состоит в том, что одна из пластин каждой пары соединяется со вторым анодом пушки, а на вторую подается отклоняющее напряжение, как это показано на рис. 16-4.

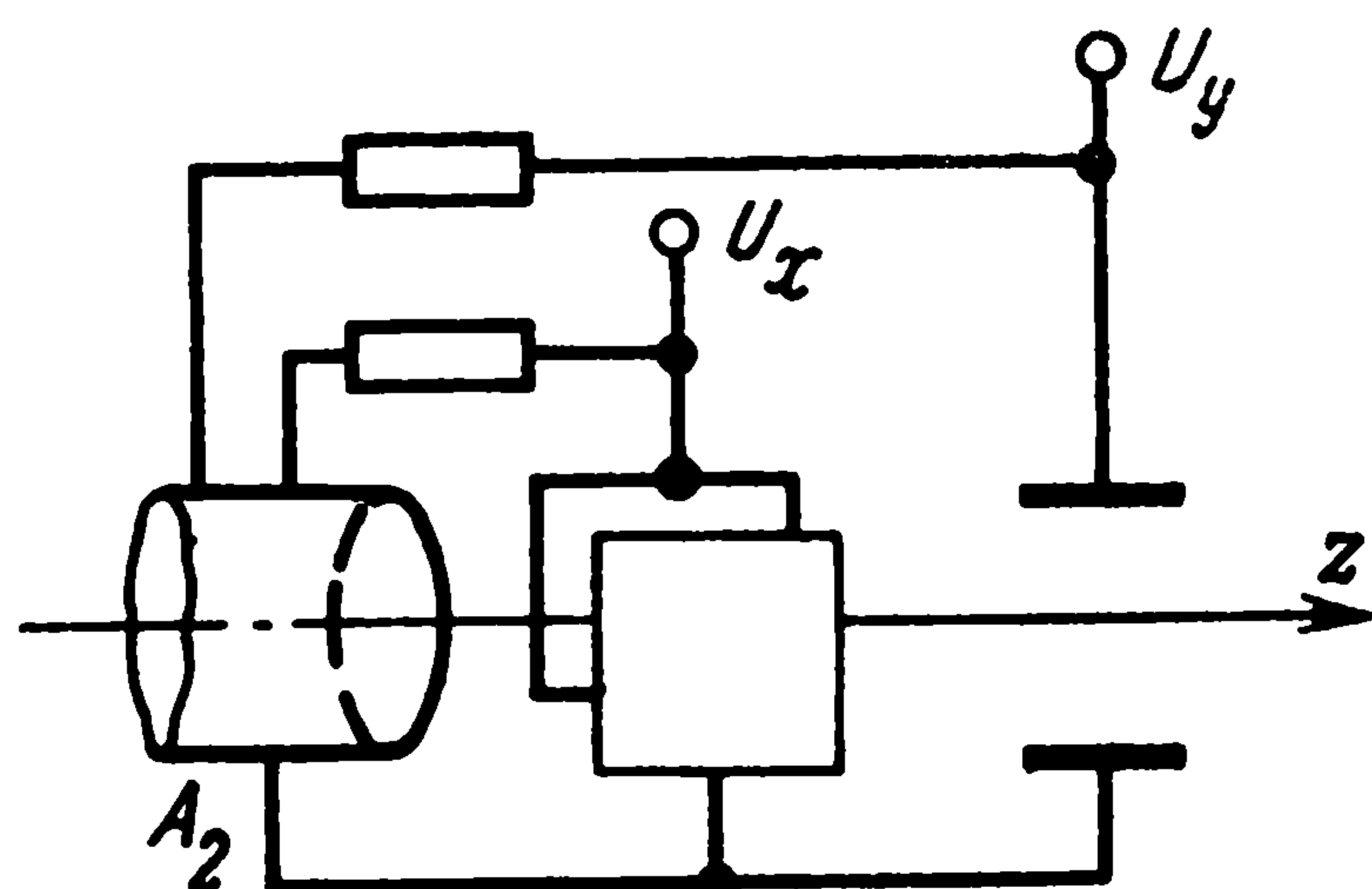


Рис. 16-4. Несимметричное включение отклоняющих пластин.

A_2 — второй анод.

При этом, как легко видеть, потенциал на оси z меняется с изменением величины и полярности отклоняющего напряжения. Электроны пучка при отклонении либо ускоряются в поле пластин, либо замедляются, что приводит к зависимости чувствительности отклонения от полярности и величины отклоняющего напряжения.

В результате отклоняющее напряжение, имеющее, например, форму правильной синусоиды, дает на экране при подаче на другую пару пластин пилообразного напряжения трассу электронного пятна, показанную на рис. 16-5. Меньшие отклонения будут соответствовать положительному отклоняющему напряжению, большие — отрицательному. Следовательно, при отклонении появляются нелинейные искажения. Кроме того, при несимметричном включении пластин поле у их краев сильно искажается.

Дело в том, что на внутреннюю поверхность колбы прибора обычно наносится проводящее покрытие, соединенное со вторым анодом пушки. Силовые линии поля, идущие от не соединенной с анодом пластины, у края ее могут замыкаться не на противо-

ложную пластину, а на покрытие, как это показано на рис. 16-6, они становятся перпендикулярными плоскостям пластин.

В результате у краев пластин отклонение происходит не только в направлении, перпендикулярном их плоскостям, но и в направлении, параллельном им, т. е. совпадающем с направлением отклонения предыдущей пары пластин. При этом если не соединенная с анодом пластина отрицательна, то, как можно видеть из рис. 16-6, это дополнительное отклонение направлено в ту же сторону, что и отклонение предыдущей (нижней) пары пластин. Если же она положительна, то это отклонение направлено в противоположную сторону. Вследствие этого при совместной работе обеих пар пластин формируемый ими растр будет искажаться и приобретать вид трапеции, сужающейся в сторону не соединенной с анодом пластины верхней пары.

Одним из способов компенсации этого так называемого трапецеидального искажения раstra является придание пластинам формы, показанной на рис. 16-7,а, когда в ближней к пушке кромке делается вырез. При этом силовые линии с не соединенного с анодом электрода, замыкаясь на покрытие стенки колбы, искривляются в противоположную сторону. Однако в этом случае, так как с ростом угла отклонения нижними парами пластин электроны будут проходить все большие расстояния в поле верхних пластин, создаваемое ими отклонение будет непропорционально расти и растр будет иметь так называемую подушкообразную форму (рис. 16-7,б). Для устранения этого можно придать переднему краю пластин выпуклую форму, как показано на рис. 16-7,а пунктиром.

Устранения нелинейных искажений осциллограмм и трапецеидальных искажений раstra можно достигнуть, применяя широко распространенный симметричный способ питания отклоняющих пластин, при котором отклоняющее напряжение подается непосредственно между пластинами, которые через резисторы с большим и равным сопротивлением соединены со вторым анодом пушки (рис. 16-8).

В этом случае потенциал на оси z постоянен и всегда равен U_a . Однако и при таком включении электростатическое отклонение вносит искажения, что легко видеть, если вспомнить, что реальный пучок не является бесконечно тонким, а имеет в области пластин конечную апертуру.

В этом случае потенциал на оси z постоянен и всегда равен U_a . Однако и при таком включении электростатическое отклонение вносит искажения, что легко видеть, если вспомнить, что реальный пучок не является бесконечно тонким, а имеет в области пластин конечную апертуру.

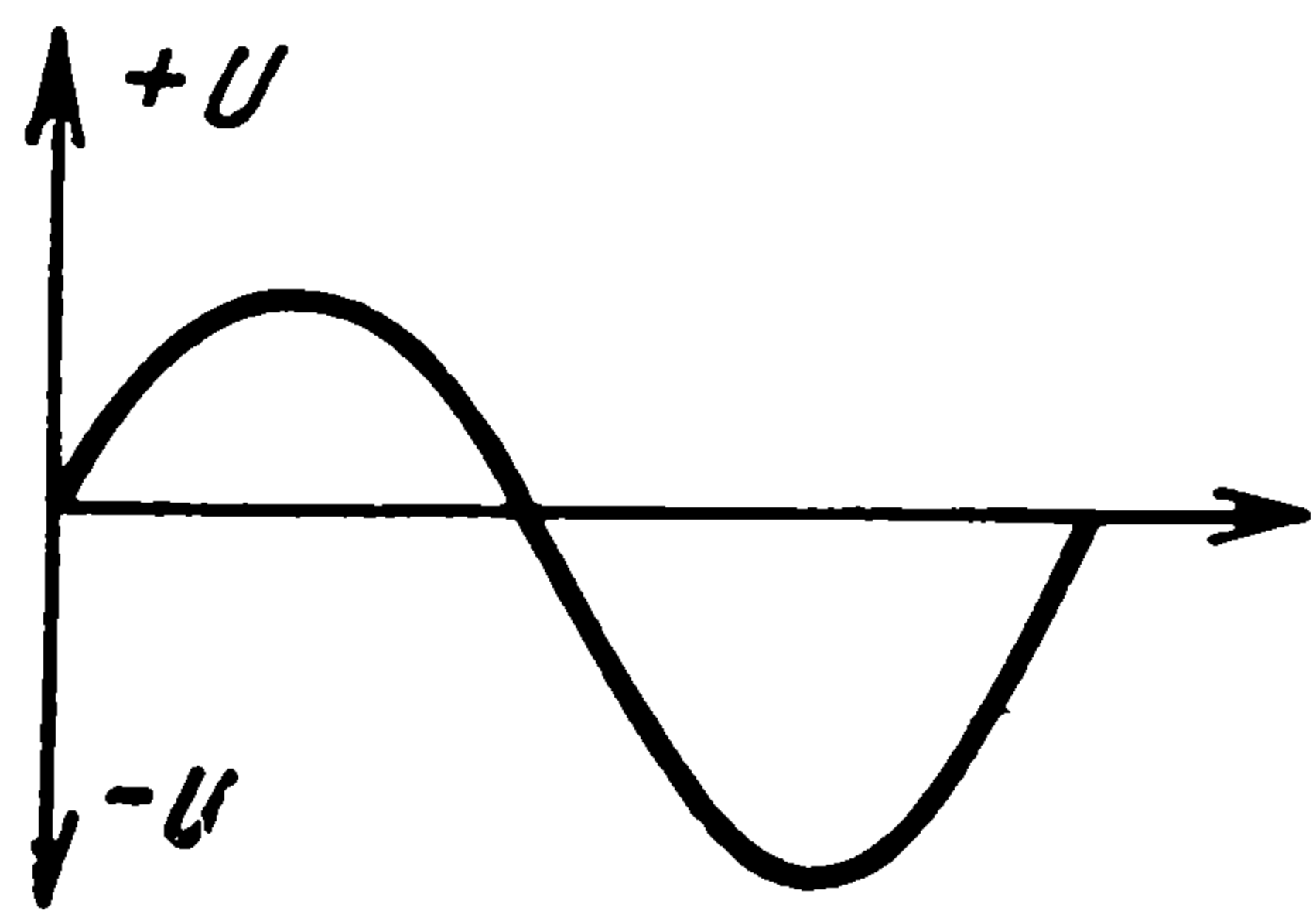


Рис. 16-5. Нелинейные искажения при несимметричном включении пластин.

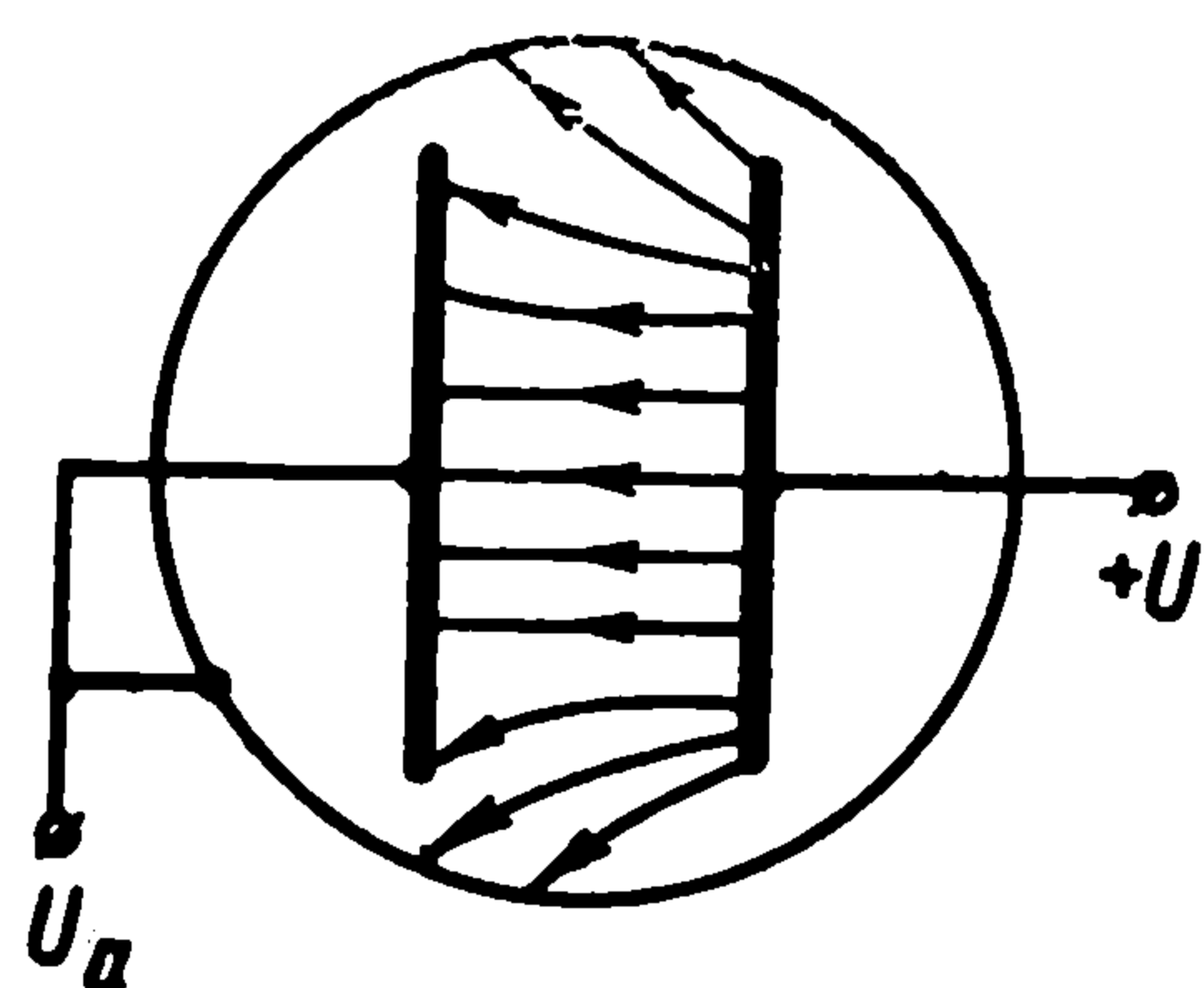


Рис. 16-6. К образованию трапецеидальных искажения раstra.

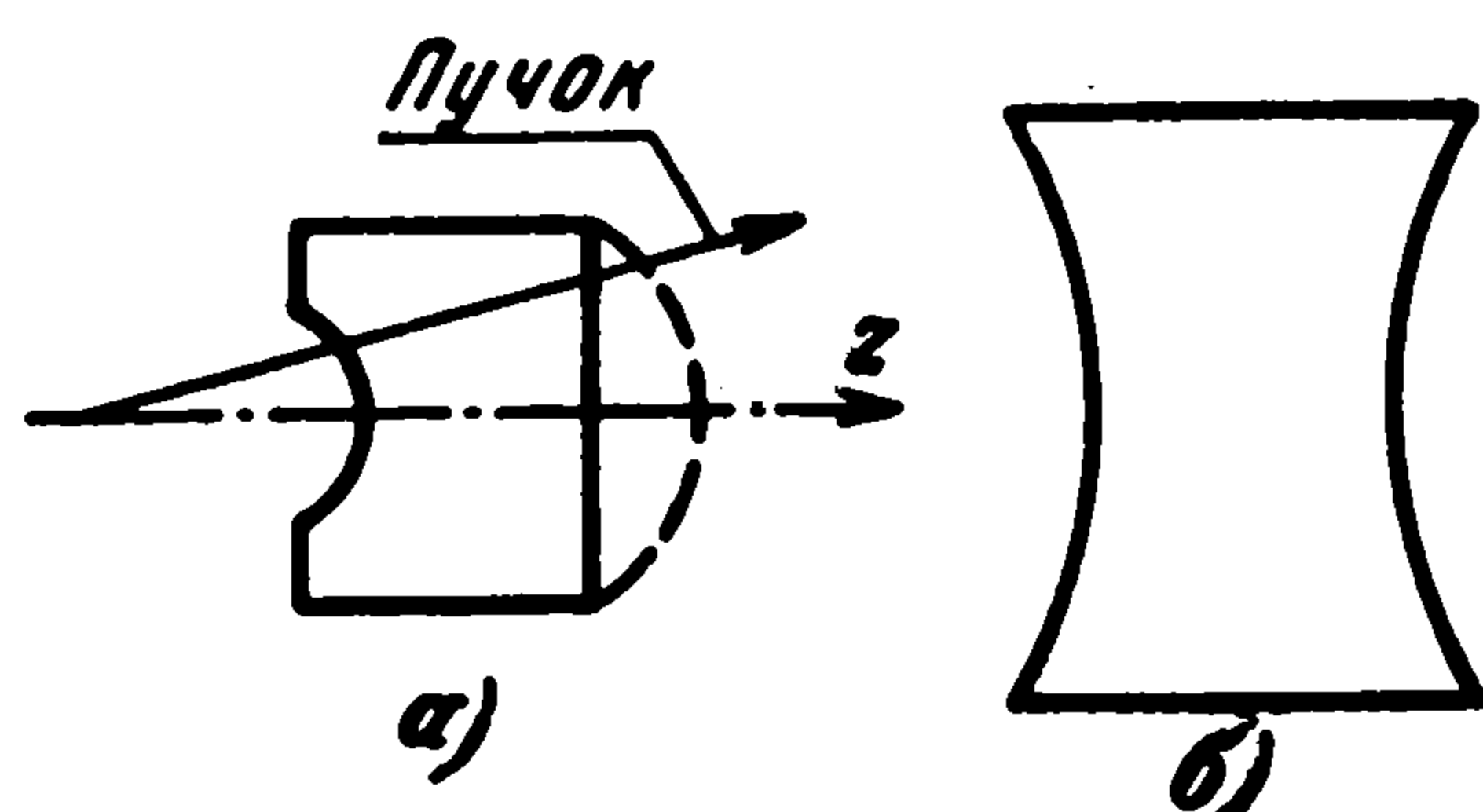


Рис. 16-7. Форма пластин, приводящая к уменьшению трапецеидальных искажений.

Действительно, траектории электронов пучка (рис. 16-8), идущие на различных расстояниях от оси z и при отсутствии отклонения пересекающиеся на экране, при наличии отклоняющего поля будут проходить в областях с различными возрастающими по направлению к положительной пластине потенциалами и будут, следовательно, иметь различные скорости. В результате крайние меридиональные траектории пересекутся, как это показано на рис. 16-9, перед экраном. Если представить себе конический электронный пучок, то электроны, идущие в сагитальной плоскости, будут проходить отклоняющие пластины в областях с несколько другими потенциалами и пересекутся в другой точке. Возникнет расфокусировка пучка, аналогичная астигматизму, в результате которой он не сойдется ни в одной точке, — так называемый астигматизм отклонения. При этом астигматизм отклонения, очевидно, должен расти с ростом апертуры пучка в области отклоняющей системы, а также с ростом угла отклонения.

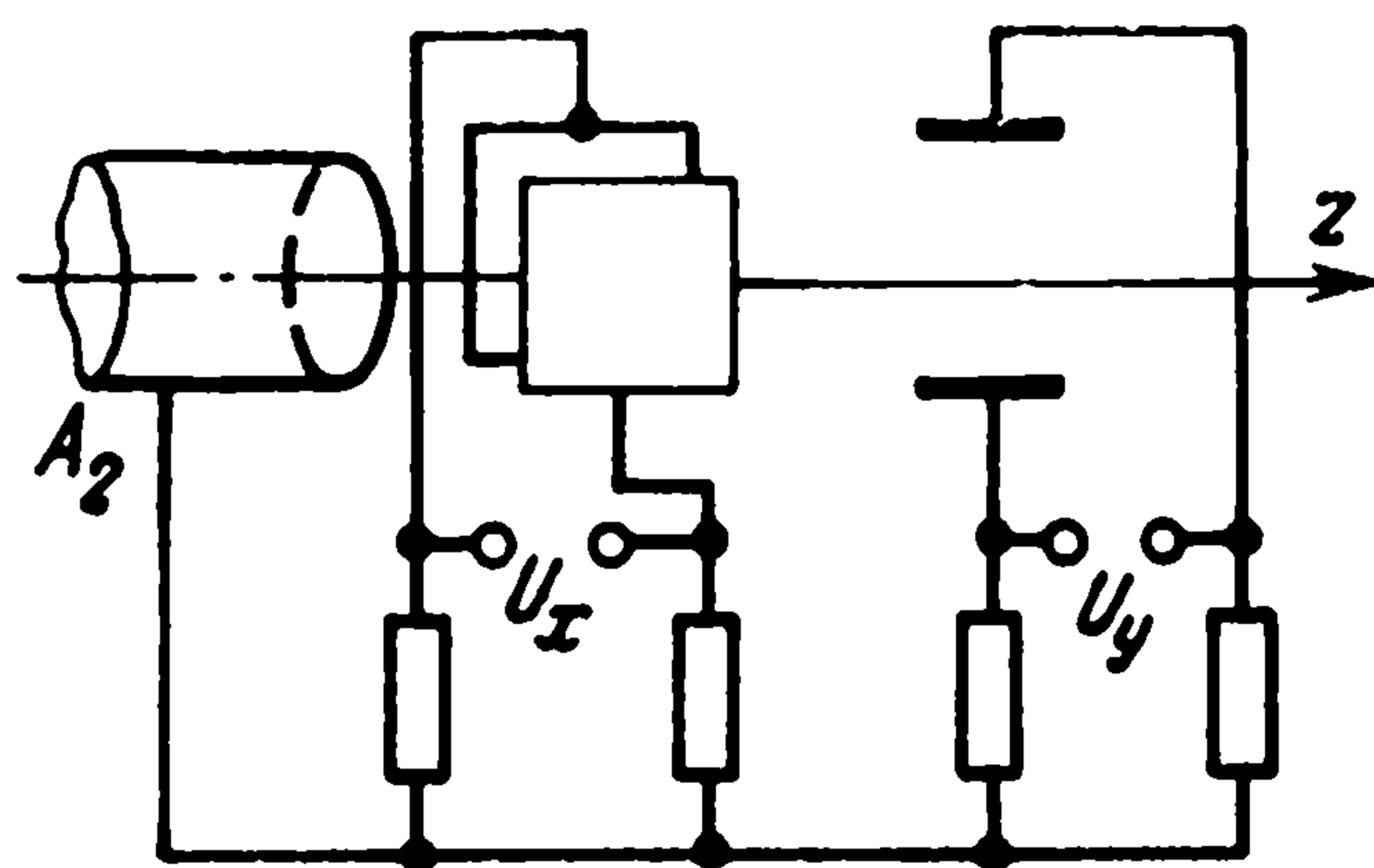


Рис. 16-8. Симметричное включение отклоняющих пластин.
 A_2 — второй анод.

Поля рассеяния, имеющие место у краев пластин и представляющие собой цилиндрические линзы, еще более увеличивают эту расфокусировку, особенно в случае несимметричного включения.

Искажения приобретают особенно сложный характер, если поля рассеяния соседних пар пластин взаимно перекрываются.

Чтобы избежать этого перекрытия, верхнюю и нижнюю пары пластин обычно экранируют друг от друга и от анода пушки диафрагмами, соединенными с анодом и имеющими узкие прорези для прохождения электронного пучка.

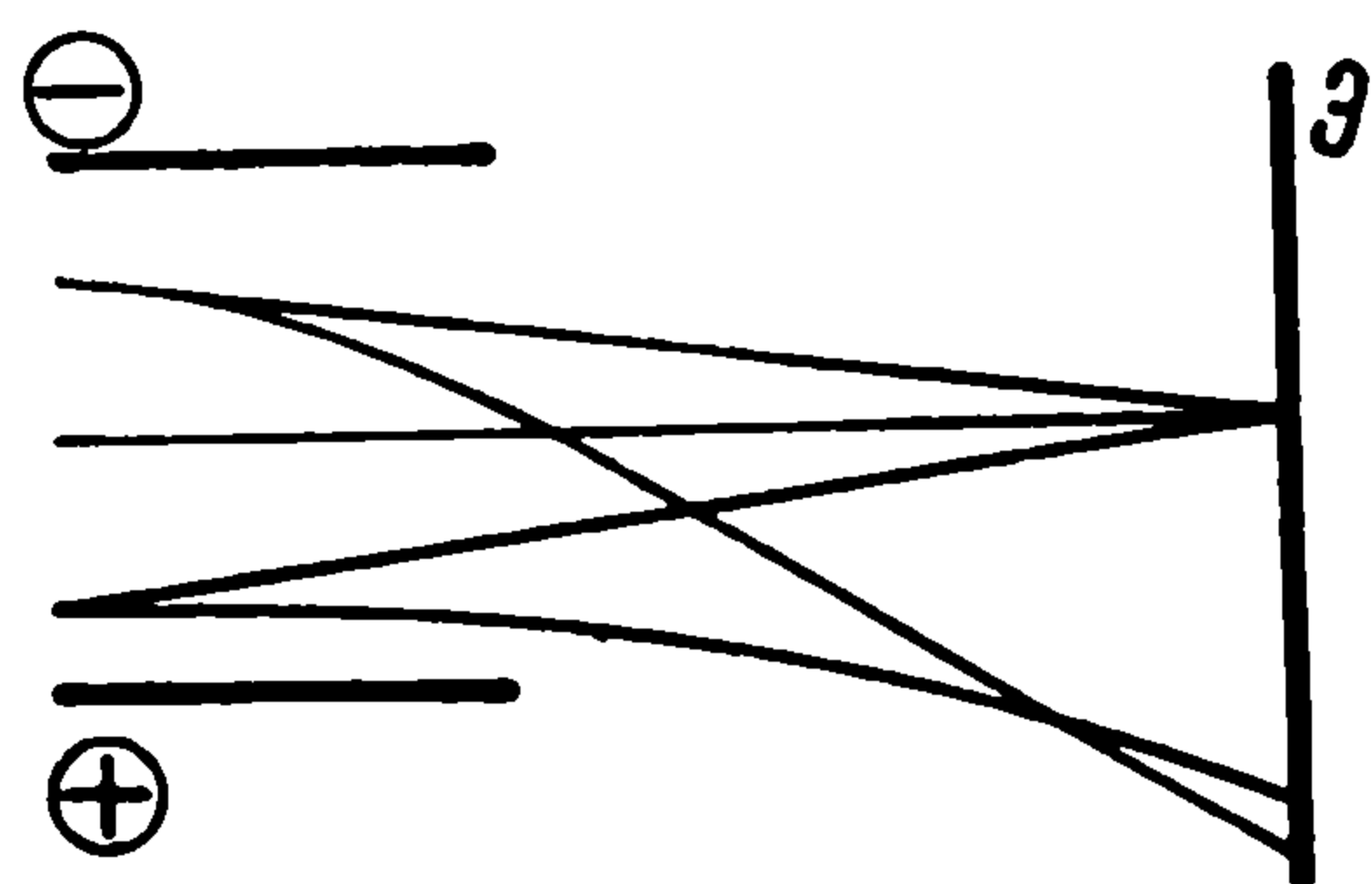


Рис. 16-9. Астигматизм отклонения.

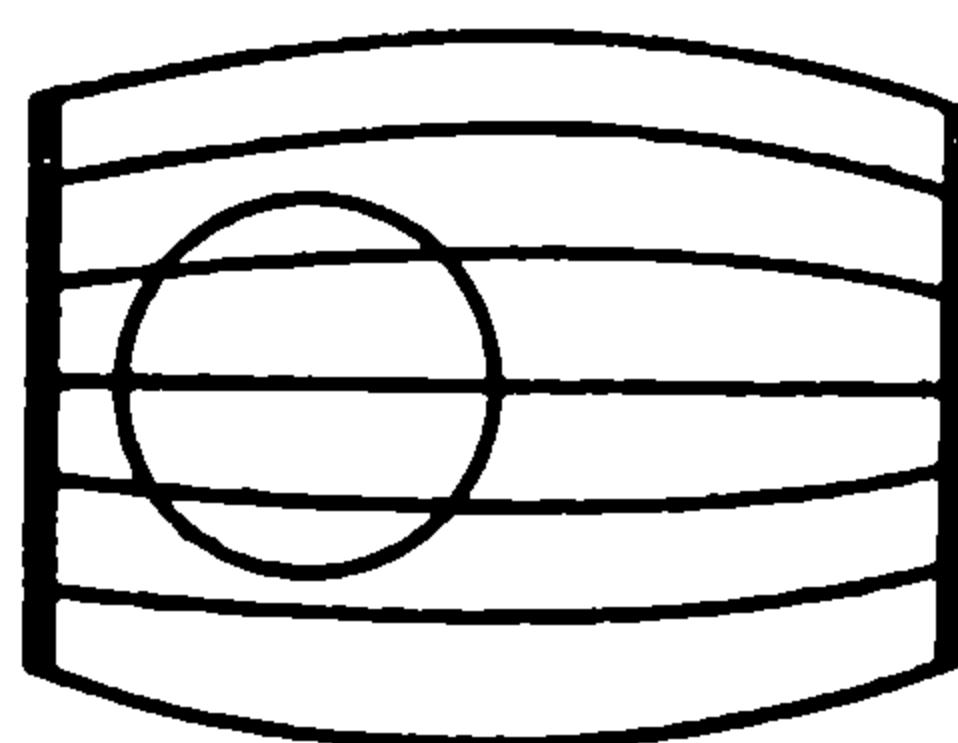


Рис. 16-10. Узкие пластины с малым астигматизмом отклонения.

Астигматизм отклонения можно уменьшить, если сделать пластины узкими, так чтобы их ширина была соизмерима с расстоянием между ними и диаметром отклоняемого пучка (рис. 16-10). Поле в этом случае становится неоднородным и более сильным вблизи плоскостей пластин. Тогда при отклонении пучка в сторону пластины, имеющей больший потенциал, уменьшение чувствительности для ближайших к ней электронов будет несколько компенсироваться увеличением напряженности отклоняющего их поля. Одна-

ко этот способ применим, естественно, только для нижней пары пластин.

Уменьшить астигматизм отклонения можно, если несколько расфокусировать меридиональные или дополнительно сфокусировать сагиттальные лучи конического пучка, изображенного на рис. 16-9. Этого можно добиться, создав на пути пучка цилиндрическую линзу, обладающую, как мы видели, фокусирующим действием только в одной плоскости. Такую линзу можно создать, если между диафрагмой анода с круглым отверстием и одной из пар пластин подать некоторое корректирующее напряжение. В этом случае поле, аксиально-симметричное вблизи диафрагмы, по мере приближения к пластинам переходит в поле цилиндрической линзы, оптическую силу которой можно регулировать, изменяя корректирующее напряжение.

16-4. МАГНИТНОЕ ОТКЛОНЕНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

В случае магнитного отклонения используются однородные взаимно перпендикулярные магнитные поля, создаваемые двумя парами обтекаемых током отклоняющих катушек, как это схематически показано на рис. 16-11. Представим себе некоторую область $abcd$ (рис. 16-12), занятую однородным магнитным полем, перпендикулярным плоскости чертежа и направленным на нас. Тогда электрон, пройдя электронную пушку и

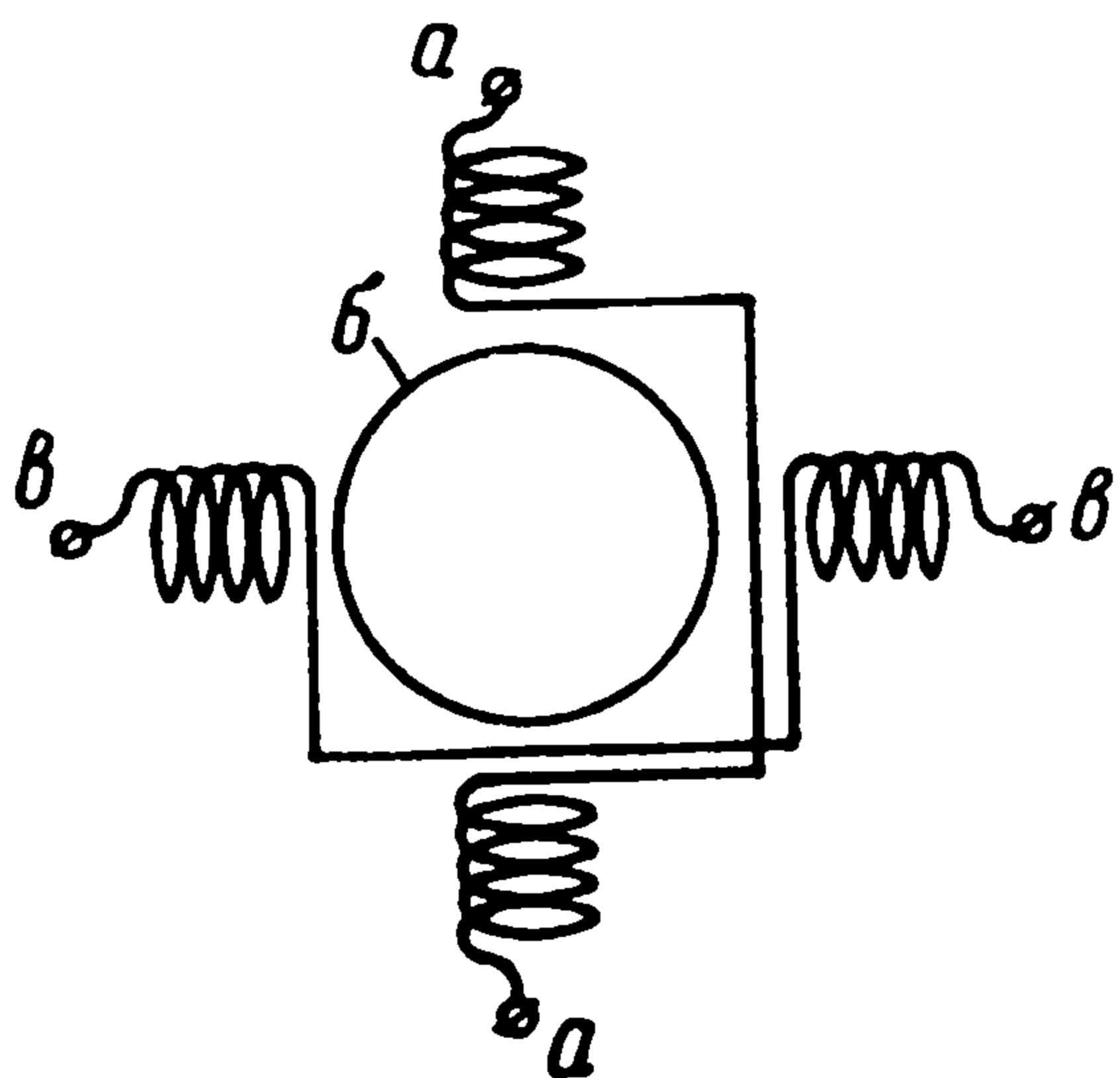


Рис. 16-11. Отклоняющие катушки.

aa — первая пара катушек;
 vv — вторая пара катушек;
 $б$ — баллон прибора.

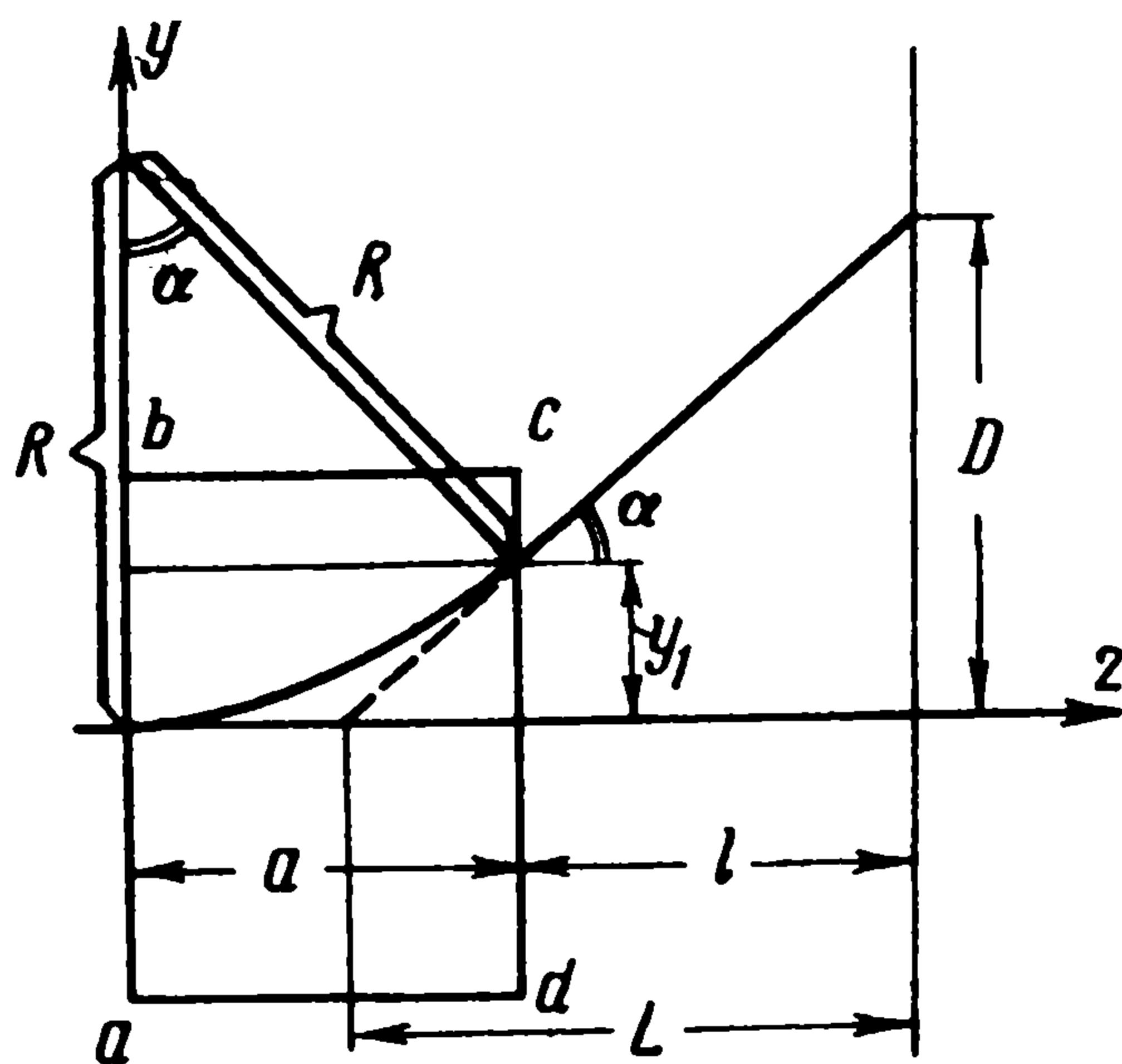


Рис. 16-12. К расчету магнитного отклонения.

попав в область поля вдоль оси z , будет испытывать силу, действующую вдоль оси y вверх, и отклоняться в этом направлении, двигаясь по окружности. Используя в последующем рассмотрении для удобства электромагнитную систему единиц, в которой индукция B численно равна напряженности поля H , а $\mu_0 = 1$, можем на

основании (3-1) для радиуса этой окружности записать:

$$R = \frac{mv}{eH}. \quad (16-17)$$

При выходе из поля электрон, отклонившись на некоторую величину y_1 , пойдет по прямой, направленной под некоторым углом α по отношению к оси z , и полное отклонение на экране, как и в случае электрического поля, можно будет записать в виде

$$D = y_1 + l \operatorname{tg} \alpha. \quad (16-18)$$

Будем считать, что угол отклонения α мал, так что можно приближенно считать $\alpha \approx \operatorname{tg} \alpha \approx \sin \alpha$.

Тогда (16-18) можно будет переписать в виде

$$D = y_1 + l\alpha. \quad (16-19)$$

Но из рис. 16-12 $y_1 = R - R \cos \alpha$, а если α мало, то, разложив $\cos \alpha$ в ряд по малому параметру и ограничившись первыми двумя членами для y_1 , можно записать:

$$y_1 \approx R - R \left(1 - \frac{\alpha^2}{2} \right) = R \frac{\alpha^2}{2}. \quad (16-20)$$

Из того же рисунка

$$\alpha \approx \sin \alpha = \frac{a}{R}. \quad (16-21)$$

Тогда, подставляя (16-20) и (16-21) в (16-19) и учитывая (16-17), получаем величину полного отклонения на экране:

$$D = \frac{a^2 e H}{2mv} + \frac{l a e H}{mv} = \frac{a e H}{mv} L,$$

где $L = a/2 + l$, как и раньше, — расстояние от центра отклонения до экрана.

Оговоримся, что это справедливо лишь в случае малых углов отклонения. С ростом же α точка пересечения прямолинейного участка отклоненной траектории с осью z , которую теперь лишь условно можно назвать центром отклонения, смещается вперед. Степень этой условности определяется, очевидно, отношением l/a . Так как практически всегда l/a достаточно велико, в первом приближении указанным эффектом можно пренебречь, что мы в дальнейшем и будем делать.

Продолжая рассмотрение магнитного отклонения и используя соотношение (1-1) для скорости электрона v , окончательно получаем:

$$D = \sqrt{\frac{e}{2m}} \frac{aHL}{\sqrt{U_a}}. \quad (16-22)$$

Тогда напряженность магнитного поля (в эрстедах), которая потребуется для отклонения электрона на экране на величину D , определяется как

$$H = \frac{D \sqrt{U_a}}{aL \sqrt{\frac{e}{2m}}} = 3,36 \frac{D \sqrt{U_a}}{aL}, \text{ э}, \quad (16-23)$$

где анодное напряжение пушки выражено в вольтах, а линейные размеры в сантиметрах.

Чувствительность магнитного отклонения, как и в случае электростатического отклонения, ε_m может быть определена как отношение D/H , и выражение для нее имеет вид:

$$\varepsilon_m = \sqrt{\frac{e}{2m}} \frac{aL}{\sqrt{U_a}}, \quad (16-24)$$

откуда следуют некоторые закономерности магнитного отклонения:

1. В отличие от электростатического отклонения чувствительность при магнитном отклонении зависит от заряда и массы частицы. Следовательно, ионы, имеющие гораздо большие массы, чем электроны, будут в полях, отклоняющих электроны, испытывать пренебрежимо малые отклонения.

2. Чувствительность магнитного отклонения пропорциональна $1/\sqrt{U_a}$ и, следовательно, уменьшается с ростом анодного напряжения медленнее, чем чувствительность электростатического отклонения. Этот факт отражает связь между величинами скорости электрона и отклоняющей его в магнитном поле силы и указывает на предпочтительность использования магнитного отклонения в высоковольтных электроннолучевых приборах. Кроме того, следует указать, что магнитное отклонение требует в противоположность электростатическому затраты заметной энергии.

Напомним, что до сих пор мы ограничивались малыми углами отклонения. Если же они велики и $\alpha \neq \sin \alpha \neq \tan \alpha$, что обычно и имеет место на практике

можно, задавшись величиной отклонения D и зная L , определить (см. рис. 16-12)

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{D}{L},$$

а из него найти $\sin \alpha$ (при любых величинах α):

$$\sin \alpha = \frac{a}{R} = \sqrt{\frac{e}{2m}} \frac{aH}{\sqrt{U_a}} = 0,3 \frac{aH}{\sqrt{U_a}}. \quad (16-25)$$

Отсюда уже можно определить величину поля, необходимого для данного отклонения:

$$H = \frac{U_a \sin \alpha}{0,3a}. \quad (16-26)$$

16-5. КОНСТРУКЦИЯ И РАСЧЕТ ОТКЛОНЯЮЩИХ КАТУШЕК

Конструктивно отклоняющие катушки могут быть выполнены как с внутренним, так и с внешним магнитопроводом. В первом случае катушки надеваются на магнитопровод, как это показано на рис. 16-13. Каждая пара катушек создает встречно направленные поля, силовые линии которых замыкаются через горловину электроннолучевой трубки, на которую надета отклоняющая система.

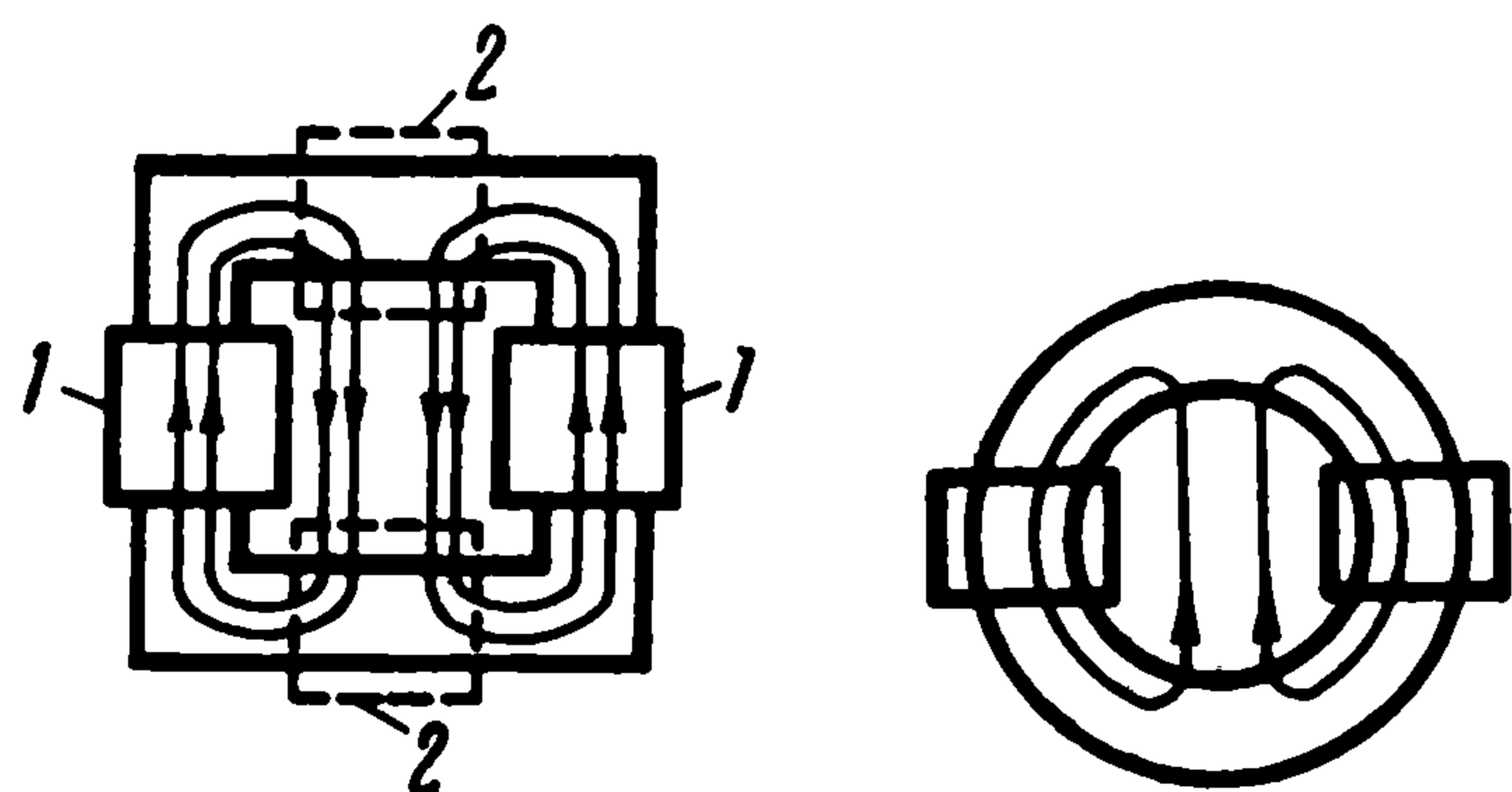


Рис. 16-13. Отклоняющие катушки с внутренним магнитопроводом.
1 — первая пара катушек; 2 — вторая пара катушек.

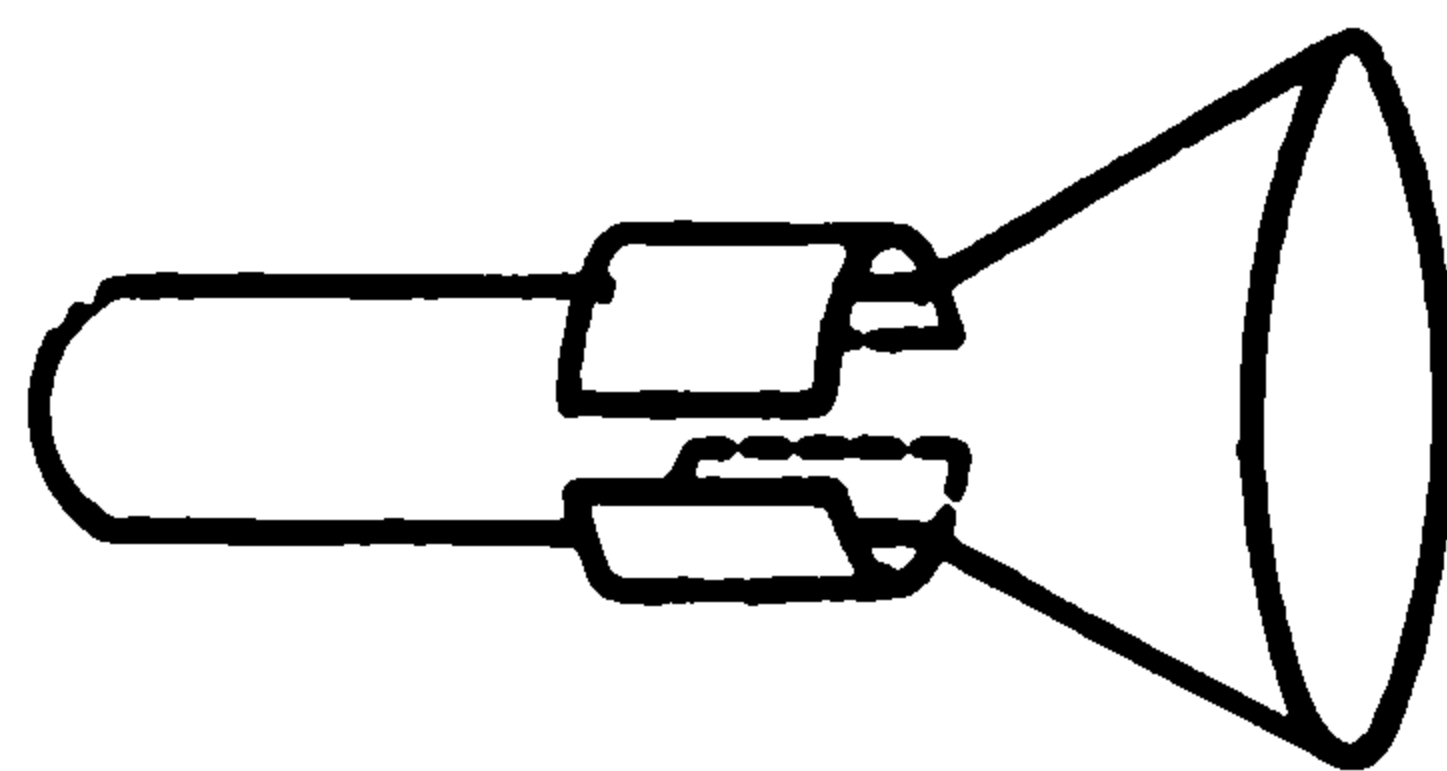


Рис. 16-14. Расположение катушек с внешним магнитопроводом на горловине трубки.

Габариты и вес отклоняющей системы можно уменьшить, если катушки сделать облегающими горловину трубки, как это показано на рис. 16-14, расположив обе пары катушек так, чтобы они создавали взаимно перпендикулярные поля, и окружить их магнитопроводом, замыкающим эти поля с внешней стороны катушек. Конструкция подобной системы, наиболее широко применяющейся на практике, иллюстрируется на рис. 16-15.

Рассмотрим пару таких катушек (рис. 16-16), окруженных магнитопроводом. Для любой силовой линии создаваемого ими поля можно, исходя из закона полного тока, записать:

$$\oint H dl = 4\pi \omega I, \quad (16-27)$$

где интеграл от напряженности поля берется вдоль замкнутой силовой линии, а ωl — число ампер-витков катушек, охватываемое этой силовой линией. Пренебрегая магнитным сопротивлением магнитопровода и считая поле в области отклонения строго однородным, т. е. $H = \text{const}$, можем интеграл по всей силовой линии заменить интегралом по ее прямолинейному участку внутри катушки, длина которого равна:

$$l_{\beta} = d \sin \beta,$$

где d — диаметр катушки.

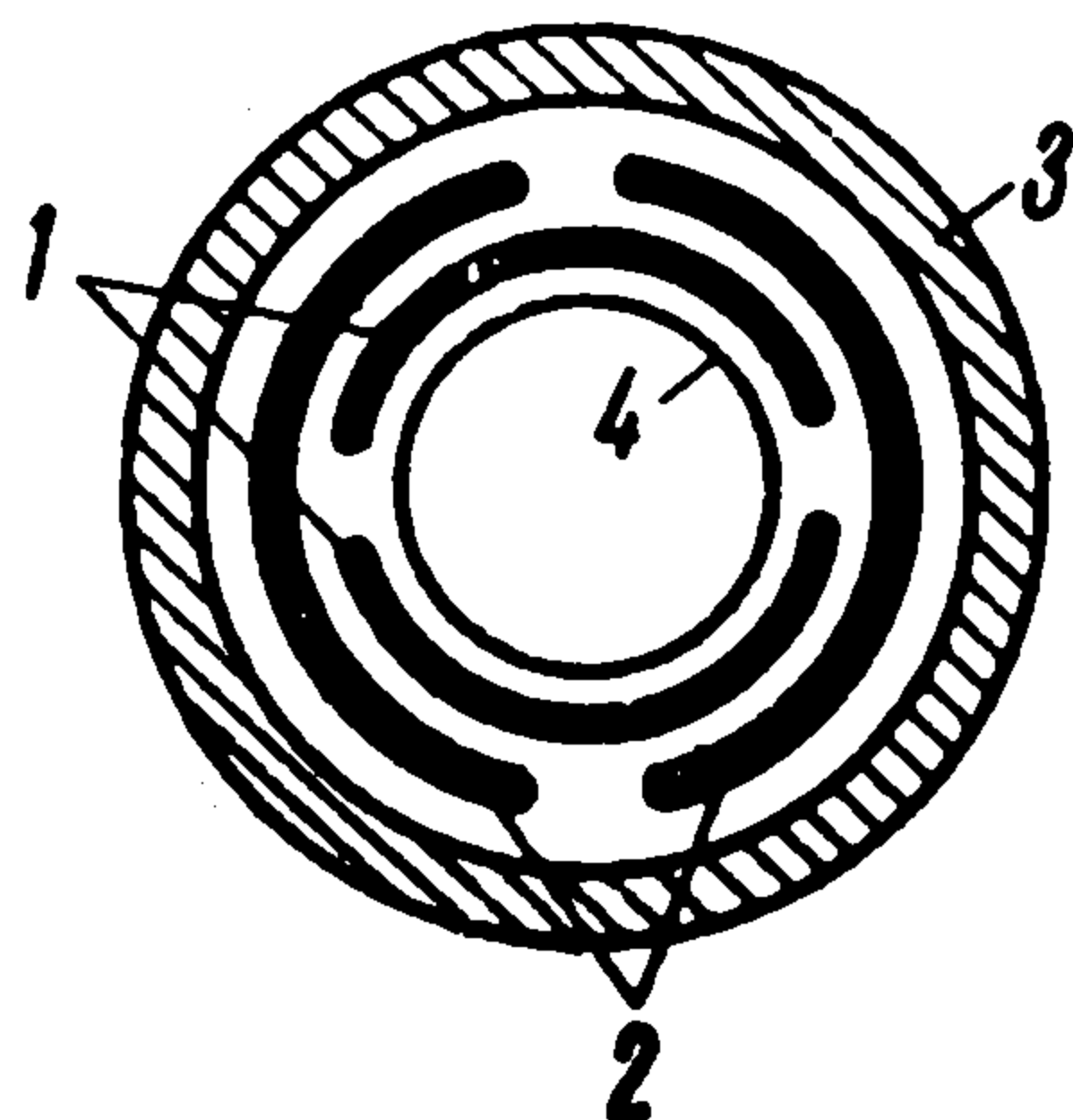


Рис. 16-15. Схематический разрез катушек с внешним магнитопроводом. 1 — первая пара катушек; 2 — вторая пара катушек; 3 — магнитопровод; 4 — баллон трубки.

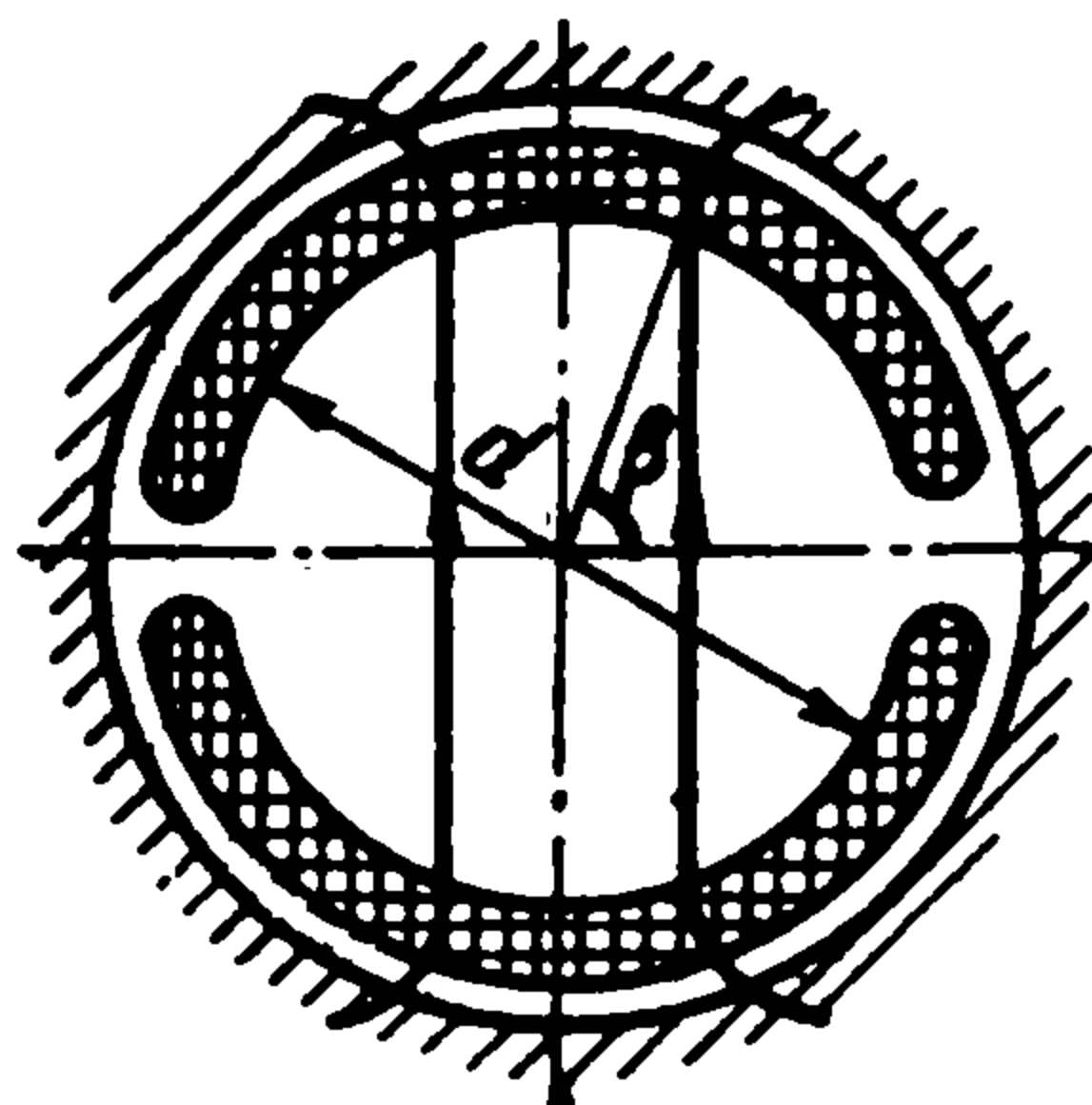


Рис. 16-16. К расчету отклоняющих катушек.

Тогда выражение (16-27) примет вид:

$$Hd \sin \beta = 4\pi (\omega l)_{\beta}. \quad (16-28)$$

Так как длина l_{β} различна для каждой силовой линии, то различным будет и $(\omega l)_{\beta}$ — число ампер-витков, которые она должна охватывать. Согласно (16-28) это число витков равно:

$$(\omega l)_{\beta} = \frac{Hd \sin \beta}{4\pi}. \quad (16-29)$$

Если $\beta = \pi/2$, то силовая линия охватывает полное число ампер-витков обеих катушек, которое, очевидно, равно:

$$\omega l = \frac{Hd}{4\pi} [\text{эл. магн. ед. тока}]; \quad \omega l = \frac{Hd}{0,4\pi} [a]. \quad (16-30)$$

Отсюда, используя (16-23), можно определить число ампер-витков, необходимое для получения требуемого отклонения пучка на экране для малых углов отклонения:

$$\omega l = 3,36 \frac{D \sqrt{U_a}}{aL} \frac{d}{0,4\pi} = 2,7 \frac{d \sqrt{U_a}}{aL} D. \quad (16-31)$$

В случае же значительных углов отклонения соотношение (16-30) с использованием (16-26) дает выражение для ампер-витков, создающих требуемый угол отклонения α :

$$\omega l = \frac{\sqrt{U_a} \sin \alpha}{0,3a} \frac{d}{0,4\pi} = 2,7 \frac{d \sqrt{U_a}}{a} \sin \alpha. \quad (16-32)$$

Проводя предыдущие рассуждения, мы полагали, что поле, созданное катушками, однородно. Рассмотрим теперь, как должны распределяться ампер-витки по окружности катушек, чтобы поле действительно было однородным. Если ввести некоторую функцию $f(\beta)$, характеризующую плотность ампер-витков на единицу угла β , то для числа ампер-витков, лежащих в пределах угла β , можно будет, учитывая, что силовая линия охватывает две катушки, записать:

$$(\omega I)_{\beta} = 2 \int_0^{\beta} f(\beta) d\beta.$$

Подставляя сюда $(\omega I)_{\beta}$ из (16-29) и дифференцируя, получаем искомую функцию распределения витков по окружности катушки:

$$f(\beta) = \frac{Hd}{8\pi} \cos \beta.$$

Следовательно, плотность витков должна быть максимальной по краям катушек и убывать по закону косинуса к их середине.

На практике отклоняющие катушки выполняют из секций с различными плотностями витков, аппроксимируя требуемое непрерывное распределение их вдоль окружности катушки ступенчатым.

Более подробные сведения о конструктивном оформлении и расчете магнитных отклоняющих систем можно найти, например, в работах [Л. 15, 52].

16-6. ИСКАЖЕНИЯ ПРИ МАГНИТНОМ ОТКЛОНЕНИИ

При магнитном отклонении, так же как и при электростатическом, наблюдаются искажения раstra и формы пятна, т. е. расфокусировка пучка.

Искажения раstra связаны с тем, что с ростом угла отклонения α все больше нарушается пропорциональность между величи-

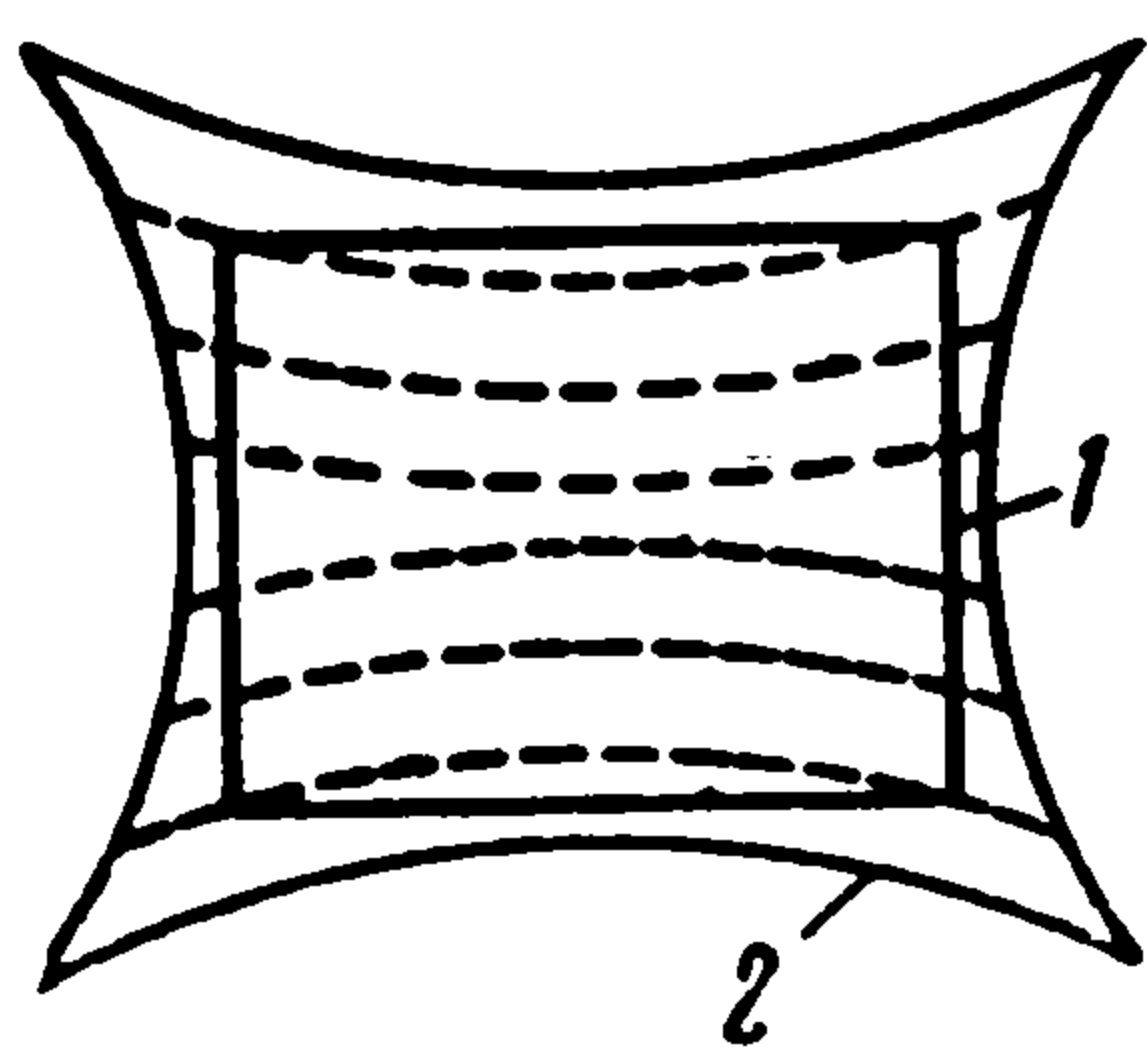


Рис. 16-17. Искажения раstra при однородном отклоняющем поле.

1 — неискаженный растр;
2 — искаженный растр.

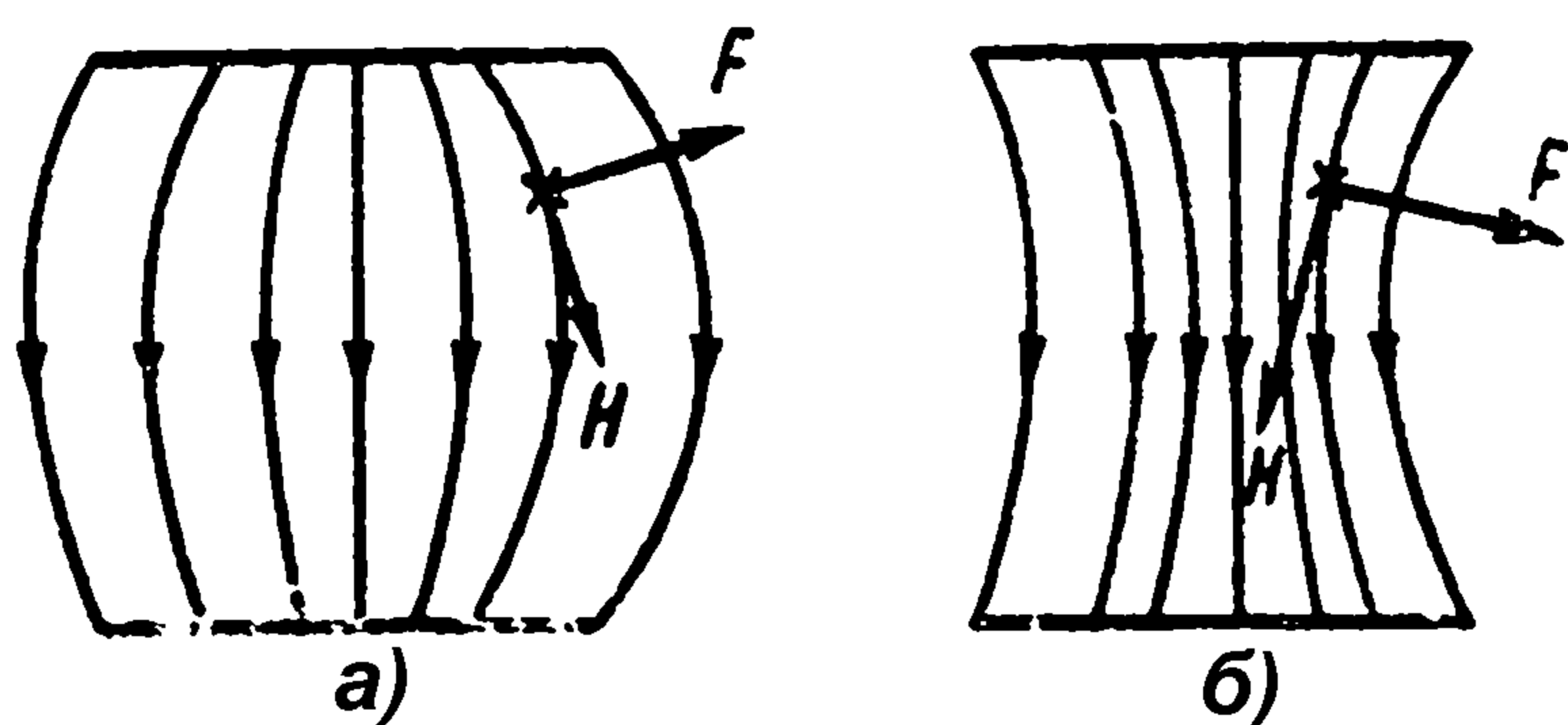


Рис. 16-18. Неоднородные отклоняющие поля.

ной отклонения D и напряженностью отклоняющего поля H . При этом $\sin \alpha$ [см. (16-25)] пропорционален H , а D пропорционально $\lg \alpha$, который растет быстрее синуса. Поэтому даже в строго однородном поле и при строго линейных во времени изменениях токов в катушках, создающих кадровое и строчное отклонения, растр, по-

лучаемый на экране, будет иметь не прямоугольную, а подушкообразную форму (рис. 16-17).

Практически отклоняющие поля всегда несколько неоднородны, и их силовые линии могут либо сгущаться по мере удаления от оси z , как это показано на рис. 16-18,а, образуя так называемое бочкообразное поле, либо, наоборот, расходиться (рис. 16-18,б), образуя подушкообразное поле. В обоих случаях, если работают обе

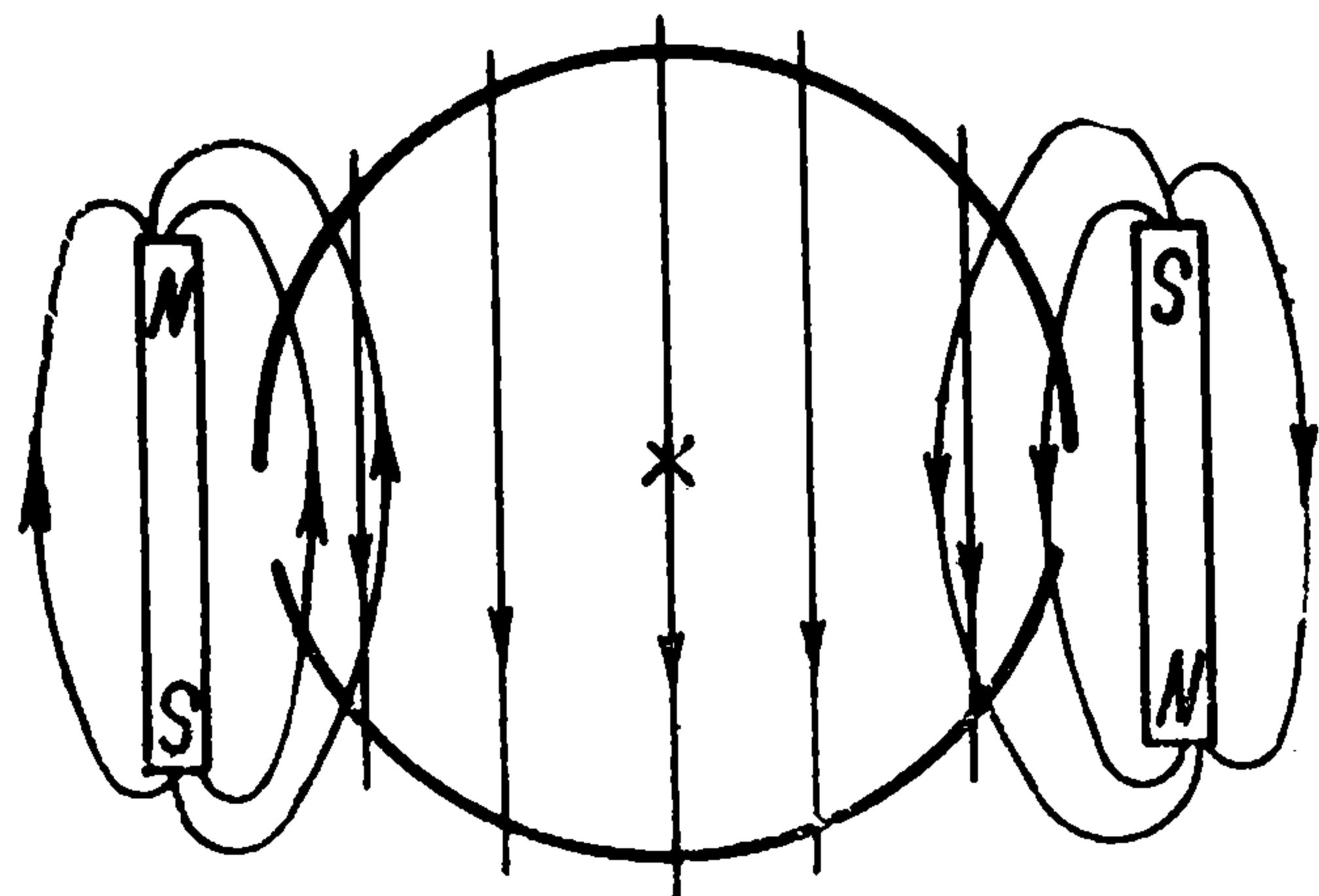


Рис. 16-19. Компенсация подушкообразных искажений раstra при магнитном отклонении (направление движения пучка от нас).

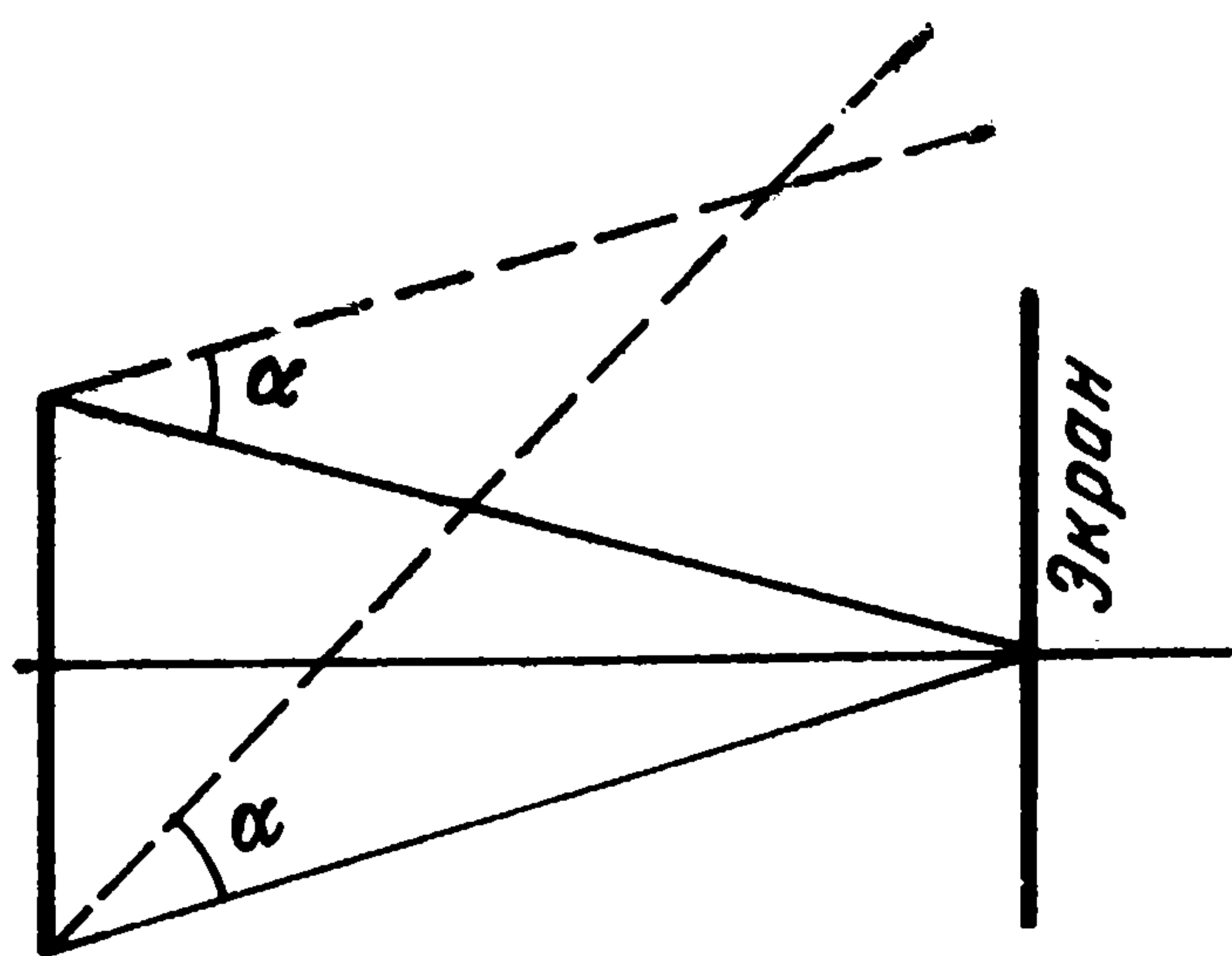


Рис. 16-20. Астигматизм отклонения.

применены дополнительные постоянные магниты, которые, будучи расположены, как это показано на рис. 16-19, несколько увеличивают отклонение пучка в областях, где за счет подушкообразного искажения раста оно минимально.

Как и в случае электростатического отклонения, магнитное отклонение приводит и к нарушению фокусировки, т. е. к искажению формы отклоненного пятна на экране, даже если поле строго однородно.

Причиной этого является то, что пучок в области отклонения не является бесконечно тонким, а имеет вполне определенную конечную апертуру.

В результате крайние меридиональные траектории, сходящиеся при отсутствии отклоняющего поля на экране (рис. 16-20), отклонившись на одинаковый угол α , сойдутся перед ним, и пятно на экране окажется вытянутым в направлении отклонения.

пары катушек и пучок, отклоненный другой парой, выводится на край поля рассматриваемой пары катушек, неоднородность поля приводит к тому, что отклоняющая сила имеет составляющую, перпендикулярную направлению отклонения рассматриваемой пары. При этом в случае бочкообразного поля направление силы таково, что она еще больше усугубляет подушкообразное искажение раstra, создаваемое в однородном поле. В случае же подушкообразного поля, наоборот, сила направлена так, что она стремится придать раstrу бочкообразную форму, что в известной мере может компенсировать подушкообразные искажения, вызванные непропорциональностью между D и H .

Однако применение подушкообразного поля для исправления формы раstra оказывается рациональным лишь при сравнительно небольших (до 90°) углах отклонения.

При больших углах, достигающих $110-130^\circ$, могут быть

Электроны пучка, идущие в сагитальной плоскости, сойдутся в другой точке. Таким образом, подобрать форму экрана, которая обеспечивала бы отсутствие расфокусировки при отклонении, оказывается невозможным, т. е. возникает эффект, который, так же как и в случае электростатических систем, может быть назван астигматизмом отклонения. Этот эффект усугубляется, если поле неоднородно. Астигматизм отклонения, естественно, должен возрастать с ростом угла отклонения и апертуры отклоняемого пучка. Поэтому при значительных углах отклонения, превышающих 70° , обычно целесообразно применение тетродной пушки, уменьшающей, как это было указано выше, апертуру пучка в области отклонения.

В заключение следует отметить, что в целом искажения при магнитном отклонении могут быть сделаны при тех же углах отклонения гораздо меньшими, чем при электростатическом отклонении. Существенной причиной этого является тот факт, что магнитное поле не меняет энергии электронов. Поэтому в случае больших углов отклонения магнитное отклонение предпочтительнее.

Глава семнадцатая

ЛЮМИНЕСЦИРУЮЩИЕ ЭКРАНЫ

17-1. ТРЕБОВАНИЯ, ПРЕДЪЯВЛЯЕМЫЕ

К КАТОДОЛЮМИНОФОРАМ, ИХ ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА И ХАРАКТЕРИСТИКИ

Как указывалось выше, одним из основных элементов многих электроннолучевых приборов является приемник электронного пучка и наиболее распространенным видом приемника является люминесцирующий экран.

Основу такого экрана составляет тот или иной катодолуминофор — вещество, способное светиться под действием бомбардировки электронами.

Не углубляясь сколько-нибудь подробно в теорию катодолюминесценции, укажем лишь, что взаимодействие электронов первичного пучка с кристаллической решеткой люминофора сопровождается передачей энергии ее электронам, которые возбуждаются в состояния с более высокой энергией.

Возврат этих электронов в нормальное состояние сопровождается выделением энергии, и, если она соответствует энергии квантов видимого света (в последнее время вызывают интерес и люминофоры, дающие свечение в ультрафиолетовой и инфракрасной областях спектра), возникает катодолюминесценция.

Она связана с наличием в кристалле вполне определенных неоднородностей — так называемых центров свечения. Поэтому в процессе изготовления люминофоров в их решетке намеренно обеспечивается присутствие определенного количества примесей посторонних веществ, так называемых активаторов, обычно решающим образом определяющих свойства люминофора. При наличии активатора формула, характеризующая состав люминофора, содержит обозначение основного вещества, за которым обычно после двоеточия следует обозначение активатора. Например, сульфид цинка, активированный серебром, обозначается $\text{ZnS} : \text{Ag}$.

В тех случаях, когда люминофор способен светиться без введения посторонних примесей (например, вольфрамат кальция CaWO_4), все равно путем соответствующей термообработки в его решетке намеренно создаются нарушения за счет создания избытка того или другого компонента, которые и играют роль центров свечения. Идеальный же кристалл, имеющий строго периодическое расположение атомов в решетке и свободный от неоднородностей, люминесцировать не способен.

