

Пришивалко А. П. **Оптические и тепловые поля внутри светорассеивающих частиц.**—Мн.: Наука и техника, 1983.— 190 с.

В связи с задачами дистанционного зондирования атмосферы, оптической локации и связи, радиационного просветления облаков и туманов проведено подробное теоретическое исследование распределения энергии в однородных и неоднородных, поглощающих и непоглощающих частицах в зависимости от размеров, внутренней структуры и оптических свойств вещества частиц, длины волны и поляризации падающего излучения. Влияние неоднородной структуры внутренних оптических полей в частицах на закономерности взаимодействия излучения с веществом в дисперсном состоянии продемонстрировано на примере нагрева, испарения и разрушения капель водного аэрозоля при распространении в нем инфракрасного излучения высокой интенсивности. Рассмотрено влияние неоднородности внутреннего поля на порог возникновения в каплях нелинейных эффектов типа гиперзвуковых колебаний, диэлектрического пробоя, вынужденного рассеяния Мандельштама—Бриллюэна и др.

Книга рассчитана на научных и инженерно-технических работников, аспирантов и студентов вузов, специализирующихся по оптике атмосферы и нелинейной оптике аэрозолей.

Табл. 20. Ил. 70. Библиогр.: 160 назв.

Рецензенты:

А. П. Иванов, чл.-кор. АН БССР,  
П. М. Колесников, д-р техн. наук

1704050000—026

П—47—83

М316—83

© Издательство «Наука и техника», 1983.

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Значительные успехи в разработке мощных лазерных источников когерентного излучения, все более расширяющееся их применение для атмосферно-оптических исследований, дистанционного зондирования атмосферы, оптической локации и связи, различных физико-химических и биологических исследований, а также многочисленных технических приложений обусловили необходимость всестороннего изучения физики взаимодействия лазерного излучения с различными природными и искусственными средами.

Изучение ряда эффектов, наблюдающихся при этом взаимодействии, привело к возникновению нового большого направления исследований, получившего название нелинейной оптики рассеивающих сред. Одним из наиболее актуальных аспектов этого нового направления является выяснение закономерностей распространения интенсивных пучков излучения в дисперсных средах для передачи световой энергии на большие расстояния, радиационного просветления облаков и туманов. Сюда принято относить оптические эффекты, обусловленные процессами радиационного нагрева, испарения, диссоциации, фрагментации и ионизации аэрозольной компоненты атмосферы, пондеромоторным действием излучения, образованием светондуцированных тепловых и гидродинамических неоднородностей показателя преломления в окрестности частиц и в сечении пучка, изменением границ сосуществования агрегатных состояний вещества и т. п. [1—8].

Не менее важен и биологический аспект, т. е. изучение особенностей взаимодействия лазерного излучения с клетками и тканями при использовании его для лечеб-

ных целей или в качестве «светового скальпеля» в хирургии [9—14]. К этому направлению относятся также задачи, связанные с лазерным нагревом плазменных шаров, движением частиц под действием светового давления и др.

Особое теоретическое и практическое значение приобрели вопросы, связанные с кинетикой нагрева, испарения и разрушения под действием мощного излучения капель воды, этого типичного элемента аэрозольной атмосферы. Объектом исследования здесь являются процессы переноса тепла и массы от поверхности капли, формирование внутренних электромагнитного и температурного полей, реализация тех или иных режимов испарения и механизмов разрушения в зависимости от условий воздействия излучения, движение неоднородно нагретых капель и т. п.

Изложение узловых вопросов нелинейной оптики рассеивающих сред и в первую очередь испарения водных капель под действием лазерного излучения дано в ряде опубликованных в последние годы обзоров (см., например, [1—5]) и монографиях [6, 7].

К числу наименее исследованных в нелинейной оптике рассеивающих сред следует отнести вопросы, связанные с формированием внутренних электромагнитных и температурных полей, возникающих в отдельных частицах под действием монохроматического излучения высокой интенсивности. В многочисленных экспериментальных исследованиях эффекты, обусловленные влиянием подчас довольно сложных конфигурации и структуры этих полей, объясняются обычно с помощью качественных соображений. Что же касается теоретических оценок и расчетов нагрева, испарения и разрушения частиц излучением, то в них, как правило, основу составляет одномерная радиально симметричная модель поля, применимость которой ограничена вполне определенным кругом задач и условий эксперимента. Использование этой модели при рассмотрении процессов, продолжительность которых соизмерима с временем температурной релаксации, и в ряде других ситуаций неправомерно и ведет к возникновению труднооценимых ошибок.

Цель настоящей монографии заключается в том, чтобы по возможности восполнить указанный пробел в нелинейной оптике рассеивающих сред. Она посвящена

рассмотрению круга вопросов, касающихся в первую очередь закономерностей распределения интенсивности излучения и выделяющегося тепла внутри объектов с различными оптическими свойствами при различных условиях их облучения, а также процессов развития температурных полей, их динамики и энергетики при специфических условиях кратковременных мощных воздействий. Наличие упомянутых выше обстоятельных работ, посвященных самым разным сторонам проблемы взаимодействия интенсивного излучения с дисперсными средами, позволяет ограничить рамки изложения указанным кругом вопросов, не останавливаясь подробно на смежных задачах и привлекая их лишь для установления взаимосвязей и получения общей картины.

Основу работы составляют результаты исследований, выполненных автором или при его непосредственном участии. Для полноты освещения материала привлекаются также результаты работ других исследователей. Однако, учитывая непрерывное увеличение числа работ, публикуемых по вопросам, порою весьма близким к обсуждаемым здесь, вряд ли можно рассчитывать на их исчерпывающее рассмотрение.

Автор выражает сердечную благодарность своим коллегам Л. Г. Астафьевой, В. А. Бабенко, М. С. Веремчуку, С. Т. Лейко, совместно с которыми была выполнена часть исследований. Он высоко ценит помощь безвременно ушедшего из жизни Н. Г. Кондрашова, при участии которого были отработаны математическая формулировка и решение первого этапа задачи о нагреве и испарении капель с учетом неоднородного внутреннего тепловыделения (§ 3.2). Автор также глубоко признателен доктору физико-математических наук Ю. С. Седунову, при чьей активной поддержке были начаты исследования, послужившие отправным пунктом настоящей работы, доктору физико-математических наук Л. П. Семенову, чьи доброжелательные консультации помогли в решении ряда вопросов, и академику АН БССР Б. И. Степанову, давшему полезные советы при подготовке рукописи.

## РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ ВНУТРИ ОДНОРОДНЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ, НАХОДЯЩИХСЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ

### § 1.1. Взаимодействие высокоинтенсивного монохроматического излучения с частицами

Основу многих применений оптических квантовых генераторов (ОКГ) составляет тепловое действие, возникающее при селективном поглощении средой лазерного излучения. Получаемый при этом эффект зависит не только от количества поглощенной энергии, но в значительной мере от того, каким образом эта энергия распределяется внутри облучаемого объекта. Это обстоятельство имеет особенно важное значение в случае дисперсных сред.

Как будет показано в дальнейшем, при взаимодействии излучения с веществом в ограниченном объеме отдельной частицы может возникать весьма неравномерное распределение энергии. По этой причине в частицах, поглощающих излучение данной длины волны, количество тепла, выделяющегося в единицу времени в разных зонах внутри частицы, существенным образом зависит от ее размера и оптических свойств образующего ее вещества. При определенных соотношениях размера частиц, длины волны и интенсивности падающего излучения характер взаимодействия становится существенно нелинейным, нагрев частиц и фазовые переходы образующих их веществ могут происходить весьма специфическим образом.

По той же причине энергия, проникающая внутрь поглощающих или слабопоглощающих частиц сферической формы, может концентрироваться в определенных участках, создавая в них локальную интенсивность, в

десятки и сотни раз превышающую интенсивность падающего на частицу излучения \*).

Вопрос о распределении энергии внутри крупных слабопоглощающих частиц представляет особый интерес как с теоретической стороны, так и для практических приложений. Следует отметить, что большая часть лабораторных экспериментов по взаимодействию высокоинтенсивного излучения видимого и ближнего инфракрасного диапазонов с отдельными частицами выполнена на каплях воды с радиусами  $R \geq 25$  мкм и до нескольких миллиметров.

В натуральных условиях частицы таких размеров могут быть в облаках и туманах. Практический интерес представляет взрыв или частичная фрагментация этих частиц под действием излучения с последующим испарением или вторичным взрывом образующихся осколков.

По вопросу о физическом механизме взрывного разрушения слабопоглощающих капель в настоящее время существует ряд гипотез. Наиболее часто реализующимся, по-видимому, следует считать тепловой взрыв. Предполагается, однако, что наряду с тепловым взрывом могут иметь место и другие механизмы разрушения капель: оптический пробой, возбуждение механических колебаний капли, фотохимическое разрушение молекул воды.

Рассмотрим кратко эти механизмы.

Тепловой взрыв обусловлен сильной неоднородностью внутреннего электромагнитного поля в капле, вследствие чего в определенных участках внутри нее, называемых обычно горячими точками, происходит усиленное выделение тепла. В окрестности этих точек возникает локальный перегрев с достижением температуры взрывного кипения воды  $T = 578$  К [15]. Вода в этих местах превращается в перегретый пар с давлением  $92 \cdot 10^5$  Па, возникают паровые пузыри, которые быстро растут, что и приводит к частичной фрагментации или полному взрывному разрушению капли. Более подробно тепловой

\*) Многие авторы работ, посвященных взаимодействию излучения с частицами, употребляют термин «плотность мощности». Более правильным является термин «поверхностная плотность потока излучения» или эквивалентный ему «интенсивность излучения». В настоящей работе мы будем пользоваться последним из них ввиду его краткости.

механизм разрушения капель будет рассмотрен в 3-й и последующих главах.

Из нетепловых механизмов разрушения капель наиболее изучен оптический пробой [2, 16—28]. Пробой в воде под действием лазерного импульса происходит в области максимальной концентрации световой энергии. Свечение, сопровождающее пробой, свидетельствует об образовании плазмы вблизи центра пробоя. Порог оптического пробоя в воде, установленный разными авторами для излучения с длинами волн 0,69 и 1,06 мкм, колеблется от  $4 \cdot 10^8$  [16] до  $6,2 \cdot 10^{11}$  Вт·см<sup>-2</sup> [18]. Как полагают авторы [20], столь значительное различие определяется степенью чистоты исследуемой воды.

После образования полости пробоя наблюдается быстрое ее расширение, сопровождаемое распространением сферической ударной волны, скорость которой близка к скорости звука в воде. По оценкам авторов [16], давление в зоне пробоя достигает  $10^{10}$ — $10^{11}$  Па. В энергию ударной волны, т. е. в кинетическую энергию движения среды, переходит 3—7% всей энергии излучения.

Как показано в работах [17, 28], ударная волна разрушает каплю путем откола поверхностных слоев на границе раздела вода — воздух. Экспериментально был установлен порог пробоя в крупных ( $R \simeq 2$  мм) каплях воды  $\sim 2,1$  ГВт·см<sup>-2</sup>.

В каплях микронного размера, как уже упоминалось и как будет показано далее, могут возникать области, в которых интенсивность светового поля в десятки и сотни раз выше интенсивности падающего излучения. Вследствие этого пороговое значение необходимой для получения пробоя интенсивности воздействующего излучения понижается на 1—2 порядка. В работах [24, 28] показано, что в полидисперсном аэрозоле с  $0,5 \text{ мкм} \leq R \leq 20 \text{ мкм}$  пробой более крупных капель с  $R > 10 \text{ мкм}$  возникает при воздействии моноимпульса неодимового лазера с длиной волны  $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$  и интенсивностью около  $30 \text{ МВт} \cdot \text{см}^{-2}$ . Интенсивность в  $300 \text{ МВт} \cdot \text{см}^{-2}$  достаточна для возникновения пробоя в каплях всех указанных размеров.

Второй из указанных выше возможных нетепловых механизмов разрушения капель заключается в том, что сфокусированный лазерный луч достаточно высокой ин-

тенсивности вызывает в прозрачных диэлектриках и кристаллах вынужденное рассеяние Манделштама — Бриллюэна (ВРМБ), сопровождающееся их повреждением и разрушением вследствие возникновения гиперзвуковых акустических волн [24, 25, 29—33].

При ВРМБ частота  $\Omega$  акустических волн для воды составляет 5,7 ГГц, а амплитудный коэффициент поглощения гиперзвука в воде  $\alpha_f^{-1} = 8,1 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ . Верхний предел интенсивности гиперзвука  $I_p$ , который может генерироваться в процессе ВРМБ, определяется соотношением Мэнли — Роу:  $I_p \simeq (\Omega/\nu)I$ , где  $\nu$  и  $I$  — частота и интенсивность возбуждающего лазерного излучения. Для рубинового лазера ( $\lambda = 0,69 \text{ мкм}$ )  $I_p \simeq 1,5 \cdot 10^{-5} I$ .

Как показано в работе [33], интенсивность гиперзвука должна достигать максимального значения у входа (на расстоянии порядка  $\alpha_f^{-1}$ ) возбуждающего излучения в область нелинейного взаимодействия и далее уменьшаться по экспоненте. Для воды это расстояние порядка 1 мкм. Следовательно, возбужденные в каплях воды с радиусом в несколько микрометров акустические волны могут достигнуть максимальной интенсивности и вследствие малости капли не будут существенно ослабляться. При соответствующей интенсивности светового излучения энергия этих волн может быть достаточной, чтобы преодолеть силы поверхностного натяжения и внутреннего сцепления молекул воды и раздробить каплю на более мелкие части.

Для больших объемов воды пороговая интенсивность излучения, необходимая для реализации ВРМБ, составляет  $\sim 10^9 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ . При совпадении максимума интенсивности гиперзвука с максимумом интенсивности внутреннего электромагнитного поля порог возбуждения ВРМБ и соответственно гиперзвукового разрушения капля может быть снижен в десятки раз.

Идея фотохимического разрушения водного аэрозоля заключается в том, чтобы с помощью лазерного импульса разрушить внутримолекулярные связи, т. е. чтобы при поглощении фотона молекулой воды произошла ее диссоциация [2, 34]. Поскольку этот механизм не имеет прямого отношения к рассматриваемым нами вопросам, останавливаться на нем не будем.

Из сказанного следует, что для корректной интер-

претации нелинейных эффектов, возникающих в сферических частицах и имеющих как тепловое, так и нетепловое происхождение, а также для предсказания оптимальных условий их проявления необходимо знать характер и структуру электромагнитных полей внутри частиц.

В литературе до последнего десятилетия рассматривались только характеристики рассеянного излучения в волновой зоне, т. е. на расстоянии, значительно превышающем размеры частиц. Сведения же о структуре полей внутри частиц практически отсутствовали. Это объясняется, во-первых, тем, что расчеты полей внутри частицы сопряжены с большими вычислительными трудностями. Во-вторых, до появления мощных оптических квантовых генераторов вопросы распределения энергии внутри облучаемых частиц не имели особой актуальности. Решение задач о взаимодействии оптической радиации с частицами с достаточной степенью приближения можно было получить на основе упрощенных [35, 36] представлений, полагая тепловое поле внутри частицы однородным.

Автором совместно с сотрудниками начиная с 1970 г. разрабатывались методы расчета и проводились систематические исследования распределения энергии электромагнитного поля и тепловыделения в однородных и неоднородных, поглощающих и непоглощающих частицах в зависимости от их размеров, оптических свойств образующих их веществ, длины волны и поляризации падающего на них излучения. Естественным развитием и продолжением этих работ в последующие годы стало исследование температурных полей внутри атмосферных частиц разного рода, находящихся под действием лазерного излучения высокой интенсивности.

Следует отметить, что в зарубежной литературе по оптике лишь в 1973 г. появилась первая небольшая заметка М. Керкера о необходимости изучения электромагнитных полей внутри частиц, находящихся под действием излучения [37]. Первая публикация о некоторых конкретных результатах в этом направлении появилась лишь в 1977 г. [38]. Те же результаты в несколько более подробном изложении приведены в работе [39]. В СССР первые отдельные результаты расчетов напряженности электрического поля внутри малых непогло-

щающих частиц и только вдоль их диаметра, совпадающего с направлением падающего пучка, опубликованы в 1971 г. В. Н. Пожидаевым [29].

С сожалением приходится признать, что лишь в 1977—1978 гг. нам стало известно о родственных работах по расчетам тепловыделения, возникающего под действием СВЧ излучения внутри биологических объектов типа головы приматов и человека, проводимых с помощью сферической модели [40—45].

Что же касается исследований распределения температуры внутри частиц с учетом неоднородности тепловыделения по их объему, то они впервые выполнены автором и до настоящего времени аналогов не имеют. Результаты этих исследований будут представлены в последующих главах. В данной главе излагаются вопросы, связанные с распределением электромагнитного поля и тепловыделения внутри однородных сферических частиц.

Следует сразу же отметить некоторую условность термина «однородная частица» применительно к вопросам, рассматриваемым в этой и последующих главах. Как будет показано в дальнейшем, под действием излучения высокой интенсивности в первоначально оптически однородной частице возникает неоднородное тепловое поле, которое приводит к локальному изменению оптических и теплофизических свойств вещества частицы по ее объему. Фактически такая частица уже не однородная. Ее локальная неоднородность, возникшая под действием излучения, будет учтена нами на последующем этапе — при решении задачи о внутреннем распределении температуры.

## § 1.2. Электромагнитное поле и тепловыделение внутри облучаемых сферических частиц. Методика расчетов

Решение задачи о дифракции плоских электромагнитных волн на проводящей сфере широко используется при рассмотрении большого круга вопросов, связанных с рассеянием света, т. е. с расчетами характеристик электромагнитного поля, возникающего на достаточно большом расстоянии от рассеивающей частицы. В значительно меньшей степени исследована другая сторона

этой задачи, касающаяся электромагнитного поля внутри частицы. Именно она и будет предметом нашего рассмотрения.

Из общего решения задачи о дифракции на сфере можно получить выражения как для компонент дифрагированного поля, так и для поля внутри частицы. Используя обозначения работы [46], составляющие электрического и магнитного полей внутри однородной сферической частицы можно записать в виде:

$$E_r = \frac{E_0 \cos \varphi}{k_i^2 r^2} \sum_{l=1}^{\infty} C_l l(l+1) \psi_l(k_i r) Q_l(\Theta) \sin \Theta,$$

$$E_\Theta = \frac{E_0 \cos \varphi}{k_i r} \sum_{l=1}^{\infty} \{C_l \psi'_l(k_i r) S_l(\Theta) + i B_l \psi_l(k_i r) Q_l(\Theta)\}, \quad (1.2.1)$$

$$E_\varphi = -\frac{E_0 \sin \varphi}{k_i r} \sum_{l=1}^{\infty} \{C_l \psi'_l(k_i r) Q_l(\Theta) + i B_l \psi_l(k_i r) S_l(\Theta)\};$$

$$H_r = -\frac{E_0 \sin \varphi}{k_i k_0 r^2} \sum_{l=1}^{\infty} B_l l(l+1) \psi_l(k_i r) Q_l(\Theta) \sin \Theta, \quad (1.2.2)$$

$$H_\Theta = -\frac{E_0 \sin \varphi}{k_0 r} \sum_{l=1}^{\infty} \{B_l \psi'_l(k_i r) S_l(\Theta) + i C_l \psi_l(k_i r) Q_l(\Theta)\},$$

$$H_\varphi = -\frac{E_0 \cos \varphi}{k_0 r} \sum_{l=1}^{\infty} \{B_l \psi'_l(k_i r) Q_l(\Theta) + i C_l \psi_l(k_i r) S_l(\Theta)\},$$

где

$$C_l = i^l \frac{2l+1}{l(l+1)} \frac{m}{\xi_l(\rho) \psi'_l(m\rho) - m \xi'_l(\rho) \psi_l(m\rho)}, \quad (1.2.3)$$

$$B_l = i^l \frac{2l+1}{l(l+1)} \frac{-m}{\xi'_l(\rho) \psi_l(m\rho) - m \xi_l(\rho) \psi'_l(m\rho)}.$$

Штрихи всюду означают производные по аргументу, указанному под знаком функции;  $k_i = 2\pi m_i/\lambda$  — волновое число для вещества частицы с комплексным показателем преломления  $m_i = n - ik$ ;  $\rho = 2\pi R m_{ср}/\lambda$  — параметр дифрак-

ции;  $m = m_i/m_{ср}$ ,  $m_{ср}$  — показатель преломления окружающей частицу среды;  $R$  — радиус частицы;  $r$ ,  $\Theta$ ,  $\varphi$  — координаты точки внутри частицы.

В формулах (1.2.1)—(1.2.3) приняты следующие обозначения:

$$\psi_l(z) = \sqrt{\pi z/2} J_{l+1/2}(z), \quad (1.2.4)$$

где  $J_{l+1/2}$  — функция Бесселя первого рода полуцелого порядка  $l+1/2$ ,

$$\xi_l(z) = \sqrt{\pi z/2} H_{l+1/2}^{(2)}(z), \quad (1.2.5)$$

где  $H_{l+1/2}^{(2)}$  — функция Ханкеля второго рода порядка  $l+1/2$ . Угловые функции  $Q_l(\Theta)$  и  $S_l(\Theta)$  выражаются через полиномы Лежандра

$$Q_l(\Theta) = P_l^{(1)}(\cos \Theta)/\sin \Theta, \quad (1.2.6)$$

$$S_l(\Theta) = -P_l^{(1)' }(\cos \Theta) \sin \Theta.$$

При рассмотрении нелинейных явлений внутри поглощающих частиц нас интересует распределение количества тепла, выделяющегося в единицу времени в единице объема с центром в данной точке частицы (тепловой потенциал). В случае же непоглощающих частиц необходимо знать распределение плотности потока излучения (интенсивности) в различных точках внутри частицы.

Как известно, среднее по времени значение потока энергии в гармоническом электромагнитном поле равно действительной части комплексного вектора Умова — Пойнтинга [47, 48]:

$$\langle S \rangle = \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re}([\mathbf{E}\mathbf{H}^*]). \quad (1.2.7)$$

Дивергенция действительной части этого вектора определяет количество энергии, рассеиваемой в виде тепла в единице объема за каждую секунду:

$$Q = -\operatorname{Re} \nabla \cdot \mathbf{S}. \quad (1.2.8)$$

С учетом усреднения по времени получаем

$$Q = \frac{1}{2} \sigma \mathbf{E} \mathbf{E}^* = \frac{1}{2} \sigma (E_r E_r^* + E_\Theta E_\Theta^* + E_\varphi E_\varphi^*) =$$

$$= \frac{1}{2} \sigma E_0^2 B, \quad (1.2.9)$$

где  $E_r$ ,  $E_\theta$ ,  $E_\phi$  — составляющие электрического поля внутри частицы;  $\sigma$  — удельная проводимость вещества частицы;  $E_0$  — напряженность электрического поля в падающей волне;  $B$  — безразмерный множитель, учитывающий взаимодействие поля падающей волны с веществом в объеме частицы.

Если частица поглощает излучение, то диэлектрическая проницаемость образующего ее вещества  $\epsilon$  связана с его комплексным показателем преломления соотношением

$$\epsilon = \epsilon' - \frac{4\pi\sigma}{\omega} i = (n - ik)^2, \quad (1.2.10)$$

где  $\epsilon'$  — вещественная часть диэлектрической проницаемости;  $\omega$  — круговая частота. Из (1.2.10) следует, что

$$\sigma = cnk/\lambda, \quad (1.2.11)$$

где  $c$  — скорость света.