Из большого количества веществ, обладающих способностью светиться под действием электронной бомбардировки, лишь немногие могут быть использованы для изготовления экранов электроннолучевых приборов.

Причина тому — весьма жесткие требования, которые предъявляются к веществам, входящим в состав экранов.

Рассмотрим основные из них:

1. Для использования в электровакуумном приборе люминофор должен иметь хорошие вакуумные свойства: низкое давление паров, хорошо обезгаживаться, быть достаточно термостойким, чтобы выдерживать термообработку прибора в процессе его изготовления ($\sim 400^\circ\text{C}$, а иногда и выше).

2. Люминофор должен быть устойчивым к электронной бомбардировке. Во всяком случае процессы, ведущие к снижению эффективности люминофора при работе прибора, так называемое выгорание, о котором будет сказано далее, должны протекать достаточно медленно, чтобы экран существенно не лимитировал срок службы всего прибора.

3. Люминофор должен иметь возможно большую световую отдачу и обеспечивать необходимую яркость

свечения. При торможении в решетке люминофора электроны первичного пучка теряют свою энергию не только на возбуждение свечения в нужном диапазоне волн, но и на нагрев вещества, возбуждение излучения в областях спектра, на которые наблюдатель не реагирует, в том числе при высоких энергиях электронов и рентгеновского излучения.

Чем большая доля энергии первичного пучка преобразуется в энергию видимого излучения, тем выше энергетический к. п. д. люминофора.

Обычно его выражают как отношение силы света в свечах к энергии возбуждающего пучка в ваттах и называют световой отдачей.

Световая отдача и яркость свечения зависят от природы люминофора, особенностей технологии его изготовления, а также от условий возбуждения, в первую очередь от параметров возбуждающего электронного пучка: плотности тока j и ускоряющего напряжения U . Эта зависимость имеет вид:

$$B = A j (U - U_0)^n, \quad (17-1)$$

где B — яркость свечения; A и n — коэффициенты, определяемые природой люминофора, U_0 — так называемый «мертвый» потенциал, начиная с которого электроны способны пробить поверхностную неактивную пленку, покрывающую кристаллы люминофора, и возбудить его свечение. Этот потенциал обычно невелик и составляет величину порядка нескольких десятков вольт.

Прямая пропорциональность между яркостью и плотностью тока отражает тот факт, что действие электронов при возбуждении является независимым и возрастание их плотности приводит к пропорциональному росту количества возбуждаемых центров люминесценции.

Однако при достижении определенных величин плотностей токов возбуждающего пучка пропорциональность между B и j нарушается. Яркость начинает расти медленней, наступает так называемое насыщение яркости, что может быть объяснено тем, что большая часть центров люминесценции уже возбуждена. В ряде случаев падение яркости с ростом плотности тока может быть связано и с нагревом люминофора, приводящим к так называемому температурному тушению люминесценции, т. е. к повышению вероятности перехода возбужденных электронов решетки в нормальное состояние без излучения света.

Что касается роста яркости с увеличением ускоряющего напряжения, то он связан с ростом глубины проникновения первичных электронов в люминофор. При этом, так как показатель степени n в (17-1) для большинства люминофоров больше единицы и близок к двум, яркость растет быстрее, чем ускоряющее напряжение.

Следовательно, с ростом плотности тока возбуждающего пучка световая отдача люминофора должна оставаться неизменной, а в случае насыщения яркости даже уменьшаться. Рост же ускоряющего напряжения должен приводить к росту световой отдачи до тех пор, пока электроны не начнут пробивать слой люминофора и терять энергию в основном в стекле баллона прибора, на которое нанесен экран. Поэтому для каждой толщины слоя существует своя оптимальная величина U , при которой световая отдача максимальна. Отметим, что так как экран в большинстве случаев представляет собой совокупность отдельных кристалликов — зерен люминофора, то его толщина есть понятие несколько условное. Обычно она оценивается некоторой средней величиной — так называемой нагрузкой, т. е. количеством люминофора в миллиграммах на 1 см^2 поверхности экрана, составляющей, как правило, несколько мг/см^2 .

Следует отметить, что величины яркости и световой отдачи будут зависеть и от того, каким способом, например растром или неподвижным пятном, возбуждается экран. Обычно испытания экранов проводят при растровом способе возбуждения, который позволяет обеспечить более воспроизводимые условия.

4. Люминофор должен иметь необходимую для его конкретного применения спектральную характеристику излучения, определяющую цвет его свечения.

Так, для осциллографических трубок, предназначенных для визуального наблюдения, лучше всего подходит зеленый цвет свечения, так как глаз наиболее чувствителен именно в этой области спектра.

В случае фиксации осциллограмм на фотопленку предпочтительнее, как правило, синяя область видимого спектра.

В черно-белом телевидении необходим белый цвет экрана, а в цветном применяются люминофоры, дающие возможно чистые голубой, зеленый и красный цвета свечения, и т. д.

Цвет свечения катодолюминофора зависит от его природы, а также от характера обработки. Однако очень часто цвет свечения люминофора определяется наличием в нем уже упоминавшихся примесей — активаторов. Так, например, сульфид цинка с примесью серебра дает синий цвет свечения, а с примесью меди — желтый.

Необходимый цвет свечения экрана может быть обеспечен и путем изготовления экрана из смеси или твердого раствора различных люминофоров. Так, сульфид цинка в смеси с равным количеством твердого раствора цинк — кадмий сульфида при использовании в качестве активатора серебра дает белый цвет свечения экрана.

Многоцветный экран, как это делается в цветных приемных телевизионных трубках, может представлять собой мозаику, т. е. совокупность участков, на которые нанесены люминофоры с различным цветом свечения. В этом случае цвет свечения зависит от направления возбуждающего пучка электронов.

Получение экрана, позволяющего варьировать цвет свечения в зависимости от параметров возбуждающего пучка, в первую очередь его энергии, является весьма заманчивым с точки зрения увеличения объема информации, воспроизводимой на экране. Действительно, наряду с градациями яркости на одноцветном экране в этом случае прибавляется еще богатая информация, содержащаяся в цвете изображения. Последнее важно для ряда специальных приборов, в том числе для радиолокационных индикаторов.

Одним из путей создания таких экранов явилось в последнее время получение так называемых сублимат-экранов, представляющих собой тонкие пленки, получаемые возгонкой в вакууме соответствующих веществ, о чем будет сказано несколько ниже.

В случае нанесения на подложку последовательно двух (или более) пленок люминофоров, имеющих различные спектральные характеристики, цвет свечения будет определяться энергией возбуждающего пучка. При невысоких рабочих напряжениях электроны будут тормозиться только во внешнем, ближайшем к пушке слое, создавая соответствующий ему цвет свечения. При более высоких напряжениях электроны пучка будут прибавать первый слой и терять энергию в основном во втором слое, который и определит цвет свечения экрана.

5. Все люминофоры, а следовательно, и изготовленные из них экраны обладают инерционностью. Она выражается в том, что свечение устанавливается не сразу после начала возбуждения, а нарастает в течение некоторого времени — времени разгорания τ_r , а также в том, что после прекращения облучения электронами свечение спадает также постепенно. Этот спад, так называемое послесвечение, характеризуется временем $\tau_{п}$, в течение которого свечение достигает уровня в 1% от начального, соответствующего прекращению возбуждения.

Если время разгорания у большинства люминофоров весьма мало, то время послесвечения может иметь самые различные величины и является одним из важнейших параметров люминофора.

По длительности послесвечения люминофоры принято разбивать на следующие группы:

- очень короткое $\tau_{п} \leq 10^{-5}$ сек;
- короткое $10^{-5} < \tau_{п} < 10^{-2}$ сек;
- среднее $10^{-2} < \tau_{п} < 10^{-1}$ сек;
- длительное $10^{-1} < \tau_{п} < 16$ сек;
- весьма длительное $\tau_{п} > 16$ сек.

Следует отметить, что для многих люминофоров $\tau_{п}$ сильно зависит от рода применяемых активаторов.

Иногда для получения требуемого послесвечения экрана применяются двухслойные, так называемые каскадные, экраны.

На внутреннюю стенку баллона прибора наносится люминофор, обладающий длительным послесвечением при фотовозбуждении (например, $[\text{Zn}, \text{Cd}]\text{S} : \text{Cu}$).

На этот слой наносится другой люминофор (например, $\text{ZnS} : \text{Ag}$), имеющий синее свечение с коротким $\tau_{п}$. Электронный пучок возбуждает этот второй слой, излучение которого в свою очередь возбуждает фотолюминофор, дающий необходимое длительное послесвечение.

17-2. ОСНОВНЫЕ ГРУППЫ ЛЮМИНОФОРОВ,

ПРИМЕНЯЕМЫХ В ЭЛЕКТРОННОЛУЧЕВЫХ ПРИБОРАХ

Ряд соединений применяется для изготовления люминесцирующих экранов сравнительно давно. К таким устоявшимся группам люминофоров относятся в первую очередь:

1. Сульфидные люминофоры, которые обладают сравнительно высокой световой отдачей (до 6—8 св/вт) и яркостью свечения. Цвет свечения в зависимости от применяемого активатора может быть получен практически любой. От активатора также зависит и время послесвечения, которое может быть как очень ма-

лым, так и довольно большим. Так, небольшие количества примеси серебра дают малое время послесвечения, примеси же меди длительное.

Наиболее типичными представителями этой группы люминофоров являются сульфид цинка ZnS и сульфид кадмия CdS , которые применяются с различными активаторами и в смеси друг с другом, как это и указывалось выше.

Хорошие параметры этих люминофоров, а также легкая возможность менять их свойства путем введения различных примесей обусловили широкое применение их, в частности для экранов приемных телевизионных, а также для радиолокационных индикаторных трубок.

Однако сульфидные люминофоры имеют и серьезный недостаток, заключающийся в том, что они весьма чувствительны к даже очень незначительному загрязнению некоторыми посторонними веществами. Достаточно наличия в них 0,0001% таких веществ, как железо, кобальт, магний и некоторые другие, чтобы свести свечение люминофора к нулю. Поэтому если вообще при производстве всех люминофоров требуется высокая чистота, то здесь она должна быть особенно высокой.

2. С и л и к а т н ы е л ю м и н о ф о р ы. Световая отдача силикатных люминофоров несколько ниже, чем сульфидных (1,8 — 2,2 св/вт), но остается все же сравнительно высокой. Цвет их свечения и время послесвечения также в основном определяются активаторами. Достоинством силикатных люминофоров является то, что они не в такой степени боятся загрязнений, как сульфидные.

Наиболее распространенным представителем этой группы люминофоров является ортосиликат цинка, активированный марганцем $Zn_2SiO_4 \cdot Mn$, так называемый виллемит, который дает зеленое свечение и широко применяется в осциллографических трубках, предназначенных для визуального наблюдения.

3. В о л ь ф р а м а т ы. Световая отдача люминофоров этой группы сравнительно невелика (0,1—0,2 св/вт). Вольфраматы достаточно устойчивы к загрязнению посторонними веществами и дают свечение без применения посторонних активаторов. Здесь активатором служит избыток металла основного вещества. Наиболее широко применяется вольфрамат кальция $CaWO_4$, имеющий весьма малое время послесвечения (порядка 10^{-5} сек) и дающий синий цвет свечения. Эти качества обусловили применение его в осциллографических трубках, предназначенных для фотографирования наблюдаемых процессов. Несколько позже появились и нашли применение оксидные люминофоры, в первую очередь окись цинка (ZnO), которая также не нуждается в введении посторонних активаторов. Цвет свечения этого люминофора сильно зависит от характера его обработки. Среди оксидных люминофоров, которые отличаются высокой стойкостью к электронной бомбардировке, можно упомянуть еще $Al_2O_3 : Ce$.

Определенное применение нашли фторидные люминофоры, в частности фториды цинка и магния (ZnF_2 и MgF_2), которые, будучи активированы марганцем, дают сравнительно длительное, спадающее по экспоненциальному закону послесвечение.

В противоположность оксидам фторидные люминофоры сравнительно мало устойчивы к бомбардировке электронами, и долговечность экрана, изготовленного на их основе, обычно лимитирует долговечность электроннолучевой трубки в целом.

Стремление к совершенствованию свойств экранов, а также новые требования, выдвигаемые практикой, приводят к тому, что непрерывно разрабатываются новые типы люминофоров. Так, все более возрастает удельный вес люминофоров на основе редкоземельных элементов и иттрия. В частности, определенный толчок в разработке новых эффективных люминофоров дает цветное телевидение, о чем будет сказано далее.

Приведенный ранее перечень отнюдь не претендует на полноту. Он включает наиболее распространенные группы люминофоров. Более полные сведения, в том числе и по нанесению и обработке экранов, содержатся, например, в работах [Л. 53, 54].

17-3. СПОСОБЫ НАНЕСЕНИЯ ЭКРАНОВ

После подготовки исходного люминофора из него необходимо изготовить экран, т. е. нанести его на соответствующие элементы прибора. Эта операция является весьма ответственной, и ее успешная реализация обычно решающим образом определяет качество всего прибора.

Самым производительным и простым методом нанесения экрана является нанесение с помощью распыления. Для этого производится длительный размол люминофора в спирте, полученная суспензия разбавляется ацетоном и с помощью пульверизатора наносится на внутреннюю поверхность баллона трубки.

Так как стекло баллона предварительно нагревается до температуры порядка 50° , то ацетон и спирт быстро испаряются, и экран оказывается покрытым слоем люминофора.

Однако этот способ предпочтительно применим в случае люминофоров, допускающих размол до частиц размерами порядка нескольких микрон без заметной потери световой отдачи. К ним относятся, например, виллемит и вольфрамат кальция.

Очень часто, например в случае сульфидов, исходный люминофор должен иметь большие размеры частиц (порядка $5\text{--}30\text{ мкм}$), и в этом случае обычно применяется метод осаждения.

Принцип метода состоит в том, что в колбу прибора заливается определенное количество деминерализованной воды с взвешенными в ней частицами люминофора, которые, оседая, покрывают ее дно ровным слоем и после слива остатков суспензии и сушки образуют экран.

Однако полученный таким образом осадок не будет прочно скрепляться со стенками колбы, и экран неминуемо сползет.

Для обеспечения прочного сцепления люминофора с подложкой (стеклом) необходимо ввести в суспензию связующее вещество, которым обычно является силикат калия, дающий коллоидный раствор двуокиси кремния SiO_2 , которая, адсорбируясь на поверхности частиц, полимеризуется и прочно скрепляет их с дном колбы. Для ускорения этого процесса в суспензию вводят еще так называемые коагуляторы, которыми чаще всего являются азотнокислый стронций $\text{Sr}(\text{NO}_3)_2$ или сульфат калия K_2SO_4 . Для получения более равномерных и плотных слоев исходный люминофор подвергается специальной обработке, создающей на поверхности его частиц тонкие пленки окиси магния и некоторых других веществ, существенно улучшающих качество получаемых экранов. Подложка, на которую наносится экран, также должна быть предварительно обработана, например раствором плавиковой кислоты.

Способ осаждения позволяет получить экран с весьма равномерным по толщине слоем и легко регулировать эту толщину, а также, нанося люминофоры один за другим, получать многослойные экраны.

Однако в случае нанесения экранов на поверхности, имеющие значительные размеры, как это имеет место в современных кинескопах, столб суспензии в центре колбы оказывается из-за кривизны экрана существенно выше, чем по краям. Это, очевидно, приведет к неравномерности толщины экрана. Поэтому приходится прибегать к созданию принудительных конвекционных токов в суспензии, перемешивающих ее и способствующих получению равномерных по толщине и размерам частиц экранов. Эти токи создаются механически путем быстрого залива суспензии в колбу, а также с помощью источника тепла, помещенного с внешней стороны колбы под поверхностью экрана.

Как указывалось, после удаления излишков суспензии экран сушится, причем для получения хорошего экрана режим сушки также должен быть тщательно отработан. Затем следует обжиг экрана при температуре около 400°C для удаления посторонних органических включений.

Т а б л и ц а 17-1

Условное обозначение экрана	Название и состав люминофора	Световая отдача, св/вт	Цвет свечения	Время послесвечения, с/ж
А (однослойный)	Вольфрамат кальция CaWO_4	0,18—0,20	Синий	10^{-5}
Б (однослойный)	Смесь сульфида цинка и цинк—кадмий сульфида, активированная серебром $\text{ZnS:Ag} + [\text{Zn, Cd}] \text{S:Ag}$	7,0—8,0	Белый	10^{-3}
В (двухслойный)	Сульфид цинка, активированный серебром (катодолюминофор) ZnS:Ag . Цинк—кадмий сульфид, активированный медью (фотоллюминофор) $[\text{Zn, Cd}] \text{S:Cu}$	1,5—2,0	Свечения—белый, послесвечения—желтый	3—8
И (однослойный)	Ортосиликат цинка (виллемит), активированный марганцем $\text{Sn}_2\text{SiO}_4:\text{Mn}$	0,18—0,2	Зеленый	10^{-2}

Среди других способов нанесения экранов можно указать также на очень простой способ полива суспензии люминофора, размолотого, например, в бутилацетате с добавлением затем веществ, со-общающих суспензии необходимую вязкость. После слива излишков суспензии экран также подвергается сушке и обжигу.

В последнее время все больший интерес вызывает получение экранов путем напыления пленок люминофора на кварц, реже стекло или другую подложку. Такие так называемые сублимат-экраны образуют весьма тонкие сплошные, а не представляющие собой конгломерат частиц слои и обладают рядом существенных преимуществ, о которых будет упомянуто ниже. Однако они, как правило, не обладают пока удовлетворительной световой отдачей, которая может быть получена при высокотемпературной обработке напыленных слоев, неприемлемой при работе с обычными стеклами. Однако несомненно, что такие экраны в будущем найдут широкое применение.

В качестве примера в табл. 17-1 приводятся характеристики некоторых наиболее употребительных типов экранов.

17-4. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭКРАНОВ

Пучок электронов, сфокусированный пушкой в электроннолучевой трубке (рис. 17-1), падает на экран и, возбуждая свечение последнего, приносит на поверхность экрана отрицательный заряд, величина которого зависит от тока пучка. Этот заряд должен тем или иным способом отводиться с поверхности экрана, так как ина-

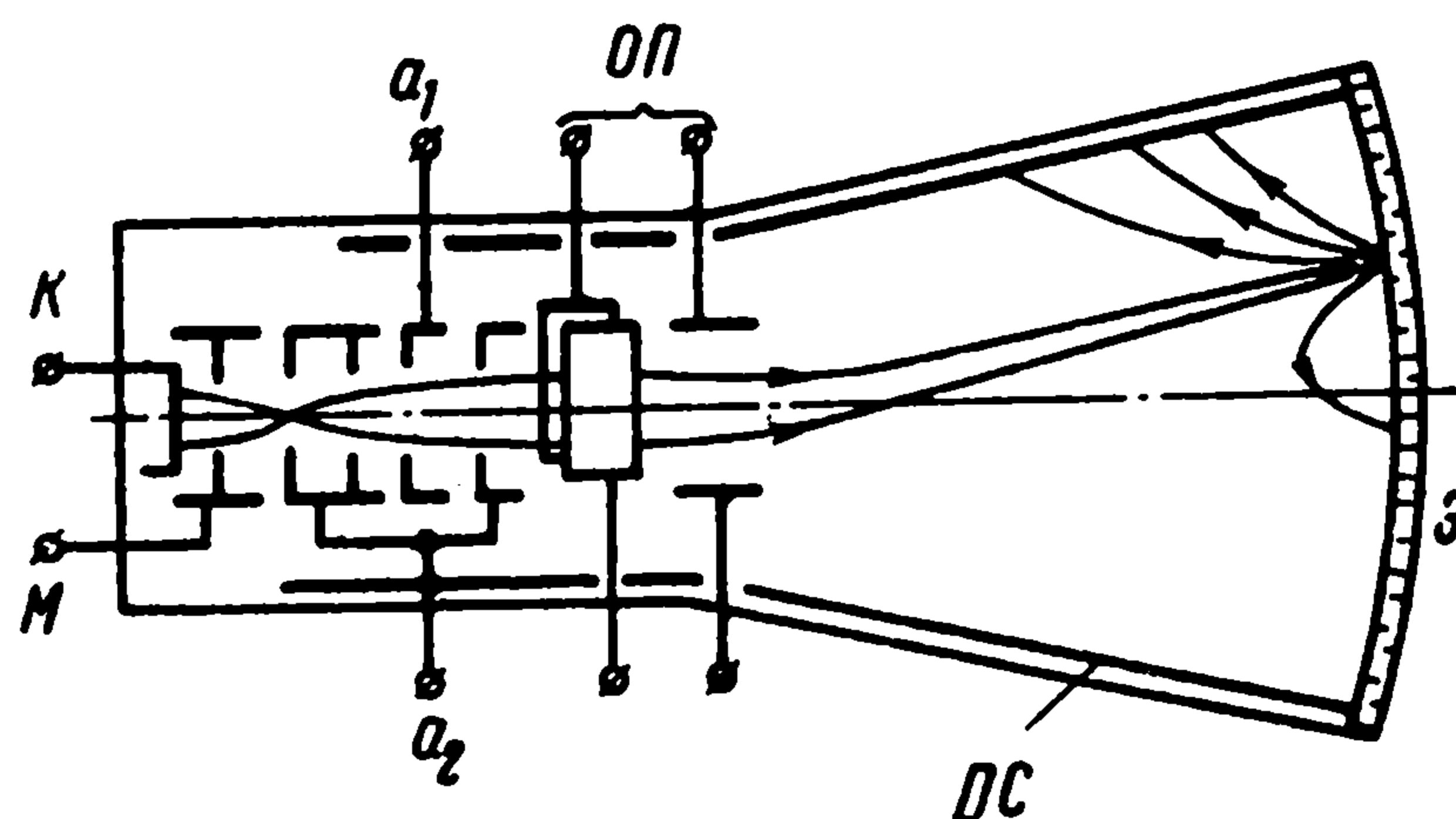


Рис. 17-1. Электроннолучевая трубка с электростатической фокусировкой и отклонением.

K — катод; M — модулятор; a_1 — первый анод;
 a_2 — второй анод; ОП — отклоняющие пластины;
 ПС — проводящий слой; Э — экран.

че потенциал ее будет все время понижаться и в конце концов достигнет потенциала катода, эмиттирующего электроны, после чего электронный пучок перед экраном будет полностью терять скорость, полученную при прохождении пушки, и отражаться, не достигая экрана, обратно на анод. Для отвода этого заряда на внутреннюю поверхность баллона наносится проводящий слой,

как это показано на рис. 17-1, который внутри прибора соединяется со вторым анодом электронной пушки. Этот слой может представлять собой металлическое покрытие или чаще всего водную суспензию графита, так называемый аквадаг, наносимую на внутреннюю поверхность баллона и образующую после высушивания темную проводящую поверхность. Таким образом, электроны, приходящие на экран, могли бы за счет утечки по его поверхности достигать проводящего покрытия и уходить на второй анод пушки. Однако этот процесс затрудняется тем, что практически все применяющиеся люминофору являются весьма хорошими изоляторами и отвод заряда за счет их проводимости будет происходить чрезвычайно медленно, что опять-таки приведет к падению потенциала экрана при бомбардировке его электронным пучком.

Отвод заряда с экрана происходит в основном за счет вторичной электронной эмиссии, возникающей при бомбардировке экрана первичным пучком, созданным пушкой.

Типичная зависимость величины коэффициента вторичной эмиссии люминофора от скорости первичных электронов, падающих на него, или, что то же, от пройденной ими разности потенциалов, представлена на рис. 17-2. Величины потенциалов $U_{к1}$ и $U_{к2}$, соответствующие значениям $\sigma=1$, называются соответственно первым и вторым критическими потенциалами, и от того, каков потенциал экрана по отношению к этим потенциалам (имеется в виду, что за нуль принимается потенциал катода), будет зависеть его поведение при бомбардировке электронным пучком. В соответствии с этим на кривой (рис. 17-2) можно выделить три участка, на которых это поведение будет различным. Рассмотрим их по очереди. При этом будем иметь в виду, что имеется система, состоящая из катода, эмиттирующего первичный электронный пучок, пушки, которая этот пучок фокусирует на экране, самого экрана, являющегося источником вторичных электронов, и электрода, на ко-

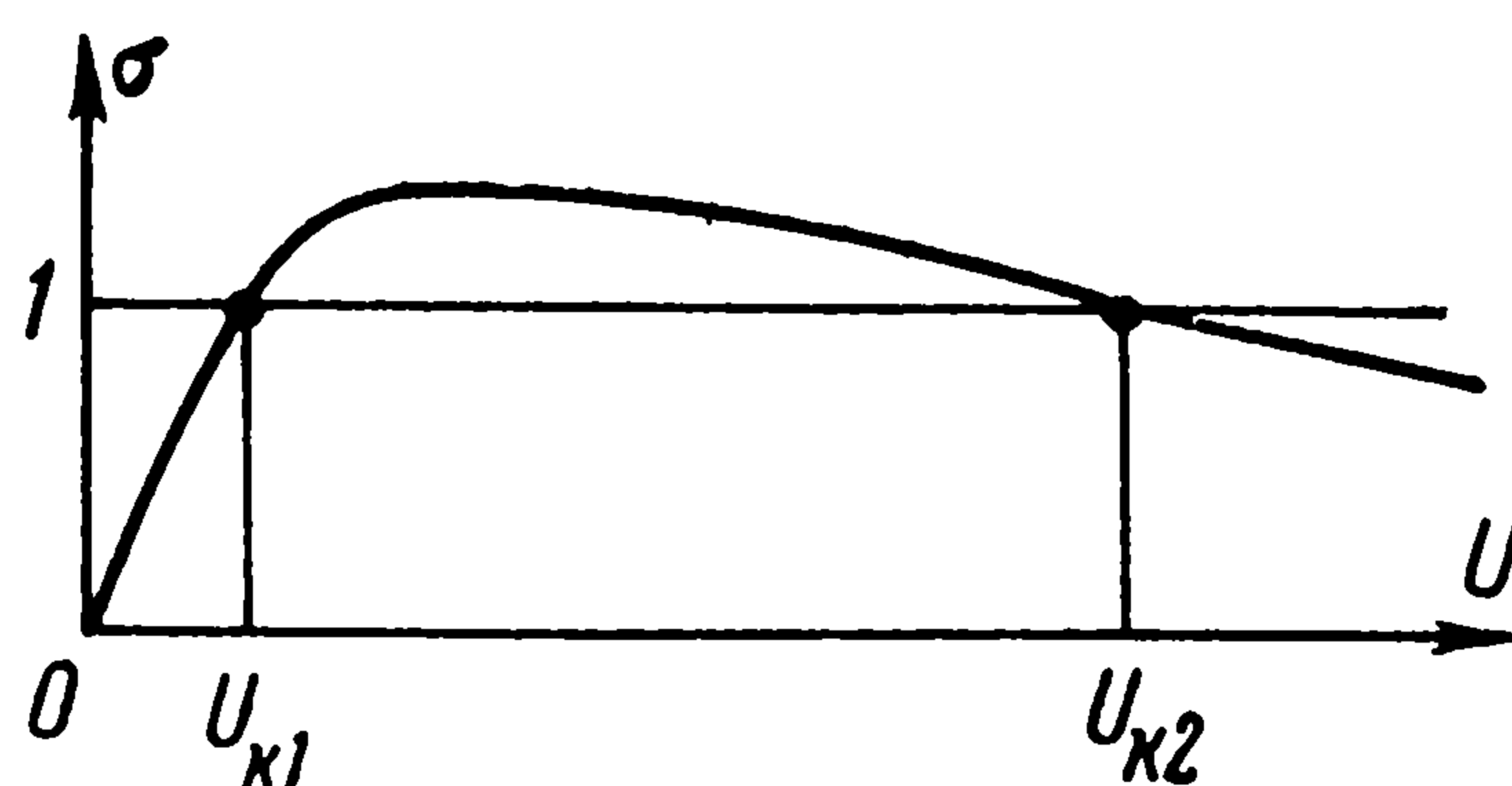


Рис. 17-2. Типичная зависимость коэффициента вторичной эмиссии от энергии первичных электронов.

торый эти вторичные электроны могут попадать, будучи выбитыми из экрана. Таким коллектором вторичных электронов в электроннолучевой трубке и является проводящее покрытие из аквадага или металла, нанесенное на внутреннюю поверхность баллона и соединенное со вторым анодом пушки, т. е. имеющее потенциал U_{a2} .

1-й участок: $U_{\text{э}} < U_{\text{к1}}$. Если потенциал поверхности экрана столь невелик по отношению к катоду, что коэффициент вторичной эмиссии оказывается меньше единицы, то при падении первичного пучка на экран поверхность последнего будет накапливать отрицательный заряд и потенциал экрана будет еще больше понижаться. Это приведет к тому, что сперва самые медленные из электронов первичного пучка начнут отражаться от поверхности экрана, не приходя с ней в соприкосновение. Так как в пучке всегда существует небольшой разброс электронов по скоростям, то наиболее быстрые электроны в это время еще будут достигать поверхности экрана и понижать ее потенциал. Это приведет к тому, что в конце концов и наиболее быстрые электроны не будут достигать экрана, отражаясь на коллектор. Ясно, что потенциал поверхности экрана при этом будет несколько ниже (в зависимости от величин начальных скоростей электронов) потенциала катода. Такое состояние будет равновесным и может сохраняться сколь угодно долго. Ясно также, что если говорить об электроннолучевой трубке, где пучок должен, попадая на экран, вызывать свечение люминофора, такое состояние не является рабочим.

2-й участок: $U_{\text{к1}} < U_{\text{э}} < U_{\text{к2}}$. Если начальный потенциал поверхности экрана в момент прихода на него электронного пучка оказался лежащим в интервале между двумя критическими потенциалами, а потенциал коллектора вторичных электронов остается прежним и также лежащим в этом интервале, то возможны два случая. В первом из них потенциал экрана может оказаться ниже потенциала коллектора. При этом, так как $\sigma > 1$ и между коллектором и экраном существует ускоряющая разность потенциалов, с экрана будет уходить больше электронов, чем приходит на него с первичным пучком. Следовательно, поверхность экрана будет накапливать положительный заряд, и ее потенциал будет повышаться, смещаясь в сторону потенциала коллектора вторичных электронов. Когда потенциал экрана

сравнивается с потенциалом коллектора, вторичные электроны за счет своих начальных скоростей еще могут, покинув поверхность экрана, достигнуть коллектора, и, следовательно, потенциал экрана будет продолжать повышаться. Однако при этом повышении между коллектором и экраном будет создаваться уже тормозящая разность потенциалов, которая будет препятствовать наиболее медленным вторичным электронам достигать коллектора и возвращать их на экран. Следовательно, рост потенциала экрана будет быстро замедляться до тех пор, пока число вторичных электронов, способных достигнуть коллектора, не станет равным числу электронов, приходящих на экран с первичным пучком. При этом рост потенциала экрана прекратится, так как если бы это имело место, увеличивающееся тормозящее поле между коллектором и экраном начало бы возвращать на коллектор больше вторичных электронов, чем их приходит с первичным пучком, что немедленно вызвало бы соответствующее понижение потенциала экрана.

Во втором возможном случае начальный потенциал экрана может оказаться выше потенциала коллектора вторичных электронов. В этом случае σ также больше единицы, однако между коллектором и экраном имеется тормозящая разность потенциалов, и большинство вторичных электронов будет возвращаться на экран. Следовательно, в конечном счете поверхность экрана будет накапливать отрицательный заряд, и потенциал ее будет понижаться, вновь стремясь к потенциалу коллектора. Это понижение будет происходить, очевидно, до тех пор, пока число приходящих на экран с первичным пучком электронов не сравняется с числом вторичных электронов, которые имеют возможность благодаря своим начальным скоростям перейти с экрана на коллектор, т. е. потенциал экрана окажется в конечном счете таким же, как и в первом случае, и будет немного, обычно в пределах единиц вольт, превышать потенциал коллектора вторичных электронов. Такое состояние экрана будет устойчивым, так как любые отклонения его потенциала от равновесной величины в любую сторону приведут к нарушению баланса между числом уходящих и приходящих на него электронов, что немедленно приведет к восстановлению равновесного потенциала.

Таким образом, можно сделать вывод, что если потенциал второго анода пушки достаточно велик и лежит

в пределах между первым и вторым критическими потенциалами материала экрана, то при включении трубки и падении электронного пучка на экран потенциал последнего автоматически установится на уровне, чуть превышающем потенциал второго анода. При этом вторично-эмиссионный ток, идущий с экрана на коллектор, будет в точности равен току электронного пучка, бомбардирующего поверхность экрана. На практике часто наблюдается некоторое отставание потенциала экрана от потенциала коллектора, которое можно объяснить наличием пространственного заряда между ними.

3-й участок: $U_a > U_{к2}$. Мы только что убедились, что на втором участке рассматриваемой кривой потенциал экрана устанавливается примерно равным потенциалу второго анода электронной пушки. Выше мы видели, что яркость свечения экрана повышается с ростом его потенциала. Следовательно, в приборах, где желательно получить возможно большую яркость, следует повышать потенциал второго анода пушки. При этом согласно только что проведенному рассуждению будет повышаться и потенциал поверхности экрана. Однако такой результат будет достигаться только до тех пор, пока потенциалы анода и экрана не превысят величины второго критического потенциала. Действительно, если в первый момент потенциал второго анода и начальный потенциал экрана выше $U_{к2}$, то из-за того, что на этом участке $\sigma < 1$, потенциал экрана начнет падать, сдвигаясь в сторону $U_{к2}$. При достижении этой величины падение потенциала экрана приостановится, так как при этом σ станет уже больше единицы, что должно повлечь за собой рост потенциала экрана.

Таким образом, сколь бы ни был высок потенциал второго анода, потенциал экрана в работающей трубке не может быть выше $U_{к2}$. Величина этого так называемого предельного потенциала экрана зависит от свойств люминофора.

Следовательно, повышение анодного напряжения выше величины $U_{к2}$ с целью увеличения яркости экрана и улучшения других параметров трубки является бесполезным. Более того, оно окажется вредным, так как при этом между проводящим покрытием, имеющим потенциал анода, и экраном установится ускоряющая положительно заряженные частицы разность потенциалов. Это приведет к тому, что возникающие в объеме

прибора вследствие ионизации электронами пучка положительные ионы остаточных газов будут ускоряться в направлении экрана и, бомбардируя его, вызывать разрушение люминофора.

Для большинства люминофоров величина этого предельного потенциала $U_{к2}$ лежит в диапазоне 5—20 кВ. Исключение составляют некоторые люминофоры, как, например, сульфид — селенид цинка, у которых предельный потенциал достигает величин порядка 40 кВ и более.

Систематическое исследование вторичной эмиссии экранов на основе ряда катодолюминофоров было проведено в работах [Л. 55—57]. Так, если говорить об экранах, нанесенных методом осаждения, то, например, экраны на основе сульфида цинка (ZnS) имеют максимальный коэффициент вторичной эмиссии — $\sigma_{\text{макс}} \approx 3,3$, а $U_{к2}$ и $U_{к1}$ равны примерно 20 кВ и 90 В соответственно.

Экраны же на основе фторидов цинка и магния имеют $\sigma_{\text{макс}} \approx 2,4—3,3$ при $U_{к2}$ порядка 18 кВ и $U_{к1}$ порядка 100 В. При этом вторичная эмиссия экранов сильно зависит от способа их нанесения. Так, например, для экранов из тех же фторидов, нанесенных методом сухого напыления, $\sigma_{\text{макс}} \approx 2$, а величины $U_{к2}$ и $U_{к1}$ соответственно порядка 6 кВ и 400 В.

Замечено также, что вопреки имевшимся ранее в литературе данным, например [Л. 58], в которых указывается на неуклонное уменьшение $U_{к2}$ и, очевидно, $\sigma_{\text{макс}}$, в процессе эксплуатации экранов дело обстоит иначе.

Как правило, в начальный период работы $\sigma_{\text{макс}}$ и величина $U_{к2}$ повышаются, а затем уже наступает их сравнительно медленный спад. Очевидно, что знание вторично-эмиссионных констант люминесцирующих экранов и их изменения в процессе работы важно для правильного выбора режимов работы тех или иных электроннолучевых приборов.

Нередко требуется, чтобы энергия электронов пучка, бомбардирующих экран, была достаточно высока и соответствовала ускоряющим напряжениям порядка десятков киловольт. В этом случае экран покрывают проводящим слоем, в качестве которого служит обычно тонкая пленка алюминия.

Для получения такого металлизированного экрана на дно баллона электроннолучевой трубки обычным способом наносится экран, а затем на его поверхность наносится тонкая пленка органического вещества, которая

может состоять из нитроклетчатки, растворенной в бутилацетате. На боковую часть внутренней поверхности баллона наносится, как обычно, проводящий слой аквадага (рис. 17-3), и после этого производится металлизация экрана методом возгонки алюминия в вакууме. Алюминий покрывает поверхность экрана тонким, толщиной порядка долей микрона, слоем, который благо-

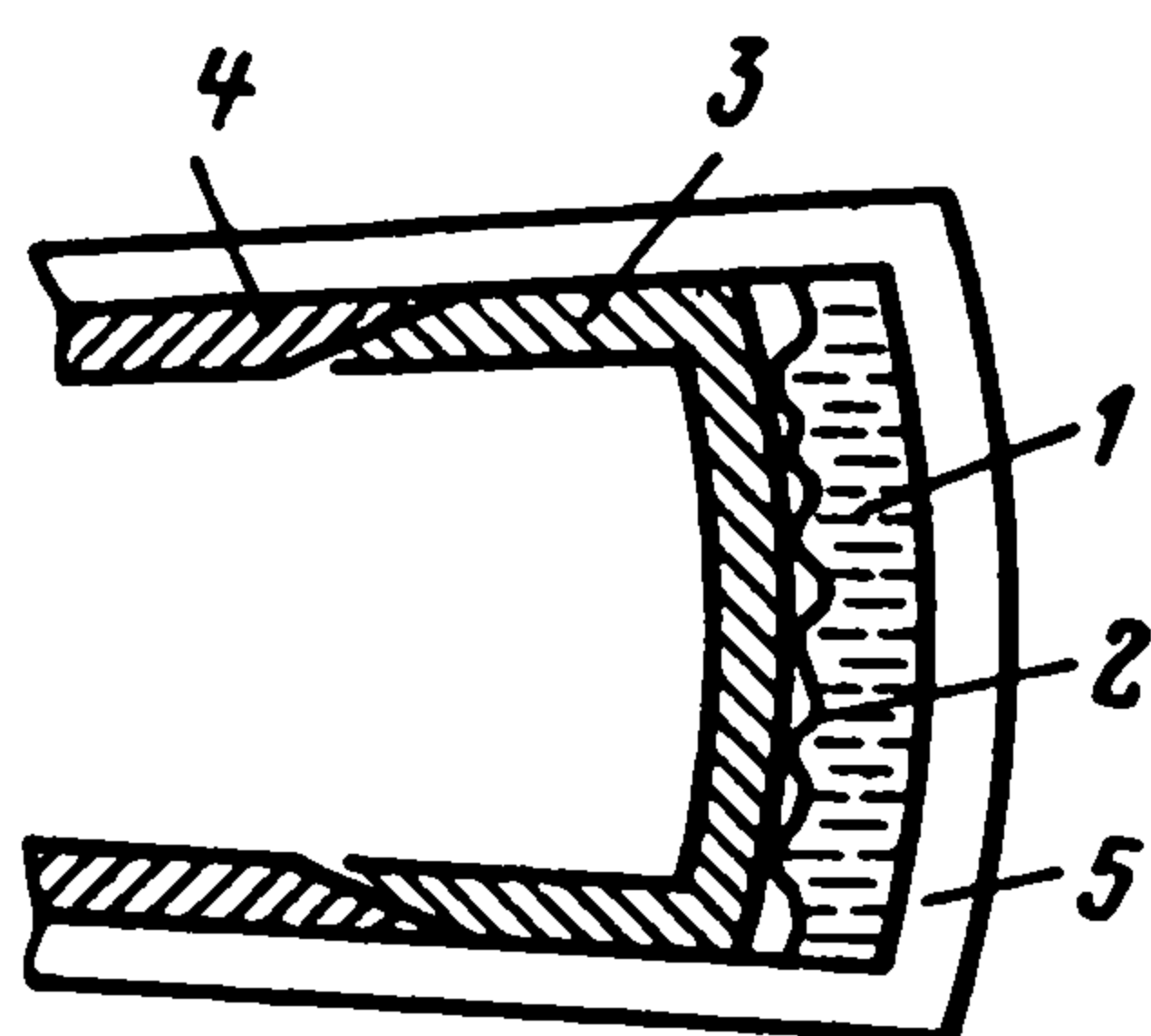


Рис. 17-3. Алюминированный экран.

1 — люминофор; 2 — органическая пленка; 3 — слой алюминия; 4 — проводящее покрытие, соединенное с анодом; 5 — баллон прибора.

даря наличию органической пленки получается ровным и гладким подобно зеркалу. При этом металл напыляется и на края проводящего покрытия, как это показано на рис. 17-3, создавая хороший электрический контакт поверхности экрана с последним анодом пушки. После этого органическая пленка выжигается. Если попытаться нанести алюминий на экран без применения этой пленки, то в силу значительной шероховатости зернистого экрана металл будет напыляться только на выступающие в

сторону испарителя участки и не будет напыляться на стенки пор экрана. В результате покрытие будет не сплошным и не сможет отводить заряд.

На изготовленный описанным выше способом алюминированный экран можно подавать любые напряжения относительно катода, в том числе и напряжения, превышающие величину предельного потенциала люминофора $U_{к2}$.

Первичный электронный пучок, имеющий большую энергию, будет пробивать тонкий слой алюминия и возбуждать свечение люминофора, возникающие же при этом медленные вторичные электроны будут улавливаться алюминиевой пленкой и уходить в цепь второго анода. Кроме того, алюминированные экраны имеют и другие преимущества. Прежде всего часть светового потока, возникающего при возбуждении люминофора и идущего внутрь баллона, будет отражаться зеркальной пленкой алюминия и участвовать в образовании наблюдаемого с внешней стороны баллона свечения. Таким образом, повышается яркость свечения экрана.

Кроме того, будет повышаться и контрастность экрана, о чем будет сказано ниже. Важным преимуществом

является также и то, что в случае наличия на экране металлической пленки отрицательные ионы, всегда в каком-то количестве присутствующие в приборе, будут при падении на экран задерживаться этой пленкой и не смогут разрушать люминофор.

Следует оговориться, что применение алюминированных экранов выгодно только в случае высоких ускоряющих напряжений, так как электроны с низкими энергиями теряют большую часть своей энергии при простреливании алюминиевой пленки и световая отдача экрана падает.

17-5. КОНТРАСТ ИЗОБРАЖЕНИЯ НА ЛЮМИНЕСЦИРУЮЩЕМ ЭКРАНЕ

Под контрастом изображения понимается отношение максимально достижимой яркости на экране при данных условиях к яркости участков, вообще не облучаемых электронным пучком. В идеальных условиях, если яркость необлучаемых участков равна нулю, контраст должен быть равен бесконечности. В реальных условиях этого не наблюдается. Более того, величина контраста сильно зависит от условий, в которых он определяется, в первую очередь от соотношения размеров и взаимного расположения возбужденных и не возбужденных электронами участков экрана. Поэтому, хотя это и несколько условно, принято различать так называемые габаритный и детальный контрасты. Первый представляет собой отношение яркостей двух широких, порядка $1/5$ ширины экрана, полос к яркости такой же необлучаемой полосы между ними.

Детальный же контраст характеризует соотношение яркостей сравнительно небольших участков изображения и может быть определен как отношение средней яркости светящегося под воздействием электронной бомбардировки экрана к яркости небольшого центрального участка, не облучаемого электронами. Как габаритный, так и детальный контрасты не равны бесконечности в первую очередь ввиду того, что примерно половина светового потока с возбужденных участков экрана направляется внутрь баллона прибора и, частично отражаясь обратно на экран, засвечивает его необлучаемые участки.

Весьма значительного уменьшения этого эффекта можно добиться, придавая колбе такую форму, что па-

дающие на нее с экрана световые лучи, прежде чем вновь попасть на экран, претерпевают многократные отражения, а следовательно, и поглощения на стенках.

Если экран имеет не плоскую, а сферическую форму, то вторым фактором, снижающим габаритный и детальный контрасты, может быть прямое попадание света с его возбужденных участков на невозбужденные. Оба

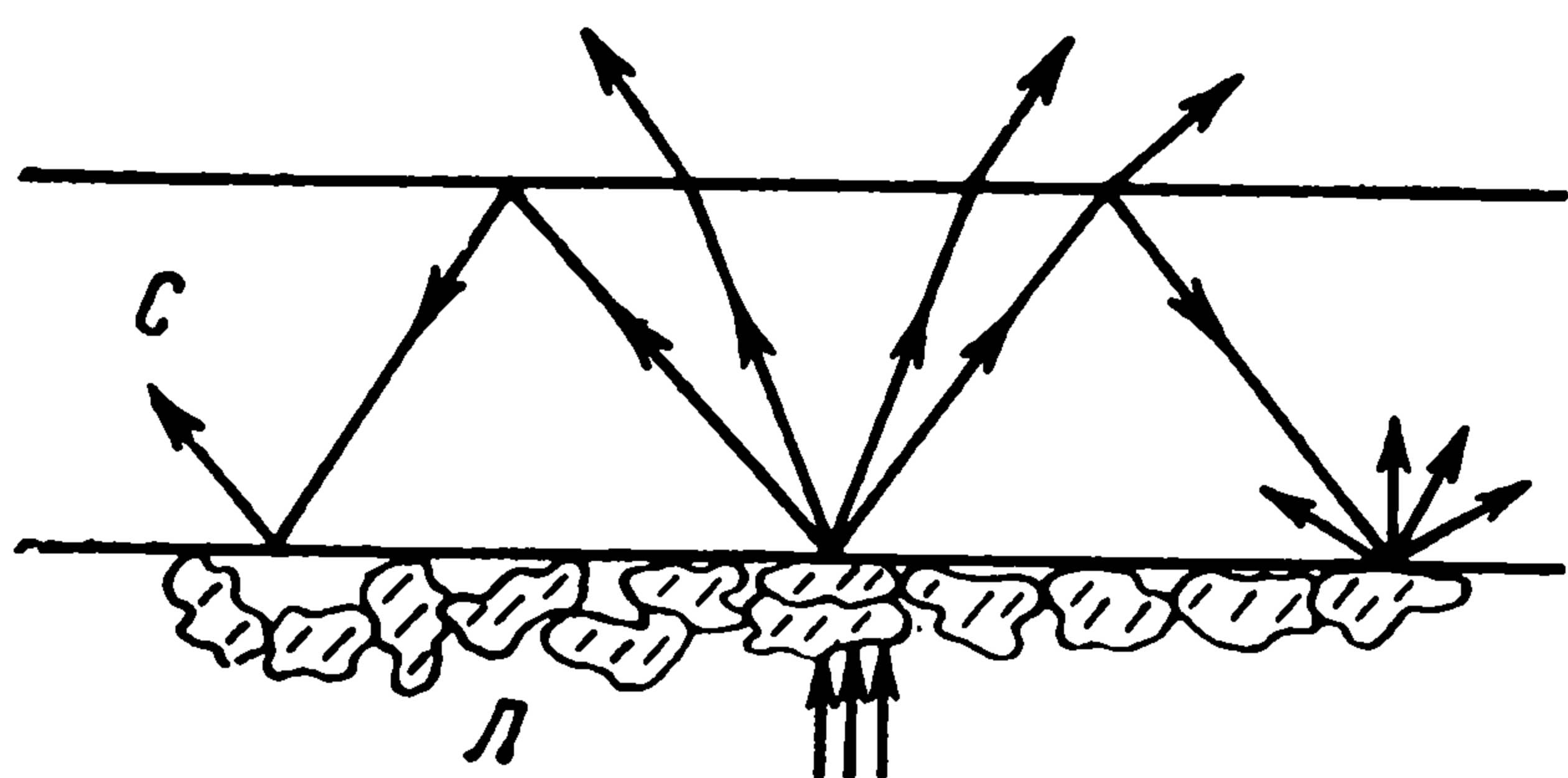


Рис. 17-4. Снижение контраста из-за отражения света в дне баллона.

Л — зерна люминофора; С — стекло баллона.

перечисленных выше эффекта, как очевидно, у алюминированного экрана устраняются полностью.

Третья существенная причина снижения контраста заключается в том, что часть световых лучей, идущих от светящейся точки экрана (рис. 17-4) через дно баллона, падает на его внешнюю поверх-

ность под углами, равными или большими, чем угол полного внутреннего отражения. Эти лучи, многократно отражаясь между наружной и внутренней стенками, должны уходить в сторону, не участвуя в создании изображения (френелевы потери). Путь таких лучей показан в левой части рис. 17-4.

Однако практически часть зерен люминофора непосредственно примыкает к стеклу, имеет с ним оптический контакт и рассеивает падающие на них отраженные лучи (правая часть рис. 17-4). В результате вокруг светящейся точки на экране появляется серия ореолов с постепенно убывающей яркостью, что приводит к значительному снижению детального контраста.

Весьма эффективным средством снижения этого эффекта является применение так называемых «серых», или «контрастных», стекол, имеющих повышенный (порядка 35%) коэффициент поглощения. В этом случае, как легко видеть, отраженные лучи, образующие первый ореол вокруг светящейся точки, проходят путь, примерно в 3 раза больший, чем прямые лучи. В результате отраженные лучи претерпевают значительное поглощение, и детальный контраст повышается более чем на порядок.

Кроме того, применение таких «серых» стекол позволяет повысить контраст изображения на экране трубки, работающей в условиях заметной внешней освещенности. При этом внешний свет, отраженный поверхностью экрана, опять-таки значительно ослабляется, так как он проходит внутри стекла путь, в 2 раза больший, чем свет, испускаемый люминофором.

17-6. ВЫГОРАНИЕ ЭКРАНОВ

При работе электроннолучевого прибора люминесцирующий экран, подвергаясь бомбардировке электронами, изменяет свои свойства. Иногда в начальный период работы может наблюдаться некоторое повышение яркости, однако затем она начинает неуклонно снижаться. Происходит так называемое выгорание экрана под действием электронной бомбардировки, и через определенное время его яркость падает ниже некоторой допустимой для данного прибора величины, чем и определяется срок службы экрана. Различные люминофоры по-разному реагируют на электронную бомбардировку. Различными могут быть и протекающие при этом процессы, но в конечном счете снижение люминесцентной способности экранов является следствием двух причин. С одной стороны, под действием электронной бомбардировки, сопровождающейся возбуждением и ионизацией атомов основного вещества люминофора, в нем накапливаются радиационные дефекты, которые являются центрами безызлучательной рекомбинации. С другой стороны, возможно и разрушение самих центров люминесценции.

Один и тот же тип люминофора может вести себя в процессе работы по-разному в зависимости от размеров зерна, степени упорядоченности кристаллической решетки, режимов предшествовавшей обработки и т. д.

Исследованию выгорания экранов посвящено значительное количество работ, например [Л. 59—61]. При этом обычно делается вывод о том, что снижение люминесцентной способности не зависит ни от рабочего напряжения, ни от плотности тока, ни от способа возбуждения, а определяется лишь числом электронов, упавших на единицу поверхности экрана. В соответствии с этим строится и математическое описание процесса, для которого наиболее часто предлагается выражение, имеющее вид:

$$\frac{B}{B_0} = \frac{1}{1 + CN}, \quad (17-2)$$

где B — яркость экрана после определенного времени работы; B_0 — начальная яркость; C — параметр выгорания, зависящий от типа люминофора; N — число электронов, упавших на 1 см^2 его поверхности.

Однако систематическое обследование выгорания экранов, изготовленных из различных типов люминофоров, проведенное в работах [Л. 56, 57, 62], указывает, что такая постановка вопроса является чересчур упрощенной. Дело не только в том, что кривые спада яркости плохо описываются выражением типа (17-2). Исследования показывают, что при работе экрана протекает ряд сложных взаимосвязанных процессов, часть которых практически никак не связана

с величиной N . При этом в первый сравнительно короткий период (десятки часов) яркость падает быстро, после чего кривая B/B_0 идет гораздо более полого. Установлено, что этот первоначальный спад яркости связан с изменениями, происходящими в приповерхностных слоях экрана, и несомненно связан с взаимодействием вещества экрана с адсорбирующимися на его поверхности остаточными газами.

Выгорание экранов определено связано также с величиной рабочего напряжения, причем с понижением последнего имеется тенденция к более быстрому спаду яркости. Это объясняется тем, что при пониженных напряжениях электроны тормозятся в наиболее сильно поражаемых в начальный период работы экранов приповерхностных слоях.

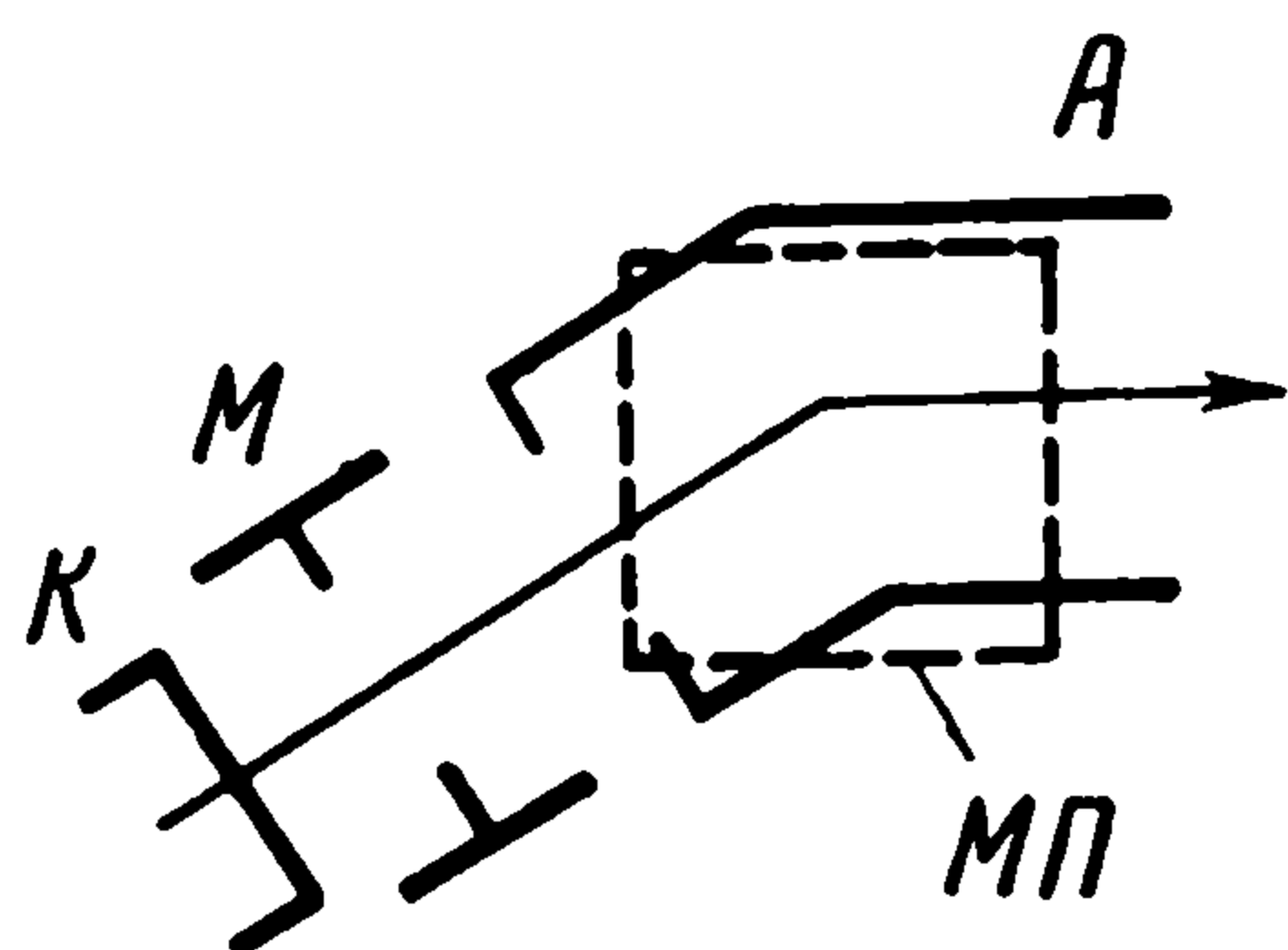


Рис. 17-5. Один из вариантов ионной ловушки.

К — катод; М — модулятор; А — анод; МП — область магнитного поля ловушки.

Выгорание экранов вполне определенным образом связано и со способом включения электроннолучевого прибора. Тут следует иметь в виду, что внешняя поверхность стекла баллона имеет потенциал, близкий к потенциалу земли.

Если прибор включен по схеме с заземленным катодом, то в слое экрана может, исходя из сказанного в § 17-4, возникнуть значительное электрическое поле и как следствие этого начнется электролитическое разложение вещества люминофора. В случае же схемы с заземленным анодом потенциал экрана близок к потенциалу земли, и это явление исключается.

Выгорание экрана резко усиливается, если в его бомбардировке участвуют тяжелые частицы — ионы, которые всегда в некотором количестве образуются на оксидном катоде.

При этом, если в электроннолучевых трубках с электростатическим отклонением электроны и ионы будут отклоняться одинаково и равномерно распределяться по площади экрана, то в трубках с магнитным отклонением дело обстоит хуже. При отклонении электронного пучка ионы практически не отклоняются и идут широким пучком на центральный участок экрана, быстро разрушая его. Образуется темное, так называемое ионное пятно, которое может появиться в первые же часы работы прибора.

Для предотвращения этого необходимо исключить попадание ионов на экран, для чего могут быть применены так называемые ионные ловушки, в которых для разделения электронного и ионного пучков используется магнитное поле (рис. 17-5). Оптическая ось пушки изогнута, и как электроны, так и ионы должны, пройдя модулятор, попасть на анод и не выйти из пушки.

Однако если на баллон трубки в месте изгиба оптической оси поместить постоянный магнит, создающий в этом месте однородное магнитное поле, направленное в данном случае (рис. 17-5) от нас, траектории электронов смогут, отклоняясь этим полем, повторить изгиб оптической оси пушки и выйти из нее. Ионы же в магнитном поле практически не отклоняются и будут перехвачены анодом.

Как указывалось ранее, в случае, если экран алюминирован, пленка металла будет задерживать ионы, и надобность в ионных ловушках отпадает, что упрощает конструкцию пушек.

ОСНОВНЫЕ КЛАССЫ ЭЛЕКТРОННОЛУЧЕВЫХ ПРИБОРОВ

Глава восемнадцатая

ОСЦИЛЛОГРАФИЧЕСКИЕ ЭЛЕКТРОННОЛУЧЕВЫЕ ТРУБКИ

18-1. КОНСТРУКТИВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ И ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ОСЦИЛЛОГРАФИЧЕСКИХ ЭЛЕКТРОННОЛУЧЕВЫХ ТРУБОК

Осциллографическая электроннолучевая трубка (ЭЛТ) представляет собой прибор, позволяющий исследовать взаимную зависимость между теми или иными физическими величинами, преобразованными в электрические сигналы. Очень часто, например, исследуется зависимость какой-то физической величины, которой соответствует некоторое напряжение сигнала U_c , от времени t . Для этого необходимо на одну из пар отклоняющих пластин подать напряжение, линейно возрастающее со временем: $U_p = Kt$, так называемое пилообразное напряжение, форма которого показана на рис. 18-1. При этом в течение времени t_p — времени развертки — напряжение сравнительно медленно возрастает со временем, а светящаяся трасса электронного пучка на экране представляет собой прямую линию — линию развертки. За время спада напряжения U_p до начального значения — время обратного хода $t_0 \ll t_p$ — пучок быстро возвращается в начальную точку линии развертки, и процесс повторяется.

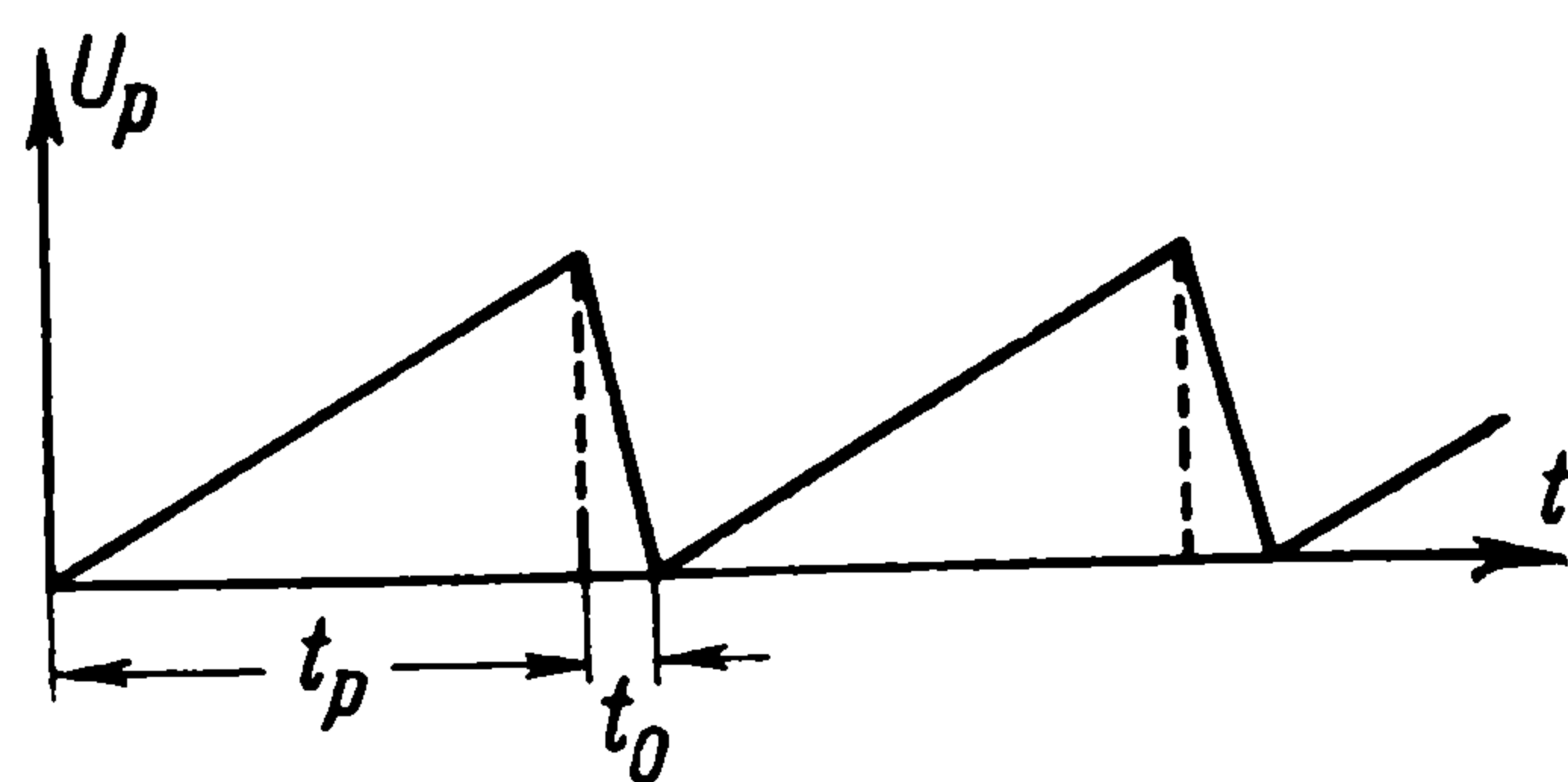


Рис. 18-1. Форма пилообразного напряжения развертки.

Если при этом на вторую пару пластин подать исследуемое, например синусоидальное, напряжение U_c (рис. 18-2), то трасса электронного пучка во время развертки, очевидно, воспроизведет на экране зависимость

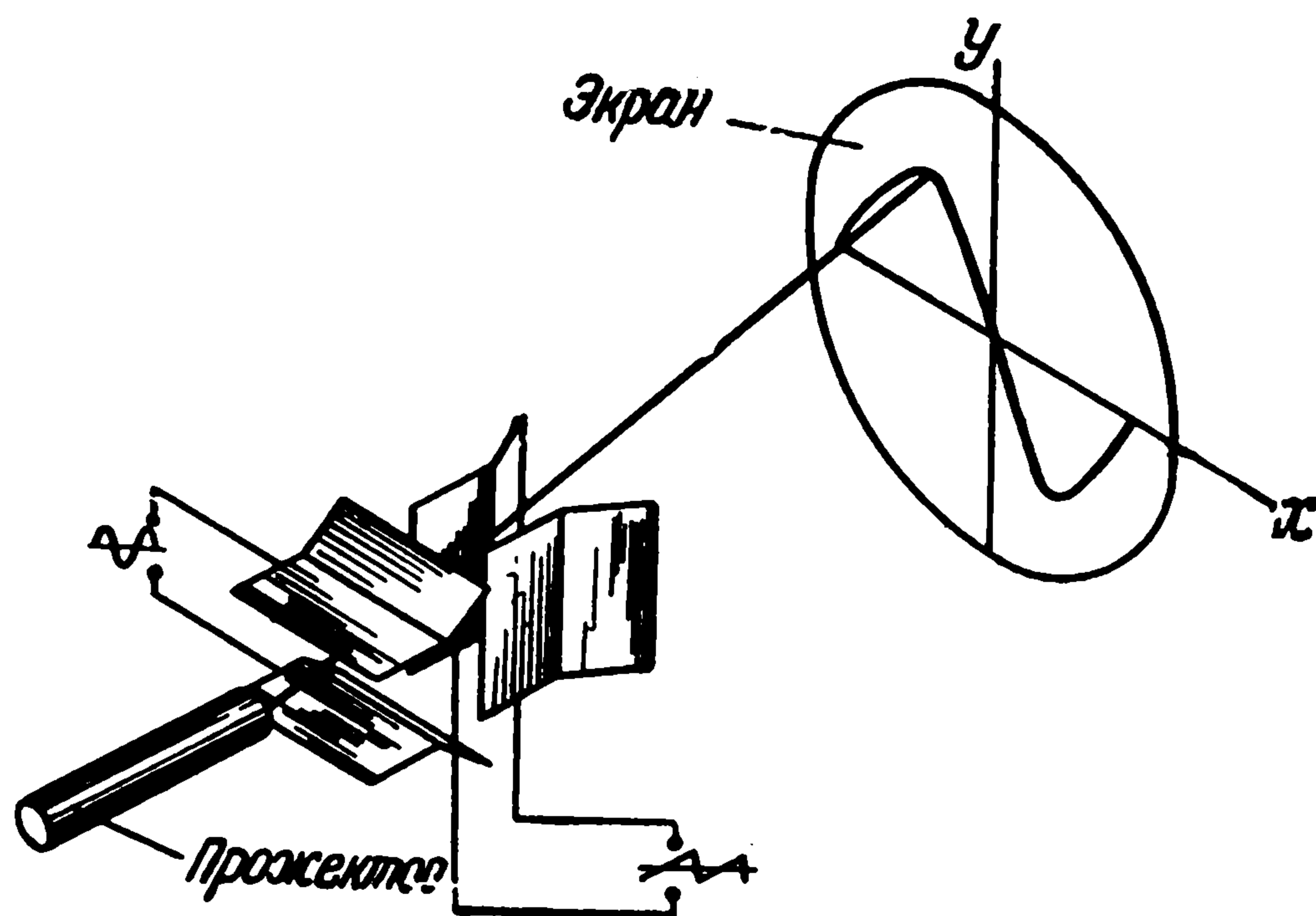


Рис. 18-2. Получение осциллограммы $U_c = f(t)$ на экране трубки.

U_c от t . Так как информация получается на экране благодаря отклонению электронного пучка, то осциллографические ЭЛТ могут быть названы трубками с модуляцией пучка по отклонению. Наглядность получаемой информации, удобство фиксации и обработки ее, а также

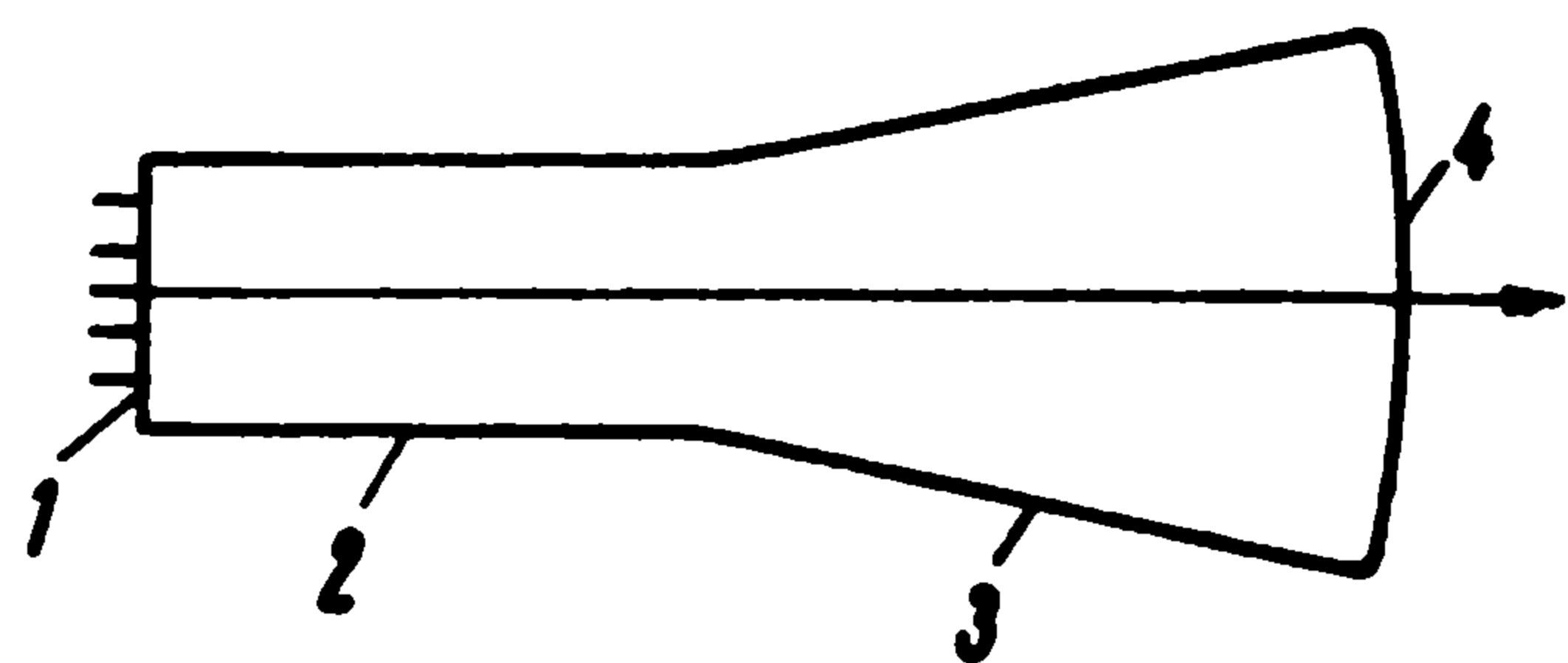


Рис. 18-3. Форма баллона осциллографической ЭЛТ.

1 — ножка; 2 — горловина; 3 — конус; 4 — дно.

безынерционность (в весьма широких пределах) записывающего инструмента (электронного пучка) сделали осциллографические ЭЛТ неотъемлемой частью широкого круга измерительной аппаратуры и одним из самых массовых электроннолучевых приборов.

Поскольку исследуемый сигнал, подаваемый на отклоняющую систему, может быть очень слабым, желательно, чтобы отклоняющая система потребляла минимальную энергию. Кроме того, отклонение должно быть безынерционным. Эти требования приводят к тому, что в осциллографических трубках применяются, как правило, электростатические пушки и отклоняющие системы. Кроме того, при осциллографировании, как правило,

нет необходимости в получении больших размеров изображения на экране и, следовательно, в больших экранах и углах отклонения, что также допускает применение электростатического отклонения.

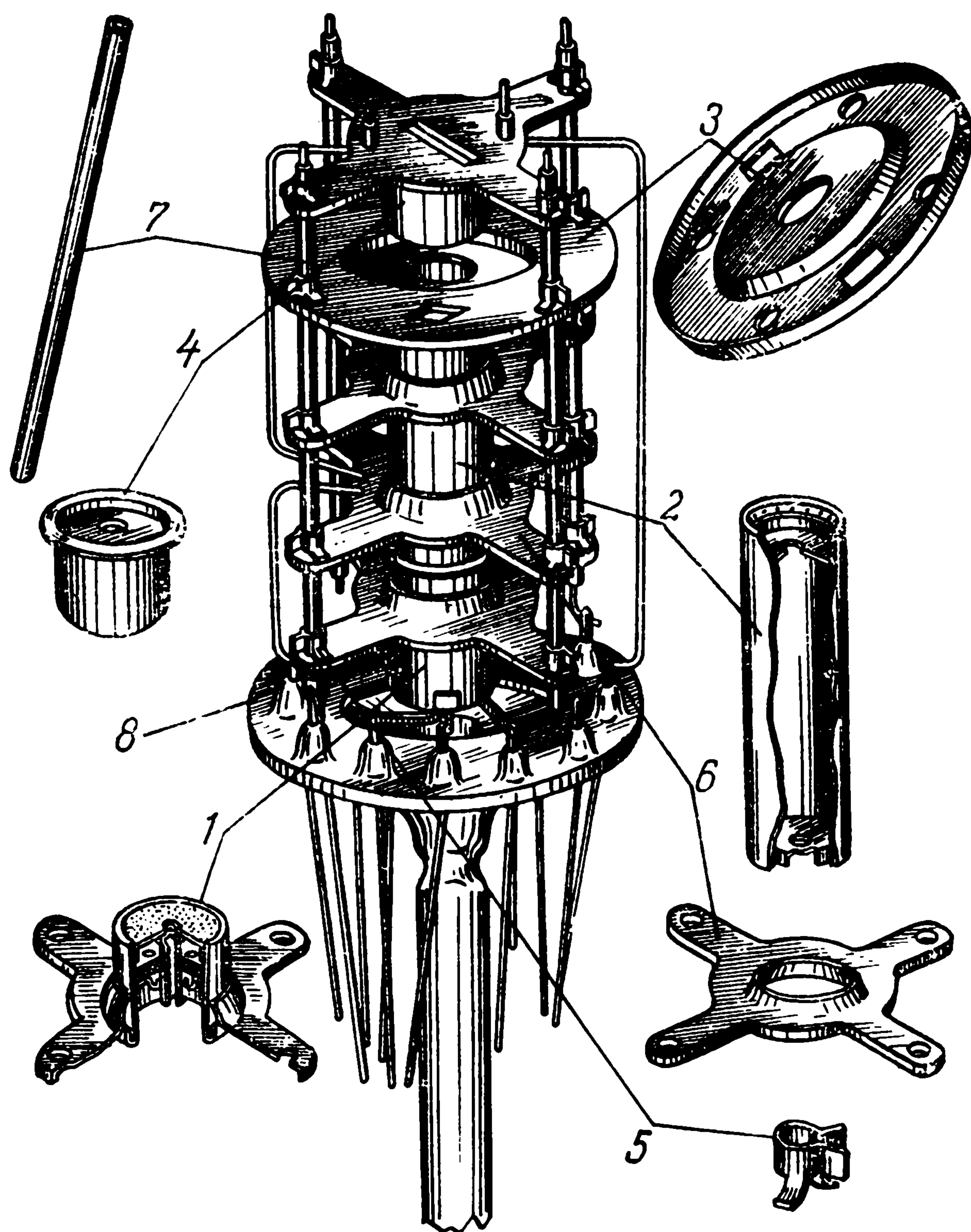


Рис. 18-4. Конструкция электронной пушки с электростатической фокусировкой.

1 — катодно-модуляторный узел; 2 — ускоряющий электрод; 3 — первый анод; 4 — второй анод; 5 — держатели; 6 — крестовины крепления электродов; 7 — керамические трубки; 8 — ножка.

Баллон осциллографической трубки (рис. 18-3) имеет ножку с выводами, горловину, коническую часть и дно, на которое наносится экран. Экран в различных типах трубок имеет диаметр от 2,5 до 30 см, а сравнительно широкая горловина, в которой, кроме пушки, размещены отклоняющие пластины, имеет диаметр порядка 5 см.

Электронная пушка в большинстве типов трубок представляет собой пушку с нулевым током первого анода, все электроды которой, так же как и отклоняющие пластины, выводятся на плоскую ножку. Типичная конструкция такой пушки без отклоняющих пластин показана на рис. 18-4. Все электроды крепятся на керамических штабиках с помощью металлических держателей. Соосность достигается применением при сборке пушки специальных оправок. Типичная конструкция катодно-модуляторного узла показана на рис. 18-5. Катод запрессован в керамическую шайбу, расстояние катод—модулятор задается с помощью специальной детали — спейсера, упирающегося с одной стороны в шайбу, а с другой — в диафрагму модулятора.

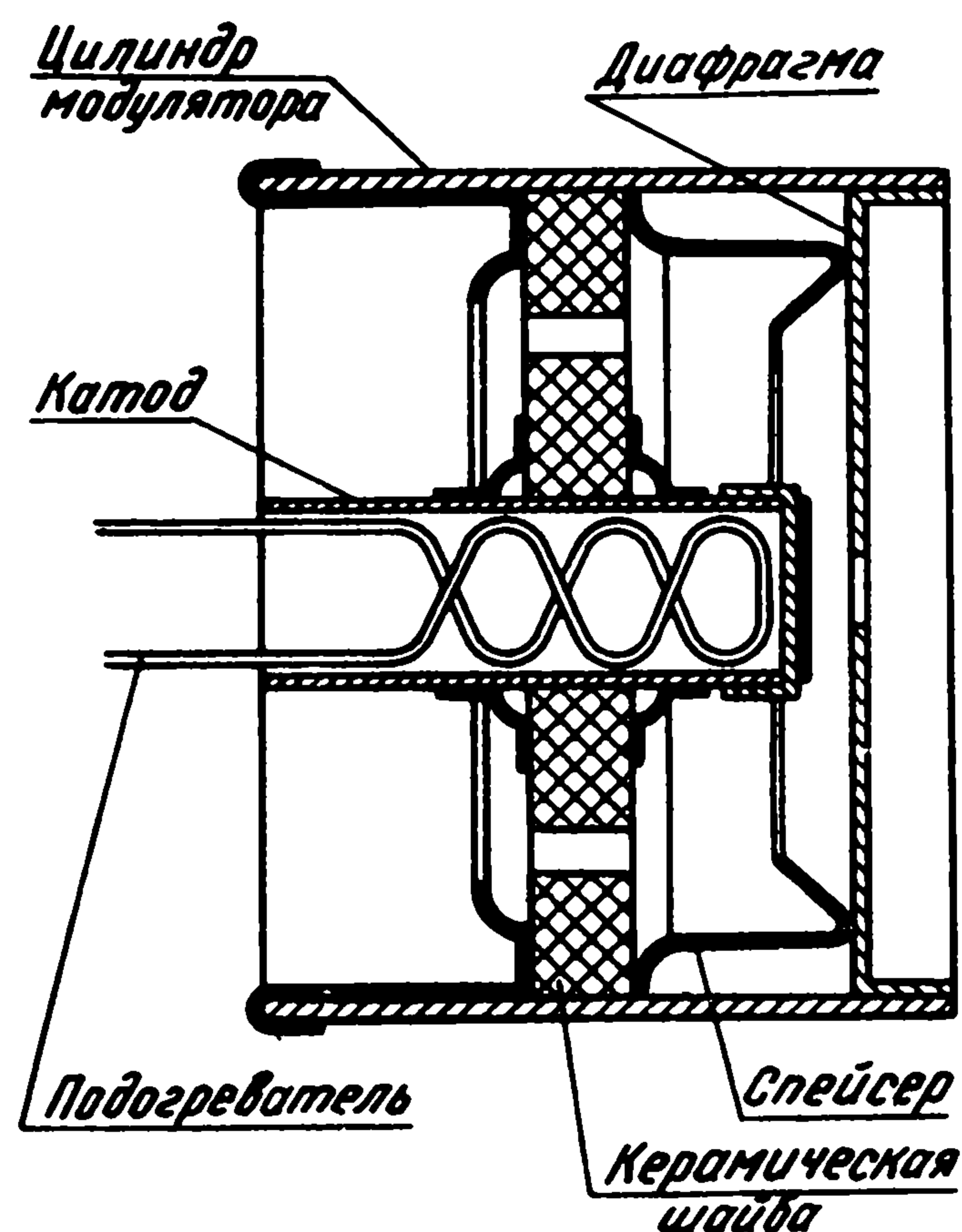


Рис. 18-5. Конструкция катодно-модуляторного узла.

На рис. 18-6 представлен рентгеновский снимок электронной пушки с отклоняющими пластинами, используемой в трубках типа 13ЛЮ37, иллюстрирующий конструкцию пушек для осциллографических электроннолучевых трубок.

Регулировка величины тока луча, а следовательно, и яркости пятна на экране осуществляется с помощью изменения потенциала модулятора, фокусировка пятна — с помощью регулировки напряжения первого анода. Напряжение же второго анода, соединенного с проводящим покрытием внутренней поверхности баллона, постоянно и в различных типах трубок лежит в пределах от 750 в до 1,5—2,5 кв.

Две или несколько электроннолучевых систем могут быть смонтированы в одном баллоне. Такая соответственно двух- или многолучевая трубка позволяет наблюдение на одном экране двух или нескольких процессов одновременно.

Отметим, что трубки с отклоняющей системой в виде двух пар пластин пригодны для получения осциллограмм

в прямоугольных декартовых координатах (x , y).

В ряде случаев удобнее исследуемое явление наблюдать в полярных координатах (r , φ). Для этого служат специальные трубки с радиальным отклонением.

Один из вариантов конструкции такой трубки, у которой электроннолучевая система не отличается от обычной, показан на рис. 18-7. На обе пары отклоняющих пластин подаются синусоидальные напряжения, сдвинутые на 90° , в результате чего пучок разворачивается по окружности (при условии, что произведение чувствительности на амплитуду синусоидального напряжения для обеих пар пластин одинаково). Такая развертка имеет некоторые преимущества перед линейной разверткой. Во-первых, длина цикла развертки при том же диаметре экрана получается в π раз большей, и, во-вторых, она непрерывна, т. е. не имеет обратного хода. Элементом, отклоняющим пучок по радиусу, служит металлический штырь, вваренный в центре дна колбы, на который подается сигнал.

Однако такая трубка может служить скорее для качественной, а не количественной оценки наблюдаемых процессов. Причиной этого являются неоднородность поля между проводящим покрытием баллона и отклоняющим штырем и связанная с этим нелинейность между величиной отклонения и напряжением сигнала. Кроме того, чувствительность отклонения сравнительно невелика.

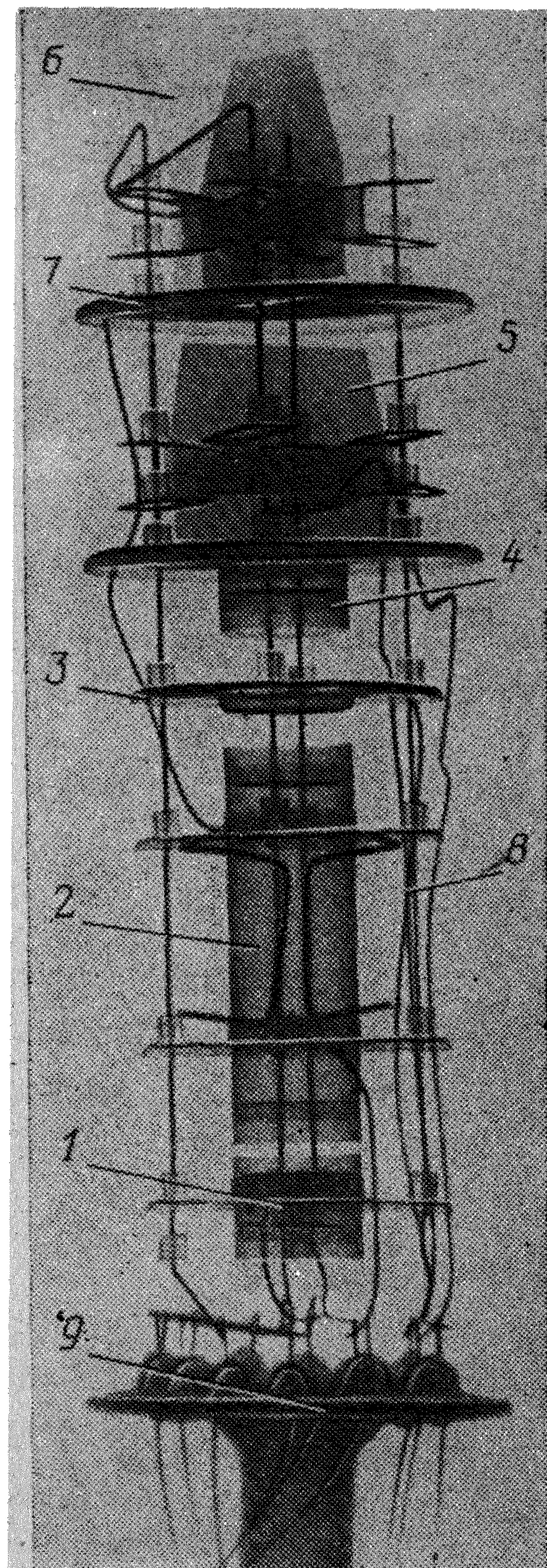


Рис. 18-6. Рентгеновский снимок электронной пушки осциллографической ЭЛТ.

1 — катодно-модуляторный узел; 2 — ускоряющий электрод; 3 — первый анод; 4 — второй анод; 5 — нижние отклоняющие пластины; 6 — верхние отклоняющие пластины; 7 — разделительный экран; 8 — керамические держатели; 9 — стеклянная ножка.

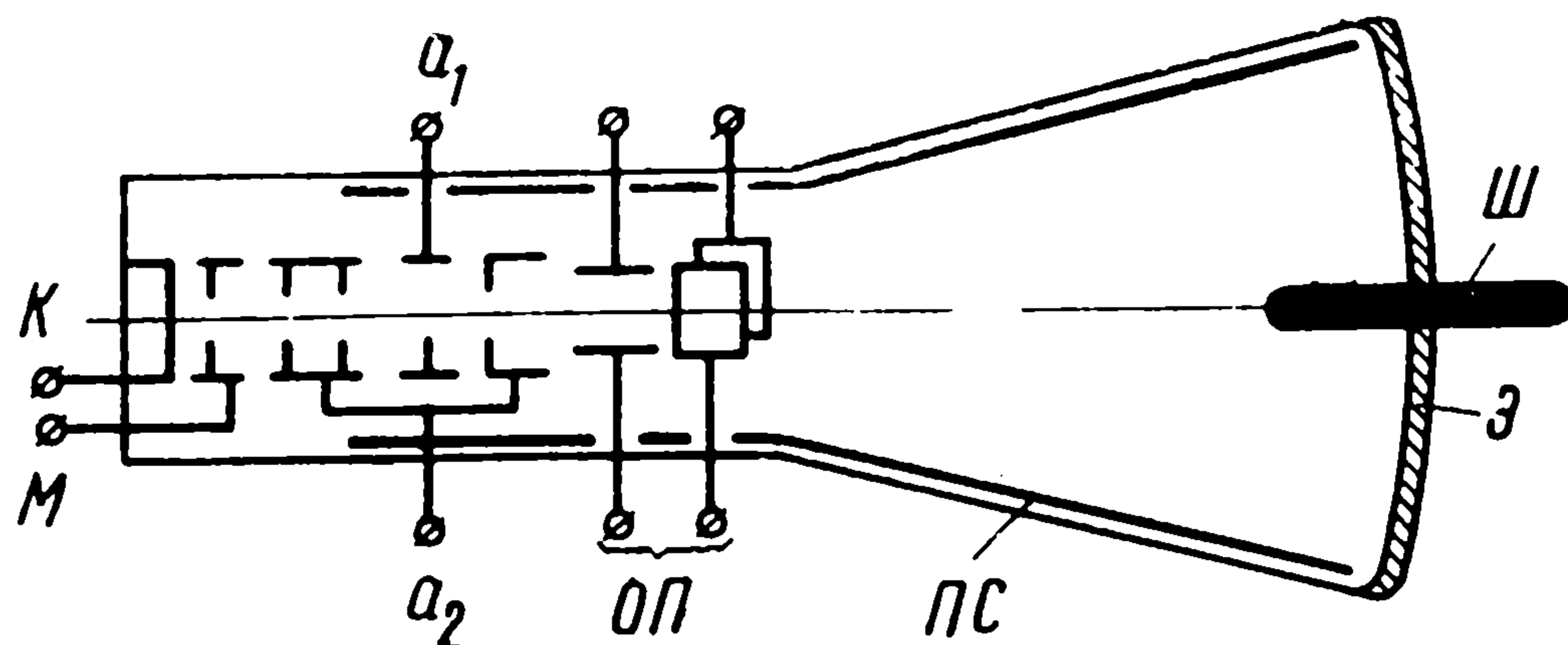


Рис. 18-7. Электроннолучевая трубка со штыревым электродом для исследования в полярных координатах.
 K — катод; M — модулятор; a_1 — первый анод; a_2 — второй анод; $ОП$ — отклоняющие пластины; $ПС$ — проводящий слой; $Э$ — экран; $Ш$ — штыревой отклоняющий электрод.

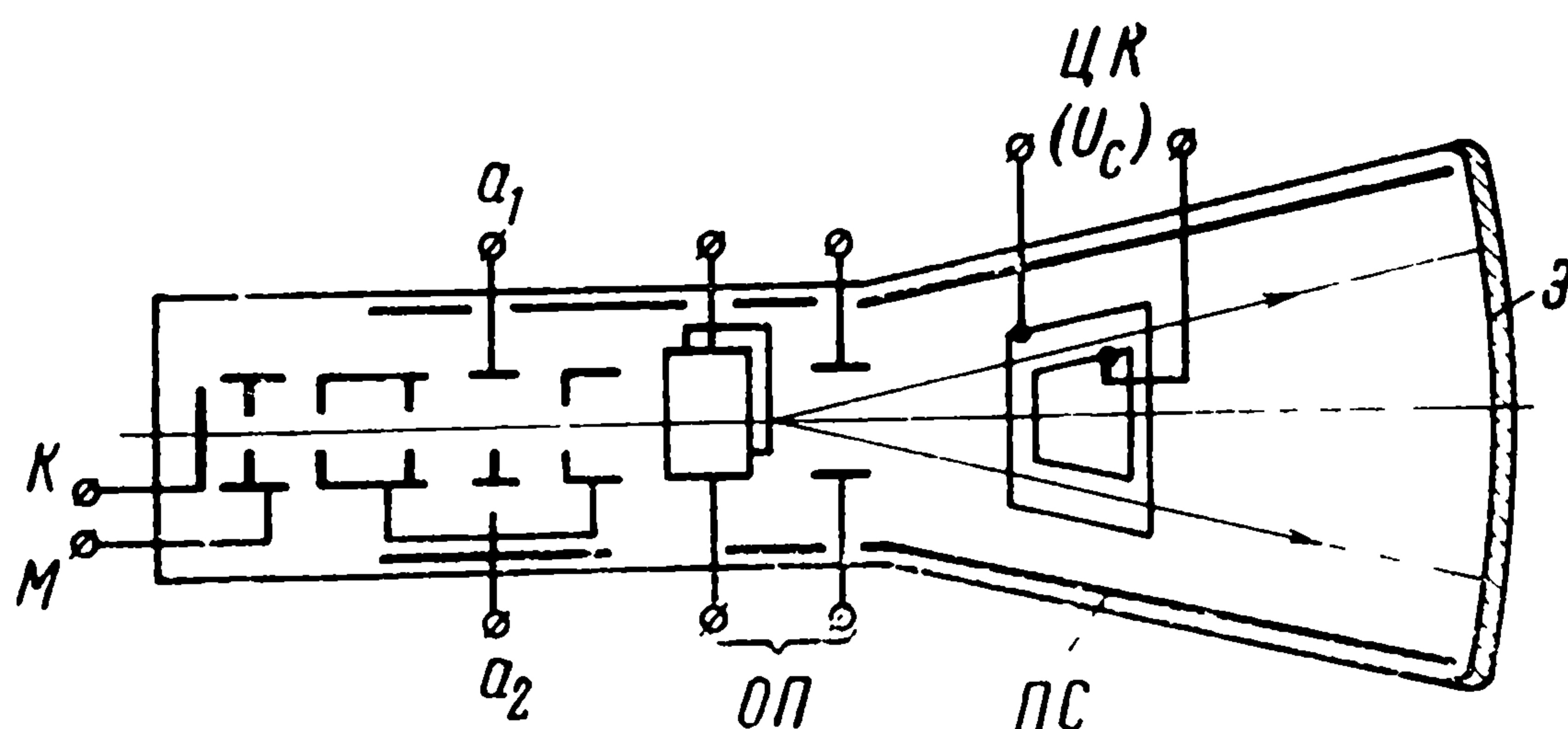


Рис. 18-8. Электроннолучевая трубка с коническим конденсатором.

K — катод; M — модулятор; a_1 — первый анод; a_2 — второй анод; $ОП$ — отклоняющие пластины; $ПС$ — проводящий слой; $Э$ — экран; $ЦК$ — цилиндрический конденсатор.

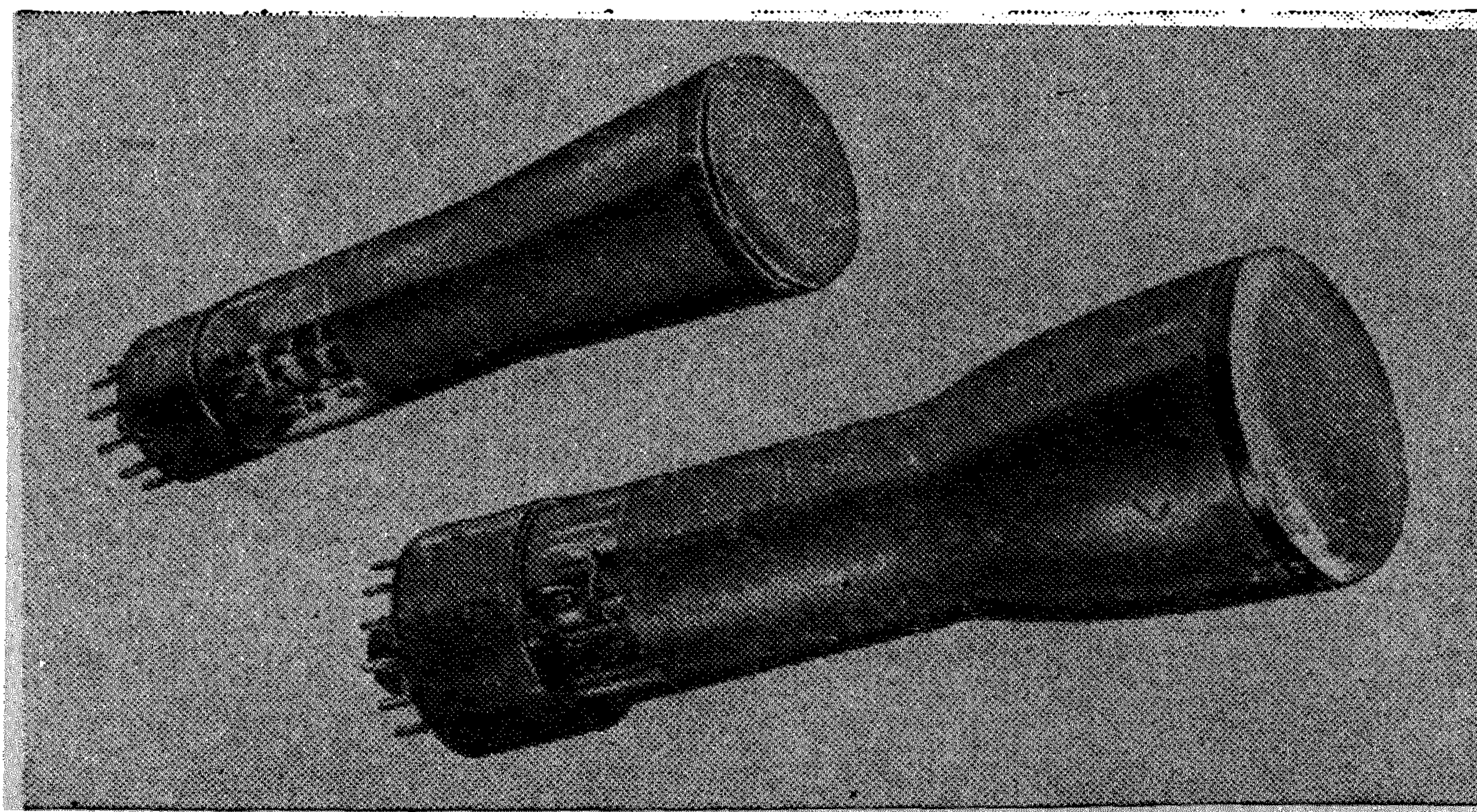


Рис. 18-9. Внешний вид осциллографических ЭЛТ.

Указанные недостатки в значительной степени устраняются в конструкции, изображенной на рис. 18-8. Здесь после обычной электроннооптической системы помещен конический конденсатор, между обкладками которого и подается исследуемый сигнал.

Внешний вид наиболее распространенных конструкций осциллографических ЭЛТ изображен на рис. 18-9, а основные параметры некоторых из них приводятся в табл. 18-1.

Т а б л и ц а 18-1

Тип трубки	Диаметр рабочей части экрана, см	Напряжение второго анода, в	Напряжение первого анода, в	Чувствительность отклонения, мм/в	
				верхние пластины	нижние пластины
5ЛО38И } 5ЛО38М }	4,4	1 000	138—300	0,11	0,30
8ЛО29И } 8ЛО29М }	7,0	1 500	280—516	0,17	0,23
8ЛО30И } ¹ 8ЛО30М }	7,0	1 500	300—517	0,17	0,24
10ЛО43И ²	8,0	2 000	400—700	0,27	0,20
13ЛО48В } ² 13ЛО48И } 13ЛО48М }	10,8	1 500	300—550	0,22	0,25
13ЛО6И	10,8	1 500	330—480	0,21—0,32	0,26—0,38

¹ Трубка с круговой разверткой и радиальным отклонением.

² Двухлучевая трубка.

Основными параметрами, определяющими общие свойства осциллографических электроннолучевых трубок, являются: 1) разрешающая способность; 2) чувствительность отклонения; 3) скорость записи; 4) частотная характеристика отклоняющей системы.

Рассмотрим эти параметры более подробно.

18-2. РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ ОСЦИЛЛОГРАФИЧЕСКОЙ ТРУБКИ

Разрешающая способность представляет собой один из определяющих параметров любого электроннолучевого прибора, ибо она характеризует количество информации, которое может содержать приемник электронного пучка.

Рассмотрим этот параметр применительно к осциллографической ЭЛТ. Представим себе осциллограмму, полученную путем подачи на вертикально отклоняющие пластины сигнала в виде равномерно отстоящих друг от друга импульсов. При этом их длительность значительно меньше времени, в течение которого электронный пучок на экране смещается вдоль линии развертки на расстояние порядка диаметра пятна. Тогда, очевидно, осциллограмма будет иметь вид вертикальных штрихов с толщиной, равной диаметру пятна, равномерно расположенных вдоль линии развертки (рис. 18-10).

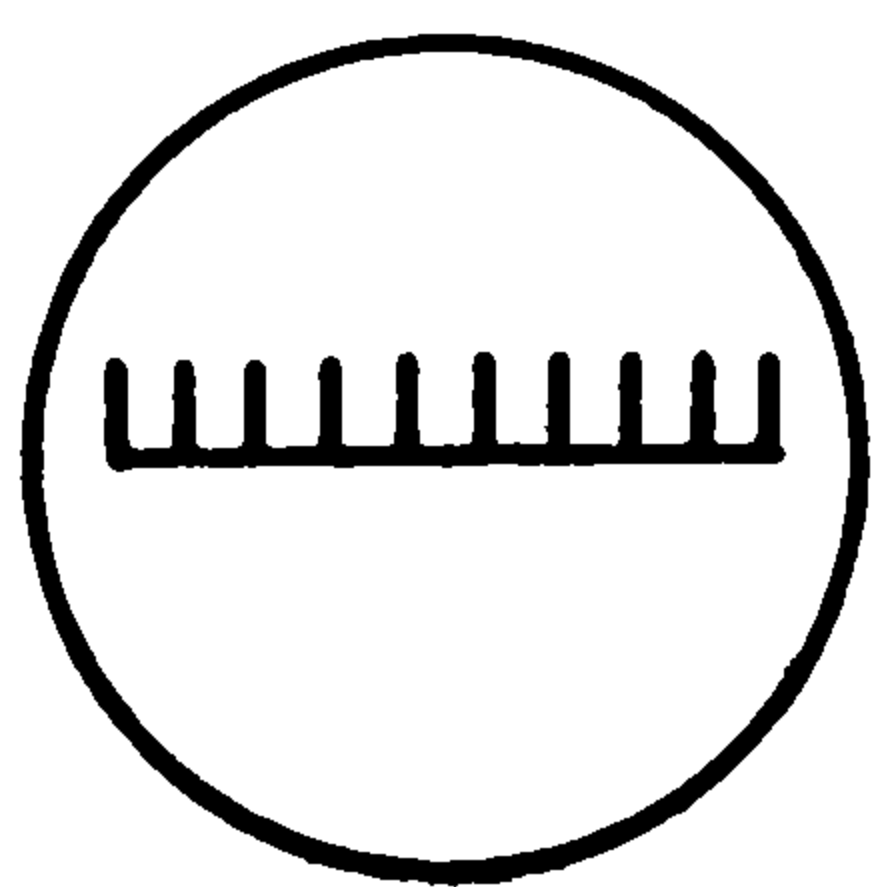


Рис. 18-10. К определению разрешающей способности.

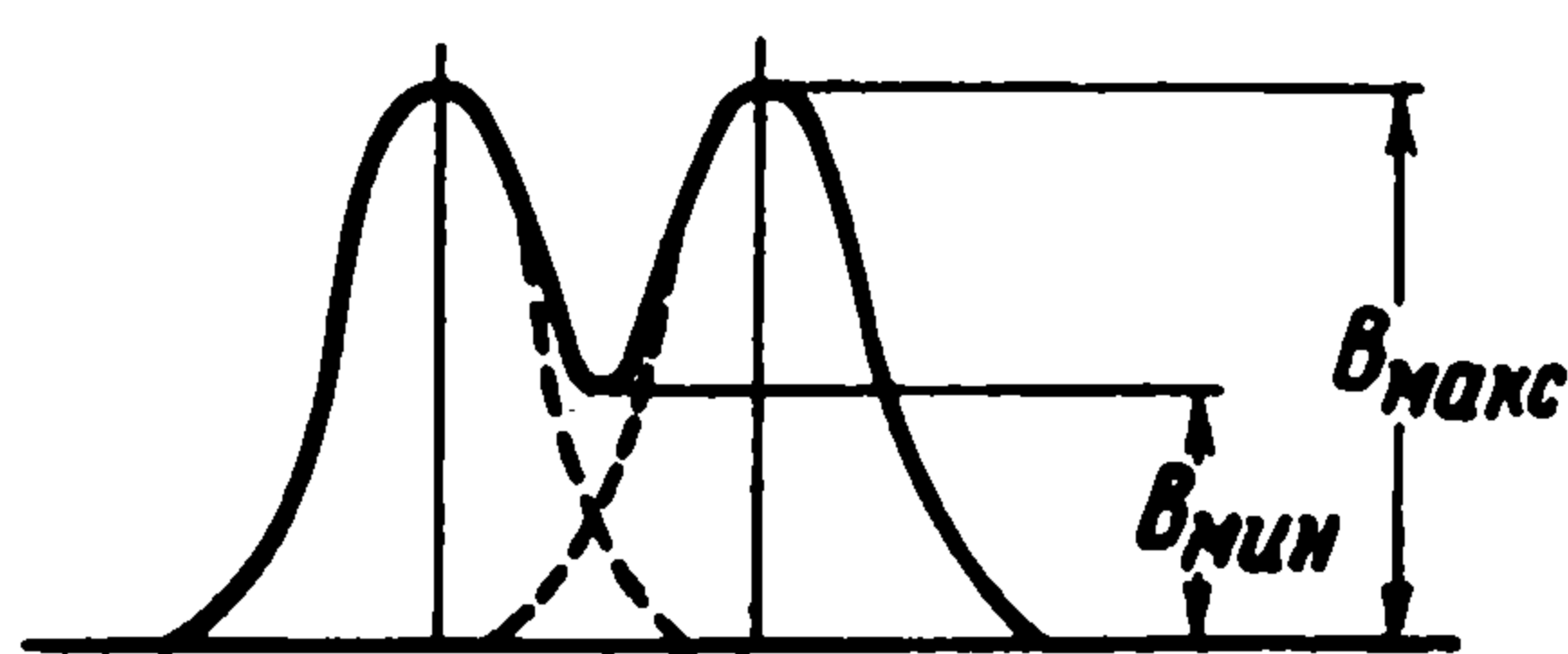


Рис. 18-11. К определению разрешающей способности.

Если теперь увеличивать число импульсов, то расстояние между ними будет уменьшаться, и в конце концов наступит момент, когда отдельные импульсы различить будет невозможно. Иными словами, трубка перестанет разрешать импульсы или, что то же, временной интервал между ними.

Таким образом, разрешающая способность осциллографической трубки может быть охарактеризована максимальным числом импульсов с шириной, равной ширине пятна на экране, укладываемых без перекрытия на линии развертки.

Если теперь взять некоторую осциллограмму, то можно сказать, что реально трубка способна при данной скорости развертки дать информацию только о тех деталях осциллограммы, расстояние между которыми больше того расстояния, при котором соседние импульсы в предыдущем примере перекрываются.

Следовательно, разрешающая способность осциллографической трубки характеризует степень точности воспроизведения исследуемого с ее помощью процесса, т. е. основное качество трубки. Уместно вспомнить, что ширина пятна на экране трубки является величиной неопре-

деленной, так как плотность тока в нем, а следовательно, и яркость распределены в первом приближении (см. § 15-3) по закону вида

$$j_{\Pi}(B_{\Pi}) = Ae^{-\frac{b^2}{r^2}}. \quad (18-1)$$

Поэтому при наложении двух импульсов, соответствующих ширине пятна, суммарная яркость будет соответствовать кривой, изображенной на рис. 18-11, и различимость их будет зависеть от так называемого коэффициента модуляции яркости

$$M = \frac{B_{\text{макс}} - B_{\text{мин}}}{B_{\text{макс}}} \cdot 100\%, \quad (18-2)$$

минимально допустимая величина которого зависит от свойств приемника излучения и в случае человеческого глаза должна быть не менее 10—15%.

Если говорить о факторах, определяющих разрешающую способность, то в первую очередь необходимо указать на конструкцию электронной пушки, от которой зависит минимальный размер изображения скрещения пучка на экране трубки.

Кроме того, размер пятна, а следовательно, и разрешающая способность будут зависеть от величины аберраций, в первую очередь сферической, электронных линз пушки и искажений, вносимых отклоняющей системой. Эти эффекты можно уменьшить с помощью ограничивающих диафрагм, хотя следует помнить, что при этом уменьшается яркость пятна на экране. Искажения при отклонении можно уменьшить, уменьшая углы отклонения, хотя при этом уменьшается и размер осциллограммы.

Режим работы электронной пушки также влияет на разрешающую способность. При этом, как следует из рассмотренного выше материала, увеличение тока пучка должно приводить к уменьшению разрешающей способности, а увеличение потенциала второго анода и экрана — к ее повышению.

Наконец, разрешающая способность должна зависеть и от структуры и толщины экрана из-за рассеяния света, излучаемого люминофором, на гранях зерен, образующих экран. В этом случае лучшими свойствами обладают сублимат-экраны, в которых рассеяние света очень мало.

Среди многочисленных методов измерения разрешающей способности наиболее простым является так называемый метод сжатого раstra. Суть его состоит в том, что сформированный на экране трубки растр из n строк сжимается по кадру, т. е. в направлении, перпендикулярном строкам, путем уменьшения величины соответствующего (кадрового) отклоняющего напряжения на пластинах. При этом в некоторый момент при высоте раstra h наблюдатель перестает различать отдельные строки.

Тогда разрешающая способность может быть определена как отношение $\frac{L}{h/n}$, где L — номинальная высота рабочего

участка экрана. Иными словами, разрешающая способность определяется как число строк, уместяющихся без перекрытия на рабочем участке экрана трубки. Часто для осциллографических трубок в качестве параметра, определяющего разрешающую способность, задается ширина линии, определяемая отношением h/n . При этом следует иметь в виду, что из-за искажений при отклонении разрешающая способность может быть различной в центре экрана и на его периферии, а также при различной ориентации строк раstra на экране. Поэтому для полной характеристики разрешающей способности ЭЛТ она должна измеряться в различных местах экрана дважды при взаимно перпендикулярной ориентации строк.

18-3. ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ОТКЛОНЕНИЯ

Принцип работы осциллографической трубки как трубки с модуляцией пучка по отклонению предусматривает желательность максимальной эффективности отклоняющей системы. Однако простое увеличение чувствительности само по себе не решает задачи создания трубки, позволяющей наилучшим образом исследовать те или иные процессы.

Как было показано в § 16-1, чувствительность электростатического отклонения [см. (16-7)] может быть выражена в простейшем случае как

$$\epsilon_{ст} = \frac{aL}{2dU_a}. \quad (18-3)$$

Следовательно, применяя более совершенную форму отклоняющих пластин, увеличивая их протяженность a , уменьшая расстояние между ними d и тем самым увеличивая угол отклонения α , можно повысить чувствительность отклонения. Но совершенно ясно, что при этом из-за искажений растет размер пятна на экране, т. е. ухудшается разрешающая способность.

Второй путь повышения $\epsilon_{ст}$, вытекающий из (18-3), заключается в увеличении расстояния от пластин до экрана L . Но при этом возрастает время пролета электронов и становится более заметным эффект их взаимного расталкивания, что опять-таки приводит к росту размеров пятна и снижению разрешающей способности.

Наконец, последний путь может заключаться в снижении энергии электронов, т. е. величины рабочего напряжения трубки. Но в этом случае ясно, что, во-первых, будет уменьшаться яркость пятна на экране трубки, а во-вторых, будет также снижаться ее разрешающая способность.

Следовательно, два важнейших параметра осциллографической ЭЛТ — разрешающая способность и чувствительность отклонения — оказываются тесно связанными, причем улучшение одного из них может приводить к ухудшению другого.

Добиваясь повышения чувствительности, т. е. стремясь получить трубку, реагирующую на возможно меньшие величины сигнала, мы получаем ухудшение разрешающей способности, т. е. качества воспроизведения этого сигнала. Однако этого мало. Сама возможность фиксации слабого сигнала на экране ЭЛТ оказывается зависящей не только от чувствительности, но и от разрешающей способности.

Действительно, при уменьшении U_c величина отклонения пучка от линии развертки уменьшается. Но при этом возможность обнаружения сигнала зависит не столько от абсолютной величины отклонения, которое в крайнем случае может быть зафиксировано с помощью лупы или микроскопа, сколько от соотношения между величиной отклонения и шириной линии развертки, которая соответствует ширине пятна и определяет разрешающую способность.

Уверенно фиксировать и тем более измерять величину отклонения можно, если оно по крайней мере в несколько раз превышает ширину линии развертки.

Рассмотрим для примера две трубки со следующими параметрами:

1-я трубка: $\varepsilon_{\text{ст}}=1$ мм/в; $d_{\text{п}}=1$ мм;

2-я трубка: $\varepsilon_{\text{ст}}=1$ мм/в; $d_{\text{п}}=0,1$ мм.

Ясно, что хотя чувствительность в обоих случаях одинакова, при подаче на отклоняющие пластины $U_c=1$ в сигнал на экране первой трубки не может быть зафиксирован, в то время как вторая трубка позволяет уверенно зафиксировать и измерить его.

Таким образом, чувствительность к отклонению сама по себе еще недостаточно характеризует качество ЭЛТ. Необходимо одновременно иметь в виду и разрешающую способность, и только оба эти параметра в совокупности достаточно полно характеризуют трубку. Они могут быть оценены с помощью так называемой относительной, или удельной, чувствительности отклонения, за которую можно принять величину напряжения на отклоняющих пластинах, необходимую для отклонения пятна на величину, равную его диаметру. Действительно, оперируя относительной чувствительностью в только что приведенном примере, где она для первой трубки равна 1 в, а для второй 0,1 в, можно сказать, что качество второй трубки выше.

Из сказанного ясно, что для улучшения свойств трубок желательно одновременное повышение как чувствительности отклонения, так и разрешающей способности, что, как мы видим, находится в противоречии. В какой-то мере обойти это противоречие удастся с помощью так называемого послеускорения электронного пучка. В этом случае электронная пушка обычной конструкции имеет сравнительно небольшое напряжение второго анода (1—2 кВ), позволяющее получить приемлемую чувствительность отклоняющих пластин. Далее уже отклоненный пучок дополнительно ускоряется полем третьего анода, помещенного перед экраном трубки. Этот анод представляет собой обычно дополнительное проводящее покрытие на внутренней поверхности конической части баллона, уже не соединенное со вторым анодом, а имеющее самостоятельный вывод на конусе трубки, на который подается напряжение U_{a3} , большее, чем U_{a2} .

Достигаемое таким образом повышение потенциала экрана приводит к уменьшению величины пятна [см. (15-10)]; кроме того, увеличение скорости электронов

снижает эффект расширения пучка пространственным зарядом.

Конструкция трубки с послеускорением приведена на рис. 18-12. Следует учесть, что между проводящими покрытиями второго и третьего анодов образуется иммерсионная линза, которая неизбежно будет несколько фокусировать пучок, отклоняя его к оси и уменьшая чувствительность отклонения. Поэтому во избежание слиш-

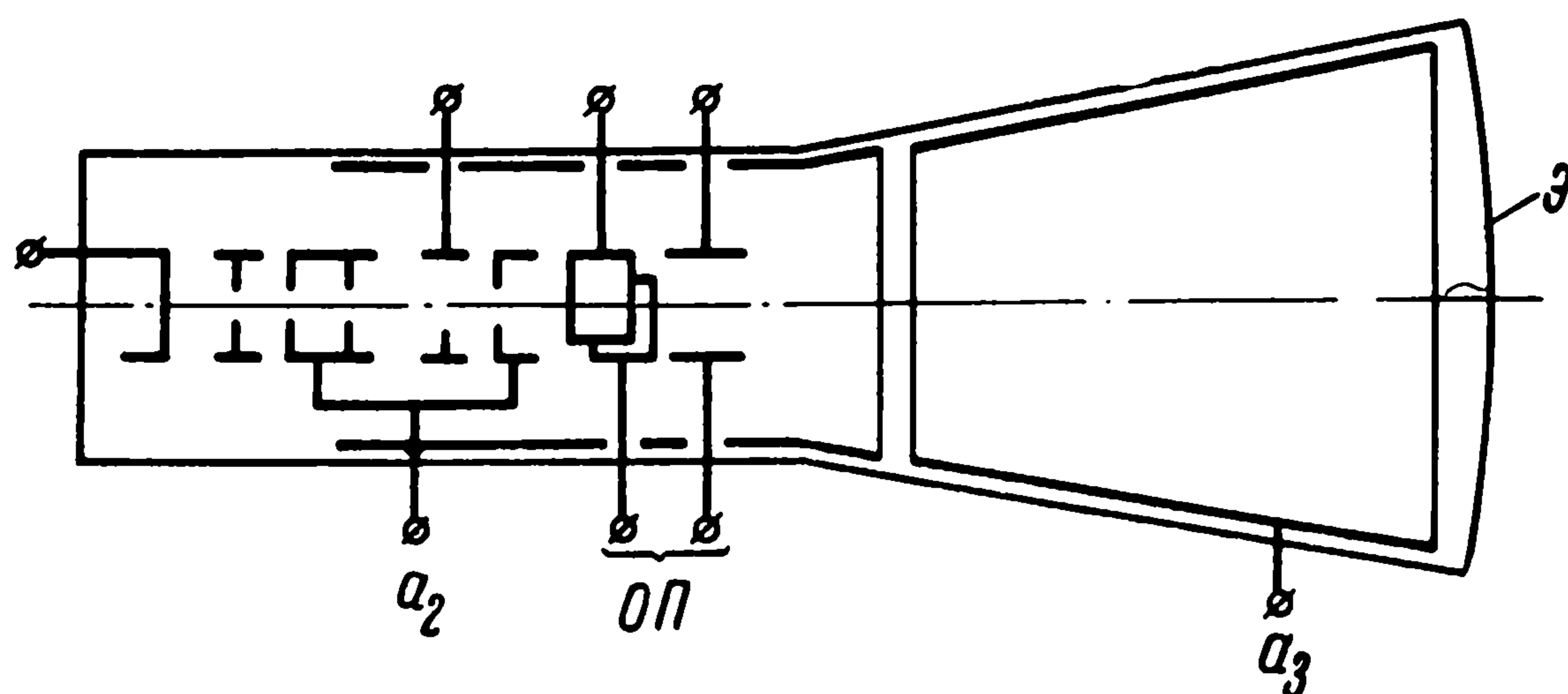


Рис. 18-12. Электроннолучевая трубка с послеускорением пучка.

a_2 — второй анод; ОП — отклоняющие пластины; a_3 — третий анод; Э — экран.

ком большой потери чувствительности отношение U_{a3}/U_{a2} не должно превышать 2—2,5. В случае же необходимости дальнейшего повышения потенциала экрана применяется несколько ступеней послеускорения с помощью нанесенных на внутреннюю поверхность прово-

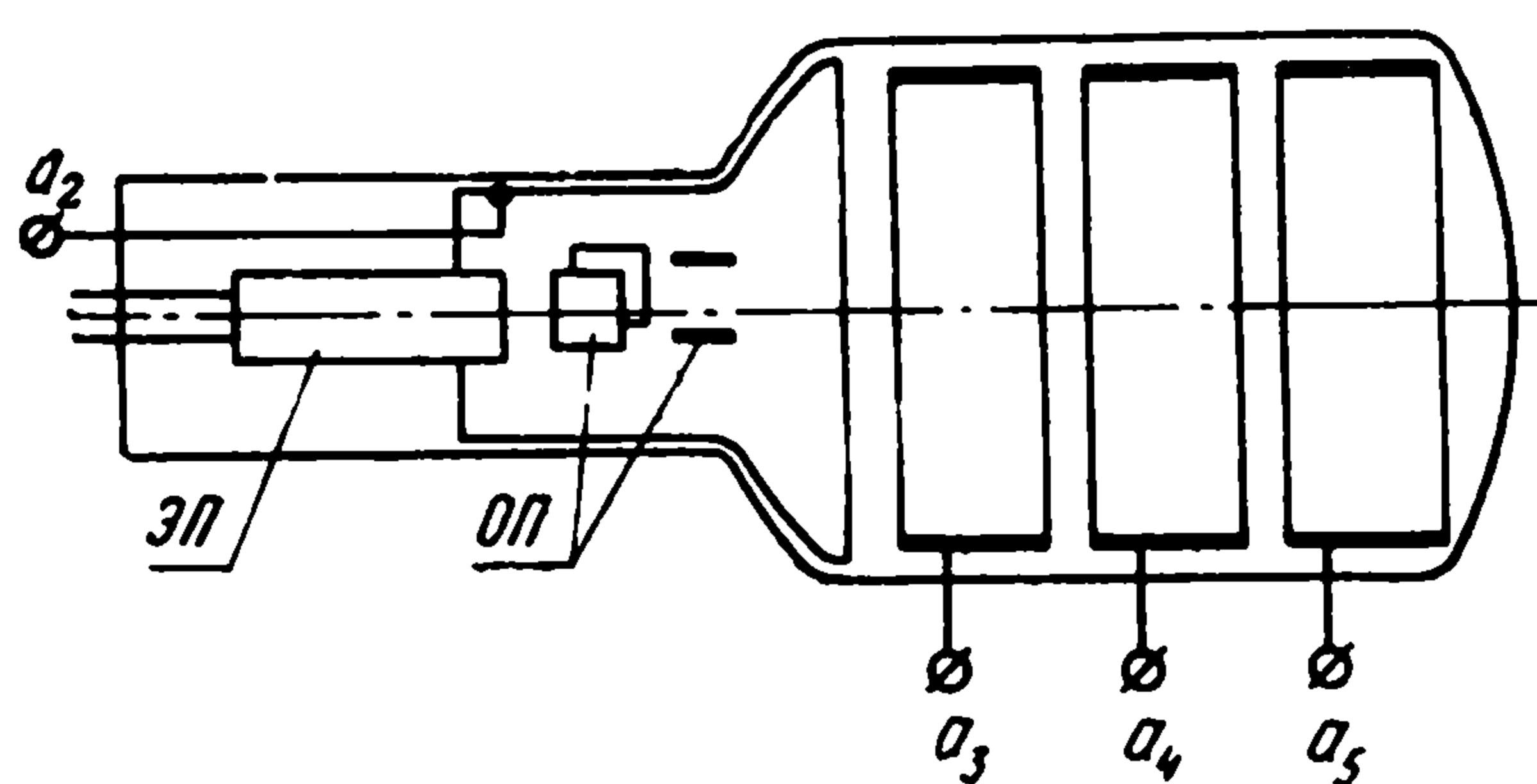


Рис. 18-13. Электроннолучевая трубка с несколькими ступенями послеускорения.

ЭП — электронная пушка; ОП — отклоняющие пластины; a_3 , a_4 , a_5 — аноды послеускорения.

дящих покрытий (рис. 18-13), потенциал которых последовательно повышается. Еще более совершенным, создающим более равномерное послеускоряющее поле является способ нанесения на внутреннюю поверхность колбы проводящей спирали, один конец которой соеди-

Т а б л и ц а 18-2

Тип трубки	Диаметр ра- бочей части экрана, см	Фокусирую- щее напряже- ние первого анода, в	Напряжение второго анода, в	Напряжение третьего анода, в	Напряжение четвертого анода, в	Напряжение пятого анода, в	Чувствительность от- клонения, мм/в	
							верхние пластины	нижние пластины
7ЛО1А } 7ЛО1М }	5,2	100—235	1 400	2 800	—	—	0,11	0,13
7ЛО55И 8ЛО39В 13ЛО36В	6,0 7,0 10,8	80—180 320—480 375—690	1 100 2 000 2 000	2 000 4 000 4 000	— — —	— — —	0,15 0,20 0,36	0,18 0,175 0,41
13ЛО37А } 13ЛО37И } 13ЛО37М }	10,8	300—520	1 500	3 000	—	—	0,37	0,43
18ЛО1А ¹ 18ЛО47А } ¹ 18ЛО47В }	15,2 15,2	1 000±150 400—700	4 000 2 000	8 000 6 000	— —	— —	0,16 0,23	0,23 0,25
31ЛО33В 13ЛО4И 13ЛО54А } 13ЛО54В } 13ЛО54М }	25,0 10,8 7,5×7,5	800—1 500 300—550 300	4 300 1 500 1 500	5 500 5 000 3 500	— 8 000 6 000	— — 8 000	0,24 0,2	0,26 0,25 0,20
22ЛО1А ²	15×15	500±150	2 000	4 000	—	—	0,28	0,6

¹ Двухлучевая трубка.
² Пятилучевая с прямоугольным экраном.

нен со вторым анодом, а на второй, примыкающий к экрану, подается потенциал послеускорения. В такой конструкции нарастание ускоряющего напряжения происходит постепенно, а искажения и потеря чувствительности при работе трубки будут наименьшими.

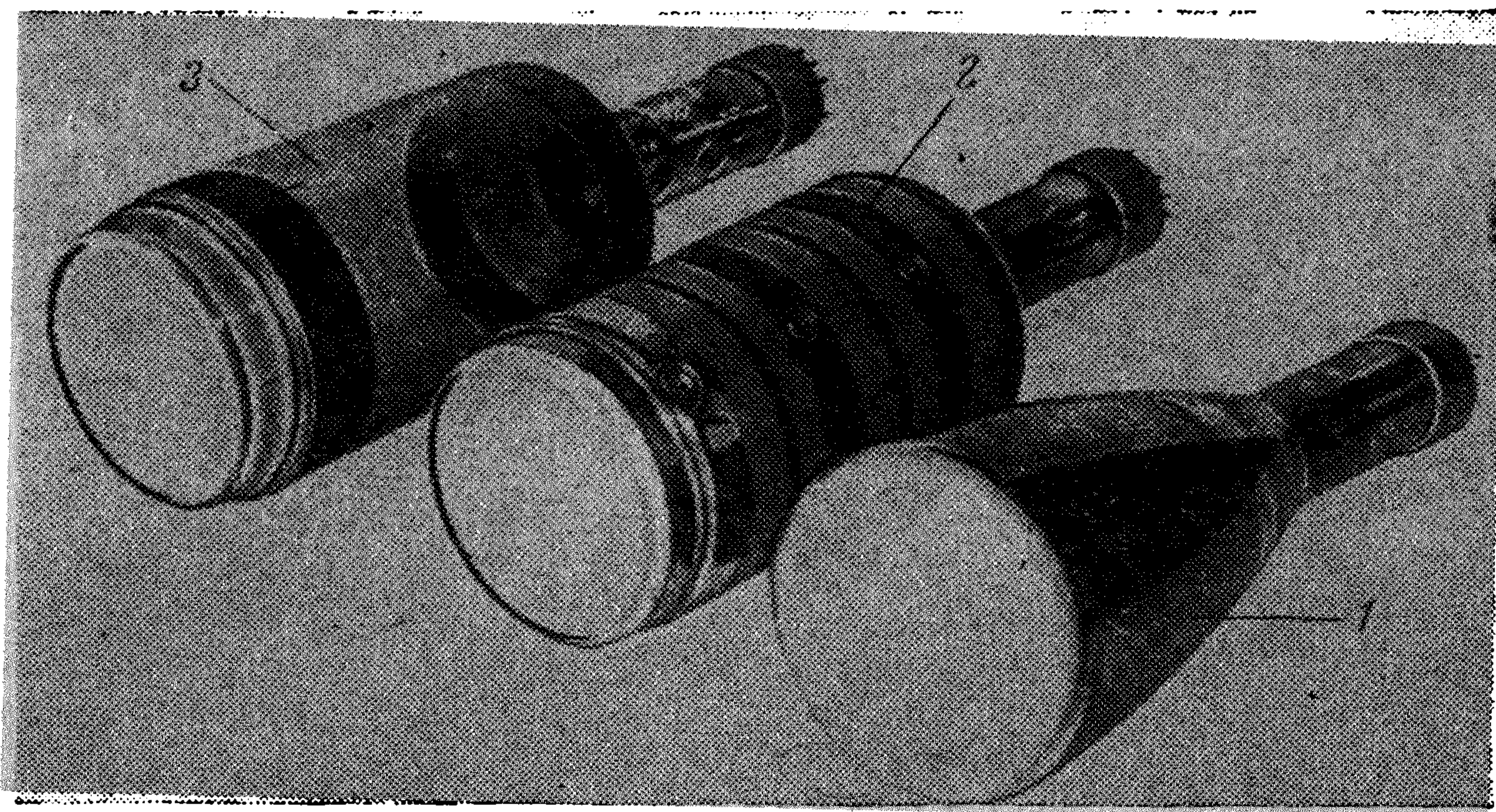


Рис. 18-14. Осциллографические трубки с послеускорением.

1 — с одним анодом послеускорения; 2 — с тремя анодами послеускорения; 3 — со спиральным послеускоряющим электродом.

Внешний вид осциллографических трубок с послеускорением приведен на рис. 18-14, а основные параметры некоторых из них приводятся в табл. 18-2.

18-4. СКОРОСТЬ ЗАПИСИ

Если процесс, который необходимо исследовать с помощью ЭЛТ, протекает достаточно быстро и не является периодическим, то для того чтобы «развернуть» его во времени, очевидно, необходимо увеличивать скорость, с которой электронный пучок движется вдоль линии развертки по экрану. При росте этой скорости сокращается время облучения электронами пучка отдельных участков экрана и, следовательно, уменьшается количество световой энергии, излучаемой люминофором. При определенной скорости она может уменьшиться настолько, что потемнение пленки, на которую производится фотографирование осциллограммы, окажется столь незначительным, что осциллограмму трудно будет зафиксировать. Степень почернения характеризуется величиной $S = \lg \frac{K_0}{K}$, где K и K_0 — соответ-

ственно коэффициенты прозрачности пленки для участков, на которых зафиксирована осциллограмма и на которых засветка пленки отсутствовала. Минимально допустимой считается величина $S=0,1$. В этом случае можно сказать, что мы достигли предельной для данной трубки скорости записи. Ее величина зависит, помимо эф-

фективности экрана, от режима работы трубки, т. е. от тока пучка и рабочего напряжения. Однако путь увеличения скорости записи за счет увеличения тока пучка является ограниченным, так как ведет, очевидно, к снижению разрешающей способности. Поэтому более перспективным является повышение рабочего напряжения прибора U_a . При этом вместе с ростом энергетической отдачи экрана достигается и повышение разрешающей способности.

Очевидно, что послеускорение электронного пучка дает возможность повысить величину предельной скорости записи. Вторым возможным путем может быть повышение напряжения второго анода, что связано, правда, с потерей чувствительности. Однако если при этом разрешающая способность высока, то осциллограмма, несмотря на ее малые размеры, может быть зафиксирована с помощью микроскопа.

В качестве примера можно привести данные для двух трубок из обзора, приводимого в книге Льюиса [Л. 63].

Первая трубка имеет $U_{a2}=3$ кВ и послеускоряющее напряжение $U_{a3}=8$ кВ относительно катода. При этом $d_{\text{п}}=0,9$ мм; относительная чувствительность 2,8; предельная скорость записи 1 800 км/сек.

Во второй трубке с высоким анодным напряжением, равным 50 кВ, послеускорение не используется. Однако малое $d_{\text{п}}=0,01$ мм позволяет получить приемлемую относительную чувствительность порядка 10 при скорости записи 2 000 км/сек.

Следует отметить, что в случае необходимости достижения скоростей записи порядка десятков и сотен тысяч километров в секунду обычно применяются высоковольтные с рабочим напряжением в сотни киловольт разборные трубки, в которых фотопленка, помещенная внутри прибора, непосредственно облучается электронным пучком. Такие трубки требуют постоянной откачки, являются весьма громоздкими и применяются, как правило, как уникальные приборы лишь для специальных исследований.

18-5. ЧАСТОТНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ОТКЛОНЯЮЩЕЙ СИСТЕМЫ

До сих пор, говоря об отклонении электронного пучка в осциллографической трубке, мы полагали, что электроны пучка отклоняются постоянным во времени напряжением на пластинах U . Тогда для оценки угловой чувствительности справедливо выражение (16-8). Однако это можно считать справедливым, если отклоняющее напряжение на пластинах за время пролета электронами поля пластин $\tau=a/v_z$, где a — длина пластин, а v_z — скорость электронов пучка, меняется незначительно. Если же отклоняющее напряжение за время τ меняется значительно, то соображения, изложенные в § 16-1, и соответственно выражение (16-8) оказываются неверными. В этом случае уравнение движения электронов в поле отклоняющих пластин может быть записано в таком же виде,

как и уравнение (16-2), а именно:

$$m \frac{d^2 y}{dt^2} = e \frac{U(t)}{d}, \quad (18-4)$$

с той, однако, разницей, что отклоняющее напряжение на пластинах есть функция времени $U(t)$. Интегрируя выражение (18-4), получаем:

$$\frac{dy}{dt} = v_y = \frac{e}{md} \int_t^{t+t_1} U(t) dt = \frac{dy}{dz} \frac{dz}{dt} = v_z \frac{dy}{dz},$$

где t_1 — момент времени, соответствующий нахождению электрона в той или иной точке поля пластин¹.

Отсюда величина $\operatorname{tg} \alpha$ — угла отклонения электронов по выходе из пластин при $t_1 = \tau$ равна:

$$\operatorname{tg} \alpha = \left(\frac{dy}{dz} \right)_{z=a} = \frac{e}{mdv_z} \int_t^{t+\tau} U(t) dt. \quad (18-5)$$

Если предположить, что $U(t) = U_0 \sin \omega t$, т. е. является простым гармоническим колебанием, то интегрирование (18-5) дает:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{eU_0}{mdv_z \omega} [\cos \omega t - \cos \omega (t + \tau)].$$

Преобразуя это выражение согласно правилам тригонометрии, получаем:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{eU_0}{mdv_z \omega} \cdot 2 \sin \omega \left(t + \frac{\tau}{2} \right) \sin \frac{\omega \tau}{2}.$$

Умножая и деля полученное выражение на v_z и заменяя в числителе v_z на a/τ , а в знаменателе — на пройденную электронами разность потенциалов U_a , получаем:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \alpha &= \frac{eU_0}{md\omega} \frac{2 \frac{a}{\tau}}{\frac{2e}{m} U_a} \sin \omega \left(t + \frac{\tau}{2} \right) \sin \omega \frac{\tau}{2} = \\ &= \frac{aU_0}{2dU_a} \frac{\sin \frac{\omega \tau}{2}}{\frac{\omega \tau}{2}} \sin \omega \left(t + \frac{\tau}{2} \right). \end{aligned} \quad (18-6)$$

Здесь величина

$$\frac{aU_0}{2dU_a}$$

¹ Считая t временем влета электрона в отклоняющее поле.

представляет собой статическую угловую чувствительность отклонения $\sigma_{ст}$, а множитель

$$\frac{\sin \frac{\omega\tau}{2}}{\frac{\omega\tau}{2}},$$

зависящий от величины $\omega\tau/2$ (назовем ее углом пролета), характеризует изменение чувствительности, вызванное зависимостью отклоняющего напряжения от времени. При этом величина

$$\sigma_{дин} = \sigma_{ст} \frac{\sin \frac{\omega\tau}{2}}{\frac{\omega\tau}{2}}$$

(назовем ее динамической чувствительностью) стремится к $\sigma_{ст}$ при уменьшении угла пролета $\omega\tau/2$.

Проведенное рассмотрение позволяет сделать следующие выводы:

1. Если исследуемый сигнал представляет собой простое гармоническое колебание, то он будет воспроизводиться как простое гармоническое колебание, т. е. без искажения формы. Однако амплитуда осциллограммы будет зависеть от угла пролета, а сама осциллограмма будет сдвинута по фазе относительно сигнала на величину $\omega\tau/2$.

2. Если угол пролета $\omega\tau/2 = n\pi$, где n — любое целое число (физически это означает, что время пролета равно целому числу периодов отклоняющего напряжения), то динамическая чувствительность становится равной нулю.

Если же $\omega\tau/2 = (2n-1)\pi$, то $\sigma_{дин}$ проходит через максимум, абсолютная величина которого, однако, уменьшается с ростом n .

3. В случае если исследуемый сигнал имеет сложную форму, т. е. может быть представлен как сумма простых гармонических колебаний с разными ω , то будет искажаться и сама форма сигнала, так как $\omega\tau/2$ для каждой простой гармонической составляющей окажется различной.

Зависимость $\sigma_{дин}$ от угла пролета иллюстрируется рис. 18-15, на котором видно, что заметные искажения уже могут иметь место, если частота сигнала f порядка

$(0,2 \div 0,3) f_1$, соответствующей $\omega\tau/2 = \pi$, когда τ равно периоду исследуемого сигнала T .

В качестве примера можно указать, что если $U_a = 40$ кВ, что соответствует $v_z \approx 1,5 \cdot 10^{10}$ см/сек, а длина отклоняющих пластин $a = 6$ см, то $\tau = 4 \cdot 10^{-10}$ сек и при частоте $f = 10^{10}$ гц, $T = \tau$, а $\sigma_{\text{дин}} = 0$. Однако заметные искажения появятся уже при 10^9 гц, а при более низких U_a еще раньше.

Такого рода искажения следует иметь в виду при исследовании с помощью ЭЛТ сверхвысокочастотных колебаний. Кроме того, на высоких частотах начнут сказываться индуктивности вводов отклоняющих пластин и емкости между ними, что также приведет к появлению

искажений. Поэтому первой мерой расширения частотного диапазона отклоняющей системы являются отказ от устройства вводов пластин через общую ножку и переход к коротким вводам, впаянным в колбу непосредственно перед пластинами, что уменьшает индуктивность вводов и емкости между ними. Далее можно уменьшить длину пластин при одновременном увеличении U_a , что приведет к уменьшению угла пролета. Это дает возможность расширить частотный диапазон до нескольких тысяч мегагерц. Однако при этом уменьшается чувствительность отклонения. Поэтому использование такого способа, так же как и в случае повышения скорости записи, предусматривает обеспечение высокой разрешающей способности и возможности фиксации осциллограмм с помощью микроскопа.

Более радикальным средством, позволяющим избежать резкого падения чувствительности, является применение отклоняющих систем с бегущей волной, представляющих собой по существу длинные линии.

Если несколько пар коротких отклоняющих пластин, имеющих емкость C , соединить через небольшие индуктивности L , как это показано на рис. 18-16, то получится длинная линия с сосредоточенными постоянными. Если линия нагружена на волновое сопротивление $Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}}$, то

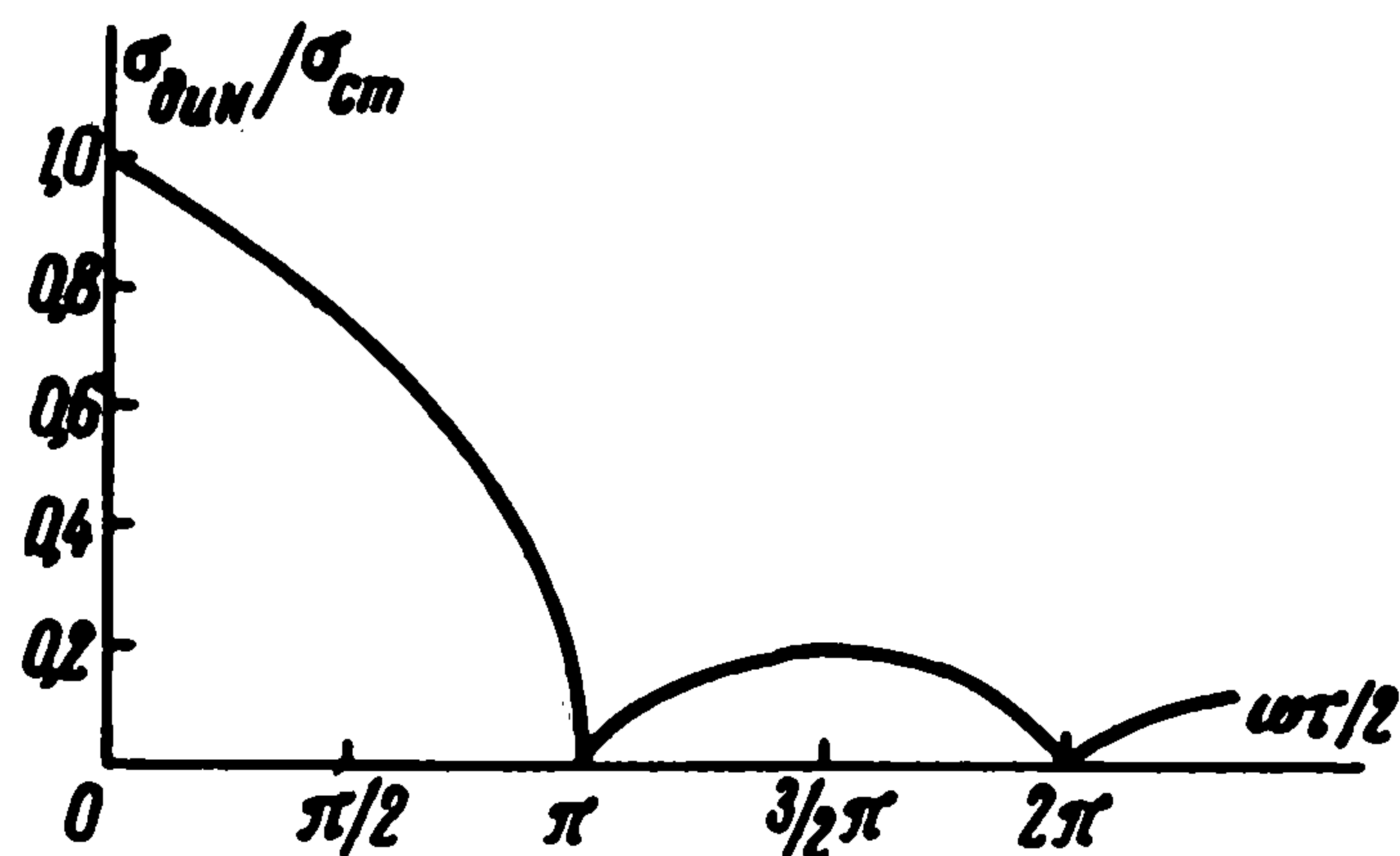


Рис. 18-15. Частотная характеристика отклоняющей системы.

при подаче на вход ее со стороны электронной пушки исследуемого сигнала он будет распространяться вдоль линии, не вызывая отраженной волны. При этом если время задержки каждой секции $T = \sqrt{LC}$ подобрано так, что она равняется времени пролета электронов от-

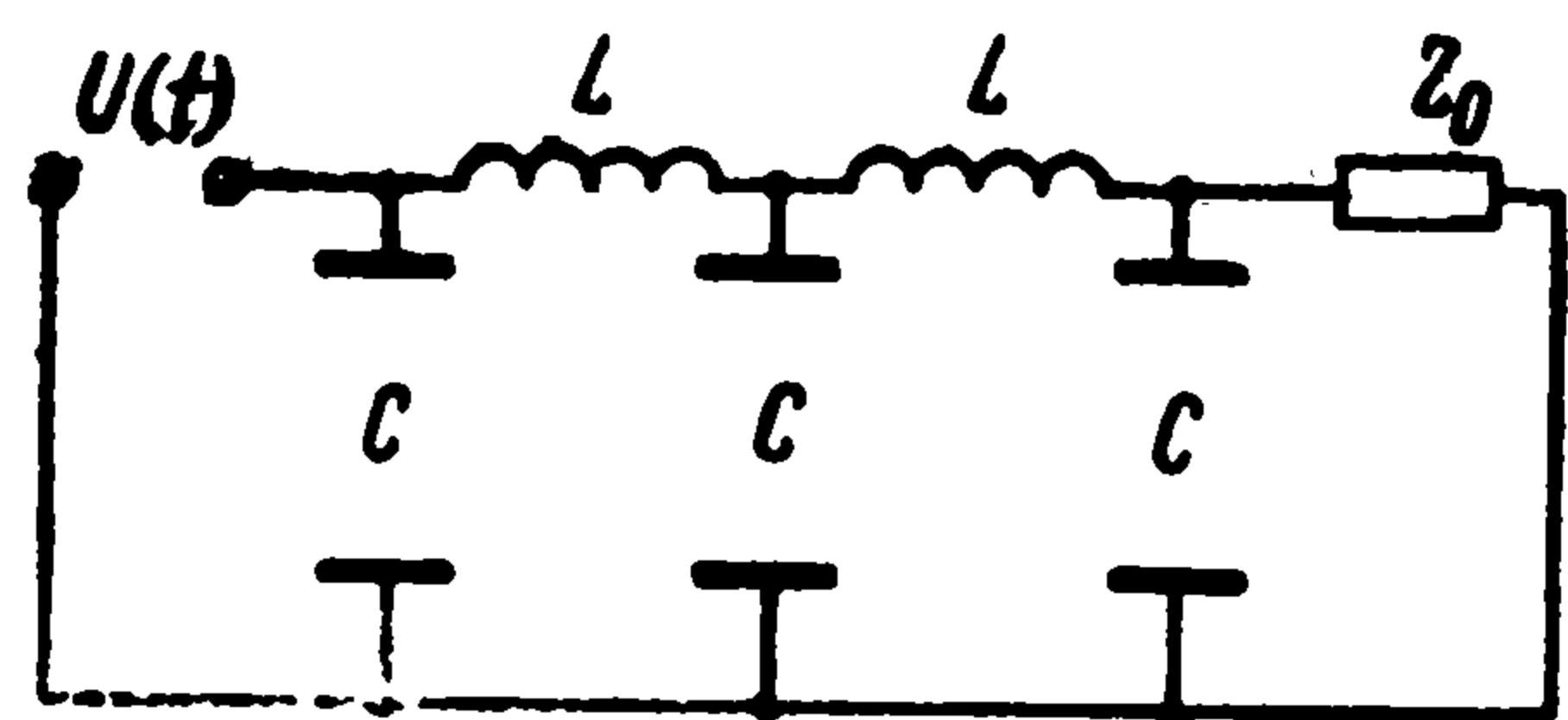


Рис. 18-16. Отклоняющая система в виде длинной линии с сосредоточенными постоянными.

клоняемого пучка между двумя секциями, то частотные искажения такой системы будут соответствовать углу пролета одной короткой секции, а чувствительность отклонения будет повышаться с увеличением числа секций.

Дальнейшим развитием такой отклоняющей системы является переход к линии с распределенными постоянными. Она может быть выполнена как сочетание двух пластин, из которых первая является плоской, а вторая свернута в спираль (рис. 18-17). Размеры пластин и расстояния между ними подобраны так, чтобы парамет-

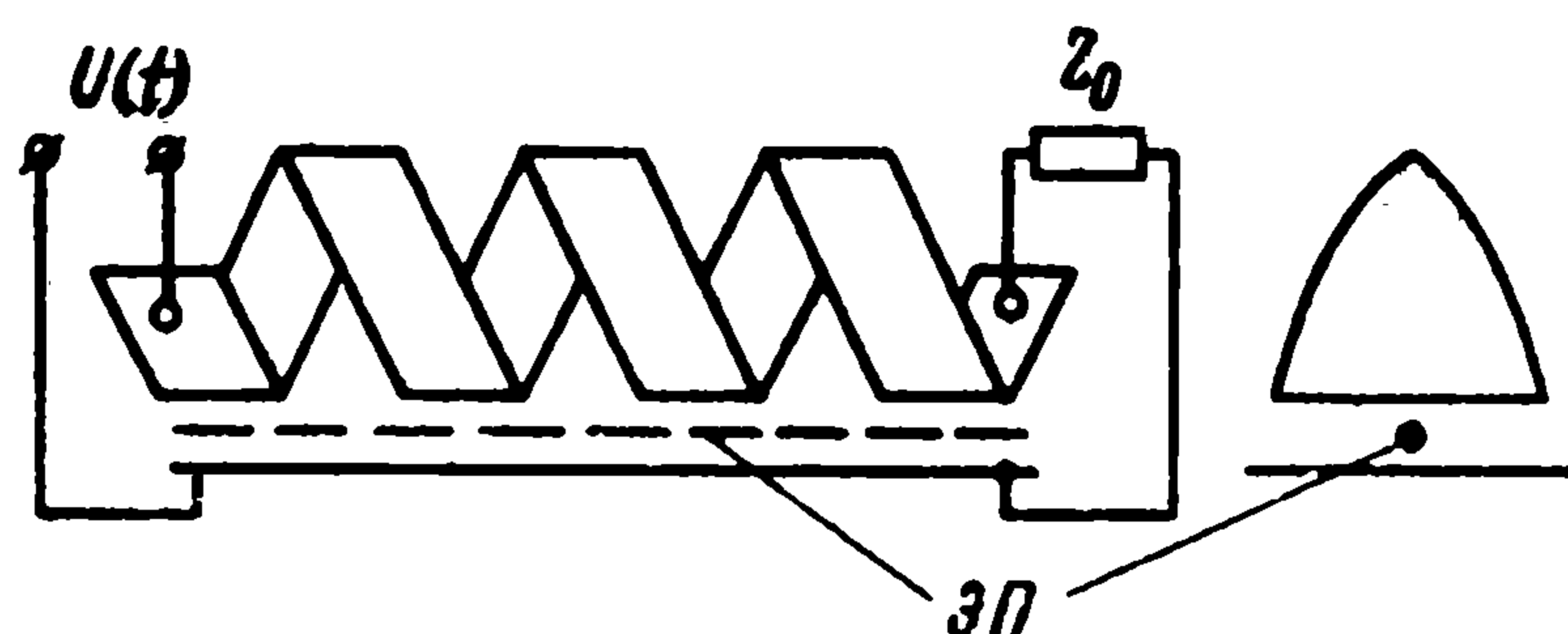


Рис. 18-17. Отклоняющая система с бегущей волной.

ЭП — электронный пучок.

ры получающейся линии обеспечивали скорость распространения волны вдоль нее, равную скорости отклоняемого пучка. Такого рода системы расширяют частотный диапазон до сотен и тысяч мегагерц при достаточно высокой относительной чувствительности отклонения (порядка 0,5—1).

Более подробный разбор принципов работы и особенностей осциллографических ЭЛТ можно найти в монографиях [Л. 50, 52, 64].

ПРИЕМНЫЕ ТЕЛЕВИЗИОННЫЕ ТРУБКИ (кинескопы)

19-1. ОСНОВНОЙ ПРИНЦИП ПЕРЕДАЧИ ТЕЛЕВИЗИОННОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ

Приемная телевизионная трубка — кинескоп является выходным устройством телевизионной системы, осуществляющей передачу изображения на расстояние.

В самом общем виде такая система может быть представлена в виде передающего телевизионного прибора, преобразующего освещенность элементов передаваемой картины (объекта) в электрические сигналы (видеосигнал), и линии связи, через которую сигнал подается на кинескоп, осуществляющий преобразование видеосигнала вновь в видимое изображение.

Если представить себе некоторый объект, то в принципе он содержит бесконечное количество информации, выражающейся в яркости различных его точек. Передать эту информацию по одному или конечному числу линий связи невозможно.

Однако человеческий глаз из-за конечной величины разрешающей способности его и не воспринимает всей этой информации.

Если разбить объект на отдельные элементы и заменить переменную в пределах каждого элемента освещенность ее средней величиной, то картина станет нечеткой, пятнистой. С уменьшением размеров элементов картина будет все больше приближаться к реальному объекту. Однако, начиная с некоторого момента, глаз уже не будет воспринимать это улучшение, так как он окажется неспособным различать отдельные элементы.

Таким образом, если среднюю освещенность таких малых элементов объекта воспроизвести с помощью электрических сигналов на соответствующих элементах изображения, то это изображение для наблюдателя окажется совпадающим с объектом. Но для одновременного воспроизведения всех элементов потребовалось бы огромное число линий связи, равное числу элементов.

Однако, используя еще одно ограничение зрения, а именно его инерционность, можно сигналы, соответствующие освещенности элементов, передавать и воспроизводить по очереди, используя одну линию связи, так что-

бы время передачи всех элементов уложилось в отрезок времени, меньший 0,1 сек. Тогда наблюдатель увидит сплошное изображение. Если же этот процесс повторять с частотой больше 10 раз в секунду, то наблюдатель увидит вместо быстрой смены картин (кадров) непрерывно движущееся изображение, подобно тому как это происходит в кино. В этом и заключается основной принцип современного телевидения. Для его осуществления необходимо на передающей стороне разложить объект по всей его площади на малые элементы, или, как говорят,

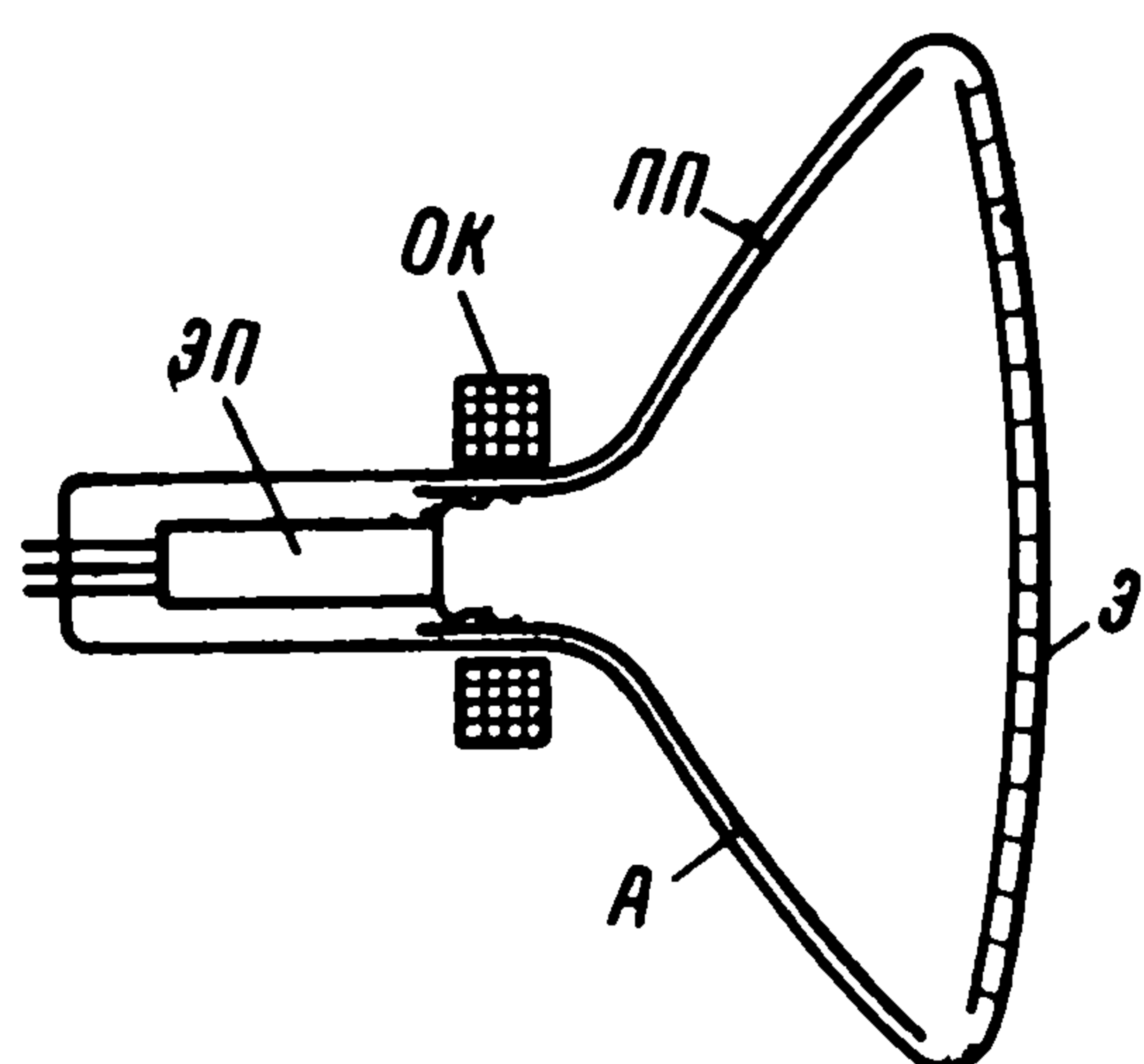


Рис. 19-1. Схема устройства кинескопа.

ЭП — электронная пушка;
ОК — отклоняющие катушки;
ПП — проводящее покрытие;
А — вывод анода;
Э — экран.

развернуть объект, и в процессе этой развертки выработать видеосигналы, несущие информацию об освещенности элементов.

На приемной же стороне необходимо с помощью некоторого развертывающего элемента строго синхронно с разверткой объекта развернуть все поле изображения, изменяя при этом яркость развертывающего элемента в соответствии с поступающими по линии связи видеосигналами.

Если развертывающий элемент на приемной стороне также достаточно мал, качество изображения будет хорошим. Та-

ким развертывающим элементом в кинескопе является электронный пучок, который чертит на его экране систему строк, образующую, как указывалось выше, прямоугольный растр. Для этого необходимо на одной паре отклоняющих элементов, обычно катушек, создать пилообразное изменение тока с достаточно высокой (строчной) частотой, а на другой паре — такое же изменение тока, но с гораздо меньшей (кадровой) частотой. Тогда, пробегая по строке и быстро за время обратного хода возвращаясь, электронный пучок будет сравнительно медленно смещаться сверху вниз по кадру, образуя, если число строк достаточно велико, сплошное, равномерно освещенное прямоугольное поле.

Если же в это время между модулятором и катодом подается видеосигнал, меняющий ток пучка, а следовательно, и яркость развертываемых участков экрана в соответствии с освещенностью соответствующих элементов

объекта, то на экране воспроизводится изображение этого объекта. При этом частоты строк и кадров должны соответствовать сформулированным выше требованиям и согласно советскому телевизионному стандарту равняются соответственно 15 625 и 25 гц (или при чересстрочной развертке 50 гц). Следовательно, в каждом кадре содержится 625 строк.

Таким образом, кинескоп представляет собой электроннолучевую трубку, схематически представленную на рис. 19-1, оснащенную отклоняющей системой и имеющую в своем баллоне люминесцирующий экран и электронную пушку, от тока луча которой зависит яркость свечения экрана.

Следовательно, в отличие от осциллографических трубок, в которых информация содержится в отклонении пучка, кинескопы передают информацию благодаря переменной яркости экрана и могут быть названы трубками с модуляцией пучка по яркости или просто трубками с яркостной модуляцией.

19-2. ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ КИНЕСКОПОВ, ИХ КОНСТРУКТИВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ

За 60 лет, прошедших с момента появления в России трубки Розинга — первого весьма несовершенного кинескопа, параметры этого класса электроннолучевых приборов непрерывно улучшались, все более полно удовлетворяя предъявляемым к ним требованиям. Основными из этих требований можно считать следующие.

Размеры изображения и трубки в целом. Оптимальный размер изображения (растра) на экране обычного кинескопа можно установить из следующих соображений. Наиболее удобный угол зрения для наблюдения составляет величину порядка 15° . Если принять за наиболее типичное для наблюдения расстояние порядка 2 м, то высота растра должна быть около 50 см, а ширина при соотношении размеров $4/3$ около 65 см. Конечно, от этих величин возможны отступления, но большинство выпускаемых в настоящее время трубок имеет диаметр или диагональ экрана от 40 до 60 см. При этом естественным является желание при приемлемых размерах изображения на экране иметь возможно меньшие общие габариты трубки.

С одной стороны, это привело к тому, что экраны кинескопов имеют не круглую, а прямоугольную форму

с лучшим использованием поверхности экрана.

С другой стороны, все время наблюдается тенденция к увеличению максимального угла отклонения электронного пучка, что позволяет значительно сократить длину трубки при сохранении прежних размеров изображения. Максимальный угол между крайними направлениями пучка 2α , составлявший в старых трубках 40° , увеличивался до 70° , затем до 90° , а в современных кинескопах до 110° и более, что позволило сократить длину трубок в 3,5 раза.

Цвет свечения и время послесвечения экрана. С точки зрения наименьшей утомляемости наблюдателя и качества восприятия изображения, как показали исследования, цвет свечения должен быть белым. Исходя из этого, экраны кинескопов изготавливаются из смеси сульфида цинка и твердого раствора сульфидов цинка и кадмия, активированных серебром.

Время послесвечения экрана должно быть меньше периода развертки кадра, равного $1/25$ сек, и составляет для указанных выше люминофоров величину порядка 10^{-3} сек.

Разрешающая способность, которая является, как и для любого электроннолучевого прибора, важнейшим параметром, так как она определяет качество — четкость получаемого на экране изображения. Как и в случае осциллографических трубок, она в основном определяется диаметром пятна на экране. При этом, однако, следует иметь в виду, что способы достижения четкости в направлениях строки и кадра различны.

Очевидно, что если строки прилегают друг к другу, то два темных (или светлых) элемента, расположенных один под другим на соседних строках, сольются. Они могут быть разрешены, если их разделяет по крайней мере одна строка. Таким образом, разрешающая способность по кадру (по вертикали) может быть определена как число различимых черных (или светлых) элементов, расположенных вдоль вертикальной линии. Следовательно, она равна половине числа строк и зависит от диаметра пятна, пишущего строку, и высоты раstra. Очевидно, что разрешающую способность можно выразить, что часто и делается, просто числом строк, укладывающихся по высоте раstra.

Так как минимальный угол между двумя точками, разрешаемой глазом, имеет величину порядка $1,5'$, то,

учитывая общий угол зрения, который, как указывалось, должен быть порядка 15° , можно оценить количество строк в растре, при котором не будет заметна его линейчатая структура, как

$$n = \frac{15 \cdot 60}{1,5} = 600 \text{ строк.}$$

Отметим, что при высоте раstra, равной 220 мм, диаметр пятна должен иметь величину не больше 0,3 мм, для того чтобы строки не перекрывались.

Что касается разрешающей способности в горизонтальном направлении по строке, то она, очевидно, не зависит от числа строк и определяется, как и в осциллографических трубках, диаметром пятна на экране. Действительно, если при движении пятна вдоль строки на модулятор периодически подавать отпирающие электронный пучок импульсы, длительность которых много меньше времени, за которое пятно смещается на расстояние, равное его диаметру, то на строке появится ряд светящихся пятен, соответствующих размеру пучка на экране. Сжимая строку, можно добиться такого положения, что пятна начнут перекрываться и в конце концов перестанут быть различимыми. Очевидно, распределение яркости вдоль строки при сближении двух пятен будет иметь точно такой же вид, как и при сближении штрихов в осциллографической трубке. Следовательно, разрешающая способность вдоль строки, как и в методе сжатого раstra, определяется числом элементов, равных диаметру пучка, укладываемых по длине строки.

Величина разрешающей способности по строке часто также выражается числом строк, хотя следует иметь в виду, что физический смысл ее по существу иной.

На практике разрешающую способность по строке и кадру определяют с помощью групп соответственно вертикальных и горизонтальных сходящихся клиньев, воспроизводимых в специальной испытательной таблице на экране трубки. Отметив точку, в которой клинья по мере уменьшения своей толщины и расстояния между ними начинают сливаться, можно определить разрешающую способность по шкале, совмещенной с клиньями.

Ясно, что из-за искажений при отклонении разрешающая способность будет различной на разных участках экрана. При этом с ростом угла отклонения должна наблюдаться тенденция к падению разрешающей способности, что заставляет обращать особое внимание на

качество фокусировки, т. е. на конструкцию электронной пушки кинескопа.

Кроме того, в условиях массового выпуска становится весьма существенным и понижение мощности, затрачиваемой на питание пушки.

Последнее соображение обусловило переход от пушек с магнитной фокусировкой к пушкам с электроста-

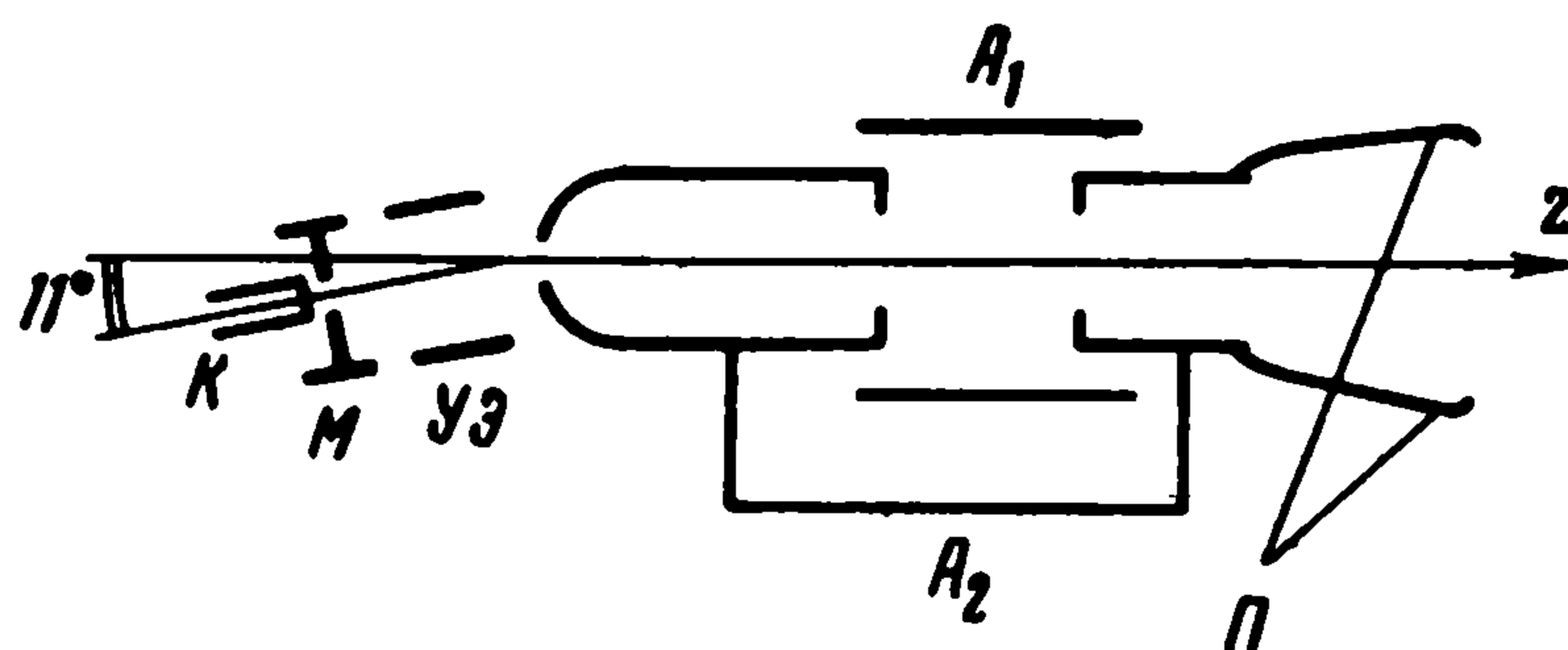


Рис. 19-2. Схема электронной пушки кинескопа с ионной ловушкой.

К — катод; М — модулятор; УЭ — ускоряющий электрод; А₁ — фокусирующий (первый) анод; А₂ — анод; П — контактные пружины.

тической фокусировкой. При этом применение дополнительной фокусировки пучка перед входом его в главную проекционную линзу и в поле отклоняющей системы, а также применение линзы с низким «нулевым» фокусирующим напряжением позволили добиться приемлемой разрешающей способности при больших углах отклонения.