Если частица находится в непоглощающей среде с показателем преломления  $m_{cp}$ , а интенсивность падающего на нее излучения равна

$$I = E_0^2 \frac{cm_{cp}}{8\pi}, \quad (1.2.12)$$

то

$$Q = \frac{4\pi nk}{m_{cp}\lambda} IB. \quad (1.2.13)$$

Если предположить, что зависимость оптических постоянных  $n$  и  $k$  от температуры пренебрежимо мала, то при заданной длине волны выделение тепла в некоторой точке внутри частицы будет определяться параметром дифракции частицы  $\rho$  и координатами этой точки.

Следует обратить внимание на то обстоятельство, что в выражениях (1.2.1) и (1.2.2) для составляющих электромагнитного поля внутри частиц цилиндрические функции входят не только в коэффициенты при членах ряда, но и в качестве сомножителей в каждый из них, что ухудшает сходимость рядов. Вследствие этого при расчетах распределения энергии внутри частиц должны быть предъявлены более высокие требования к надежности и точности методики вычислений, чем при расчетах характеристик рассеяния света.

Примененный нами метод расчета обеспечивает во всех случаях точность получаемых значений компонент  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  не менее 8 значащих цифр. Описание метода дано в работах [49—51]. Здесь мы остановимся кратко лишь на основных его моментах.

Входящие в уравнения (1.2.1), (1.2.2) угловые функции удовлетворяют рекуррентным соотношениям

$$Q_l(x) = \frac{2l-1}{l-1} x Q_{l-1}(x) - \frac{l}{l-1} Q_{l-2}(x), \quad (1.2.14)$$

$$S_l(x) = \frac{l^2}{l+1} Q_{l+1}(x) - \frac{(l+1)^2}{2l+1} Q_{l-1}(x), \quad (1.2.15)$$

где  $x = \cos \theta$ .

Поскольку при многократном использовании соотношений (1.2.14) и (1.2.15) относительная погрешность накапливается очень медленно, то при  $\rho < 200$  величины  $Q_l$  и  $S_l$  можно вычислять с одной значностью (для БЭСМ-6 12 значащих цифр). Однако при  $\rho \geq 200$  следует перейти к расчетам  $Q_l$  и  $S_l$  с двойной значностью.

Сложнее обстоит дело с вычислением цилиндрических функций  $\psi_l$  и  $\zeta_l$ . Функции  $\psi_l(z)$  вычисляются по методу нисходящей рекуррентности, предложенному в работах [52, 53] и подробно описанному в работе [54]. Принимая во внимание, что при  $l \rightarrow \infty$  значения  $\psi_l(z)$  стремятся к нулю, можно положить  $\psi_N = 0$ , а  $\psi_{N-1} = \epsilon$ , где  $\epsilon$  — некоторая малая величина (в нашей программе  $\epsilon = 10^{-9}$ ). Найденные таким образом величины  $\psi_l^*$  для всех  $l$  отличаются от истинных значений  $\psi_l$  на постоянный множитель  $\alpha$ , который можно найти либо методом, описанным в работе [54], либо непосредственным сопоставлением вычисленных величин  $\psi_l^*$  для первых порядков с известными значениями  $\psi_0(z)$  и  $\psi_1(z)$ :

$$\alpha = \frac{\psi_1(z)}{\psi_1^*(z)} = \frac{\frac{\sin z}{z} - \cos z}{\psi_1^*(z)}. \quad (1.2.16)$$

Тогда значения  $\psi_l$  любого порядка равны

$$\psi_l(z) = \alpha \psi_l^*(z). \quad (1.2.17)$$

Функция  $\zeta_l(z)$  представляет собой сумму функций:

$$\zeta_l(z) = \psi_l(z) + i\chi_l(z), \quad (1.2.18)$$

где

$$\chi_l(z) = (-1)^l V \sqrt{\pi z/2} J_{-(l+1/2)}(z). \quad (1.2.19)$$

При вычислении функции  $\chi_l(z)$  можно пользоваться восходящей рекуррентностью вида

$$\chi_{l+1}(z) = \frac{2l+1}{z} \chi_l(z) - \chi_{l-1}(z), \quad (1.2.20)$$

используя значения функций нулевого и первого порядков

$$\chi_0(z) = \cos z, \quad \chi_1(z) = \sin z + \cos z/z. \quad (1.2.21)$$

Абсолютная погрешность при этом растет, но остается пренебрежимо малой по сравнению с быстро увеличивающимися значениями  $\chi_l(z)$ .

Производные  $\psi'_l(z)$ , входящие в (1.2.1)–(1.2.3), вычисляются по формуле

$$\psi'_l(z) = \psi_{l-1}(z) - \frac{l}{z} \psi_l(z). \quad (1.2.22)$$

Аналогичная формула справедлива и для  $\zeta'_l(z)$ .

Таким образом, описанная схема расчета цилиндрических функций  $\psi_l$  и  $\zeta_l$  и сферических функций  $Q_l$  и  $S_l$  дает методическую погрешность, не превышающую, как правило, одной единицы одиннадцатой значащей цифры. Точность вычисляемых значений компонент **E** и **H** определяется условием, ограничивающим число членов в соответствующих суммах. При вычислениях рядов по нашей программе суммирование прекращается, когда вклад  $N^*$ -го члена ряда  $S_{N^*}$  составляет не более  $10^{-8}$  от суммы предыдущих членов ряда:

$$S_{N^*} \leq 10^{-8} \sum_{l=1}^{N^*-1} s_l. \quad (1.2.23)$$

Это условие в отличие от условия, использованного в работах [55–57], в которых оценивалась абсолютная величина амплитудных коэффициентов ( $|C_l| < \epsilon$ ,  $|B_l| < \epsilon$ ), позволяет сохранить единый подход при вычислении

характеристик поля как для очень малых, так и для больших частиц. Из анализа большого числа расчетных данных для широкого диапазона значений комплексного показателя преломления и параметра дифракции  $\rho$  следует, что вычисление цилиндрических функций следует начинать с  $N = 2\rho + 10$ , а в суммах удерживать число членов  $N^* = 1,5\rho + 10$  (при малых значениях параметра дифракции следует удерживать число членов  $N^* = 1,5\rho + 20$ ).

Нашей программой предусмотрено хранение в памяти машины  $1,5\rho + 10$  вычисленных значений амплитудных коэффициентов  $C_l$  и  $B_l$  для заданных значений  $\rho$  и  $m$ . Непрерывный счет ведется только для текущих значений координат  $r$  и  $\theta$ .

Все те же приемы использованы и при вычислениях распределения энергии внутри двухслойных частиц. Контроль правильности расчетов осуществляется путем предельного перехода к однородной частице (как уменьшением ядра, так и уменьшением толщины оболочки) и сопоставления получаемых данных с рассчитанными по программе для однородных частиц. Во всех случаях получено совпадение не менее четырех значащих цифр.

### § 1.3. Влияние размера частиц на распределение поглощенной в них энергии

Предположим, что поглощающая сферическая частица освещается параллельным пучком неполяризованного света. В этом случае распределение энергии внутри частицы симметрично относительно ее диаметра, совпадающего с направлением распространения пучка (в дальнейшем мы для краткости будем называть его главным диаметром частицы). Задача сводится к рассмотрению распределения энергии в плоскости сечения большого круга частицы. При заданных  $n$ ,  $\kappa$ ,  $\rho$  и  $l$  оно определяется значениями величины  $B$  из уравнения (1.2.9). В настоящем и двух последующих параграфах будут рассмотрены результаты расчетов для капель воды с радиусом  $0,5 \leq R \leq 30$  мкм, освещаемых излучением лазера на  $\text{CO}_2$  с  $\lambda = 10,6324$  мкм [49, 50]. Выбранный диапазон изменения радиусов перекрывает интервал наиболее вероятных размеров капель в реальных облаках и туманах [58].



На рис. 1.1 в качестве примера приведены изоэнергетические кривые в плоскости большого круга частиц с  $R=1; 5; 12$  и  $25$  мкм, что примерно соответствует  $\rho = 0,6; 3; 7,1$  и  $14,8$ , характеризующихся показателем преломления  $n=1,173$  и показателем поглощения  $\kappa=0,0823$  [59]. Поток излучения проходит слева направо.

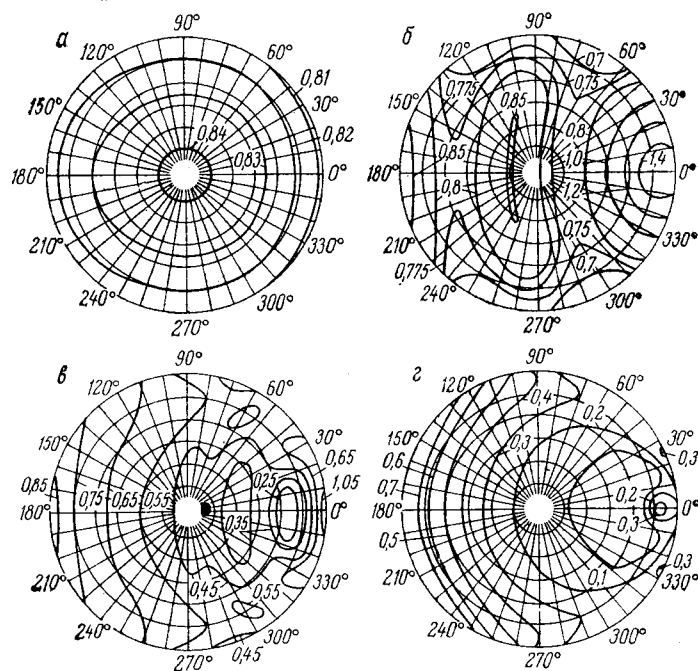


Рис. 1.1. Распределение поглощенной энергии (тепловыделения) в сечении большого круга частиц с  $R=1$  (а);  $5$  (б);  $12$  (в) и  $25$  мкм (г). Цифры у кривых — значения  $B$

Положение каждой точки сечения определяется ее относительным расстоянием от центра частицы  $\tilde{r}=r/R$  ( $-1 \leq \tilde{r} \leq 1$ ) и углом  $\beta$ , который отсчитывается от направления распространения излучения против часовой стрелки ( $\beta=180^\circ-\theta$ ). Зависимости от азимутального угла  $\phi$  нет, так как на частицу падает неполяризованное излучение. В принятой системе координат освещенной полусфере соответствуют значения углов  $\beta$  от  $90^\circ$

до  $270^\circ$ . Противоположную сторону частицы ( $-90^\circ \leq \beta \leq 90^\circ$ ) будем называть теневой.

Диаграммы рис. 1.1 позволяют проследить изменение распределения энергии, поглощенной внутри капли, при увеличении ее параметра дифракции  $\rho$ . Для частицы с  $\rho=0,6$  изоэнергетические кривые представляют собой почти правильные концентрические окружности, центр которых совпадает с центром частицы. Соответствующие им значения энергии мало различаются, градиент распределения энергии мал. С увеличением параметра дифракции изоэнергетические кривые принимают все более сложный вид. Максимальная неоднородность распределения поглощаемой энергии имеет место в направлении распространения падающего излучения. Для других направлений кривые  $B(\tilde{r})$ , соответствующие различным  $\rho$ , более плавные, разность экстремальных значений  $B$  значительно меньше. Неоднородность распределения энергии минимальна в направлении, перпендикулярном к направлению распространения падающего излучения.

Отмеченная закономерность подтверждается экспериментальными данными, полученными в работе [60]. В ней капли воды с радиусами от  $7$  до  $50$  мкм подвергались воздействию импульсов лазерного излучения с длиной волны  $\lambda=10,6$  мкм, энергией  $0,5$  Дж и длительностью  $t_n=0,3$  мкс. Для капель радиусом  $12$  мкм или меньше ( $\rho \leq 7$ ) наблюдалось объемное нагревание, разлет продуктов взрыва происходил изотропно. В области размеров  $15-17$  мкм ( $\rho \approx 9-10$ ) преимущественно нагревается освещенная часть капли. Для капель радиусом больше  $20$  мкм ( $\rho > 12$ ) нагревается практически только освещенная поверхность и небольшая, прилегающая к ней часть объема капли.

Анализ распределения поглощенной энергии внутри капель показывает, что минимальное значение поглощенной энергии уменьшается с ростом  $R$ . Максимальные значения энергии, поглощаемой внутри частиц, возрастают с увеличением радиуса до  $R \approx 6-9$  мкм, а затем, начиная с  $R \approx 14-15$  мкм, почти не меняются. Как видно из рис. 1.2, количество поглощенной энергии у освещенной поверхности частицы почти не зависит от  $\rho$ .

Введем усредненную по объему частицы плотность поглощенной энергии

$$\bar{Q} = \frac{I\pi R^2 k_n}{4/3\pi R^3} = \frac{3}{4} I \frac{k_n}{R}. \quad (1.3.1)$$

Она определяет отнесенное к единичному объему количество энергии, поглощенной внутри частицы, в предположении однородного распределения этой энергии по всему ее объему. Теперь степень неоднородности рас-

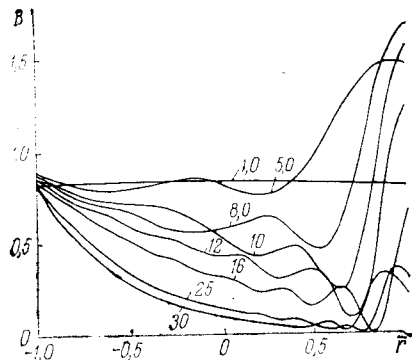


Рис. 1.2. Распределение поглощенной энергии в сечении частиц вдоль диаметра, совпадающего с направлением падающего на частицы излучения (слева направо) при  $\lambda=10,6$  мкм. Цифры у кривых — значения  $R$ , мкм

пределения поглощенной энергии внутри частиц можно характеризовать с помощью отношения

$$\eta = (Q_{\max} - Q_{\min})/\bar{Q}. \quad (1.3.2)$$

Как уже отмечалось, наиболее сильно это отношение меняется в направлении  $0-180^\circ$ , меньше всего в направлении, перпендикулярном к нему (рис. 1.3). Для частиц с  $R \approx 11$  мкм наблюдается максимум неоднородно-

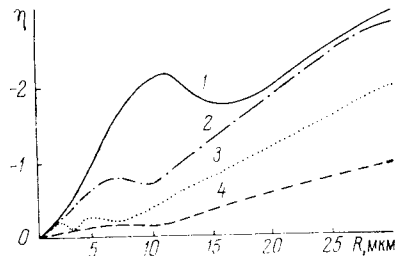


Рис. 1.3. Зависимости степени неоднородности распределения поглощенной энергии в сечении частиц от их радиуса для различных направлений относительно падающего пучка  $\beta = 0-180^\circ$  (1),  $20-200$  (2),  $60-240$  (3) и  $90-270^\circ$  (4)

сти распределения поглощенной энергии  $\eta=2,15$ . Начиная с  $R \approx 17$  мкм и до  $R=30$  мкм, неоднородность распределения энергии монотонно возрастает.

#### § 1.4. Зависимости распределения поглощенной энергии от оптических постоянных вещества, образующего частицы

Оптические постоянные водяных капель могут меняться в некоторых пределах за счет растворенных примесей естественного или промышленного происхождения. Более широкий интервал изменения оптических постоянных может быть достигнут при растворении какого-либо искусственно распыленного вещества.

Учитывая, что показатель преломления  $n$  и показатель поглощения  $\kappa$  входят в уравнении (1.2.13) как в  $B$ , так и в множитель перед ним, в данном параграфе распределение поглощаемой энергии, а следовательно, и выделяемого тепла будем характеризовать отношением

$$Q/I = 4V\pi n\kappa/\lambda. \quad (1.4.1)$$

Нами выполнены систематические расчеты значений отношения  $Q/I$  для различных точек и направлений внутри частиц с широким набором значений  $\rho$ ,  $n$  и  $\kappa$  [50, 61]. Для частиц с  $\rho \leq 15$  расчеты проведены в точках сетки с интервалами по радиальной координате  $\Delta r = 0,05$  и по угловой координате  $\Delta \beta = 10^\circ$ . Ниже рассмотрены некоторые наиболее типичные результаты этих расчетов. В целях экономии места графики приведены не для всех рассчитанных направлений, а только для направления, характеризующегося наибольшей степенью неоднородности поля, т. е. вдоль «главного» диаметра капли, совпадающего с направлением падающего пучка ( $\beta = 0-180^\circ$ ).

На рис. 1.4, а представлена зависимость величины отношения  $Q/I$  от относительного расстояния до центра частицы при постоянных значениях  $R$  и  $\kappa$ , но изменяющемся показателе преломления ( $\lambda = 10,6$  мкм). Если поток излучения падает на частицу слева, то в освещенной полусфере ( $-1 \leq r \leq 0$ ) распределение энергии почти не меняется при увеличении  $n$  от 1 до 2. Появляются лишь небольшие осцилляции, которые становятся существен-

ными только для  $n \geq 1,8$ . Зато в теневой полусфере ( $0 < \bar{r} \leq 1$ ) увеличение показателя преломления приводит к резкому увеличению поглощения энергии. Вблизи теневой поверхности частицы количество поглощаемой энергии возрастает в несколько раз при увеличении  $n$  от 1 до 1,8. Это объясняется усилением фокусирующего действия сферической частицы при повышении ее показателя преломления.

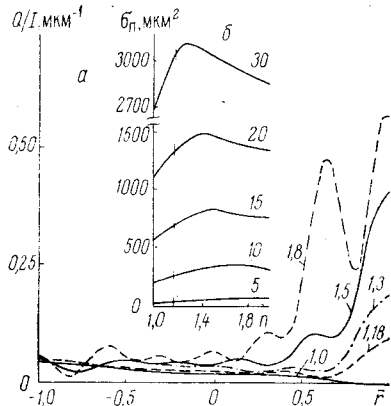


Рис. 1.4. Зависимости распределения энергии внутри частицы с  $R=10$  мкм,  $\kappa=0,082$  от  $\bar{r}$  при различных значениях показателя преломления (цифры у кривых) — а и зависимости эффективного поперечного сечения поглощения  $\sigma_p$  от  $n$  при  $\kappa=0,082$  и различных значениях  $R$  (цифры у кривых) — б. Вертикальные черточки —  $n=1,173$

Из рис. 1.4, б видно, что увеличение показателя преломления приводит к росту сечения поглощения до некоторого максимума, после чего наступает спад. Положение максимума зависит от радиуса частиц. Чем больше  $R$ , тем выше максимум и меньше значение  $n$ , при котором он достигается. Очевидно, что увеличение показателя преломления капель в некоторых пределах (для  $R=10$  мкм до  $n=1,8-2$ , для  $R=15$  мкм до  $n=1,5$ , а для  $R \geq 20$  мкм до  $n=1,4$ ) повышает эффективность поглощения излучения и концентрацию поглощенной энергии в определенной, относительно малой части объема капли.

Влияние возрастающего показателя поглощения на распределение поглощенной энергии внутри частицы

представлено на рис. 1.5, а. Видно, что при увеличении показателя поглощения максимум поглощения энергии при  $\kappa > 0,1$  перемещается из теневой полусферы в освещенную. Увеличение показателя поглощения от 0,082 до 0,5 приводит к уменьшению количества поглощенной энергии у теневой поверхности частицы почти в 9 раз. Почти во столько же раз увеличивается ее поглощение у освещенной поверхности. Основная часть энергии по-

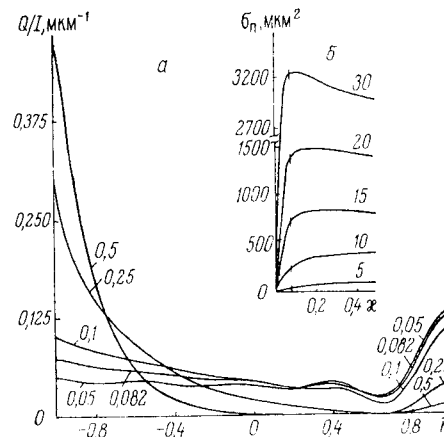


Рис. 1.5. Зависимости распределения энергии внутри частицы с  $R=10$  мкм,  $n=1,173$  от  $\bar{r}$  при разных значениях показателя поглощения (цифры у кривых — значения  $\kappa$ ) — а и зависимости  $\sigma_p$  от  $\kappa$  при  $n=1,173$  — б (цифры у кривых — значения  $R$ ). Вертикальные черточки —  $\kappa=0,082$

глощается сразу же после проникновения внутрь частицы. Из рис. 1.5, б следует, что наиболее быстрый рост сечения поглощения наблюдается при малых значениях  $\kappa$ . Затем для частиц с  $R=10-15$  мкм достигается насыщение, а для более крупных частиц ( $R > 20$  мкм) имеет место максимум, после которого сечение поглощения уменьшается с ростом  $\kappa$ . Видно также, что по сравнению с чистой водой некоторое увеличение общего поглощения энергии с ростом  $\kappa$  наблюдается только для частиц с  $R \leq 20$  мкм. Причем повышение показателя поглощения воды сопровождается ростом эффективности поглощения только до  $\kappa=0,10-0,12$ . Однако с увеличением  $\kappa$  выше 0,1 происходит резкое перераспределение поглощенной энергии внутри частицы, возникают высокие

максимумы у теневой поверхности, что приводит к локальному нагреву капли в этой ее части.

Из рис. 1.6 видно, что с увеличением показателей поглощения и преломления степень неоднородности распределения поглощенной энергии внутри частиц увеличивается, особенно с ростом показателя поглощения более крупных частиц.

Как известно, различные авторы приводят несколько отличающиеся друг от друга значения оптических постоянных воды в ИК области спектра. При расчетах поглощенной энергии эти различия наиболее существенным образом проявляются для направления  $\beta = 0-180^\circ$ . Вы-

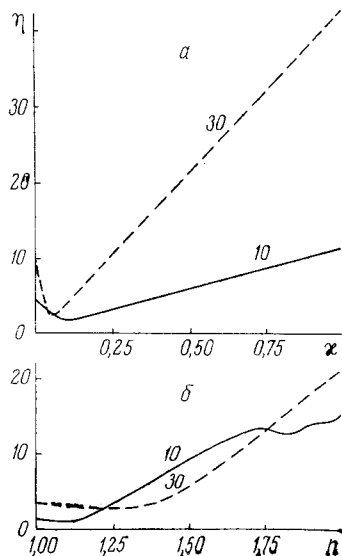


Рис. 1.6. Зависимости степени неоднородности распределения поглощенной внутри частицы энергии от показателя поглощения (а) и показателя преломления (б) (цифры у кривых — значения  $R$ )

полненные нами оценки показали, что максимальные отклонения могут в некоторых случаях достигать 20—25%. Для других направлений внутри частицы отклонения существенно меньше.

### § 1.5. Влияние поляризации падающего излучения на распределение поглощаемой частицами энергии

В предыдущих параграфах рассматривалось распределение энергии, поглощенной в различных точках внутри однородной сферической частицы, освещаемой параллельным пучком неполяризованного излучения. Ниже исследован случай, когда падающий на частицу световой поток линейно поляризован, рассмотрено измене-

ние распределения поглощенной энергии внутри частицы в зависимости от направления колебаний электрического вектора в падающей волне и проведено сравнение с распределением энергии в случае неполяризованного света [50, 62].