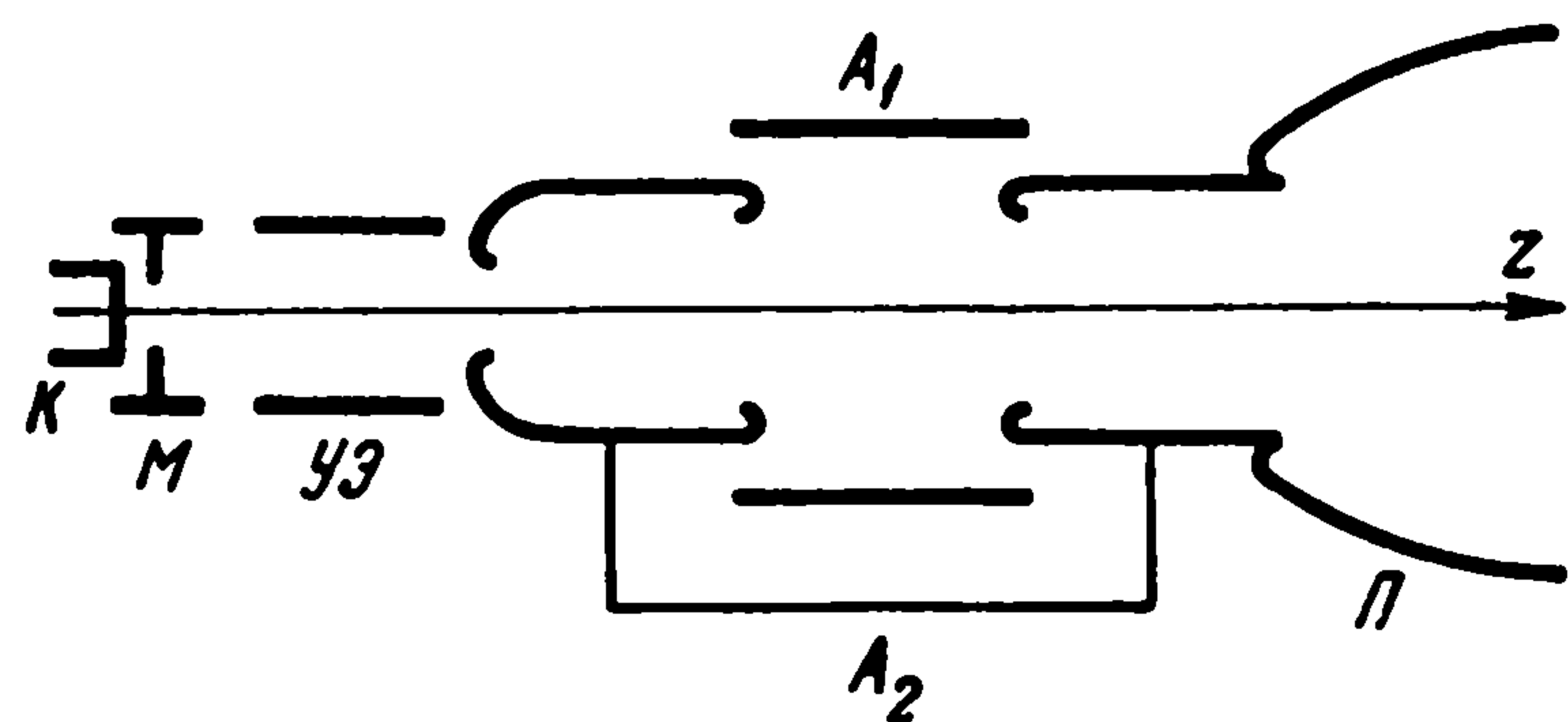


Рис. 19-3. Схема электронной пушки современного кинескопа без ионной ловушки (обозначения те же, что и на рис. 19-2).

На рис. 19-2 схематически представлена конструкция пушки кинескопа типа 35ЛК2Б, в которой предварительная фокусировка, как указывалось выше, осуществляется введением между модулятором и анодом уско-

ряющего электрода с потенциалом +300 в относительно катода. Анод пушки имеет потенциал 12 кВ и с помощью пружин соединяется с проводящим покрытием на внутренней поверхности корпуса трубки, которое и выводится через коническую часть баллона. Пушка снабжена ионной ловушкой, так как экран не алюминирован.

В целях повышения разрешающей способности и яркости экранов для современных кинескопов характерны

повышение анодного напряжения до величин порядка 15 кВ и более и применение алюминированных экранов со всеми их преимуществами.

Так, например, в выпускаемых советской промышленностью в массовом производстве кинескопах типов 47ЛК2Б и 59ЛК2Б, имеющих прямоугольные экраны с диагоналями, соответственно равными 47 и 59 см, анодное напряжение имеет величину 16 кВ.

Угол отклонения 2α , равный 110° , позволил увеличить для кинескопа 43ЛК9Б отношение размера экрана трубки к ее длине до 1,3, в то время как для кинескопа 35ЛК2Б это отношение равнялось 0,76. Схематическое изображение электронной оптики таких кинескопов показано на рис. 19-3. При этом, кроме внутреннего проводящего покрытия, на колбы наносится внешний слой аквадага, и емкость между внутренним и внешним слоями служит выходной емкостью фильтра источника питания анода трубки. Внешний вид электроннооптических систем кинескопов представлен на рис. 19-4.

На рис. 19-5 представлен рентгеновский снимок электронной пушки современного кинескопа и указано расположение ее основных деталей.

Высокие анодные напряжения, а также необходимость в больших углах отклонения при наименьшей расфокусировке электронного пучка обусловили применение в современных кинескопах исключительно магнитных отклоняющих систем.

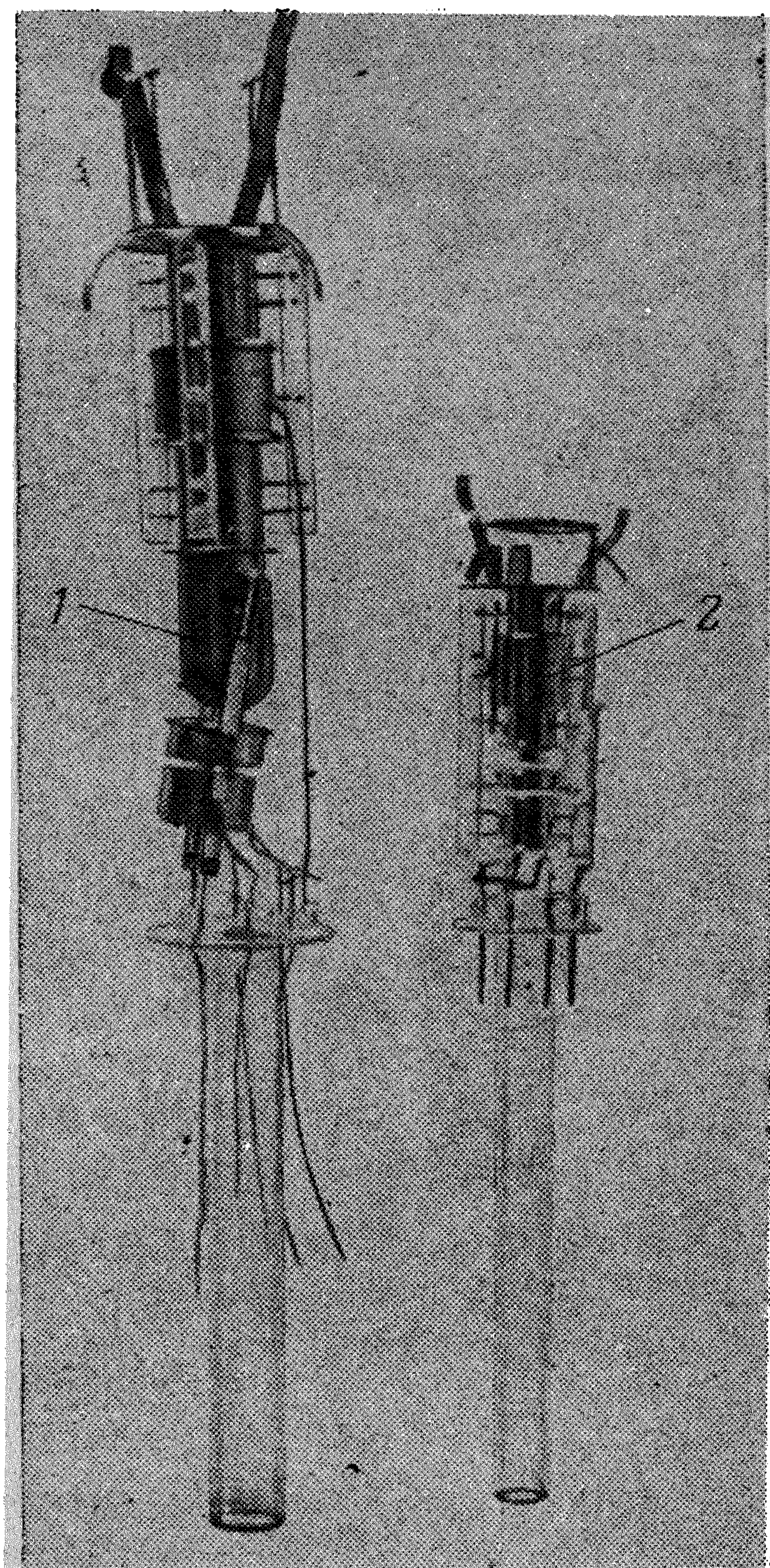


Рис. 19-4. Электроннооптические системы кинескопов.

1 — с ионной ловушкой; 2 — без ионной ловушки.

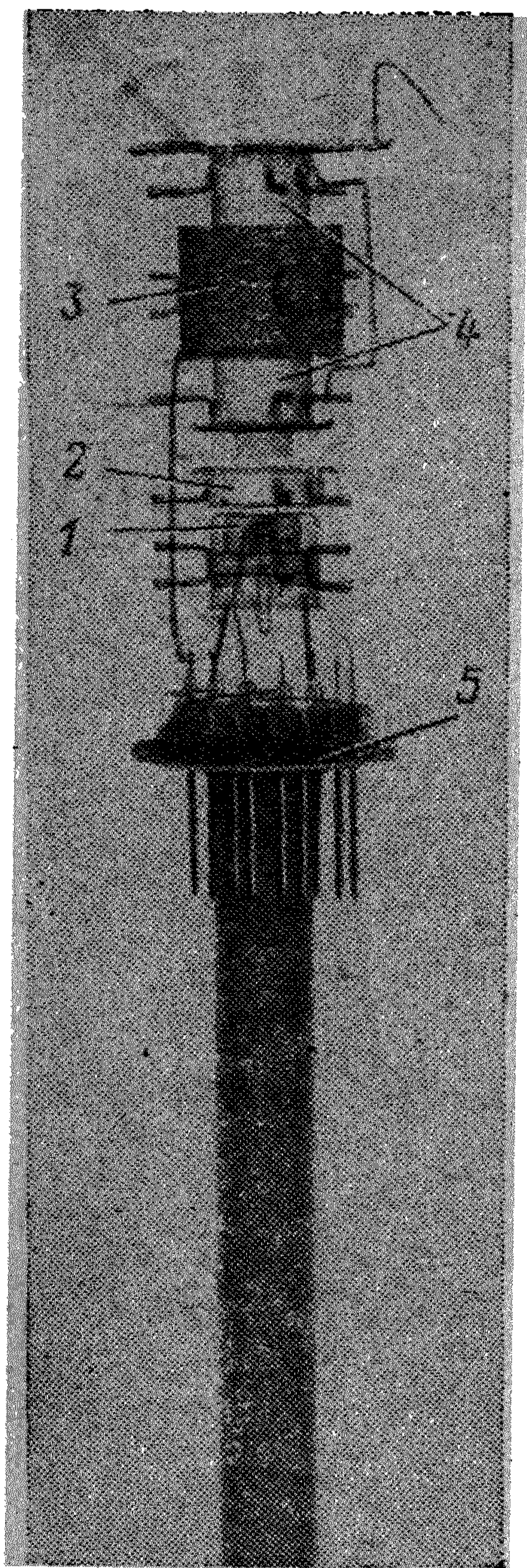


Рис. 19-5. Рентгеновский снимок электронной пушки современного кинескопа.

1 — катодно-модуляторный узел; 2 — ускоряющий электрод; 3 — первый анод; 4 — второй анод; 5 — стеклянная ножка (стеклянные держатели, на которых смонтированы детали, на снимке не видны).

Контраст изображения на экране кинескопа. Для получения удовлетворительного качества воспроизведения величина контраста должна быть не менее 25—30. Для повышения детального и габаритного контрастов дно колбы кинескопов в настоящее время изготавливается из контрастных стекол. Кроме того, алюминирование экранов также заметно улучшает контраст в условиях умеренной внешней освещенности.

При прочих равных условиях при подаче определенной величины сигнала (ΔU) на вход кинескопа между его модулятором и катодом (рис. 19-6) приращение яркости ΔB (считая, что яркость пропорциональна току электронного пучка) будет тем большей, чем выше крутизна модуляционной характеристики трубки. Поэтому для улучшения контраста выгодно иметь пушку с повышенной крутизной, т. е. с пониженной величиной запирающего напряжения.

Увеличения контраста можно добиться также, переходя от так называемой сеточной к катодной модуляции электронного пучка. В первом случае видеосигнал подается между катодом и модулятором так, как это показано на рис. 19-7,а. Изменение сигнала приводит к изменению тока пучка, а следовательно, и яркости в соответствии с модуляционной характеристикой, соответствующей некоторому постоянному напряжению ускоряющего электрода.

В случае же перехода к катодной модуляции сигнал подается на катод (рис. 19-7,б). При этом в случае отрицательной полярности его он вычитается из напряжения смещения, поданного на модулятор, отпирая пушку, так же как и в первом случае. Однако вместе с этим

напряжение сигнала, как легко видеть из рисунка, складывается с напряжением, поданным на ускоряющий электрод, увеличивая общую разность потенциалов уско-

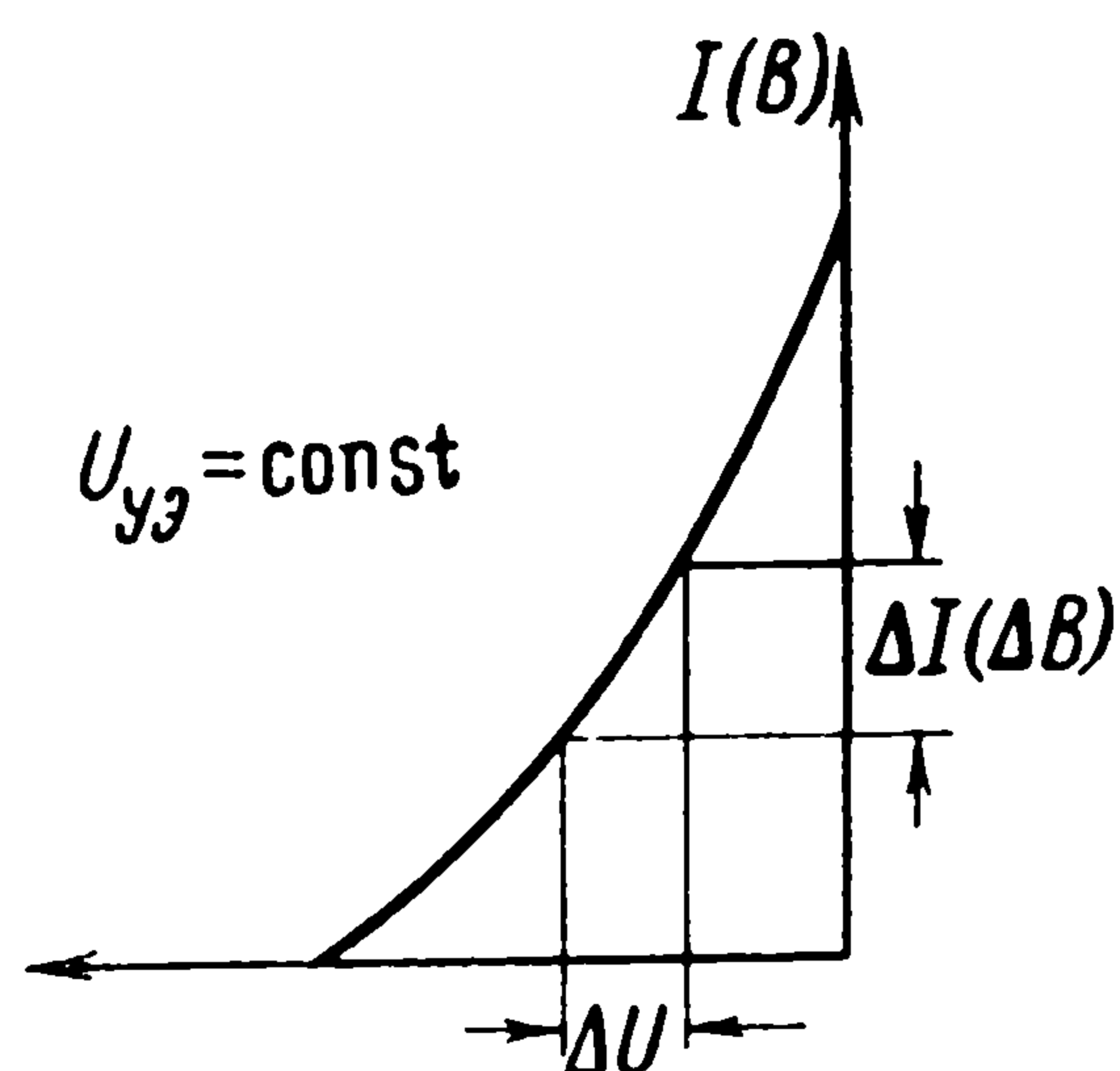


Рис. 19-6. Модуляционная характеристика кинескопа.

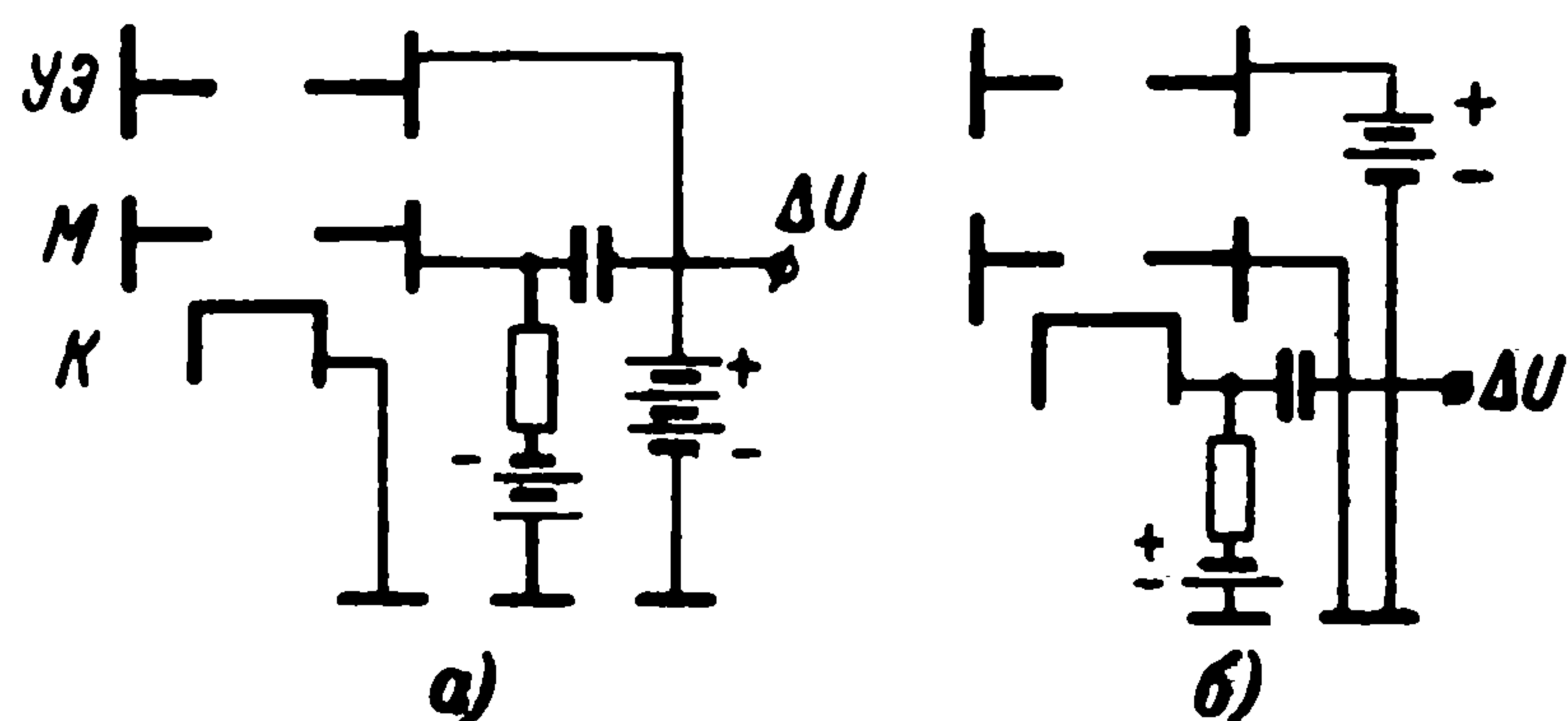


Рис. 19-7. Способы подачи входного сигнала.

а -- сеточная модуляция; б — катодная модуляция.

ряющий электрод — катод. Последнее обстоятельство приводит к дополнительному увеличению тока пучка и яркости экрана, так как рабочая характеристика трубки будет смещаться с одной модуляционной характери-

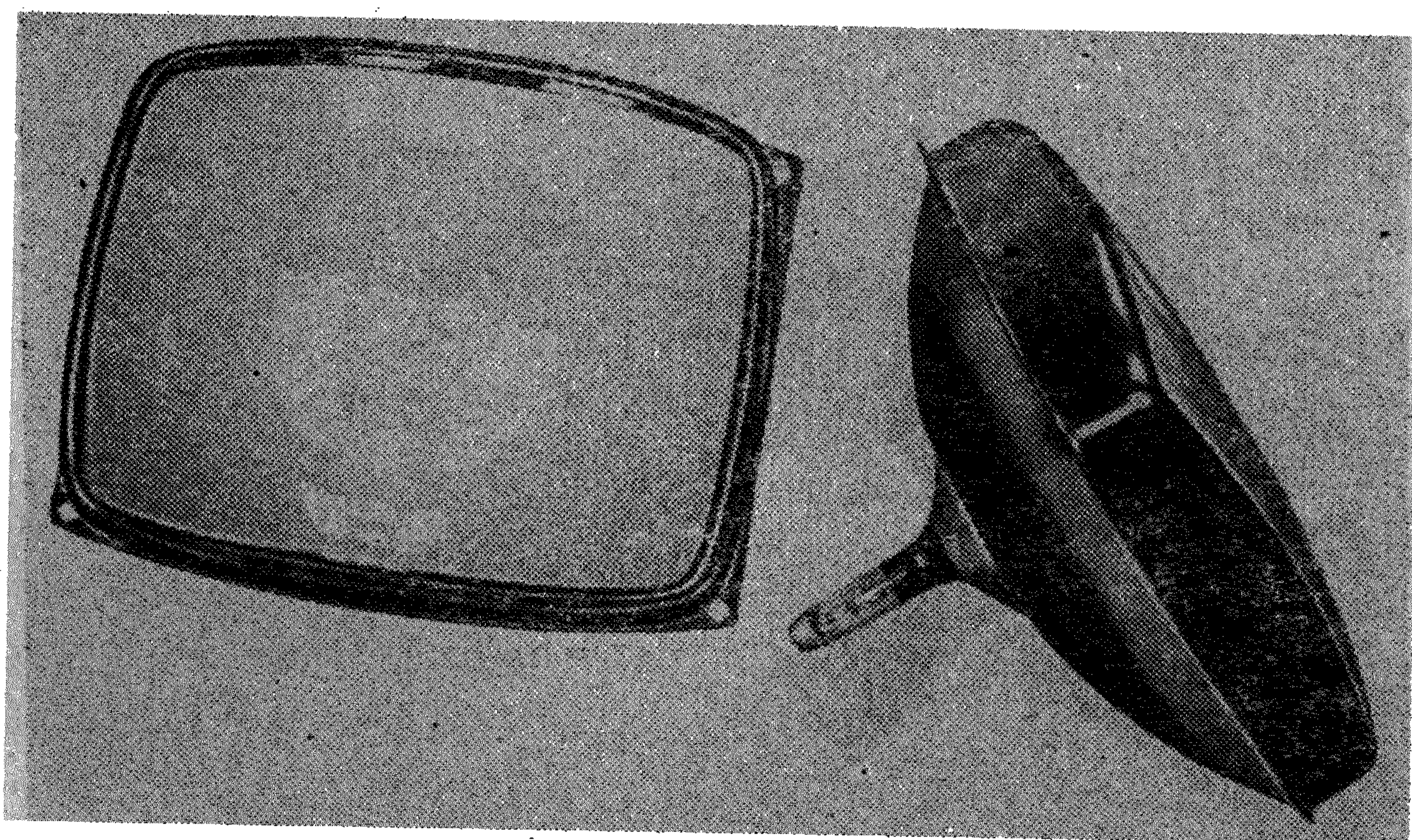


Рис. 19-8. Внешний вид кинескопа 47ЛК2Б.

стики на другую, соответствующую большей величине напряжения ускоряющего электрода.

Очевидно, однако, что катодная модуляция может дать заметный эффект лишь в пушках, имеющих пони-

Таблица 19-1

Тип кинескопа	Размер изображения на экране, мм	Анодное напряжение, кВ	Ток луча, мка	Яркость экрана, нт	Угол отклонения, град
18ЛК5Б	100×135	4	100	32	52
35ЛК2Б	217×288	12	150	40	70
43ЛК6Б	270×360	14	100	40	110
53ЛК2Б	350×480	16	150	40	70
43ЛК9Б	297×375	14	60	40	110
47ЛК2Б	305×384	16	120	100	110
59ЛК2Б	370×489	16	350	200	110

женное, соизмеримое с величиной видеосигнала напряжение на ускоряющем электроде.

Подводя итог, можно сказать, что для современных кинескопов характерны высокие анодные напряжения и алюминированные экраны, электростатические пушки с предварительной фокусировкой, магнитное отклонение с углами порядка 110—130°, применение контрастных стекол и прямоугольная форма экрана. На рис. 19-8 показан внешний вид отечественного кинескопа типа 47ЛК2Б. Основные параметры некоторых кинескопов приводятся в табл. 19-1.

19-3. ПРОЕКЦИОННЫЕ КИНЕСКОПЫ

В отличие от обычных проекционные кинескопы служат не для непосредственного наблюдения изображения, а для проектирования его с помощью соответствующей оптической системы с экрана кинескопа на экран, имеющий гораздо большие размеры и позволяющий воспроизводить изображения перед большой аудиторией. Поэтому проекционные кинескопы должны иметь высокую, примерно в 10^3 раз большую, чем у обычных кинескопов, яркость изображения на экране. Это обстоятельство приводит к необходимости применения высоких анодных напряжений, достигающих десятков киловольт, что в сочетании со сравнительно большими (до миллиампер) токами луча позволяет получить значительную яркость при требуемой в этом случае высокой разрешающей способности.

Экраны таких кинескопов имеют сравнительно небольшой диаметр (6—18 см) и всегда алюминированы. Фокусировка может быть как электростатической, так и

Т а б л и ц а 19-2

Тип кинескопа	Размер изображения, мм	Яркость экрана, нт	Ток луча, мка	Анодное напряжение, кв
6ЛК1Б	36×48	4 000	100	25
13ЛК6Б 13ЛК6И	85×85	25 000	2 000	45

магнитной, отклонение же всегда магнитное из-за высоких скоростей электронов на выходе из пушки.

Следует иметь в виду, что при торможении электронного пучка на экране более 95% его энергии переходит в тепло. В проекционном кинескопе при $U_a=25$ кв, токе луча 100 мка и диаметре пятна 0,05 мм это приводит к выделению на площади, занятой неподвижным пятном, мощности порядка 10^3 вт/мм². Поэтому электронный пучок во избежание прожигания экрана и баллона при работе трубки не должен останавливаться. Кроме того, часто необходимо принудительное охлаждение экрана.

Высокие рабочие напряжения обуславливают некоторые специфические конструктивные особенности проекционных кинескопов. Вывод анода, вваренный в конус баллона вблизи экрана, окружается стеклянным патрубком для уменьшения утечек по внешней поверхности баллона; между катодом и модулятором иногда помещается соединенный с землей цилиндр, так называемый искрогаситель, предохраняющий от пробоев между этими электродами.

Внешний вид проекционного кинескопа типа 6ЛК1Б представлен на рис. 19-9, а некоторые основные параметры таких трубок приводятся в табл. 19-2.

19-4. КИНЕСКОПЫ ДЛЯ ЦВЕТНОГО ТЕЛЕВИДЕНИЯ

Наряду с широким внедрением обычного черно-белого телевидения многочисленные разработки лабораторий ряда стран сделали в настоящее время практически применимыми передачу и воспроизведение цветного телевизионного изображения. Преимущества цветного телевидения не нуждаются в особом обосновании.

Цветовое ощущение зависит от количественного состава спектра светового потока, попадающего в глаз наблюдателя. Однако человеческий глаз не анализирует состав спектра. Любое цветовое ощущение может быть создано комбинацией трех чистых цветов — синего, зе-

леного и красного. При этом цвет определяется относительными интенсивностями этих составляющих. В частности, определенное соотношение интенсивностей синего, зеленого и красного цветов может дать ощущение белого цвета.

Следовательно, для передачи цветного изображения в принципе достаточно на передающей стороне сформировать три видеосигнала, содержащие информацию об относительных энергиях трех основных цветов, способных при одновременном воздействии на глаз наблюдателя создать ощущение цвета, соответствующего цвету передаваемого элемента изображения. Для воспроизведения же цветного изображения необходимо на приемной стороне преобразовать «цветные» видеосигналы в световое, пространственно совмещенное излучение трех основных цветов, которое и даст окончательный эффект восприятия цветного изображения.

Телевизионные цветные системы принято разделять на поочередные и одновременные. В поочередных системах сигналы, несущие информацию о содержании каждого из основных цветов в передаваемом элементе изображения, передаются и воспроизводятся поочередно, и смешение основных цветов, вызывающее ощущение цвета, происходит из-за инерционности зрения. При этом частота чередования цветов должна быть достаточно высокой, примерно равной частоте чередования кадров в обычном черно-белом телевидении. А это значит, что при передаче, например, цветов последовательно по кадрам потребуется в 3 раза более высокая частота разверток, чем в обычном телевидении.

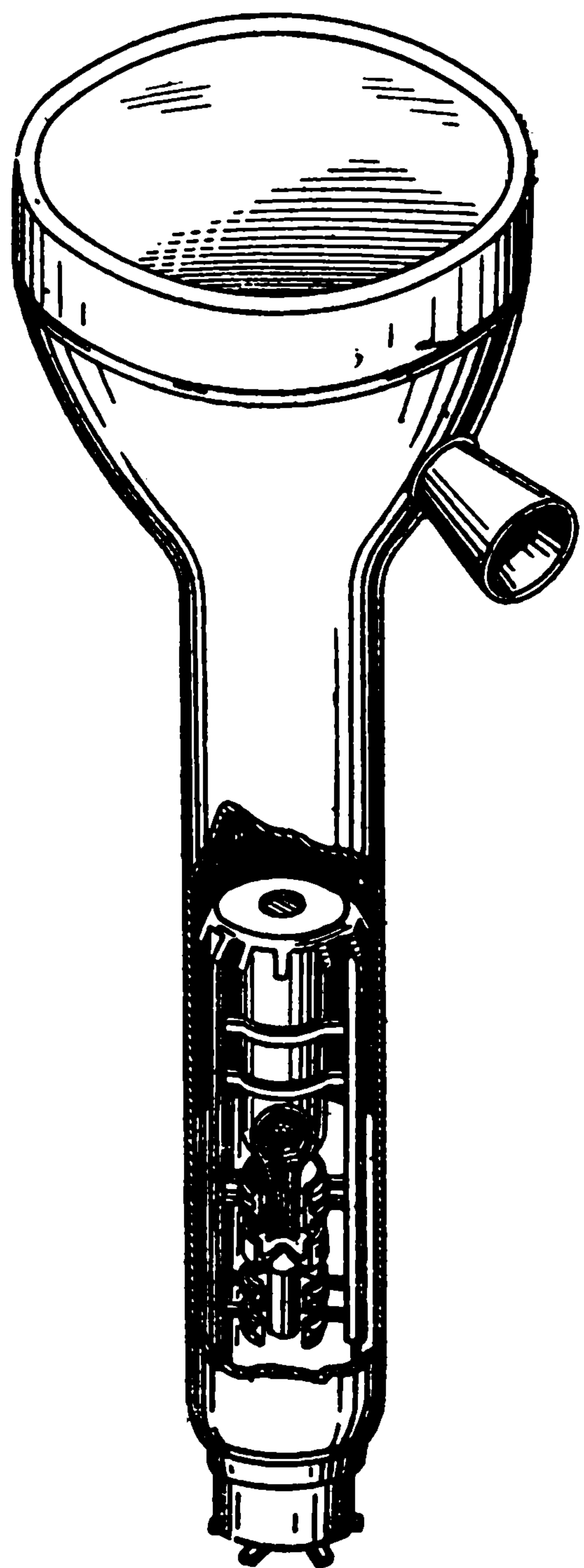


Рис. 19-9. Проекционный кинескоп.

Рис. 19-9. Проекционный кинескоп.

В одновременных системах все три «цветные» сигнала передаются и воспроизводятся одновременно. Наиболее простым примером такой системы является система, в которой три изображения создаются на экранах трех обычных кинескопов, покрытых соответственно красным, синим и зеленым люминофорами, после чего все три изображения совмещают оптическим путем, образуя одно цветное телевизионное изображение. Ясно, что в подобной системе может быть сохранен обычный, принятый в черно-белом телевидении стандарт разверток. Однако система с тремя трубками, упомянутая выше, является громоздкой и связана с потерями света в оптической системе, осуществляющей совмещение цветных изображений, а также с необходимостью очень высокой степени синхронизации разверток на передающей и приемной сторонах. Поэтому для цветного телевидения оказалось необходимым создать специальные приемные трубки, на экране которых можно непосредственно получить цветное изображение.

В последние годы было предложено и исследовано большое количество конструкций цветных кинескопов, причем поиски более совершенных конструкций таких трубок продолжаются и поныне.

Однако в практике цветного телевидения и серийном производстве пока находила применение единственная конструкция цветного кинескопа с теневой маской и воспроизведением цветов по точкам. Принцип действия такой трубки поясняется на рис. 19-10 и состоит в следующем. Экран ее покрыт мозаикой из периодически чередующихся точек, покрытых люминофорами, светящимися синим, зеленым и красным цветом. На некотором расстоянии от экрана расположена теневая маска, представляющая собой металлическую пластину с большим числом круглых отверстий. Три электронных пучка, сформированных тремя пушками и несущих информацию о соотношении красного, синего и зеленого компонентов в передаваемом изображении, отклоняются общей отклоняющей системой так, что оси пучков всегда пере-

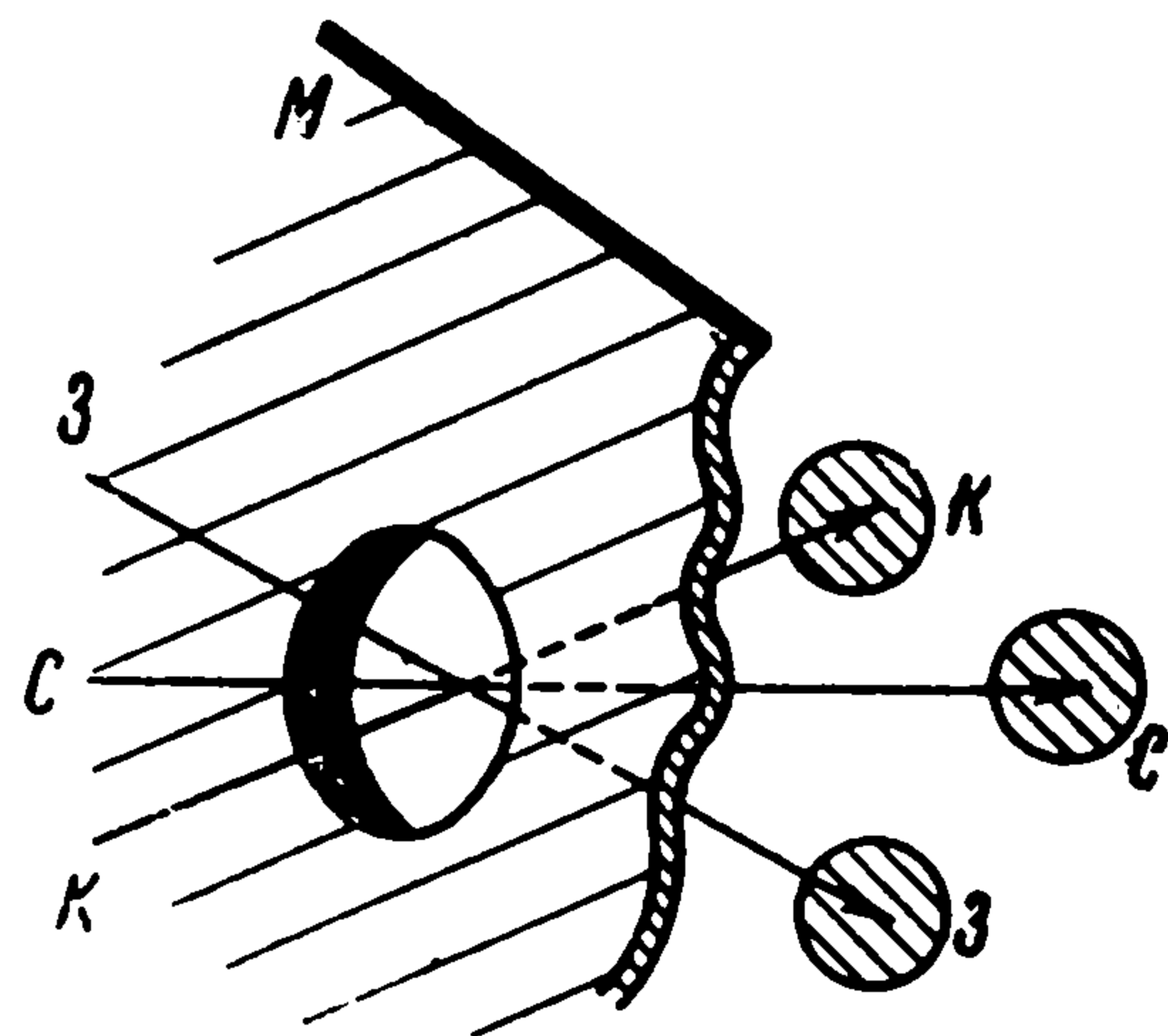


Рис. 19-10. Принцип работы теневой маски.

М — маска.

секаются на маске в одной точке. При этом расположение люминофорных точек на экране и отверстий в маске подобрано так, что электронный пучок, несущий информацию о содержании, например, красного компонента в передаваемом изображении, может попасть только на участки экрана, занятые красным люминофором. То же относится и к двум другим пучкам.

Таким образом, три электронных пучка, разворачиваясь по экрану, возбуждают соответствующие люминофорные точки одновременно. Размеры люминофорных точек и расстояния между ними таковы, что при наблюдении угловое расстояние между ними оказывается ниже предела разрешения глаза, три цветные точки сливаются в одну, образуя элемент цветного изображения. Ясно, что в такой трубке для получения хорошего изображения необходимо иметь на экране большое количество групп цветных точек, расположенных на весьма близком расстоянии друг от друга.

Так, в освоенном в настоящее время промышленностью цветном кинескопе 59ЛКЗЦ с прямоугольным экраном при размере диагонали экрана, равном 550 мм, на нем располагается 1 590 000 цветных люминофорных точек, имеющих диаметр порядка 0,4 мм. Соответственно маска имеет в 3 раза меньшее количество отверстий диаметром около 0,26 мм.

Оболочка кинескопа (рис. 19-11) в отличие от более ранних образцов, имевших металлостеклянную оболочку, изготавливается целиком из стекла. В горловине помещены три электронные

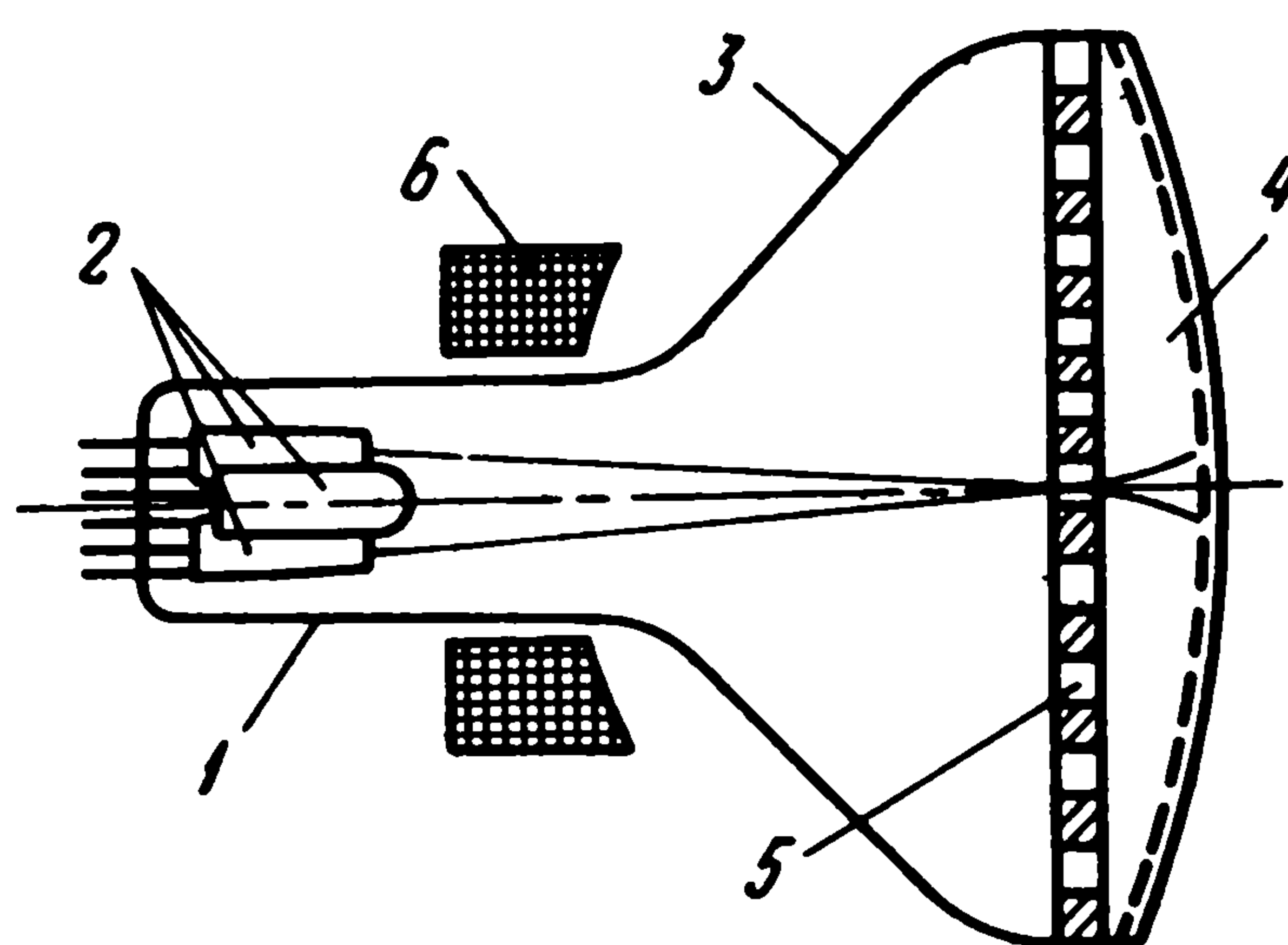


Рис. 19-11. Схема цветного кинескопа с теневой маской.

1 — горловина баллона; 2 — пушки; 3 — конус баллона; 4 — дно баллона с экраном; 5 — маска; 6 — отклоняющие катушки.

пушки, оси которых наклонены по отношению оси трубки на углы, примерно равные 1° . К конической части оболочки приваривается экранный узел, в который входит мозаичный цветной экран, нанесенный на внутреннюю поверхность дна баллона, и укрепленная перед ним маска.

Рассмотрим основные особенности такого цветного кинескопа и в пер-

вую очередь изготовление маски и экрана. Маска изготавливается из стального листа толщиной 200 мк методом двустороннего химического травления. Для этого металлический лист покрывается с двух сторон светочувствительным слоем, предохраняющим металл от травления, и помещается между двумя стеклянными трафаретами, на поверхности которых нанесены строго между собой совпадающие изображения отверстий в маске. После засветки слой проявляется и скрепляется с металлом, за исключением участков, на которых необходимо получить отверстия и которые были прикрыты от воздействия света изображением маски на трафаретах. С этих участков защитный слой при проявлении смывается, и при дальнейшем двустороннем травлении на них образуются отверстия. Полученная таким образом маска может быть использована для изготовления трехцветного мозаичного экрана. Для этого маска ставится в рабочее положение перед экраном, покрытым сплошным слоем одного из цветных люминофоров, на который наносится (или с которым смешивается) светочувствительный материал. Если теперь в центр отклонения соответствующего «цветного» электронного пучка поместить источник света, то засвеченными окажутся только те точки на экране, которые видны из центра отклонения соответствующего пучка и на которые при развертке всех трех пучков по экрану только и могут попасть электроны этого пучка. В засвеченных местах светочувствительный материал скрепляет люминофор со стеклом. С оставшихся же незасвеченных участков фото-материал, а вместе с ним и люминофор смываются. После этого таким же образом на экран наносятся точки двух других цветных люминофоров, причем каждый раз источник света помещается в центр отклонения соответствующего электронного пучка.

Красный цвет создает люминофор из окиси иттрия, активированной европием, синий — сульфид цинка, активированный серебром, зеленый — также $\text{ZnS} : \text{Ag}$, по иному обработанный. Следует отметить, что при работе такого цветного кинескопа около 85% тока электронных пучков перехватывается маской и лишь 15% достигает экрана. Поэтому приемлемую яркость изображения на экране можно получить лишь при весьма высоких анодных напряжениях. Так, в кинескопе 59ЛК3Ц анодное напряжение достигает 25 кВ. Для нормальной работы

экрана при таких напряжениях, а также для увеличения яркости и контрастности изображения экраны цветных кинескопов необходимо алюминировать.

Электроннооптическая система пушек, формирующих электронные пучки, является электростатической и по существу не отличается от систем обычных кинескопов. Отклоняющая система — магнитная.

Однако особенности конструкции и принцип работы кинескопа с теневой маской требуют введения в электроннооптическую систему новых элементов, которые отсутствуют в кинескопах для черно-белого телевидения.

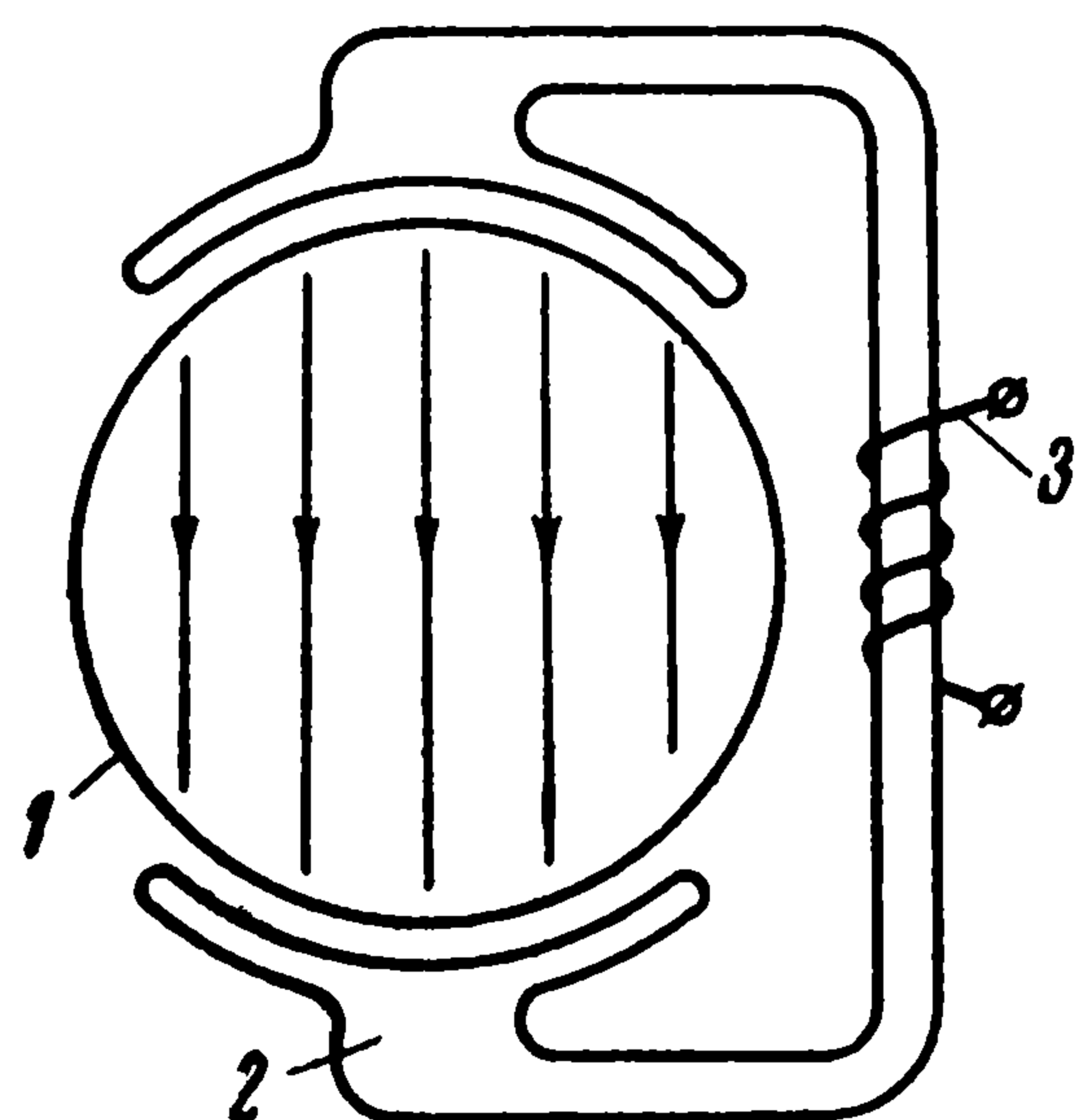


Рис. 19-12. Магнит чистоты цвета.

1 — баллон трубки; 2 — магнитопровод; 3 — обмотка.

Рассмотренная выше трубка может дать ожидаемый эффект только в случае соблюдения идеально точной геометрии при изготовлении и сборке ее основных узлов, чего на практике добиться невозможно. Следовательно, в кинескопе должна быть предусмотрена возможность дополнительной регулировки положения электронных пучков, которая могла бы компенсировать неточности, возникающие в процессе его изготовления.

Может оказаться, например, что в собранной трубке электронные пучки, сохраняя правильное взаимное расположение, смещены относительно центров отклонения, из которых производилось засвечивание экрана при его изготовлении. В результате при работе трубки электронные пучки будут возбуждать свечение не только «своих», но и «чужих» люминофорных точек. Нарушается, как говорят, чистота цвета. Для установления электронных пучков в правильное положение между пушками и отклоняющей системой помещается так называемый магнит чистоты цвета (рис. 19-12), который надевается на горловину трубки. Вращая магнитопровод вокруг оси трубки и меняя величину тока, создающего поперечное магнитное поле, можно установить все три электронных пучка в нужное положение. Ясно, что при работе трубки три электронных пучка должны все время сходиться на маске в одной точке. Сходимость пучков достигается тем, что оси электронных пушек наклонены друг к другу под углом около 1° . Однако этого недостаточно, так как ясно, что если все три электронных пучка сойдутся в одной точке в центре маски, то при отклонении они будут сходиться на некоторой поверхности перед маской и нормальная работа трубки нарушится. Для сходимости пучков по всему полю маски применяются специальные магниты сходимости, конструкция которых поясняется на рис. 19-13. Катушки, создающие магнитное поле, и часть магнитопроводов располагаются на горловине трубки, другая же часть магнитопроводов располагается на электронной пушке в области прохождения соответствующих пучков. При работе отклоняющей системы токи в обмотках катушек сходимости периодически изменяются, уменьшая угол сходимости электронных пучков у краев строк.

Однако для регулировки сходимости всех трех пучков недостаточно трех магнитов сходимости, обеспечивающих смещения пучков в радиальном направлении. Для этого необходимо иметь возможность смещать хотя бы один пучок в перпендикулярном радиально-

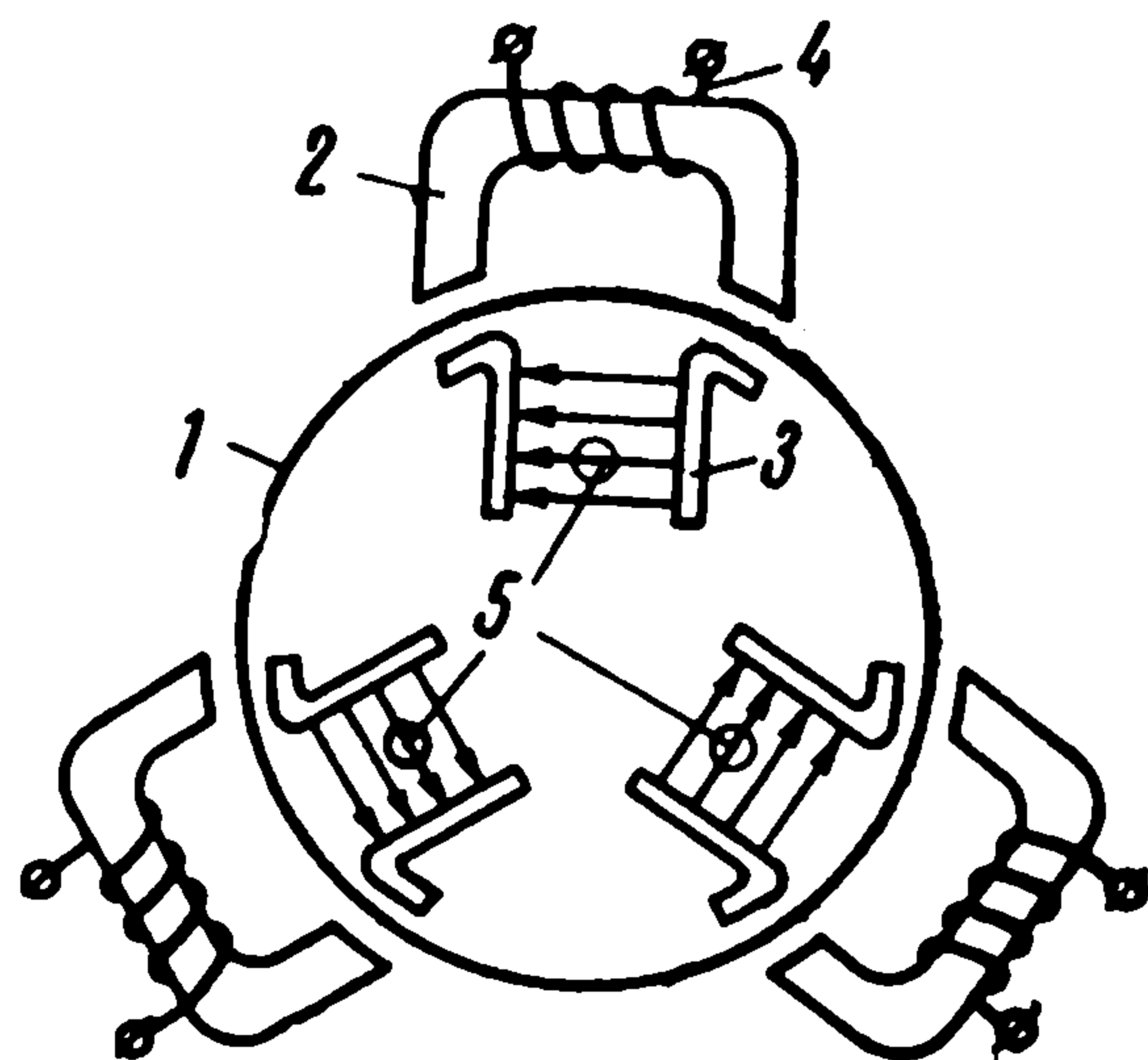


Рис. 19-13. Магниты сходимости.

1 — баллон трубки; 2 — внешняя часть магнитопроводов; 3 — внутренняя часть магнитопроводов; 4 — обмотки; 5 — электронные пучки.

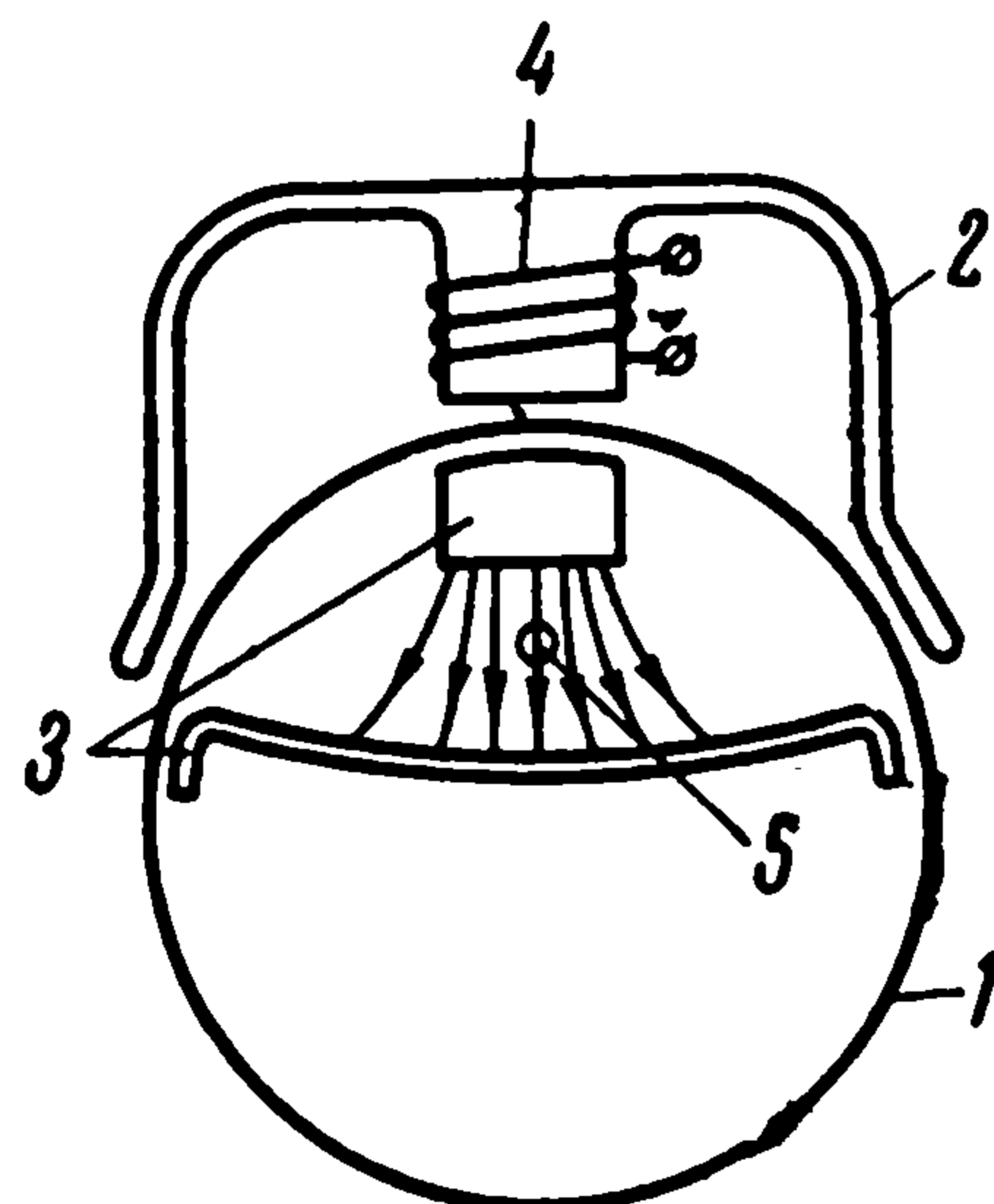


Рис. 19-14. Магнит коррекции синего.

1 — баллон трубки; 2 — внешний магнитопровод; 3 — внутренние магнитопроводы; 4 — обмотка; 5 — электронный пучок.

му направлению. Для этого служит так называемый «магнит коррекции синего» (рис. 19-14), который создает поле, направленное в радиальном направлении и смещающее один из пучков, обычно «синий», в требуемом направлении.

Однако всего этого еще недостаточно. Для нормальной работы кинескопа требуются еще специальные магниты для компенсации магнитного поля земли, которое способно, отклоняя электронные пучки, нарушить чистоту цвета. Следует отметить, что в настоящее время удалось добиться получения качественного цветного изображения на экране кинескопа с телиевой маской. Однако даже из краткого описания его работы следует, что он имеет и ряд существенных недостатков: сложность конструкции, а также необходимость сравнительно высоких токов электронных пучков, обусловленная малой прозрачностью маски.

Эти обстоятельства заставляют искать новые, более простые конструкции кинескопов для воспроизведения цветного изображения.

Из целого ряда предложенных конструкций можно выделить ввиду ее перспективности так называемый хроматрон с фокусирующей сеткой, разработка которого ведется в ряде стран.

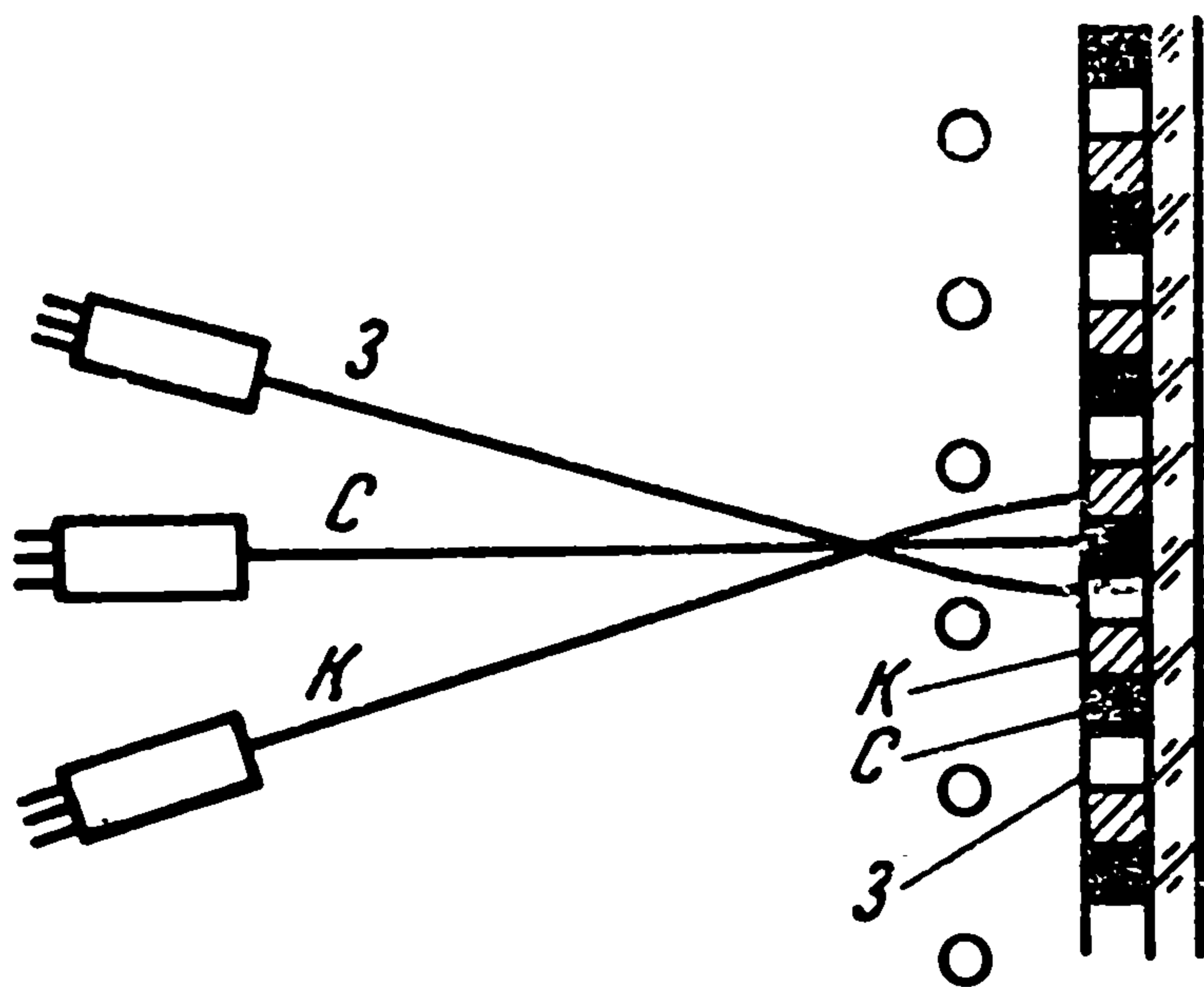


Рис. 19-15. Схема работы хроматрона.

Экран хроматрона, нанесенный на плоскую стеклянную пластину, состоит из вертикальных полосок люминофоров, дающих красное, синее и зеленое свечение и чередующихся между собой.

Перед экраном помещена мелкоструктурная сетка, проволочки которой параллельны полоске люминофора. Алюминированный экран имеет потенциал, больший, чем потенциал сетки, и поэтому между ней и экраном образуются сильные цилиндрические линзы, фокусирующие электронные пучки, формируемые «красной», «синей» и «зеленой» пушками, на соответствующие полосы люминофоров (рис. 19-15).

Подбор потенциала и шага сетки, а также угла входа пучков в поле между ней и экраном обеспечивает хорошее разделение цветов.

По конструкции хроматрон проще кинескопа с теневой маской. Токи пучков используются почти полностью, что позволяет значительно повысить яркость или получить ту же яркость, что и в кинескопе с маской, при значительно меньших токах пучков.

Однако ряд трудностей технологического характера не позволил пока довести хроматрон до серийного производства.

Более подробно вопросы, связанные с конструкциями и особенностями работы кинескопов для черно-белого и цветного телевидения, освещены в работах [Л. 50, 51, 65—69], а также в периодической литературе.

Глава двадцатая

РАДИОЛОКАЦИОННЫЕ ИНДИКАТОРЫ

20-1. ЭЛЕКТРОННОЛУЧЕВЫЕ ТРУБКИ В РЛС

При определении координат некоторого объекта (цели) в радиолокации используется обычно так называемый угломерно-дальномерный метод. Передатчик радиолокационной станции (РЛС) периодически излучает в пространство короткие радиоимпульсы. Отражаясь от объекта и попадая на приемник РЛС, эти импульсы служат для определения координат объекта. При этом определение трех координат: дальности L , азимута φ и угла места Θ (рис. 20-1) — полностью задает положение объекта.

Очевидно, что, зная скорость распространения радиоволн и время, прошедшее между посылкой первичного (зондирующего) импульса РЛС и приходом отраженного импульса, можно определить дальность L .

Угловые координаты φ и Θ можно определить с помощью антенны направленного действия, которая в момент посылки зондирующего импульса излучает энергию вдоль определенного направления или в определенной (горизонтальной или вертикальной) плоскости. В последнем случае, вращая антенну РЛС, обеспечивающую направленность излучения в вертикальной плоскости, вокруг вертикальной оси, можно судить об азимуте цели, например, по максимуму отра-

женного от нее сигнала, который будет иметь место в момент, когда антенна направлена на цель.

Аналогично, используя антенну направленного действия в горизонтальной плоскости и вращая или покачивая ее вокруг горизонтальной оси, можно определить угол места цели Θ .

Сколько-нибудь подробное рассмотрение работы РЛС выходит за рамки настоящей книги. Отметим только, что наиболее распространенным прибором, регистрирующим приходящие в приемное устройство импульсы, является электронно-лучевая трубка.

Работа электроннолучевых трубок в РЛС может быть основана на модуляции пучка как по отклонению, так и по яркости. Типичным примером первого варианта является индикатор дальности. В этом случае развертка пучка по экрану обычно начинается в момент посылки зондирующего импульса, который фиксируется на экране трубки в виде выброса в начале линии развертки. Отраженный импульс, после усиления поступая на отклоняющую систему, также вызывает выброс на некотором расстоянии D от начального (рис. 20-2, а). Зная скорость развертки, легко определить время, прошедшее между посылкой зондирующего и фиксацией отраженного импульсов, а следовательно, и расстояние до цели. При этом расстояние можно определять непосредственно по шкале, совмещенной с экраном трубки.

Радиолокационный индикатор является в данном случае по существу осциллографической трубкой. Поэтому, как правило, в случае использования модуляции пучка по отклонению применяются

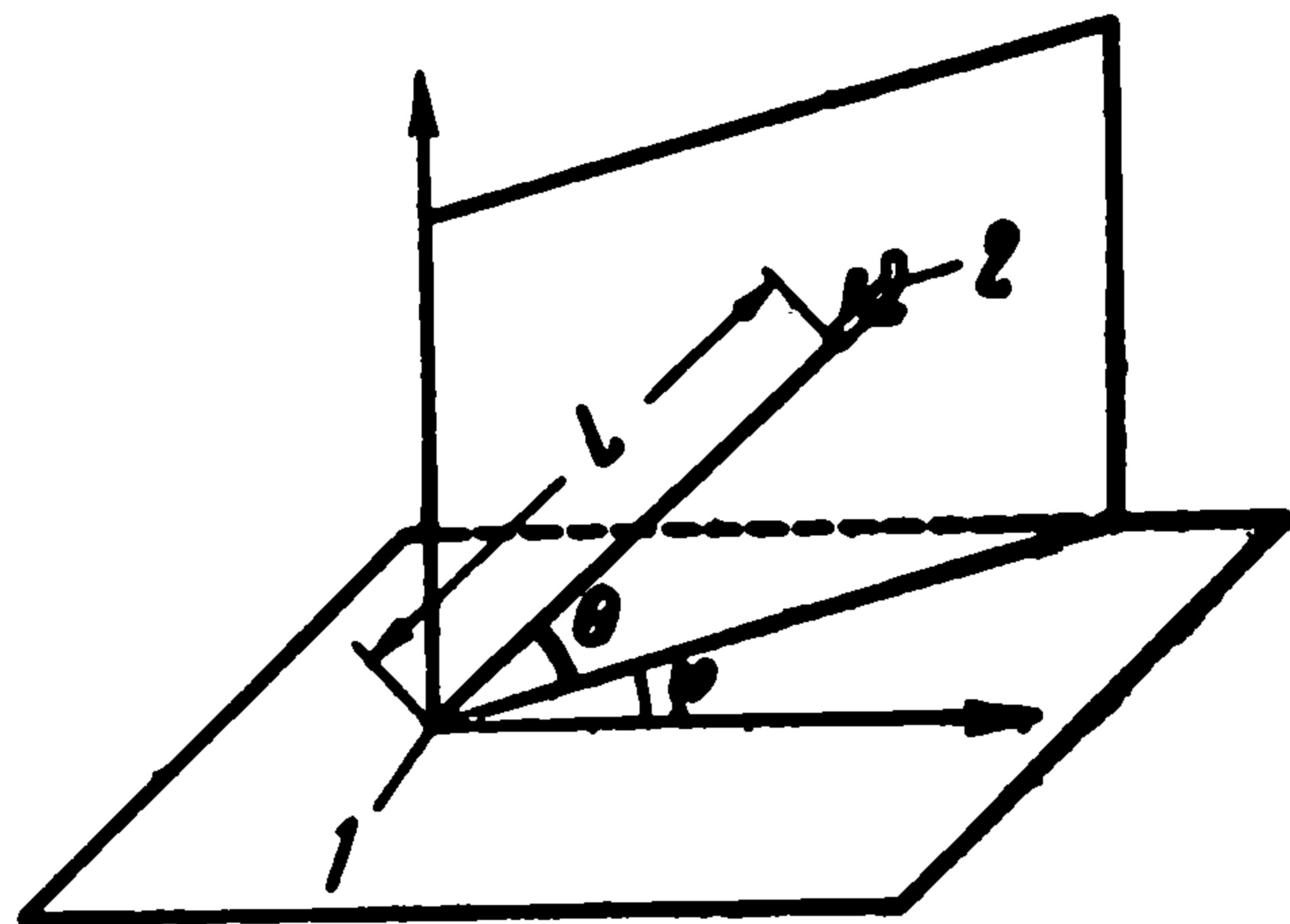


Рис. 20-1. Координаты объекта.

1 — радиолокационная станция, 2 — объект.

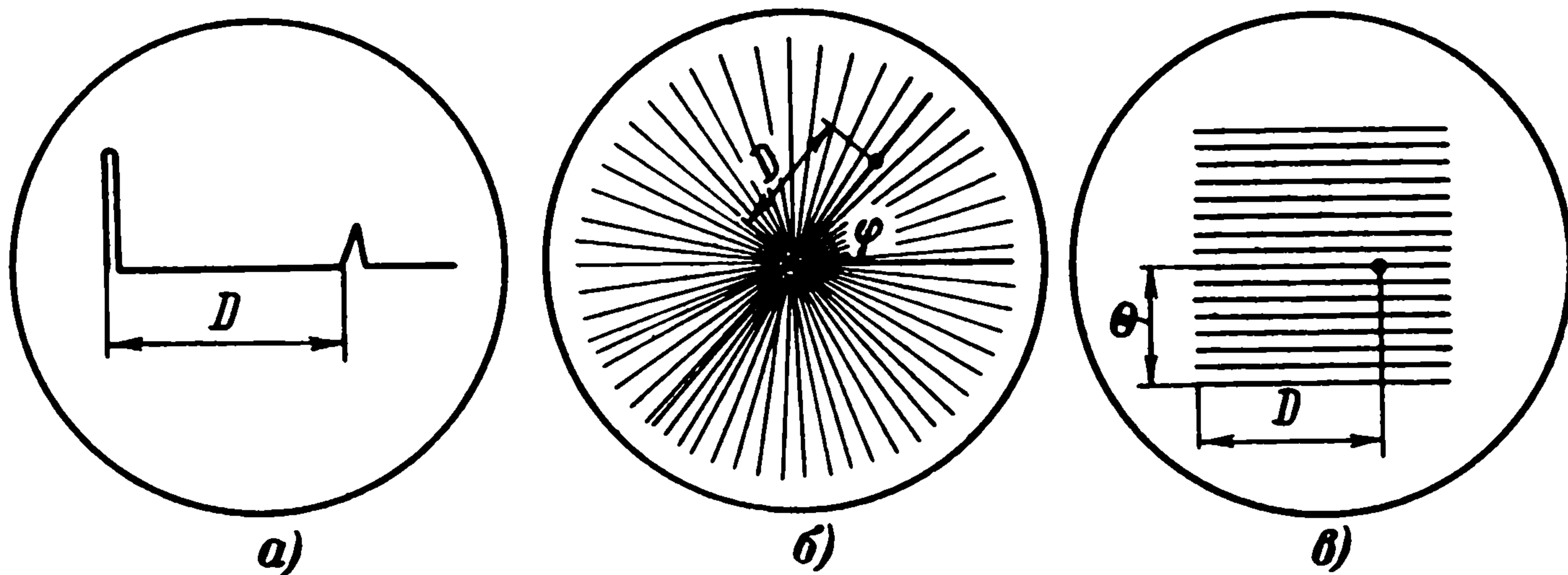


Рис. 20-2 Характер изображений на экранах индикаторов.

трубки с электростатическим отклонением и фокусировкой, описанные в гл. 18. При этом наряду с обычными осциллографическими трубками применяются и трубки с круговой разверткой, в которых фиксируемые импульсы подаются на штыревой электрод или обкладки цилиндрического конденсатора. Аналогично дальности может

быть определена и одна из угловых координат. В этом случае развертка на экране трубки должна быть функцией не времени, а соответствующей координаты направления излучения антенны станции. Описанные индикаторы являются одномерными.

Если же ставится задача одновременного определения двух координат цели, то необходимо переходить к трубкам с яркостной модуляцией пучка. Типичным примером является индикатор кругового обзора, в котором электронный пучок разворачивается по экрану, двигаясь от центра к периферии по радиусу и одновременно вращаясь синхронно с вращением антенны станции. Отраженный от цели импульс после усиления поступает на модулятор трубки, увеличивая яркость свечения экрана.

Таким образом, положение светящейся точки на экране (рис. 20-2,б) указывает на азимут цели, а расстояние от нее до центра экрана пропорционально дальности.

В индикаторах с яркостной отметкой целесообразнее применять трубки с магнитной фокусировкой и отклонением, обеспечивающие большие токи пучков и имеющие большую крутизну модуляционных характеристики. Кроме того, такие трубки, как ясно из предыдущего материала, обладают и большей разрешающей способностью, что также важно в случае необходимости одновременного наблюдения на экране индикатора отметок, соответствующих большому количеству целей.

В индикаторах кругового обзора антенна вращается со сравнительно невысокой скоростью (5—30 оборотов в минуту). Поэтому для непрерывного наблюдения отметки цели на экране последний должен иметь длительное послесвечение и часто является каскадным.

Двумерный индикатор может быть осуществлен и на основе растровой развертки. В этом случае, например, развертка по строкам может начинаться в момент послышки зондирующих импульсов и быть пропорциональной времени, т. е. дальности, а сравнительно медленная развертка по кадру согласована с поворотом антенны по азимуту или углу места. И в этом случае положение яркостной отметки на растре (рис. 20-2,в) позволяет определить две координаты цели.

Стремление повысить объем информации, содержащейся на экране, привело к созданию радиолокационных индикаторов с цветным изображением. В этом случае задача создания цветного изображения, конечно, не является столь сложной, как в телевидении, так как не ставится задача передачи истинных цветов объекта, а достаточно в самом простом случае создать на экране отметки двух различных цветов. Для этих целей может быть использована трубка с двумя пушками, мозаичным экраном и теневой маской, в принципе аналогичная описанным выше цветным кинескопам. Возможно также применение многослойных экранов (см. гл. 17), дающих различные цвета свечения при различной энергии электронного пучка.

Следует указать, что, помимо обычных электроннолучевых трубок, в радиолокации в случае необходимости проектирования изображения на большой экран применяются проекционные кинескопы, трубки с темновой записью — скиатроны, а также ряд специальных электроннолучевых приборов. К их числу относятся потенциалоскопы, которые будут рассмотрены несколько ниже, а также трубки со знаковой индикацией.

20-2. ТРУБКА С ЗАПИСЬЮ ТЕМНОЙ СТРОКОЙ—СКИАТРОН

В обычных электроннолучевых трубках с люминесцирующим экраном получение информации с экрана трубки обязано способности экрана светиться при облучении электронами. Однако в ряде случаев оказывается удобным использовать другое свойство некоторых ионных кристаллов, а именно способность их изменять свою окраску при бомбардировке электронами.

Так, кристаллы хлористого калия, имеющие в нормальном состоянии белый цвет, после облучения электронами начинают поглощать свет в зеленой области спектра (максимум поглощения около

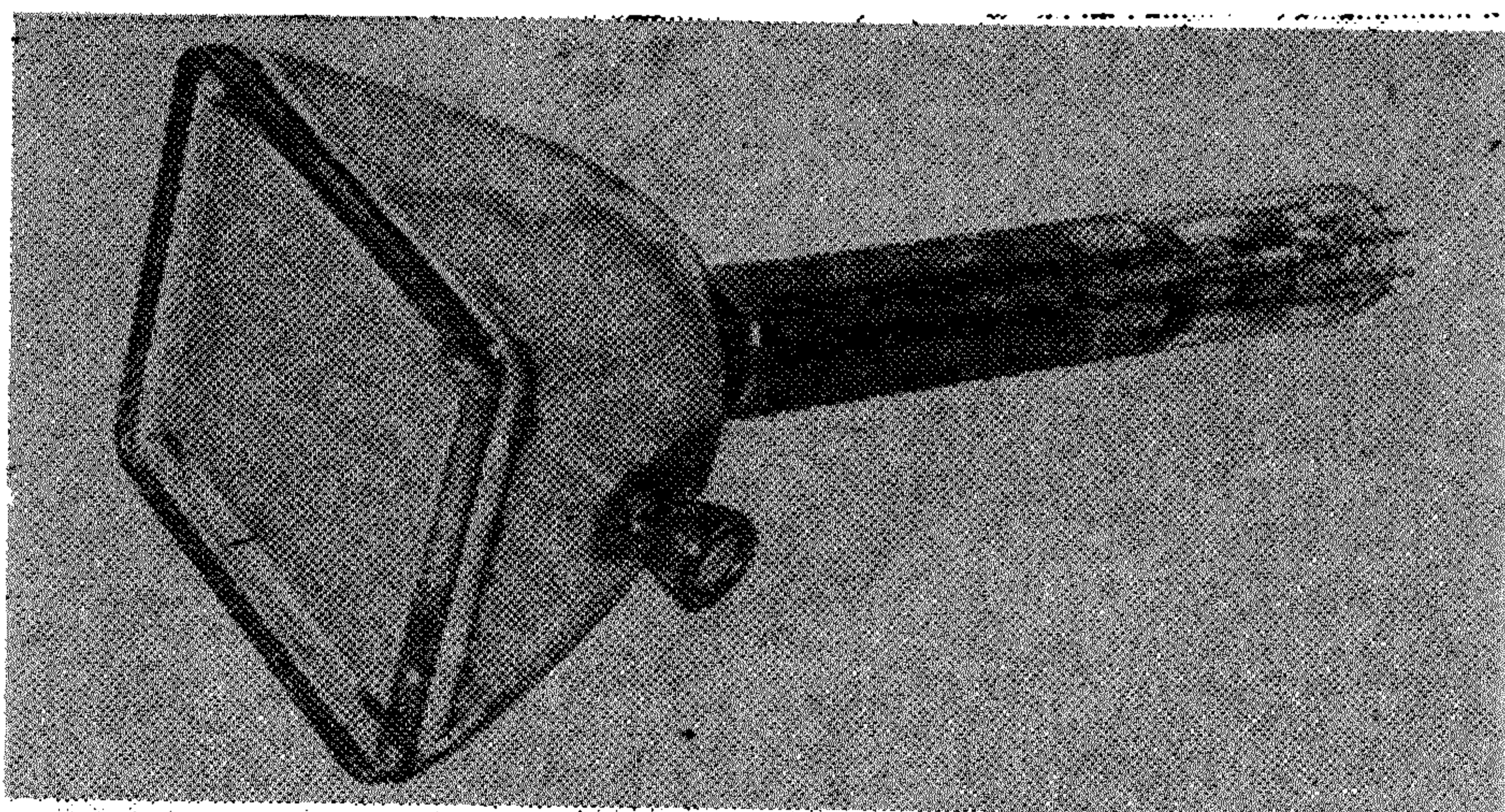


Рис. 20-3. Скиатрон.

$5600 \text{ \AA}$) и при наблюдении в белом свете имеют темно-лиловую окраску. Это явление связано с возбуждением электронов кристаллической решетки в зоне проводимости с последующей локализацией их в дефектах решетки, где они становятся способными поглощать свет.

В скиатроне вместо люминофора экран покрывается слоем кристаллов хлористого калия, который испаряется в процессе изготовления трубки из специального испарителя, помещенного внутри баллона.

Электронный пучок, пробегающий по экрану, вызывает его потемнение, величина которого зависит от тока пучка. При этом след, оставленный пучком, сохраняется очень длительное время, в определенных условиях даже в течение нескольких лет.

Таким образом, если так можно выразиться, послесвечение экрана в данном случае является весьма длительным. Кроме того, наблюдение трассы электронного пучка не затрудняется в условиях высокой внешней освещенности, в полевых условиях и т. п., как это имеет место с обычными электроннолучевыми трубками.

Скиатрон может быть использован как для прямой визуальной регистрации электрических сигналов на его экране, так и для проектирования изображения на большой экран, т. е. служить по существу проекционным кинескопом. Для этого экран скиатрона освещается сильным источником света и с помощью оптического устройства проектируется на экран, имеющий значительно большие размеры.

Преимущество перед обычным проекционным кинескопом состоит в том, что нет нужды добиваться очень высокой мощности элек-

тронного пучка, так как необходимая яркость экрана легко достигается с помощью постороннего источника света.

Определенным неудобством является необходимость специальной операции по стиранию раз записанного на экране скиатрона изображения. Это может быть достигнуто либо кратковременным прогревом экрана с помощью внешней, так называемой печи гашения, либо пропусканием тока через прозрачное проводящее покрытие, которое наносится на ту же тонкую слюдяную пластинку, на которую нанесен слой хлористого калия, являющийся экраном. Благодаря этому экран нагревается, и в этом случае можно сказать, что в скиатроне используется внутреннее стирание изображения. Внешний вид такого скиатрона показан на рис. 20-3.

В обоих случаях нагрев экрана приводит к удалению возбужденных электронов из дефектов кристаллов КС1 и возвращению их в нормальное состояние. В случае внешнего стирания этот процесс может занимать несколько десятков секунд, в случае внутреннего — несколько секунд.

20-3. ЭЛЕКТРОННОЛУЧЕВЫЕ ТРУБКИ СО ЗНАКОВОЙ ИНДИКАЦИЕЙ

Объем информации, получаемый на экране индикатора, можно существенно увеличить, если отметки целей сопроводить соответствующими символами (цифрами и знаками), дающими определенные характеристики этих целей. Такими характеристиками могут быть, например, высота, скорость и т. п. Это можно осуществить в принципе с помощью обычных ЭЛТ, но чаще всего для этих целей используются специальные трубки, наиболее типичные из которых мы и рассмотрим.

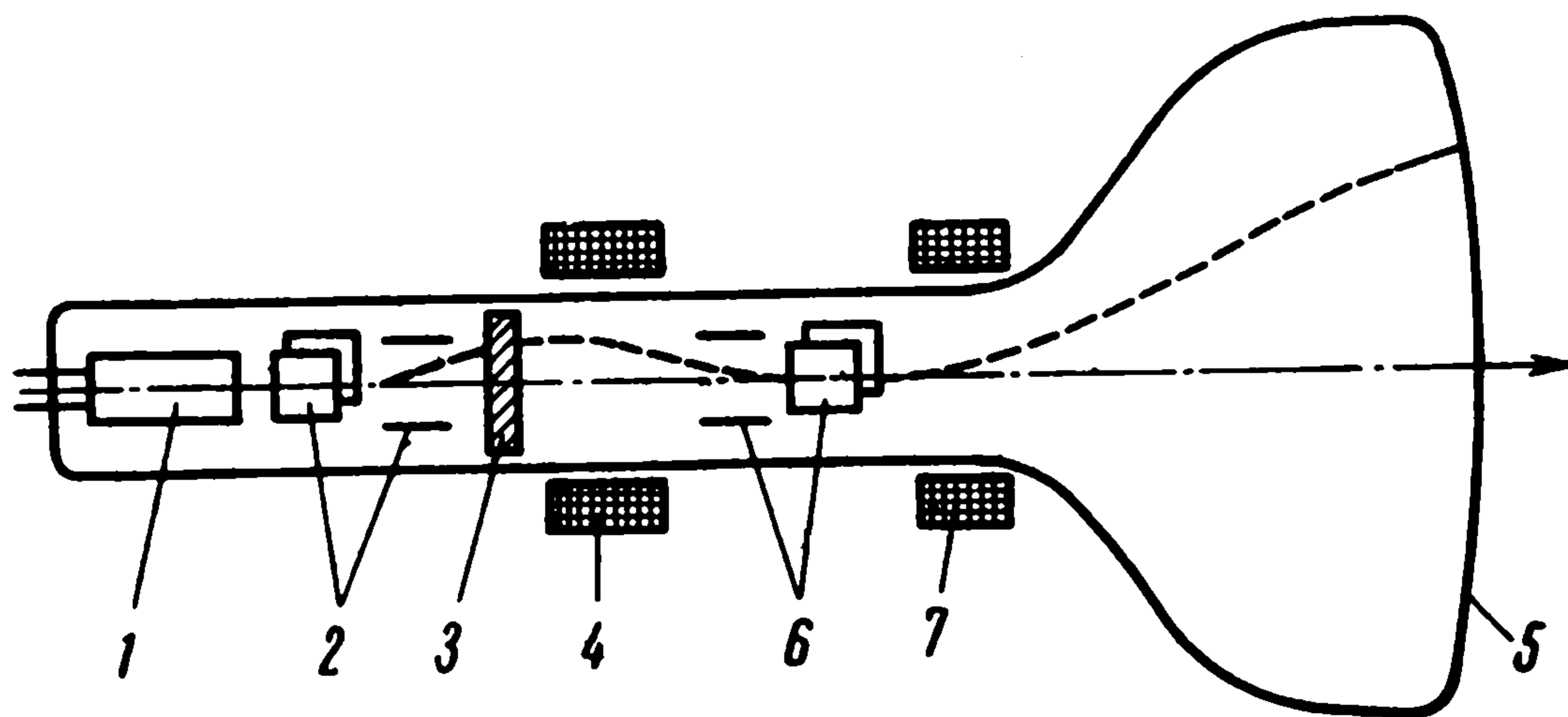


Рис. 20-4. Характрон.

В так называемом характроне, конструкция которого иллюстрируется на рис. 20-4, электронная пушка 1 формирует пучок, который с помощью двух пар отклоняющих пластин 2, называемых выбирающими, направляется на определенный участок матрицы 3. Матрица представляет собой металлический диск, в котором имеется определенное количество отверстий в форме букв, цифр и других необходимых знаков. Скрещение пучка образуется с таким расчетом перед матрицей, что слегка расходящийся пучок занимает на матрице поверхность, занимаемую одним знаком, и, проходя отверстие, приобретает поперечное сечение, соответствующее этому знаку.

Следующая — фокусирующая катушка 4 вновь отклоняет пучок к оси и создает изображение отверстия в матрице на экране характрон 5. Предварительно пучок с помощью еще двух пар отклоняющих пластин 6 вновь направляется вдоль оси трубки, а с помощью отклоняющих катушек 7 так называемой адресной системы направляется на нужное место экрана.

В результате на экране появляется изображение требуемого знака. Возможные количества знаков, имеющих высоту 0,5—0,9 мм, располагающихся на экране характрона диаметром 18 см, составляют величину порядка 125×125 при скорости воспроизведения около 20 000 знаков в секунду. Несколько другой принцип используется в трубке, носящей название композитрон (рис. 20-5). Матрица 1

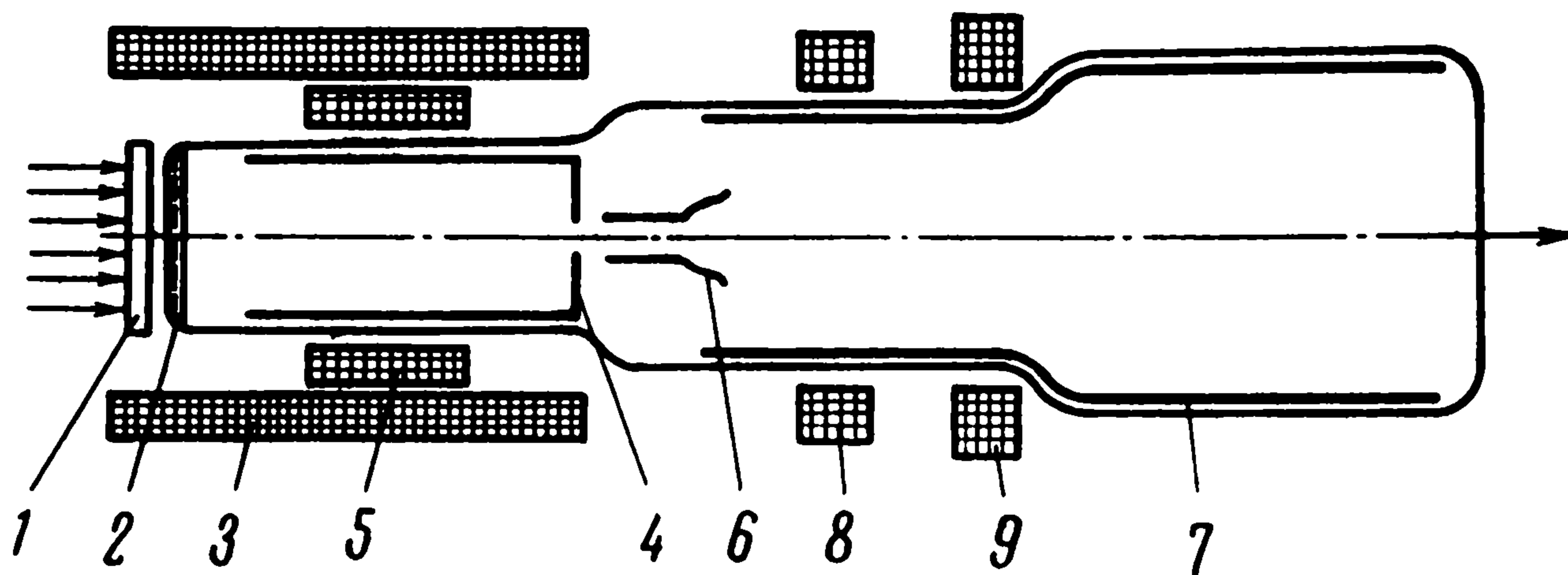


Рис. 20-5. Композитрон.

здесь помещена вне трубки и примыкает к полупрозрачному фотокатоду 2, нанесенному на внутреннюю поверхность торца баллона. При освещении фотокатода через матрицу на нем возникает электронное изображение всех знаков сразу. С помощью однородного поля первой фокусирующей катушки 3 оно переносится в плоскость анода 4, имеющего в центре узкую диафрагму. Выбирающая система из двух пар отклоняющих катушек 5 направляет в диафрагму изображение нужного знака, которое с помощью комбинации иммерсионной линзы, образованной цилиндром 6 и проводящим покрытием 7, и магнитной линзы, образованной второй фокусирующей катушкой 8, проектируется на экран.

Нужное размещение знаков по экрану достигается с помощью отклоняющих катушек адресной системы 9. Рабочее напряжение порядка 30 кВ создает высокую яркость знаков на экране. При высоком качестве изображения композитрон может воспроизводить примерно такую же плотность знаков на экране, как и характрон, но из-за чисто магнитного управления он имеет несколько меньшую скорость воспроизведения знаков. Очевидным преимуществом его является возможность смены матрицы.

Следует отметить, что область применения трубок со знаковой индикацией далеко не ограничивается радиолокационными устройствами. Они с успехом применяются в счетно-решающих машинах для вывода и фиксации результатов вычислений, в линиях связи, обеспечивая с помощью фотографирования изображения на экранах передачу большого объема информации за короткие промежутки времени и т. д.

Освещение вопросов, связанных с радиолокационными индикаторами, можно найти, например, в монографиях [Л. 52, 72—74].

ЭЛЕКТРОННООПТИЧЕСКИЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ И УСИЛИТЕЛИ ЯРКОСТИ ИЗОБРАЖЕНИЙ

21-1. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ И ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЭЛЕКТРОННООПТИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ И УСИЛИТЕЛЕЙ

Электроннооптический преобразователь изображений (ЭОП) является прибором, преобразующим оптическое (световое) изображение в некоторой, чаще всего инфра-

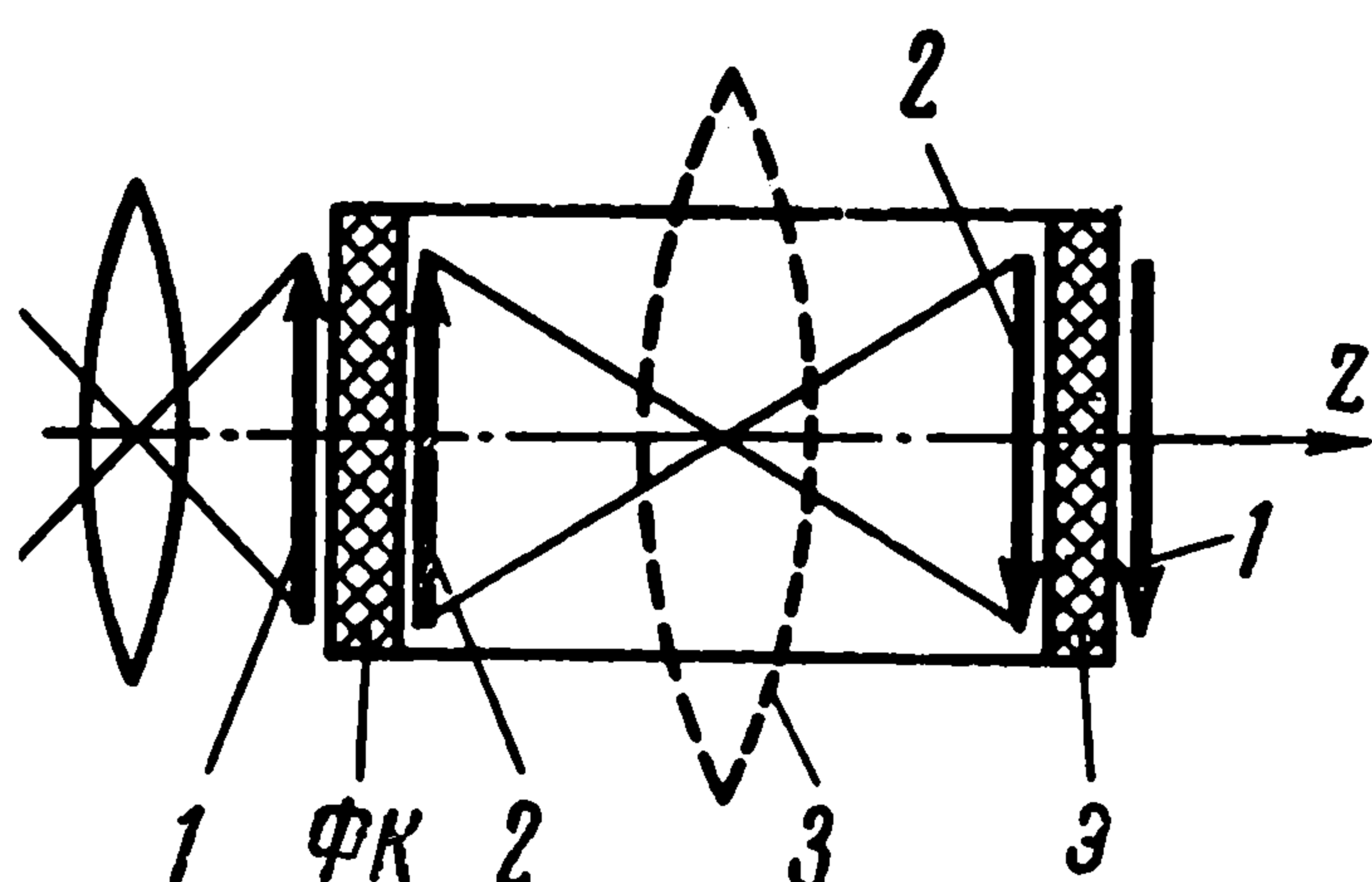


Рис. 21-1. Принцип действия электроннооптического преобразователя.

ФК — фотокатод; Э — экран. 1 — оптические изображения; 2 — электронные изображения; 3 — электроннооптическая система.

красной, области спектра в оптическое же изображение, но уже в другой, чаще всего в видимой, области спектра.

Электроннооптический усилитель отличается от ЭОП только тем, что формирует на выходе изображение, яркость которого значительно превышает яркость первоначального, входного, изображения. Необходимость в таких приборах очевидна. ЭОП может быть с успехом использован для наблюдения в темноте, на транспорте,

в военном деле. Электроннооптические усилители применяются в астрономии; весьма плодотворно применение их для усиления рентгеновского изображения, что позволяет резко снизить интенсивность облучающих объектов рентгеновских лучей. Приборы этого класса используются в физических исследованиях для регистрации различного рода сцинтилляций, вспышек, траекторий ядерных частиц и т. п.

Принцип действия ЭОП состоит в следующем. В откачанном объеме (рис. 21-1) помещают полупрозрачный фотокатод и люминесцирующий экран, между которыми находится электроннооптическая система, схематически показанная на рисунке в виде линзы.

Оптическое изображение проектируется на фотокатод, вызывая фотоэлектронную эмиссию, величина которой пропорциональна освещенности тех или иных участков катода. Таким образом, на катоде возникает электрон-

ное изображение, которое с помощью электроннооптической системы переносится в плоскость экрана, яркость которого в свою очередь пропорциональна плотности тока в электронном изображении.

Рассмотрим основные параметры, характеризующие такие приборы.

Область спектра, в которой преобразователь может работать наилучшим образом, зависящая, как указывалось, от рода применяемого фотокатода.

Пороговая чувствительность прибора, определяемая наименьшей освещенностью, при которой возможно наблюдение изображения. Этот параметр в первую очередь зависит от качества фотокатода, а также световой отдачи экрана, но во многом определяется и электроннооптической системой. Стремление повысить чувствительность приводит к тому, что при переносе изображения с фотокатода на экран его размеры стремятся уменьшить, что повышает плотность тока на экране, а следовательно, и пороговую чувствительность.

Пороговая чувствительность зависит также от напряжения, ускоряющего электроны при переносе изображения. При этом, рассматривая, например, светлое пятно на черном фоне, можно заметить, что наименьшая (пороговая) величина светового потока, необходимая для визуального определения изображения, вначале уменьшается с ростом напряжения, а затем начинает расти.

Увеличение пороговой чувствительности в этом случае связано с ростом световой отдачи люминофора, а ухудшение ее с дальнейшим ростом напряжения с рядом эффектов, таких, как увеличение автоэлектронной эмиссии с катода и других элементов прибора, увеличение паразитной эмиссии катода за счет бомбардировки его ионами остаточных газов, влияние электрического поля на термоэмиссию катода и т. д.

Для повышения чувствительности ЭОП применяются специальные способы усиления яркости изображения, которые будут рассмотрены ниже.

Разрешающая способность ЭОП, как и любого электроннолучевого прибора, определяет четкость изображения на экране, количество информации, в нем содержащейся. Но в отличие от электроннолучевой трубки здесь нет узкого, сравнительно параксиального электронного пучка, размеры которого на экране и определяют в основном разрешающую способность.

В ЭОП электроннооптическая система дает изображение сравнительно большой поверхности, а следовательно, принципиально используется широкий неосевой электронный пучок. Поэтому нуждается в уточнении само определение разрешающей способности, под которой здесь понимается максимальное число пар приходящихся на линейный миллиметр чередующихся светлых и темных линий, которые, будучи спроектированы на фотокатод, могут быть различимы на экране.

Ясно, что наличие широкого электронного пучка должно приводить к заметным aberrациям изображения;

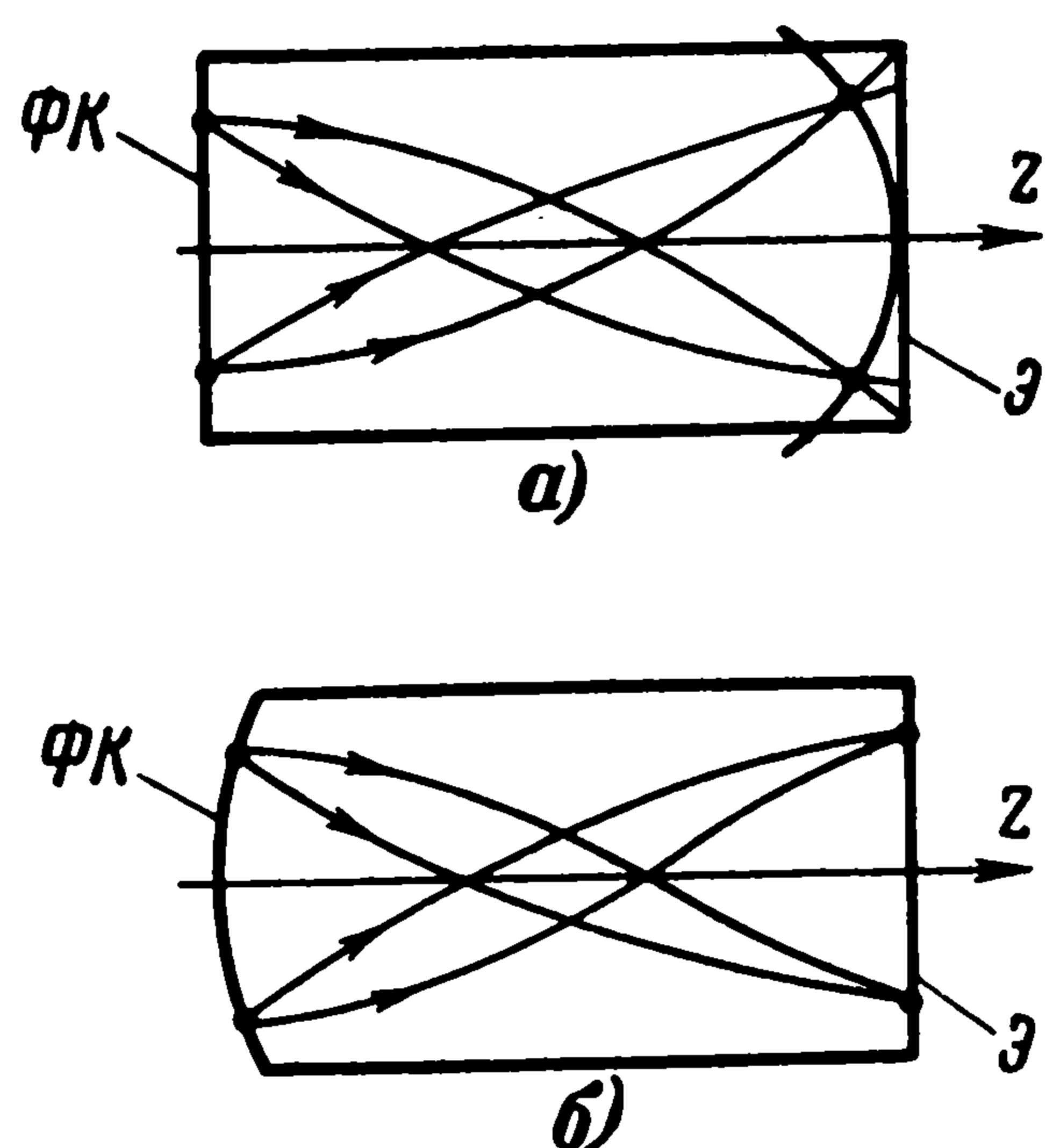


Рис. 21-2. Уменьшение aberrаций в электроннооптических преобразователях.

наиболее существенно важно это для удаленных от оптической оси точек. При этом с удалением от оси следует ожидать значительного роста астигматизма и дисторсии, малосущественных в обычных электроннолучевых трубках. Этот факт является одной из существенных причин, снижающих разрешающую способность с ростом размера изображения.

Так, например, в преобразователе, обеспечивающем в центре катода разрешение 18 пар линий на миллиметр, уже на расстоянии 6 мм от центра разрешение снижается до 10—11, а на расстоянии 12 мм — до 2 пар линий на миллиметр. При этом, как следует из гл. 6, астигматизм и искривление плоскости изображения приводят к тому, что наилучшее качество изображения получается в поверхности, несколько выдвинутой вперед по отношению к плоскости Гаусса (рис. 21-2,а). Изготовление экрана такой формы делало бы неудобным наблюдение изображения. Поэтому обычно экраны ЭОП плоские; но зато фотокатод имеет сферическую форму, которая подбирается так, чтобы возможно лучше приблизить экран к поверхности наилучшего изображения (рис. 21-2,б).

Вторым серьезным фактором, влияющим на разрешающую способность, является рассеяние света в экране. Чем последний толще, тем больше рассеиваются световые лучи, идущие от возбужденных точек люминофо-

ра, на зернах, образующих экран. Обычный порошковый экран ограничивает разрешающую способность ЭОП величиной порядка 50 пар линий на миллиметр. С этой точки зрения весьма перспективны практически бесструктурные прозрачные сублимат-экраны, разрешающая способность которых намного выше, чем у порошковых экранов, и позволяет получить разрешение 150 и больше пар линий на миллиметр.

Контраст изображения на экране, который в основном определяется теми же факторами, что и контраст на экране кинескопов. Следует лишь указать, что для повышения контрастности экранов ЭОП, а также для работы при высоких ускоряющих напряжениях они всегда алюминированы.

Габариты, вес и потребляемая мощность, которые при ряде применений таких приборов могут играть весьма существенную роль.

21-2. ТИПИЧНЫЕ КОНСТРУКЦИИ ЭЛЕКТРОННООПТИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ И УСИЛИТЕЛЕЙ

Среди весьма многочисленных конструкций ЭОП можно провести разграничение по способу переноса электронного изображения с фотокатода на экран. Наиболее простой способ основан на использовании однородного электрического поля, которое ускоряет по направлению к экрану электроны, эмиттируемые с катода под воздействием спроектированного на него оптического изображения. Конструкция такого прибора схематически иллюстрируется на рис. 21-3.

Две плоскости, на которые нанесены чувствительный в инфракрасной области спектра фотокатод и люминесцирующий экран, представляет собой как бы донышки стакана с двойными стенками. Это уменьшает утечки между экраном и катодом и позволяет использовать ускоряющие напряжения порядка нескольких киловольт при расстоянии между катодом и экраном всего в несколько миллиметров. При этом, однако, следует иметь в виду, что однородное электрическое поле не является

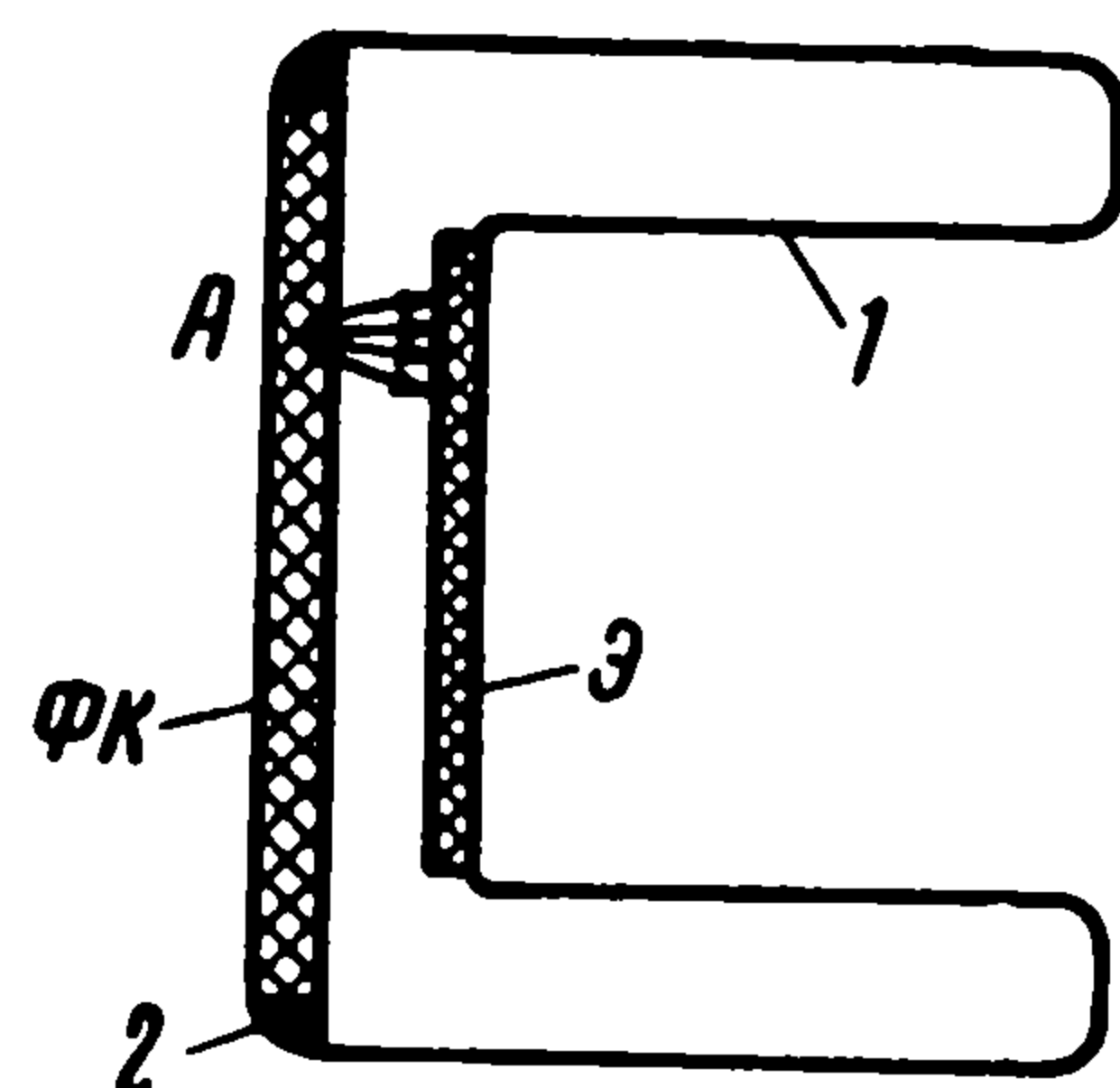


Рис. 21-3. Электроннооптический преобразователь с однородным электрическим полем. ФК — фотокатод; Э — экран; 1 — баллон; 2 — вывод фотокатода.

электронной линзой и пучок электронов, исходящий из некоторой точки A на катоде (рис. 21-3), будет иметь параболические траектории. Следовательно, точечный объект на катоде будет изображаться на экране в виде окружности. Вследствие этого нельзя ожидать в таком приборе высокой разрешающей способности, которая обычно не превышает 5—6 пар линий на миллиметр. Очевидно, что уменьшение расхождения пучка электронов, испускаемого некоторой точкой фотокатода, и повышение разрешающей способности могут быть достигнуты путем увеличения напряжения экран — катод или уменьшения расстояния между ними. Однако оба пути ограничиваются электрической прочностью прибора.

Кроме того, в таком простейшем ЭОП невозможно менять линейное увеличение, всегда равное 1. Если поместить такой прибор в однородное поле длинной магнитной линзы, то даже при значительном расстоянии катод — экран электроны, ускоряемые электрическим полем, пойдут по спиральям вдоль силовых линий магнитного поля. Как было показано ранее (гл. 3), такая длинная магнитная линза будет переносить электронное изображение с катода на экран, если расстояние между ними равно или кратно шагу спирали.

В ряде конструкций ЭОП вместо длинной применяется короткая магнитная линза, которая вместе с переносом изображения может осуществлять и изменение его масштаба.

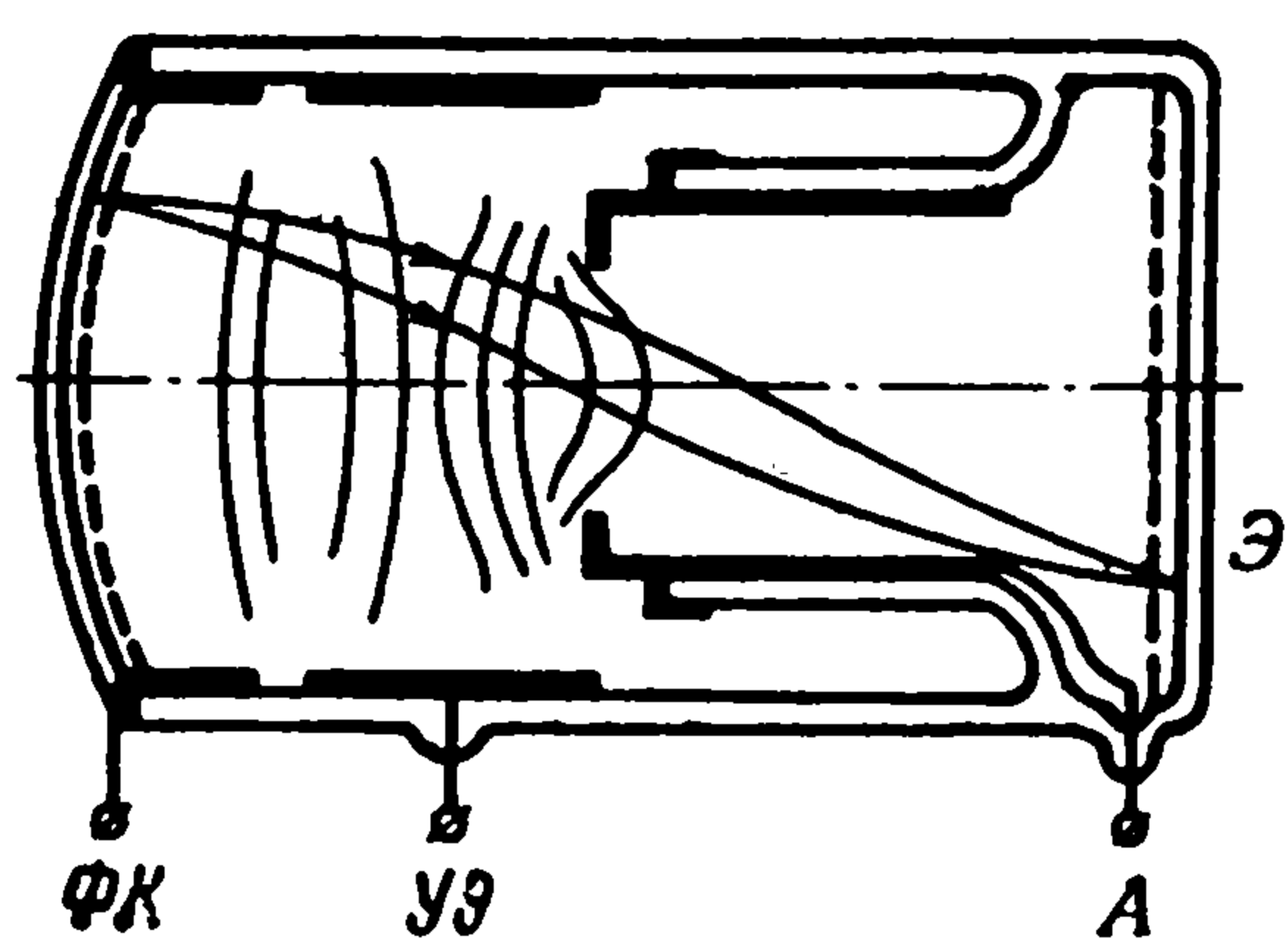


Рис. 21-4. Электронно-оптический преобразователь с электростатической фокусировкой.

ФК — фотокатод; УЭ — ускоряющий электрод; А — анод; Э — экран.

Однако применение магнитных линз, т. е. катушек с железом, связано с увеличением габаритов и веса ЭОП, а также со значительным потреблением мощности. Поэтому наиболее распространены конструкции ЭОП с электростатической фокусировкой, в которых перенос электронного изображения осуществляется с помощью электростатических электронных линз. Один из вариантов такой конструкции показан на рис. 21-4.

Электроннооптическая система состоит из катодного цилиндра, имеющего нулевой потенциал, ускоряющего

(фокусирующего) электрода, потенциал которого сравнительно невелик (несколько сотен вольт), и анода, к которому приложено основное рабочее напряжение порядка 20—40 кВ. В такой конструкции перенос изображения осуществляется двумя иммерсионными линзами, из которых первая, сравнительно слабая, служит для регулирования фокусировки, а вторая наряду с фокусировкой изображения ускоряет электроны, обеспечивая необходимую яркость свечения алюминированного экрана. Линейное увеличение системы, как указывалось, обычно меньше единицы, что обеспечивает дополнительное увеличение яркости.

Электроннооптический усилитель отличается от ЭОП практически только тем, что его фотокатод чувствителен в определенной области видимого спектра. При этом в усилителях рентгеновского изображения рентгеновский экран, возбуждаемый просвечиваемым объектом излучением, помещается внутрь баллона на прозрачной стенке, с другой стороны которой нанесен фотокатод.

21-3. УСИЛЕНИЕ ЯРКОСТИ ИЗОБРАЖЕНИЯ

Обычные электроннооптические усилители дают усиление света в несколько десятков раз. Однако в ряде случаев, например в экспериментальной физике, астрономии, этого оказывается недостаточно и приходится прибегать к разработке способов дополнительного усиления яркости изображения на экране усилителя.

Одним из таких способов является создание так называемых многокамерных ЭОП, которые представляют собой последовательное соединение двух или больше электроннооптических усилителей.

На рис. 21-5 схематически показана конструкция двухкамерного усилителя, в котором электронное изображение, возникающее на входном фотокатодe 1, переносится на промежуточный экран 3, нанесенный на тонкую прозрачную перегородку, разделяющую камеры. Свечение этого экрана возбуждает фотоэлектронную эмиссию катода 4 второй камеры, нанесенного с противоположной стороны перегородки первой камеры. Электроны, испускаемые катодом 4, возбуждают выходной экран 6. Такой двухкамерный усилитель дает усиление света порядка 10^3 . Применение трех камер повышает усиление еще на порядок. При этом эффект оказывается тем выше, чем лучше согласованы спектральные характеристики промежуточных экранов и фотокатодов.

В этом смысле подходящими являются, например, сульфид цинка, активированный серебром, дающий наиболее интенсивное излучение в синей области спектра, и сурьмяно-цезиевый фотокатод, обладающий максимальной чувствительностью в этой же области.

Следует отметить, что с ростом числа камер разрешающая способность усилителя заметно снижается из-за aberrаций, особенно усиливающихся на периферийной части экрана, а также рассеяния света в перегородках между камерами и особенно в экранах. Так,

обычный порошковый экран, будучи применен в однокамерном приборе, дает разрешающую способность в центре экрана около 40, а в двухкамерном до 18 пар линий на миллиметр.

Кроме того, в ряде случаев недостатком многокаскадных преобразователей и усилителей изображения является инерционность, связанная с наличием послесвечения промежуточных экранов.

Другой, сравнительно недавно нашедший применение способ усиления яркости заключается в использовании вторичной эмиссии

тонких пленок «на прострел». Он основан на том, что при бомбардировке тонкого слоя вещества пучком электронов определенной энергии, подобранной так, что они тормозятся вблизи противоположной стороны слоя, с этой стороны можно получить значительную вторичную эмиссию. В результате на таком вторичном эмиттере (диноде) получается усиление первичного тока в несколько раз.

Используемые в усилителях изображения диноды могут представлять собой слой хлористого калия, нанесенного на поддерживающую его пленку окиси алюминия. Так как хлористый калий является диэлектриком для отвода зарядов между ним и окисью алюминия наносится еще тонкая пленка металла (золота или алюминия). Такой динод дает вторично-эмиссионное усиление порядка 5—6 при энергии первичных электронов порядка 4—5 кэв.

Оптическое изображение, спроектированное на фотокатод усилителя, преобразуется в электронное и ускоряется электрическим полем в направлении первого динода, усиливается на нем и переносится на следующий динод и т. д.

После прохождения последнего динода усиленный электронный поток ускоряется в направлении люминесцирующего экрана, на котором и наблюдается изображение. Применение пяти динодсв дает возможность получить усиление тока в 10^4 раз, а усиление света порядка 10^5 , так что становится возможным зафиксировать на экране вспышку, вызванную появлением одного электрона на фотокатоде.

Прибор погружается в аксиальное однородное магнитное поле длинного соленоида или постоянного магнита, что обеспечивает фокусировку электронного пучка при переносе изображения с динода на динод и неплохую разрешающую способность порядка 30—40 пар линий на миллиметр при пяти каскадах усиления. Кроме того, разрешающая способность практически одинакова по всему полю изображения, и подушкообразная дисторсия, характерная для обычных

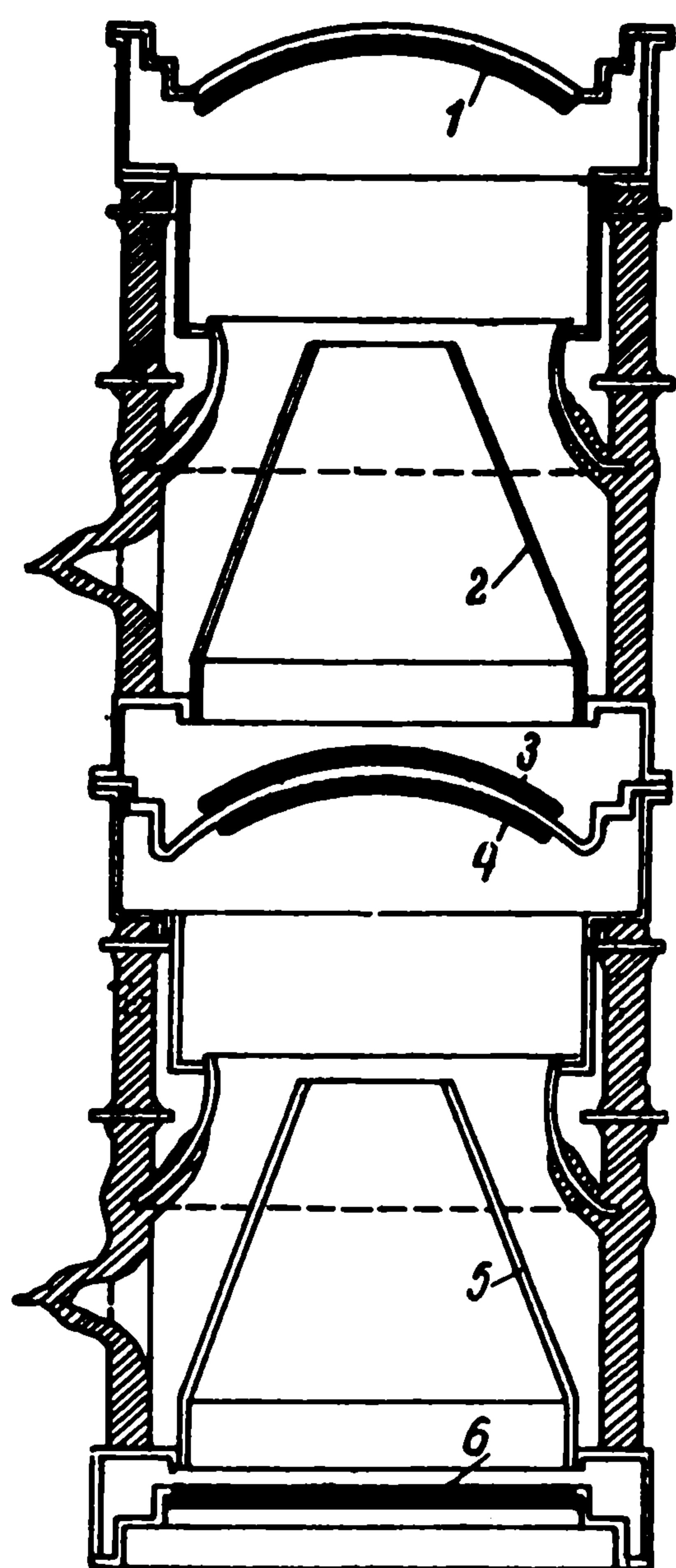


Рис. 21-5. Двухкамерный преобразователь.

1 — фотокатод первой камеры; 2 — анод первой камеры; 3 — экран первой камеры; 4 — фотокатод второй камеры; 5 — анод второй камеры; 6 — экран второй камеры.

ЭОП, отсутствует. Отсутствует также инерционность, присущая многокамерным ЭОП, а также, что с технологической точки зрения весьма важно, в одном баллоне необходимо сделать лишь один хороший фотокатод, а не несколько, как в многокамерных усилителях.

Некоторым недостатком такого типа приборов является наличие фокусирующей катушки или магнита, что увеличивает их габариты и вес.

Подробнее электроннооптические преобразователи рассматриваются в работах [Л. 75, 76].

Глава двадцать вторая

ЗАПОМИНАЮЩИЕ ЭЛЕКТРОННОЛУЧЕВЫЕ ТРУБКИ (потенциалоскопы)

22-1. ОСНОВНЫЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Запоминающие электроннолучевые трубки (потенциалоскопы) служат для фиксации (запоминания) информации, поступающей в виде электрических сигналов, и воспроизведения ее через определенное время, чаще всего опять в виде электрических сигналов.

Принцип работы потенциалоскопа заключается в том, что входной сигнал с помощью электронного пучка преобразуется в совокупность электрических зарядов — потенциальный рельеф на некоторой поверхности, так называемом потенциалоносителе или мишене. При воспроизведении сигнала электронный пучок, облучая мишень, снимает или видоизменяет потенциальный рельеф, в результате чего на выходе прибора возникает сигнал, соответствующий записанному входному сигналу.

Приборы подобного типа находят плодотворное применение в самых различных областях современной техники. Особенно широко они применяются в радиолокации, счетно-решающей технике, автоматическом программированном управлении различными процессами и т. д.

Несмотря на многообразие конструкций потенциалоскопов, в основе их работы лежат некоторые общие принципы. При работе любой запоминающей трубки всегда имеют место два основных процесса, а именно:

Запись, т. е. создание потенциального рельефа, соответствующего входному сигналу.

Воспроизведение или считывание, т. е. формирование выходного сигнала, несущего информацию о входном сигнале.

С рассмотрения этих процессов и следует начать.

22-2. НЕКОТОРЫЕ СПОСОБЫ ЗАПИСИ ПОТЕНЦИАЛЬНОГО РЕЛЬЕФА

Для записи на некоторой непроводящей поверхности, называемой мишенью (потенциалоносителем), потенциального рельефа чаще всего используется вторичная электронная эмиссия.

Представим себе систему, состоящую из пушки, формирующей электронный пучок, некоторой мишени, им

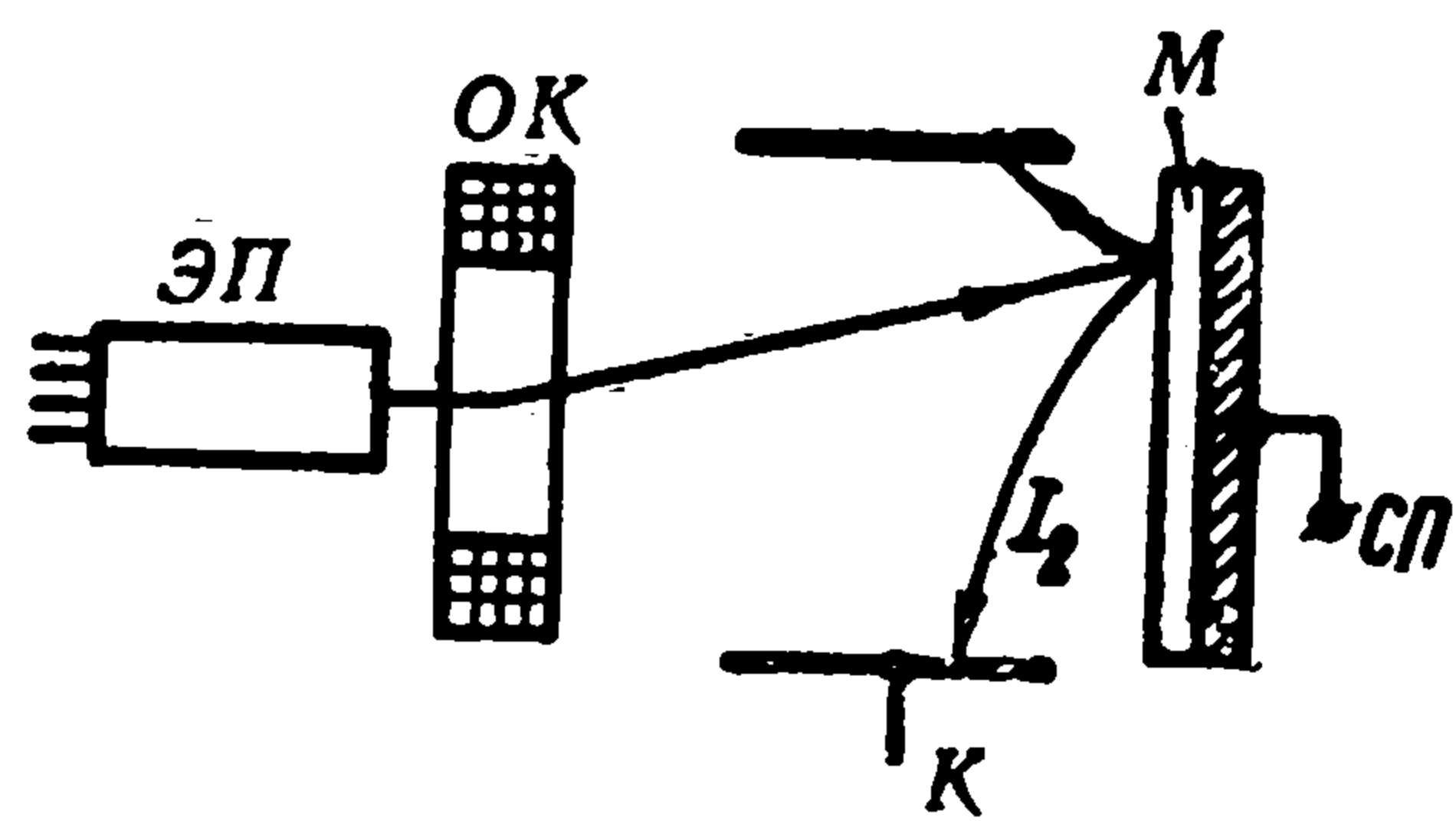


Рис. 22-1. К принципу работы потенциалоскопа.

ЭП — электронная пушка; ОК — отклоняющие катушки; К — коллектор; М — мишень; СП — сигнальная пластина.

облучаемой, и электрода, служащего коллектором вторичных электронов, имеющего потенциал U_K (рис. 22-1). С противоположной пушке стороны к мишени примыкает проводящий электрод, так называемая сигнальная пластина с потенциалом $U_{с.п.}$. Тогда при бомбардировке мишени электронным пучком потенциал ее поверхности U_M , как было показано в гл. 17, может стре-

миться к одному из двух равновесных потенциалов. Если энергия первичных электронов соответствует $\sigma > 1$, то $U_M \rightarrow U_K$ и устанавливается на уровне, несколько превышающем его. Такой режим называют часто режимом быстрых электронов.

Если же энергия первичных электронов невелика и $\sigma < 1$, то $U_M \rightarrow U_{кат}$ (потенциалу катода пушки) и устанавливается на уровне, несколько более низком, чем $U_{кат}$. В этом случае имеет место режим медленных электронов.

Рассмотрим некоторые способы записи.

Равновесная запись. В этом случае ток записывающего электронного пучка постоянен, и он с помощью соответствующей отклоняющей системы чертит на мишени некоторую трассу, например растр или спираль, на которой и нужно записать сигнал.

Если при падении пучка на мишень $\sigma > 1$, а во время записи на коллектор подано переменное напряжение записываемого сигнала, то при бомбардировке различных элементов мишени их потенциалы устанавливаются равными потенциалу коллектора. На мишени образуется распределение потенциала — потенциальный рельеф, соответствующий входному сигналу. При этом полярность

сигнала может быть любой и сдвиг потенциалов мишени может происходить как вверх, так и вниз от первоначального уровня (фона), имевшегося на мишени до записи. Этот потенциальный рельеф при прочих равных условиях сохраняется на мишени тем большее время, чем меньше ее проводимость.

Равновесная запись может быть осуществлена и при постоянном U_k , если входной сигнал модулирует потенциал катода. При этом энергия первичных электронов при падении на мишень должна соответствовать $\sigma < 1$ (режим медленных электронов), а полярность сигнала может быть лишь отрицательной, так как в противном случае электроны пучка не будут достигать мишени.

Наконец, равновесную запись можно осуществить в режиме быстрых электронов при постоянных U_k и $U_{кат}$, подавая входной сигнал на сигнальную пластину. При этом, в силу того что емкость между сигнальной пластиной и поверхностью тонкой мишени гораздо больше емкости между этой поверхностью и остальными электродами, потенциал мишени будет изменяться почти на ту же величину, что и $U_{с.п.}$

При развертке же электронным пучком все элементы мишени будут приводиться к одному равновесному потенциалу, равному U_k , накапливая заряд, образующий на мишени потенциальный рельеф. Полярность записываемого сигнала, очевидно, может быть в этом случае любой.

Неравновесная запись. В этом случае перед записью потенциал мишени должен быть отличным от потенциала коллектора U_k . Записываемый сигнал подается на модулятор пушки, формирующей записывающий пучок, и модулирует величину его тока.

При бомбардировке мишени в режиме $\sigma > 1$ потенциалы ее элементов стремятся к U_k . Если ток пучка невелик, то заряд, приносимый им за время облучения элементов мишени, будет недостаточен для сообщения им равновесного потенциала. Произойдет лишь некоторый сдвиг потенциалов в сторону U_k , величина которого на различных элементах мишени будет пропорциональна току луча, т. е. входному сигналу. Этот сдвиг потенциала элементов может происходить, очевидно, лишь в одном направлении, т. е. возможна запись только положительного или только отрицательного потенциального рельефа на некотором фоне.

Следует отметить, что при рассмотренных способах записи возможен не только переход вторичных электронов на коллектор или возврат их на бомбардируемый элемент, в результате чего образуется потенциальный рельеф. Возможно также движение вторичных электронов и на необлученные пучком элементы мишени, так называемый засев мишени вторичными электронами. Это приводит к изменению уже записанного рельефа, искажению или полному стиранию записи. Для предотвращения этого перед мишенью помещается мелко-структурная, так называемая барьерная сетка, потенциал которой, как правило, меньше или равен U_k . В этом случае вторичные электроны, пройдя барьерную сетку, уже не могут вернуться на мишень и уйдут на коллектор. При этом следует иметь в виду, что электродом, определяющим потенциал мишени в режиме $\sigma > 1$, будет уже не коллектор, а барьерная сетка.

Запись перераспределением вторичных электронов. Вредное влияние перераспределения вторичных электронов на мишени может быть в определенных условиях использовано для записи. Представим себе, например, что все элементы мишени одновременно облучаются электронами в режиме $\sigma > 1$, но плотность тока на различных элементах мишени различна. При этом все элементы должны приобрести равновесный потенциал, близкий к потенциалу коллектора. Однако в этих условиях вторичные электроны с элементов мишени будут идти не только на коллектор, но и на соседние элементы ее, потенциалы которых могут быть даже несколько выше U_k . Элементы будут обмениваться электронами, что приведет к некоторому снижению их потенциалов. При этом больше всего будут снижаться потенциалы элементов, на которых первичный, а следовательно, и вторичный ток меньше, так как они будут наиболее активно засеиваться вторичными электронами, сами испуская меньшее количество их.

На мишени установится распределение потенциалов, отражающее распределение первичного тока по ее поверхности. При этом в отличие от предыдущих случаев глубина потенциального рельефа, очевидно, будет весьма невелика.

Отметим, что аналогичная картина будет иметь место, если на фоточувствительную мишень вместо первичных электронов падает световой поток, вызывающий

фотоэмиссию. В этом случае потенциальный рельеф, получаемый перераспределением фотоэлектронов, будет отображать характер распределения светового потока по мишени.

Запись возбужденной проводимостью. Этот способ записи основан на способности тонких слоев некоторых диэлектриков резко менять свою электропроводность во время облучения их электронным пучком с энергией порядка 10 кэв и больше.

Если перед записью поверхность мишени имеет потенциал, отличный от $U_{с.п.}$, то при бомбардировке электронами ее проводимость возрастает и за счет утечки потенциал поверхности стремится к $U_{с.п.}$

Величина тока возбужденной проводимости может намного превышать ток возбуждающего ее первичного пучка. Так, для селена или плавленого кварца отношение этих токов достигает 100, а для трехсернистого мышьяка 40 000 и зависит от толщины слоя, температуры, энергии первичных электронов, разности потенциалов на слое и тока первичного пучка.

Следовательно, если ток развертывающего мишень электронного пучка промодулирован записываемым сигналом, то и сдвиг потенциалов различных элементов мишени в сторону $U_{с.п.}$ за счет тока возбужденной проводимости окажется пропорциональным сигналу.

На мишени образуется потенциальный рельеф, который может длительное время сохраняться, так как после прекращения бомбардировки мишени электронами возбужденная проводимость исчезает.

Если слой мишени способен изменять проводимость под действием света, т. е. является фотосопротивлением, то потенциальный рельеф, очевидно, можно записать, проектируя на мишень некоторое оптическое изображение.

22-3. СЧИТЫВАНИЕ

Перезарядное считывание. Этот способ воспроизведения записанного сигнала основан на вторичной электронной эмиссии и является одним из самых распространенных. Элементы непроводящей мишени, на которой записан потенциальный рельеф, и сигнальную пластину можно представить как совокупность большого числа конденсаторов, заряженных до различных потенциалов.

Если немодулированный электронный пучок разворачивает мишень в режиме $\sigma > 1$ по той же трассе, по которой производилась запись, то потенциалы ее элементов будут стремиться к U_k , емкости элементов мишени перезаряжаются и в цепи сигнальной пластины возникнет перезарядный ток. Величина этого тока определится разностью потенциалов на элементарных конденсаторах, т. е. потенциальным рельефом и в конечном счете записанным сигналом.

Очевидно, что этот же сигнал, точнее его зеркальное отображение, будет при считывании воспроизводиться и в цепи коллектора, так как при отсутствии других электродов сумма токов в цепи сигнальной пластины и коллектора должна быть равна одной величине — току первичного пучка.

Перезарядное считывание может быть, очевидно, осуществлено и в режиме $\sigma < 1$. При этом потенциалы элементов мишени стремятся к потенциалу катода пушки, а ток в цепи сигнальной пластины в отличие от предыдущего случая может иметь лишь одно направление. При перезарядном считывании желательно также устранить перераспределение вторичных электронов по мишени, для чего может быть применена барьерная сетка.

Считывание перераспределением вторичных электронов. Как мы видели, при записи перераспределением потенциальный рельеф на мишени неглубок и потенциалы ее элементов либо несколько ниже, либо чуть выше U_k . Если при этом немодулированный считывающий пучок развертывает мишень в режиме $\sigma > 1$, то потенциалы ее элементов должны стремиться к U_k . Однако так как ускоряющая разность потенциалов между коллектором и мишенью невелика, вторичные электроны лишь частично пойдут на коллектор, а частично под воздействием пространственного заряда и потенциального рельефа вернуться на мишень. При этом с участков мишени, имеющих наиболее низкий потенциал, на коллектор уйдет больше электронов, так как ускоряющая их разность потенциалов будет наибольшей и суммарный отрицательный заряд поверхности мишени уменьшится.

С участков же, имеющих относительно коллектора положительный потенциал, лишь очень небольшая часть наиболее быстрых вторичных электронов уйдет на коллектор. Большая же часть их вновь вернется на мишень, и отрицательный заряд ее увеличится. Перезаряд-

ный же ток в цепи сигнальной пластины может быть обусловлен лишь изменением суммарного заряда мишени, т. е. электронами, уходящими на коллектор. Следовательно, в цепи сигнальной пластины возникает сигнал, отражающий распределение потенциала по поверхности мишени.

Считывание сеточным управлением. В этом случае электронный пучок разворачивает мишень, представляющую собой мелкоструктурную сетку, покрытую с противоположной пушке стороны диэлектриком, на поверхности которого каким-то способом записан потенциальный рельеф. Если потенциал диэлектрика несколько ниже потенциала катода пушки, то в ячейках сетки образуется тормозящее поле, которое может отражать электроны считывающего пучка. Часть площади ячеек, занятая тормозящим полем, а следовательно, и доля тока пучка, пропускаемая сеткой, зависят от величины потенциального рельефа. Эта доля тока, попадая на расположенный за сеткой коллектор, и образует выходной сигнал. Если коллектор покрыть люминофором, то этот сигнал можно наблюдать визуально.

Особенностью такого способа считывания является то, что его можно проводить многократно, не нарушая записанного потенциального рельефа, так как электронный пучок не бомбардирует мишень, а только управляется записанным на ней рельефом.

Проведенное краткое рассмотрение процессов записи и считывания позволяет перейти к обзору некоторых типичных конструкций потенциалоскопов.

22-4. ПОТЕНЦИАЛОСКОП С БАРЬЕРНОЙ СЕТКОЙ

Конструкция потенциалоскопа с барьерной сеткой, или, как его иногда называют в литературе, радекона, или вычитающей трубки, если не вдаваться в особенности различных вариантов его выполнения, иллюстрируется на рис. 22-2.

Электронная пушка формирует пучок, разворачиваемый по мишени с помощью отклоняющих катушек.

Мишень, непосредственно перед которой для устранения перераспределения вторичных электронов помещена барьерная сетка, представляет собой пластину из диэлектрика, например стекла, с обратной стороны которой нанесено проводящее покрытие, служащее сиг-

нальной пластиной. Коллектором вторичных электронов служит проводящее покрытие на внутренней поверхности баллона прибора.

Рассмотрим два наиболее распространенных варианта работы потенциалоскопа. В первом из них входом служит сигнальная пластина, на которую и подается за-

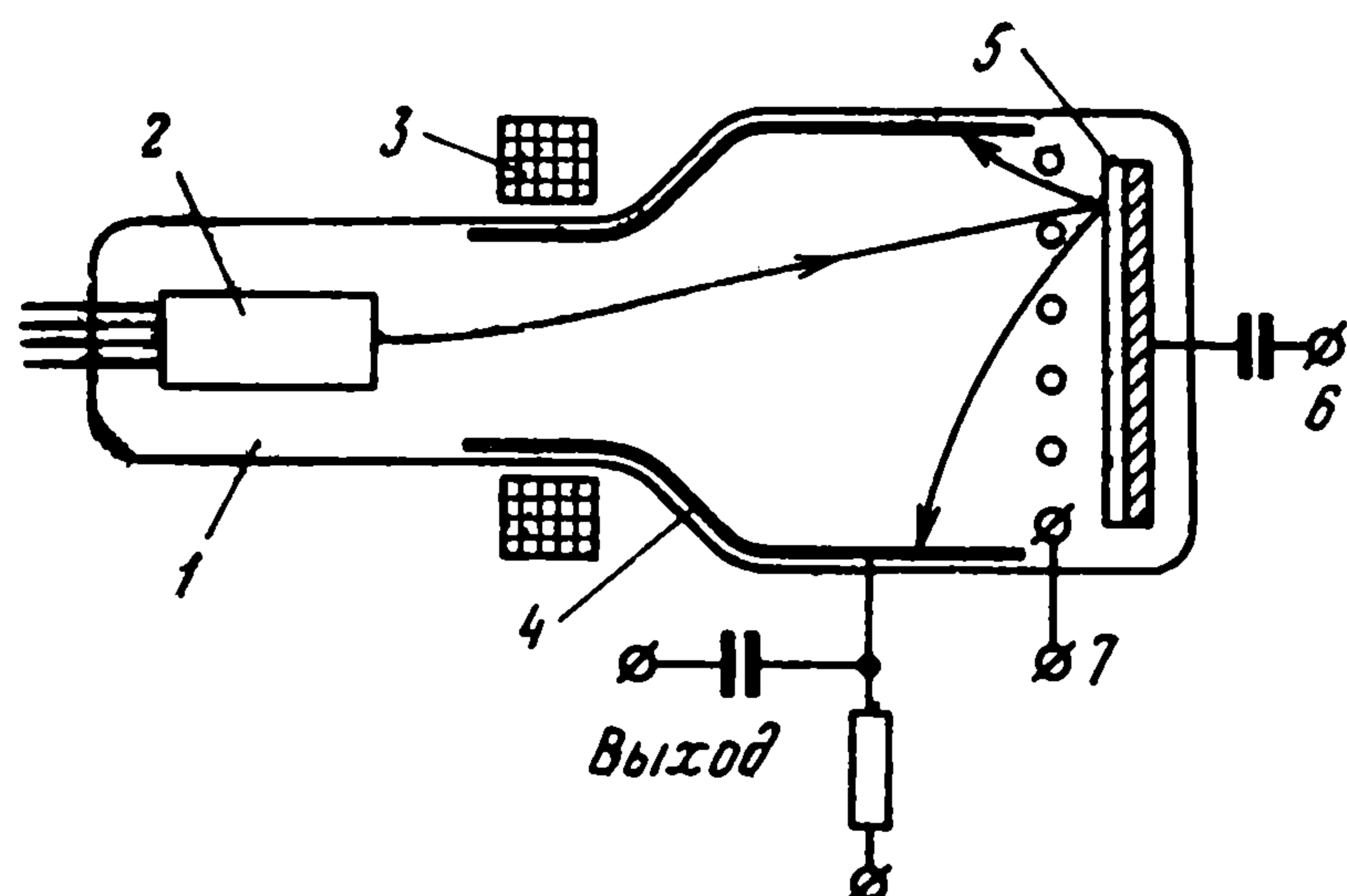


Рис. 22-2. Потенциалоскоп с барьерной сеткой.

1 — баллон; 2 — электронная пушка; 3 — отклоняющие катушки; 4 — коллектор; 5 — мишень; 6 — сигнальная пластина; 7 — барьерная сетка.

писываемый сигнал. Выходом, с которого снимается записанный сигнал при считывании, является коллектор. Если немодулированный электронный пучок разворачивает мишень в режиме $\sigma > 1$ и величина тока пучка достаточна для сообщения мишени равновесного потенциала, то, как следует из сказанного выше, на мишени в результате равновесной записи образуется потенциальный

рельеф. Отметим, что при этом в случае записи положительного относительно коллектора сигнала вторичные электроны будут при записи оставаться на мишени, понижая потенциал ее до потенциала коллектора. А это значит, что ток коллектора при этом уменьшается, напряжение же на выходе возрастет. В случае записи отрицательного относительно коллектора сигнала, наоборот, большая часть вторичных электронов пойдет на коллектор, ток его возрастет, а выходное напряжение уменьшится. Следовательно, в процессе записи сигнала этот сигнал воспроизводится на выходе потенциалоскопа.

При считывании, т. е. развертке мишени электронным пучком без подачи сигнала на вход, пучок стирает потенциальный рельеф, приводя потенциалы ее элементов к потенциалу барьерной сетки (перезарядное считывание). При этом если считывается элемент, на котором записан положительный относительно коллектора сигнал, т. е. на котором был накоплен отрицательный заряд, его потенциал повышается, а вторично-эмиссионный ток на коллектор растет. Следовательно, выходное напряжение снижается.

В случае же считывания элемента, на котором был записан отрицательный сигнал, т. е. накоплен положительный заряд, его потенциал снижается, ток на выходе падает, а выходное напряжение возрастает. Следовательно, при считывании по этой схеме на выходе потенциалоскопа воспроизводится зеркальное отображение записанного сигнала.

Второй вариант работы потенциалоскопа с барьерной сеткой основан на неравновесной записи. В этом случае входом служит модулятор, на который подается записываемый сигнал, модулирующий ток пучка. Если потенциал поверхности мишени в начале записи U_0 ниже потенциала барьерной сетки, то при записи в режиме $\sigma > 1$ он начнет повышаться. При этом повышение потенциала элементов мишени будет происходить в соответствии с величиной тока развертывающего ее пучка, а следовательно, с величиной входного сигнала. Элементы мишени будут накапливать тот или иной положительный заряд (потенциальный рельеф), а ток коллектора будет в соответствии с этим возрастать. Следовательно, выходное напряжение будет уменьшаться, и в процессе записи на выходе будет воспроизводиться зеркальное отображение записываемого сигнала.

При считывании потенциал барьерной сетки устанавливается равным U_0 — потенциалу мишени до записи, и она развертывается немодулированным электронным пучком. Следовательно, потенциалы элементов мишени будут снижаться до исходного, имевшегося на ней до записи потенциала (перезарядное считывание). При этом на мишени будет оставаться тем больше электронов, чем выше был ее потенциал; ток на коллектор окажется промодулированным потенциальным рельефом, в результате чего, как легко сообразить, на выходе будет воспроизведен записанный сигнал.

Возможны и другие режимы работы потенциалоскопа с барьерной сеткой, но уже два рассмотренных варианта позволяют говорить о ряде интересных применений его.

Во-первых, второй вариант позволяет, подавая на модулятор последовательно несколько сигналов и записывая их на одной и той же трассе электронного пучка на мишени, осуществлять сложение этих сигналов. В случае приема радиолокационного сигнала на фоне случайных помех периодически повторяющиеся сигналы

от целей будут складываться. Потенциалы участков мишени, на которых записаны эти сигналы, после n циклов записи возрастут в n раз, в то время как потенциалы участков, на которых записываются помехи (шумы), возрастут лишь в $\sqrt{n}$ раз.

В результате при считывании, производящемся после n циклов записи, улучшается отношение величины сигнала к шуму и могут быть повышены надежность и дальность действия радиолокационной станции.

Во-вторых, используя первый режим — равновесную запись, можно, записывая на той же трассе пучка на мишени последовательно два сигнала, осуществить вычитание первого сигнала из второго. Действительно, при записи второго сигнала он должен воспроизвестись на выходе потенциалоскопа. Но при этом происходит считывание ранее записанного первого сигнала, что приводит к воспроизведению на выходе его зеркального отображения. В результате обоих процессов на выходе прибора и получается разность между величинами этих сигналов.

Такой прием позволяет, в частности, выделить среди периодически повторяющихся сигналов те, которые имеют переменную от цикла к циклу амплитуду.

В результате, например, можно при приеме радиолокационного сигнала отделить переменные по величине сигналы от движущихся целей от постоянных сигналов, соответствующих неподвижным предметам.

Кроме того, потенциалоскоп с барьерной сеткой может быть использован для записи быстро протекающих процессов, автоматического управления процессами с использованием заранее записанной на мишени программы, а также как запоминающее устройство счетно-решающей машины. Следует, правда, сказать, что для счетно-решающих устройств разрабатываются специальные потенциалоскопы, на принципе работы которых мы остановимся ниже.

22-5. ПОТЕНЦИАЛОСКОП ДЛЯ ПЕРЕХОДА ОТ ОДНОГО СТАНДАРТА РАЗВЕРТКИ К ДРУГОМУ (графекон)

В ряде случаев бывает необходимо изображение, воспроизводимое на экране электроннолучевой трубки на основе определенной системы (стандарта) развертки пучка по ее экрану, преобразовать в изображение, воспроизводимое с помощью другой системы.

Одним из примеров может служить преобразование локационного изображения, т. е. изображения, полученного, скажем, на экране индикатора кругового обзора с использованием радиальной вращающейся линии, в телевизионное изображение, получаемое с помощью раstra, для дальнейшей передачи его с помощью обычной телевизионной системы. Другим примером может служить переход от одного телевизионного стандарта к другому, отличающемуся от первого числом строк

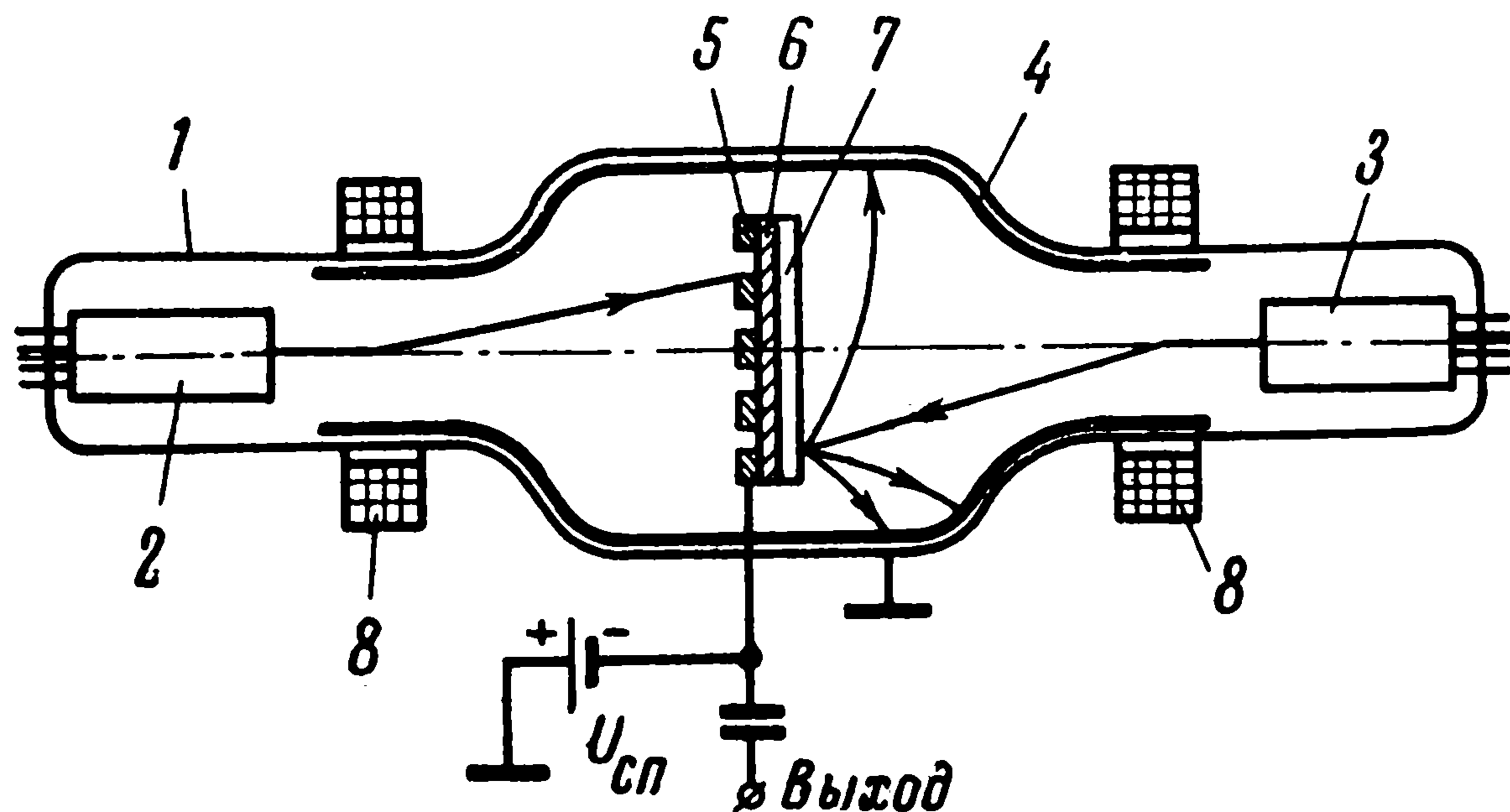


Рис. 22-3. Графekon.

1 — баллон; 2 — записывающая пушка; 3 — считывающая пушка; 4 — коллектор; 5 — мелкоструктурная сетка; 6 — сигнальная пластина; 7 — мишень; 8 — отклоняющие катушки.

в растре. Для этих целей оказалось удобным использовать специальные типы потенциалоскопов, представителем которых является так называемый графekon.

Конструкция графekonа схематически иллюстрируется на рис. 22-3.

В центральной части прибора на мелкоструктурной сетке укрепленa металлическая пленка, служащая сигнальной пластиной, на которую нанесен тонкий (порядка 0,5 мкм) слой диэлектрика, например фтористого магния, являющийся потенциалоносителем.

Потенциалоскоп имеет две электронные пушки. Одна из них, считывающая, расположена со стороны потенциалоносителя, и катод ее имеет сравнительно небольшой, порядка 1 кВ, отрицательный относительно земли потенциал.

В результате при развертке мишени немодулированным считывающим пучком ($\sigma > 1$) потенциал ее поверхности устанавливается равным потенциалу заземленного

коллектора вторичных электронов. При этом если сигнальная пластина имеет некоторый небольшой, порядка — 50 в, потенциал $U_{с.п}$ относительно земли, то между ней и поверхностью диэлектрика устанавливается постоянная разность потенциалов, примерно равная $U_{с.п}$.

Расположенная с другой стороны мишени записывающая пушка имеет высокий, порядка 10—15 кВ, отрицательный относительно земли потенциал. Формируемый ею электронный пучок модулируется входным сигналом и разворачивается по мишени, «простреливая» тонкую сигнальную пластину и вызывая в диэлектрике мишени возбужденную проводимость. При этом потенциалы элементов мишени сдвигаются в той или иной степени в сторону $U_{с.п}$, и на ее поверхности образуется потенциальный рельеф, соответствующий входному сигналу.

При последующей развертке мишени считывающим пучком потенциалы ее элементов вновь возвращаются к исходному потенциалу заземленного коллектора (перезарядное считывание), в результате чего на выходе прибора в цепи сигнальной пластины возникает записанный сигнал.

Если записывающий и считывающий пучки движутся по мишени согласно различным стандартам развертки, для чего достаточно подать соответствующие токи в отклоняющие их катушки, то графekon сравнительно просто преобразует изображение от стандарта, соответствующего записывающей пушке, к стандарту, соответствующему считывающей пушке.

22-6. ПОТЕНЦИАЛОСКОП С ДЛИТЕЛЬНЫМ ВОСПРОИЗВЕДЕНИЕМ ЗАПИСИ

В настоящее время известен ряд типов потенциалоскопов, позволяющих воспроизводить раз записанный сигнал в течение длительного времени. Их конструкции, а также режим работы могут быть различными, однако в них, как правило, используется считывание сеточным управлением.

Рассмотрим возможную схему работы потенциалоскопа, представленную на рис. 22-4.

Потенциалоноситель (мишень) представляет собой сетку с нанесенным на нее с одной стороны диэлектриком. С противоположной стороны смонтированы две электронные пушки. Одна из них (считывающая) фор-

мирует широкий электронный пучок, облучающий всю поверхность сетки, другая (записывающая) формирует узкий сфокусированный пучок. Со стороны диэлектрика расположен люминесцирующий экран с потенциалом $U_э$.

Предположим, что вначале пучок записывающей пушки заперт, потенциал сетки равен нулю, а $U_э < 0$. Тогда если потенциал катода $U_{кат1}$ считывающей пушки несколько ниже нуля, то электроны считывающего пучка, проходя сетку, отражаясь полем экрана и бомбардируя диэлектрик в режиме $\sigma < 1$, сообщают его поверхности потенциал $U_{кат1}$.

Затем отпирается вторая пушка, и записывающий пучок, промодулированный поданным на ее модулятор напряжением входного сигнала, разворачивает мишень с помощью магнитной отклоняющей системы.

Электроны записывающего пучка, в свою очередь отражаясь полем экрана, бомбардируют поверхность диэлектрика, но уже в режиме $\sigma > 1$, так как катод второй пушки находится под значительным отрицательным потенциалом относительно земли. Следовательно, потенциал диэлектрика начнет повышаться, сдвигаясь в той или иной степени в зависимости от тока пучка в сторону потенциала сетки, являющейся коллектором вторичных электронов (неравновесная запись).

В результате после записи на поверхности диэлектрика образуется потенциальный рельеф, ограниченный сверху потенциалом сетки, равным нулю, а снизу — величиной $U_{кат1} < 0$.

Если теперь потенциал экрана сделать значительно большим нуля, а потенциал катода считывающей пушки несколько уменьшить по абсолютной величине (приблизить к нулю), то электроны считывающего пучка смогут, достигнув экрана, возбудить его свечение. Однако прежде они должны будут пройти сквозь отверстия сетки,

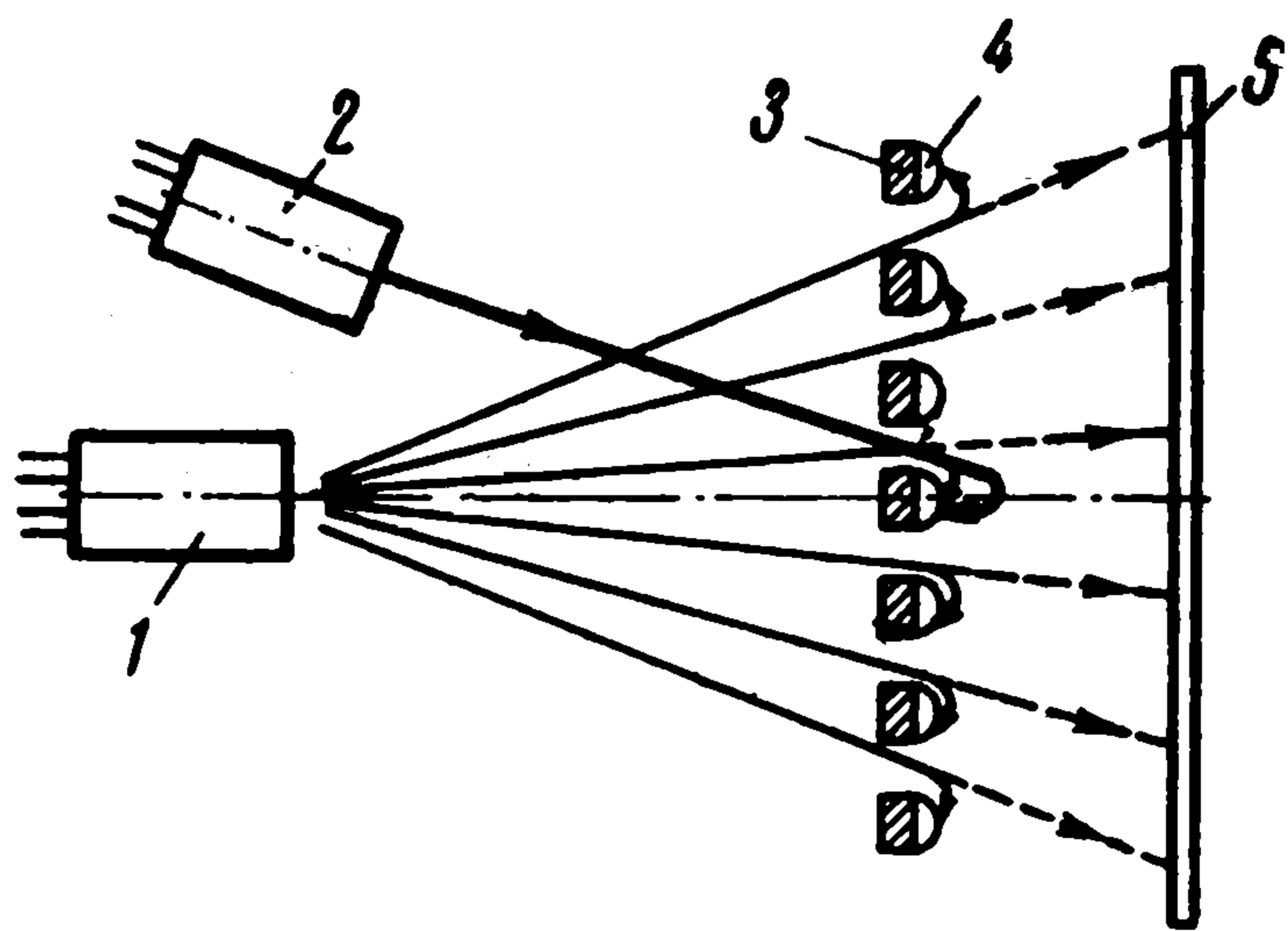


Рис. 22-4. Схема работы потенциалоскопа с длительным воспроизведением записи.

1 — считывающая пушка; 2 — записывающая пушка; 3 — мелкоструктурная сетка; 4 — диэлектрик (мишень); 5 — экран.

часть площади которых в зависимости от величины записываемого сигнала оказывается перекрытой тормозящим и отражающим эти электроны полем потенциального рельефа.

В результате ток, проходящий на экран, а следовательно, и яркость свечения различных участков последнего будут зависеть от величины записанного сигнала. При этом возникающее на экране изображение можно наблюдать длительное время, так как электроны считываемого пучка не бомбардируют диэлектрик и потенциальный рельеф стирается лишь идущими на него положительными ионами остаточных газов.

Стирание записанного сигнала и запись нового могут быть легко осуществлены, если повторить описанные выше операции.

Подобного типа потенциалоскопы могут быть с успехом применены, например, в радиолокации, так как они способны обеспечить гораздо большую яркость и гораздо более длительное «послесвечение», чем обычные радиолокационные индикаторы с люминесцирующим экраном.

22-7. ПОТЕНЦИАЛОСКОП ДЛЯ СЧЕТНО-РЕШАЮЩИХ МАШИН. БИСТАБИЛЬНАЯ ЗАПИСЬ

Электронные вычислительные машины нуждаются в так называемых устройствах памяти, которые служат для хранения исходных данных и результатов промежуточных вычислений. Следовательно, устройство памяти должно сохранять и в случае необходимости выдавать определенное количество чисел, представленных с помощью электрических величин. Наиболее удобной для этого оказалась не широко распространенная десятичная, а так называемая двоичная система счисления, в которой число может быть представлено как сумма ряда, каждый член которого есть 2^n , где n — номер члена ряда, начиная с нуля. При этом в зависимости от записываемого числа те или иные члены ряда умножаются либо на 0, либо на 1. Ясно, что в этом случае любое число можно записать с помощью всего двух чисел — нуля и единицы, символизирующих присутствие или отсутствие тех или иных членов указанного ряда в сумме, образующей число. Так, например, число 5 можно записать в виде 101, число 11 в виде 1101 и т. д.

Указанный способ записи чисел позволяет закодировать их в виде электрических величин. Так, в случае потенциалоскопа один уровень потенциала мишени может соответствовать единице, а другой — нулю, и в качестве устройства памяти может быть, например, использован потенциалоскоп с барьерной сеткой. В этом случае при развертке записывающего пучка по мишени достаточно отпирать его на определенные короткие промежутки времени, подавая одновременно на сигнальную пластину потенциал $+\Delta U$ или $-\Delta U$ относительно барьерной сетки. Если запись является равновесной, то в первом случае на мишени будет после записи оставаться отрицательный, а во втором — положительный относительно барьерной сетки потенциал, пропорциональный ΔU .