При решении поставленной задачи система координат выбиралась таким образом, чтобы начало координат находилось в центре частицы, положительное направление оси  $z$  было противоположно направлению распространения светового пучка, а ось  $x$  совпадала с направлением колебаний электрического вектора в нем. Распределение энергии рассматривалось в плоскостях, проходящих через ось  $z$ .

В выбранной системе координат положение произвольной точки определяется ее расстоянием  $r$  от начала координат (или относительным расстоянием  $\bar{r} = r/R$ ), углом  $\beta$ , который образуется в плоскости, проходящей через ось  $z$  и данную точку, между отрицательным направлением оси  $z$  и радиусом-вектором точки, и углом  $\gamma$  между этой плоскостью и осью  $x$ . Направление отсчета углов — против часовой стрелки.

Исследование влияния направления колебаний электрического вектора падающего излучения проведено при постоянных значениях показателей преломления и поглощения и длины волны. В этом случае можно ограничиться рассмотрением величины  $B$ .

Для краткости будем называть плоскость, проходящую через ось  $z$  и точку наблюдения, сечением  $M$ . В этом сечении распределение поглощенной энергии имеет зеркальную симметрию относительно оси  $z$ . Естественно, что для точек, лежащих на самой оси  $z$  (углы  $\beta = 0, 180^\circ$ ), распределение энергии не зависит от состояния поляризации. Для других направлений в сечении  $M$  поглощение энергии изменяется в зависимости от направления колебаний электрического вектора в падающей волне. В качестве примера приведем рис. 1.7. Из хода кривых следует, что в направлении  $\beta = 40^\circ$ , т. е. в теневой полусфере, количество поглощенной энергии в точках, лежащих вблизи поверхности частицы, может меняться в зависимости от направления колебаний электрического вектора почти в два раза. В направлении  $\beta = 220^\circ$ , т. е. в освещенной полусфере, влияние поляризации практически отсутствует. С уменьшением размера

частиц влияние поляризации на поглощение энергии в их теневой части быстро падает. В случае частиц с радиусом  $R < 2$  мкм ( $\rho < 1,2$ ) влияние поляризации на поглощение излучения в освещенной и теневой полусфере практически одинаково.

Для количественного сравнения распределения энергии внутри частицы при освещении ее линейно поляризованным и естественным светом введем величину

$$\xi_\gamma = (B_\gamma - B_{\text{ест}})/B_{\text{ест}}, \quad (1.5.1)$$

где  $B_\gamma$  — значение величины  $B$  в случае линейно поляризованного падающего излучения, когда угол между направлением колебаний электрического вектора и плоскостью  $M$  равен  $\gamma$ ;  $B_{\text{ест}}$  — значение  $B$  в случае освещения частицы неполяризованным светом.

Изучение распределения энергии внутри частицы в зависимости от направления колебаний электрического вектора в падающей волне показало, что для углов  $\gamma$ , симметричных относительно  $\gamma = 45^\circ$  (например,  $\gamma = 20$  и  $70^\circ$ ), значения отношения  $\xi_\gamma$  равны по абсолютной величине, но противоположны по знаку. Это означает, что относительные отклонения величины  $B_\gamma$  при освещении частицы линейно поляризованным светом в случае  $\gamma = 0$  и  $90^\circ$  оказываются равными по абсолютной величине, но если для  $\gamma = 90^\circ$  в поляризованном свете поглощение энергии больше ( $\xi_{90^\circ} > 0$ ), чем в неполяризованном, то для  $\gamma = 0$  соответственно на столько же меньше ( $\xi_0 < 0$ ), чем в неполяризованном свете. При  $\gamma = 0$  и  $90^\circ$  относительные отклонения  $B_\gamma$  максимальны по сравнению с другими направлениями колебаний электрического вектора при всех прочих равных условиях. Поэтому один из

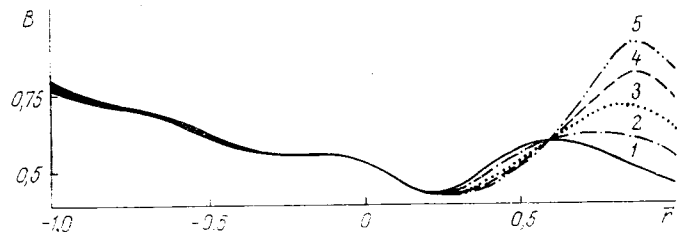


Рис. 1.7. Распределение поглощенной энергии в направлении  $\beta = 40-220^\circ$  сечения  $M$  при  $R = 10$  мкм,  $\lambda = 10,6$  мкм и  $\gamma = 0$  (1); 30 (2); 45 (3); 60 (4);  $90^\circ$  (5)

этих углов ( $\gamma = 90^\circ$ ) и был выбран для дальнейшего подробного рассмотрения. Влияние поляризации исследовано в интервале изменения радиусов частиц  $1 \text{ мкм} \leq R \leq 25 \text{ мкм}$ . Из рис. 1.8 видно, что зависимость  $\xi_{90^\circ}(\beta)$  имеет осциллирующий характер, причем с увеличением радиуса частицы число экстремумов на кривых  $\xi_{90^\circ}(\beta)$  растет. Области отрицательных и положительных значе-

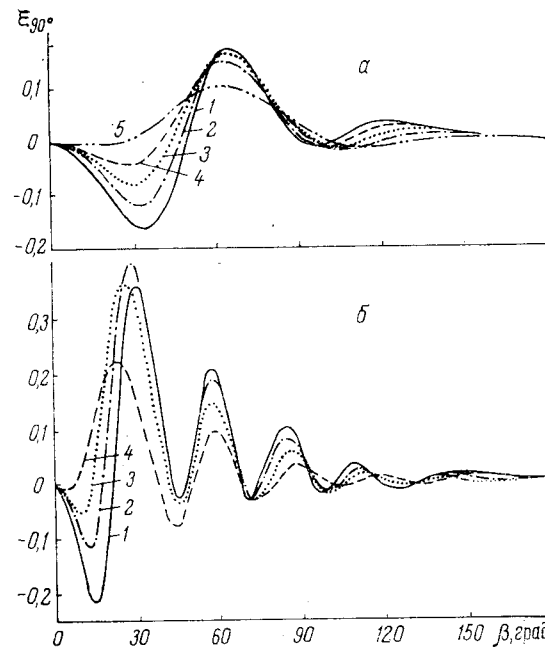


Рис. 1.8. Зависимости отношения  $\xi_{90^\circ}$  от угла  $\beta$  при  $R = 6$  мкм,  $\rho \approx 3,6$  (а) и  $R = 12$  мкм,  $\rho \approx 7,2$  (б);  $\gamma = 90^\circ$  для  $\tilde{r} = 1,0$  (1); 0,92 (2); 0,83 (3); 0,75 (4) и 0,50 (5)

ний  $\xi_{90^\circ}$ , т. е. области углов рассеяния, где поглощение энергии в поляризованном свете меньше или больше, чем в неполяризованном, изменяются в зависимости от  $R$  и  $\tilde{r}$ . Из рисунка видно также, что с приближением к центру частицы влияние поляризации на распределение поглощенной энергии слабеет. Максимальное значение  $|\xi_{90^\circ}|$  лежит на поверхности частиц только для малых  $R$  ( $R < 6$  мкм). При увеличении размера частицы максимум  $|\xi_{90^\circ}|$  несколько отодвигается от поверхности ча-

Таблица 1.1

Максимальные значения отношения  $\xi_{90^\circ}$  и координаты точек, в которых они достигаются, для частиц разных размеров

R, мкм	$\xi_{90^\circ}^{\text{макс}}$ , %	$\beta$ , град	$\bar{r}$	R, мкм	$\xi_{90^\circ}^{\text{макс}}$ , %	$\beta$ , град	$\bar{r}$
1	-0,8	88	1,0	8	25,0	46	0,88
2	-3,2	70	1,0	10	33,0	36	0,90
3	-6,8	60	1,0	12	40,2	28	0,92
4	-10,8	50	1,0	14	47,0	23	0,93
5	-14,2	41	1,0	16	-86,5	6	0,81
6	16,6	64	0,91	25	-99,8	6	1,0

стицы ( $\bar{r}=0,9-0,95$ ). С ростом радиуса частицы максимальное значение величины  $|\xi_{90^\circ}|$  увеличивается, т. е. влияние поляризации на характер тепловыделения возрастает. В крупных частицах ( $R > 15$  мкм) количество поглощенной энергии в одних точках может возрасти почти в два раза по сравнению со случаем неполяризованного излучения, а в других — соответственно уменьшится в том же отношении (табл. 1.1).

Общее количество поглощенной частицей энергии остается постоянным, поскольку эффективное поперечное сечение поглощения частицы не зависит от поляризации падающего света. Переход от неполяризованного освещения к поляризованному сопровождается лишь определенным перераспределением энергии, которое в случае больших частиц может быть весьма существенным.

### § 1.6. Распределение энергии в крупных слабопоглощающих частицах

В литературе описано довольно значительное количество экспериментальных исследований по воздействию лазерного излучения на крупные слабопоглощающие капли. Анализ полученных в них результатов приведен в работе [63].

Уже в первых экспериментах была отмечена несимметричность взрыва подкрашенных водяных капель с  $R=140-190$  мкм [64] и  $R=50-250$  мкм [65] при воздействии на них импульсным излучением ОКГ на рубине ( $\lambda=0,69$  мкм). Показатель поглощения подкрашен-

ных капель достигал  $\kappa=1,4 \cdot 10^{-3}$ , падающая на каплю энергия воздействующего излучения составляла  $200 \text{ Дж} \times \text{см}^{-2}$  при длительности импульса 600 мкс [65]. Образовавшиеся при взрыве «осколки» попадали на экран со специальным покрытием, окружающий со всех сторон взрывающуюся каплю. Полученная таким путем усредненная диаграмма направленности разлета частиц представляет собой овал, вытянутый и несколько расширенный в направлении распространения воздействующего излучения. Большинство образовавшихся при взрыве капли частиц летит в направлениях, близких к направлению луча.

К моменту выполнения этих экспериментов в литературе еще не было никаких сведений о характере распределения интенсивности излучения, проникающего внутрь капли, и авторы могли лишь констатировать факт несимметричности воздействия и связать его с предполагаемой несимметричностью внутреннего поля без объяснения ее причин. Однако уже первые опубликованные результаты расчетов напряженности электрического поля в малых каплях [29] и данные о распределении выделяемого тепла в каплях воды, находящихся под действием излучения с  $\lambda=10,6$  мкм [49], вполне отчетливо показали, что с увеличением размера капель распределение интенсивности электромагнитного поля в них становится существенно неоднородным и несимметричным для освещенного и теневого полушарий.

Изучение разрушения капель воды с радиусом 100—150 мкм под действием импульсного излучения неодимового лазера ( $\lambda=1,06$  мкм) при пиковой мощности излучения до  $100 \text{ МВт} \cdot \text{см}^{-2}$ , длительности импульса  $t_{\text{и}} \approx 300$  мкс и общей энергии светового импульса, падающего на каплю, около 1 Дж [66] дало следующие результаты.

Через 25 мкс после начала действия излучения на капли наблюдался разлет мелких частиц от неосвещенной полусферы. Форма диаграммы направленности разлета частей капли после взрыва была вытянутой по направлению луча. Через 50 мкс после начала воздействия происходил второй разлет частиц уже от освещенной полусферы в сторону источника излучения. Скорости разлета частиц варьировали от 5 до  $400 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$ .

Теоретические оценки, выполненные в предположе-

нии равномерного нагрева капли [66], показали, что за время  $\sim 25$  мкс капля может нагреться не более чем на 20 К, что совершенно недостаточно для развития процесса взрывного кипения. В результате такого анализа авторы работы [66] пришли к выводу, что наблюдаемые взрывы капель происходят вследствие наличия в них «горячих» точек, возникающих из-за неоднородного распределения внутреннего светового поля. Они полагали, что эта неоднородность может иметь место как вследствие дифракционных явлений, так и из-за многомодовости лазерного излучения.

При воздействии излучением рубинового лазера экспериментально обнаружено возникновение паровых пузырьков в каплях подкрашенного этилового спирта ( $n_{0,69} = 1,36$ ,  $\kappa_{0,69} \approx 1,7 \cdot 10^{-5}$ ) [67]. Пузырьки диаметром 5—10 мкм возникали не хаотически по объему капли, а всегда в определенных областях, что подтверждало наличие максимумов интенсивности светового поля внутри капель.

Эксперименты по образованию пузырьков пара в водяных каплях с  $R = 50$ —250 мкм описаны в работе [68]. Источником энергии служил рубиновый лазер с плотностью энергии в импульсе  $\sim 2,8 \cdot 10^3$  Дж·см $^{-2}$ . Скоростная киносъемка показала во всех случаях возникновение двух пузырьков пара в теновом и освещенном полушариях капли на ее главном диаметре. Если обозначить через  $\Delta R$  расстояние от центра капли до центра пузырька, то экспериментальные значения отношения  $\Delta R/R$  оказались равными 0,7 для освещенного полушария и 0,8 — для тенового. Максимальная скорость роста пузырьков достигала 20 м·с $^{-1}$ . Примерно через 250 мкс после начала воздействия капля разрушалась.

В этой работе впервые был проведен расчет напряженности электрического поля внутри капли с  $R = 60$  мкм при облучении ее на длине волны  $\lambda = 0,69$  мкм ( $\rho = 546$ ). Максимальное значение отношения  $E/E_0$  получено близким к 16 в теновой части капли. Координаты  $\Delta R/R$  самых высоких максимумов в освещенной и теновой частях капли были 0,65 и 0,8, что удовлетворительно соответствовало результатам эксперимента.

Интересные результаты получены при воздействии на капли воды излучением с  $\lambda = 2,36$  мкм [69, 70] и на подкрашенные водяные капли излучением с  $\lambda = 0,69$  мкм

[71, 72]. Было отмечено [70], что взрывное разрушение капель происходит при затратах энергии, значительно меньших, чем это следует из расчетов, основанных на предположении об однородности оптического поля внутри капли. Например, расчетная плотность энергии, необходимая для взрыва капель чистой воды с радиусом 150—200 мкм, должна была бы составлять 4,01—4,53 кал·см $^{-2}$ . В эксперименте же взрыв достигался при плотности энергии 0,32—0,37 кал·см $^{-2}$ . Для объяснения такого значительного расхождения было высказано предположение о развитии в каплях нелинейных процессов типа ВРМБ [70]. Авторы работы [1] пытались объяснить это расхождение высокой пиковой интенсивностью излучения в отдельных импульсах.

В работе [72] снова обращено внимание на несимметричность диаграммы разлета продуктов взрыва, ее вытянутость в направлении распространения излучения при  $\kappa \sim 5 \cdot 10^{-5}$  и  $10^{-4}$  и уменьшение несимметричности при  $\kappa \sim 10^{-3}$ .

Анализ условий и результатов упомянутых выше экспериментов [64—71], расчеты внутреннего оптического поля в крупных слабопоглощающих каплях и приближенные оценки теплозапаса в максимумах этого поля, выполненные в работе [63], позволили ее авторам сделать вывод, что наблюдавшееся в указанных экспериментах разрушение капель обусловлено тепловым взрывом.

Приведенные результаты экспериментальных исследований свидетельствуют о том, что в слабопоглощающих каплях неоднородность внутреннего поля проявляется гораздо сильнее, чем при воздействии на капли воды излучением с  $\lambda = 10,6$  мкм. Это обусловлено как значительным увеличением параметра дифракции, так и сильным уменьшением поглотительной способности при переходе к излучению видимого и ближнего ИК диапазонов.

Рассмотрим закономерности распределения энергии в каплях чистой или подкрашенной воды, освещаемых излучением с длинами волн  $\lambda = 0,69$ ; 1,06 и 2,36 мкм. Для чистой воды комплексный показатель преломления при этих длинах волн имеет значения  $m_{0,69} = 1,33 - i \cdot 3 \cdot 10^{-8}$ ;  $m_{1,06} = 1,319 - i \cdot 1,46 \cdot 10^{-6}$  и  $m_{2,36} = 1,274 - i \cdot 7,6 \cdot 10^{-4}$  [59]. При подкрашивании действительная часть показателя

преломления практически не меняется. Мнимая часть в отдельных экспериментах увеличивалась на несколько порядков.

Вначале рассмотрим изменение интенсивности внутреннего поля при изменении показателя преломления не очень крупных частиц. Поскольку наибольшая неоднородность распределения энергии имеет место вдоль главного диаметра частицы, приведем пока результаты рас-

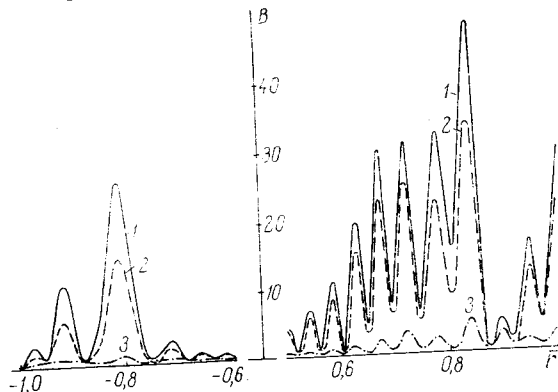


Рис. 1.9. Зависимости  $B(\bar{r})$  для главного диаметра частиц с  $R=10$  мкм, освещаемых излучением с  $\lambda=1,06$  мкм ( $\rho=59$ ) при  $n=1,319$ ,  $\kappa=1,46 \cdot 10^{-6}$  (1);  $10^{-3}$  (2) и  $10^{-2}$  (3)

четов только для этого направления. Расчеты такого рода для малых частиц выполнены в работах [29,39], для средних — [50, 73, 74] и для крупных — [25, 63, 68].

Наиболее сложные расчеты для капель с  $\rho \sim 3000$  выполнены в работе [63]. Некоторые из них воспроизведены в работе [75].

Подробный анализ характерных особенностей тепловыделения и нагрева крупных слабопоглощающих капель проведен в работе [76]. Ниже мы приведем некоторые из основных полученных в ней результатов.

На рис. 1.9, как и на предыдущих, предполагается, что излучение проходит слева направо, начало координат находится в центре капли. Точки в теневой полусфере имеют положительные значения радиальной координаты, в освещенной — отрицательные.

При малых  $\kappa$  рассматриваемые зависимости сильно осциллируют вблизи поверхности частицы. В централь-

Значения и отношения наиболее высоких максимумов  $B(\bar{r})$  при различном поглощении в водяной капле с  $R=10$  мкм при  $\lambda=1,06$  мкм

Характеристика	Полусфера					
	освещенная			теневая		
	$\kappa$					
	$1,46 \cdot 10^{-6}$	$10^{-3}$	$10^{-2}$	$1,46 \cdot 10^{-6}$	$10^{-3}$	$10^{-2}$
$B_{\max}(\kappa)$	26,8	15,7	1,15	48,3	34,1	4,73
$B_{\max}(\kappa)/B_{\max}$	1	0,59	0,04	1	0,71	0,098

ной ее части осцилляции сильно сглажены, распределение энергии близко к однородному. Поэтому на рисунке показаны лишь области максимальных осцилляций  $B(\bar{r})$ . С увеличением  $\rho$  число экстремумов вблизи поверхности возрастает. Осцилляции имеют максимальную амплитуду в теневой полусфере частицы. С увеличением поглощения происходит сглаживание осцилляций.

Из табл. 1.2 видно, что самый высокий максимум в теневой части капли превышает самый высокий максимум в ее освещенной части примерно в 1,8 раза. Затухание осцилляций при увеличении поглощения быстрее происходит в освещенной полусфере. При  $\kappa=10^{-2}$  отношение наиболее высоких максимумов  $B$  в теневой и освещенной полусферах достигает величины 4,1. Положение экстремумов при этом практически не изменяется.

Увеличение действительной части показателя преломления всего на 2,25% при переходе от подкрашенных капель воды к каплям спирта приводит к значительной деформации кривых  $B(\bar{r})$  в приповерхностной части капли (рис. 1.10). Однако положения экстремумов изменяются не очень сильно. Они мало отличаются и от положения экстремумов на кривых рис. 1.9. При  $-0,7 \leq \bar{r} \leq 0,7$  различия в ходе кривых незначительны.

Из табл. 1.3 видно, что незначительное увеличение  $n$  приводит к существенному росту максимумов, особенно в освещенной полусфере. При увеличении  $n$  от 1,33 до 1,36 отношение наиболее высоких максимумов  $B$  в теневой и освещенной полусферах уменьшается от 4,4 до 1,3. Как будет видно из дальнейшего, закономерности распределения интенсивности внутреннего электромагнитно-



го поля, отмеченные при  $\rho = 59$ , остаются справедливыми, но выражены более резко для крупных частиц.

Поскольку в последующих главах мы перейдем к решению задачи о распределении температуры в каплях, подвергающихся воздействию световых пучков высокой интенсивности, важно получить наиболее полную картину тепловыделения в области максимальных значений  $B$ . К сожалению, слишком мелкий масштаб графиков,

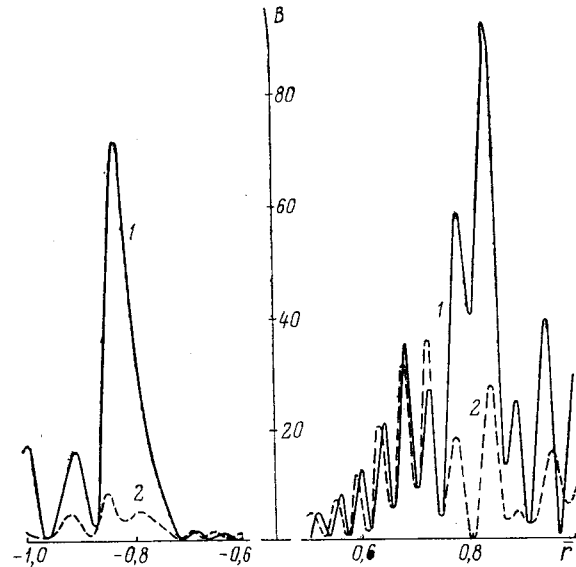


Рис. 1.10. Зависимости  $B(\bar{r})$  для главного диаметра частиц с  $\kappa = 10^{-5}$ ,  $n=1,33$  (1) и 1,36 (2) при  $\lambda=0,69$  мкм и  $R=6,5$  мкм ( $\rho=59$ )

приведенных в работах [63, 75], не позволяет сделать этого. Из них можно составить лишь качественное представление о локализации и высоте пиков зависимости  $B(\bar{r})$  и о протяженности области максимального тепловыделения вдоль главного диаметра капли. Данные о положении наиболее высоких максимумов  $B(\bar{r})$ , полученные на основе анализа графиков работы [63], приведены в табл. 1.4.