При считывании потенциал сигнальной пластины равен потенциалу барьерной сетки и пучок направляется на участки мишени, на которых записаны требуемые числа.

В результате на выходе в цепи коллектора возникнут импульсы, полярность которых будет определяться полярностью потенциала мишени и которые в зависимости от своей полярности символизируют 0 или 1. При этом потенциальный рельеф стирается, чего можно избежать, если в процессе считывания автоматически подавать в зависимости от полярности выходного импульса импульс соответствующей полярности на сигнальную пластину, восстанавливающий записанный на мишени уровень потенциала.

Однако и в этом случае возможно постепенное стирание записанной информации на участках мишени, которые не подвергаются считыванию, за счет некоторого перераспределения вторичных электронов с участков, на которых считывание проводится многократно. Поэтому надежность хранения информации в этом случае будет не особенно велика. Ее можно кардинальным образом повысить, применяя так называемую бистабильную запись, принцип которой состоит в следующем.

Представим себе потенциалоскоп, схема работы которого иллюстрируется на рис. 22-5.

Имеются две электронные пушки, из которых первая (фиксирующая) формирует широкий пучок, облучающий всю поверхность диэлектрической мишени, нанесенной на металлическую сигнальную пластину.

Вторая пушка (записывающая) формирует сфокусированный на мишени пучок, плотность тока которого j_2 много больше плотности тока фиксирующего пучка j_1 .

Пушки имеют общий последний анод — заземленное проводящее покрытие на внутренней поверхности баллона, служащее коллектором и имеющее потенциал $U_K = 0$.

Потенциалы катодов обеих пушек ниже нуля, причем потенциал катода второй пушки $U_{кат2}$ ниже, чем потенциал катода первой $U_{кат1}$.

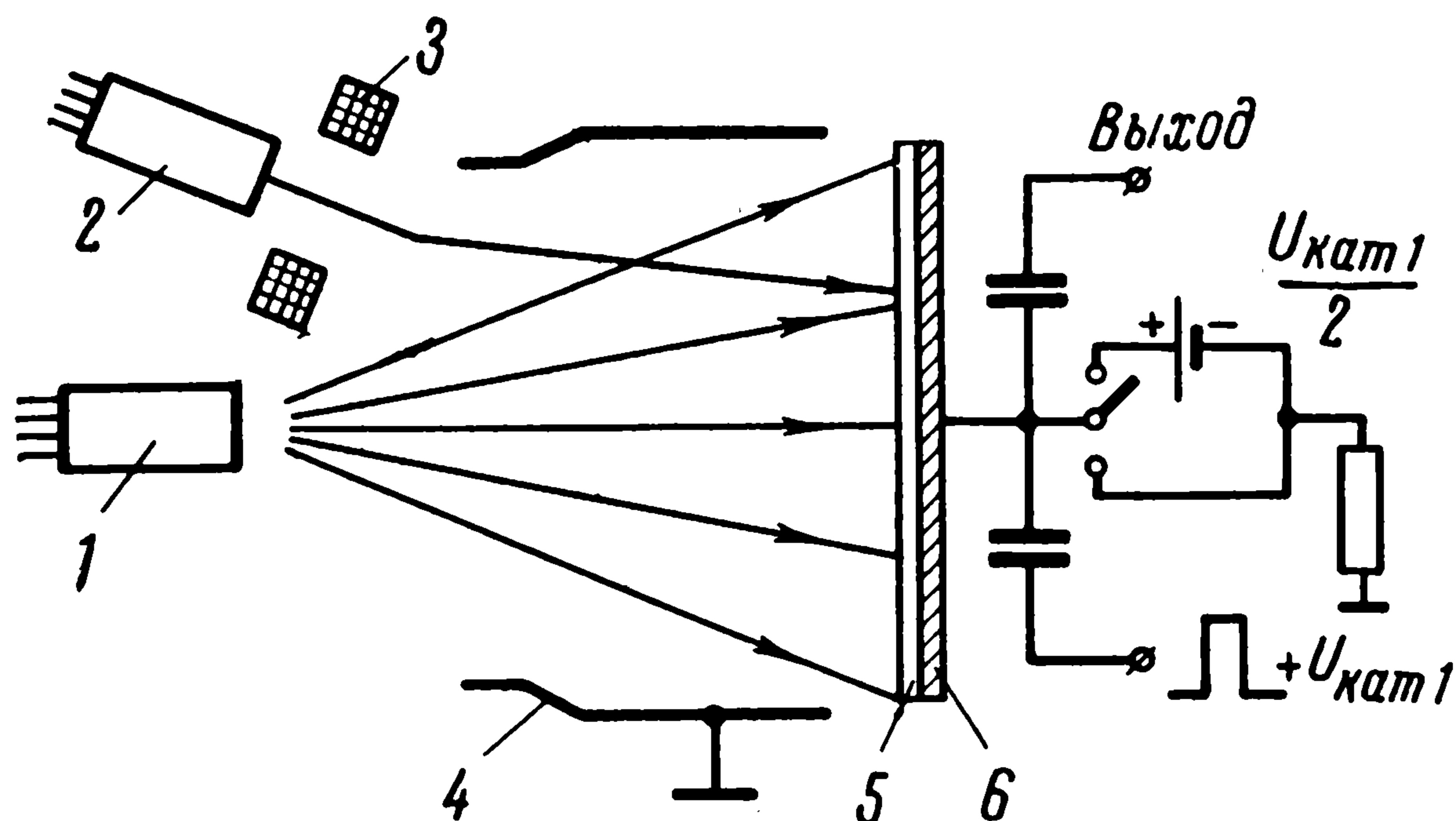


Рис. 22-5. Схема потенциалографа с бистабильной записью.

1 — фиксирующая пушка; 2 — записывающая пушка; 3 — отклоняющие катушки; 4 — коллектор; 5 — мишень; 6 — сигнальная пластина (при записи сигнальная пластина заземлена, при считывании соединяется с источником питания).

Если пучок записывающей пушки заперт, то электроны фиксирующего пучка, падая на поверхность мишени, могут в принципе в зависимости от случайно имевшихся на ней потенциалов иметь энергии, соответствующие $\sigma > 1$ или $\sigma < 1$. В соответствии с этим потенциалы одних элементов мишени под воздействием пучка примут потенциал, близкий к $U_K = 0$, а других $U_{кат1} < 0$, т. е. на мишени будут лишь два случайно распределенных уровня потенциала. При этом, что важно, распределение этих уровней, раз установившись, будет сохраняться неограниченно долгое время, пока работает фиксирующий пучок, так как любые отклонения потенциалов от равновесных за счет утечек и т. п. будут немедленно исправляться под действием фиксирующего пучка. Задача теперь состоит в том, как при записи это случайное распределение потенциалов перевести в требуемое, т. е.

создать на соответствующих элементах мишени либо верхний ($U \approx 0$), либо нижний ($U_{\text{кат1}} < 0$) уровни потенциала. Это можно сделать, если в первом случае подавать на модулятор записывающей пушки отпирающие пучок импульсы, а во втором случае одновременно с этими импульсами подавать на сигнальную пластину положительные импульсы с амплитудой, равной $U_{\text{кат1}}$.

Действительно, при подаче отпирающего импульса на записывающую пушку возможны два варианта. В первом из них пучок попадает на мишени на элемент, уже имеющий потенциал, равный нулю. Тогда, так как $\sigma > 1$ и потенциал мишени равен равновесному, пучок его не изменит, и после записи элемент сохранит требуемый нулевой потенциал. Во втором варианте пучок попадает на элемент, имеющий потенциал $U_{\text{кат1}}$. Но так как $j_2 \gg \gg j_1$, то действие записывающего пучка будет преобладать над действием фиксирующего и потенциал элемента устремится к потенциалу коллектора вторичных электронов, равному нулю, а после записи будет поддерживаться на этом уровне с помощью фиксирующего пучка.

В случае записи нижнего уровня ($-U_{\text{кат1}}$) также возможны два варианта. В первом элемент мишени уже имеет до записи нижний уровень потенциала. Тогда в момент подачи положительного импульса на сигнальную пластину его потенциал за счет большой емкости между сигнальной пластиной и поверхностью мишени также увеличится примерно на величину $U_{\text{кат1}}$ и станет равным нулю. Следовательно, записывающий пучок будет облучать поверхность, имеющую равновесный потенциал, и не изменит ее заряда. В результате после окончания записи и снижения потенциала сигнальной пластины до нуля потенциал элемента вновь вернется к исходному значению $U_{\text{кат1}}$.

В случае же, если до записи потенциал элемента был равен нулю, при подаче импульса на сигнальную пластину этот потенциал повысится на величину, по абсолютной величине равную $U_{\text{кат1}}$. Тогда записывающий пучок будет, приводя потенциал элемента к равновесному нулевому потенциалу, оставлять на нем отрицательный заряд. В результате после окончания записи и снятия положительного импульса с сигнальной пластины потенциал элемента также упадет и станет равным $U_{\text{кат1}}$.

Таким образом, разворачивая записывающий пучок по мишени и подавая в нужные моменты времени им-

пульсы на модулятор или на модулятор и сигнальную пластину одновременно, можно создать на мишени требуемое распределение двух возможных уровней потенциала. Оно будет затем надежно поддерживаться фиксирующим пучком. В момент считывания на сигнальную пластину необходимо подать постоянный положительный потенциал, равный примерно половине абсолютной величины $U_{кат1}$, и отпереть на короткое время записывающий пучок. При этом, так как $\sigma > 1$, а потенциалы элементов мишени окажутся либо выше, либо ниже равновесного нулевого потенциала на величину $U_{кат1}/2$, они будут стремиться к равновесному, понижаясь или повышаясь в зависимости от того, какой уровень был на них записан.

В результате в цепи сигнальной пластины (рис. 22-5) появится перезарядный ток, направление которого будет зависеть от того, каков был записанный уровень потенциала. При этом считывание должно быть неравновесным и сдвиг потенциалов элементов небольшим, так чтобы после считывания, когда потенциал сигнальной пластины вновь станет равным нулю, фиксирующий пучок мог автоматически восстановить имевшиеся на мишени потенциальные уровни.

Очевидно, что в таком потенциалоскопе записанная информация надежно сохраняется, несмотря на любое количество считываний.

Более подробные сведения о потенциалоскопах содержатся в работах [Л. 77—79].

Глава двадцать третья

ПЕРЕДАЮЩИЕ ТЕЛЕВИЗИОННЫЕ ПРИБОРЫ

23-1. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЕРЕДАЮЩИХ ТЕЛЕВИЗИОННЫХ ПРИБОРОВ

Как указывалось в гл. 19, передающий телевизионный прибор, являясь входным устройством телевизионной системы, призван осуществить развертку передаваемого оптического изображения и сформировать видеосигнал, несущий информацию об освещенности его элементов.

Широкое применение телевидения в быту, науке и технике обуславливает весьма разнообразные требова-

ния, предъявляемые к таким приборам. Однако для всех передающих приборов может быть указан ряд общих для них основных характеристик, с краткого рассмотрения которых и следует начать.

Спектральная характеристика. Передаваемое изображение, как правило, является цветным. В обычном же телевидении воспроизводимое на экране кинескопа изображение является черно-белым, т. е. его элементы различаются лишь по яркости. Известно, что глаз, воспринимая световые потоки одинаковой энергии, но с различной длиной волны, регистрирует различную яркость. Поэтому во избежание искажения изображения при его передаче необходимо, чтобы зависимость величины видеосигнала от длины волны падающего света при равных его энергиях — спектральная характеристика передающего прибора — совпадала с кривой спектральной чувствительности глаза.

Паразитные сигналы. На выходе передающего прибора может возникать и накладываться на полезный сигнал ряд паразитных сигналов — шумов, связанных в первую очередь с флуктуационным характером происходящих в нем процессов.

Отношение величины сигнала к шуму на выходе прибора должно быть достаточно высоким, не менее 30—40. В противном случае шумы, воспроизводясь на экране кинескопа, делают изображение некачественным. Кроме хорошего отношения сигнала к шуму, на выходе прибора желательно иметь и возможно большую величину самого сигнала, так как при усилении на него будут накладываться и вместе с ним усиливаться шумы первого каскада усилителя.

Наряду с флуктуационными шумами ряду передающих приборов свойственны специфические паразитные сигналы, связанные с особенностями их работы.

Разрешающая способность. Под разрешающей способностью передающего прибора можно понимать максимальное число чередующихся светлых и темных полос равной ширины, приходящихся на высоту или ширину изображения, которое может быть воспроизведено на экране кинескопа, при условии что как кинескоп, так и канал связи имеют заведомо более высокую разрешающую способность.

В первую очередь разрешающая способность передающего прибора должна очевидно, зависеть от разме-

ров разворачивающего передаваемое изображение элемента, которым чаще всего является электронный пучок. Чем меньше размер разворачивающего элемента, тем выше должна быть разрешающая способность.

Кроме того, разрешающая способность определяется режимом работы того или иного прибора и свойствами применяемых в нем материалов.

Передача градаций яркости. При передаче изображения некоторого объекта часть имеющихся на нем градаций яркости теряется. Причиной этого среди других явлений являются шумы, которые, накладываясь на сигналы, соответствующие близким уровням яркости, делают их неразличимыми на изображении в тем большей степени, чем меньше отношение сигнал/шум. Поэтому особенно желательно при передаче изображения иметь наилучшее отношение сигнал/шум на низких уровнях освещенности, для чего требуется определенный вид характеристики сигнал — свет.

Характеристика сигнал — свет является одной из основных характеристик передающего прибора и представляет собой зависимость тока сигнала, формируемого трубкой, от освещенности того или иного элемента передаваемого изображения ($I_c = k_1 E_{вх}^{\gamma_1}$).

Общая характеристика телевизионной системы должна быть в первом приближении линейной, т. е. зависимость между яркостью на экране кинескопа $B_{вых}$ и освещенностью соответствующих элементов изображения должна иметь вид $B_{вых} = k E_{вх}$. Имея в виду, что зависимость $B_{вых}$ от сигнала, подаваемого на модулятор, $B_{вых} = k_3 U_m^{\gamma_3}$, как мы видели в гл. 15, нелинейна и $\gamma_3 \approx 5/2$, и полагая, что характеристика усилительного тракта линейна ($\gamma_2 = 1$), из условия $\gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 = 1$ * получаем, что желательная величина γ_1 порядка 0,4. Следовательно, характеристика сигнал — свет должна иметь вид, представленный на рис. 23-1. При этом, кстати, одинаковые приращения освещенности элементов объекта будут вызывать большие приращения сигнала при низких освещенностях, чем при высоких. А это значит, что, исходя из сказанного выше, условия передачи градаций ярко-

* Строго говоря, общая характеристика телевизионной системы должна иметь величину $\gamma = \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3$, несколько большую единицы, что, как легко показать, приводит к повышению контраста изображения на экране кинескопа.

сти будут более благоприятными при низких освещенностях.

Прибор же, имеющий характеристику сигнал — свет ($\gamma_1 = 1$), потребует для обеспечения линейности всей системы создания усилительного тракта с $\gamma_2 < 1$, т. е. обеспечивающего большее усиление сигнала именно при условиях низкой освещенности. А так как вместе с сигналом усиливаются и шумы первого каскада усилителя, это приведет к ухудшению отношения сигнал/шум при условиях низкой освещенности, где сигнал мал, что особенно нежелательно.

Следует указать, что в силу особенностей ряда типов передающих приборов их характеристика сигнал — свет не является однозначной и определяется характером передаваемого изображения, а также режимом работы прибора.

Инерционность передающего прибора может выражаться в том, что появляется зависимость сигнала, вырабатываемого при передаче изображения, от условий освещенности, имевших место до того. При передаче движущихся изображений они, следовательно, могут заметно искажаться. Инерционность тесно связана с особенностями тех или иных приборов и будет рассмотрена при обсуждении их работы.

Чувствительность. Под чувствительностью передающего прибора можно понимать наименьшую величину освещенности, при которой он еще способен образовать сигнал, обеспечивающий удовлетворительное воспроизведение изображения.

Чувствительность в первую очередь должна зависеть от эффективности преобразования падающего на прибор света в электрические сигналы, т. е. от чувствительности фотокатодов, фотосопротивлений и т. д., а также от уровня шумов и паразитных сигналов.

Передача сигнала уровня черного. При передаче видеосигнала от передающего прибора к кинескопу сохраняется лишь его переменная составляющая, соответствующая изменениям освещенности элементов объекта. Постоянная же составляющая, по которой можно было бы судить об абсолютной величине уровня фона, на

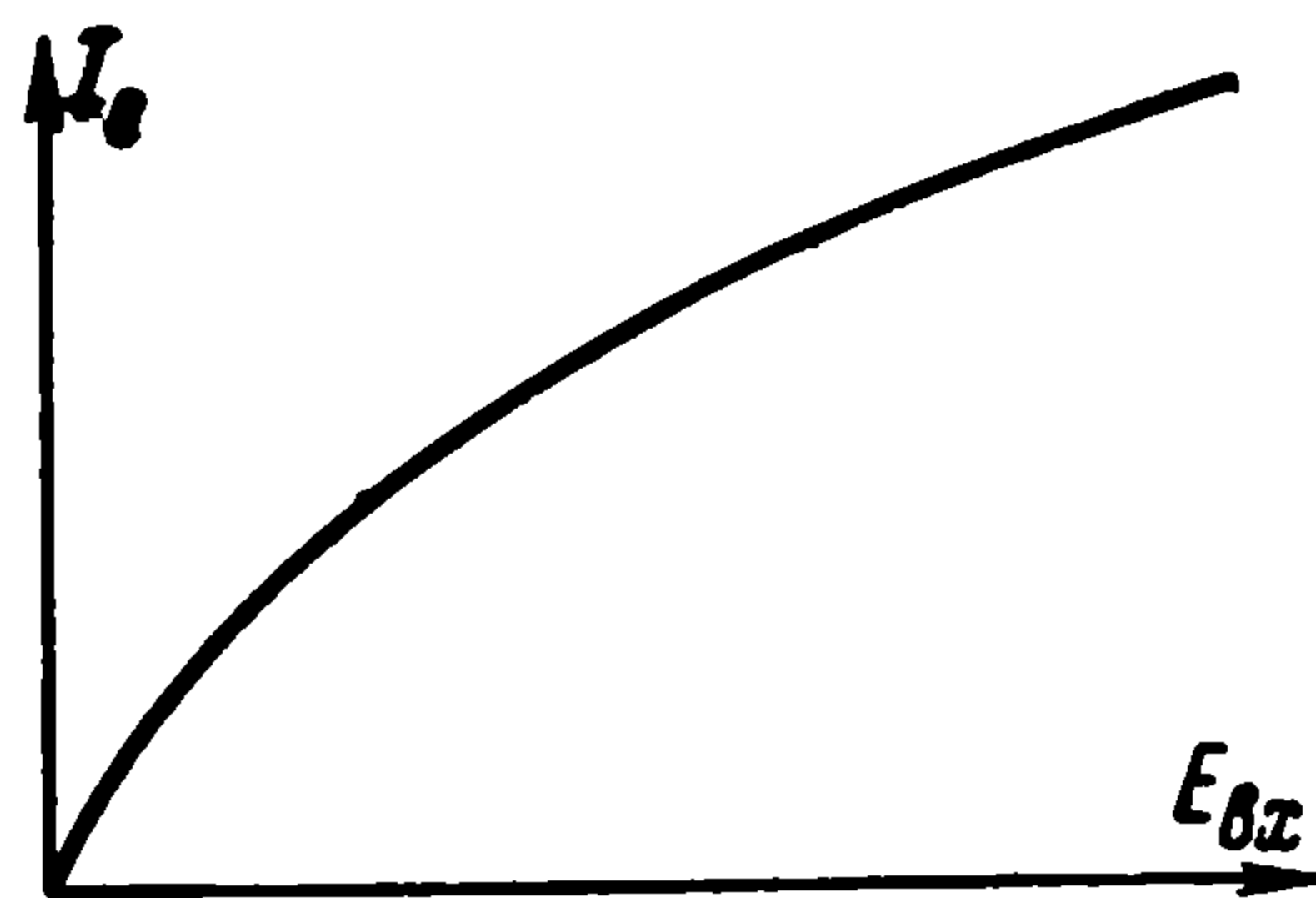


Рис. 23-1. Оптимальный вид характеристики сигнал—свет

котором происходят эти колебания, теряется. В результате при воспроизведении изображения могут возникнуть значительные искажения.

Для правильного определения уровня, на котором необходимо располагать сигнал на модуляционной характеристике кинескопа, необходимо наличие в этом сигнале информации о начале отсчета яркости, т. е. сигнала, соответствующего неосвещенному (черному) элементу изображения. При этом желательно, чтобы прибор при развертке передаваемого изображения формировал на выходе такой сигнал автоматически при обратном ходе развертывающего электронного пучка, во время которого пушка заперта и ток пучка равен нулю. Тогда, используя соответствующие схемы, приводящие сигналы уровня черного к одному уровню на модуляционной характеристике, можно будет обеспечить правильное, соответствующее объекту воспроизведение уровней яркости.

Таковы основные параметры, характеризующие передающие телевизионные приборы, которые следует иметь в виду при рассмотрении конкретных типов таких приборов.

23-2. ПРИБОРЫ, РАБОТАЮЩИЕ НА ПРИНЦИПЕ ПООЧЕРЕДНОГО ДЕЙСТВИЯ. ПРИНЦИП НАКОПЛЕНИЯ ЗАРЯДА

При формировании видеосигнала возможны различные способы развертки передаваемого изображения. Исторически первым способом явилась механическая развертка. В этом случае оптическое изображение проектировалось на вращающийся диск с прорезанными в нем прямоугольными отверстиями (рис. 23-2), которые при вращении диска, пробегая вдоль изображения одно за другим, «прочерчивают» на нем систему строк, число которых равно числу отверстий. При этом помещенный с другой стороны диска фотоэлемент, улавливая проходящий сквозь отверстия свет, будет формировать сигнал, пропорциональный освещенности элементов изображения.

Не говоря уже о громоздкости такого устройства, укажем на присущий ему принципиальный недостаток. Для улучшения качества изображения необходимо

уменьшить размеры разворачивающих элементов. Но при этом будет уменьшаться пропускаемый ими световой поток и, следовательно, снижаться величина сигнала, т. е. чувствительность. При этом противоречие между чувствительностью и разрешающей способностью является непримиримым.

В этом случае при формировании сигнала, соответствующего освещенности некоторого элемента, используется только световой поток, падающий на элемент в момент его передачи. Световой же поток, падающий в это время на остальные элементы, остается неиспользованным.

Такой принцип формирования видеосигнала называется принципом поочередного действия. Он может быть реализован и электронными методами, примером чего является один из первых передающих приборов, так называемый диссектор.

Принцип действия диссектора иллюстрируется на рис. 23-3. Оптическое изображение проектируется на полупрозрачный фотокатод $\Phi К$, в результате чего на нем возникает, как и в ЭОП, электронное изображение, плотность тока в котором соответствует освещенности участков фотокатода.

Фотоэлектроны, ускоряясь в сторону металлического экрана $\mathcal{E}$, движутся по спиральям вдоль силовых линий однородного магнитного поля фокусирующей катушки $\Phi_{ок.к}$, осуществляющей перенос изображения с фотокатода на экран. В центре экрана имеется небольшое отверстие $Д$, за которым расположен коллектор $К$.

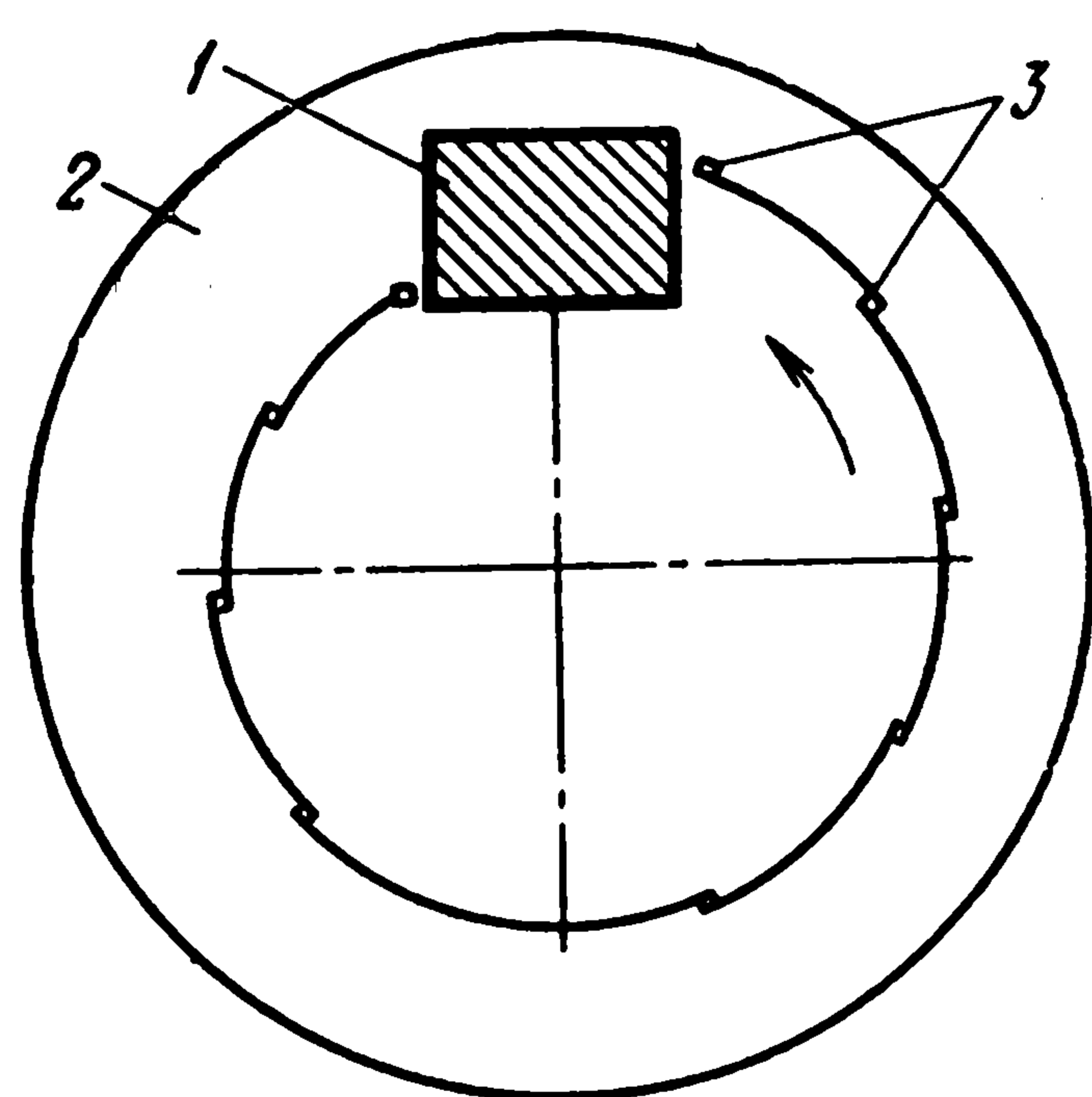


Рис. 23-2. Механическая раз-
вертка изображения.

1 — площадь оптического изображе-
ния; 2 — диск; 3 — разворачиваю-
щие отверстия.

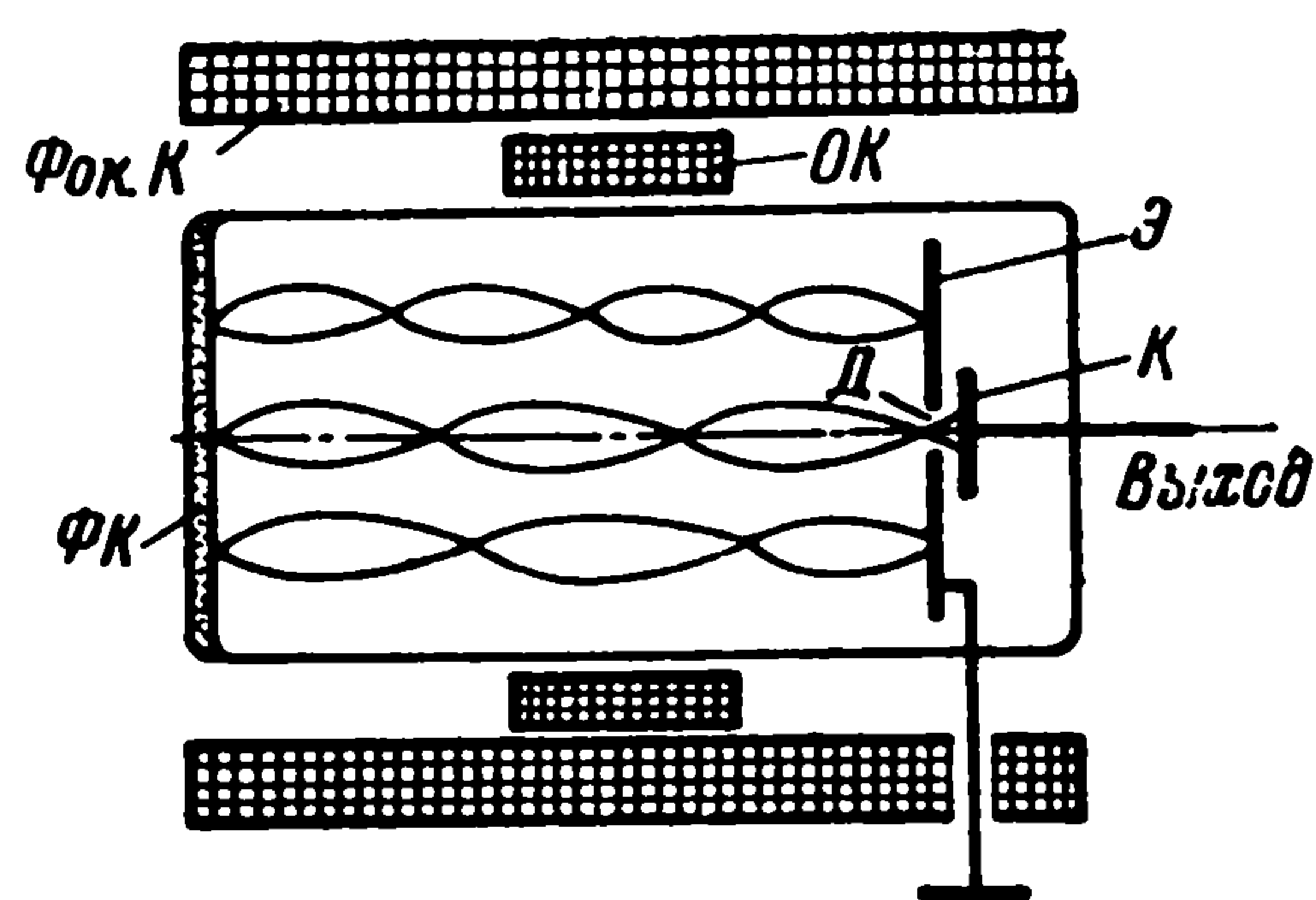


Рис. 23-3. Диссектор.

Если с помощью двух пар отклоняющих катушек ОК отклонять электронное изображение в горизонтальном и вертикальном направлениях соответственно со строчной и кадровой частотами, то изображение будет элемент за элементом пробегать мимо диафрагмы. При этом ток коллектора будет последовательно соответствовать освещенностям всех элементов передаваемого изображения, образуя видеосигнал.

Очевидно, что в диссекторе также имеет место принцип поочередного действия и уменьшение размеров раз-

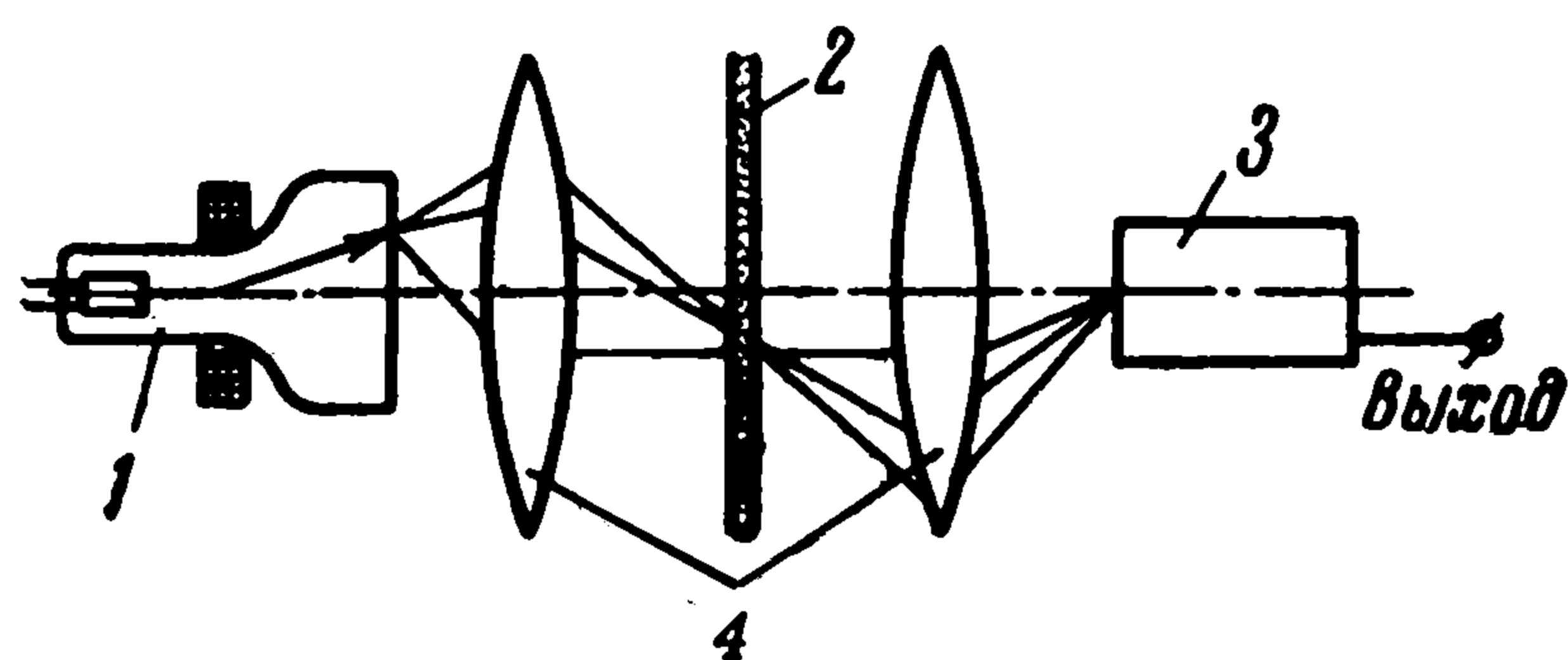


Рис. 23-4. Схема передающей системы с бегающим лучом.

1 — проекционный кинескоп; 2 — объект (пленка); 3 — фотоумножитель; 4 — оптическая система.

ворачивающего элемента (диафрагмы) снижает его чувствительность. Это является его главным недостатком, так как прибор требует для нормальной работы высоких, порядка 10^5 лк, освещенностей на объекте. Чувствительность может быть повышена

введением вместо коллектора вторично-электронного умножителя или другими способами, что, однако, не устраняет отмеченного выше принципиального недостатка прибора.

Кроме того, характеристика сигнал — свет здесь, очевидно, линейна, что, исходя из изложенного выше, тоже можно считать недостатком.

Однако диссектор позволяет получить весьма четкое изображение хорошего качества, что обусловило применение его там, где легко создать высокую освещенность объекта, например при передаче кинофильмов. Кроме того, простота и небольшие габариты могут обусловить и другие, более специальные применения его.

Другим примером использования принципа поочередного действия, в котором, однако, не происходит бесполезной потери светового потока, облучающего все элементы изображения, кроме передаваемого в данный момент, является так называемая система с бегущим лучом (рис. 23-4). Здесь разворачивающим элементом является весьма яркое пятно, пишущее растр на экране проекционного кинескопа. Это пятно проектируется оптическим путем на кинопленку и, прочерчивая на ней растр,

последовательно облучает ее элементы постоянным световым потоком. Вследствие различной прозрачности объекта световой поток, проходящий сквозь его элементы на расположенный с другой стороны пленки фотоумножитель, оказывается промодулированным и создает на выходе последнего ток, несущий информацию о передаваемом объекте. Такая система способна создавать изображение высокого качества, но пригодна практически лишь для передачи кинофильмов или диапозитивов.

Стремление повысить чувствительность передающих телевизионных приборов и ликвидировать противоречие между их чувствительностью и разрешающей способностью привело к разработке так называемого принципа накопления заряда. В этом случае световой поток, облучающий элементы изображения, не пропадает даром, а используется в периоды времени между передачами их для накопления заряда на некоторой светочувствительной мишени, на которой в результате образуется потенциальный рельеф, соответствующий освещенности передаваемого объекта. Этот рельеф в процессе развертки считывается электронным пучком, в результате чего на выходе прибора образуется видеосигнал.

Таким образом, передающий прибор является по существу потенциалоскопом, в котором запись осуществляется за счет использования фотоэффекта.

Рассмотрим потенциальные возможности, открываемые принципом накопления.

Введем следующие обозначения:

F — полный световой поток передаваемого изображения;

N — число элементов, на которое разлагается изображение;

$f = F/N$ — средний световой поток, приходящийся на один элемент;

T — время передачи всего изображения (кадра);

τ — время передачи (коммутации) одного элемента изображения;

k — чувствительность фотопреобразователя (фотокатада).

Тогда средняя величина видеосигнала в случае использования принципа поочередного действия будет разна:

$$i_c = kf = k \frac{F}{N}.$$

В случае же использования принципа накопления средняя величина заряда, накопленного на элементе изображения за время T между его коммутациями, равна:

$$q = i_c T = k \frac{F}{N} T.$$

Этот заряд снимается за время коммутации τ , образуя ток сигнала

$$I_c = \frac{q}{\tau} = k \frac{F}{N} \frac{T}{\tau} = kF.$$

Приведенное простое рассуждение показывает, что принцип накопления позволяет повысить величину сигнала, а следовательно, и чувствительность передающего прибора в N раз, где N — число элементов изображения, равное примерно 10^5 .

Правда, такой выигрыш в силу ряда причин часто не достигается, но все же принцип накопления открывает весьма широкие возможности и лежит в основе работы подавляющего большинства современных передающих телевизионных приборов.

23-3. ИКОНОСКОП И СУПЕРИКОНОСКОП

Устройство иконоскопа показано на рис. 23-5, а его внешний вид — на рис. 23-6. В центре баллона, имеющего форму, близкую к цилиндрической, размещена

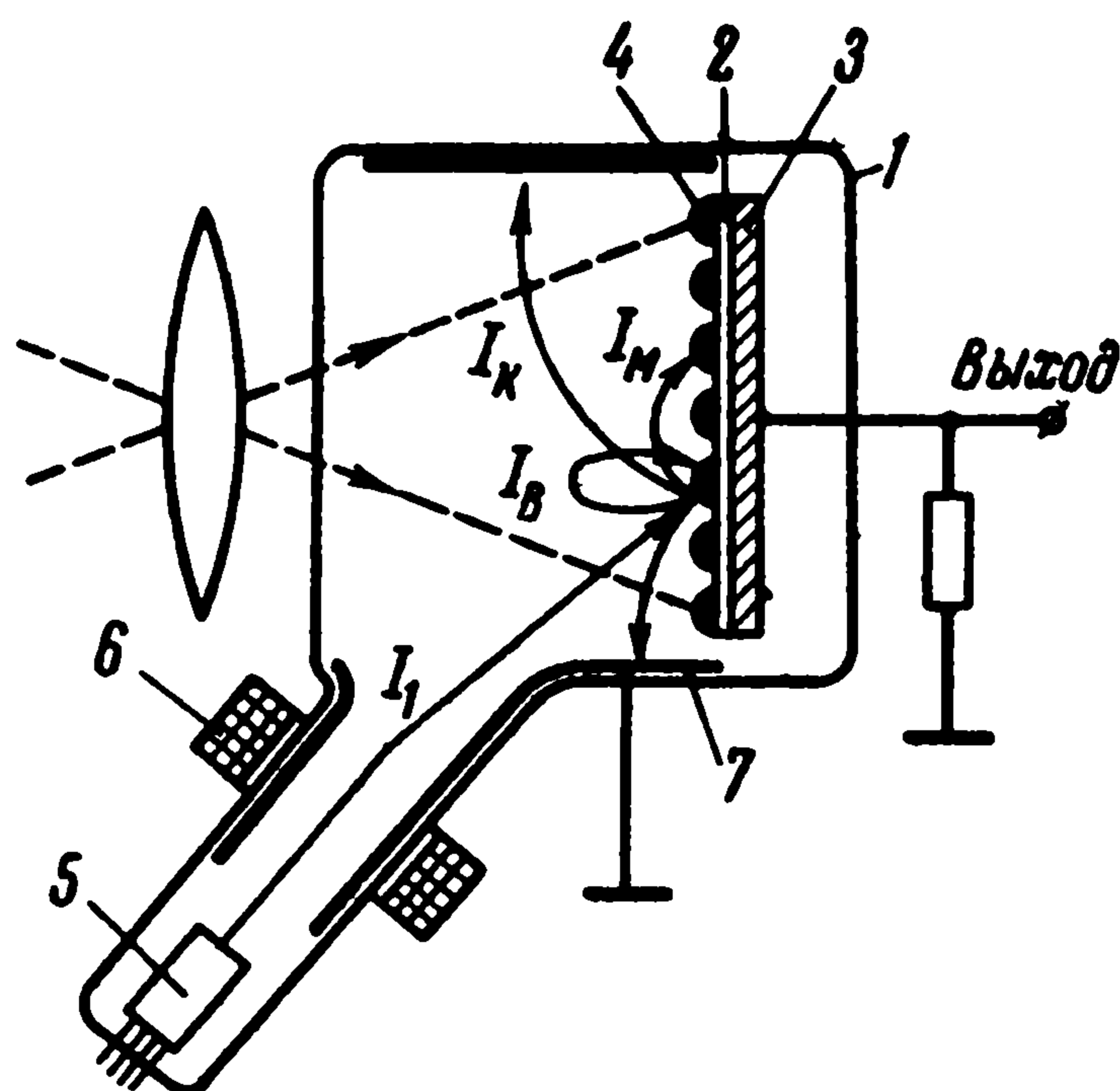


Рис. 23-5. Иконоскоп.

1 — баллон; 2 — слюдяная пластинка; 3 — сигнальная пластина; 4 — мозаика; 5 — электронная пушка; 6 — отклоняющие катушки; 7 — проводящее покрытие (коллектор).

тонкая слюдяная пластинка, на которую с одной стороны нанесен слой металла, служащий сигнальной пластиной, с которой и снимается выходной сигнал.

На другой стороне слюды расположена так называемая мозаика, представляющая собой совокупность изолированных друг от друга зерен (мелких частичек) серебра, покрытых пленкой окиси цезия и являющихся элементарными фото-

катодами. Таких зерен на 1 см^2 поверхности мозаики приходится около 10 000.

В процессе работы иконоскопа на мозаику проектируется передаваемое оптическое изображение, и она развертывается с помощью отклоняющих катушек в растр сфокусированным электронным пучком, формируемым расположенной под углом к мозаике электронной пушкой. Второй анод пушки заземлен и соединен с прово-

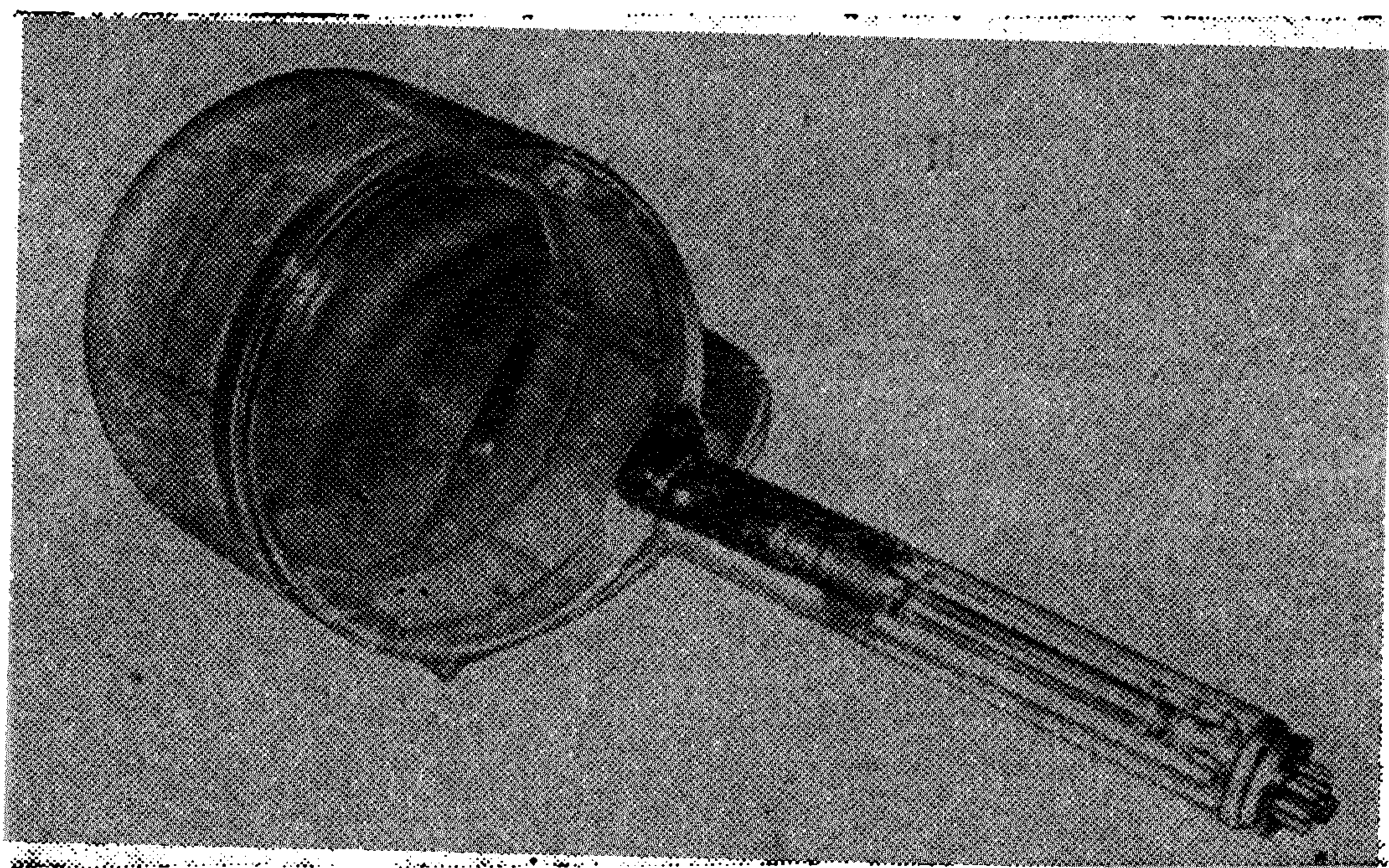


Рис. 23-6. Внешний вид иконоскопа.

дящим покрытием на цилиндрической части баллона, служащим коллектором эмиттируемых мозаикой вторичных электронов и фотоэлектронов.

Катод пушки имеет отрицательный относительно земли потенциал порядка 1 кВ, что соответствует коэффициенту вторичной эмиссии мозаики $\sigma \approx 4$. Если при развертке мозаики пучком (ток I_1) она не освещена, то выбиваемые с коммутируемого ею элемента вторичные электроны могут идти на коллектор I_k , на соседние элементы I_m и, наконец, возвращаться на коммутируемый элемент (I_b). Так как $\sigma > 1$, то потенциал коммутируемого элемента должен стремиться к величине, несколько большей потенциала коллектора, и равной, как показывает опыт, примерно +3 в.

По достижении этого верхнего равновесного потенциала на элементе устанавливается равенство приходящих и уходящих токов: $I_1 = I_k + I_m$. Однако при коммутации соседних элементов мозаики только что прокоммутированный элемент начнет засеиваться вторичными

электронами, идущими с этих элементов (ток I_M). За счет этого его потенциал будет снижаться до тех пор, пока не достигнет величины (около $-1,5$ в), достаточной для отражения вторичных электронов, идущих с других элементов.

Следовательно, в течение периода развертки T потенциал каждого элемента мозаики U_z будет периодически изменяться, как это показано на рис. 23-7 (сплошная

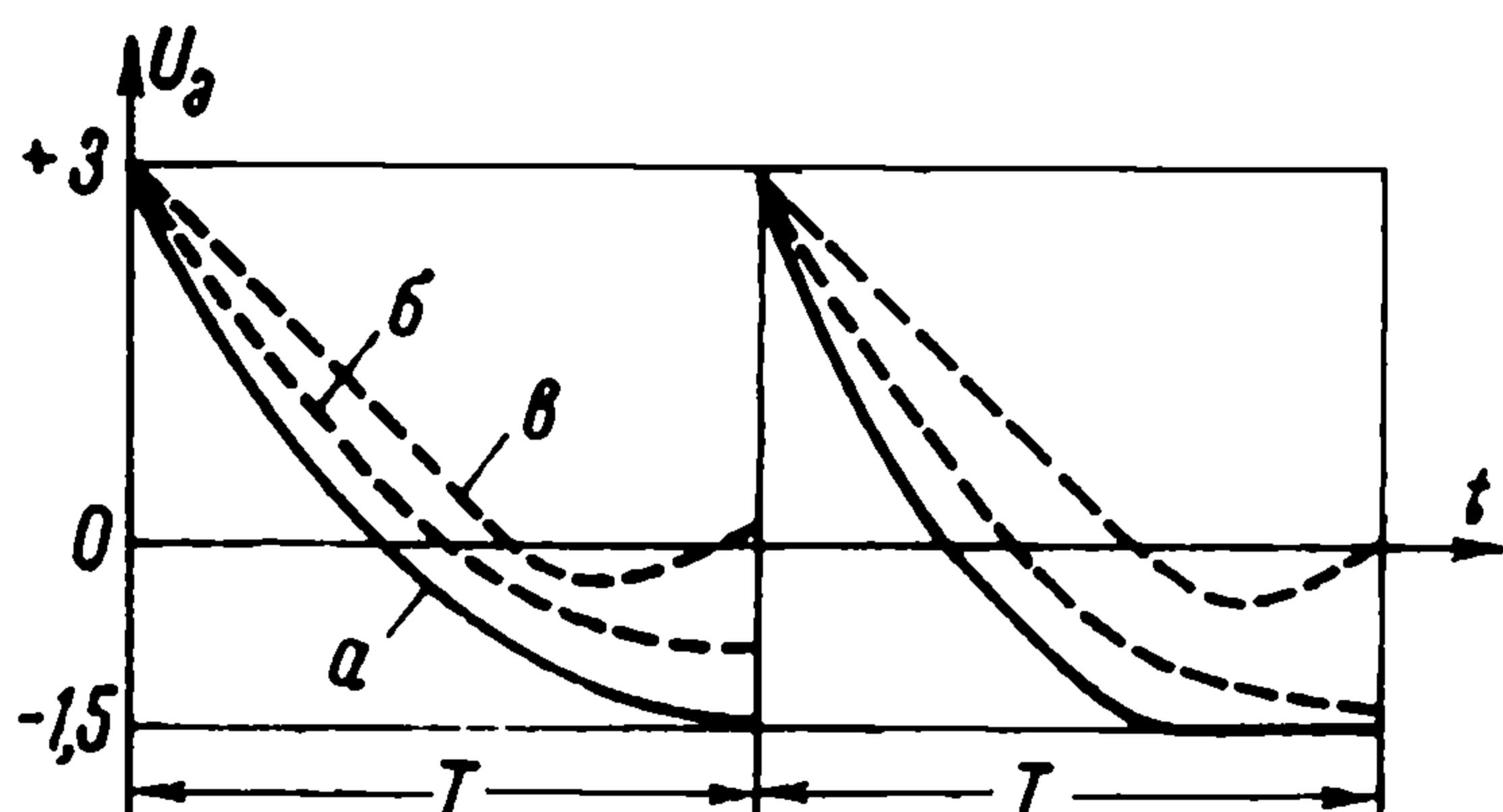


Рис. 23-7. Изменение потенциала элементов мозаики во времени.

a — неосвещенный элемент; $б$ — освещенный элемент; $в$ — сильно освещенный элемент.

кривая). При этом общий заряд мозаики, очевидно, не меняется, емкость между ней и сигнальной пластиной не перезаряжается и сигнал на выходном сопротивлении равен нулю.

Если же на мозаику спроектировано передаваемое изображение, то к токам элементов добавляется еще ток фотоэмиссии (I_ϕ), который в перерывах между ком-

мутациями будет стремиться повысить потенциал элементов. Следовательно, скорость уменьшения U_z за счет засева током I_M будет снижаться в тем большей степени, чем выше освещенность элемента. Более того, при высоких освещенностях U_z может за счет I_ϕ даже начать повышаться (пунктирные кривые на рис. 23-7).

Теперь к моменту коммутации потенциалы элементов окажутся уже различными, т. е. на мозаике образуется потенциальный рельеф. Следовательно, величина скачка потенциала при коммутации различных элементов, когда их потенциалы приводятся к одному и тому же равновесному потенциалу, окажется различной. А это значит, что при перезарядке емкостей между элементами мозаики и сигнальной пластиной в цепи последней будут протекать различные токи и на выходе иконоскопа возникнет сигнал, соответствующий считываемому потенциальному рельефу.

Однако рассмотренная картина будет иметь место, если ток пучка достаточен для доведения потенциалов элементов в момент коммутации до равновесного. На практике этого не получается, так как величина его

весьма мала, порядка долей микроампера. Поэтому хотя различно освещенные элементы и будут по-прежнему за счет фотоэмиссии и засева вторичными электронами иметь различные потенциалы, при коммутации скачок потенциала на всех элементах окажется одинаковым (рис. 23-8). Однако и в этом случае иконоскоп способен формировать видеосигнал, так как условия отбора вторичных электронов при коммутации оказываются различными для разных участков мозаики. На сильно освещенных участках мозаики, потенциал которых выше, чем потенциал слабо освещенных участков, условия для отбора вторичных электронов на коллектор наименее благоприятны. Поэтому значительная часть вторичных электронов будет возвращаться на мозаику, и ее отрицательный заряд будет возрастать. В цепи сигнальной пластины появится перезарядный ток, образующий выходной сигнал отрицательной полярности. При коммутации же темных участков большая часть вторичных электронов пойдет на коллектор, отрицательный заряд мозаики уменьшится и на выходе прибора возникнет сигнал положительной полярности.

Следовательно, при работе иконоскопа как запись потенциального рельефа, так и считывание его осуществляются перераспределением вторичных электронов и фотоэлектронов по мозаике. Рассмотрим важнейшие характеристики иконоскопа.

Чувствительность. Используемый здесь фотокатод-мозаика имеет весьма невысокую, порядка 10 мка/лм , чувствительность. Кроме того, принцип накопления заряда реализуется в иконоскопе весьма неэффективно. Действительно, фототок с элементов, обеспечивающий накопление заряда, является ненасыщенным. Из-за невысокой, в лучшем случае порядка единиц вольт, ускоряющей разности потенциалов в среднем лишь около 20% фотоэлектронов уходит с элемента мозаики. Остальные возвращаются пространственным зарядом на тот же элемент. Более того, из покинувших элемент фотоэлектро-

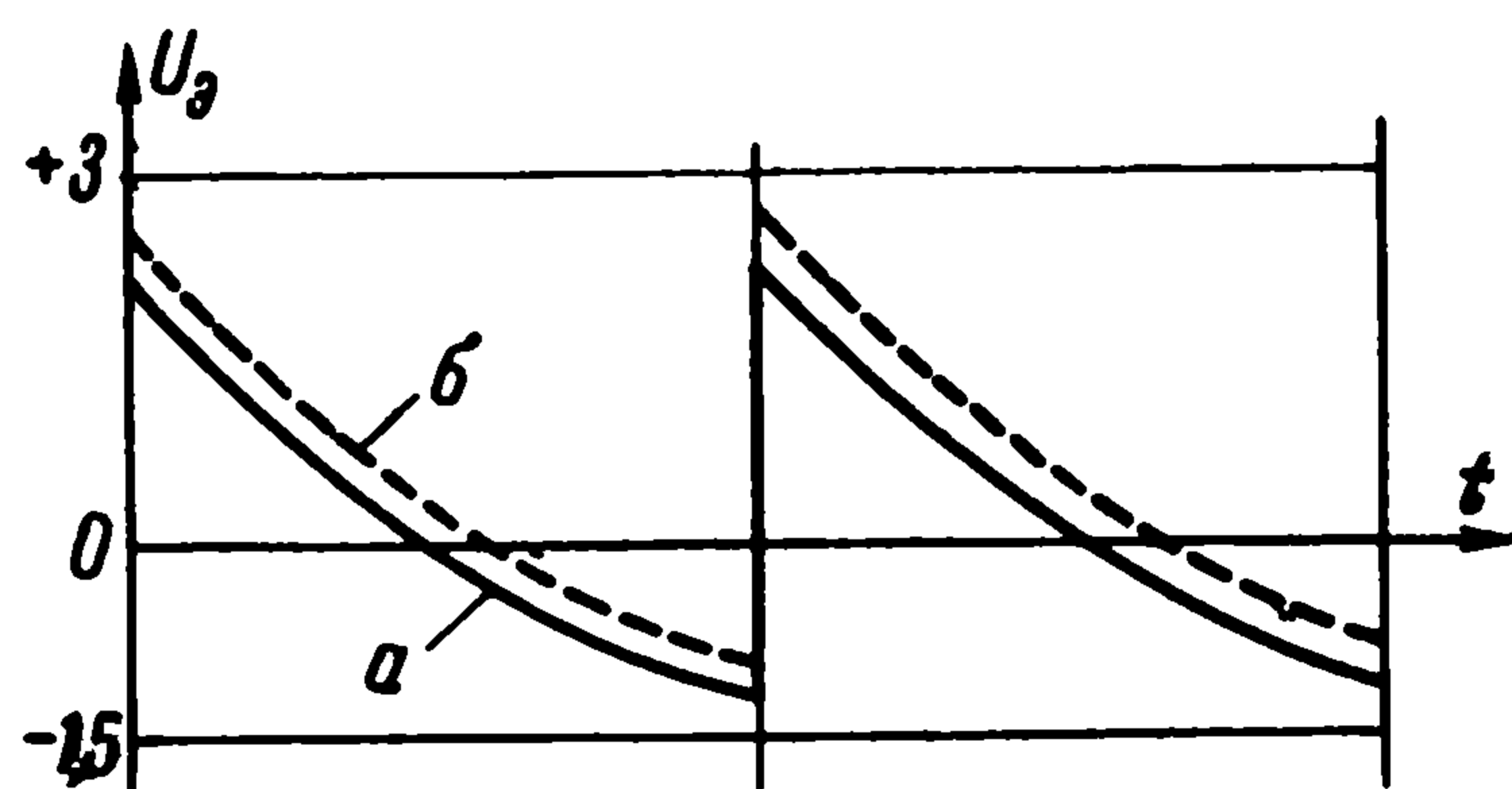


Рис. 23-8. Изменение потенциала элементов мозаики во времени при малом токе луча.

a — слабо освещенный элемент; *б* — сильно освещенный элемент.

нов лишь около 25% уходит на коллектор, остальные же распределяются по другим элементам мозаики, не изменяя ее суммарного заряда относительно сигнальной пластины. Следовательно, лишь около 5% фотоэлектронов участвует в накоплении заряда, в результате чего чувствительность иконоскопа составляет величину порядка 5% той, которой следовало бы ожидать при полном использовании принципа накопления.

Характеристика сигнал — свет и передача градаций яркости. Так как условия отбора фотоэлектронов на коллектор с ростом освещенности ухудшаются, т. е. эффективность накопления заряда уменьшается, то и характеристика сигнал — свет с ростом освещенности растет сперва быстро, а затем все более медленно (рис. 23-1) и может быть удовлетворительно описана выражением $I_c = kE_{\text{лх}}^{0,5}$. Следовательно, форма ее близка к оптимальной, и иконоскоп должен хорошо воспроизводить градации яркости в условиях низкой освещенности.

Спектральная характеристика иконоскопа должна зависеть от спектральной чувствительности используемого в нем фотокатода, являющегося кислородно-цезиевым и имеющего максимум чувствительности в инфракрасной области спектра. Однако фотоэлектроны, соответствующие длинноволновым квантам света, имеют меньшие начальные скорости и будут в основном возвращаться на мозаику, не участвуя в накоплении. За счет этого спектральная характеристика корректируется и становится близкой к кривой спектральной чувствительности глаза.

Передача информации об уровне черного в иконоскопе не осуществляется. Действительно, во время обратного хода при запертом пучке сигнал на выходе определяется перезарядкой емкости мозаика — сигнальная пластина за счет ухода фотоэлектронов с освещенной мозаики на коллектор. Величина этого сигнала будет, очевидно, зависеть от средней освещенности мозаики и не будет соответствовать сигналу при коммутации неосвещенного ее элемента.

К недостаткам иконоскопа следует отнести также значительный паразитный сигнал. Так как развертка мозаики ведется слева направо и сверху вниз, то наиболее активно засеивается вторичными электронами верхняя левая часть ее. Это эквивалентно некоторому затемнению ее, что и проявляется в воспроизводимом

изображении. Такой паразитный эффект, называемый «черным пятном», требует введения в усилительный тракт специального компенсирующего сигнала.

Кроме того, так как пушка расположена под углом к мозаике, получаемый на ней растр, если не принять специальных мер, получается не прямоугольным, а трапецеидальным, что также может быть отнесено к недостаткам иконоскопа. Однако главным из них все же следует считать низкую чувствительность.

Указанные недостатки в некоторой мере окупаются хорошей формой характеристики сигнал — свет, высокой разрешающей способностью и практическим отсутствием инерционности, что обуславливает применение иконоскопа в случаях, где создание высокой освещенности объекта не представляет особых трудностей.

Стремление повысить чувствительность иконоскопа привело к разделению фотопреобразователя и накопителя и появлению так называемого супериконаскопа, или иконоскопа с переносом изображения, конструкция которого показана на рис. 23-9.

Оптическое изображение проектируется на сплошной полупрозрачный фотокатод, нанесенный на внутренней стороне дна цилиндрической части баллона. Фотокатод имеет потенциал —800 в относительно земли, и возникающее на нем электронное изображение ускоряется в сторону накопителя зарядов, фокусируясь на его поверхности с помощью поля фокусирующей катушки.

Накопитель представляет собой слой диэлектрика, например окиси магния, имеющий при энергиях электронов около 800 эв достаточно высокий, порядка 4—6, коэффициент вторичной эмиссии.

Фотоэлектроны, падая на накопитель, выбивают вторичные электроны, которые, перераспределяясь по его поверхности и частично уходя на заземленный коллектор, образуют на поверхности накопителя потенциальный рельеф. По существу механизм образования его, а также механизм коммутации и формирования выходного сигнала в цепи сигнальной пластины ничем не отличаются от аналогичных процессов в иконоскопе, за исключением того, что вместо квантов света мозаику бомбардируют фотоэлектроны с фотокатода. Накопление же заряда на мозаике идет за счет вторичных электронов, выбиваемых фотоэлектронами с накопителя. Поэтому и основные характеристики супериконаскопа подобны характеристикам иконоскопа, но чувствительность его получается значительно более высокой.

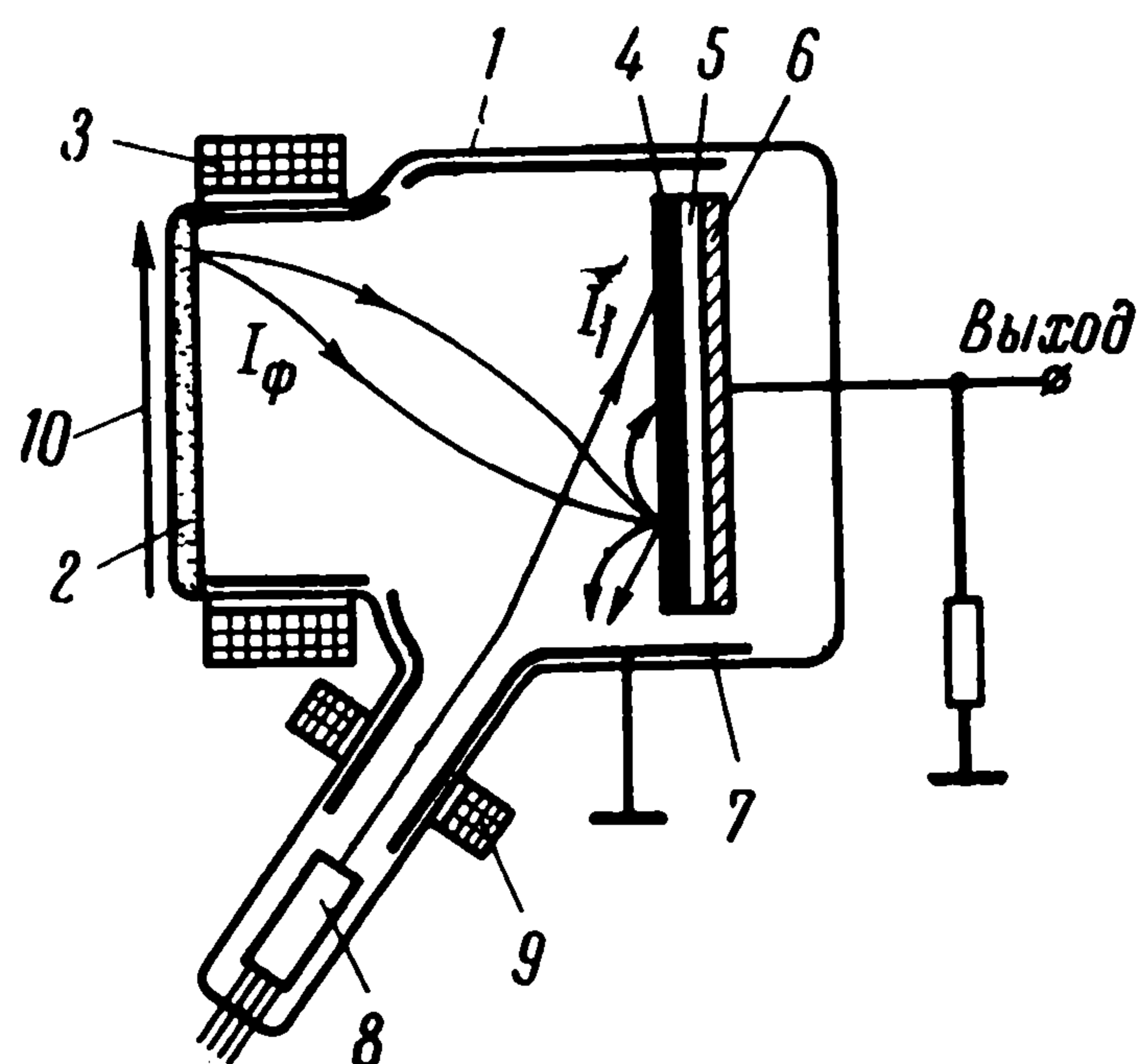


Рис. 23-9. Супериконаскоп.

1 — баллон; 2 — фотокатод; 3 — фокусирующая катушка; 4 — накопитель; 5 — диэлектрик; 6 — сигнальная пластина; 7 — коллектор; 8 — электронная пушка; 9 — отклоняющие катушки; 10 — оптическое изображение.

Во-первых, повышение чувствительности достигается возможностью применения сплошного чувствительного фотокатода, который здесь не облучается и не разрушается электронным пучком.

Во-вторых, ток фотоэлектронов оказывается насыщенным, так как между накопителем и фотокатодом теперь имеется значительная разность потенциалов.

В-третьих, каждый фотоэлектрон выбивает несколько вторичных электронов, т. е. на накопителе происходит вторично-эмиссионное усиление фототока.

И, наконец, эти вторичные электроны, за счет которых и происходят накопление заряда и формирование потенциального рельефа, имеют в среднем большие начальные скорости, чем фотоэлектроны, и поэтому большее число их может покинуть накопитель и уйти на коллектор. Следовательно, повышается эффективность накопления заряда.

Все эти причины приводят к тому, что супериконоскоп может удовлетворительно работать при освещенностях на объектах порядка 2 000—3 000 лк и ниже, что по сравнению с иконоскопом дает выигрыш в чувствительности более чем на порядок.

23-4. РАЗВЕРТКА В РЕЖИМЕ МЕДЛЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ. ОРТИКОН

В отличие от иконоскопа, где считывание потенциального рельефа на накопителе производится в режиме быстрых электронов ($\sigma > 1$), в ортиконе пучок коммутирует элементы мишени в режиме медленных электронов ($\sigma < 1$), который, как мы увидим, имеет определенные преимущества, хотя и не лишен недостатков.

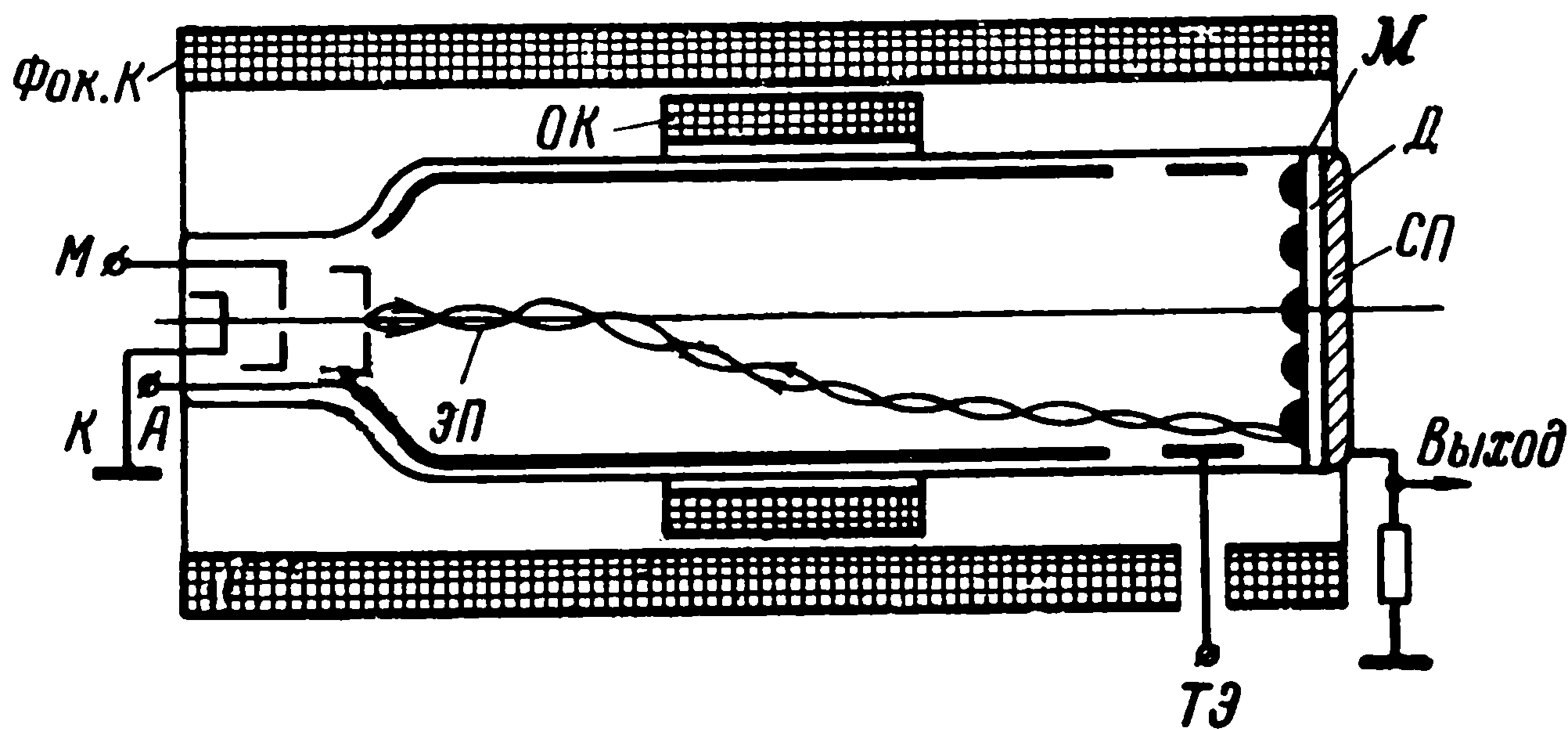


Рис. 23-10. Ортикон.

К — катод; М — модулятор; А — анод; ТЭ — тормозящий электрод; М — мозаика; Д — диэлектрик; СП — сигнальная пластина; Фок. К — фокусирующая катушка; ОК — отклоняющая катушка; ЭП — электронный пучок.

Электронная пушка, состоящая из заземленного катода, модулятора и анода (рис. 23-10), формирует электронный пучок, который, двигаясь вдоль силовых линий продольного однородного магнитного поля, образованного длинной магнитной фокусирующей катушкой, падает на мишень, расположенную на противоположном катоду торце баллона.

Две пары отклоняющих катушек развертывают пучок по мишени, которая представляет собой полупрозрачную фоточувствительную мозаику, нанесенную на прозрачный слой диэлектрика, отделяющий ее от полупрозрачной проводящей сигнальной пластины.

При подходе к мозаике электронный пучок тормозится полем расположенного вокруг нее кольцевого тормозящего электрода, имеющего потенциал, близкий к потенциалу катода, и бомбардирует мозаику в режиме, соответствующем величине коэффициента вторичной эмиссии $\sigma < 1$.

Следовательно, если мозаика не освещена, при коммутации ее элементы приобретут равновесный потенциал, несколько более низкий, чем потенциал катода пушки, и электронный пучок будет полностью отражаться от нее обратно на анод.

Если же на мозаику спроектировано оптическое изображение, то фотоэлектроны, уходящие с ее элементов в количестве, пропорциональном их освещенности, будут создавать на ней положительный потенциальный рельеф. При этом фотоэлектроны, попадая в ускоряющее поле, идут вдоль силовых линий магнитного поля и уходят на анод. Таким образом, перераспределение фотоэлектронов практически отсутствует, и принцип накопления используется на 100%, что повышает чувствительность ортика по сравнению с иконоскопом, и прибор способен работать при освещенностях на объекте от сотен до тысяч люкс.

При коммутации пучок вновь будет доводить потенциал элементов мозаики до равновесного (перезарядное считывание), оставляя на них часть своих электронов, и в цепи сигнальной пластины появится ток, пропорциональный освещенности элементов мишени.

Следовательно, характеристика сигнал — свет в ортике линейна, что, как мы видели, является определенным недостатком.

Кроме того, работа ортика становится неустойчивой при высоких уровнях освещенности. В этом случае может оказаться, что пучок не успевает за время коммутации полностью снять накопленный на элементе мозаики заряд.

Остаточные заряды, накапливаясь от одного цикла развертки к другому, повышают потенциал мозаики, который в конце концов может достигнуть величины, при которой σ становится больше 1. Тогда потенциал мозаики начинает стремиться к потенциалу анода, наступает так называемая «засветка», и ортикон перестает формировать видеосигнал.

Разрешающая способность ортика в первую очередь зависит от диаметра коммутирующего пучка на мишени. Для повышения разрешающей способности оказывается нецелесообразным переносить на мозаику изображение скрещения пучка и приходится пользоваться пушкой с искусственным скрещением (см. гл. 15), имеющей диаметр анодной диафрагмы порядка 30—50 мкм.

Особенностью развертки медленными электронами является зависимость разрешающей способности от глубины потенциального рельефа, т. е. от характера изображения. Дело в том, что поля, имеющие место между элементами мозаики, особенно на участках с высоким контрастом, способны отклонять медленные электроны коммутирующего пучка, расфокусируя его и ухудшая разрешающую способность.

В отличие от иконоскопа ортикон способен автоматически воспроизводить уровень черного. Действительно, если пучок заперт, то сигнал на выходе обусловлен только фотоэлектронами, уходящими

с мозаики, и в точности равен сигналу при коммутации неосвещенного (черного) элемента мозаики.

В ортikonе отсутствует паразитный сигнал, подобный «черному пятну», но в случае передачи быстро сменяющихся изображений с различной средней освещенностью в выходной цепи могут возникнуть паразитные колебания тока, соответствующие изменяющемуся числу фотоэлектронов, покидающих мозаику.

Таким образом, ортikonу присущ ряд недостатков, которые сделали его малоприменяемым. Эти недостатки при сохранении преимуществ развертки медленными электронами устранены в так называемом суперортikonе.

23-5. СУПЕРОРТИКОН

Устройство суперортикона схематически показано на рис. 23-11, а внешний вид его на рис. 23-12. Электронная пушка, катод которой заземлен, совместно с фокусирующей катушкой, как и в ортikonе, формирует электронный пучок, создающий на мишени изображение анодной диафрагмы пушки. Наличие заземленного тормозящего электрода обеспечивает коммутацию мишени в режимах медленных электронов ($\sigma < 1$).

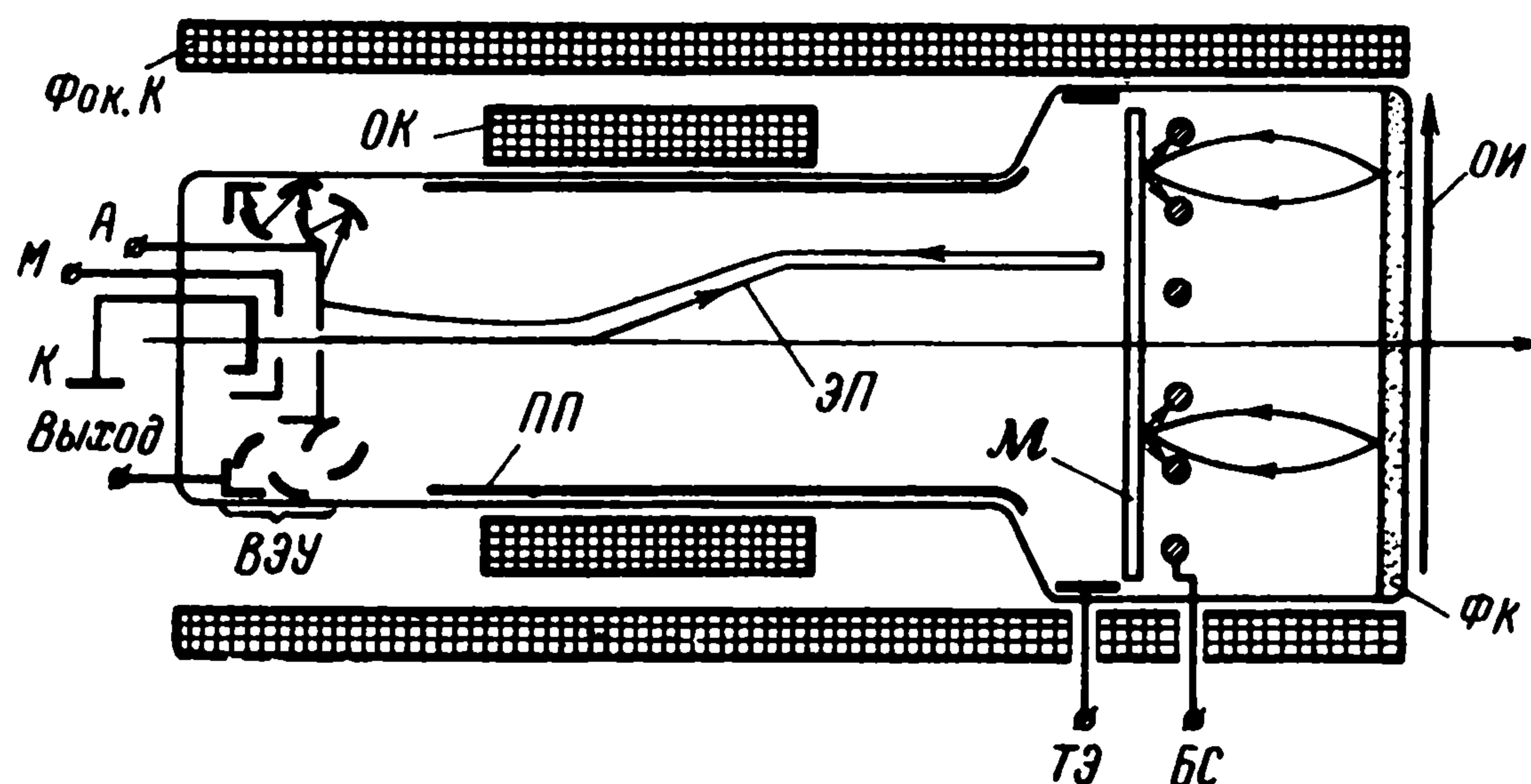


Рис. 23-11. Суперортикон.

К — катод; М — модулятор; А — анод; Фок. К — фокусирующая катушка; ОК — отклоняющие катушки; М — мишень; ТЭ — тормозящий электрод; БС — барьерная сетка; ФК — фотокатод; ОИ — оптическое изображение; ПП — проводящее покрытие анода; ЭП — электронный пучок; ВЭУ — вторично-электронный умножитель.

На внутренней стороне торца баллона прибора нанесен полупрозрачный фотокатод, имеющий потенциал $U_{ФК}$ порядка —300 в относительно земли, на который и проектируется передаваемое изображение.

Мишень представляет собой стеклянную пластинку толщиной в несколько микрон, перед которой со стороны

фотокатода расположена мелкоструктурная барьерная сетка, имеющая небольшой положительный ($1-3$ в) потенциал $U_{\text{БС}}$.

При развертке неосвещенной мишени коммутирующим пучком потенциал ее поверхности ($U_{\text{М}}$) становится примерно равным потенциалу катода пушки. Пучок полностью отражается от мишени на анод, служащий первым динодом расположенного вокруг пушки вторично-электронного умножителя из пяти динодов, имеющего коэффициент усиления порядка 1 000.

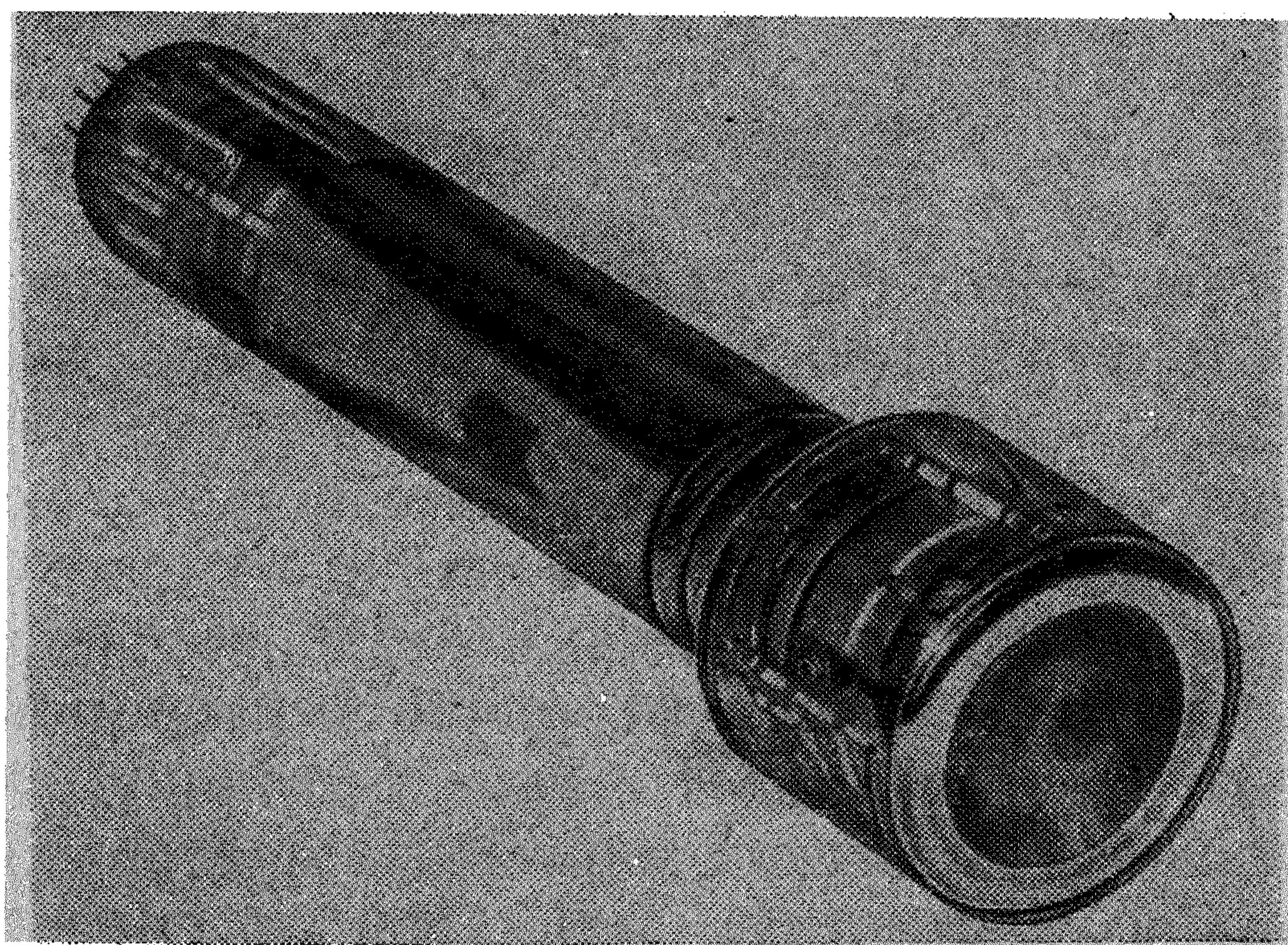


Рис. 23-12. Внешний вид суперортикона.

В результате с последнего динода, являющегося выходом прибора, снимается постоянный ток, соответствующий усиленному току коммутирующего пучка.

Если же фотокатод освещен, то возникающее на нем электронное изображение переносится с помощью поля фокусирующей катушки в плоскость мишени и благодаря значительной разности потенциалов $U_{\text{М}} - U_{\text{ФК}}$ бомбардирует ее с обратной пушке стороны в режиме быстрых электронов ($\sigma > 1$). Потенциалы элементов начинают повышаться в тем большей степени, чем выше идущий на них фототок, стремясь к потенциалу барьерной сетки, являющейся коллектором вторичных электронов. На правой (рис. 23-11) стороне мишени образуется положительный потенциальный рельеф, который благодаря значительной емкости и утечке между противоположными

сторонами тонкой мишени воспроизведется и на ее левой стороне. При коммутации последней электронный пучок, приводя потенциал элементов вновь к потенциалу катода, будет при этом оставлять ту или иную часть электронов на мишени, в результате чего ток отраженного от нее пучка окажется промодулированным потенциальным рельефом. Переменная составляющая этого тока после усиления во вторично-электронном умножителе и образует видеосигнал. При этом правая сторона мишени накапливает положительные, а левая — отрицательные заряды и поперечная проводимость мишени должна быть такова, чтобы за время между коммутациями элемента эти заряды могли рекомбинировать. Рассмотрим кратко основные характеристики суперортикона.

В приборе может быть использован сплошной эффективный фотокатод, работающий в режиме насыщения. Следовательно, принцип накопления используется на 100%. Более того, происходит усиление фототока за счет вторичной эмиссии ($\sigma > 1$) на мишени. Вместе с коммутацией медленными электронами без перераспределения их по мишени и наличием вторично-эмиссионного умножителя это обеспечивает суперортикону, пожалуй, самую высокую из всех современных массовых передающих приборов чувствительность. Прибор способен работать при весьма низких, порядка единиц люкс, освещенностях. При этом наиболее эффективное вторично-эмиссионное накопление заряда на мишени будет происходить при низких освещенностях, когда ускоряющая разность потенциалов $U_{\text{БС}} - U_{\text{М}}$ максимальна.

С ростом освещенности и приближением $U_{\text{М}}$ к $U_{\text{БС}}$ скорость накопления уменьшается, а при достижении некоторой, назовем ее критической ($E_{\text{к}}$), освещенности она и вовсе станет равной нулю, так как потенциалы элементов, соответствующих $E > E_{\text{к}}$, уже достигли равновесного значения, и дальнейшее повышение их представляется невозможным. Поэтому суперортикон хорошо передает градации яркости при низких уровнях освещенности, что является вторым его важным достоинством, а его характеристика сигнал — свет должна иметь вид, представленный на рис. 23-13 (кривая 1). Иными словами, прибор совсем не должен передавать градации яркости при $E > E_{\text{к}}$. На практике, однако, при высоких освещенно-

стях, когда $U_M \approx U_{\text{БС}}$, начинается перераспределение вторичных электронов между элементами мишени. В результате элементы, соответствующие большим E , подвергаясь бомбардировке большим числом фотоэлектронов и испуская, следовательно, большее число вторичных электронов, приобретут несколько более высокий потенциал, чем элементы, соответствующие меньшим, хотя и превышающим E_K , освещенностям.

Соответственно реальная характеристика сигнал — свет будет иметь вид, представленный на рис. 23-13 кривыми 2 и 3, и форма ее окажется близкой к оптимальной. При этом с ростом потенциала барьерной сетки будет увеличиваться глубина потенциального рельефа, и характеристика пойдет выше, что обеспечит

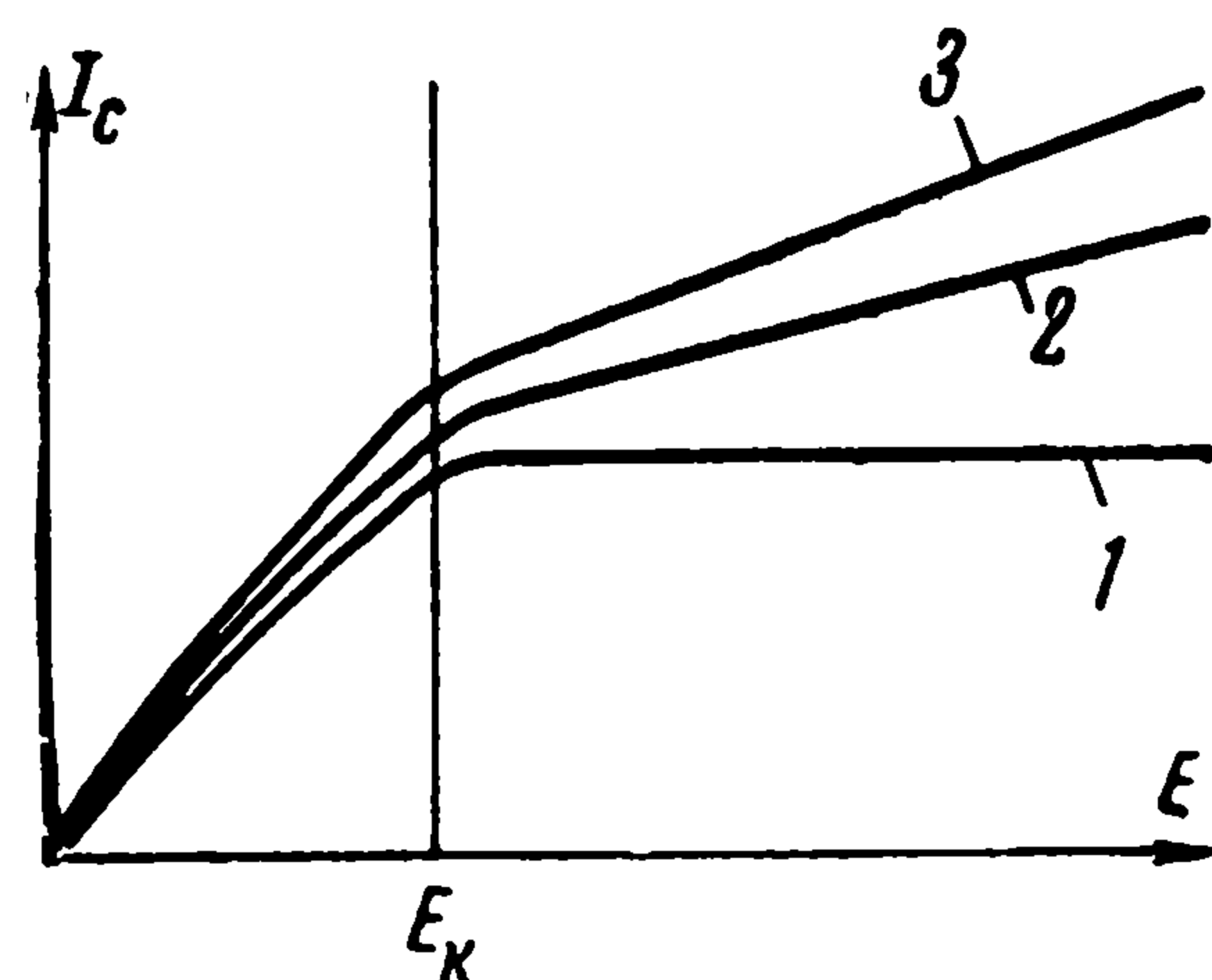


Рис. 23-13. Характеристика сигнал—свет суперортика.

большую чувствительность. Однако при этом, так же как в ортиконе, возрастает влияние потенциального рельефа на медленные электроны коммутирующего пучка и снижается разрешающая способность. Поэтому величина $U_{\text{БС}}$ должна быть не слишком высокой.

Кроме того, разрешающая способность суперортика зависит от величины поверхностной проводимости мишени, уменьшаясь с ростом температуры из-за растекания образовавшихся на ней зарядов. Как и в ортиконе, достаточная разрешающая способность достигается применением пушки с искусственным скрещением, дающей, однако, весьма малый (доли микроампера) ток пучка. Последнее может привести к тому, что при высоких освещенностях и накоплении значительных зарядов на элементах мишени пучок окажется в состоянии снять этот заряд не за один, а только за несколько циклов коммутации. В результате при резком спаде освещенности может проявиться некоторая инерционность при передаче изображения.

Спектральная характеристика суперортика благодаря применению сурьмяно-цезиевого фотокатода весьма близка к спектральной чувствительности глаза. При коммутации неосвещенного элемента ток на выходе равен усиленному в умножителе току коммутирующего пучка, а при запираании пучка на время обратного хода раз-

вертки выходной ток равен нулю и отличается от сигнала, соответствующего «черному» элементу, на постоянную величину. Следовательно, суперортикон способен автоматически формировать информацию об уровне черного в передаваемом изображении.

К уже отмеченным недостаткам суперортикона следует прибавить наличие некоторого паразитного сигнала, вызванного неодинаковыми условиями коммутации в центре и на краях мишени, где пучок падает на поверхность мишени не точно по нормали к ней. Кроме того, с одной стороны с уменьшением освещенности уменьшается величина образующей сигнал переменной составляющей отраженного от мишени тока пучка, а с другой — увеличивается абсолютная величина отраженного тока. Последнее приводит к росту абсолютных величин флуктуаций тока и ухудшению отношения сигнал/шум при снижении освещенности.

Однако недостатки, присущие суперортикону, в большой степени искупаются его достоинствами, в первую очередь высокой чувствительностью и хорошей передачей градаций яркости, и в настоящее время он широко применяется в телевизионной технике.

23-6. ПЕРЕДАЮЩИЕ ПРИБОРЫ С ВНУТРЕННИМ ФОТОЭФФЕКТОМ (трубки типа видикон)

Переход при фотоэлектрическом преобразовании от внешнего к внутреннему фотоэффекту в принципе должен позволить значительно повысить чувствительность передающих телевизионных приборов и продвинуть область их работы в длинноволновую, в частности инфракрасную, область спектра.

Конструкция видикона, схематически показанная на рис. 23-14, весьма проста. Электронная пушка, анод которой имеет обычно потенциал порядка 150—300 в относительно катода, формирует электронный пучок, который, как и в суперортиконе, с помощью длинной фокусирующей и отклоняющей катушек осуществляет развертку мишени. Последняя представляет собой тонкий слой фотосопротивления, в качестве которого часто применяется трехсернистая сурьма (стибнит), аморфный селен или сульфид кадмия, а в случае работы в инфракрасных лучах — сернистый свинец. Между стеклом торцевой части баллона и фоточувствительным слоем на-

несена полупрозрачная сигнальная пластина из тонкого слоя металла или двуокиси олова, сквозь которую на фотослой проектируется передаваемое изображение и вывод которой служит выходным электродом прибора.

Видикон может работать в режиме как медленных, так и быстрых электронов.

В первом случае сигнальная пластина имеет потенциал $U_{сп}$, на 15 — 20 в превышающий потенциал катода. Если

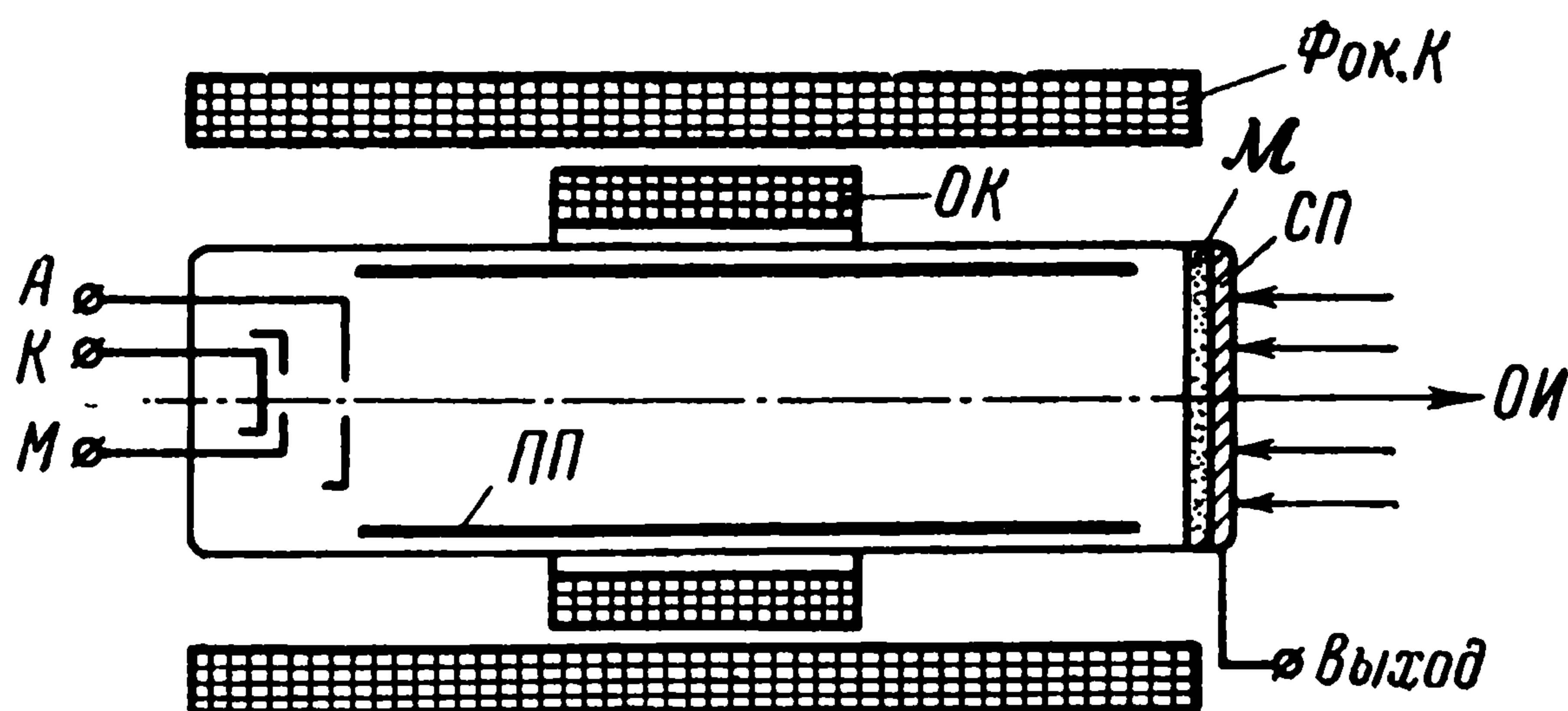


Рис. 23-14. Принцип устройства видикона.

K — катод; M — модулятор; A — анод; $ПП$ — проводящее покрытие; $\Phi_{ок. K}$ — фокусирующая катушка; $ОК$ — отклоняющие катушки; $\mathcal{M}$ — мишень; $СП$ — сигнальная пластина; $ОИ$ — оптическое изображение.

освещенность фотослоя равна нулю, а коммутирующий пучок заперт, то за счет темнового сопротивления слоя потенциал его поверхности окажется равным потенциалу сигнальной пластины. Следовательно, при коммутации фотослоя электронным пучком разность потенциалов, проходимая его электронами между катодом и поверхностью слоя, окажется небольшой, соответствующей $\sigma < 1$.

Потенциал поверхности фотосопротивления под воздействием электронного пучка будет снижаться и стремиться к потенциалу катода.

В результате между коммутируемым элементом поверхности и сигнальной пластиной возникнет разность потенциалов равная $U_{сп}$, которая в перерывах между коммутациями будет несколько снижаться за счет утечки на темновом сопротивлении фотослоя, вновь восстанавливаясь при каждой коммутации. Так как изменения потенциала

на элементах фотослоя будут одинаковыми, то в цепи сигнальной пластины сигнал не возникнет.

Если же на фотослой спроектировано оптическое изображение, то различные его элементы будут иметь различное, уменьшающееся с увеличением освещенности поперечное сопротивление и будут в различной степени разряжаться за время между их коммутациями. На поверхности слоя возникнет потенциальный рельеф, причем наиболее освещенным его участкам будут соответствовать и наиболее высокие потенциалы.

Теперь уже при коммутации потенциалы емкостей между элементами поверхности фотослоя и сигнальной пластиной будут по-прежнему, стремясь к потенциалу катода, перезаряжаться на различную величину. Соответственно перезарядный ток в цепи сигнальной пластины также окажется различным, зависящим от освещенности коммутируемых элементов.

В случае работы видикона в режиме быстрых электронов сигнальная пластина может иметь потенциал на 15—20 в ниже потенциала анода. Тогда разность потенциалов между катодом и поверхностью фотослоя окажется достаточно большой, соответствующей $\sigma > 1$, и при коммутации потенциалы элементов поверхности слоя будут стремиться уже к потенциалу анода — коллектора вторичных электронов. В остальном механизм образования видеосигнала, основанный на разрядке элементов мишени за время между их коммутациями и периодической подзарядке во время коммутации, остается тем же, что и в первом случае. Отметим, что наряду с видиконами, использующими магнитную фокусировку и отклонение, существуют видиконы с электростатической фокусировкой и отклонением.

Характеристики видиконов в очень большой степени зависят от характеристик применяемого в них фотосопротивления.

Очень большое значение имеет, в частности, величина его удельного сопротивления. Она должна быть такой, чтобы за время между коммутациями элементов при освещенностях, лежащих в пределах рабочего диапазона, их потенциалы успели несколько измениться, но ни в коем случае не могли бы достигнуть потенциала сигнальной пластины, что привело бы к исчезновению сигнала. Практически удельное сопротивление слоев должно быть не ниже 10^{11} ом·см, и получение таких высоко-

омных, достаточно тонких и однородных слоев является первой серьезной задачей при создании высококачественных видиконов.

Параметры фотосопротивления, в частности его спектральная чувствительность, определяют в основном и спектральную характеристику видикона, и форму его характеристики сигнал—свет. Последняя в силу нелинейной для большинства фотосопротивлений зависимости между удельным сопротивлением и освещенностью также нелинейна и имеет $\gamma < 1$, что является благоприятным с точки зрения передачи градаций яркости. Ясно, что характеристика сигнал—свет должна зависеть от $U_{сп}$, что иллюстрируется на рис. 23-15.

Рост $U_{сп}$ ведет к росту чувствительности прибора, но может сопровождаться ухудшением разрешающей способности, особенно в режиме медленных электронов, так как с ростом $U_{сп}$ растут и глубина потенциального рельефа, и его

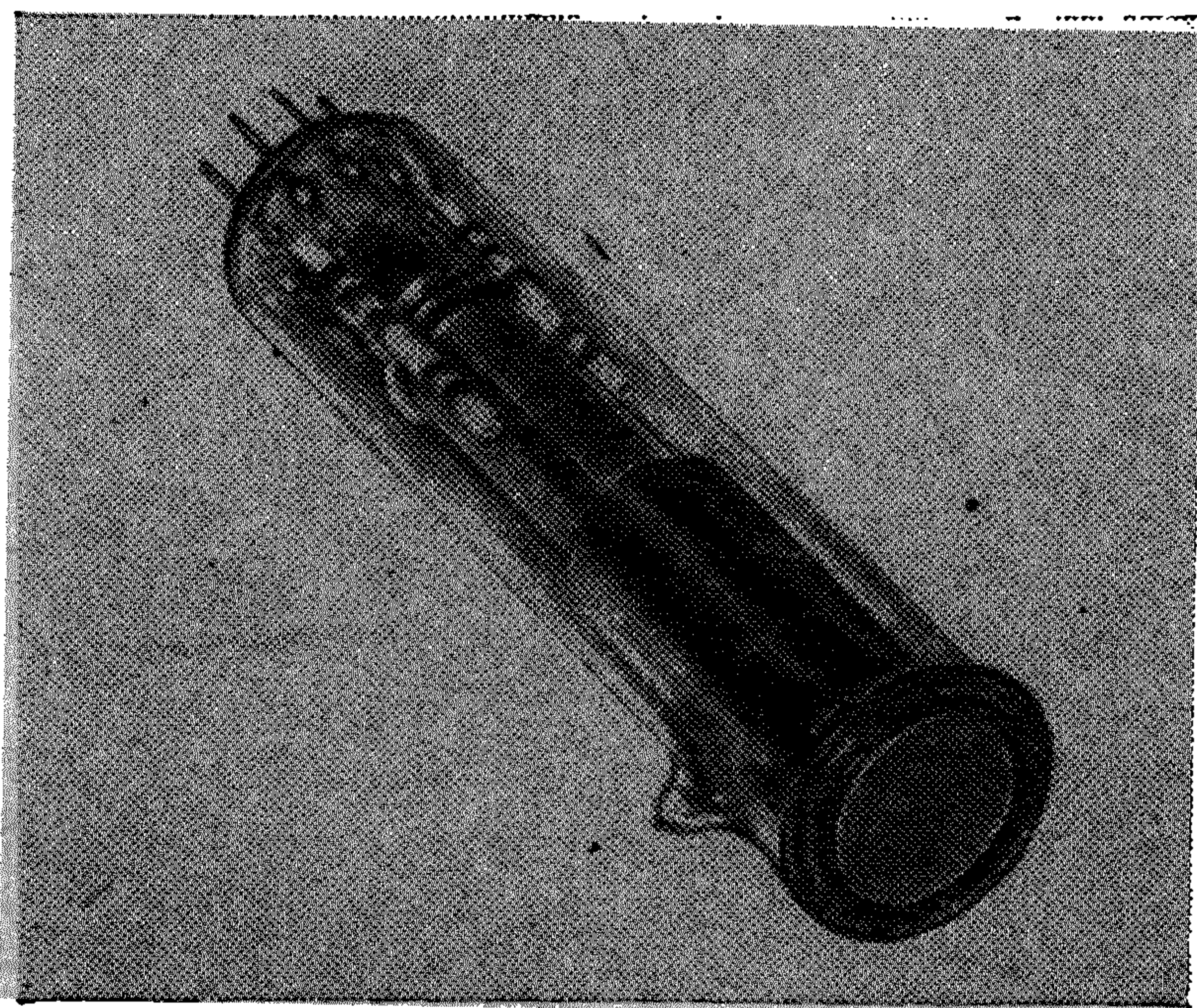


Рис. 23-16. Внешний вид видикона.

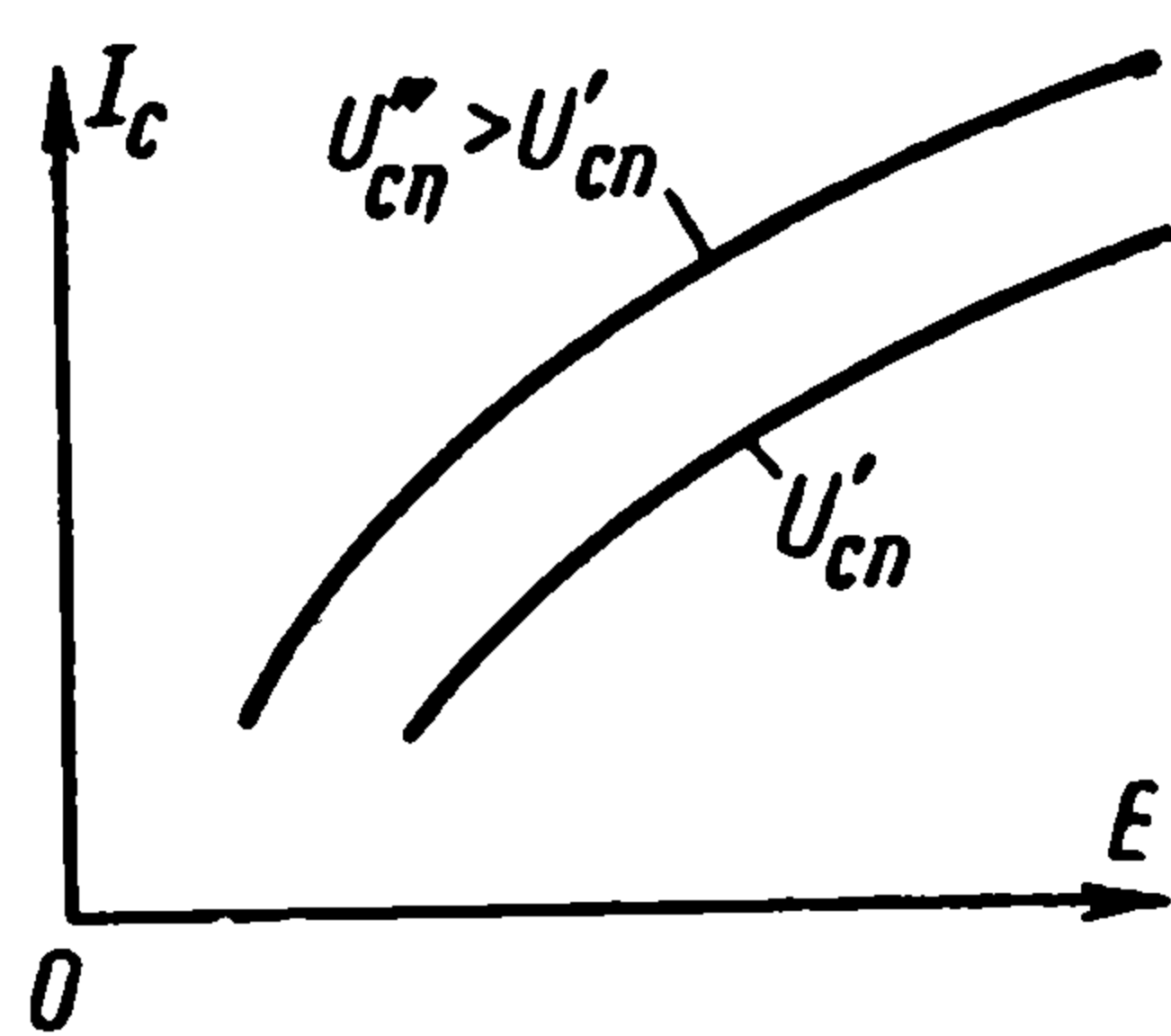


Рис. 23-15. Вид характеристик сигнал—свет видикона.

влияние на электроны пучка. Поэтому видиконы с разверткой медленными электронами чаще применяются в системах промышленного телевидения, где не требуется особенно высокого качества изображения.

Одним из существенных недостатков видикона является его заметная инерционность. Она обусловлена, во-первых, определенной инерционностью самого явления внутреннего фотоэффекта и, во-вторых, тем, что при вы-

соких уровнях освещенности коммутирующий пучок способен снять образовавшийся на мишени потенциальный рельеф лишь в результате ряда коммутаций. Поэтому и после снятия освещенности прибор некоторое время про-

должает воспроизводить соответствующий ей сигнал. Очевидно, что такого рода инерционность можно уменьшить, увеличивая ток пучка. Однако при этом будет за счет усиления взаимодействия электронов увеличиваться диаметр его на мишени, что приведет к ухудшению разрешающей способности. Поэтому ток пучка в видиконах весьма мал, порядка долей микроампера, что позволяет получить на мишени стандартного видикона, имеющей размеры $9,5 \times 12,7$ мм, несколько сотен неперекрывающихся строк. Ясно, что при этом приходится использовать пушку с искусственным скрещением.

Как мы видим, отдельные характеристики видикона тесно связаны, и то или иное изменение режима, улучшая один из них, ухудшает другие.

Вообще следует отметить, что по своей чувствительности видиконы в настоящее время иногда еще несколько уступают суперортikonу. Однако дальнейшее их усовершенствование, в первую очередь разработка технологии изготовления высокочувствительных, высокоомных и малоинерционных фотопроводящих слоев, бесспорно сулит очень много, особенно если учитывать простоту их конструкции и малые габариты.

Внешний вид видикона представлен на рис. 23-16.

Подробнее с особенностями работы передающих телевизионных приборов можно познакомиться в работах [Л. 80—83], а также в обширной периодической литературе.

Глава двадцать четвертая

ЭЛЕКТРОННОЛУЧЕВЫЕ КОММУТАТОРЫ

24-1. ЭЛЕКТРОННОЛУЧЕВЫЕ КОММУТАТОРЫ С АКСИАЛЬНЫМ ПУЧКОМ

Электроннолучевой коммутатор представляет собой прибор, в котором электронный пучок используется для переключения тех или иных электрических цепей. Ясно, что такого типа переключатель может быть гораздо более быстродействующим, чем, например, механические переключающие устройства. Электроннолучевые коммутаторы находят применение в устройствах многоканальной связи, схемах автоматики и счетно-решающей техники и в ряде других областей.

Электроннолучевые коммутаторы можно разбить в основном на три группы. Это приборы с аксиальным, радиальным и трохондальным пучком. В этом параграфе рассмотрим первую группу.

В электроннолучевом коммутаторе с аксиальным пучком, принцип действия которого иллюстрируется на рис. 24-1, электронная пушка типичной для ЭЛТ конструкции формирует пучок, который с помощью магнитной или электростатической отклоняющей системы направляется поочередно не на люминесцирующий экран, а на расположенные в определенном порядке проводящие контакты. Величина тока, приходящего на контакты, может при этом регулироваться с помощью подачи соответствующего сигнала на модулятор пушки. Однако токи, замыкаемые с помощью такого коммутатора, как указывалось, в силу особенностей конструкции обычных пушек ограничены величинами порядка сотен микроампер. Кроме того, этот ток может еще уменьшаться за счет вторичной эмиссии с контактов.

Д. В. Зернов предложил использовать вторичную эмиссию для увеличения токов. В этом случае контакты выполняются из материала, имеющего возможно больший коэффициент вторичной эмиссии, и ток в их цепи оказывается равным $(\sigma - 1) I_1$, где I_1 — ток коммутирующего контакты первичного пучка.

Электроннолучевые коммутаторы с аксиальным пучком наряду со сравнительно небольшими токами имеют значительные габариты, и, кроме того, применяемые в них пушки требуют использования довольно высоких напряжений, необходимых для фокусировки пучков.

Эти недостатки устраняются в коммутаторах с радиальным пучком.

24-2. КОММУТАТОРЫ С РАДИАЛЬНЫМ ПУЧКОМ

В коммутаторах с радиальным пучком используются однородные магнитные или электрические поля.

В первом случае электроны, эмиттируемые цилиндрическим катодом (рис. 24-2), попадая в перпендикулярное оси симметрии прибора однородное магнитное поле, движутся вдоль его силовых линий и собираются в два радиальных пучка. Эти пучки направляются на расположенные по окружности вокруг катода контакты (аноды). Если магнитное поле вращается, что может быть достигнуто применением обмотки, подобной обмотке статора электромотора, то вместе с ним будут вращаться и электронные пучки, замыкая поочередно один контакт за другим.

Расположенные между контактами экраны, имеющие одинаковый положительный относительно катода потенциал, предотвращают одновременное попадание пучка на два контакта. Окружающая катод сетка позволяет регулировать общий ток пучка, а сетки, расположенные перед контактами, могут служить для модуляции токов

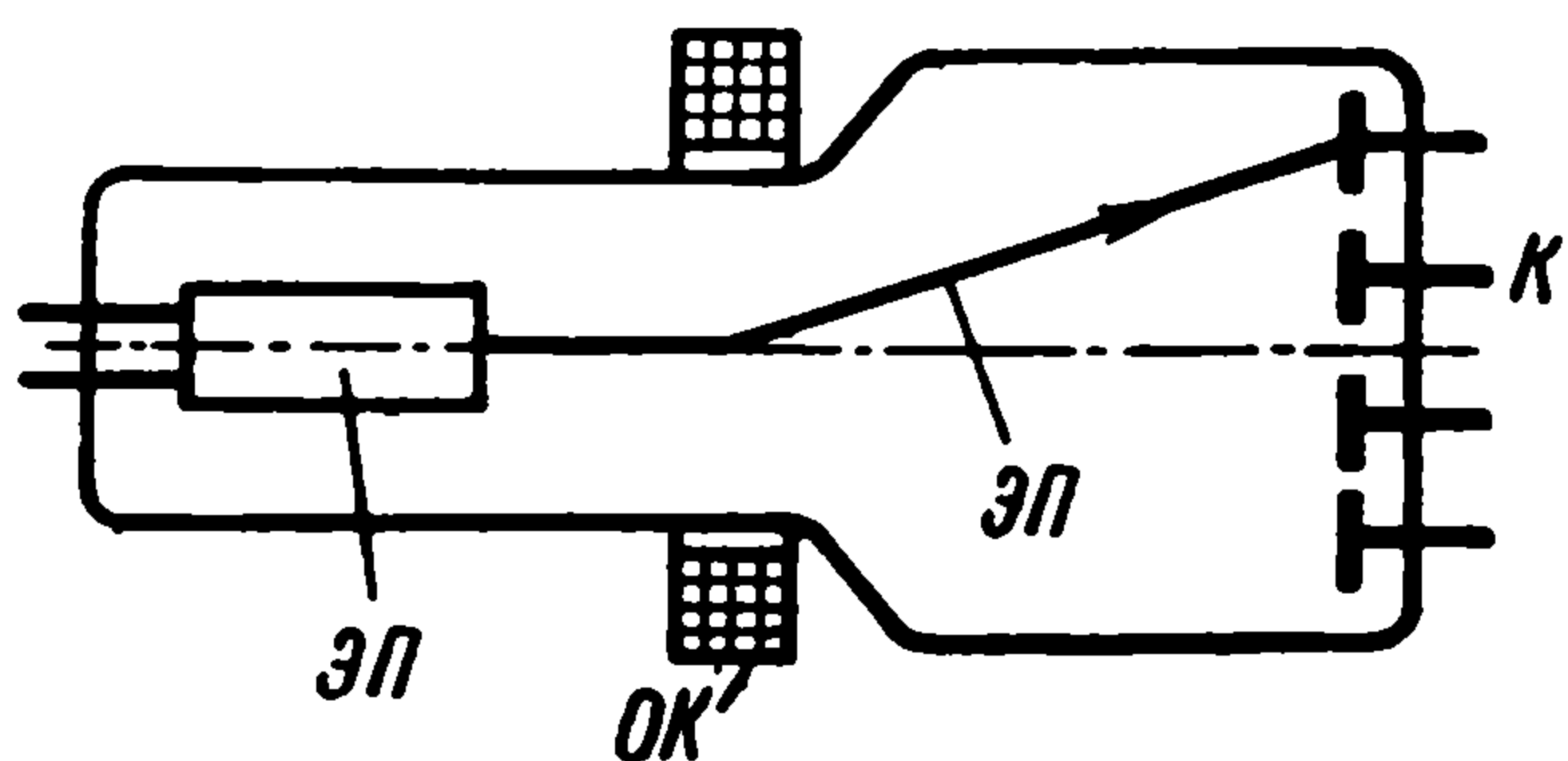


Рис. 24-1. Электроннолучевой коммутатор с аксиальным пучком.

ЭП — электронная пушка; ОК — отклоняющие катушки; К — контакты; ЭП — электронный пучок.

контактов, предотвращения динаatronного эффекта с них, а также для отражения одного из пучков от контактов на экраны.

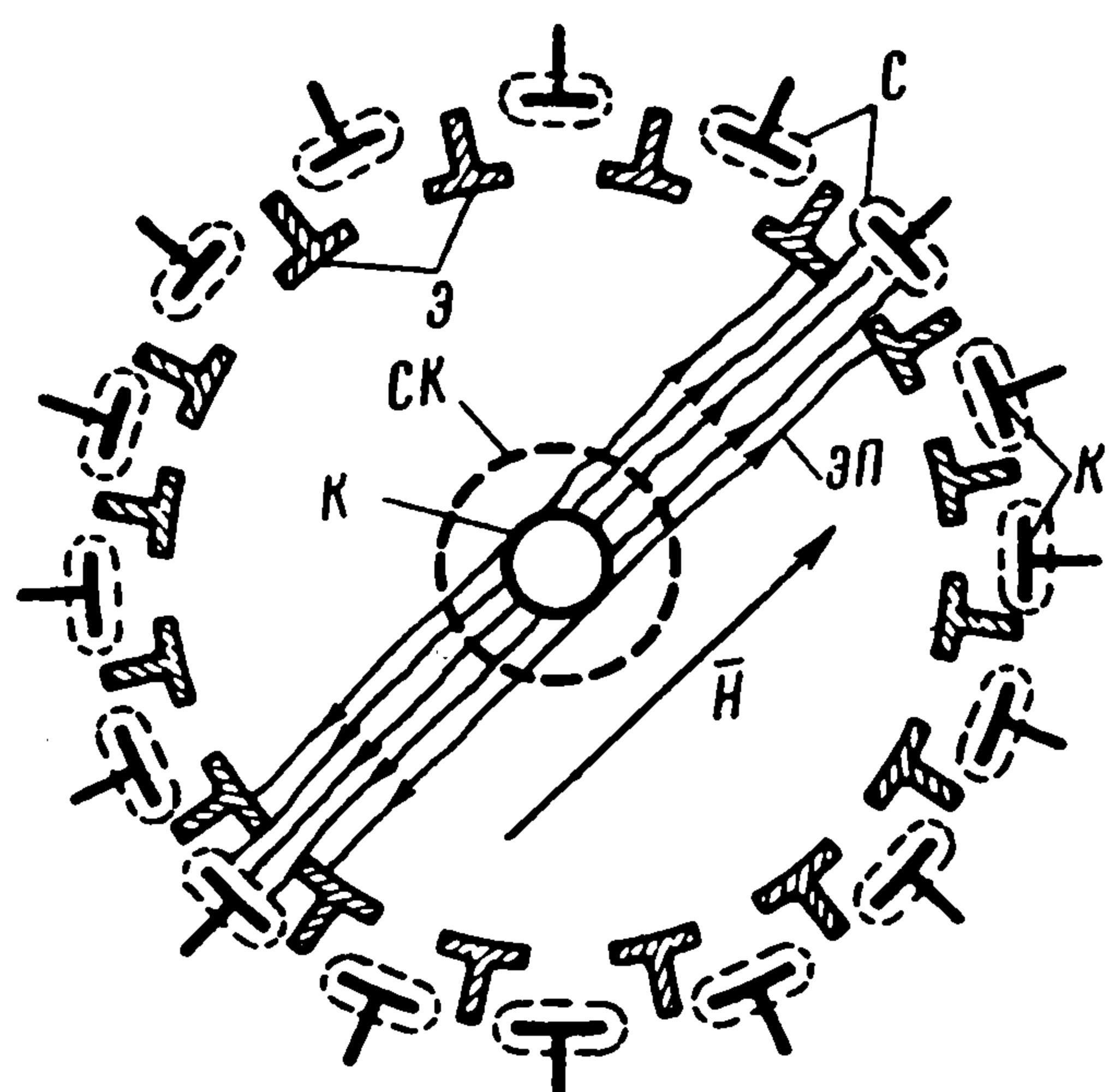


Рис. 24-2. Схема коммутатора с радиальным пучком и магнитным полем.

К — катод; СК — сетка катода; Э — экраны; К — контакты; С — сетки контактов; ЭП — электронный пучок.

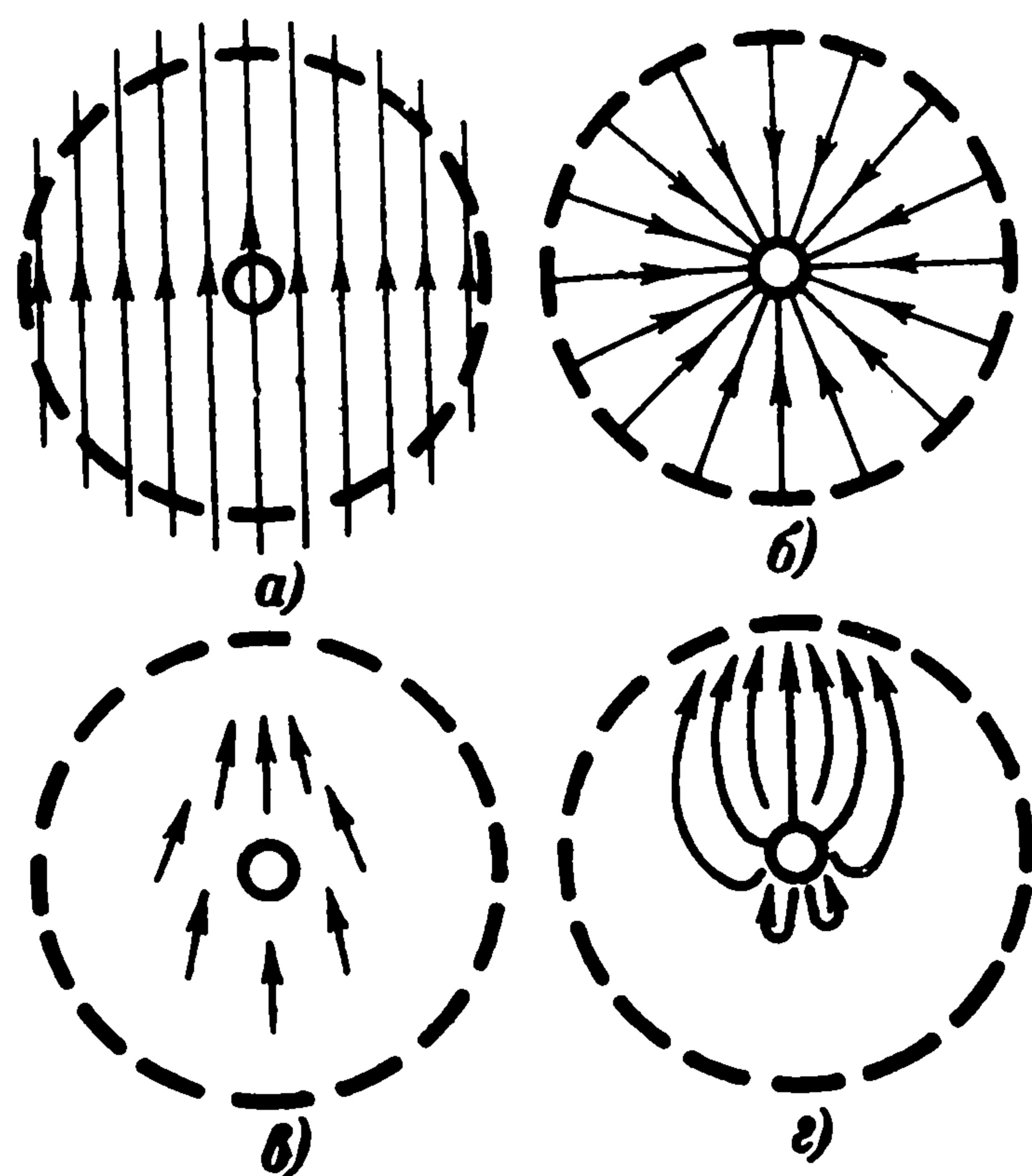


Рис. 24-3. Принцип работы коммутатора с радиальным пучком и электрическим полем.

а — однородное поле экранов; б — радиальное поле между катодом и экранами; в — суммарное силовое поле; г — характер траекторий электронов в суммарном поле.

щаться и электронный пучок, замыкая последовательно цепи расположенных между экранами контактов. В основном принцип действия, конструкция и назначение сеток в таком приборе такие же, как и в коммутаторе с магнитным полем.

Такого типа коммутаторы позволяют получать значительно большие токи коммутирующих пучков, чем коммутаторы с аксиальным пучком, при невысоких, всего в несколько сотен вольт, рабочих напряжениях.

Однако необходимость во вращающемся магнитном поле ограничивает быстродействие (скорости переключения контактов), а также увеличивает габариты и вес устройства.

Эти недостатки можно устранить, используя для формирования пучка комбинацию радиального и однородного электрических полей.

Представим себе систему, подобную только что описанной, состоящую из цилиндрического катода и расположенных вокруг него контактов, разделенных экранами. Однако теперь потенциалы экранов не постоянны, а подобраны так, что в рабочем пространстве прибора образуется однородное поле, создающее силы, действующие на электроны, направления которых показаны на рис. 24-3,а. Если в такой же системе сообщить катоду некоторый положительный относительно экранов потенциал, то характер линий поля и направление сил, действующих на электроны, будут соответствовать показанным на рис. 24-3,б. При одновременном приложении потенциалов, создающих однородное и радиальное поля, их суперпозиция образует силовое поле, картина которого показана на рис. 24-3,в.

В этом случае электроны, эмиттируемые катодом, будут собираться в направленный пучок, как это показано на рис. 24-3,г. При вращении однородного поля, чего можно достигнуть соответствующим переключением цепей экранов, вместе с ним будет вращаться

24-3. КОММУТАТОРЫ С ТРОХОИДАЛЬНЫМ ЛЕНТОЧНЫМ ПУЧКОМ (трохотроны)

Коммутаторы такого типа построены на взаимодействии электронов со взаимно перпендикулярными электрическим и магнитным полями.

Представим себе два плоских электрода, создающих однородное электрическое поле E и погруженных в однородное магнитное поле B , направления которых показаны на рис. 24-4. Если в некоторой

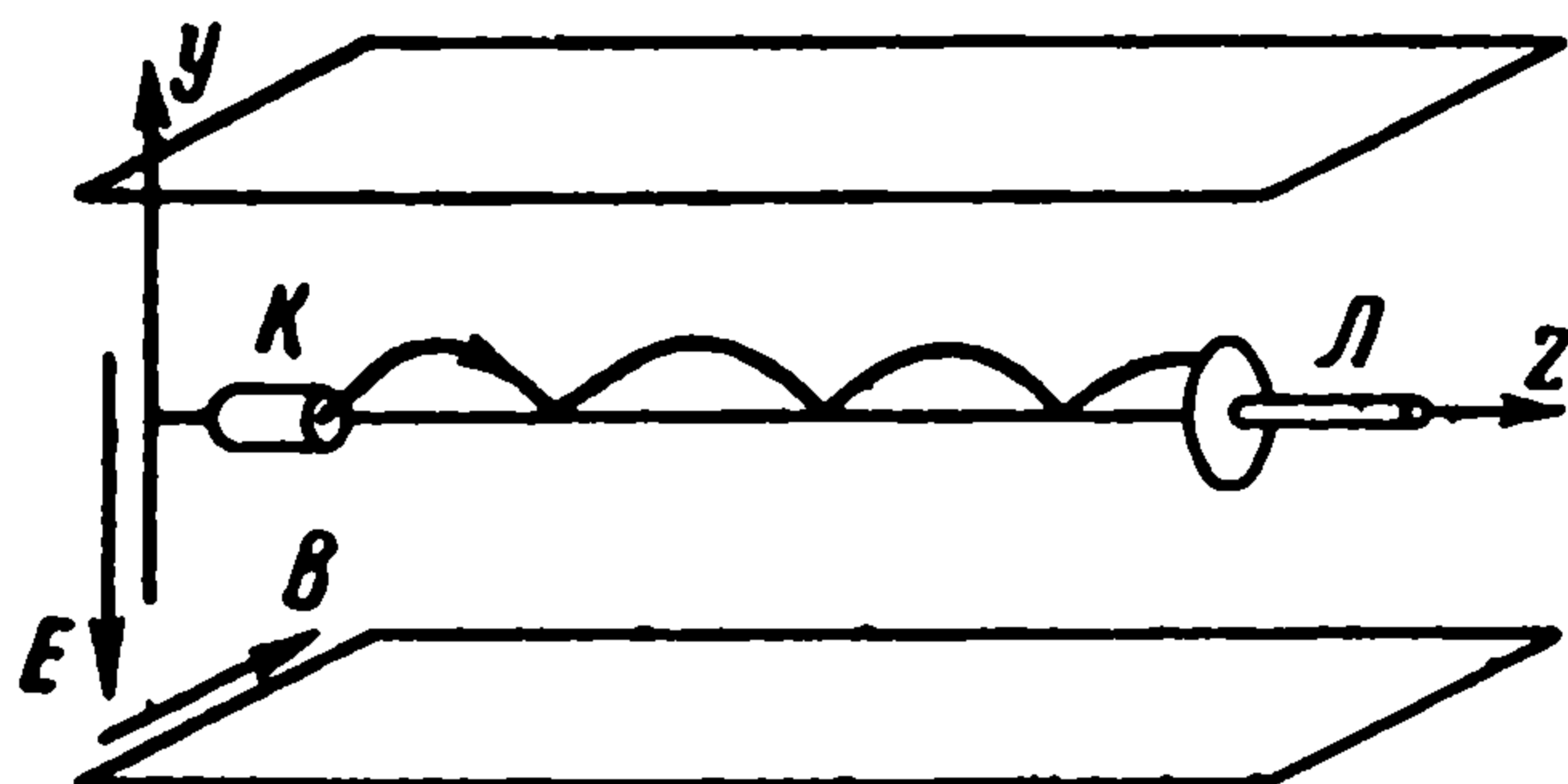


Рис. 24-4. Движение электрона во взаимно перпендикулярных электрическом и магнитном полях.

K — катод; L — лопатка.

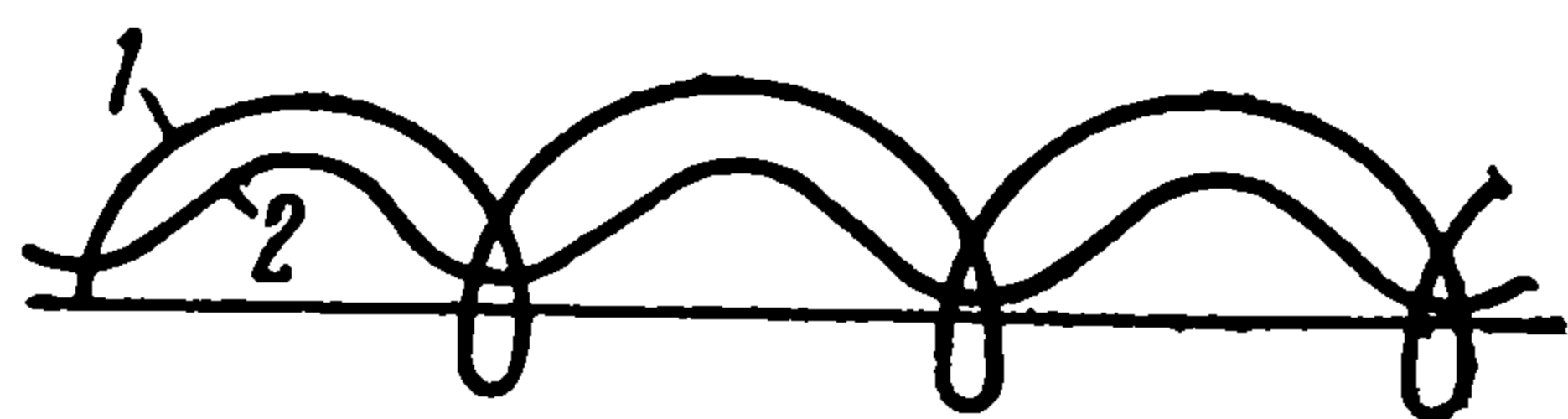


Рис. 24-5. Трохоиды.

1 — сжатая; 2 — растянутая.

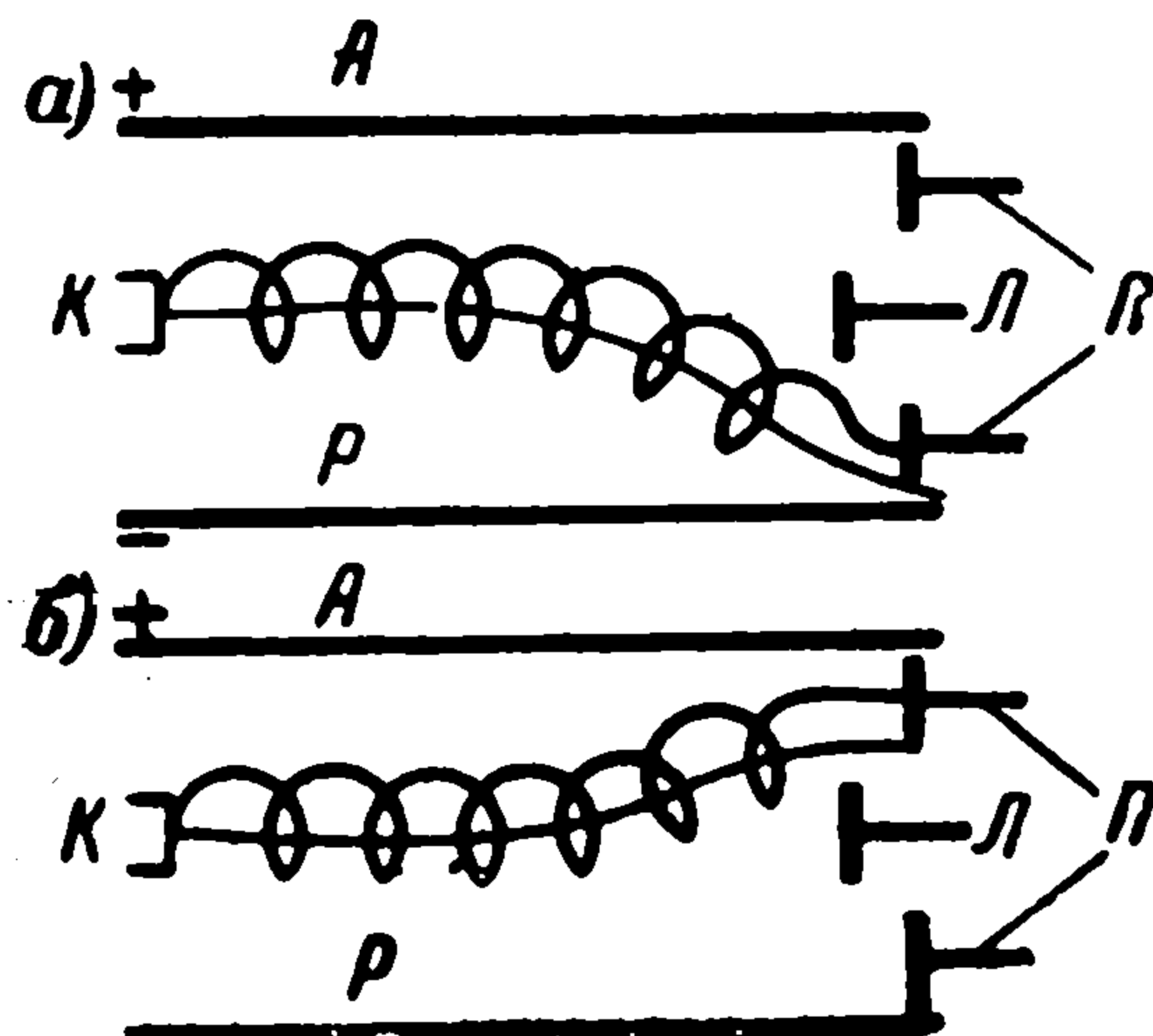


Рис. 24-б. Принцип работы трохотрона.

A — анод; P — рельс; L — лопатка; Π — пластины; K — катод.

точке между пластинами расположен катод, то покинувший его поверхность с нулевой скоростью электрон будет ускоряться электрическим полем по направлению к положительной пластине (ано-

ду). Появление скорости U_y приведет к взаимодействию электрона с магнитным полем, которое будет стремиться закручивать его траекторию. Электрон будет отклоняться вправо вдоль оси x , а затем и вниз к отрицательной пластине, так называемому рельсу. В результате, описав некоторую кривую, он вновь попадет на исходную эквипотенциаль, имеющую потенциал катода, но уже на некотором от него расстоянии. В этот момент его скорость окажется равной нулю, и весь процесс повторится. Математический анализ показывает, что в этом случае траектория электрона представляет собой циклоиду. Если же электрон попадает в поле с некоторой начальной скоростью, то траектория представляет собой так называемую трохиду, растянутую или сжатую (рис. 24-5) в зависимости от направления начальной скорости.

Однако во всех случаях электрон скользит в направлении оси вдоль исходной эквипотенциали и в конце концов попадает на расположенный на ней электрод, так называемую лопатку (рис. 24-4), имеющую потенциал катода.

Если потенциал лопатки изменять, делая его выше или ниже потенциала катода, то соответствующая катоду эквипотенциаль пройдет соответственно ниже или выше лопатки. Следовательно, электрон, скользя вдоль этой эквипотенциали, будет проходить либо на нижнюю, либо на верхнюю пластину, имеющую положительный

относительно катода потенциал (рис. 24-6). В этом и заключается основной принцип работы трохотрона. Различные же разновидности коммутаторов получаются в результате комбинаций из элементарных ячеек.

Рассмотрим кратко основные разновидности трохотронов. Линейный трохотрон, конструкция которого схематически показана на рис. 24-7, состоит из цилиндрического катода, имеющего нулевой потенциал, анода и рельса, имеющих соответственно положительный и отрицательный относительно катода потенциалы.

Кроме того, за анодом располагается серия ячеек, состоящих из выдвинутых вперед лопаток, между которыми расположены пла-

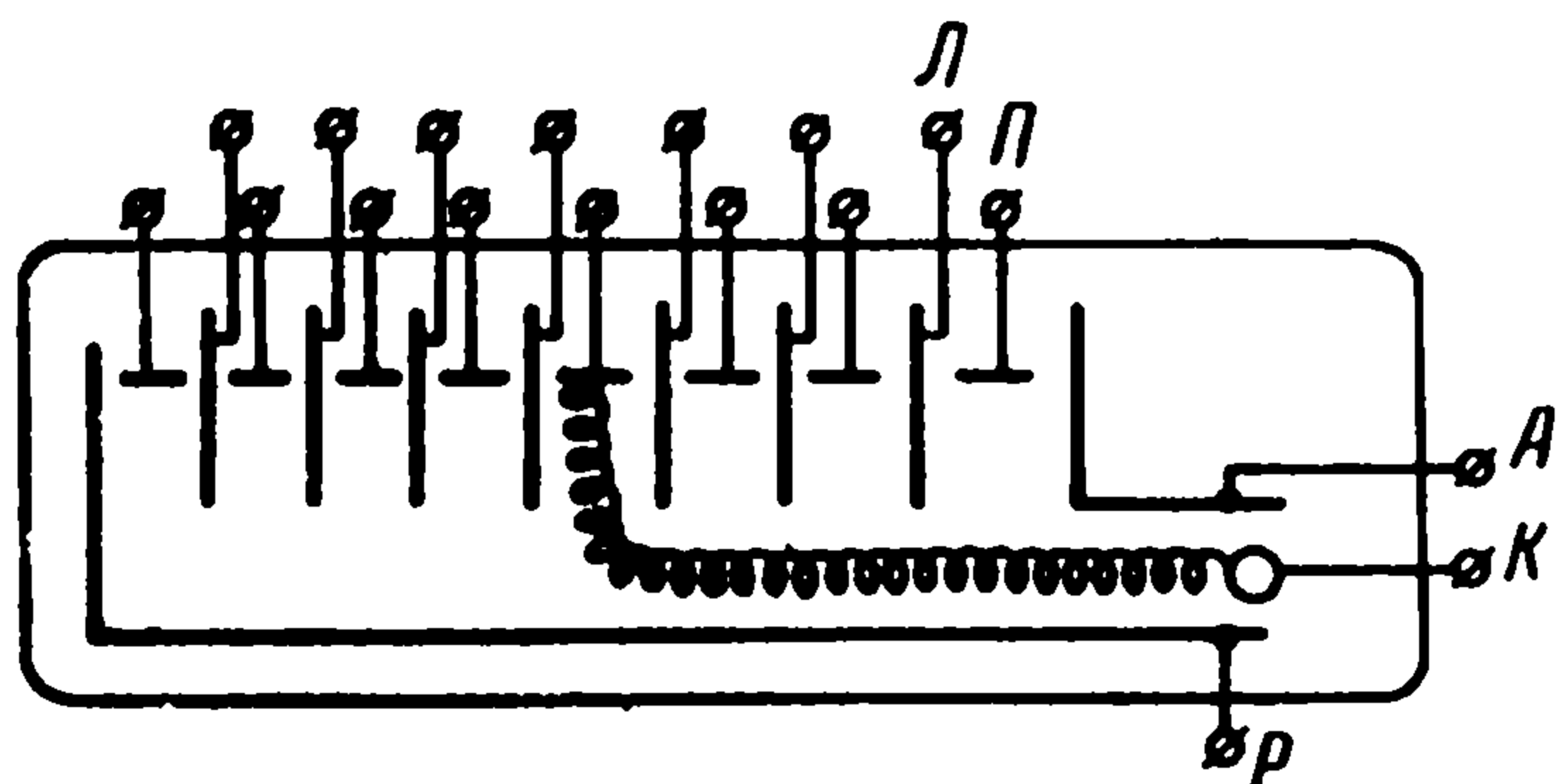


Рис. 24-7. Схема линейного трохотрона.

К — катод; А — анод; Р — рельс;
Л — лопатка; П — пластина.

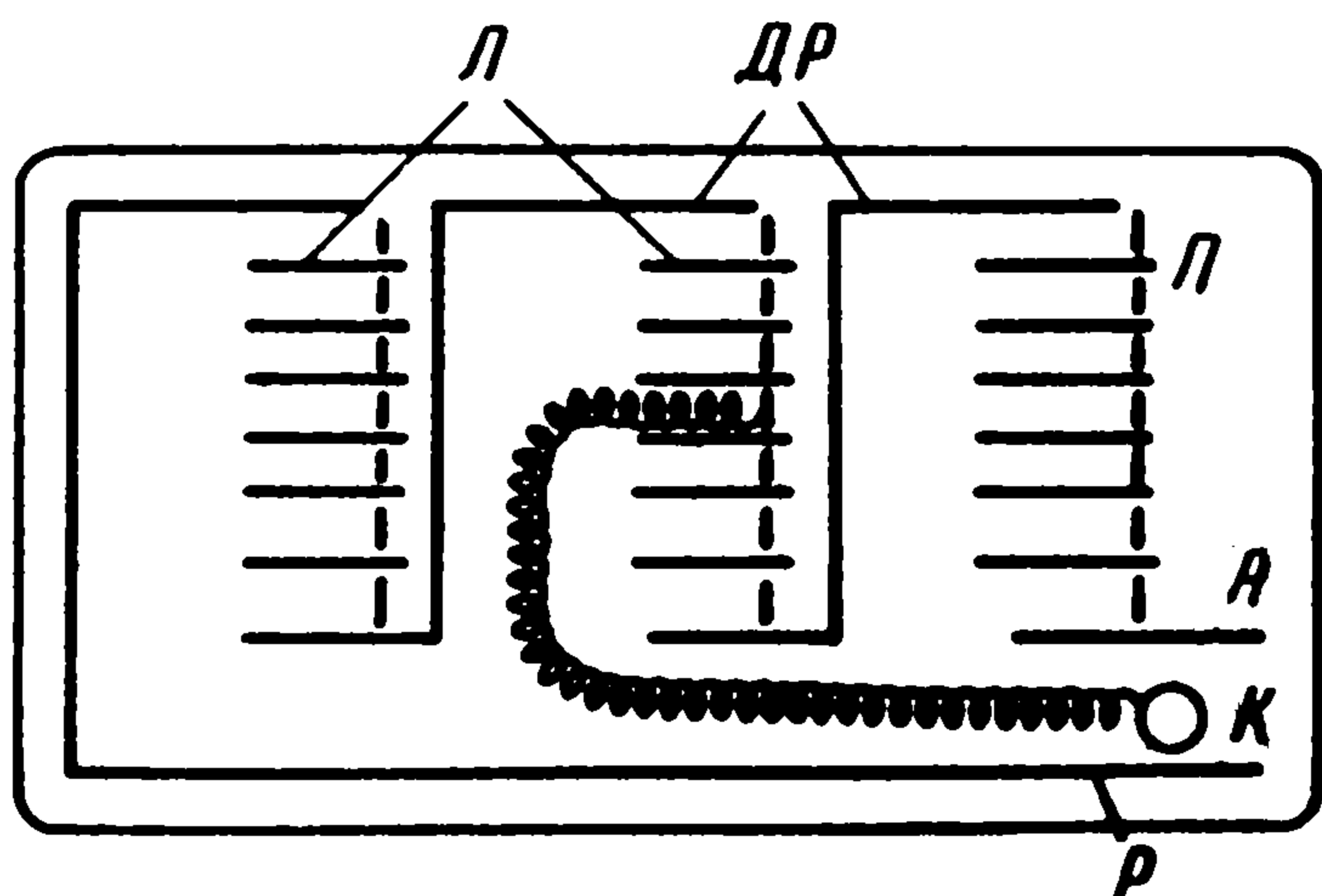


Рис. 24-8. Схема двумерного трохотрона.

К — катод; А — анод; Р — рельс;
ДР — дополнительные рельсы; Л — лопатка; П — пластины.

тически все электроны пучка уходят на эту пластину. Если же на одну из лопаток подать отрицательный относительно катода потенциал, то нулевая эквипотенциаль пройдет в расположенную перед ней ячейку и пучок, следуя вдоль нее, переключится на расположенную в этой ячейке пластину.

Двумерный трохотрон (рис. 24-8) состоит из нескольких рядов ячеек, объединенных дополнительными рельсами. Электронный пучок может быть направлен на любую пластину, если потенциал дополнительного рельса, следующего за рядом ячеек, в котором расположена пластина, и потенциал лопатки, следующей в ряду за данной пластиной, сделать ниже потенциала катода. По существу здесь имеет место комбинация из нескольких линейных трохотронов.

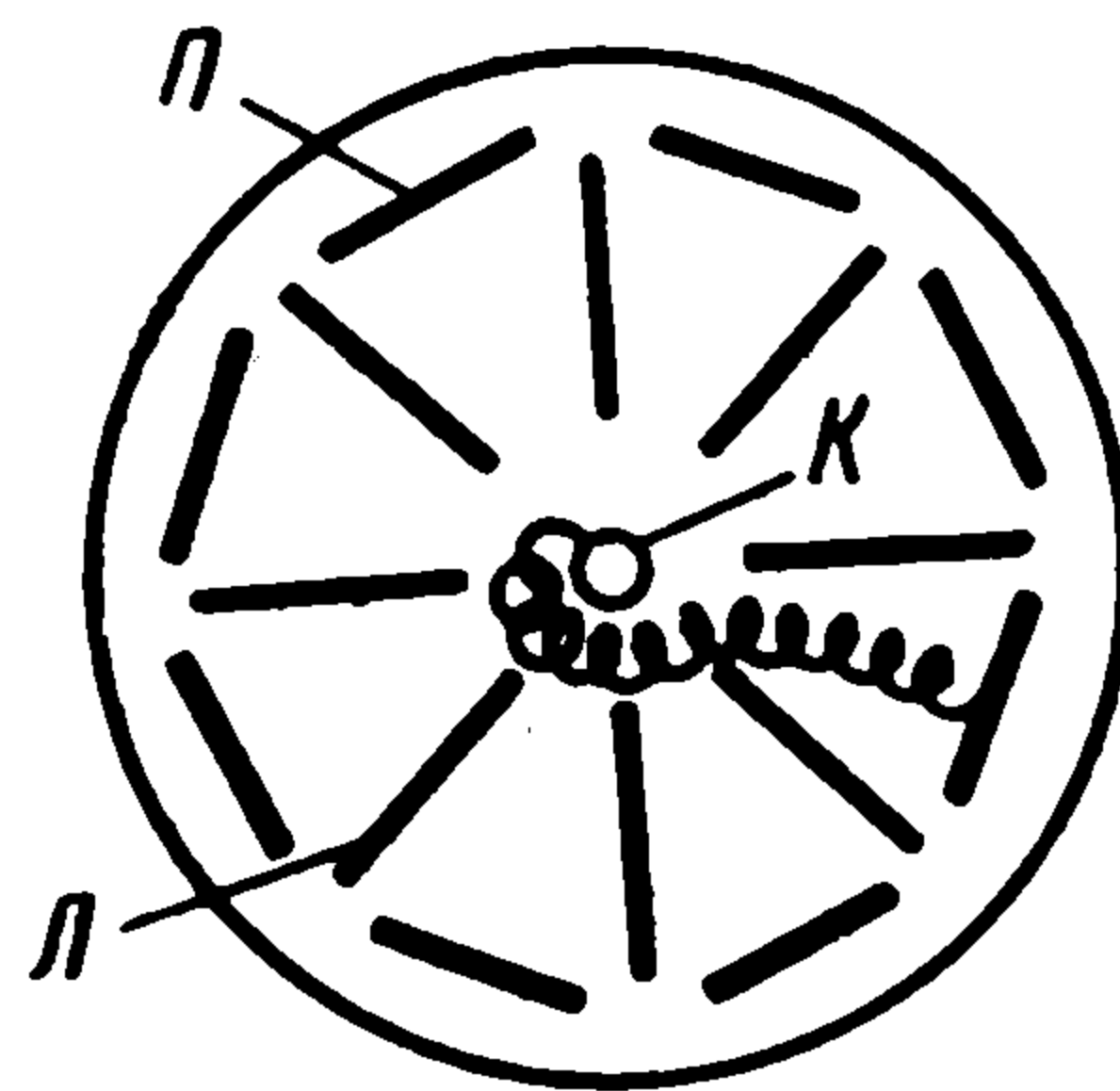


Рис. 24-9. Схема кольцевого трохотрона.

К — катод; Л — лопатка;
П — пластины.

стины. Если пластины и лопатки имеют потенциал анода, а прибор погружен в перпендикулярное чертежу магнитное поле, то согласно сказанному выше электроны, испускаемые катодом, пойдут вдоль нулевой эквипотенциали, образуя ленточный трохоидаальный пучок. По достижении последней ячейки нулевая эквипотенциаль уходит в узкий промежуток между рельсом и последней пластиной, и прак-

Кольцевой трохотрон, сечение которого схематически изображено на рис. 24-9, отличается от предыдущих. Здесь отсутствует рельс, и катод окружен ячейками из лопаток, между которыми расположены положительные пластины. Если прибор погружен в перпендикулярное чертежу однородное магнитное поле, все лопатки имеют положительный, а одна — отрицательный относительно катода потенциал, то в этом случае последняя лопатка действует как рельс и трохонидальный пучок вдоль нее пойдет на расположенную рядом с ней положительную пластину.

Трохотроны, имея сравнительно несложную конструкцию, дают возможность весьма гибко управлять токами порядка десятков миллиампер при рабочих напряжениях всего в сотни вольт. Это обуславливает применение их в различных коммутирующих, пересчетных и счетно-решающих устройствах, схемах совпадения и т. п.

Глава двадцать пятая

ЭЛЕКТРОННЫЕ МИКРОСКОПЫ

25-1. ПРИНЦИП РАБОТЫ И ОГРАНИЧЕНИЯ СВЕТОВОГО МИКРОСКОПА

Невооруженный человеческий глаз способен рассмотреть (разрешить) две точки, которые видны под углом порядка $1-1,5'$. Если угол зрения меньше, то две точки сливаются в одну. Для среднего зрения при наивыгоднейшем расстоянии наблюдения эти точки будут отстоять друг от друга на расстоянии около 0,1 мм, так называемом разрешаемом расстоянии.

Использование линзы (лупы) практически позволяет получить увеличение порядка 20—25 и соответственно уменьшить разрешаемое расстояние. Отметим, что величина, обратная разрешаемому расстоянию, может быть названа разрешающей способностью.

Изобретенный около 300 лет назад и доведенный в настоящее время до высокой степени совершенства световой микроскоп значительно расширил эти пределы.

Рассмотрим кратко принцип его работы. На рис. 25-1,а представлена принципиальная оптическая схема светового микроскопа, работающего на просвет.

Световой пучок от источника света 1 направляется в конденсорную линзу (конденсор) 2, которая концентрирует пучок на объекте 3, различные элементы которого имеют разную поглощательную способность или разную окраску.

В результате световой поток, прошедший через различные участки объекта, будет различным по интенсивности или по спектральному составу.

Следующая линза — объективная (объектив) 4 создает промежуточное увеличенное изображение объекта 5, которое служит объектом для проекционной линзы (окуляр) 6. Последняя формирует окончательное изображение 7, являющееся увеличенным изображением промежуточного изображения. Как видно, изображение в данном случае получается действительным и может быть зафиксиро-

вано на фотографической пластинке или кинопленке. Отметим, что в случае визуального наблюдения ход световых лучей должен быть другим, так как микроскоп работает во взаимодействии с еще одним оптическим прибором — человеческим глазом, на сетчатке которого и создается окончательно действительное изображение.

Полное увеличение, даваемое микроскопом, очевидно, равно произведению увеличений объектива (как правило, не больше 100—110) и окуляра (15—16), т. е. может достигать величин порядка 1 600 — 1 700.

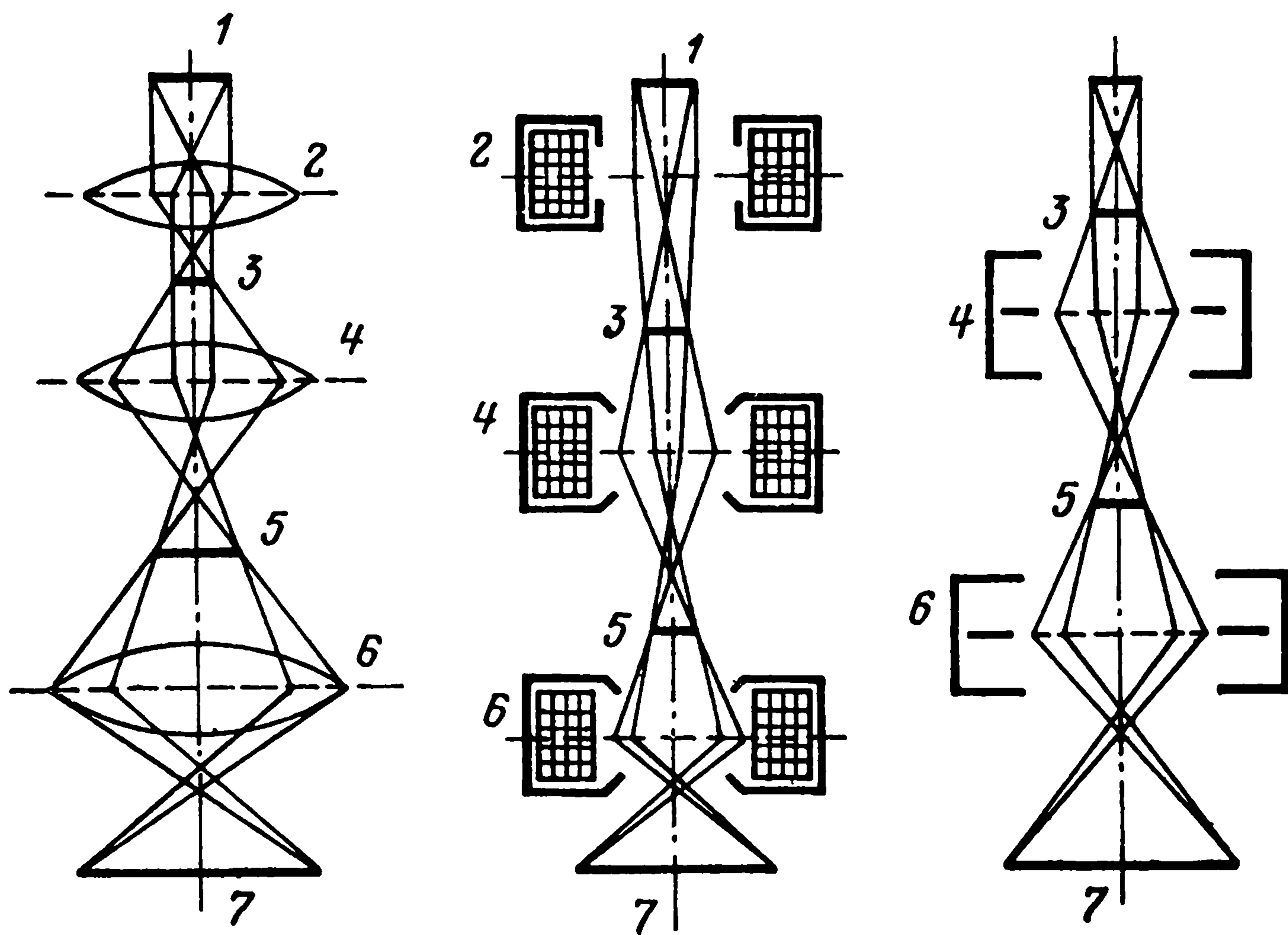


Рис. 25-1. Принципиальная схема оптической системы просвечивающих микроскопов.

а — светового; *б* — электронного с магнитными линзами; *в* — электронного с электростатическими линзами.

Конечно, можно, увеличив оптическую силу линз или введя дополнительные линзы, получить и гораздо большие увеличения. Однако это оказывается практически бесполезным.

Действительно, реальным световым линзам свойственны такие же виды искажений изображения — аберраций, как и линзам электронным (см. гл. 6). Это уже предполагает получение изображения точечного объекта в виде некоторой фигуры конечных размеров.

Следует, однако, отметить, что современная техника позволяет создавать оптические системы с пренебрежимо малыми аберрациями, и не они определяют качество получаемого в микроскопе изображения.

Принципиальную роль здесь играет дифракция, связанная с волновыми свойствами света.

Если представить себе идеальную (свободную от аберраций) линзу, создающую изображение точки, лежащей на ее оси симметрии, то благодаря дифракции это изображение будет представлять собой центральное светящееся пятно, окруженное темным и светлым

ми кольцами, причем яркость последних быстро убывает по мере удаления от центрального пятна. В результате распределение освещенности в плоскости изображения по радиусу имеет вид, представленный на рис. 25-2.

Поэтому если линза теперь дает изображение двух точек, расположенных на расстоянии d друг от друга, то при его уменьшении центральные дифракционные кружки начинают накладываться друг на друга. В конце концов после достижения некоторого минимального расстояния d_p они практически сливаются, и наличие двух точек зафиксировать невозможно. Ясно, что дальнейшее сколь угодно большое увеличение уже не сможет выявить новых деталей объекта, т. е. улучшить качество изображения.

В волновой оптике [Л. 84] показывается, что

$$d_p = \frac{0,61\lambda}{n \sin \alpha}, \quad (25-1)$$

где λ — длина волны используемого света; n — показатель преломления в области предмета; α — апертурный угол линзы, определяемый, очевидно, ее размерами и расстоянием от объекта до линзы.

Величина d_p , называемая наименьшим разрешаемым расстоянием микроскопа, очевидно, и определяет его качество. Что касается увеличения микроскопа, то можно говорить лишь только о полезном (разумном) увеличении, превышение которого не имеет никакого смысла.

Если обратиться к выражению (25-1), то можно легко установить, что при использовании видимого света ($\lambda \approx 560 \cdot 10^{-7}$ см), достаточно большом апертурном угле (примерно $60-70^\circ$) и помещении объекта в жидкость, имеющую $n \approx 1,5-1,6$, величина d_p оказывается порядка $0,18-0,2$ мкм.

Безусловно, получение таких разрешений явилось огромным достижением, позволившим, в частности, не только установить наличие, но и форму таких мелких объектов, как бактерии.

Однако требования современной науки и техники идут гораздо дальше, что обусловило поиски и создание устройств, обеспечивающих гораздо большую разрешающую способность, которыми и явились электронные микроскопы.

Среди различных типов этих приборов центральное место занимает так называемый просвечивающий электронный микроскоп.

Поэтому остановимся на нем более подробно, ограничившись лишь кратким рассмотрением принципов работы остальных типов микроскопов.

25-2. ПРИНЦИП РАБОТЫ ПРОСВЕЧИВАЮЩИХ ЭЛЕКТРОННЫХ МИКРОСКОПОВ

Очевидно, если использовать в микроскопах излучения с меньшей длиной волны, можно расширить их возможности и получить более высокую разрешающую спо-

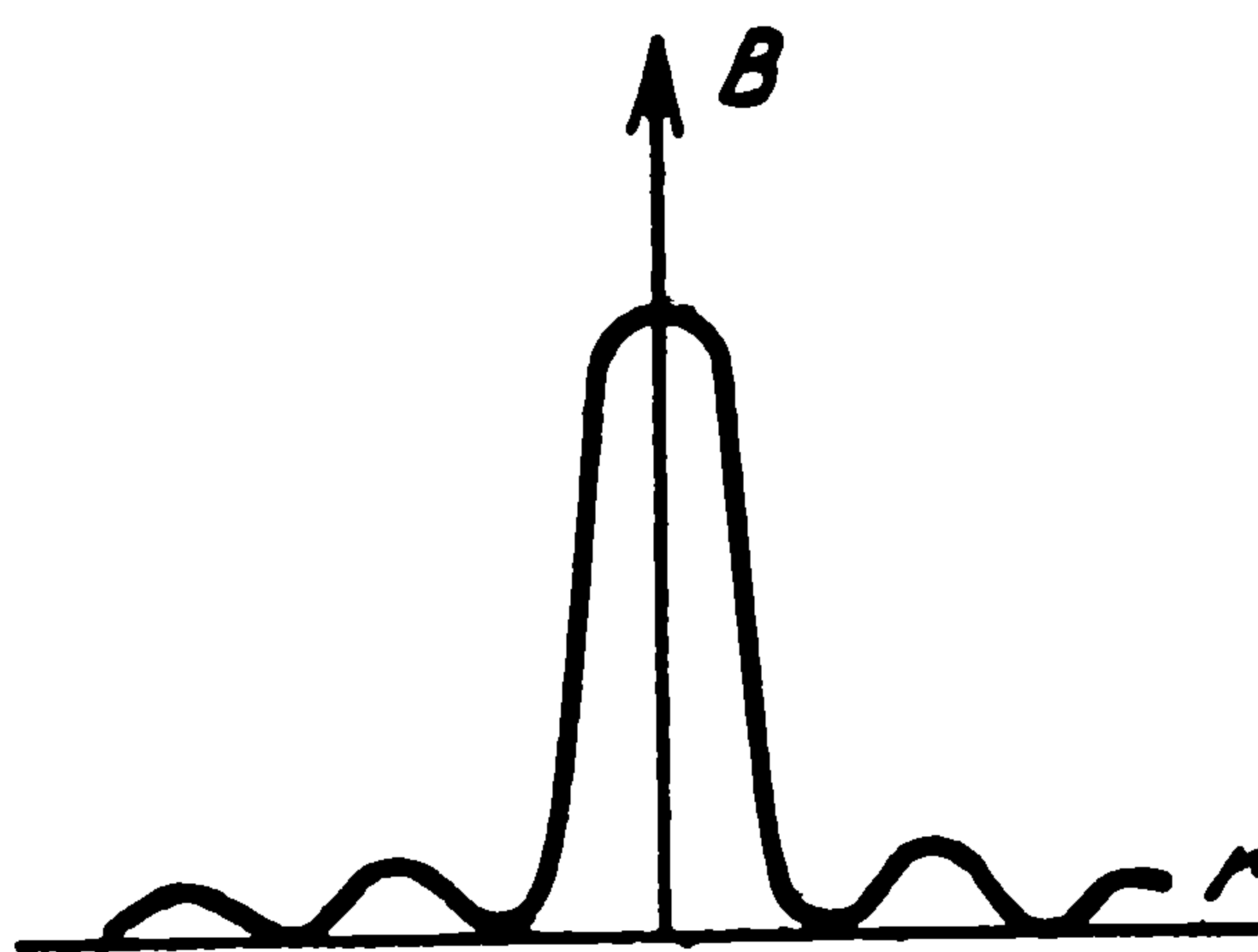


Рис. 25-2. Распределение освещенности при наличии дифракции.