Анализ результатов работы [63], дополненных результатами специально проведенных расчетов  $B(\bar{r}, \beta)$  с очень мелким шагом по  $\Delta\bar{r}$  [76] (табл. 1.5), показывает,

Таблица 1.3

Значения и отношения наиболее высоких максимумов  $B(\bar{r})$  при различном преломлении в капле с  $R=6,5$  мкм при  $\lambda=0,69$  мкм,  $\kappa=10^{-5}$

Характеристика	Полусфера					
	освещенная			теневая		
	$n$					
	1,33	1,345	1,36	1,33	1,345	1,36
$B_{\max}(n)$	8,42	15,6	71,0	36,8	42,8	93,1
$B_{\max}(n)/B_{\max}$	1	1,86	8,43	1	1,16	2,53

Таблица 1.4

Координаты  $\bar{r}_{\max}$  самых высоких максимумов  $B$  в области максимального тепловыделения в теневой полусфере

$R$ , мкм	$\rho$	$\bar{r}_{\max}$	$\rho$	$\bar{r}_{\max}$	$\rho$	$\bar{r}_{\max}$
	$\lambda$ , мкм					
	2,36		1,06		0,69	
400	1171	0,78	2371	0,59	—	—
350	—	—	2074	0,59	3187	0,61
300	798	0,76	1778	0,59	—	—
250	—	—	1481	0,59; 0,76	2276	0,61
200	532	0,78	1185	0,59; 0,76	1821	0,61; 0,76
150	—	—	889	0,59; 0,78	1366	0,61; 0,76
100	266	0,63; 0,80	593	0,76	910	0,61; 0,76
50	133	0,80	296	0,78	455	0,61; 0,76
40	106	0,76	237	0,80	364	0,65; 0,80
30	79,9	0,85; 0,89	177	0,80	273	0,65; 0,80

что в крупных каплях ( $\rho > 100$ ) самые высокие максимумы интенсивности локализируются практически при одних и тех же значениях относительной координаты  $\bar{r}$ . Для двух наиболее высоких максимумов в теневой полусфере  $\bar{r}=0,63 \pm 0,2$  и  $\bar{r}=0,78 \pm 0,02$ . Для самого высокого максимума в освещенной полусфере наиболее вероятной является координата  $\bar{r}=-0,78 \pm 0,03$ . Характерно то, что при уменьшении размера частиц относительная величина области максимального тепловыделения возрастает.

Таблица 1.5  
Координаты и высоты самых высоких максимумов  $B(\bar{r})$  и средняя полуширина максимумов  $\delta\bar{r}$

$\lambda$ , мкм	$n$	$\kappa$	$R$ , мкм	Полусфера						$V_{\text{тен}}/V_{\text{осв}}$ $V_{\text{макс}}/V_{\text{макс}}$
				теневая		освещенная		$\bar{r}_{\text{макс}}$	$V_{\text{макс}}$	
				$\bar{r}_{\text{макс}}$	$V_{\text{макс}}$	$\bar{r}_{\text{макс}}$	$V_{\text{макс}}$			
2,36	1,274	$7,6 \cdot 10^{-4}$	100	0,63; 0,79	43,6	0,0062	0,8	11,2	3,52	
1,06	1,319	$1,46 \cdot 10^{-6}$	50	0,64; 0,80	214,3	0,0052	—	—	—	
1,06	1,319	$1,46 \cdot 10^{-6}$	100	0,63; 0,78	771,6	0,0024	0,78	581,0	1,33	
0,69	1,33	$3 \cdot 10^{-8}$	30	0,64; 0,77	185,3	0,0052	—	—	—	
0,69	1,33	$10^{-4}$	30	0,64; 0,77	111,0	0,0052	—	—	—	
0,69	1,33	$3 \cdot 10^{-8}$	50	0,64; 0,76	334,8	0,0032	0,77	152,5	2,2	
0,69	1,33	$5 \cdot 10^{-5}$	50	0,64; 0,76	290,8	0,0032	0,77	122,6	2,37	
0,69	1,33	$10^{-4}$	50	0,64; 0,76	252,4	0,0032	0,77	98,0	2,58	
0,69	1,33	$10^{-3}$	50	0,64; 0,76	33,8	0,0032	0,78	4,73	7,15	

На рис. 1.11—1.13 для большей наглядности приведены только крупномасштабные фрагменты зависимости  $B(r)$  в области максимальных значений  $B$ . Из рис. 1.12 видно, что при малом поглощении ( $\kappa < 10^{-4}$ ) в области  $\bar{r} < 0,74$  максимумы четко выражены, а при  $\bar{r} > 0,74$  наблюдается их уширение и вырождение. При увеличении  $\kappa$  общая высота максимумов понижается, но они

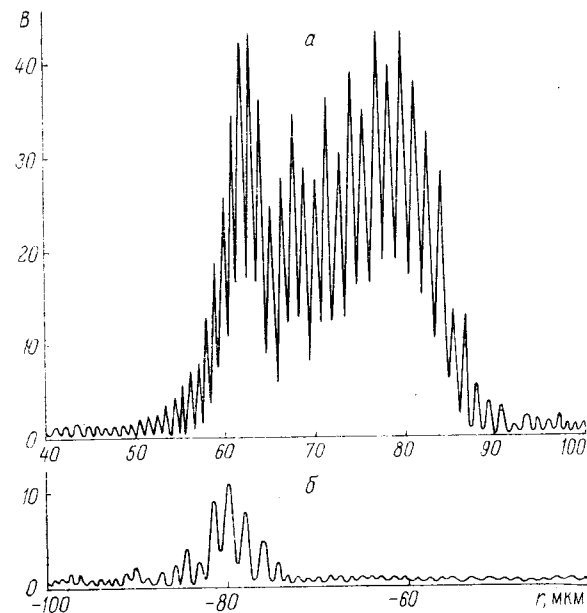


Рис. 1.11. Зависимости  $B(r)$  для диаметра капли с  $R=100$  мкм, совпадающего с направлением излучения с  $\lambda=2,36$  мкм, в области максимумов  $B$  в теневой (а) и освещенной (б) частях капли

становятся более отчетливо выраженными (см. рис. 1.12 и 1.13). При  $\bar{r} > 0,74$  с увеличением  $\kappa$  слабо выраженные вторичные максимумы становятся такими же, как все остальные. Положение экстремумов не зависит от величины  $\kappa$ . С увеличением размера частиц различие высот главных максимумов в освещенной и теневой полусферах уменьшается (при значениях  $\kappa$ , соответствующих чистой воде).

Как отчетливо видно из рис. 1.14, угловая ширина максимумов очень мала. Она ограничивается углами

порядка  $2-3^\circ$ . За пределами этой области обнаруживаются максимумы  $B(r, \beta)$ , но они значительно ниже главных и практически не вносят сколько-нибудь заметного вклада в общую картину нагрева капель.

Рассмотрим теперь графики, характеризующие пространственное распределение энергии внутри частиц. На рис. 1.15—1.17 представлены плоские сечения областей, в которых величина  $B$  изменяется в определенном интервале значений. Для простоты построения графики представлены в прямоугольных координатах, хотя следует иметь в виду веерообразно расходящийся ход прямых, соответствующих фиксированным значениям угла  $\beta$ , и дугообразный ход линий, соответствующих определенным значениям  $r = \text{const}$ . Вся область максимумов  $B$  для неполяризованного излучения представляет

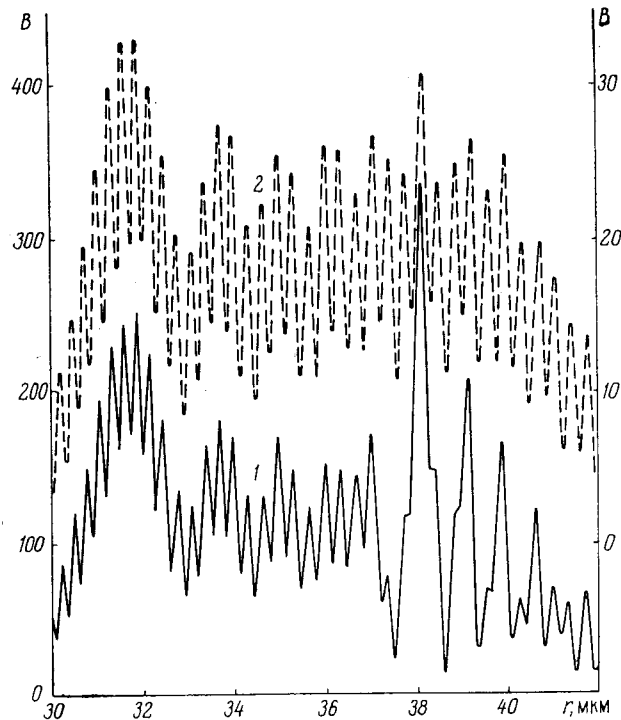


Рис. 1.12. Зависимости  $B(r)$  для главного диаметра в теневой части капли с  $R=50$  мкм в области максимумов  $B$  при  $\lambda=0,69$  мкм,  $\kappa=3 \cdot 10^{-8}$  (1, шкала левая) и  $\kappa=10^{-3}$  (2, шкала правая)

собой тело вращения, осью которого служит диаметр капли.

Наиболее важным обстоятельством для последующих расчетов поля температур является малая угловая протяженность области, в которой  $B$  принимает значения, значительно превышающие некоторое его «фоновое» значение. Она простирается не более чем на  $\pm(1,5-2)^\circ$  и

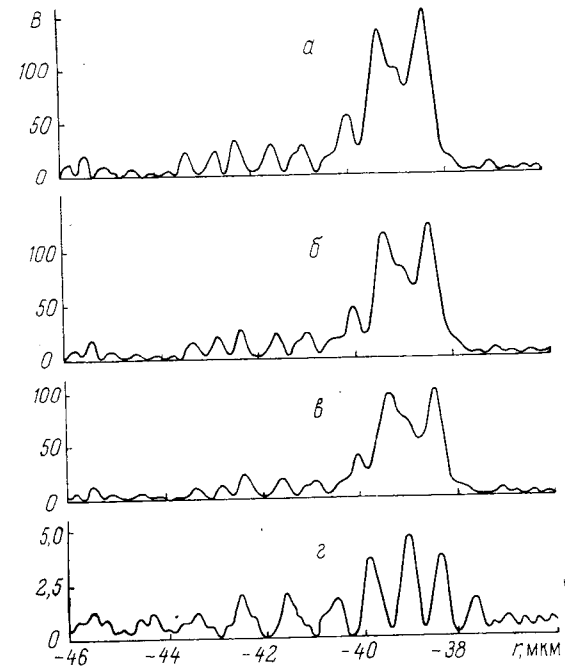


Рис. 1.13. Зависимости  $B(r)$  для главного диаметра в освещенной части капли с  $R=50$  мкм при  $\lambda=0,69$  мкм,  $\kappa=3 \cdot 10^{-8}$  (а);  $5 \cdot 10^{-5}$  (б);  $10^{-4}$  (в);  $10^{-3}$  (г)

сужается с увеличением параметра дифракции. Для направлений, характеризующихся углами  $|\beta| > 2^\circ$ , наблюдаются лишь отдельные «островки», соответствующие второстепенным максимумам, не вносящим существенного вклада в общую картину нагрева капли. Значительные осцилляции  $B(r)$  имеют место только для углов  $\beta \leq \leq 0,5^\circ$ .

При рассмотрении зависимостей  $B(r)$  для направле-

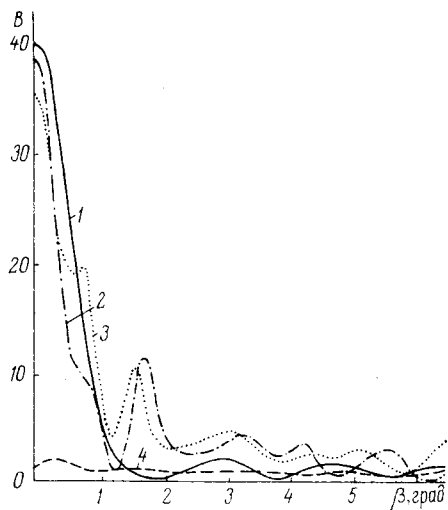


Рис. 1.14. Зависимости  $B$  от угловой координаты на различных расстояниях от центра капли с  $R=100$  мкм в теневой части при  $\lambda=2,36$  мкм,  $\bar{r}=0,62$  (1); 0,74 (2); 0,78 (3); 0,995 (4)

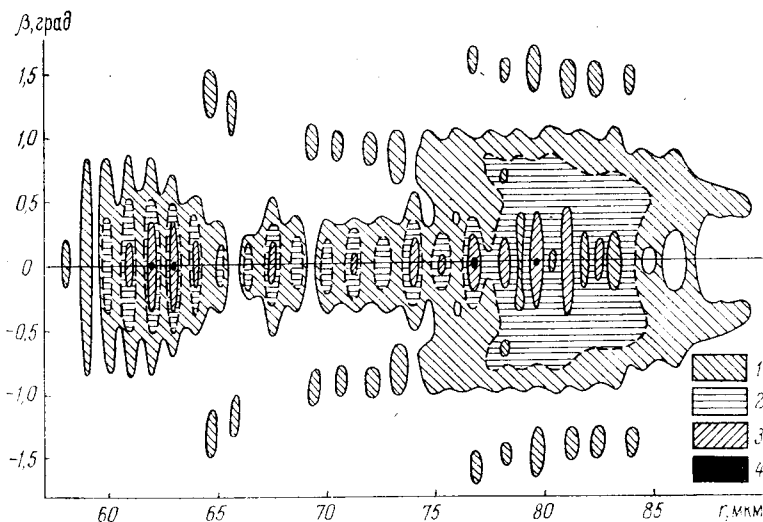


Рис. 1.15. Распределение интенсивности излучения в сечении области максимумов  $B$  в теневой части капли воды с  $R=100$  мкм при  $\lambda=2,36$  мкм. Заштрихованы области с  $10 \leq B < 20$  (1);  $20 \leq B < 30$  (2);  $30 \leq B < 40$  (3) и  $40 \leq B < 44$  (4)

ния  $\beta=0$  было отмечено существование условной границы при  $\bar{r}=0,74$ , отделяющей область четких максимумов (слева) от области деформированных и недоразвитых максимумов (справа). Теперь можно заметить, что левая часть плоского сечения  $B(r, \beta)$  более узкая, с сильно изрезанными границами. Правая часть шире в угловом направлении, но несколько меньше в радиальном.

Из рис. 1.16 и 1.17 видно, что для капли с  $R=50$  мкм, освещаемой светом с  $\lambda=0,69$  мкм,  $B \geq 50$  в теневой части для  $0,596 \leq \bar{r} \leq 0,86$  и  $-1,05^\circ \leq \beta \leq 1,05^\circ$ . В освещенной части той же капли при тех же условиях освещения  $B \geq 50$  для  $-0,794 \leq \bar{r} \leq -0,764$  и  $-0,4^\circ \leq \beta \leq 0,4^\circ$ . Таким образом, радиальный размер этой области в теневой части капли в 8,8 раза больше, чем в освещенной, а угловой — в 2,3 раза больше. Это справедливо и для линейного размера в угловом направлении, так как максимальные размеры обеих областей имеют место при одинаковом удалении от центра капли примерно на  $\bar{r} = \pm(0,76-0,77)$ . Аналогичным образом для капли с радиусом  $R=100$  мкм, освещаемой излучением с  $\lambda=$

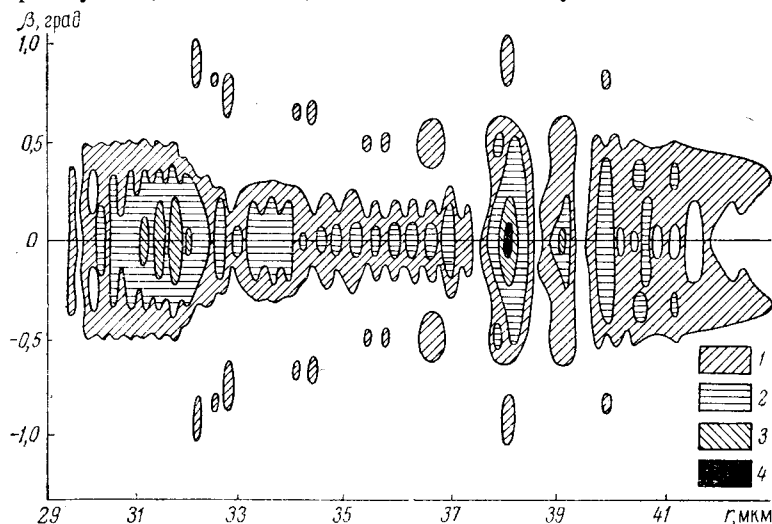


Рис. 1.16. Распределение интенсивности излучения в сечении области максимумов  $B$  в теневой части капли воды с  $R=50$  мкм при  $\lambda=0,69$  мкм,  $\kappa=3 \cdot 10^{-8}$ . Заштрихованы области с  $50 \leq B < 100$  (1);  $100 \leq B < 200$  (2);  $200 \leq B < 300$  (3) и  $300 \leq B < 385$  (4)

$=1,06$  мкм,  $B \geq 50$  в теневой части для  $0,60 \leq \bar{r} \leq 0,89$  и  $-1,1^\circ \leq \beta \leq 1,1^\circ$ . В освещенной части область с  $B \geq 50$  в радиальном направлении сильно расчленена. Как будет показано дальше, существенный вклад в нагрев капли дают только участки с  $-0,802 \leq \bar{r} \leq -0,759$ . Наибольшая протяженность этой области в угловом направлении имеет место при  $\bar{r} = -0,775$  (так же, как и в теневой части).

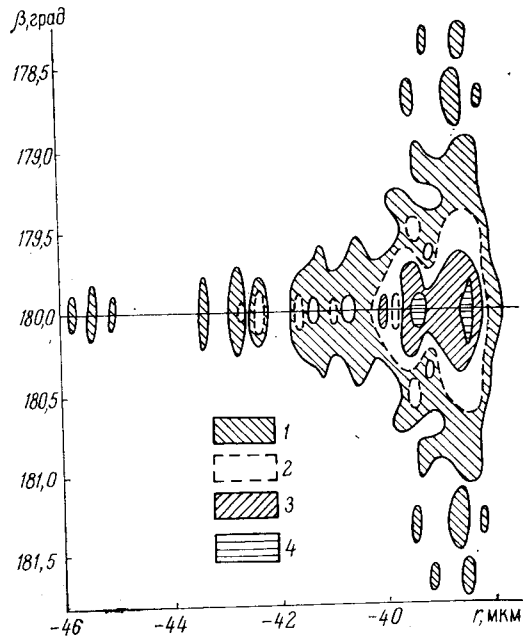


Рис. 1.17. Распределение интенсивности излучения в сечении области максимумов  $B$  в освещенной части капли воды с  $R=50$  мкм при  $\lambda=0,69$  мкм,  $\kappa=3 \cdot 10^{-8}$ . Заштрихованы области с  $10 \leq B < 25$  (1);  $25 \leq B < 50$  (2);  $50 \leq B < 100$  (3) и  $100 \leq B < 153$  (4)

Здесь тоже  $-1,1^\circ \leq \beta \leq 1,1^\circ$ , но в отличие от теневой части область вытянута в угловом направлении в виде узкой полоски. Протяженность ее в радиальном направлении в 6,7 раза меньше, чем в теневой части.

Для других рассмотренных случаев картина примерно такая же. Радиальная протяженность области максимальных значений  $B$  в теневой части капли значительно больше, чем в освещенной. Объем прогреваемой части

капли в теневом полушарии в 6—10 раз больше соответствующего объема в освещенном, а максимальные значения интенсивности существенно выше. Соответственно этому намного больше и количество выделяемой тепловой энергии.

В заключение отметим, что для достаточно полного и подробного описания зависимости  $B(r, \beta)$ , пригодного для решения задачи о распределении поля температур в крупных слабопоглощающих каплях, необходимо иметь сетку значений  $B$  с шагом  $\Delta \bar{r}$  не больше  $0,25 \delta \bar{r}$  (см. 7-ю колонку табл. 1.5) и с шагом  $\Delta \beta = 10'$ .

## РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ ВНУТРИ НЕОДНОРОДНЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ

### § 2.1. Распределение энергии в прозрачных двухслойных частицах

Во многих реальных случаях могут существовать частицы, имеющие довольно сложную внутреннюю структуру. При этом внутренние структурные образования могут иметь различные оптические свойства. Наиболее простой моделью, с помощью которой можно рассмотреть их влияние на светорассеивающие свойства, является двухслойная сферическая частица с концентрически расположенным сферическим ядром. Частицы такого типа образуются, например, при переходе атмосферного водяного пара в капельно-жидкое состояние, когда осаждение воды происходит на ядрах конденсации, имеющих нерастворимые включения. Они достаточно многочисленны и играют существенную роль в радиационном теплообмене и других процессах, происходящих в атмосфере.

Задача нахождения электромагнитного поля и энергии внутри частиц выбранного типа решается на основе теории, описывающей дифракцию плоских электромагнитных волн на двухслойных сферических частицах с концентрическим ядром [77, 78]. Аналитические выражения для составляющих электрических и магнитных полей в произвольной точке внутри частицы можно записать в виде

$$E_r^i = \frac{E_0 \cos \varphi}{k_i^2 r^2} \sum_{l=1}^{\infty} C_l^* l(l+1) \psi_l(k_i r) Q_l(\Theta) \sin \Theta,$$

$$E_{\Theta}^i = \frac{E_0 \cos \varphi}{k_i r} \sum_{l=1}^{\infty} \{C_l^* \psi_l'(k_i r) S_l(\Theta) + i B_l^* \psi_l(k_i r) Q_l(\Theta)\},$$

(2.1.1)

$$E_{\varphi}^i = -\frac{E_0 \sin \varphi}{k_i r} \sum_{l=1}^{\infty} \{C_l^* \psi_l'(k_i r) Q_l(\Theta) + i B_l^* \psi_l(k_i r) S_l(\Theta)\};$$

$$H_r^i = -\frac{E_0 \sin \varphi}{k_i k_0 r^2} \sum_{l=1}^{\infty} B_l^* l(l+1) \psi_l(k_i r) Q_l(\Theta) \sin \Theta,$$

$$H_{\Theta}^i = -\frac{E_0 \sin \varphi}{k_0 r} \sum_{l=1}^{\infty} \{B_l^* \psi_l'(k_i r) S_l(\Theta) + i C_l^* \psi_l(k_i r) Q_l(\Theta)\},$$

(2.1.2)

$$H_{\varphi}^i = -\frac{E_0 \cos \varphi}{k_0 r} \sum_{l=1}^{\infty} \{B_l^* \psi_l'(k_i r) Q_l(\Theta) + i C_l^* \psi_l(k_i r) S_l(\Theta)\};$$

$$E_r^z = \frac{E_0 \cos \varphi}{k_z^2 r^2} \sum_{l=1}^{\infty} l(l+1) \{C_l^{*z} \psi_l(k_z r) + C_l^z \zeta_l(k_z r)\} Q_l(\Theta) \sin \Theta,$$

$$E_{\Theta}^z = \frac{E_0 \cos \varphi}{k_z r} \sum_{l=1}^{\infty} [\{C_l^z \zeta_l'(k_z r) + C_l^{*z} \psi_l'(k_z r)\} S_l(\Theta) +$$

(2.1.3)

$$+ i \{B_l^z \zeta_l(k_z r) + B_l^{*z} \psi_l(k_z r)\} Q_l(\Theta)],$$

$$E_{\varphi}^z = -\frac{E_0 \sin \varphi}{k_z r} \sum_{l=1}^{\infty} [\{C_l^z \zeta_l'(k_z r) + C_l^{*z} \psi_l'(k_z r)\} Q_l(\Theta) +$$

$$+ i \{B_l^z \zeta_l(k_z r) + B_l^{*z} \psi_l(k_z r)\} S_l(\Theta)];$$

$$H_r^z = -\frac{E_0 \sin \varphi}{k_z k_0 r^2} \sum_{l=1}^{\infty} l(l+1) \{B_l^z \zeta_l(k_z r) +$$

$$+ B_l^{*z} \psi_l(k_z r)\} Q_l(\Theta) \sin \Theta,$$

$$H_{\Theta}^z = -\frac{E_0 \sin \varphi}{k_0 r} \sum_{l=1}^{\infty} [\{B_l^z \zeta_l'(k_z r) + B_l^{*z} \psi_l'(k_z r)\} S_l(\Theta) +$$

(2.1.4)

$$+ i \{C_l^z \zeta_l(k_z r) + C_l^{*z} \psi_l(k_z r)\} Q_l(\Theta)],$$

$$H_{\varphi}^z = -\frac{E_0 \cos \varphi}{k_0 r} \sum_{l=1}^{\infty} [\{B_l^z \zeta_l'(k_z r) + B_l^{*z} \psi_l'(k_z r)\} Q_l(\Theta) +$$

$$+ i \{C_l^z \zeta_l(k_z r) + C_l^{*z} \psi_l(k_z r)\} S_l(\Theta)].$$

Здесь  $E_r^i, E_\theta^i, E_\phi^i, H_r^i, H_\theta^i, H_\phi^i$  — компоненты напряженностей электрического и магнитного полей внутри ядра;  $E_r^z, E_\theta^z, E_\phi^z, H_r^z, H_\theta^z, H_\phi^z$  — компоненты напряженностей электрического и магнитного полей внутри оболочки двухслойной частицы. Штрихи означают производные по аргументу, указанному под знаком функции. Коэффициенты в выражениях (2.1.1)—(2.1.4) имеют вид

$$B_l^* = m_1 m_2 i^{l-1} \frac{2l+1}{l(l+1)} \frac{\eta_1 \eta_2}{\Delta_1},$$

$$B_l^z = m_2 i^{l-1} \frac{2l+1}{l(l+1)} \frac{\eta_2 \eta_3}{\Delta_1}, \quad (2.1.5)$$

$$B_l^{*z} = -m_2 i^{l-1} \frac{2l+1}{l(l+1)} \frac{\eta_2 \eta_4}{\Delta_1},$$

где

$$\Delta_1 = \eta_3 \eta_6 - \eta_4 \eta_5; \quad (2.1.6)$$

$$\eta_1 = \zeta_l(\rho_1) \psi_l'(\rho_1) - \zeta_l'(\rho_1) \psi_l(\rho_1),$$

$$\eta_2 = \zeta_l'(\rho_2) \psi_l(\rho_2) - \zeta_l(\rho_2) \psi_l'(\rho_2),$$

$$\eta_3 = \psi_l(m_1 \rho_1) \psi_l'(\rho_1) - m_1 \psi_l'(m_1 \rho_1) \psi_l(\rho_1), \quad (2.1.7)$$

$$\eta_4 = \psi_l(m_1 \rho_1) \zeta_l'(\rho_1) - m_1 \psi_l'(m_1 \rho_1) \zeta_l(\rho_1),$$

$$\eta_5 = \psi_l(m_2 \rho_2) \zeta_l'(\rho_2) - m_2 \psi_l'(m_2 \rho_2) \zeta_l(\rho_2),$$

$$\eta_6 = \zeta_l(m_2 \rho_2) \zeta_l'(\rho_2) - m_2 \zeta_l'(m_2 \rho_2) \zeta_l(\rho_2);$$

$$C_l^* = i^{l-1} \frac{2l+1}{l(l+1)} \frac{\eta_1 \eta_2}{\Delta_2},$$

$$C_l^z = i^{l-1} \frac{2l+1}{l(l+1)} \frac{\eta_2 \bar{\eta}_3}{\Delta_2}, \quad (2.1.8)$$

$$C_l^{*z} = -i^{l-1} \frac{2l+1}{l(l+1)} \frac{\eta_2 \bar{\eta}_4}{\Delta_2};$$

$$\Delta_2 = \bar{\eta}_3 \bar{\eta}_6 - \bar{\eta}_4 \bar{\eta}_5; \quad (2.1.9)$$

$k_{i,z} = \frac{2\pi}{\lambda} m_{i,z}$  — волновое число для вещества с комплексным показателем преломления  $m$ , причем  $k_i$  и  $m_i$  относятся к ядру,  $k_z$  и  $m_z$  — к оболочке двухслойной частицы,  $m_{ср}$  — к окружающей частицу среде;  $\rho_1 = \frac{2\pi}{\lambda} R_1 m_z$ ,  $\rho_2 = \frac{2\pi}{\lambda} R_2 m_{ср}$ ,  $m_1 = m_i/m_z$ ,  $m_2 = m_z/m_{ср}$ ,  $R_1$  и  $R_2$  — радиусы ядра и всей частицы. Выражения для  $\bar{\eta}_i$  получаются из  $\eta_i$  заменой  $m_j$ , не стоящих под знаком функции, на  $1/m_j$ .

Ниже приведены некоторые результаты исследования распределения интенсивности излучения внутри двухслойных частиц, состоящих из твердого непоглощающего ядра с показателем преломления, изменяющимся от 1,4 до 1,6, и водной оболочки с показателем преломления  $n_z = 1,33$ . При этом предполагалось, что частицы освещаются параллельным пучком неполяризованного излучения с длиной волны 0,6943 мкм. Выбор указанного диапазона значений показателя преломления ядер обусловлен тем обстоятельством, что большинство твердых растворимых и нерастворимых частиц, взвешенных в атмосфере и могущих служить ядрами конденсации с образованием двухслойных частиц интересующего нас типа, состоят из веществ, показатели преломления которых для видимого света лежат в основном между  $n = 1,5$  и  $1,6$  [79, 80]. Вследствие рыхлости ядра и насыщения его водой его показатель преломления может несколько снижаться. Для выяснения общей тенденции в качестве нижнего значения  $n$  выбрано значение 1,4.

Исследования, проведенные для так называемых метеорологических ядер конденсации с радиусами, меняющимися в интервале  $0,1 \leq R_1 \leq 1$  мкм, показали, что распределение энергии внутри двухслойных частиц характеризуется значительно большей неоднородностью, чем в случае однородных частиц воды с такими же внешними размерами [50, 81]. При этом самые высокие экстремумы в распределении интенсивности имеют место внутри частиц с наибольшим радиусом ядра  $R_1 = 1$  мкм. Именно этот случай и был выбран для более подробного рассмотрения.

На рис. 2.1 представлены зависимости  $B(\bar{r})$  вдоль диаметра, параллельного оси падающего пучка, для частиц с ядрами фиксированного размера. Как видно из хода кривых, отличие от однородной частицы воды (штриховые кривые) весьма существенное. Значительную роль в распределении энергии играют как относительные размеры ядра и оболочки, так и показатель преломления ядра. Наиболее высокие экстремумы достигаются при  $n_i=1,5; 1,6$ . Их локализация меняется с увеличением толщины оболочки. Для  $n_i=1,4$  и  $1,5$  самые высокие максимумы находятся или на границе частицы или очень близко к ней и лишь при некоторых значениях  $R_2/R_1 > 1,9$  удаляются от нее. Для  $n_i=1,6$  положение максимумов изменяется в обратном порядке. Вначале они находятся либо на границе ядра и оболочки, либо в толще оболочки, а при  $R_2/R_1 > 1,7$  подходят к поверхно-

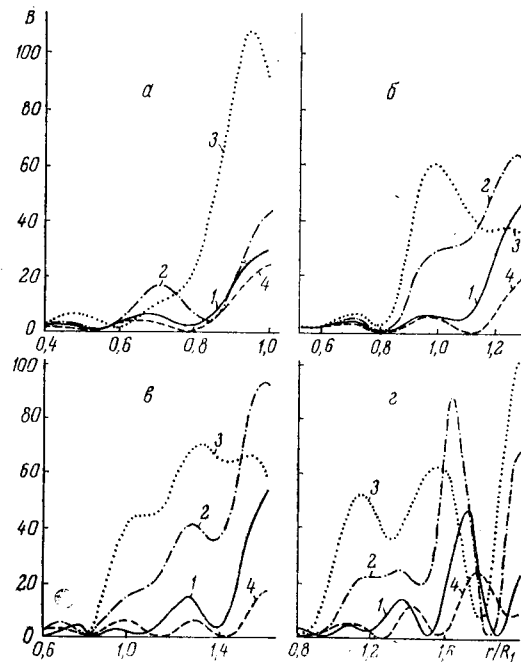


Рис. 2.1. Распределение интенсивности излучения в двухслойных частицах с  $R_1=1$  мкм;  $n_2=1,33$ ;  $n_1=n_2=0$  при значениях  $R_2/R_1=1$  (а); 1,3 (б); 1,6 (в); 2 (г),  $n_i=1,4$  (1); 1,5 (2); 1,6 (3) и в однородных каплях воды с радиусом  $R=R_2$  (4)

Таблица 2.1  
Координаты вершин  $r_{\text{макс}}$  самых высоких максимумов  $B$  в каплях с  $R_1=1$  мкм,  $n_2=1,33$  при  $\lambda=0,69$  мкм и разных  $n_i$

$R_2$ , мкм	$r_{\text{макс}}$ , мкм			$R_2$ , мкм	$r_{\text{макс}}$ , мкм		
	1,4	1,5	1,6		1,4	1,5	1,6
1,00	1,00	1,00	0,96	1,525	1,525	1,50	1,27
1,025	1,025	1,025	1,010	1,55	1,55	1,54	1,49
1,05	1,05	1,035	1,025	1,575	1,575	1,57	1,53
1,075	1,075	1,04	1,075	1,60	1,60	1,60	1,32
1,10	1,10	1,05	1,08	1,625	1,625	1,61	1,55
1,125	1,125	1,11	1,10	1,65	1,65	1,65	1,62
1,15	1,15	1,14	1,10	1,675	1,675	1,675	1,65
1,175	1,175	1,16	0,94	1,70	1,70	1,70	1,65
1,20	1,20	1,17	0,97	1,725	1,725	1,725	1,68
1,225	1,225	1,19	1,16	1,75	1,75	1,75	1,74
1,25	1,25	1,22	1,21	1,775	1,775	1,775	1,74
1,275	1,275	1,26	0,98	1,80	1,80	1,80	1,75
1,30	1,30	1,27	1,00	1,825	1,825	1,825	1,81
1,325	1,325	1,28	1,025	1,85	1,85	1,85	1,85
1,35	1,35	1,31	1,06	1,875	1,875	1,875	1,84
1,375	1,375	1,35	1,075	1,90	1,90	1,90	1,85
1,40	1,40	1,37	1,11	1,925	1,63	1,625	1,925
1,425	1,425	1,39	1,14	1,95	1,95	1,95	1,95
1,45	1,45	1,43	1,20	1,975	1,975	1,975	1,96
1,475	1,475	1,46	1,19	2,00	1,72	2,00	2,00
1,50	1,50	1,50	1,20				

сти частицы. Более подробно изменение координаты самого высокого максимума  $B$  в теневой части капли можно проследить по табл. 2.1.

Максимальная величина  $B$  в таких частицах существенным образом зависит от толщины оболочки, причем эта зависимость имеет осциллирующий характер (рис. 2.2). При  $n_i=1,4$  сначала наблюдается общий рост значений  $B_{\text{макс}}$  и при  $R_2/R_1=1,64$  максимальная величина  $B=72$ , что в 2,4 раза выше, чем для необводненного ядра. Затем начинается убывание  $B_{\text{макс}}$ , сопровождающееся увеличением амплитуды осцилляций. Рост  $B_{\text{макс}}$  и увеличение амплитуды его осцилляций с ростом толщины оболочки гораздо более резко выражены для  $n_i=1,5$ . Характер этих изменений еще более своеобразен и более сложен для ядра с  $n_i=1,6$ . Из рис. 2.2 видно, что для ряда значений  $R_2$  (для  $n_i=1,5$  при  $R_2/R_1 > 1,43$ ) значения  $B_{\text{макс}}$  могут быть значительно выше  $B=100$ . В случае, когда  $n_i=1,6$ , значения  $B_{\text{макс}}$ , превышающие эту



величину, имеют место при  $R_2/R_1 > 1,7$ , но они остаются ниже, чем при  $n_i = 1,5$ . Дальнейшее увеличение показателя преломления ядра еще более усложняет всю картину, но общий уровень  $B$  остается ниже, чем для  $n_i = 1,5$  и  $1,6$ .

Таким образом, наиболее высокие значения  $B_{\text{макс}}$  порядка 120—130 достигаются при  $n_i = 1,5$  и  $1,6$  и определенных соотношениях

$R_2/R_1$ . Следует особо подчеркнуть, что, как видно из рис. 2.1 и ряда других, подобных ему, максимумы зависимости  $B(\bar{r})$  представляют собой не уз-

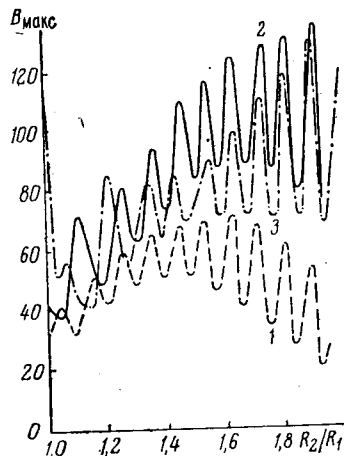
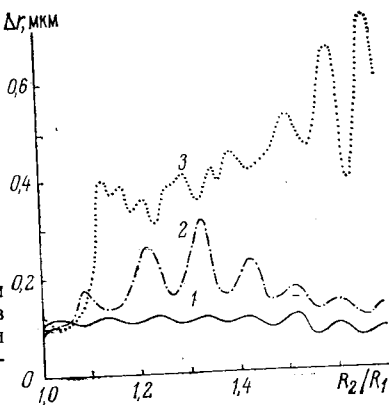


Рис. 2.2. Зависимости максимальных значений интенсивности излучения в двухслойных частицах от отношения  $R_2/R_1$  при  $R_1 = 1$  мкм,  $n_2 = 1,33$ ,  $n_1 = n_2 = 0$ ,  $n_i = 1,4$  (1);  $1,5$  (2) и  $1,6$  (3)

кие пики, а имеют значительную ширину, занимают конечную часть объема капли.

Из рис. 2.3 можно видеть, что наименьшую и мало изменяющуюся полуширину наиболее высокие максимумы  $B$  имеют при  $n_i = 1,4$ . При  $n_i = 1,5$  полуширина наиболее высоких максимумов осциллирует с увеличением толщины оболочки. Максимального значения она до-

Рис. 2.3. Зависимости полуширины наиболее высоких максимумов интенсивности излучения внутри частиц от  $R_2/R_1$  при тех же условиях, что на рис. 2.2



стигает при  $R_2/R_1 \approx 1,325$ , а затем плавно уменьшается. При  $R_2/R_1 > 1,15$  положения экстремумов на кривых 1 и 2 практически совпадают. Картина гораздо сложнее, когда  $n_i = 1,6$  и выше. В этом случае трудно выявить какую-либо закономерность в характере зависимости  $\Delta r(R_2/R_1)$ , кроме того, что при увеличении толщины оболочки, несмотря на осцилляцию, наблюдается постепенное уширение самых высоких максимумов  $B$ .

Данные о полуширине максимумов  $B(r)$  позволяют приблизительно судить о размерах области внутри частиц, в которых интенсивность поля максимальна. Линейные размеры этой области составляют 5—10% общего радиуса частицы при  $n_i = 1,4$  и достигают 9—40% радиуса частицы при  $n_i = 1,6$ . Таким образом, при освещении двухслойных частиц излучением с  $\lambda = 0,69$  мкм уже при  $\rho_2 \approx 16$ —18 уровень наиболее высоких максимумов  $B$  достигает величин порядка 120—130, которые в случае однородных капель воды могут возникать лишь при  $\rho \approx 80$ —90, т. е. в частицах, размеры которых примерно в 5 раз больше рассматриваемых в этом параграфе.

Иными словами, присутствие непоглощающего ядра с оптической плотностью, большей оптической плотности воды ( $n_1 \approx 1,5$ ), даже в случае относительно малых капель способствует локальному увеличению интенсивности в их теневой полусфере более чем на два порядка по сравнению с интенсивностью падающего излучения и в несколько раз выше, чем в однородной частице воды такого же размера. Это объясняется фокусирующим действием оптической более плотного ядра на проходящий через него световой пучок. Осциллирующий характер рассмотренных зависимостей связан с интерференционными явлениями, возникающими в водной оболочке частицы. В реальных условиях внешняя поверхность такой двухслойной частицы действительно сферическая, но поверхность ядра может более или менее значительно отличаться от сферы. В этом случае осциллирующий характер зависимостей  $B(r)$  сгладится, но общие тенденции, возрастающий или убывающий на отдельных участках ход кривых сохраняются.

До сих пор мы рассматривали распределение энергии для одного направления  $\beta = 0$ , т. е. для диаметра частицы, совпадающего с направлением падающего пучка, в теневой ее части. На рис. 2.4 представлены распреде-

ления интенсивности излучения вдоль четырех других направлений.

По ходу кривых видно, что распределение энергии в двухслойной частице существенным образом отличается от распределения в однородных частицах такого же размера, состоящих из воды или вещества ядра. Для направлений  $\beta=90^\circ$  и  $135^\circ$  различия относительно невелики,

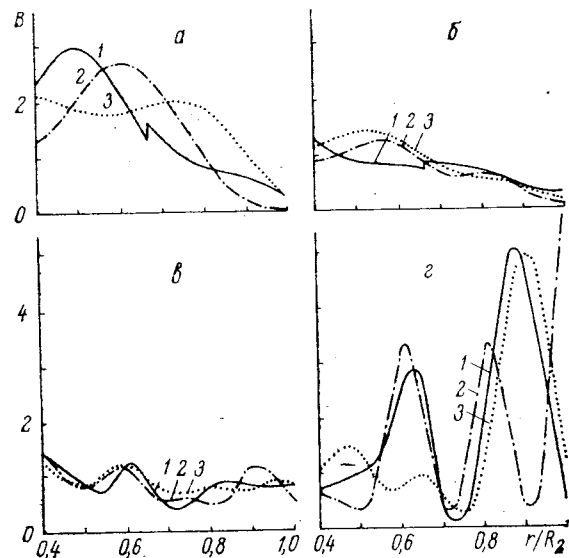


Рис. 24. Зависимости  $B(r/R_2)$  для различных направлений  $\beta=45^\circ$  (а),  $90^\circ$  (б),  $135^\circ$  (в),  $180^\circ$  (г) внутри двухслойных частиц с  $R_1=1$  мкм,  $R_2=1,5$  мкм,  $n_1=1,5$ ,  $n_2=1,33$ ,  $\kappa_1=\kappa_2=0$  (1) и в однородных частицах с радиусом  $R=R_2=1,5$  мкм,  $n=1,5$  (2) и  $1,33$  (3)

ки, но они вполне ощутимы для  $\beta=45^\circ$  и  $180^\circ$ . Для  $\beta=45^\circ$  плотность энергии в водной оболочке частицы ниже, чем в капле воды. Для направления назад отличия существенны в ядре частицы, а в оболочке значения  $B$  близки к значениям этой величины в капле без ядра, но максимум ее несколько смещен. Самые значительные различия имеют место в малом интервале углов, близких к оси пучка ( $-30^\circ < \beta < 30^\circ$ ). В случае более мелких ядер эти особенности распределения энергии выражены в меньшей степени.

Остановимся теперь кратко на влиянии относительных размеров ядра и оболочки на внутреннее распределение энергии в случае более толстых оболочек. Из рис. 2.5 видно, что при пятикратном превышении внешнего размера двухслойной частицы по сравнению с ядром различия еще довольно существенные, особенно в средней части оболочки. В ядре и вблизи него они невелики. При десятикратном превышении внешнего размера ча-

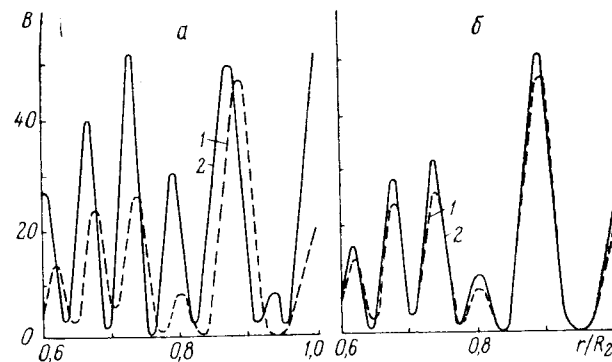


Рис. 25. Распределение интенсивности излучения в однородных каплях воды с  $R=5$  мкм (1) и в двухслойных частицах (2) с  $R_1=1$  мкм,  $R_2/R_1=5$  (а);  $R=0,5$  мкм,  $R_2/R_1=10$  (б)

стицы по сравнению с ее ядром различия малы, проявляются лишь в высоте максимумов. Положения экстремумов  $B(r)$  практически совпадают. При 20-кратном соотношении различия в высоте максимумов не превышают 3%, а при 50-кратном — 2%.

Таким образом, результаты исследований показывают, что даже в относительно малых частицах с ядром оптически более плотным, чем водяная оболочка, возможно локальное усиление интенсивности излучения на два порядка по сравнению с интенсивностью в падающем пучке. За счет этого порог возникновения таких нелинейных явлений, как оптический пробой или ВРМБ (см. § 1.1), может снижаться в частицах такого рода до значений интенсивности, которые вполне реализуемы с помощью имеющейся в настоящее время лазерной техники.

## § 2.2. Распределение энергии внутри двухслойных частиц со слабопоглощающими ядрами

Во многих случаях ядра двухслойных частиц обладают небольшим поглощением, тогда как оболочка остается непоглощающей. Наличие поглощения в ядре приводит к определенным изменениям распределения энергии внутри таких частиц по сравнению со случаем непоглощающих ядер и оболочек [50, 82]. Увеличение поглощения в ядре сопровождается заметным сглаживанием экстремумов интенсивности и, следовательно, снижением вероятности возникновения нелинейных эффектов типа оптического пробоя или ВРМБ. Соответственно повышается роль тепловых эффектов.

Примеры полученных зависимостей распределения интенсивности излучения от относительного расстояния  $\bar{r}=r/R_1$  приведены на рис. 2.6 для двух значений радиуса ядра при различном поглощении и меняющейся толщине оболочки. Как и раньше, предполагается, что частицы освещаются параллельным пучком неполяризованного излучения с  $\lambda=0,69$  мкм. Графики относятся к той области значений  $\bar{r}$ , где осцилляции интенсивности максимальны. Из хода кривых следует, что наличие поглощения приводит к снижению значений интенсивности излучения внутри частиц. Для меньших радиусов ядер ( $R_1=0,5$  мкм) этот эффект выражен гораздо слабее, чем для крупных ( $R_1=1$  мкм). Например, при переходе от показателя поглощения ядра  $\kappa_i=0$  к  $\kappa_i=0,01$  при  $R_2/R_1=1,3$  для  $R_1=0,5$  мкм максимальное значение интенсивности излучения в частице снижается примерно на 10%, а в частице с  $R_1=1$  мкм — на 25%. При величине отношения  $R_2/R_1=1,6$  наблюдается понижение максимума интенсивности на 5 и 16% соответственно. При переходе от  $\kappa_i=0$  к  $\kappa_i=0,05$  максимум интенсивности понижается в 1,6 раза для  $R_1=0,5$  мкм и в 2,6 раза при  $R_1=1$  мкм в случае  $R_2/R_1=1,3$ . Для  $R_2/R_1=1,6$   $B_{\text{макс}}$  снижается соответственно в 1,3 и 1,9 раза. Тем не менее при  $\kappa_i \leq 0,05$  и  $R_2/R_1 \geq 1,6$  максимальные значения интенсивности излучения для рассматриваемого направления все еще остаются существенно более высокими, чем в однородной непоглощающей капле воды такого же размера.