способность. Например, использование ультрафиолетового излучения позволяет получить $d_p \approx 0,1$ мкм. Но это расширение весьма незначительно.

Естественно было использовать для этой цели электроны, движение которых в рамках геометрической оптики, как мы знаем, аналогично распространению света и позволяет создавать изображения в электронных «лучах».

Но электроны также обладают волновыми свойствами, которые могут проявляться при определенных условиях. Однако соответствующая им длина волны много меньше длины световых волн.

Действительно, из выражения для длины волны электрона $\lambda = h/mv$, где h — постоянная Планка, а m , g , и v , см/сек, — масса и скорость электрона, следует, что электрону, прошедшему даже небольшую разность потенциалов, равную 100 в, соответствует $\lambda = 1,22 \text{ \AA}$.

Если же ускоряющее напряжение равно 15 кв, то $\lambda = 0,1 \text{ \AA}$. Таким образом, очевидно [см. (25-1)], что, используя в микроскопе вместо световых лучей электронные, можно получить значительно бóльшую разрешающую способность.

При этом в принципе очевидно, что оптическая схема электронного микроскопа может быть аналогична схеме светового микроскопа, только светооптические линзы должны быть заменены линзами электронными.

Эти линзы могут быть как магнитными, так и электростатическими, в соответствии с чем микроскопы называются либо магнитными, либо электростатическими.

Оптические схемы таких микроскопов представлены на рис. 25-1,б и в соответственно. Как видим, налицо полная аналогия со схемой светового микроскопа (рис. 25-1,а).

Электронный пучок, сформированный осветительной системой, состоящей из электронной пушки и конденсорной линзы (в электростатических микроскопах последняя иногда отсутствует), «просвечивает» объект, т. е. электроны простреливают его. Поэтому, кстати, микроскопы этого типа и называются просвечивающими.

Ясно, что объект должен иметь весьма малую толщину, а электроны обладать достаточно большими энергиями. Далее объективная линза создает увеличенное промежуточное изображение, которое вновь с увеличе-

нием переносится проекционной линзой на люминесцентный экран в случае визуального наблюдения изображения или на фотопластинку в случае его фотографирования, где и получается окончательное изображение.

При этом полное увеличение также равно произведению увеличений обеих линз ($M = M_1 \times M_2$). Отметим, что если требуются большие увеличения, то в микроскопе предусматриваются дополнительные (промежуточные) линзы.

В современных электронных микроскопах первого класса, обладающих наибольшей разрешающей способностью и увеличением, между объективом и проекционной линзой всегда имеются одна или две промежуточные линзы.

Однако на этом аналогия кончается, так как механизм образования изображения в электронном микроскопе принципиально отличается от такового в световом.

В световом микроскопе пучок света, проходя через объект, по-разному поглощается и отражается на деталях объекта, имеющих различную плотность, толщину или окраску, что и позволяет различать эти детали. Энергия же квантов света, проходящих через объект, остается неизменной, что и позволяет создать изображение.

Если в электронном микроскопе использовать этот же принцип, то электроны, прошедшие разные по плотности или толщине детали объекта в силу потерь энергии при взаимодействии с его атомами, будут иметь существенно разные энергии и формирование электронного изображения из-за возникновения очень сильной хроматической аберрации будет невозможным.

Кроме того, поглощение заметной доли энергии «освещающего» пучка электронов в объеме весьма тонкого объекта приведет к его разрушению.

Следовательно, электроны пучка должны проходить объект практически без потерь энергии, и для образования изображения приходится использовать не поглощение, а рассеяние электронов. Происходит это следующим образом. При прохождении электронов высоких энергий через тонкие пленки наиболее вероятными являются их взаимодействия с атомами вещества, при которых энергия электронов совсем или почти не меняется, а направление импульса (скорости) изменяется значительно. Происходит рассеяние электронов в веществе.

При этом степень рассеяния вначале нормального к поверхности пленки электронного пучка, естественно, растет с ростом толщины (или плотности) пленки, так как при этом растет и число подобных взаимодействий.

Представим себе теперь, обратившись к рис. 25-3, объект 1, простреливаемый электронами, объективную линзу микроскопа, состоящую из катушки 2 с панцирем 3, в которой имеется малая, так называемая апертурная диафрагма 4. Рассмотрим две точки объекта

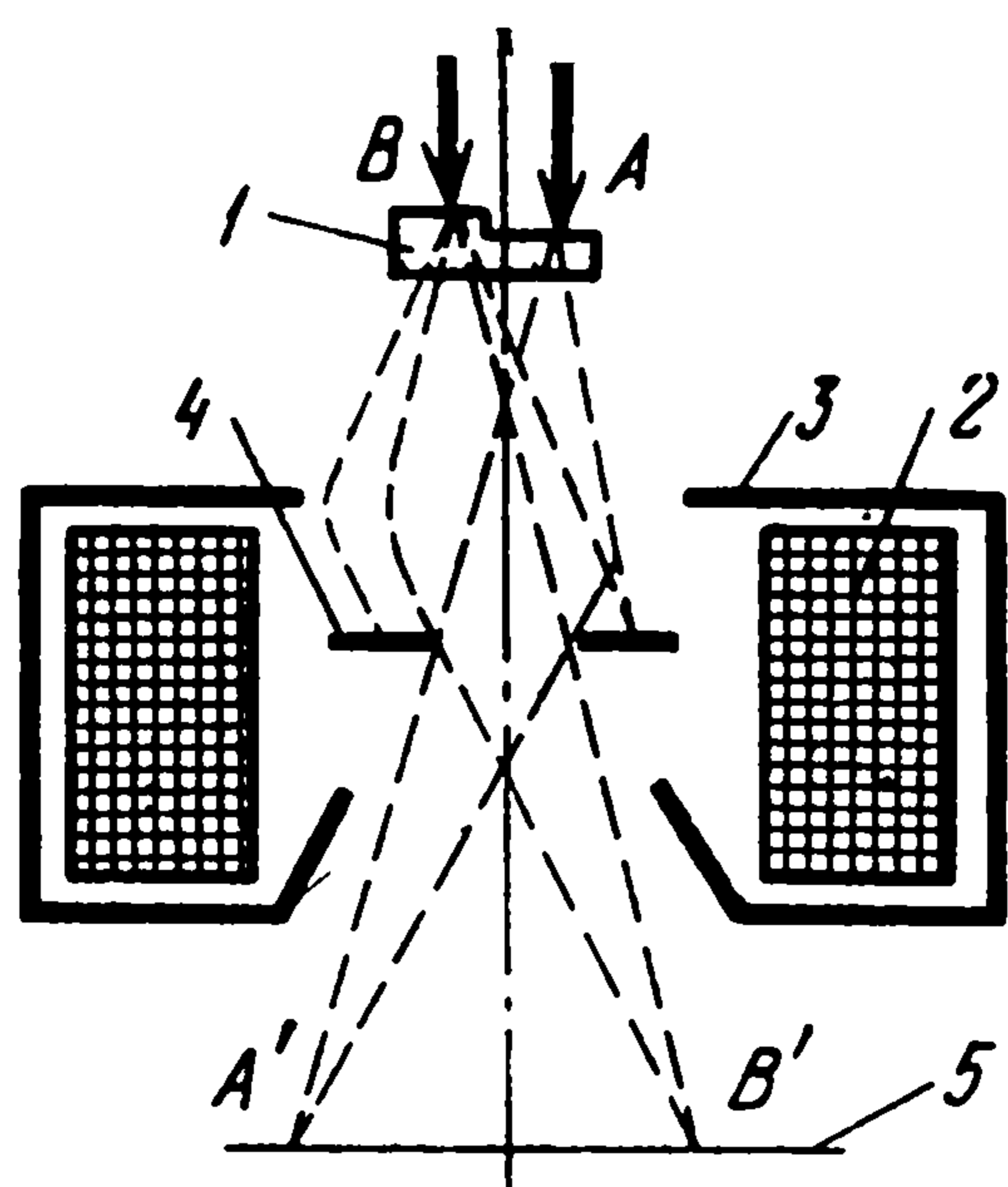


Рис. 25-3. К вопросу о механизме образования изображения в электронном микроскопе.

А и В, в которых он имеет различную толщину (или плотность), облучаемые одинаковым количеством электронов. В точке А электроны, прошедшие через объект, рассеиваются и попадают в поле линзы, причем степень рассеяния такова, что линза способна, фокусируя этот расходящийся пучок, почти полностью провести его через отверстие диафрагмы. Следовательно, после прохождения линзы почти все электроны из точки А попадут в точку А', являющуюся изображением точки А.

В точке В, где толщина (плотность) объекта больше, степень рассеяния электронного пучка будет больше, и только часть из них, идущую в узком телесном угле, линза сможет провести через апертурную диафрагму. Остальные будут этой диафрагмой перехвачены. Тогда в создании изображения точки В будет участвовать меньше электронов, чем в создании изображения точки А. Если в плоскости изображения 5 поставить люминесцирующий экран, то это будет наглядно видно.

Следовательно, если будет варьироваться толщина или плотность точек объекта, то будет варьироваться и степень рассеяния электронов в этих точках и меняться число электронов, способных пройти апертурную диафрагму. Следовательно, «яркость» изображений этих точек окажется различной, и мы получим электронное изображение, характеризующее структуру объекта.

Такое изображение, когда более «прозрачным» элементам объекта соответствует и большая яркость в изо-

бражении, называется светлопольным. В электронном микроскопе можно получить и обратное темнопольное изображение, в котором удастся получить большой контраст. Для этого, например, можно обеспечить наклонное падение пучка на объект. Тогда, если вернуться к рис. 25-3 и представить, что «освещающий» пучок падает на объект под некоторым углом, станет ясно, что электроны, испускаемые точкой A , могут не попасть в отверстие диафрагмы, а часть электронов из точки B в эту диафрагму попадет, что и приведет к созданию темнопольного изображения.

Отметим, что во всех случаях совершенно необходимо наличие апертурной (в настоящее время употребляется термин «контрастной») диафрагмы в объективе микроскопа, которая является его важнейшей деталью и во многом определяет качество получаемого изображения.

Так как в электронных микроскопах используются электроны весьма высоких энергий (примерно от 40 до 150 кВ и более), то тонкие, порядка 10^{-2} мкм, объекты рассеивают их на углы до 1° . Поэтому диаметр отверстия апертурной диафрагмы должен быть весьма мал и обычно имеет величину порядка десятков микрон.

25-3. РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ ЭЛЕКТРОННОГО МИКРОСКОПА

Сопоставление длин волн световых и электронных «лучей», если обратиться к выражению (25-1), положив в нем $n=1$, сулит выигрыш в разрешающей способности электронного микроскопа на пять и более порядков. Однако этого не получается.

Дело в том, что в отличие от световых линз, где, как указывалось, аберрации не играют существенной роли, аберрации электронных линз весьма заметны и наряду с дифракцией лимитируют их разрешающую способность. Если говорить о геометрических аберрациях, то в электронном микроскопе, где применяются очень малые апертуры и малые размеры объектов, заметную роль может играть только сферическая аберрация, при которой величина кружка, изображающего точечный объект, пропорциональна кубу апертуры, т. е.

$$d_{сф} = C\alpha^3, \quad (25-2)$$

где α — апертурный угол (см. § 6-2).

Что касается хроматической аберрации, которая может возникнуть из-за нестабильности питающих напряжений, разброса начальных скоростей электронов на катоде и потери энергии электронов при прохождении через объект, то она при высоких ускоряющих напряжениях, хорошей стабилизации источников питания и малой толщине объекта незначительна.

При этом следует отметить, что решающую роль играют аберрации первой линзы — объектива, так как объектом для проекционной линзы служит уже значительно увеличенное объективом промежуточное изображение.

Таким образом, основное влияние на разрешающую способность должны оказывать сферическая аберрация и дифракция в объективе микроскопа.

Для уменьшения первой необходимо, очевидно, уменьшать апертурный угол α . Однако при определенных величинах α неизбежно начнет все сильнее сказываться дифракция, растущая [см. (25-1)] с уменьшением апертуры.

Следовательно, можно говорить о некоторой оптимальной величине апертурного угла, при которой будет обеспечено наименьшее разрешаемое расстояние d_p , т. е. наибольшая разрешающая способность.

Если обозначить сумму искажений за счет обоих факторов через $d = d_{\text{диф}} + d_{\text{сф}}$, то с учетом (25-1) и (25-2) и того, что $\sin \alpha \approx \alpha$, можно записать:

$$d = d_{\text{диф}} + d_{\text{сф}} = \frac{0,61\lambda}{\alpha} + C_{\text{сф}}\alpha^3. \quad (25-3)$$

Приравнивая производную от этого выражения по α нулю, находим оптимальный апертурный угол $\alpha_{\text{опт}}$:

$$\alpha_{\text{опт}} = \sqrt[4]{\frac{0,2\lambda}{C_{\text{сф}}}} \quad (25-4)$$

II. подставляя $\alpha_{\text{опт}}$ в (25-3), определяем

$$d_p = 12\lambda \sqrt[4]{\frac{C_{\text{сф}}}{\lambda}}. \quad (25-5)$$

Это теоретическое наименьшее разрешаемое расстояние, подсчитанное для длины волны, соответствующей ускоряющему электроны напряжению в 100 кВ, и магнитной линзы, создающей поле в максимуме порядка 10 000 э [Л. 85], оказалось порядка 2 Å, что и явилось

заветным ориентиром на многолетнем пути усовершенствования электронного микроскопа.

При этом полезные увеличения могут достигать величин порядка $2 \cdot 10^5$ и более.

Однако достижение теоретического предельного разрешения явилось очень нелегкой задачей, и еще 10—15 лет назад в литературе отмечалось как успех получение в промышленных микроскопах разрешения порядка $15 \text{ \AA}$. Дело в том, что долгое время основными причинами, лимитировавшими разрешающую способность, являлись вовсе не указанные выше факторы, а причины технологического и конструктивного характера.

К ним относится в первую очередь нарушение, даже очень незначительное, аксиальной симметрии полей линз микроскопа, которое может быть вызвано нарушением аксиальной симметрии их элементов, неоднородностями материала магнитопроводов и другими причинами. Кроме того, в электронном микроскопе требуется очень высокая степень юстировки (соосности) всех его элементов.

Малейшие отклонения приводили к появлению приосевого астигматизма (см. § 6-4), который и лимитировал разрешающую способность.

Лишь в самое последнее время в основном усилиями советских ученых [Л. 86] большинство этих трудностей было преодолено и в нашей стране создан микроскоп, обеспечивающий предельное разрешение в $2\text{—}3 \text{ \AA}$.

25-4. МАГНИТНЫЙ И ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЙ ВАРИАНТЫ ПРОСВЕЧИВАЮЩЕГО ЭЛЕКТРОННОГО МИКРОСКОПА

В случае магнитного микроскопа, как указывалось, используются магнитные электронные линзы (чаще всего это катушки, обтекаемые током, иногда постоянные магниты).

Однако, прежде чем рассмотреть эти линзы, обратимся к устройству, создающему электронный пучок, которое по аналогии со световым микроскопом может быть названо осветительным устройством. Оно обычно представляет собой трехэлектродную электронную пушку, состоящую из катода, формирующего электрода и анода, два варианта конструкции которой схематически представлены на рис. 25-4.

Пушка состоит из металлического (вольфрамового) катода 1, находящегося под высоким, до 150 кВ, отрицательным относительно земли потенциалом, формирующего электрода 2, имеющего отрицательный по отношению к катоду потенциал, изменение которого позволяет менять ток с катода и условия фокусировки пучка 4, и заземленного анода 3. Таким образом, пушка представляет собой иммерсионный объектив фокусирующего типа, к которому приложено полное рабочее напряжение прибора, создающий в некоторой области наименьшее сечение пучка.

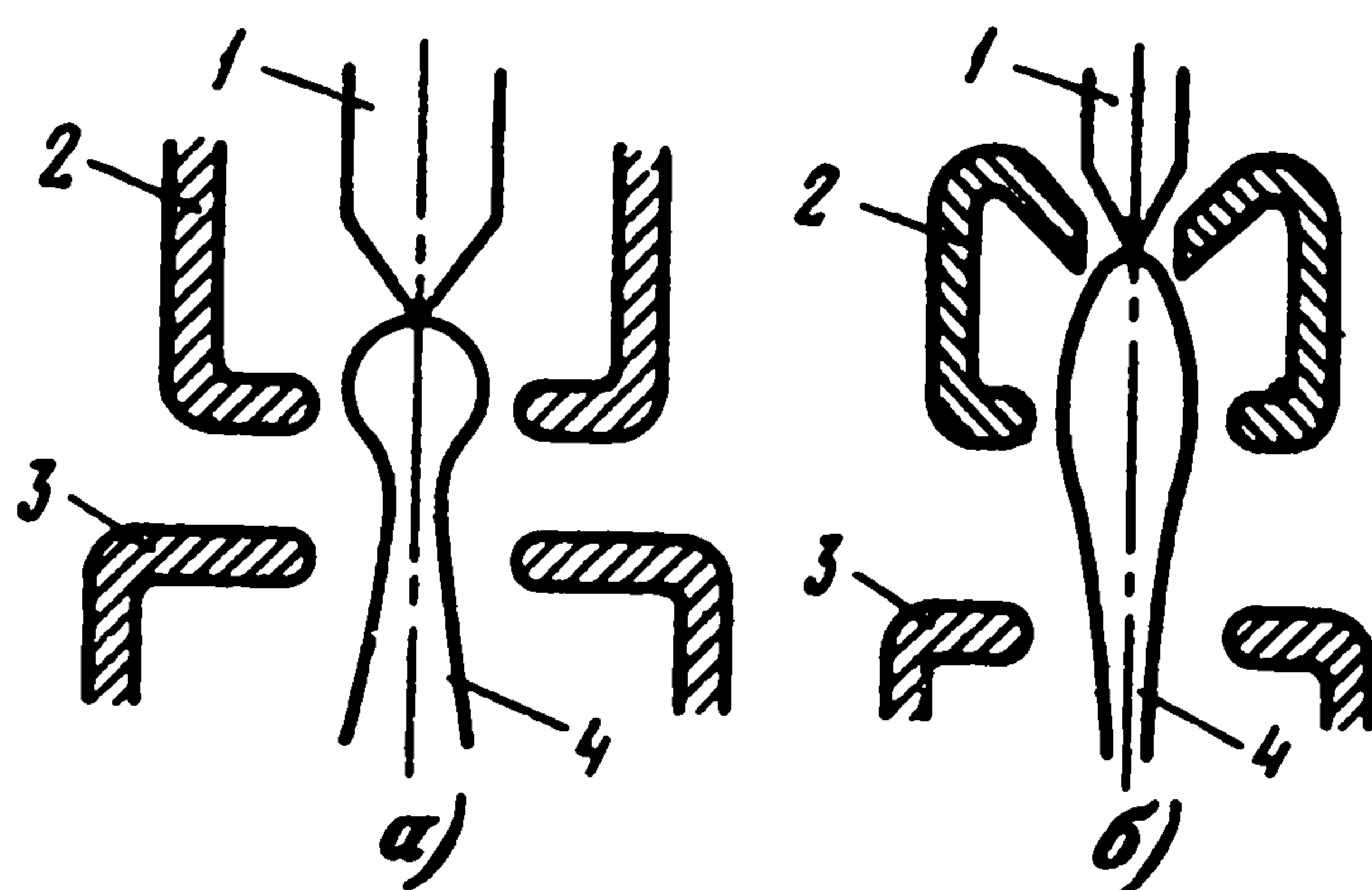


Рис. 25-4. Схема осветительной системы электронного микроскопа.

Осветительная система должна обеспечить, учитывая большие увеличения микроскопа, облучение весьма малого участка площади объекта (несколько десятков или даже единиц микрон в поперечнике).

Облучение остальных участков может привести лишь к их перегреву и разрушению объекта.

Кроме того, на облучаемом участке необходимо создать достаточно высокую плотность тока, чтобы при последующем увеличении можно было получить необходимую яркость на люминесцирующем экране.

Ясно, что конструкция пушки, представленная на рис. 25-4,а, создающая наименьшее сечение пучка между фокусирующим электродом и анодом и формирующая на выходе расходящийся пучок, с учетом вышесказанного не является оптимальной. Поэтому осветительная система дополняется магнитной линзой — конденсором (см. рис. 25-1,б), расположенной между пушкой и объектом, которая концентрирует пучок на объекте. Изменяя ее оптическую силу, можно, очевидно, менять как

площадь, облучаемую пучком, так и плотность тока на объекте. Для улучшения «фокусировки» пучка на объекте в настоящее время часто применяют конденсор с двумя линзами. Такого типа осветительные системы характерны для магнитных электронных микроскопов.

В электростатических микроскопах иногда конденсорная линза отсутствует (рис. 25-1,в), но зато форма ускоряющего электрода усложняется, а также увеличивается диаметр отверстия анода, что позволяет получить сужение пучка далеко за анодом и удовлетворительно сконцентрировать его на объекте. Конструкция такой так называемой длиннофокусной пушки иллюстрируется на рис. 25-4,б.

Как мы видели, электроннооптическая система микроскопа должна включать в себя, если отсутствуют промежуточные ступени увеличения, по меньшей мере две линзы — объективную и проекционную.

Эти линзы при полном увеличении прибора порядка 200 000 должны быть весьма сильными, иметь фокусные расстояния около 1—2 мм. При использовании магнитных линз такие параметры можно обеспечить лишь в случае оснащения их не только панцирем, но и полюсными наконечниками, помещаемыми непосредственно в рабочем объеме прибора (см. § 5-6).

При этом качество получаемого изображения и в первую очередь разрешающая способность прибора во многом определяются именно полюсными наконечниками.

Во-первых, они должны обеспечивать концентрацию магнитного поля на возможно более узком отрезке вдоль оптической оси при максимально возможной его амплитудной величине — порядка 20 000 гс. Следовательно, материал полюсных наконечников должен обладать возможно более высокой магнитной проницаемостью и индукцией насыщения.

Во-вторых, форма полюсных наконечников должна обеспечивать строгую аксиальную симметрию магнитного поля линзы. Заметим, что для этого соответствующий материал должен иметь высокую однородность свойств по всему объему и хорошо обрабатываться. Долгое время наилучшими для изготовления магнитопроводов линз материалами считались высокочистое железо армко и сплав железа 40% и кобальта 60%. Еще лучшие результаты можно получить, применяя железо-никелевые сплавы (пермаллой).

Полюсные наконечники проекционной линзы, схематически представленной на рис. 25-5,а, обычно являются симметричными, так как при этом удастся получить наиболее выгодную форму поля линзы. Что касается объективной линзы, то для получения значительных увеличений объект приходится помещать возможно ближе к ее полю (погружать в зазор верхнего башмака полюсных наконечников).

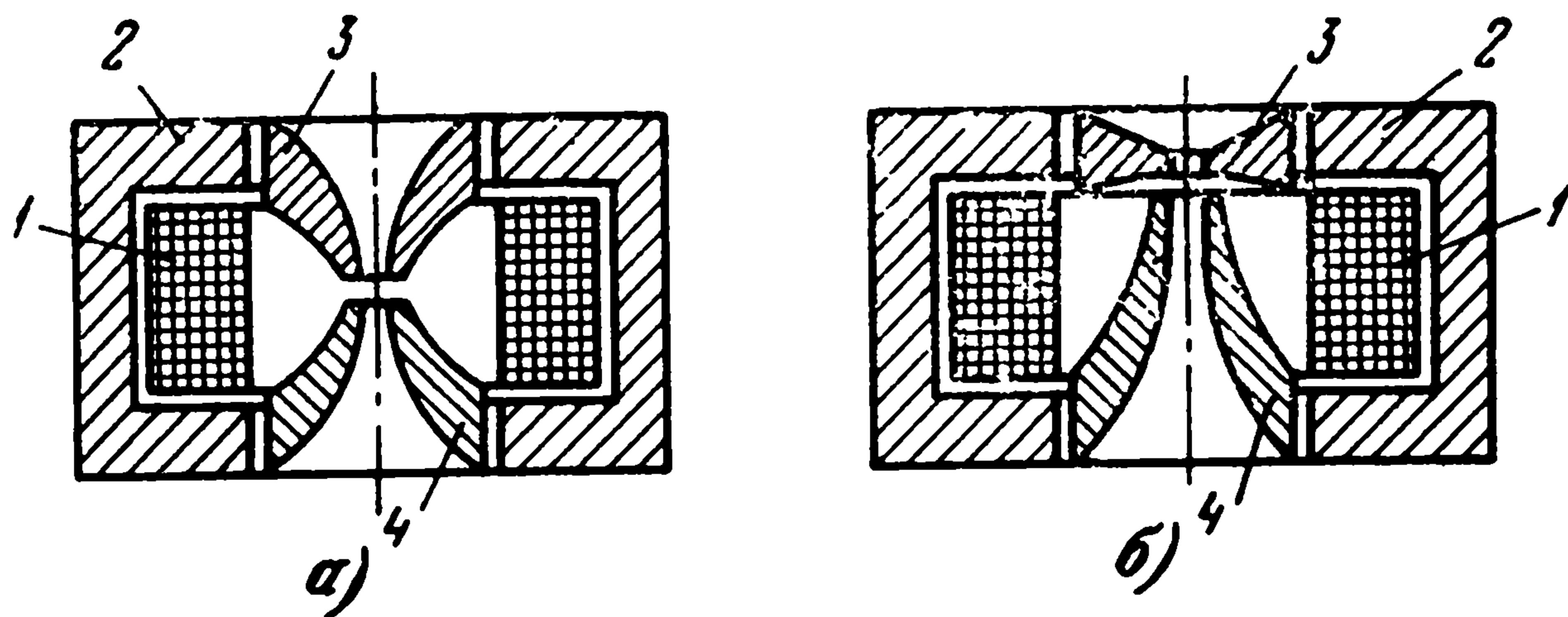


Рис. 25-5. Схема магнитных линз микроскопов.

а — проекционной; б — объективной; 1 — катушка; 2 — панцирь; 3 — верхние полюсные наконечники; 4 — нижние полюсные наконечники.

Поэтому форма полюсных наконечников объективной линзы несимметрична (рис. 25-5,б). Следует отметить, что, несмотря на самое тщательное изготовление полюсных наконечников, поле, образуемое в зазоре между ними, практически всегда получается не вполне аксиально-симметричным, что являлось главным препятствием для получения предельных разрешений.

Причиной тому являются даже незначительные неоднородности материала, микротрещины и другие дефекты.

Поэтому при настройке микроскопа асимметрию полей линз необходимо компенсировать. Для этого используются так называемые **стигматоры**.

Так, было предложено (рис. 25-6) между башмаками полюсных наконечников 1 и 2 помещать поясok 3 из немагнитного материала, например латуни, по периметру которого равномерно расположены восемь винтов 4 из магнитного материала (железа), которые в зависимости от глубины погружения в поясok вызывают то или иное искажение поля линзы. Регулируя глубину погружения винтов стигматора, можно добиться того, что вносимое ими искажение будет полностью компенсировать естественную асимметрию поля, однако работа со стиг-

маторами такого типа является весьма кропотливым делом, в последнее время в нашей стране предложены [Л. 86] более совершенные электромагнитные стигматоры, представляющие собой катушки, обтекаемые током, регулировка которых значительно проще.

Магнитные электронные микроскопы долгое время разрабатывались более интенсивно, чем электростатические, и именно на них в первую очередь и удалось достичь предельного разрешения.

Однако электростатические микроскопы наряду с некоторыми недостатками (более низкая разрешающая способность, меньшие рабочие напряжения) имеют и ряд преимуществ перед магнитными.

К их числу относятся упрощение схемы питания, которую можно одновременно использовать для питания как осветительного устройства, так и электростатических линз микроскопа, более простая конструкция линз, а также меньшие требования к стабилизации питающих напряжений, о чем будет сказано далее.

Оптическая схема электростатического электронного микроскопа (рис. 25-1, в) полностью аналогична таковой для микроскопа магнитного; только здесь, как указывалось, иногда отсутствует конденсорная линза и осветительная система представляет собой длиннофокусную пушку (рис. 25-4, б).

В качестве электронных линз используются одиночные электростатические линзы (см. § 5-4). Их оптическая сила растет с уменьшением расстояния между электродами и увеличением приложенного к ним напряжения. Однако оба пути ограничиваются возможным нарушением электрической прочности, и поэтому рабочие напряжения электростатических микроскопов обычно не превышают 50—60 кВ. Пробои между электродами происходят, как правило, из-за возникновения автоэлектронной эмиссии с их поверхностей. Поэтому весьма высокие требования должны быть предъявлены к их обработке, чтобы исключить разного рода выступы, острия, на которых наиболее вероятно развитие пробоев.

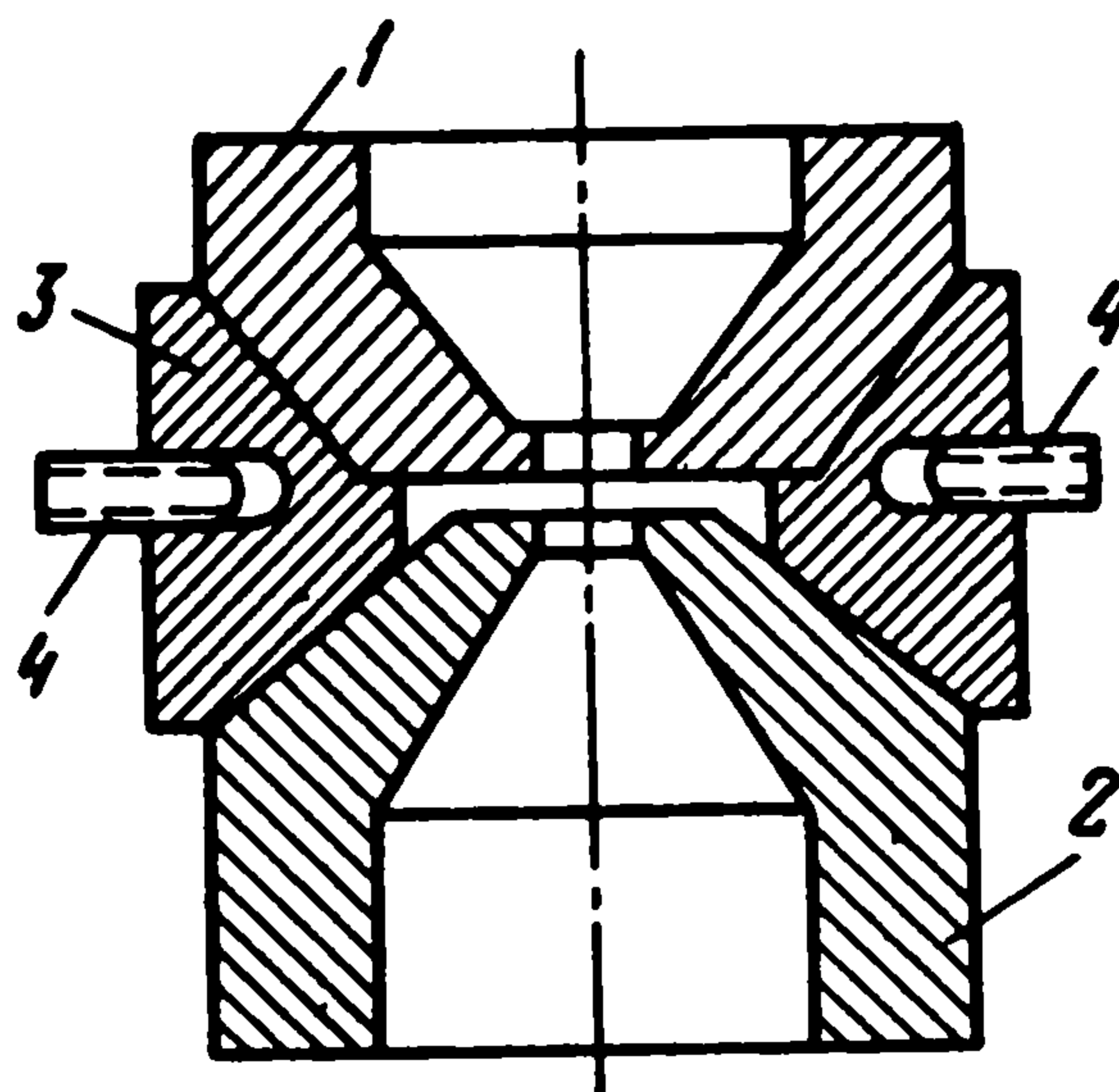


Рис. 25-6. Стигматор линзы электронного микроскопа.

Кроме того, высокое качество изготовления, обработки деталей линз и их монтажа чрезвычайно важно для обеспечения возможно более строгой аксиальной симметрии поля, от чего в значительной степени, как и в магнитном микроскопе, зависит разрешающая способность.

Определенным преимуществом одиночных линз является, как указывалось в § 15-5, возможность значительной стабилизации их оптической силы в случае, если средний электрод линзы соединен с источником электронов. Используя это в электростатических электронных микроскопах и соединяя средние электроды одиночных линз с катодом пушки, а крайние с заземленным анодом, можно на порядок снизить требования к стабилизации источника питания по сравнению с магнитным микроскопом.

В случае как магнитного, так и электростатического электронного микроскопа осветительная система, электронные линзы, стигматоры, диафрагмы, столик для крепления объекта и люминесцирующий экран вместе с фотопластинками, помещаемыми на его место при фотографировании изображений, монтируются в вертикальной камере — так называемой колонне микроскопа. Кроме того, микроскоп оснащен соответствующей схемой питания и вакуумной установкой, обеспечивающей в рабочем объеме колонны вакуум порядка 10^{-5} мм рт. ст.

Отметим, что наряду с микроскопами, обеспечивающими наиболее высокое разрешение и позволяющими проводить весь возможный комплекс исследований, так называемыми универсальными микроскопами, существуют электронные микроскопы более простой конструкции, меньших габаритов, имеющие рабочие напряжения порядка 30—50 кВ и обеспечивающие разрешения порядка 30—60 Å.

Эти так называемые малогабаритные микроскопы могут с успехом применяться при проведении широкого круга исследований, когда не требуется особо высоких разрешений.

Вместе с тем следует отметить, что в последнее время все больший интерес вызывают так называемые сверхвысоковольтные микроскопы с рабочими напряжениями от 150 кВ до миллиона и более вольт.

Благодаря высокой проникающей способности электронов с такими энергиями оказывается возможным

успешно исследовать объекты, имеющие уже весьма значительную толщину порядка нескольких микрон, а не 200—300 Å, как в микроскопах обычного типа.

В ряде стран такие микроскопы с рабочими напряжениями порядка 500 кВ, дающие разрешение порядка 10 Å и лучше, уже выпускаются серийно.

25-5. НЕКОТОРЫЕ МЕТОДЫ ЭЛЕКТРОННОЙ МИКРОСКОПИИ

Современный высококачественный электронный микроскоп представляет собой сложный прибор, требующий весьма тонкой, кропотливой наладки и высококвалифицированного обслуживания.

Однако не менее сложным и ответственным, требующим специальных навыков делом является и проведение исследований с помощью микроскопа, в первую очередь приготовление (препарирование) объектов.

Удачное решение этой задачи обеспечивает успех исследования в не меньшей степени, чем качество самого микроскопа.

В рамках настоящей книги нет возможности подробно останавливаться на всем многообразии методов электронной микроскопии. Достаточно подробные сведения по этому вопросу можно найти, например, в работе [Л. 87].

Однако на некоторых основных методиках, совершенствование которых непрерывно продолжается, следует кратко остановиться.

Методы исследования с помощью просвечивающего электронного микроскопа можно подразделить на прямые и косвенные.

При прямых исследованиях объект непосредственно простреливается электронным пучком, следовательно, как указывалось, он должен быть достаточно тонким, и в зависимости от плотности его толщина может лежать в пределах 100—1 000 Å. Кроме того, он не должен разрушаться в вакууме, быть достаточно стойким к электронной бомбардировке, не заряжаться.

Подлежащий исследованию объект перед помещением в микроскоп закрепляется на держателе, представляющем собой обычно мелкоструктурную сетку.

В ряде случаев, например при исследовании кристаллов, получаемых при сжигании металла, достаточно поместить держатель в облако получающегося при этом дыма, частицы которого оседают на его поверхности и могут затем наблюдаться в микроскопе. Однако чаще, например при излучении биологических объектов или минералов, исследуемый препарат наносится на размещенную на сетке-держателе поддерживающую пленку, которая играет здесь роль, аналогичную роли предметного стеклышка в световом микроскопе. Чтобы не вносить заметных искажений при наблюдении объекта, эта пленка должна быть достаточно тонкой (50—60 Å), однородной и не иметь четко выраженной собственной структуры. Для изготовления пленок широко применяют углерод, коллодий, а также формвар, полистирол, кварц и некоторые другие вещества.

Способы их получения весьма разнообразны. Для примера рассмотрим один из способов получения коллодиевой пленки. Для этого в сосуд с водой помещается капля слабого раствора коллодия в амилацетате, которая, растекаясь по поверхности воды, после испарения растворителя образует на ней тонкую коллодиевую пленку. Затем воду можно слить через отверстие в дне сосуда, и пленка опустится на предварительно помещенные под поверхность воды держатели, например мелкоструктурные сеточки. После просушивания пленки готовы к использованию. Исследуемый препарат, например некоторый минерал, может быть нанесен на поверхность пленки в виде капельки суспензии соответствующим образом измельченных частиц в воде или другой жидкости, которая затем испаряется.

В случае, если необходимо исследовать структуру поверхности достаточно массивных, непрозрачных для электронов объектов, приходится прибегать к косвенным методам, из которых наиболее распространенным является так называемый метод реплик (отпечатков).

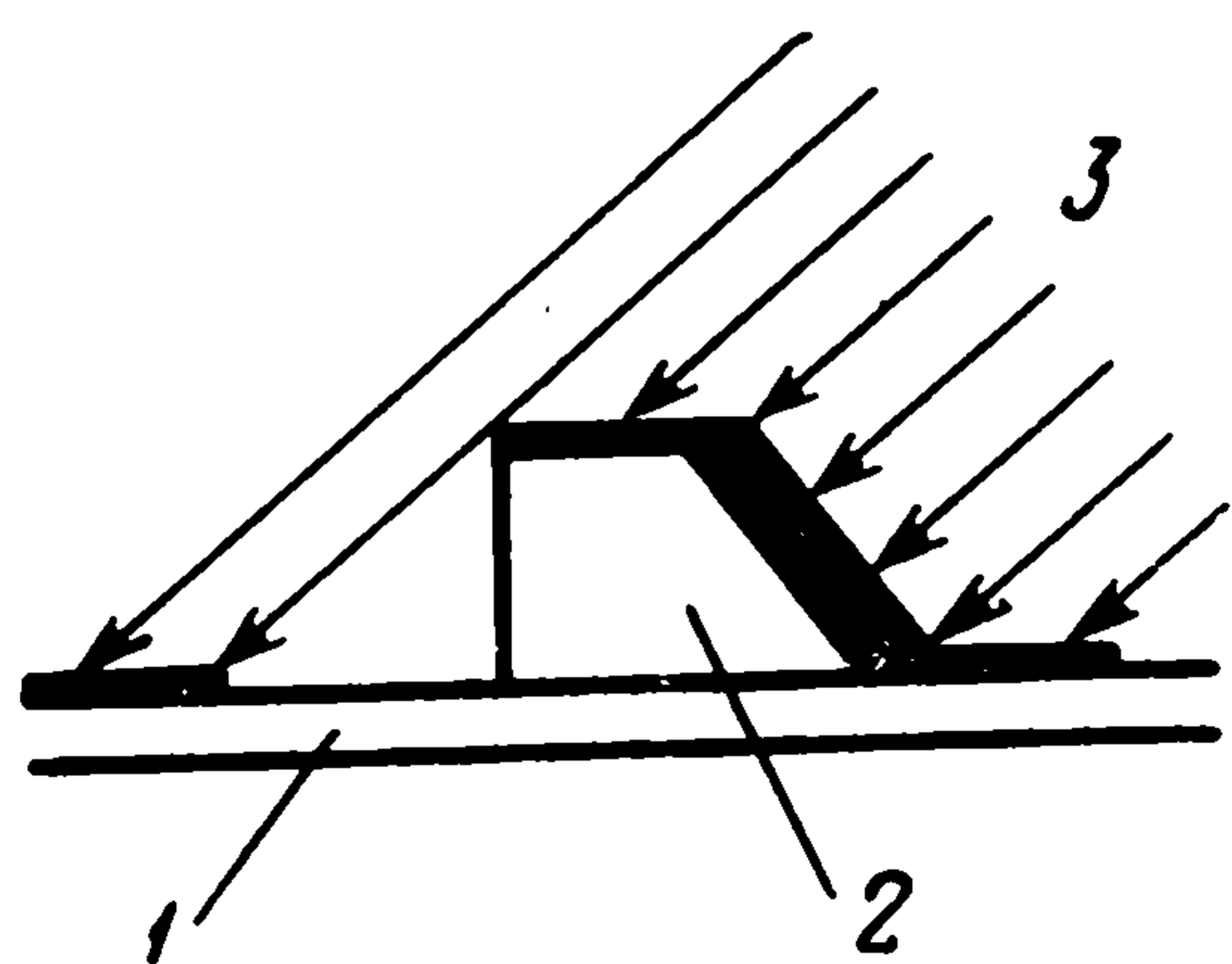


Рис. 25-7. К рассмотрению метода оттенения.

Для этого на исследуемую поверхность может быть нанесен тонкий слой лака, который, растекаясь по ней, в точности воспроизводит имеющийся на поверхности рельеф. После высушивания лаковой пленки она отделяется от поверхности и может служить объектом для электронномикроскопического исследования.

Подобные реплики (отпечатки) в настоящее время чаще всего получают путем напыления на исследуемую поверхность пленки углерода, а также кварца и некоторых других веществ. Однако часто оказывается, что детали объекта или реплики рассеивают электроны слабо или почти одинаково. Это приводит к тому, что изображение получается очень мало контрастным, и наблюдать его детали трудно. В этом случае часто применяется метод оттенения, аналогичный методу окрашивания в световой микроскопии. Для этого на объект или реплику напыляют под углом, как это схематически показано на рис. 25-7, слой золота, хрома, палладия, урана или другого тяжелого металла, достаточно эффективно рассеивающий электроны. При этом наиболее толстый слой будет получаться на участках поверхности объекта, ориентированных нормально к направлению напыляемого пучка атомов металла. На участках, образующих меньший угол с этим направлением, слой будет тоньше, а на участках, затененных элементами объекта, напыления вообще не произойдет. В результате при исследовании такого оттененного объекта в электронном микроскопе благодаря различной рассеивающей способности по отношению к электронам его различных участков можно получить гораздо более контрастное изображение деталей объекта, а также выявить детали, недоступные для наблюдения обычным способом.

Упомянутые ранее, если можно так сказать, ставшие уже классическими методы электронной микроскопии позволили получить очень важную и недоступную ранее информацию о строении веществ.

Однако стремление расширить возможности электронного микроскопа приводит к появлению и развитию новых методов исследования.

К их числу относится так называемый метод декорирования. Суть одного из его вариантов состоит в том, что на исследуемую поверхность некоторого вещества напыляется в вакууме постороннее вещество в количествах, недостаточных для образования сплошной пленки, а достаточных лишь для образования отдельных частиц. Чаще всего для этого употребляется золото, а также серебро, палладий, платина и некоторые другие вещества.

Оказывается, что атомы напыленного вещества, мигрируя по поверхности, наиболее активно концентрируются и образуют частицы на так называемых активных участках поверхности, которыми могут быть микронеровности, нарушения кристаллической решетки — дислокации, отдельные дефекты решетки или чужеродные примеси.

Если с такой отдекорированной поверхности получить реплику, то с помощью электронного микроскопа можно наблюдать такие ее детали, наблюдение которых обычными способами не представляется возможным.

В частности, возможно исследовать рост кристаллов, наблюдать детали рельефа их поверхности на атомарном уровне, «увидеть» дефекты кристаллической решетки.

При этом наблюдаются не сами эти детали, а декорирующие их частицы постороннего вещества.

Следует упомянуть еще, что все больше развивается метод приготовления объектов путем получения сверхтонких, достаточно прозрачных для электронов срезов. Для этих целей разработаны специальные приборы — ультрамикротомы, позволяющие получить срезы толщиной порядка $100\text{--}1\,000\text{ \AA}$.

Однако с помощью микрофотографий, получаемых в электронном микроскопе, можно в основном получить сведения о форме частиц, рельефе и других геометрических особенностях исследуемого образца, как говорят, его морфологии.

Сведений же о составе образца, его структуре получить нельзя. Например, два минерала, имеющие совершенно разную природу, но сходную форму частиц, дадут практически одинаковые микрофотографии.

Указанный недостаток устраняется тем, что в электронном микроскопе возможность получения микрофотографий счастливо сочетается с возможностью осуществления дифракции электронов на кристаллической решетке образцов.

Действительно, электроны, обладая волновыми свойствами, при прохождении кристаллической решетки или отражении от нее дают, как и рентгеновские лучи, типичную дифракционную картину — электронограмму, вид которой определяется параметрами этой решетки.

Не углубляясь подробно в кристаллографию и технику расшифровки электронограмм, укажем лишь, что если имеется некоторый кристалл с упорядоченным расположением атомов, то в нем можно выделить большое количество семейств параллельных плоскостей, проходящих через центры этих атомов, являющихся узлами решетки.

Очевидно, что если удастся определить расстояние между семействами таких плоскостей, то можно представить себе строение решетки и определить, какому веществу она соответствует.

Представим себе две параллельные плоскости решетки, отстоящие друг от друга на расстоянии d (рис. 25-8, пунктирные линии).

Если монохроматический электронный пучок (совокупность волн с длиной волны $\lambda = h/mv$) падает на них под некоторым углом θ , то при отражении от них за счет интерференции волны будут усиливаться или гаситься. Очевидно, что усиление будет иметь место, когда разность хода двух волн между точками A и B будет равна $n\lambda$ — целому числу длин волн. Это будет, очевидно, иметь место при значении угла θ , которое определяется известным уравнением Вульфа — Брэгга, следующим непосредственно из рис. 25-8:

$$2d \sin \theta = n\lambda. \quad (25-6)$$

Следовательно, в случае монокристалла, изменяя направление облучающего пучка электронов или поворачивая кристалл, можно

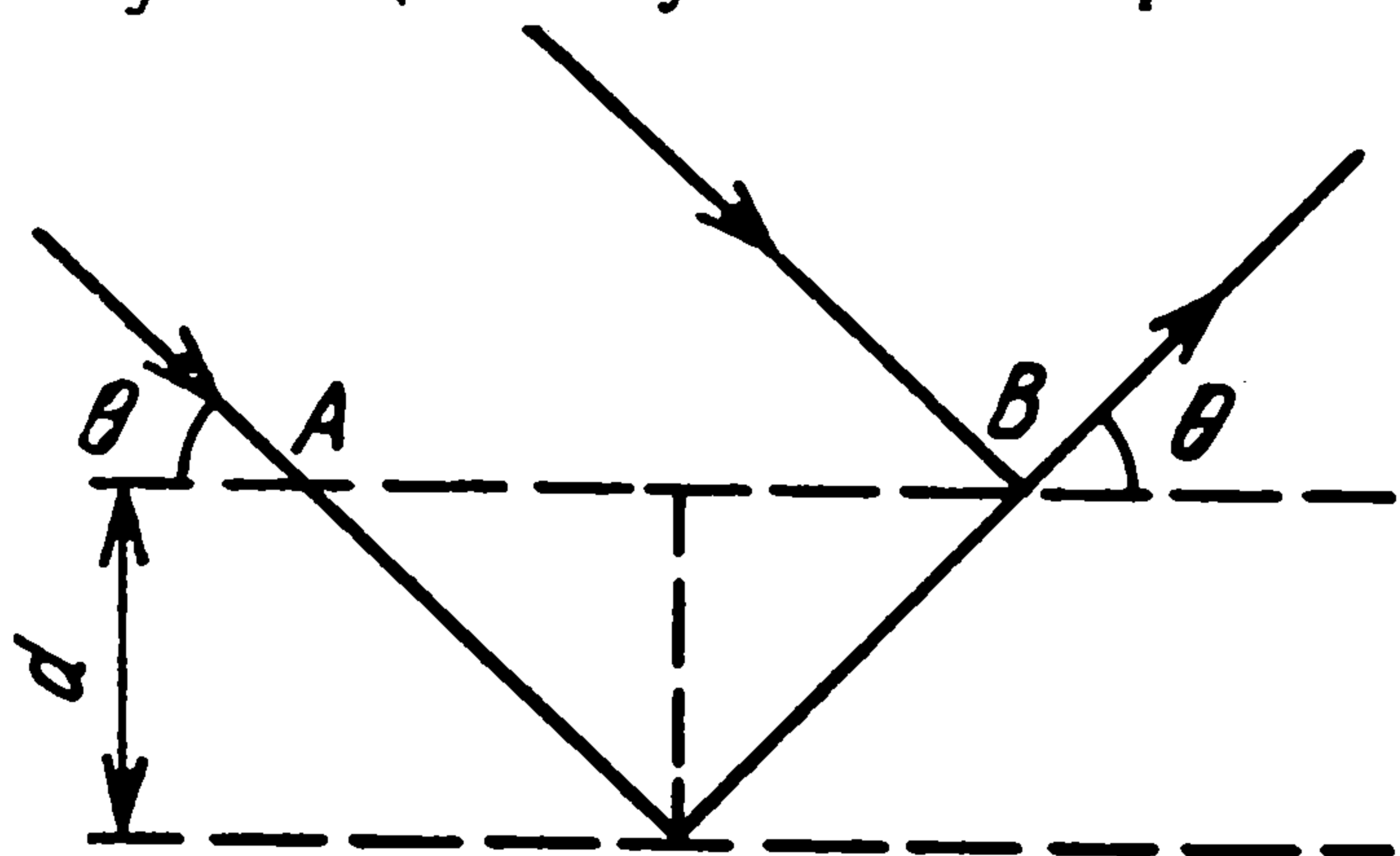


Рис. 25-8. К рассмотрению дифракции на кристаллической решетке.

получить усиление во вполне определенных направлениях, зная которые можно в принципе рассчитать величину межплоскостных расстояний d .

Если на пути отраженных волн поставить люминесцирующий экран, то на нем будет наблюдаться серия светящихся точек — рефлексов, обязанных отражению от разных семейств плоскостей, т. е., как говорят, точечная электронограмма.

В случае, если образец представляет собой поликристалл, т. е. массу различно ориентированных кристалликов, то пучок всегда встретит достаточное их число с ориентациями, удовлетворяющими выражению (25-6), а на экране будет наблюдаться серия светящихся колец, расстояния между которыми также характеризуют параметры решетки.

Возможность применения электронного микроскопа для получения электронограмм основана на том, что электронные линзы наряду со способностью создавать изображение могут в принципе создавать на экране и дифракционную картину. Действительно, представим себе линзу $\mathcal{L}$ (рис. 25-9) и некоторый объект AB , простираемый электронами. Изображение объекта будет расположено в некоторой плоскости $A'B'$, а так как линза собирает параллельные пучки в своей фокальной плоскости $a-a$ в одну точку, то в ней будет сформирована дифракционная картина. Лучи типа I и II , удовлетворяющие выражению (25-6) и отклонившиеся на одинаковый

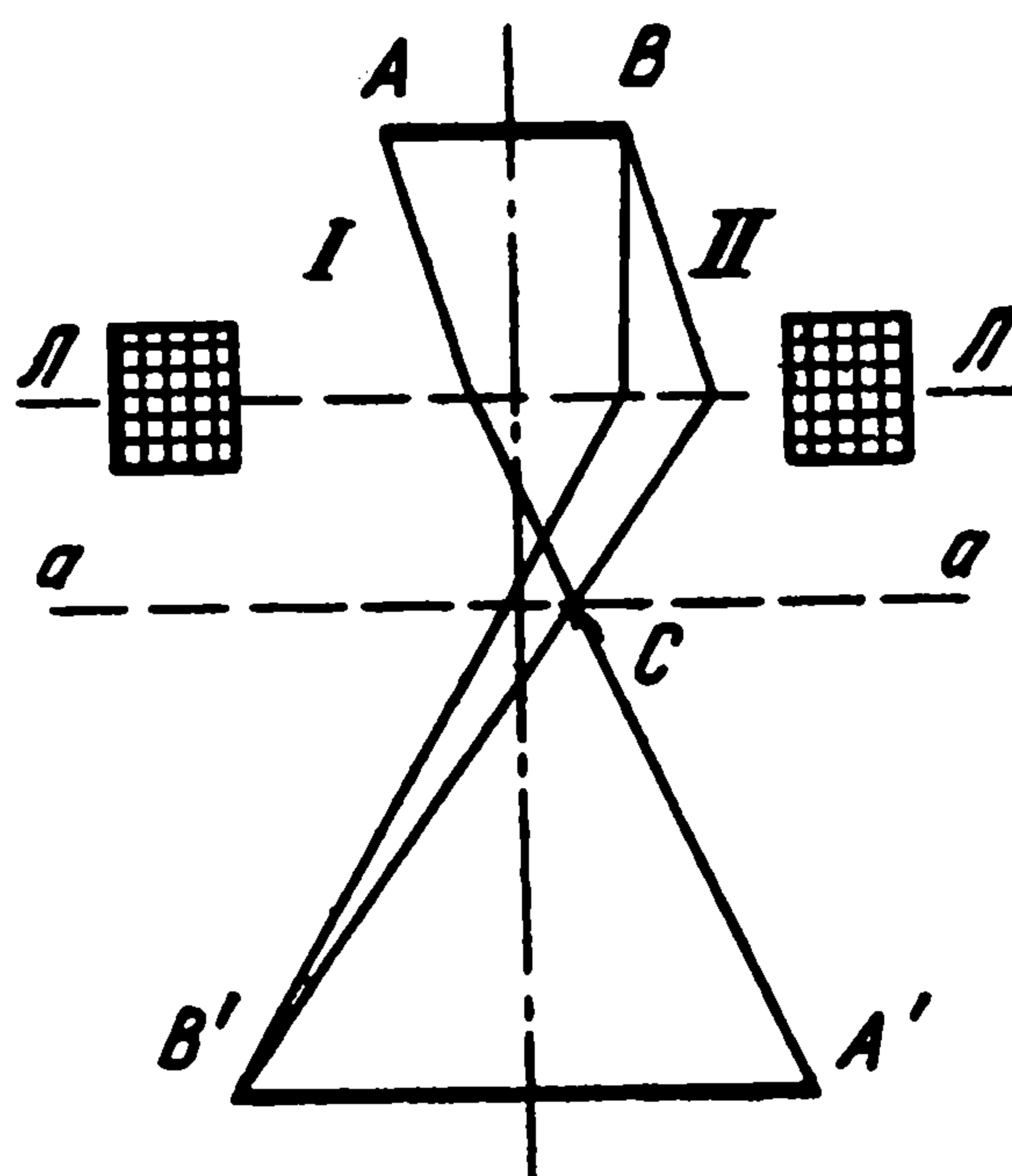


Рис. 25-9. Принцип образования дифракционной картины с помощью электронной линзы.

угол, соберутся в некоторой точке C и образуют дифракционный рефлекс.

Теперь нетрудно представить себе схему получения электронограммы в микроскопе (рис. 25-10). Здесь изображена схема электронного микроскопа, в которой после объектива L_1 имеются еще две линзы — промежуточная L_2 и проекционная L_3 . Объективная линза дает в фокальной плоскости $a—a$ дифракционную картину объекта, а в некоторой плоскости $b—b$ его изображение. Если теперь в отличие от обычного режима подобрать оптическую силу линз L_2 и L_3 так, чтобы объектом для них служила фокальная плоскость объектива, то в плоскости экрана (фотопластинки) $d—d$ будет получена увеличенная дифракционная картина. Обычно бывает интересно получать дифракционные картины с малых, микроскопических участков объекта для того, чтобы можно было исследовать отдельные кристаллы или частицы, как говорят, осуществлять микродифракцию.

Для этого в плоскости $b—b$, в которой объектив создает первичное изображение объекта, ставится очень малая, с диаметром порядка нескольких микрон, так называемая селекторная диафрагма, пропускающая лишь электроны, проходящие через небольшой, размером порядка микрона и менее, участок объекта.

Являясь мощным средством структурного анализа, микродифракция существенно дополняет микрофотографирование объектов и позволяет не только изучать их морфологию, но и получать данные об их структуре и составе.

Кроме того, давая возможность определить природу тех или иных деталей, зафиксированных на микрофотографиях, она позволяет уточнить и морфологические особенности объекта.

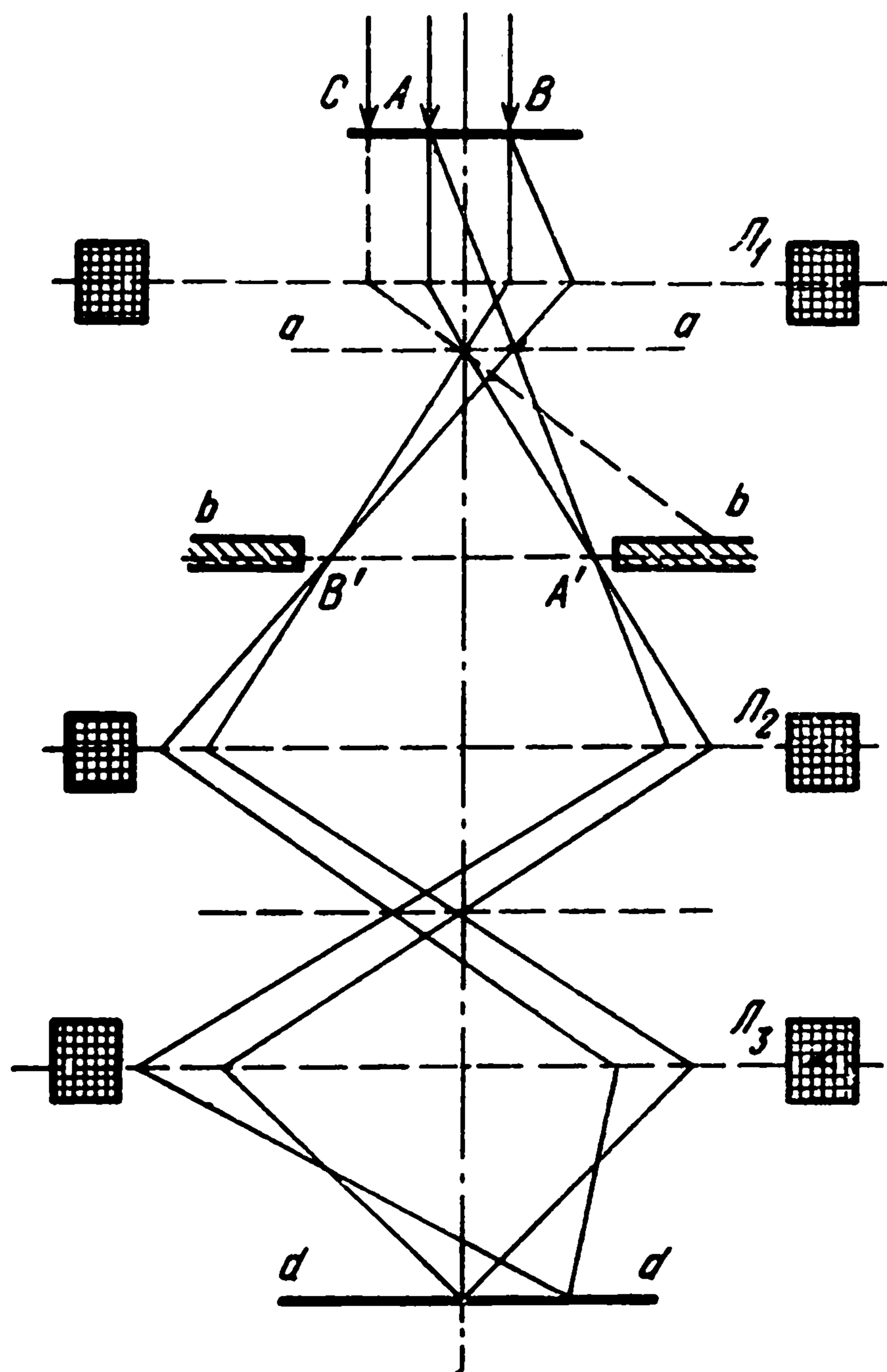


Рис. 25-10. Схема получения электронограммы в электронном микроскопе.

25-6. ПРОЧИЕ ТИПЫ ЭЛЕКТРОННЫХ МИКРОСКОПОВ

Просвечивающий электронный микроскоп является наиболее распространенным и универсальным прибором этого класса. Однако наряду с ним существуют и успешно используются в ряде случаев

другие типы электронных микроскопов, на которых мы весьма кратко и остановимся.

Отражательный электронный микроскоп по своей электроннооптической системе подобен просвечивающему, однако ось его осветительной системы расположена наклонно по отношению к главной оптической оси прибора. Электронный пучок падает на поверхность объекта под небольшим, порядка нескольких градусов, углом. Рассеянные на элементах поверхности объекта электроны поступают в электроннооптическую систему, которая формирует на экране или фотопластинке изображение, содержащее информацию о характере рельефа исследуемой поверхности. Обычный просвечивающий микроскоп может быть легко превращен в отражательный, если в нем предусмотрена возможность наклона осветительной системы.

Растровый электронный микроскоп также предназначен для исследования поверхностей непрозрачных для электронов объектов, но принцип его работы иной. В этом случае электроннооптическая система должна создать на поверхности исследуемого объекта электронный пучок возможно меньшего поперечного сечения. С помощью отклоняющей системы этот пучок развертывает поверхность объекта в растр, облучая последовательно все ее элементы и вызывая вторичную электронную эмиссию, ток которой образует как медленные истинно вторичные, так и сравнительно быстрые рассеянные первичные электроны.

Этот ток зависит от угла падения первичного пучка на поверхность эмиттера и, следовательно, несет информацию о характере его рельефа. Если теперь сигнал, соответствующий току вторичных электронов, подать на модулятор кинескопа, развертка луча в котором синхронизирована с разверткой луча микроскопа на объекте, то на экране трубки можно наблюдать картину, отражающую характер исследуемой поверхности.

Эмиссионный микроскоп в отличие от ранее рассмотренных предназначен для исследования объектов, которые сами испускают электроны, т. е. в первую очередь различных термо-, фото- и других типов катодов. Исследуемый объект является катодом иммерсионного объектива, который создает первое (промежуточное) электронное изображение, плотность тока элементов которого пропорциональна плотности тока эмиссии с соответствующих элементов объекта. Это изображение увеличивается магнитной или электростатической линзой и проектируется на люминесцирующий экран или фотопластинку.

Все перечисленные здесь типы электронных микроскопов имеют меньшую разрешающую способность, нежели микроскоп просвечивающего типа, который, как указывалось, может обеспечить предельное разрежение порядка $2-3 \text{ \AA}$.

Дальнейшее принципиальное увеличение разрешающей способности может быть достигнуто, очевидно, в случае использования излучений (частиц) с меньшей, чем у электронов, длиной волны. Например, принципиально возможно использование ионных пучков. Однако из-за встречающихся на этом пути трудностей ионный микроскоп в настоящее время еще не удалось сконструировать.

Более подробные сведения об электронных микроскопах можно получить в работах [Л. 88, 89].

ЛИТЕРАТУРА

1. Шерстнев Л. Г., Электроннолучевые приборы, М. «Энергия», 1966.
2. Лебедев И. В., Техника и приборы сверхвысоких частот, тт. 1 и 2, М. «Энергия», 1961, 1964.
3. Барановский В. И. Технология производства приемных электронно-лучевых трубок, М., «Энергия», 1970.
4. Кельман М. В., Явор С. Я., Электронная оптика, Изд-во АН СССР, 1963.
5. Глазер В., Основы электронной оптики, М. Изд-во технико-теоретической лит., 1957.
6. Косслет В., Введение в электронную оптику, Изд-во иностр. лит., 1952.
7. Рустерхольц А., Электронная оптика, Изд-во иностр. лит., 1952.
8. Брюхе Е., Шерцер О., Геометрическая электронная оптика, Л. Газетно-журнальное изд-во, 1940.
9. Вайнриб Е. А., Милютин В. И., Электронная оптика, Госэнергоиздат, 1951.
10. Гринберг Г. А., Избранные вопросы математической теории электрических и магнитных явлений, Изд-во АН СССР, 1948.
11. Овчаров В. Т., Уравнения электронной оптики для плоско-симметричных и осесимметричных электронных пучков с большой плотностью тока, «Радиотехника и электроника», 1962, № 8.
12. Тягунов Г. А., Жигарев А. А., Горожакин К. А., Прудковский Г. П., Прибор для автоматического построения траекторий заряженных частиц — траектограф, Изд-во центрального института технико-экономической информации, 1959.
13. Блейвас И. М., Установка для автоматического вычисления и построения траекторий заряженных частиц в электрических и магнитных полях при наличии пространственного заряда. Труды конференции по электронике СВЧ, Госэнергоиздат, 1959.
14. Loukoshkov V. S., Cuve electrolytique a elements d'entree de courant pour l'etude de la charge d'espace dans des tubes electroniques, «Le Vide», 1957, t. 12, № 65.

15. Бонштедт Б. Э., Маркович М. Г., Фокусировка и отклонение пучков в электроннолучевых приборах, изд-во «Советское радио», 1967.
16. Страшкевич А. М., Электронная оптика электростатических систем, «Энергия», 1966.
17. Spangenberg K., Field L., «Proc. IRE», 1942, v. 30.
18. Электронные лампы, под ред. С. А. Оболенского, т. 2, М. «Советское радио», 1964.
19. Пирс Д. Р., Теория и расчет электронных пучков, М. «Советское радио», 1956.
20. Зинченко Н. С., Курс лекций по электронной оптике, изд-во Харьковского госуниверситета, 1961.
21. Алямовский И. В., Электронные пучки и электронные пушки, М. «Советское радио», 1966.
22. Тараненко В. П., Электронные пушки, М. «Техника», 1964.
23. Молоковский С. И., Сушков А. Д., Электроннооптические системы приборов СВЧ, М. «Энергия», 1965.
24. Кирштейн П., Кайно Г., Уотерс У., Формирование электронных пучков, М. «Мир», 1970.
25. Гапонов В. И., Электроника, Физматгиз, 1960.
26. Langmuir I., Blodgett K. T., Токи, ограниченные пространственным зарядом между концентрическими сферами, «Phys. Rev.», 1924, v. 24.
27. Электронные лампы, под ред. С. А. Оболенского, т. 1, М. «Советское радио», 1954.
28. Тренева С. П., Электронные пушки для формирования конусообразных потоков, «Радиотехника и электроника», 1957, т. 2.
29. Капцов Н. А., Электроника, Гостехиздат, 1950.
30. Muller M., Новая точка зрения на расчет электронных пушек с высоким первеансом, Journ. Brit. IRE, 1956, v. 16.
31. Клеен В., Введение в электронику сверхвысоких частот, М. «Советское радио», 1963.
32. Мак-Лаклан Н. В., Теория и приложения функций Матье, Изд-во иностр. лит., 1953.
33. Harker K. I., Periodic focusing of beams from partially sheilded cathodes, «Trans. IRE», 1955, № 4.
34. Касаткин Л. В., Даневич И. А., Исследование периодической магнитной фокусировки протяженных электронных потоков с учетом радиального и несинусоидального осевого распределения фокусирующего поля, «Радиотехника и электроника», 1965, т. 10.
35. Штерцер Ф., Секанович В., Расчет периодических постоянных магнитов для фокусировки электронных пучков, «Вопросы радиолокационной техники», 1957, № 6.
36. Кацман Ю. А., Электронные лампы для высоких и низких частот, Госэнергоиздат, 1961.
37. Harris L. A., Axially simmetric beam and magnetic field systems. «Proc. IRE», 1952, v. 40.
38. Чернов З. С., Системы с центробежно-электростатической фокусировкой, «Радиотехника и электроника», 1956, т. 1.

39. Langmuir P. B., Theoretical limitations of the cathode-ray tubes. «Proc. IRE», 1937, v. 25.
40. Moss H., The electron gun of the cathode-ray tube. «J. Brit. IRE», 1945, v. 5
41. Moss H., The electron gun of the cathode-ray tube. «J. Brit. IRE», 1946, v. 6.
42. Heihе M., A contribution of the triode system of the cathode-ray tube electron gun. «J. Brit. IRE», 1957, v. 17.
43. Gundert E., Das Triodensystem zur Kathodenstrahlerzeugung «Ztschr. für techn. Phys.», 1943, Bd 24.
44. Clemperer and Maur., «Journ. Inst. El. Eng.», 1952, № 35.
45. Gundert E., Experimentelle Ermittlung der Kennlinienexponenten bei Bildröhren. «Ztschr. für angew. Phys.», 1953, № 9.
46. Klemperer O., Electron optics, Cambridge, 1953.
47. Niklos W., The current characteristics of TV picture tubes. «Journ. Telev. SOS», 1958, v. 8.
48. Cold and Schwartz., Drive factor and gamma of conventional Kinescope gun. «RCD Rev.», 1958, v. 19.
49. Цуккерман И. И., Электронная оптика в телевидении, Госэнергоиздат, 1958.
50. Миллер В. А., Куракин Л. А., Приемные электронно-лучевые трубки, М. «Энергия», 1964.
51. Муляров М. Я., Электроннолучевые приборы, Госэнергоиздат, 1954.
52. Под ред. А. Я. Брейтбарта, Электроннолучевые трубки и индикаторы, М., «Советское радио», 1950.
53. Москвин А. В., Катодолюминесценция, Изд-во технико-теоретич. лит-ры, 1948.
54. Гутель Б. М., Люминофоры для электровакуумной промышленности, М. «Энергия», 1967.
55. Князатов Е. Н., Шерстнев Л. Г., Экспериментальное исследование изменения вторичной электронной эмиссии экранов и газового баланса при работе электроннолучевых трубок, Доклады научно-технич. конференции МЭИ, подсекция электронных приборов, изд. МЭИ, 1967.
56. Князатов Е. Н., Шерстнев Л. Г., Изменение яркостных и вторично-эмиссионных свойств экранов на основе белой телевизионной смеси в процессе срока службы, «Электронная техника», сер. 4, 1968, вып. 3.
57. Кельнер Л. С., Князатов Е. Н., Шерстнев Л. Г., Экспериментальное исследование стойкости фторидных люминофоров

при бомбардировке электронами средних энергий, Доклады научно-технич. конференции МЭИ, подсекция электронных приборов, изд. МЭИ, 1969.

58. Rottgardt K., Berthold W., «Zs. für Naturforsch.», 1955, Bd 10a.

59. Rottgard K., «Zs. für angew. Phys.», 1954, Bd 6.

60. Пфанль, Техника электронных ламп, Изд-во иностр., лит., 1963.

61. Гугель Б. М., Шапочник М. М., Материалы VII совещания по люминесценции, Тарту, 1959.

62. Князатов Е. Н., Шерстнев Л. Г., Экспериментальное исследование изменения яркостных свойств экранов электроннолучевых трубок в процессе их работы, Доклады научно-технической конференции МЭИ, подсекция электронных приборов, изд. МЭИ, 1967.

63. Льюис И., Уэлс И., Миллимикросекундная импульсная техника, Изд-во иностр. лит., 1956.

64. Стекольников И. С., Электронный осциллограф, Госэнергоиздат, 1949.

65. Зворыкин В. К., Мортон Д. А., Телевидение, Изд-во иностр. лит., 1956.

66. Костинский А. Д., Марченко И. С., Траубе Л. В., Кинескопы, М. «Техника», 1965.

67. Костыков Ю. В., Приемные телевизионные трубки, Госэнергоиздат, 1962.

68. Кайвер М. С., Основы цветного телевидения, Изд-во иностр. лит., 1957.

69. Техника цветного телевидения, под ред. Кустарева, М. «Советское радио», 1959.

70. Сборник материалов по электровакуумной технике, Госэнергоиздат, вып. 18, 1961.

71. Телевидение, под ред. Шмакова, Изд-во литературы по вопросам связи и радио, 1960.

72. Слуцкий В. З. и др., Основы радиотехники и радиолокации, Изд-во МО СССР, 1961.

73. Раков В. И., Индикаторные устройства радиолокационных станций, Судпромгиз, 1962.

74. Соловейчик И. Е., Анищенко П. М., Знаковая индикация и ее применение в радиоэлектронных системах, «Советское радио», 1959.

75. Эккарт Ф., Электроннооптические преобразователи и усилители изображения, Госэнергоиздат, 1961.

76. Каскадные электроннооптические преобразователи и их применение, под ред. М. М. Бутслова, М. «Мир», 1965.

77. Успехи электровакуумной техники, Госэнергоиздат, 1956.

78. Кноль М., Кэйзан Б., Электроннолучевые трубки с накоплением зарядов, Госэнергоиздат, 1955.

79. Супряга Н. П., Электроннолучевые трубки с накоплением зарядов, Изд-во МО СССР, 1961.

80. Г у р е в и ч С. Б., Физические процессы в передающих телевизионных трубках, Физматгиз, 1958.
81. M c C o n e l l R. A., Video storage by secondary emission from simple mosaics. «Proc. IRE.», 1947.
82. Х а л ф и н А. М., Основы телевизионной техники, М. «Советское радио», 1955.
83. Г е р ш б е р г А. Е., Передающие телевизионные трубки, использующие внутренний фотоэффект, «Энергия», 1964.
84. Л а н д с б е р г Г. С., Оптика, курс общей физики, т. 3, Государственное изд-во технико-теоретич. лит., 1952.
85. C l a s e r W., «Zs. für Phys.», 1941, Bd 117.
86. С т о я н о в П. А., Электронные микроскопы просвечивающего типа, Изв. АН СССР, сер. физич., 1968, т. 32.
87. Г р и ц а е н к о Г. С. и др., Методы электронной микроскопии минералов, «Наука», 1969.
88. С у ш к и н Н. Г., Электронный микроскоп, Государствен. изд-во технико-теоретич. лит., 1949.
89. Электронная микроскопия, под ред. А. А. Лебедева, Государств. изд-во технико-теоретич. лит., 1954.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Введение	5
Часть первая	
Основы геометрической электронной оптики	
Глава первая. О подходе к решению электроннооптиче- ских задач	10
1-1. Общие замечания	10
1-2. Схема аналитического расчета электроннооптиче- ской системы	12
1-3. Оптико-механическая аналогия	15
1-4. Основные различия между электронной и световой оптикой	19
Глава вторая. Движение электронов в аксиально-симмет- ричных электрических полях	20
2-1. Распределение потенциала аксиально-симметричного электрического поля	20
2-2. Движение параксиальных электронов в аксиально- симметричном электрическом поле	23
2-3. Практические методы определения электрических полей, образующих электронные линзы	30
2-4. Приближенные методы определения траекторий электронов в электрических полях	35
Глава третья. Движение электронов в аксиально-симмет- ричных магнитных полях	44
3-1. Движение электронов в однородном продольном магнитном поле. Длинная магнитная линза	44
3-2. Движение электронов в аксиально-симметричном неоднородном магнитном поле. Короткая магнитная линза	46

3-3. Практическое определение магнитных полей . . .	53
3-4. Приближенный метод определения траекторий электронов в магнитной линзе	54
Глава четвертая. Общие свойства электронных линз	56
4-1. Параметры линз и построение изображений в световой оптике	56
4-2. Параметры электронных линз	58
4-3. Параметры тонкой слабой электростатической линзы	65
4-4. Параметры тонкой слабой магнитной линзы . .	68
4-5. Определение параметров электронных линз . .	70
Глава пятая. Основные типы электронных линз . . .	73
5-1. Общие замечания	73
5-2. Диафрагма с круглым отверстием	74
5-3. Иммерсионная линза	77
5-4. Одиночная линза	80
5-5. Иммерсионный объектив	84
5-6. Электронные зеркала	85
5-7. Магнитные линзы	86
5-8. Комбинированные магнитно-статические линзы . .	90
5-9. Цилиндрические электронные линзы	91
5-10. Квадрупольные линзы	94
Глава шестая. Аберрации электронных линз . . .	97
6-1. Виды аберраций	97
6-2. Геометрические аберрации	98
6-3. Хроматическая аберрация	105
6-4. Другие виды искажений изображения в электронных линзах	108
Часть вторая	
Основы электронной оптики интенсивных пучков	
Глава седьмая. Введение	110
7-1. Общие замечания	110
7-2. Общая схема системы формирования интенсивных электронных пучков	111
7-3. Основные типы пучков	112
Глава восьмая. Электронные пушки для формирования сплошных интенсивных пучков	114
8-1. Принцип построения пушек Пирса	114
8-2. Пушки Пирса с параллельным пучком	115
8-3. Пушки Пирса со сходящимся пучком	119
8-4. Некоторые особенности пушек с высоким первичным анодом	126
	363

Глава девятая. Расширение электронных пучков в поле собственного объемного заряда	128
9-1. Общие замечания	128
9-2. Действие пространственного заряда в ленточном пучке	128
9-3. Действие пространственного заряда в аксиально-симметричном пучке	131
Глава десятая. Системы формирования пучков с однородным магнитным полем	135
10-1. Общие замечания	135
10-2. Теорема Буша для аксиально-симметричного поля	137
10-3. Равновесный электронный пучок в однородном магнитном поле	140
10-4. Контур аксиально-симметричного пучка в магнитном поле при произвольной степени экранировки катода	144
10-5. Система формирования с полностью экранированной пушкой	147
10-6. Система с неэкранированной пушкой	150
10-7. Система формирования с частично экранированной пушкой	152
Глава одиннадцатая. Системы формирования с периодическим магнитным полем	156
11-1. Принцип работы системы с периодическим магнитным полем	156
11-2. Контур пучка в поле МПФС	160
11-3. Элементы расчета МПФС	162
Глава двенадцатая. Принципы формирования трубчатых пучков	163
12-1. Системы формирования с пушками типа Пирса	163
12-2. Магнетронные пушки	166
Глава тринадцатая. Электростатические системы формирования пучков	168
13-1. Общие замечания	168
13-2. Электростатические системы формирования по принципу Пирса	169
13-3. Центробежно - электростатическая фокусировка (ЦЭФ)	171
13-4. Периодическая электростатическая фокусировка (ПЭФ)	173

Глава четырнадцатая. Некоторые дополнительные вопросы формирования интенсивных электронных пучков	176
14-1. Влияние тепловых скоростей электронов	176
14-2. Влияние ионов, ионная фокусировка	178

Часть третья

Основные элементы электроннолучевых приборов

Глава пятнадцатая. Фокусирующие устройства (электронные пушки)	180
15-1. Классификация основных элементов электроннолучевых приборов	180
15-2. Формирование пучка в электронной пушке . .	181
15-3. Первая линза электронной пушки, параметры скрещения	186
15-4. Вторая линза электронной пушки. Параметры пятна на экране	193
15-5. Практические конструкции электронных пушек . .	195
15-6. Работа катода в электронной пушке	200
15-7. Запирающее напряжение и модуляционные характеристики электронных пушек	202
Глава шестнадцатая. Отклоняющие устройства	203
16-1. Основные требования к отклоняющим системам . .	203
16-2. Электростатическое отклонение электронных пучков	204
16-3. Искажения при электростатическом отклонении .	210
16-4. Магнитное отклонение электронных пучков . .	214
16-5. Конструкция и расчет отклоняющих катушек . .	217
16-6. Искажения при магнитном отклонении	219
Глава семнадцатая. Люминесцирующие экраны	221
17-1. Требования, предъявляемые к катодолюминофорам, их основные свойства и характеристики	221
17-2. Основные группы люминофоров, применяемых в электроннолучевых приборах	226
17-3. Способы нанесения экранов	228
17-4. Электрические характеристики экранов	230
17-5. Контраст изображения на люминесцирующем экране	237
17-6. Выгорание экранов	239

Часть четвертая

Основные классы электроннолучевых приборов

Глава восемнадцатая. Осциллографические электроннолучевые трубки	241
18-1. Конструктивные особенности и основные параметры осциллографических электроннолучевых трубок . .	241
	365

18-2. Разрешающая способность осциллографической трубки	247
18-3. Чувствительность отклонения	250
18-4. Скорость записи	255
18-5. Частотная характеристика отклоняющей системы	256
Глава девятнадцатая. Приемные телевизионные трубки (кинескопы)	261
19-1. Основной принцип передачи телевизионного изображения	261
19-2. Основные параметры кинескопов, их конструктивные особенности	263
19-3. Проекционные кинескопы	270
19-4. Кинескопы для цветного телевидения	271
Глава двадцатая. Радиолокационные индикаторы	278
20-1. Электроннолучевые трубки в РЛС	278
20-2. Трубка с записью темной строкой—скиатрон	281
20-3. Электроннолучевые трубки со знаковой индикацией	282
Глава двадцать первая. Электроннооптические преобразователи и усилители яркости изображений	284
21-1. Принцип действия и основные параметры электроннооптических преобразователей и усилителей	284
21-2. Типичные конструкции электроннооптических преобразователей и усилителей	287
21-3. Усиление яркости изображения	289
Глава двадцать вторая. Запоминающие электроннолучевые трубки (потенциалоскопы)	291
22-1. Основные определения	291
22-2. Некоторые способы записи потенциального рельефа	292
22-3. Считывание	295
22-4. Потенциалоскоп с барьерной сеткой	297
22-5. Потенциалоскоп для перехода от одного стандарта развертки к другому (графекон)	300
22-6. Потенциалоскоп с длительным воспроизведением записи	302
22-7. Потенциалоскоп для счетно-решающих машин. Бистабильная запись	304
Глава двадцать третья. Передающие телевизионные приборы	308
23-1. Основные характеристики передающих телевизионных приборов	308
23-2. Приборы, работающие на принципе поочередного действия. Принцип накопления заряда	312
23-3. Иконоскоп и супериконоскоп	316

23-4. Развертка в режиме медленных электронов. Ор- тикон	322
23-5. Суперортикон	324
23-6. Передающие приборы с внутренним фотоэффектом (трубки типа видикон)	328
Глава двадцать четвертая. Электроннолучевые коммутаторы	332
24-1. Электроннолучевые коммутаторы с аксиальным пучком	332
24-2. Коммутаторы с радиальным пучком	333
24-3. Коммутаторы с трохоидальным ленточным пучком (трохотроны)	335
Глава двадцать пятая. Электронные микроскопы . .	337
25-1. Принцип работы и ограничения светового микро- скопа	337
25-2. Принцип работы просвечивающих электронных микроскопов	339
25-3. Разрешающая способность электронного микроско- па	343
25-4. Магнитный и электростатический варианты просве- чивающего электронного микроскопа	345
25-5. Некоторые методы электронной микроскопии . .	351
25-6. Прочие типы электронных микроскопов	355
Литература	357

Лев Гаврилович Шерстнев

**ЭЛЕКТРОННАЯ ОПТИКА
И ЭЛЕКТРОННОЛУЧЕВЫЕ ПРИБОРЫ**

Редакторы: *М. С. Кауфман, Б. М. Васильев*
Переплет художника *Н. Т. Яreshko*
Технический редактор *Н. В. Сергеев*

Сдано в набор 30/VI 1971 г.

Подписано к печати 8/XII 1971 г.

Т-19444

Формат 84×108^{1/32}

Бумага типографская № 3

Усл. печ. л. 19,32

Уч.-изд. л. 21,36

Тираж 15 000 экз.

Цена 91 коп.

Зак. 259

Издательство „Энергия“, Москва, М-114,
Шлюзовая наб., 10.

Московская типография № 10 Главполиграфпрома
Комитета по печати при Совете Министров СССР.
Шлюзовая наб., 10.