Понижение максимумов  $B$  при увеличении поглощения в ядре и влияние толщины оболочки отчетливо видны при сравнении рис. 2.2 и 2.7. Следует заметить, что положение максимумов и минимумов на кривых  $B_{\text{макс}}(R_2/R_1)$  сохраняется таким же, как и при непоглощающих ядрах, только амплитуда осцилляций заметно уменьшается. При  $\kappa_i=0,01$  кривые  $B_{\text{макс}}(R_2/R_1)$  имеют примерно такой же ход, как и при  $\kappa_i=0$ , но для  $\kappa_i=0,05$  и 0,1 при малых толщинах водной оболочки осцилляции почти исчезают.

В табл. 2.2 приведены координаты экстремумов зависимости  $B_{\text{макс}}(R_2/R_1)$  для конкретного рассмотренного нами случая  $R_1=1$  мкм,  $\lambda=0,69$  мкм при двух значениях показателя преломления ядер и различных толщинах оболочки.

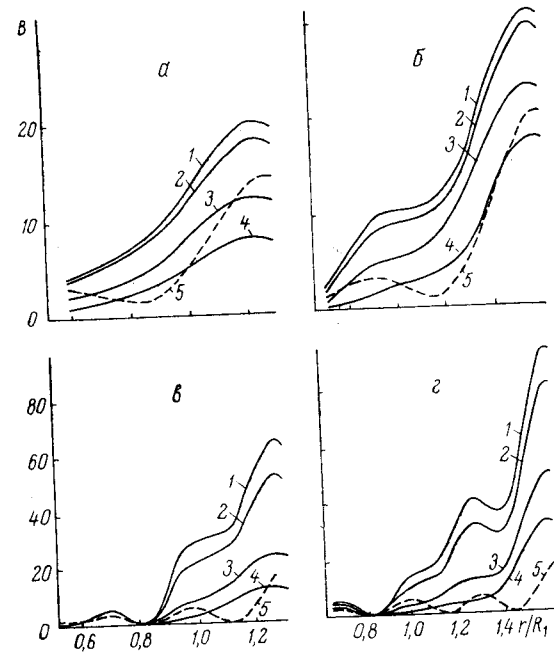


Рис. 2.6. Распределение интенсивности излучения в двухслойных частицах с  $R_1=0,5$  мкм (а, б) и 1 мкм (в, г) при  $n_i=1,5$ ,  $n_z=1,33$ ,  $\kappa_z=0$  и значениях  $R_2/R_1=1,3$  (а, в) и 1,6 (б, г) для  $\kappa_i=0$  (1); 0,01 (2); 0,05 (3) и 0,1 (4). Кривые 5 — для однородных капель воды

Так как ядра рассматриваемых двухслойных частиц являются поглощающими, представляет интерес выяснить изменение характера распределения тепла, выделяющегося в ядре, при увеличении толщины оболочки. Наиболее простая картина распределения выделяемого тепла в ядре наблюдается в случае малых ядер. Иллю-

Координаты экстремумов зависимости  $B_{\max}(R_2/R_1)$  при  $R_1=1$  мкм для  $\lambda=0,69$  мкм

№ экстремума	$n_i$			
	1,5		1,6	
	макс.	мин.	макс.	мин.
1	1,11	1,05	1,07	1,04
2	1,26	1,19	1,21	1,14
3	1,36	1,31	1,35	1,27
4	1,45	1,41	1,43	1,39
5	1,54	1,51	1,55	1,48
6	1,63	1,59	1,64	1,59
7	1,73	1,68	1,73	1,68
8	1,81	1,77	1,81	1,77
9	1,91	1,85	1,90	1,86

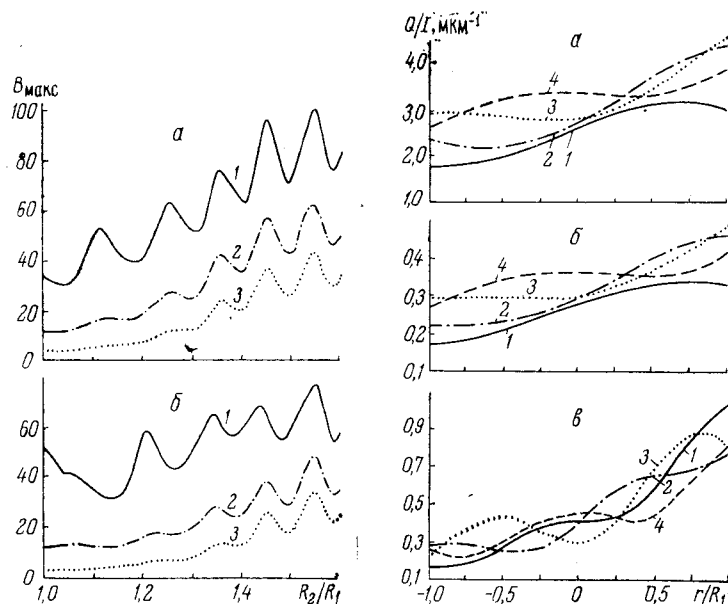


Рис. 2.7. Зависимости максимальных значений интенсивности излучения от  $R_2/R_1$  при  $R_1=1$  мкм,  $n_2=1,33$ ,  $\kappa_2=0$ ,  $n_1=1,5$  (а) и  $1,6$  (б) для  $\kappa_1=0,01$  (1);  $0,05$  (2);  $0,1$  (3)

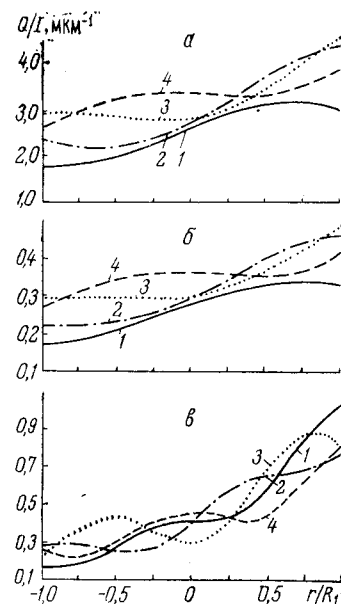


Рис. 2.8. Выделение тепла в ядре двухслойных частиц при  $R_1=0,1$  мкм,  $\kappa_1=0,1$  (а),  $\kappa_1=0,01$  (б);  $R_1=0,2$  мкм,  $\kappa_1=0,01$  (в) и значениях отношения  $R_2/R_1=1,5$  (1); 2 (2); 2,5 (3) и 3 (4)

страцией служит рис. 2.8, где представлено распределение поглощенной энергии вдоль диаметра ядер, совпадающего с направлением падающего пучка света. При  $R_1=0,1$  мкм увеличение толщины водной оболочки до  $R_2/R_1=2$  приводит к общему увеличению поглощаемой энергии во всех точках рассматриваемого направления. При дальнейшем увеличении оболочки увеличение поглощения сопровождается его перераспределением по

объему ядра. Возрастает поглощение в центральной части ядра и несколько уменьшается в теневой части. При этом увеличение показателя поглощения вещества ядра в 10 раз очень слабо изменяет ход соответствующих кривых зависимости  $B(r/R_1)$ , понижая их при  $r/R_1 > -0,3$  на 5—8%. Естественно, что удельное тепловыделение  $Q$  (см. уравнение (1.2.13)) при  $\kappa_1=0,1$  значительно выше, чем при  $\kappa_1=0,01$  (примерно в 9,3—9,5 раза). Дальнейшее увеличение толщины оболочки в обоих случаях не приводит к заметному увеличению тепловыделения.

Интересно обратить внимание на то обстоятельство, что и эффективное сечение поглощения двухслойных частиц с  $R_1=0,1$  мкм и такими же оптическими свойствами ядра с ростом водной оболочки возрастает только до некоторого асимптотического значения, которое при выбранных параметрах достигается, когда  $R_2/R_1=2,5$ —2,7. Дальнейший рост толщины оболочки сопровождается лишь осцилляциями эффективного сечения поглощения около этого значения [83—85]. Примерно такая же ситуация наблюдается и в распределении поглощения энергии и выделения тепла внутри ядра.

При увеличении радиуса ядер двухслойных частиц ход кривых зависимости  $Q(r/R_1)$  и характер влияния толщины оболочки становятся все более сложными. Это обнаруживается уже при  $R_1=0,2$  мкм. В этом случае

значения величины  $Q$  в освещенной части ядра несколько увеличиваются с увеличением толщины оболочки. Различия между ними, обусловленные разницей размеров ядер (при одинаковых значениях  $\kappa_z$ ), не превышают 20—30%. В теневой части ядра с  $R_1=0,2$  мкм тепловыделение существенно больше, чем в ядре с  $R_1=0,1$  мкм (в 1,5—3 раза).

### § 2.3. Влияние оптических постоянных и размеров оболочек на распределение энергии внутри двухслойных частиц

В реальных ситуациях может оказаться, что ядро является непоглощающим, а оболочка поглощает излучение данной длины волны. В случае атмосферного аэрозоля это может быть обусловлено растворением в воде каких-либо поглощающих примесей.

На рис. 2.9 представлено распределение интенсивности излучения в двухслойных частицах с непоглощающими ядрами двух размеров для различных значений показателя поглощения и толщины оболочки. Поглощение в оболочке, как и поглощение в ядре, понижает интенсивность излучения внутри частицы. Уменьшение интенсивности излучения внутри частицы. Уменьшение интенсивности, как и раньше, гораздо сильнее в случае ядер большего радиуса. Например, при переходе от показателя поглощения оболочки  $\kappa_z=0$  к  $\kappa_z=0,01$  максимальная интенсивность излучения при фиксированном значении отношения  $R_2/R_1=1,3$  уменьшается на 7% для  $R_1=0,5$  мкм и на 16% для  $R_1=1$  мкм. Увеличение  $\kappa_z$  до значения  $\kappa_z=0,05$  сопровождается снижением  $V_{\text{макс}}$  для  $R_1=0,5$  мкм примерно в 1,4 раза, а для  $R_1=1$  мкм — в 2,2 раза. В результате перехода к показателю поглощения  $\kappa_z=0,1$  понижается максимальное значение интенсивности в 2,3 и 5,2 раза соответственно.

Увеличение толщины поглощающей оболочки приводит к резкому снижению максимальной интенсивности излучения. При переходе от  $\kappa_z=0$  к  $\kappa_z=0,05$  для  $R_1=0,5$  мкм максимальное значение интенсивности уменьшается в 1,3 раза при  $R_2/R_1=1,6$ , а при  $R_1=1$  мкм — в 4,6 раза. В случае относительно тонких оболочек с  $R_2/R_1 \leq 1,3$  при  $\kappa_z < 0,05$  максимальные значения интенсивности в двухслойных частицах еще остаются более высокими, чем в капле воды такого же размера. При

увеличении толщины оболочек до  $R_2/R_1=1,6$  максимумы интенсивности в двухслойных частицах с радиусом ядра  $R_1=0,5$  мкм превышают максимумы интенсивности в соответствующих каплях воды уже только при  $\kappa_z \leq 0,01$ . В двухслойных частицах с  $R_1=1$  мкм максимальные значения интенсивности еще и при  $\kappa_z \leq 0,05$  остаются более высокими, чем в капле воды.

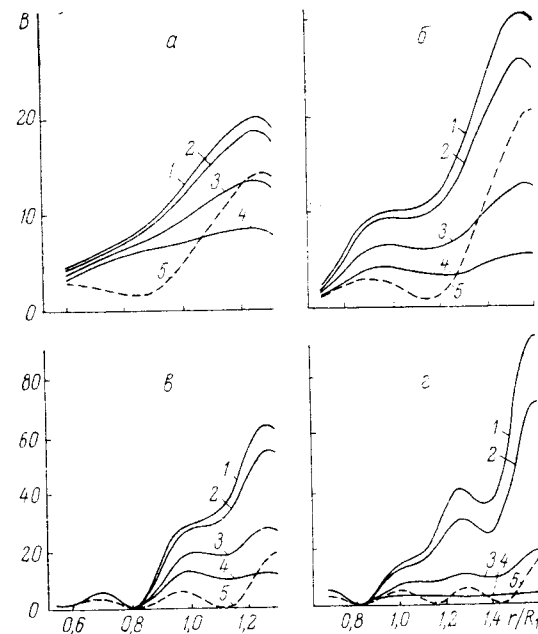


Рис. 2.9. Распределение интенсивности излучения в частицах с  $R_1=0,5$  мкм (а, б) и 1 мкм (в, г) при  $n_i=1,5$ ,  $n_z=1,33$ ,  $\kappa_i=0$ ,  $R_2/R_1=1,3$  (а, в) и 1,6 (б, г) для  $\kappa_z=0$  (1); 0,01 (2); 0,05 (3) и 0,1 (4). Кривые 5 — для однородных капель воды

Зависимости максимальных значений величины  $V$  от степени обводненности частицы при двух значениях показателя преломления ядра  $n_i$  и трех значениях показателей поглощения оболочки  $\kappa_z$  (рис. 2.10) подтверждают, что поглощение в оболочке оказывает большее влияние на ход этой зависимости, чем поглощение в ядре. Если при  $\kappa_z=0,01$  зависимость  $V_{\text{макс}}(R_2/R_1)$  еще сохраняет осциллирующий характер, а положения максимумов и минимумов этой зависимости совпадают с ука-

занными в табл. 2.2, то при  $\kappa_z=0,05$  и  $0,1$  на кривых имеется лишь один слабо выраженный максимум в случае  $n_i=1,5$  и один слабо выраженный минимум при  $n_i=1,6$ .

Из сравнения кривых рис. 2.10 и 2.7 видно, что в начальный период образования поглощающей оболочки, когда толщина ее еще невелика, понижающее действие

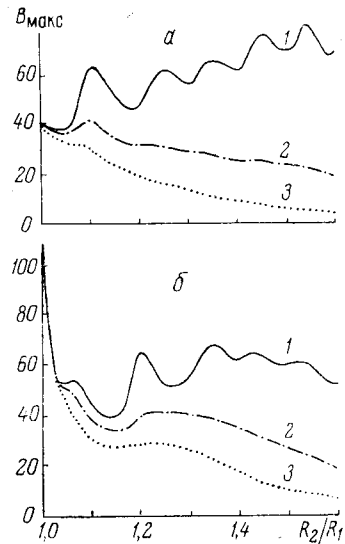


Рис. 2.10. Зависимости максимальных значений интенсивности излучения от  $R_2/R_1$  при  $R_1=1$  мкм,  $n_z=1,33$ ,  $\kappa_i=0$ ,  $n_i=1,5$  (а) и  $1,6$  (б);  $\kappa_z=0,01$  (1);  $0,05$  (2) и  $0,1$  (3)

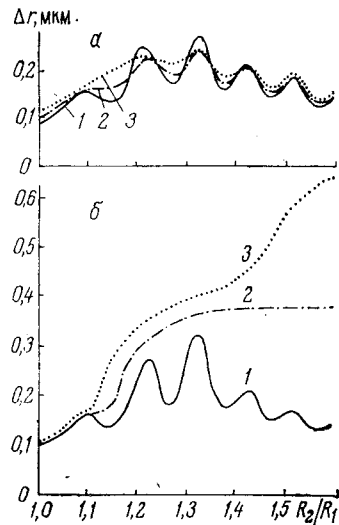


Рис. 2.11. Зависимости полуширины наиболее высоких максимумов интенсивности от  $R_2/R_1$  при  $R_1=1$  мкм,  $n_i=1,5$ ,  $n_z=1,33$ ; а — для  $\kappa_z=0$ ;  $\kappa_i=0,01$  (1);  $0,05$  (2);  $0,1$  (3) и (б) — для  $\kappa_i=0$ ;  $\kappa_z=0,01$  (1);  $0,05$  (2);  $0,1$  (3)

поглощения в оболочке на величину максимальной интенсивности излучения внутри частицы меньше, чем действие поглощающего ядра. Это положение сохраняется примерно до значений  $R_2/R_1 \approx 1,25-1,35$ , т. е. практически почти независимо от величины показателя поглощения вещества ядра, при толщине поглощающей оболочки, составляющей примерно треть часть радиуса ядра, ее влияние становится преобладающим. Заме-

тим еще, что вследствие высокого поглощения в ядре происходит сглаживание зависимости  $B_{\max}(R_2/R_1)$  при малых толщинах оболочки ( $1 < R_2/R_1 \leq 1,2-1,25$ ), а вследствие высокого поглощения в оболочке — при увеличении ее свыше  $R_2/R_1 > 1,1-1,15$ .

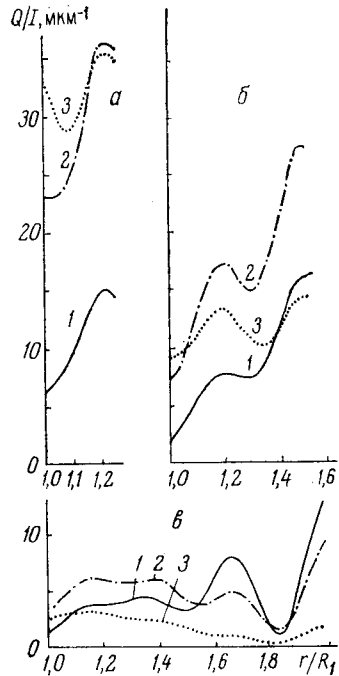
Интересно сравнить влияние поглощения в ядре и в оболочке двухслойных частиц на полуширину наиболее высоких максимумов зависимости  $B(r)$ . На рис. 2.11, а эта зависимость представлена для поглощающего ядра и увеличивающейся непоглощающей оболочки, а на рис. 2.11, б — для непоглощающего ядра и поглощающей оболочки. В первом случае происходит уменьшение амплитуды осцилляций и сглаживание зависимости  $\Delta r$  от  $R_2/R_1$ , причем тем большее, чем выше поглощение в ядре. При малых толщинах оболочек ( $R_2/R_1 < 1,25$ ) осцилляции практически исчезают, но при  $R_2/R_1 > 1,25$  характер зависимости остается почти без изменений при наращивании оболочки.

При непоглощающем ядре наблюдается несколько иная картина. Если оболочка слабо поглощает излучение, то характер зависимости почти повторяет ход кривой 2 на рис. 2.3, только совсем немного понижены максимумы. С увеличением поглощающей способности оболочки вид зависимости существенно изменяется. Происходит значительное уширение максимумов, усиливающееся с увеличением поглощения. При  $R_1=1$  мкм,  $n_i=1,5$  и  $R_2/R_1=1,6$  для  $\kappa_z=0,01$  имеем  $B_{\max}=70$ ,  $\Delta r=0,15$  мкм, для  $\kappa_z=0,05$  и  $0,1$  — соответственно  $B_{\max}=20$  и  $5$ , а  $\Delta r=0,39$  и  $0,63$  мкм.

Отметив эти характерные особенности распределения интенсивности излучения в поглощающей оболочке двухслойных частиц с непоглощающим ядром, рассмотрим теперь распределение тепла, выделяющегося в оболочке, в зависимости от ее толщины и величины поглощения (длина волны излучения по-прежнему  $0,69$  мкм). На рис. 2.12 показан ход соответствующих кривых в теневой части оболочки. Количество тепла, выделяющееся в освещенной части оболочки, существенно меньше, чем в теневой. Оно несколько повышается с увеличением поглощения оболочки, но тем не менее не представляет практического интереса в рассмотренной области размеров двухслойных частиц.

При увеличении показателя поглощения оболочки  $\kappa_z$

от 0,01 до 0,1 рост ее толщины, начиная с  $R_2/R_1=1,3$ — $1,4$ , приводит не к увеличению, а к уменьшению количества тепла, выделяющегося в теневой части оболочки (рис. 2.12). Например, при  $R_2/R_1=1,2$  в случае  $\kappa_z=0,1$  выделяется больше тепла, чем при  $\kappa_z=0,01$  и 0,05, и в освещенной и в теневой части оболочки. Но уже при  $R_2/R_1=1,25$  в приповерхностной части оболочки в теневой



вой полусфере тепловыделение при  $\kappa_z=0,05$  несколько превышает тепловыделение при  $\kappa_z=0,1$ . При  $R_2/R_1=1,4$  в освещенной части положение сохраняется, как и при  $R_2/R_1=1,2$ , но в теневой части наибольшее тепловыделение имеет место не при  $\kappa_z=0,1$ , а при  $\kappa_z=0,05$ . При  $R_2/R_1=1,5$  это превышение становится сильнее, а вблизи поверхности капли и при  $\kappa_z=0,01$  количество выделяемого тепла выше, чем при  $\kappa_z=0,1$ . В случае же

Рис. 2.12. Выделение тепла в оболочке двухслойных частиц при  $R_1=1$  мкм,  $n_i=1,5$ ,  $\kappa_i=0$ ,  $n_z=1,33$ ,  $\kappa_z=0,01$  (1); 0,05 (2); 0,1 (3) и  $R_2/R_1=1,25$  (а); 1,5 (б); 2 (в)

$R_2/R_1=2$  почти на половине толщины оболочки, лежащей у поверхности капли, наибольшее тепловыделение имеет место при  $\kappa_z=0,01$ . При  $\kappa_z=0,1$  тепловыделение оказывается наиболее низким. Такое, на первый взгляд, странное положение можно объяснить тем, что с увеличением толщины поглощающей оболочки излучение, проникающее внутрь частицы, проходит все возрастающую толщу освещенной части оболочки, испытывая при этом все большее ослабление. Естественно, что энергия, поглощаемая при этом, тем больше, чем выше показате-

ль поглощения оболочки. До теневой части оболочки доходит все меньшее количество энергии. Количество выделяемого тепла уменьшается.

## § 2.4. Распределение энергии внутри радиально неоднородных непоглощающих частиц

В предыдущих параграфах рассмотрены поля внутри двухслойных сферических частиц, моделирующих атмосферные частицы, образующиеся при конденсации водяного пара на частично растворимых или нерастворимых ядрах конденсации. Однако если ядро состоит из растворимых веществ, то на определенной стадии конденсационного процесса может не существовать резкой границы между ядром и водной оболочкой. Несмотря на ограниченное время существования, такие частицы могут быть достаточно многочисленными и оказывать существенное влияние на оптические характеристики атмосферного аэрозоля.

Задача определения электромагнитного поля внутри частиц такого типа решается на основе теории, описывающей дифракцию плоских электромагнитных волн на сферических непоглощающих частицах с радиальной неоднородностью показателя преломления [86—89]. Компоненты электромагнитного поля внутри такой частицы, освещаемой плоской неполяризованной волной, имеют вид [89, 90]:

$$E_r = \frac{iE_0 \sin \Theta \cos \varphi}{\rho^2 n^2(\rho)} \sum_{l=1}^{\infty} l(l+1) C_l^i W_l(\rho) Q_l(\Theta),$$

$$E_{\Theta} = \frac{E_0 \cos \varphi}{\rho} \sum_{l=1}^{\infty} \left[ \frac{1}{n^2(\rho)} C_l^i W_l'(\rho) S_l(\Theta) + i B_l^i G_l(\rho) Q_l(\Theta) \right], \quad (2.4.1)$$

$$E_{\varphi} = -\frac{E_0 \sin \varphi}{\rho} \sum_{l=1}^{\infty} \left[ \frac{1}{n^2(\rho)} C_l^i W_l'(\rho) Q_l(\Theta) + i B_l^i G_l(\rho) S_l(\Theta) \right];$$

$$H_r = -\frac{E_0 n_{cp} \sin \varphi \sin \Theta}{\rho^2} \sum_{l=1}^{\infty} l(l+1) B_l^i G_l(\rho) Q_l(\Theta),$$

$$H_{\theta} = -\frac{E_0 n_{cp} \sin \varphi}{\rho} \sum_{l=1}^{\infty} [B_l^i G_l^i(\rho) S_l(\Theta) + i C_l^i W_l(\rho) Q_l(\Theta)], \quad (2.4.2)$$

$$H_{\varphi} = -\frac{E_0 n_{cp} \cos \varphi}{\rho} \sum_{l=1}^{\infty} [B_l^i G_l^i(\rho) Q_l(\Theta) + i C_l^i W_l(\rho) S_l(\Theta)],$$

где амплитудные коэффициенты  $C_l^i$  и  $B_l^i$  равны соответственно

$$C_l^i = i^l \frac{2l+1}{l(l+1)} \frac{1}{\zeta_l^{(2)}(\rho) [G_l^i(\rho) - G_l(\rho) \Gamma_l(\rho)]} \Big|_{\rho=\rho_0}, \quad (2.4.3)$$

$$B_l^i = i^l \frac{2l+1}{l(l+1)} \frac{n_1^2}{\zeta_l^{(2)}(\rho) [W_l^i(\rho) - n_1^2 W_l(\rho) \Gamma_l(\rho)]} \Big|_{\rho=\rho_0}. \quad (2.4.4)$$

Здесь  $n_{cp}$  — показатель преломления окружающей частицу среды,  $n_1$  — относительный показатель преломления вещества частицы на ее границе. Угловые функции  $Q_l(\Theta)$ ,  $S_l(\Theta)$  имеют тот же смысл, что и для однородных частиц. Для удобства введены обозначения:  $\rho = 2\pi r/\lambda$  — текущая координата по радиусу сферы,  $\rho_0 = 2\pi R/\lambda$  — параметр дифракции частицы,  $\Gamma_l(\rho) = \zeta_l^{(2)'}(\rho)/\zeta_l^{(2)}(\rho)$  — логарифмическая производная от функции  $\zeta_l^{(2)}(\rho)$ . Функции  $W_l(\rho)$  и  $G_l(\rho)$  являются регулярными в начале координат решениями дифференциальных уравнений

$$W_l'' - W_l' 2n'/n + [n^2 - l(l+1)/\rho^2] W_l = 0, \quad (2.4.5)$$

$$G_l'' + [n^2 - l(l+1)/\rho^2] G_l = 0.$$

Эти уравнения аналитически разрешимы лишь для весьма немногих видов зависимости  $n(\rho)$  [88, 89].

Ниже будут приведены результаты для конкретного профиля радиальной неоднородности

$$n(\rho) = \frac{n_0}{1 + b\rho^2}, \quad (2.4.6)$$

где  $b = \frac{n_0 - n_1}{n_1 \rho_0^2}$ ;  $n_0$  — относительный показатель преломления в центре частицы.

Для данного профиля регулярные в нуле решения уравнений для радиальных функций выражаются через гипергеометрические функции (см. [87—89]):

$$W_l(\rho) = \rho^{l+1} |b\rho^2 - 1|^{-\frac{1}{2}} \left( \sqrt{1 + n_0^2/b + 1} \right) F_{1l}(\alpha_l, \beta_l, \gamma_l; -b\rho^2), \quad (2.4.7)$$

$$G_l(\rho) = \rho^{l+1} |b\rho^2 - 1|^{-\frac{1}{2}} \left( \sqrt{1 + n_0^2/b - 1} \right) F_{2l}(\delta_l, \nu_l, \gamma_l; -b\rho^2)$$

с параметрами  $\alpha_l, \beta_l = \frac{1}{2} \left( l + \frac{3}{2} + \sqrt{1 + \frac{n_0^2}{b}} \pm \sqrt{l^2 + l + \frac{9}{4}} \right)$ ;  $\delta_l = l + 1 - \frac{1}{2} \sqrt{1 + n_0^2/b}$ ;  $\nu_l = \delta_l - 1 - l/2$ ;  $\gamma_l = l + 3/2$ .

Заметим, что при предельном переходе к однородной частице

$$W_l \rightarrow \sqrt{n_i} \psi_l(n\rho), \quad G_l \rightarrow \frac{1}{\sqrt{n_i}} \psi_l(n\rho), \quad (2.4.8)$$

$$W_l' \rightarrow n \sqrt{n_i} \psi_l'(n\rho), \quad G_l' \rightarrow \frac{n}{\sqrt{n_i}} \psi_l'(n\rho);$$

$$n_1 \rightarrow n, \text{ где } n = n_i/n_{cp}.$$

Соответственно  $C_l^i \rightarrow \frac{1}{\sqrt{n_i}} C_l$ ,  $B_l^i \rightarrow \frac{\sqrt{n_i}}{n} B_l$ . Подста-

вив эти значения в уравнения (2.4.1), (2.4.2), получим полное совпадение с формулами (1.2.1) и (1.2.2).

Рассмотрим распределение интенсивности излучения внутри радиально неоднородных частиц с неоднородностью вида (2.4.6), показателем преломления в центре частицы  $n_0 = 1,5$ , что соответствует показателю преломления аэрозольного вещества при относительной влажности воздуха  $f \approx 65-75\%$ , и показателем преломления на границе частицы  $n_1 = 1,33$ , что соответствует показателю преломления воды. Для сравнения приведем результаты аналогичных расчетов для однородных непоглощающих частиц с  $n = 1,33; 1,5; 1,395$ . Последнее значение соответствует показателю преломления, усредненному по объему неоднородной частицы исследуемого типа.



Расчеты, выполненные в диапазоне размеров частиц  $0,5 \leq \rho_0 \leq 17,5$ , показали, что при небольших значениях параметра дифракции ( $\rho_0 \approx 1$ ) распределение интенсивности внутри радиально неоднородной частицы близко к однородному, разность между максимальным и минимальным значениями мала. С ростом  $\rho_0$  картина резко усложняется. Уже при  $\rho_0 \sim 2,5$  внутри неоднородной час-

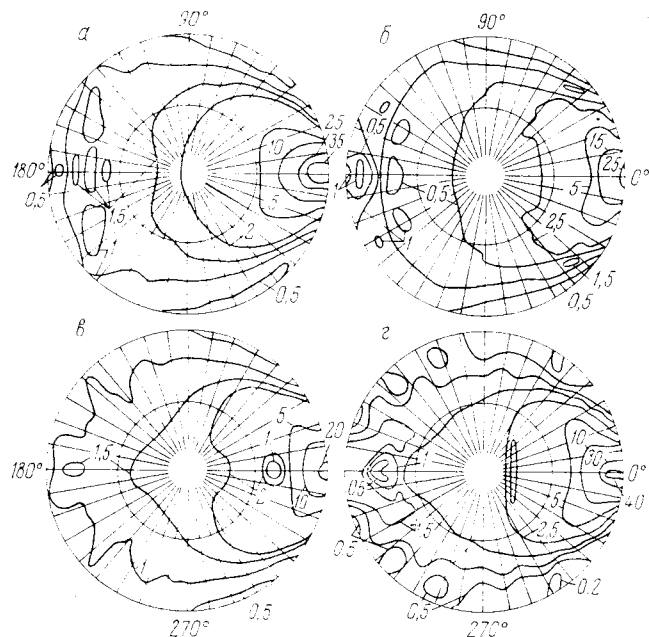


Рис. 2.13. Распределение энергии в сечении большого круга частиц с  $\rho_0=8$ : радиально неоднородные с  $n_0=1,5$ ,  $n_1=1,33$  (а); однородные частицы с  $n=1,395$  (б);  $1,33$  (в) и  $1,5$  (г). Цифры у кривых — значения  $B$

тицы появляются зоны, в которых интенсивность примерно в 4 раза превосходит падающую на частицу, и зоны, где интенсивность заметно ниже, чем в падающем пучке. Однако вплоть до  $\rho_0 \sim 4,5$  наблюдается неплохое количественное совпадение значений для радиально неоднородной частицы и однородной с  $n=1,395$ . Это подтверждает сделанный в работе [87] вывод о возможности моделирования при небольших  $\rho_0$  (до  $\rho_0 \approx 4-5$ ) оптических свойства

ми однородной частицы со средним по объему показателем преломления.

Из рис. 2.13 следует, что для всех четырех рассматриваемых типов частиц зона максимальной концентрации энергии расположена в теневой полусфере при  $\beta=0$  вблизи поверхности частицы. Максимальное значение отношения  $B$  для неоднородной частицы ( $\sim 39$ ) значительно

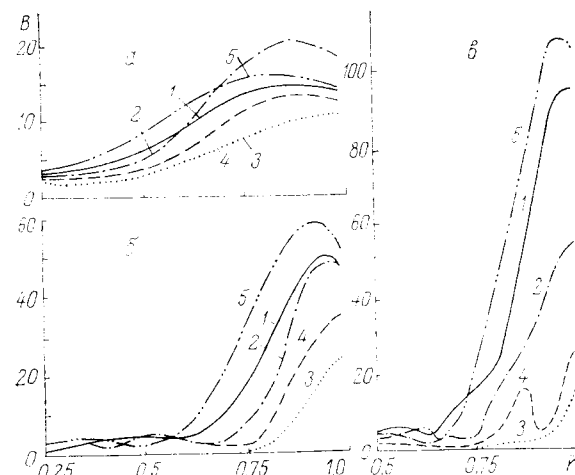


Рис. 2.14. Распределение интенсивности излучения вдоль главного диаметра частиц при  $\rho_0=5$  (а),  $10$  (б),  $15$  (в) для радиально неоднородных частиц с  $n_0=1,5$ ,  $n_1=1,33$  (1); для однородных с  $n=1,5$  (2);  $1,33$  (3);  $1,395$  (4) и для двухслойных с  $n_i=1,5$ ,  $n_z=1,33$  и  $\bar{n}=1,395$  (5)

больше, чем для частицы со средним  $n$  ( $\sim 24$ ) и водной частицы ( $\sim 19$ ), но несколько меньше, чем для частицы с  $n=1,5$  ( $\sim 42$ ). Изоэнергетические кривые для неоднородной частицы обнаруживают несколько более плавный ход, чем для однородных частиц. В освещенной полусфере поля внутри неоднородной частицы и частицы с  $n=1,395$  весьма близки, в теневой полусфере сходства нет. При  $\rho_0 > 10$  сходство полей исчезает и в освещенной полусфере.

Поскольку самые высокие значения интенсивности потока энергии достигаются на диаметре частицы, параллельном оси падающего пучка (вблизи теневой поверхности), то дальнейшее рассмотрение относится именно к этому направлению.

Из рис. 2.14 видно, что внутри радиально неоднородной частицы могут существовать области, в которых значения относительной интенсивности намного выше, чем в однородных частицах такого же размера. Сравнение показывает, что отношение максимальных значений  $B$  в неоднородных частицах и частицах воды с увеличением  $\rho_0$  возрастает от 1 при  $\rho_0 = 2,5$  до 13,5 при  $\rho_0 = 17,5$ . Начиная с  $\rho_0 \approx 10$ , значения  $B_{\text{макс}}^{\text{неодн}}$  больше, чем  $B_{\text{макс}}$  для

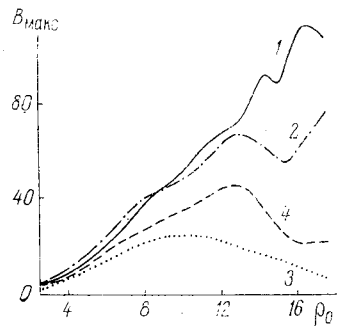


Рис. 2.15. Зависимости максимальных значений интенсивности внутри частиц от параметра дифракции  $\rho_0$ . Обозначения кривых 1—4 те же, что на рис. 2.14

однородной частицы с  $n = 1,5$ . Это подтверждается ходом кривых на рис. 2.15.

Для оценочных расчетов зависимость  $B_{\text{макс}}(\rho_0)$  для радиально неоднородных частиц в диапазоне  $6 < \rho_0 < 18$  можно аппроксимировать формулой

$$B_{\text{макс}} = 7,6\rho_0 - 23. \quad (2.4.9)$$

Из рис. 2.15 следует, что, как и в двухслойных частицах, интенсивность излучения в отдельных участках внутри неоднородных частиц может более чем на два порядка превосходить интенсивность в падающем пучке, значения ее в десятки раз выше, чем в однородных каплях воды, и более чем в 1,5 раза выше, чем в аэрозольных частицах таких же размеров с  $n = 1,5$ . За счет этого может быть существенно (примерно на два порядка) снижена пороговая интенсивность, необходимая для возникновения упоминавшихся выше нелинейных эффектов типа оптического пробоя или ВРМБ.

## § 2.5. Поглощение излучения с $\lambda = 10,6$ мкм и тепловыделение в каплях воды с нерастворимым поглощающим ядром

В § 2.1—2.3 рассмотрено распределение энергии внутри непоглощающих или слабопоглощающих двухслойных сферических частиц. Речь шла о каплях воды с малыми нерастворимыми ядрами, находящимися в поле излучения видимого диапазона. Здесь мы рассмотрим поглощение энергии излучения с  $\lambda = 10,6$  мкм и возникающее при этом распределение источников тепла внутри водяных капель с нерастворимыми поглощающими включениями. Для упрощения задачи включения (или ядра) будем полагать сферическими, расположенными в центре капли [91]. Весьма сложен вопрос о выборе оптических свойств ядер, поскольку происхождение и состав их могут быть существенно различными. Среди аэрозольных частиц, которые могут выступать в роли ядер в капельках воды, значительную долю составляют частицы почвенного происхождения [79, 92, 93]. Литературные данные относительно оптических свойств частиц почвенного происхождения довольно разноречивы, особенно для интересующей нас длины волны  $\lambda = 10,6$  мкм. Это объясняется тем, что отбор образцов производился разными способами, в разное время, в разных географических районах и т. д. Например, измерения в Сахаре [94] привели к значению комплексного показателя преломления  $m = 1,7 - 0,4i$ , измерения для аэрозолей в юго-западной части США [93] дали мнимую часть показателя преломления  $\kappa$ , равную 0,3. По данным работ [95, 96],  $\kappa = 0,15$ . Л. С. Ивлев, С. И. Попова [97] получили модельное значение показателя преломления аэрозольного вещества для этой длины волны  $m = 1,87 - 0,07i$ .

В работе [93] расчеты ослабления излучения с  $\lambda = 10,6$  мкм аэрозольными частицами почвенного происхождения выполнены для четырех значений комплексного показателя преломления, представляющих различные комбинации из данных, полученных в работах [94—97]:  $m_1 = 1,87 - 0,07i$ ;  $m_2 = 1,7 - 0,15i$ ;  $m_3 = 1,87 - 0,15i$ ;  $m_4 = 1,7 - 0,3i$ .

На первой стадии исследования поступим аналогичным образом, имея целью выяснить в первую очередь те ситуации, в которых влияние комплексного показателя

преломления на эффективность поглощения оказывается максимальным. Рассмотрим полученные результаты расчетов зависимостей фактора эффективности поглощения двухслойных частиц, состоящих из ядер с указанными выше значениями оптических постоянных и водной оболочки с  $m_2 = 1,173 - 0,0823i$ , от величины отношения радиусов ядра и капли  $R_1/R_2$  [91]. Расчеты выполнены для капель с радиусами  $R_2 = 5(5)25$  мкм. Эти результаты представлены на рис. 2.16. Нулевому значению абсциссы соответствуют значения фактора эффективности поглощения  $k_{\text{п}}$  капель чистой воды, значению  $R_1/R_2 = 1$  — значения  $k_{\text{п}}$  частиц тех же размеров, но полностью состоящих из твердого вещества. Вообще говоря, существование ядер или твердых частиц с радиусами 15—25 мкм маловероятно. Соответствующие этим случаям зависимости рассматриваются для полноты картины и выяснения общих тенденций изменения  $k_{\text{п}}$  при вариациях размеров ядер и капель.

Из хода кривых на рис. 2.16 можно видеть, что присутствие малых ядер с  $R_1 < 0,2 R_2$  практически не влияет на величину фактора эффективности поглощения. При увеличении относительных размеров ядер поглощение резко возрастает для частиц с  $R_2 = 5$  и 10 мкм, но слабо изменяется для более крупных капель. В зависимости от показателя преломления ядра для частиц с  $R_2 = 5$  мкм  $k_{\text{п}}$  увеличивается на 75—150% по сравнению с каплей чистой воды. Для частиц с  $R_2 = 10$ —15 мкм увеличение составляет 18—50%. Для более крупных частиц при значениях отношения  $R_1/R_2 \approx 0,85$ —0,95 наблюдается даже некоторое уменьшение поглощения. Наиболее крутой ход зависимости  $k_{\text{п}}(R_1/R_2)$  имеет место при  $R_1/R_2 = 0,7$ —0,8.

Эффективность поглощения характеризуется не только величиной поперечного сечения поглощения, но и отношением поглощенной части энергии к общим потерям энергии, упавшей на частицу, или вероятностью поглощения фотона  $k_{\text{п}}/k_{\text{осл}}$ . Из рис. 2.17 видно, что хотя поглощение частиц с  $R_2 = 5$  мкм сильно увеличивается при увеличении твердого ядра, однако доля поглощенной энергии резко падает, так как фактор эффективности рассеяния для этих частиц растет значительно быстрее, чем фактор эффективности поглощения. Для более крупных частиц в области значений отношения  $R_1/R_2 \approx 0,5$ —0,8 наблюда-

ется некоторое увеличение вероятности поглощения фотона, а при более высоких значениях вероятность поглощения падает.

Можно заметить, что для капель чистой воды с  $R_2 = 10$ —25 мкм вероятности поглощения кванта отличаются друг от друга в пределах 5%. При появлении в них

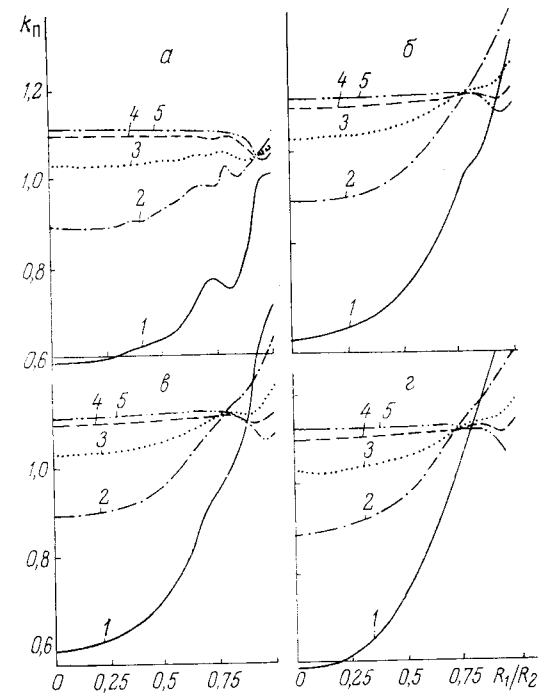


Рис. 2.16. Зависимости фактора эффективности поглощения неполяризованного излучения с  $\lambda = 10,6$  мкм от отношения радиусов ядра и капли для капель с  $R_2 = 5$  (1); 10 (2); 15 (3); 20 (4) и 25 мкм (5) при значениях комплексного показателя преломления ядер  $m_i = 1,87 - 0,07i$  (а);  $1,7 - 0,15i$  (б);  $1,87 - 0,15i$  (в);  $1,7 - 0,3i$  (г)

ядер и увеличении их размеров ход зависимостей для частиц этого диапазона оказывается весьма близким. Наиболее высокие значения вероятности поглощения (57—60%) достигаются для частиц с  $R_2 = 10$  мкм при  $R_1/R_2 = 0,65$ —0,8. В отличие от них для частиц с  $R_2 = 5$  мкм

максимум отношения  $k_n/k_{осл}=60\%$  имеет место при отсутствии ядра.

Почти во всех рассмотренных случаях наблюдается определенная закономерность, заключающаяся в том, что чем крупнее частица, тем при большем значении отношения  $R_1/R_2$  достигается максимум вероятности поглощения кванта и тем он ниже.

Из рис. 2.16 и 2.17 следует, что самые характерные зависимости наблюдаются для частиц с  $R_2=10$  мкм. На-

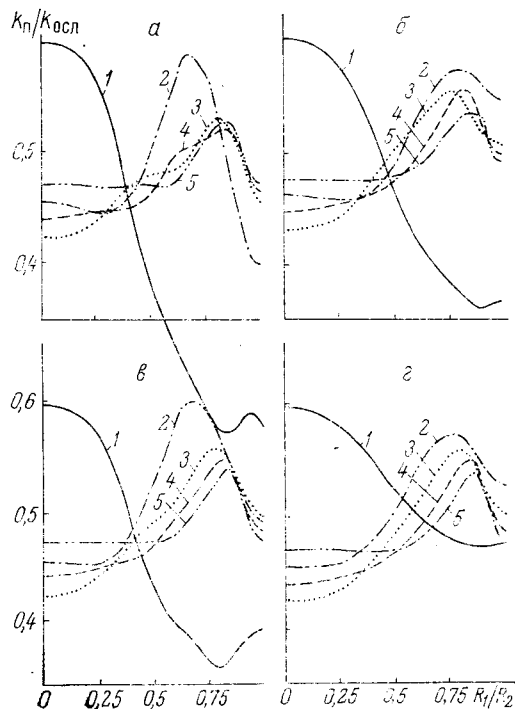


Рис. 2.17. Зависимости вероятности поглощения кванта от отношения радиусов ядра и капли при тех же условиях, что на рис. 2.16

большой рост фактора эффективности поглощения при максимальном увеличении вероятности поглощения кванта также имеет место для капель с  $R_2=10$  мкм. Максимальное относительное увеличение вероятности поглощения кванта и относительный рост фактора эффективности

поглощения возникают при  $m_i=1,87-0,15i$ . Можно заметить, что это значение комплексного показателя преломления вещества ядер почти совпадает с показателем преломления кварца  $m=1,89-0,17i$  [98]. Возможно, что ядра такого типа представляют собой кварцевые пылинки, а небольшое уменьшение действительной и мнимой частей показателя преломления обусловлено наличием коагулировавших с ними частичек других веществ или слабым увлажнением.

Исходя из сказанного, распределение поглощенной энергии внутри капель с поглощающим сферическим ядром рассмотрим для случая, когда комплексный показатель преломления ядра равен  $m_i=1,87-0,15i$ . Соответствующие расчеты проведены для капель с внешним радиусом  $R_2=5(5)25$  мкм и различным соотношением радиусов ядра и водной оболочки. Как и следовало ожидать, распределение энергии внутри капель с ядром характеризуется значительно большей неоднородностью, чем в случае однородных капель воды с такими же размерами. Наличие ядра, показатель поглощения которого  $\kappa_i=0,15$  в два раза выше показателя поглощения воды  $\kappa_z=0,08$ , приводит к росту тепловыделения внутри частицы, а поскольку действительная часть показателя преломления ядра ( $n_i=1,87$ ) значительно выше показателя преломления водной оболочки ( $n_z=1,17$ ), то ядро оказывает фокусирующее действие на проходящее через частицу излучение.

На рис. 2.18 представлено распределение мощности тепловыделения для четырех направлений внутри капли с относительно малым ядром. Направление  $\beta=0-180^\circ$  соответствует диаметру частицы, совпадающему с направлением распространения падающего излучения (слева направо), направление  $\beta=90-270^\circ$  соответствует диаметру частицы, перпендикулярному направлению излучения. Радиус частицы нормирован к единице. Сравнение с распределением тепловыделения в однородной капле воды такого же размера по тем же направлениям показывает, что в этом случае существенное отличие тепловыделения имеет место только в области ядра, где  $Q$  может быть в два с лишним раза выше, чем для воды. Поскольку относительный объем ядра мал, то общее поглощение энергии почти не изменяется (см. рис. 2.16).

Положение становится иным с увеличением радиуса

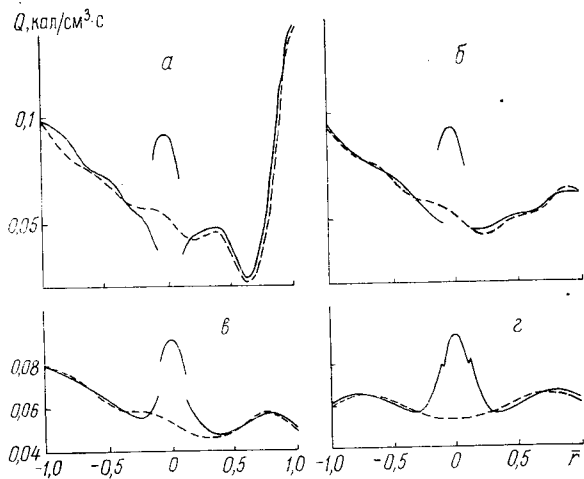


Рис. 2.18. Распределение тепловыделения вдоль диаметра капли с  $R_2=10$  мкм при  $R_1=1$  мкм,  $I=1$  кал/см<sup>2</sup>·с для направлений  $\beta=0-180^\circ$  (а);  $30-210$  (б);  $60-240$  (в);  $90-270^\circ$  (г) (сплошные кривые — для капель с ядром, штриховые — без ядра)

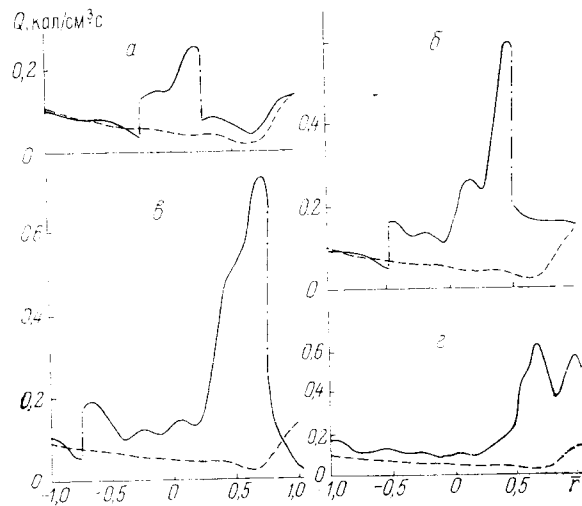


Рис. 2.19. Распределение тепловыделения вдоль главного диаметра капли с радиусом  $R_2=10$  мкм и ядрами с  $R_1=2,5$  (а); 5 (б); 7,5 (в); 10 мкм (г) (сплошные кривые — для капель с ядром, штриховые — без ядра)

ядер. Для примера на рис. 2.19 показано распределение тепловыделения в направлении  $\beta=0-180^\circ$  в каплях с  $R_2=10$  мкм при разных размерах ядер. Оно имеет некоторые общие черты с распределением для капель других размеров. У частиц с внешним радиусом  $R_2=5-15$  мкм твердое сферическое ядро оказывает фокусирующее действие на пучок излучения, падающий на частицу. Наиболее значительно этот эффект проявляется, когда радиус ядра составляет половину внешнего радиуса капли. При этом количество выделенного тепла в отдельных точках теневой полусферы (в оболочке) возрастает в 2—4 раза по сравнению с соответствующими точками внутри однородной капли воды. В освещенной полусфере у таких частиц происходит либо некоторое уменьшение тепловыделения, либо его перераспределение, приводящее к появлению более ярко выраженных минимумов и максимумов. В освещенной полусфере главный максимум поглощенной в оболочке энергии находится на внешней поверхности капли, а главный минимум — на границе с ядром.

При  $R_1/R_2=0,25$  главный максимум тепловыделения в теневой части оболочки находится опять же на поверхности капли, а главный минимум с увеличением внешнего радиуса капли сдвигается от внутренней границы оболочки к внешней. У таких же частиц с более крупными ядрами главный максимум тепловыделения в теневой части находится на внутренней границе оболочки, а главный минимум — на внешней границе. Тепловыделение в ядре имеет четко выраженный максимум в его теневой части.

Для более крупных капель с  $R_2=20-25$  мкм зависимость  $Q(\bar{r})$  сильно осциллирует, появляется ряд локальных минимумов и максимумов, однако количество поглощенной в оболочке энергии увеличивается лишь в теневой ее части (в отдельных точках в 5—6 раз по сравнению с однородной каплей). У малых частиц с  $R_2=5$  мкм большая часть энергии поглощается в теневой полусфере, у больших ( $R_2=25$  мкм) — в освещенной.

Распределение тепловыделения в ядре частиц еще более неоднородно с тенденцией к значительному увеличению в теневой части. Основной максимум величины  $Q$  в ядре расположен обычно в теневой полусфере вблизи

границы с оболочкой. С увеличением радиуса ядра этот максимум становится все более узким и сосредоточен в малой части ядра. Если капля большая, а ядро малое ( $R_1 \leq 1$  мкм), то максимум поглощенной в ядре энергии по мере уменьшения ядра постепенно сдвигается в освещенную полусферу.

Для крупных частиц максимальная неоднородность тепловыделения наблюдается не в том случае, когда вся она состоит из твердого вещества, а когда ядро достаточно велико, но есть еще и водная оболочка ( $R_1/R_2 \approx 0,7-0,8$ ).

## Глава 3

### РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ВНУТРИ ВОДНОЙ КАПЛИ, ЕЕ ИСПАРЕНИЕ И ВЗРЫВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ НЕОДНОРОДНОМ ВНУТРЕННЕМ ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИИ

#### § 3.1. Взрывное испарение капель под действием излучения

Первые работы по исследованию радиационного нагрева и испарения капель были выполнены еще до создания лазеров [99, 100] и до начала их применения для этих целей [36, 101]. Появление мощных источников лазерного излучения стимулировало возникновение ряда новых идей и исследований, связанных с созданием в атмосфере просветленных зон, или каналов просветления, улучшением дальности видимости в тумане, освобождением взлетных полос аэропортов или акваторий морских портов от тумана, беспроводной передачей энергии на большие расстояния, передачей сигналов и изображений через замутненную атмосферу, локацией внутренних зон облака при лазерном зондировании и многих других. Практическая реализация таких идей требует изучения условий прохождения интенсивных пучков через атмосферу и взаимодействия их с ее основными компонентами.

При прохождении через атмосферу лазерное излучение испытывает рассеяние и поглощение как в образующих ее газах, так и в атмосферном аэрозоле. Хотя объем, занимаемый частицами в наиболее плотных облаках и туманах, в  $10^5-10^6$  раз меньше объема газов [58], аэрозольное ослабление может быть на несколько порядков выше молекулярного поглощения.

Первые теоретические исследования воздействия мощного лазерного излучения на водный аэрозоль выполнены в известных работах [35, 102-106]. К настоящему времени по этому вопросу имеется обширная литература.

Наиболее существенные результаты отражены в уже упоминавшихся обзорах и монографиях [1—7].

В зависимости от значений ряда параметров, среди которых главными являются длина волны излучения, его интенсивность и размер капель, характер испарения последних может быть существенно различным. В ряде работ [35, 107—111] дается классификация режимов испарения водяных капель, связанная с преобладающим в данных условиях механизмом испарения.

Как уже отмечалось, характерной чертой большинства выполненных до сих пор теоретических работ по нагреву и испарению капель под действием излучения является то обстоятельство, что решения поставленных в них задач получены исходя из предположения о равномерном распределении поглощаемой каплей энергии по ее объему и соответственно этому об однородном по объему тепловыделении. С учетом теплопроводности воды и потерь тепла через поверхность капли это приводит к симметричному профилю температуры с максимумом в центре капли. Как утверждается, например, в работе [1], такая идеализация процесса поглощения энергии каплей достаточна при изучении закономерностей ее испарения в диффузионном и конвективном режимах.

Из приведенных в главе I результатов о распределении тепловыделения внутри капель воды разных размеров следует, что для излучения с длиной волны 10,6 мкм говорить о практически однородном тепловыделении можно лишь для капель с  $R < 3$  мкм. В каплях большего размера тепловыделение существенно неоднородно.

Естественно, что если интенсивность воздействующего излучения невелика и время до испарения или разрушения капли значительно превышает время температурной релаксации  $t^0 = R^2/a_k$ , где  $a_k$  — коэффициент температуропроводности воды, то в капле за это время установится профиль температуры, более или менее близкий к симметричному. В этом случае допущение об однородном тепловыделении не повлияет существенным образом на окончательные результаты исследования.

Если же интенсивность падающего излучения настолько высока, что время воздействия на каплю до ее разрушения меньше  $t^0$ , то разогрев будет характеризоваться распределением источников тепла и в каплях, размеры которых соизмеримы с длиной волны, будет иметь весьма

неоднородный характер. Поскольку нас интересуют именно те ситуации, в которых должна проявляться неоднородность тепловыделения в объеме капли, то мы сосредоточим внимание на наиболее кратковременных режимах испарения, для которых время взаимодействия излучения с каплей мало по сравнению с временем температурной релаксации.

Вообще говоря, нестационарная стадия испарения, характерная для времени взаимодействия излучения с каплей  $t < t^0$ , является неотъемлемой частью любого режима, но в условиях диффузионно-конвективного испарения ее вклад в общую картину испарения весьма мал и им вполне можно пренебречь.

При достаточно высоких интенсивностях падающего на каплю излучения наступает режим интенсивного испарения, при котором обратным потоком пара из среды на каплю можно пренебречь, происходит испарение в газокинетическом режиме [111, 112]. В чистом виде этот режим реализуется при испарении капель в вакуум (например, на достаточно большой высоте) и при малых значениях коэффициента конденсации  $\alpha_k$  (различные экспериментальные методики дают существенно различающиеся значения  $\alpha_k = 1$  и  $\alpha_k \approx 0,033$ ) [113—115].

По оценкам работы [112], газокинетический режим испарения капель воды наступает при условии

$$k_n(R) I / 4\lambda_{cp} T_a = 3 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}, \quad (3.1.1)$$

где  $k_n(R)$  — фактор эффективности поглощения излучения каплей радиуса  $R$ ;  $I$  — интенсивность излучения;  $\lambda_{cp}$  — коэффициент теплопроводности окружающей каплю среды;  $T_a = 13,8$  К.

В ряде теоретических работ уже на ранней стадии изучения воздействия излучения на капли воды был сделан вывод, что при достаточно высокой интенсивности излучения в центре облучаемой капли (в соответствии с представлением о центрально-симметричном распределении температуры) могут быть достигнуты критические параметры жидкости и капля должна взорваться [64, 107, 108].

В работе [64] для импульсного режима с продолжительностью импульса  $t_n \ll R^2/a_k$  получено пороговое условие взрыва капель в виде

$$I_{кп} \pi R^2 t_{кп} = \frac{4}{3} \pi R^3 \rho_{к} c_{к} (T_{кп} - T_0), \quad (3.1.2)$$

где  $\rho_{к}$  и  $c_{к}$  — плотность и удельная теплоемкость вещества капли;  $T_0$  — ее начальная температура;  $T_{кп}$  — критическая температура для воды.

Ю. Н. Грачевым, Г. М. Стрелковым на основе полученного из теоретических предпосылок выражения для температуры центра капли определена граница режима взрывного испарения для водных капель с  $R=1-20$  мкм при нулевом поверхностном скачке плотности пара [116]. Ими же найдена граница взрывного режима с учетом поверхностного скачка [117]. Для капли с  $R=10$  мкм получено пороговое значение  $I_{пор} \approx 10-15$  кВт·см<sup>-2</sup>.

Авторы работы [118] наступление взрывного режима связывают не с температурой в центре капли, а с ее средней температурой. Они полагают, что взрыв происходит при достижении средней температуры капли, равной  $T_{кп}=647$  К, и обращают внимание на то обстоятельство, что при расчетах нагрева и испарения капель в области температур, близких к  $T_{кп}$ , следует учитывать зависимость удельной теплоты испарения  $L_{к}$  и теплоемкости воды от температуры. Введение зависимостей  $L_{к}(T)$  и  $c_{к}(T)$ , как и следовало ожидать, приводит к замедлению нагрева, но к более быстрому убыванию радиуса капли.

В настоящее время можно считать общепринятой точку зрения, что тепловой взрыв капель происходит при достижении в некоторой части объема температуры взрывного кипения воды. Согласно данным работы [15], в больших объемах воды взрывное кипение наступает при достижении температуры  $T=578$  К, при которой в жидкости возникает большое количество пузырьков пара. В работе [119] показано, что в капле образование пузырьков пара происходит при достижении в некоторой части ее объема температуры гомогенного зародышеобразования. Эта температура носит пороговый характер и слабо зависит от радиуса капли и скорости нагревания.

Для капель с  $R=10$  мкм пороговые условия взрывного кипения создаются при температуре около 582 К [119]. Радиус критического парового зародыша при этом составляет примерно 2,35—2,60 нм. Если область с указанной температурой достаточно велика, паровые зародыши растут, сливаются в быстрорастущий паровой пузырь, что в

конечном счете приводит к взрыву капли. На основании результатов работ [112, 120] в [119] получено соотношение, определяющее интенсивность излучения, необходимую для взрыва оптически «мягких» капель при условии, что распределение тепловых источников в капле можно считать однородным.

Для капель воды при  $\lambda=10,6$  мкм необходимо принимать во внимание влияние на температуру внутри капли термокапиллярной конвекции. С учетом этого обстоятельства в работе [111] получено условие теплового взрыва капель в виде

$$I_{кп}(R) R = 36 \text{ Вт/см.} \quad (3.1.3)$$

При интенсивностях излучения, значительно превышающих порог взрывного испарения, могут вступать в действие другие механизмы разрушения капель: газодинамический разлет [21], оптический пробой [2, 16—28], гиперзвуковые колебания [24, 25, 29—33].

Экспериментальные работы по исследованию взрыва капель можно условно разделить на две группы: взрыв больших слабопоглощающих капель; взрыв капель, размеры которых сопоставимы с длиной волны излучения, а поглощение относительно велико. Работы первой группы достаточно подробно были рассмотрены нами в § 1.6. Там, а также в § 1.1 было отмечено, что по вопросу о механизме взрыва таких капель были высказаны различные гипотезы. В. С. Лоскутов и Г. М. Стрелков [63] на основе оценочных расчетов сделали вывод о тепловом характере взрыва капель воды под действием интенсивного излучения с  $\lambda=0,69; 1,06$  и  $2,36$  мкм. Они исходили из того, что эволюция паровых пузырьков, возникающих в каплях под действием излучения, зависит главным образом от количества энергии, выделяющейся в области максимумов [122]. Эта энергия определяется выражением  $Q = \alpha_{п} \epsilon_{п} \int B dv$ , где  $\alpha_{п}$  — объемный коэффициент поглощения;  $\epsilon_{п}$  — плотность энергии в импульсе, интеграл берется по объему горячей точки. Форму интенсивно прогреваемой части капли они предлагают оценивать как цилиндр (по уровню  $B=10$ ), ось симметрии которого совпадает с главным диаметром капли, а длина  $l$  равна размеру прогреваемых областей вдоль главного диаметра, т. е. примерно  $(0,27-0,30) R$  для максимума в теневом полушарии и примерно  $(0,04-0,06) R$  в освещенном. Радиус цилиндра предлагается считать равным приближенно  $0,06R$  для те-



невого и  $0,04R$  для освещенного полушарий. Из анализа, проведенного в § 1.6, можно видеть, что эти оценки весьма приближительны.

На базе этих приближений количество тепла, выделяемое в области максимума, авторы работы [63] определяют интегралом

$$Q = \int_{r_1}^{r_2} \int_0^{r_{\text{ц}}} 2\pi x dx dr B(x, r, R, \lambda, m) \varepsilon_{\text{д}} \alpha_{\text{п}} = \varepsilon_{\text{д}} \alpha_{\text{п}} (\pi r_{\text{ц}}^2 \cdot l) \cdot \bar{B}(R, \lambda, m), \quad (3.1.4)$$

где  $\bar{B}$ —средняя относительная интенсивность внутреннего поля в объеме горячей точки;  $r_1$  и  $r_2$ —границы этого объема на главном диаметре. Вычисления по формуле (3.1.4) показали, что в области главного максимума в теновом полушарии поглощается  $\sim 0,5$ — $1,0\%$  всей энергии, поглощенной каплей ( $Q_2 = \varepsilon_{\text{д}} \pi R^2 k_{\text{п}}$ ). В области максимума в освещенном полушарии выделяется примерно в 8—10 раз меньшая энергия.

Далее на основе выполненных расчетов  $B(r, \theta)$  проведена приближенная оценка радиуса водяного шара, который может быть нагрет теплом, выделяемым в максимумах поля, примерно на 300 К:

$$a_{\text{эф}} = (0,75 \delta \varepsilon_{\text{д}} k_{\text{п}} R^2 / 300 c_{\text{в}} \rho_{\text{в}})^{1/3}, \quad (3.1.5)$$

где  $\delta$  — доли объема капли, в которых происходит интенсивное прогревание. Для главного максимума  $\delta \simeq 10^{-2}$ , для максимума в освещенном полушарии  $\delta \simeq 10^{-3}$ .

Получается, что во всех экспериментах работ [64—71] эффективный радиус усиленно прогреваемого шарового объема воды превышает 5—10 мкм. Затем авторы работы [63] численно решают систему уравнений, определяющих динамику роста пузыря в капле [122]. Из решения следует, что рост пузыря вначале происходит по линейному закону. Потом из-за падения температуры в прилегающем к пузырю слое жидкости происходит замедление роста, достижение максимального размера и уменьшение пузыря. В течение периода времени порядка 1—3 мкс скорость роста пузыря достигает  $10$ — $30 \text{ мс}^{-1}$ . При такой скорости роста пузыри должны достигать поверхности капли за время порядка нескольких микросекунд. Выход

парового пузыря на поверхность капли должен приводить к ее взрыву, который наблюдается в экспериментах.

Таким образом, в работе [63] на основе приближенных оценок показано, что теплоспас, образующийся в максимумах внутреннего поля, достаточен для теплового разрушения крупных слабопоглощающих капель под действием интенсивного излучения с  $\lambda = 0,69$ ;  $1,06$  и  $2,36 \text{ мкм}$ .

Взрывное разрушение относительно малых капель воды под действием мощного импульсного излучения  $\text{CO}_2$ -лазера исследовалось в работах [60, 123]. Исследования показали, что для капель с  $R \leq 12 \text{ мкм}$  имело место объемное прогревание и происходил объемный взрыв, направленный во все стороны почти равномерно. Для капель большего размера преимущественно нагревалась освещенная часть капли, что приводило к выбросам вещества с этой ее стороны. Для капель с  $R \geq 20 \text{ мкм}$  всегда наблюдался поверхностный взрыв, направленный в сторону источника излучения. При пиковых интенсивностях  $10$ — $30 \text{ МВт/см}^2$  [123] взрывы капель происходили с возникновением ударных волн. Наблюдавшуюся в некоторых случаях фрагментацию от тенового участка капли авторы объяснили отражением от теновой поверхности ударных волн, возникающих при выбросе массы с фронтального участка капли.

В работах [124, 125] экспериментально определены минимальные время и энергия, требуемые для взрыва капли воды с радиусами  $12$ — $35 \text{ мкм}$  под действием излучения  $\text{CO}_2$ -лазера. На основе экспериментальных данных получена эмпирическая формула для значений пороговой интенсивности взрыва в зависимости от радиуса капель в виде [125]

$$I k_{\text{п}}(R) \cdot R^{5/7} = 250 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{9/7}, \quad (3.1.6)$$

а также показано, что при пороговых интенсивностях воздействующего излучения время до взрыва увеличивается примерно в 3,3 раза при увеличении радиуса капель от  $12$  до  $35 \text{ мкм}$ . Это, на первый взгляд, противоречит сделанному в работе [68] и некоторых других выводу о том, что время взрыва капель с  $R = 50$ — $250 \text{ мкм}$  под действием мощного излучения с  $\lambda = 0,69 \text{ мкм}$  практически не зависит от их радиуса, а определяется в основном величиной потока энергии, падающего на каплю. Однако из графика, приведенного в работе [125], видно, что с уве-

Таблица 3.1

Значения интенсивностей  $I^{\text{пор}}$  (кВт·см<sup>-2</sup>) излучения с  $\lambda = 10,6$  мкм, соответствующие порогам газокинетического и взрывного режимов испарения капель воды

R, мкм	$I^{\text{пор}}_{\text{ГК}}$ по формуле (3.1.1)	$I^{\text{пор}}$ по формуле	
		(3.1.3)	(3.1.6)
5	9,4	122	96,8
10	6,2	40,4	39,0
15	5,4	23,2	25,2
20	5,1	16,4	19,3
25	4,9	12,8	16,1
30	4,9	10,6	14,0

личением радиуса капель зависимости от  $R$  и для пороговой интенсивности взрыва и для времени до взрыва принимают асимптотический характер.

Для наглядности в табл. 3.1 приведены расчетные значения пороговых интенсивностей для капель с разными радиусами (в интервале размеров облачных капель). Как видно из табл. 3.1, пороговые интенсивности взрывного испарения капель, определяемые из формулы (3.1.3), довольно близки к получаемым в эксперименте. Значения  $I^{\text{пор}}$ , полученные в работе [117], занижены. Формула (3.1.2) дает завышенные значения.

Анализ литературных данных показывает, что характер взрыва капель под действием излучения зависит от многих факторов и может быть весьма разнообразным. К сожалению, газокинетический и взрывной режимы испарения, несмотря на определенные преимущества [126], изучены еще недостаточно, особенно в энергетическом плане. Последнее в значительной мере объясняется тем, что не учитывается структура температурного поля, устанавливающегося внутри капли к моменту ее взрыва. Исходя из этого, исследование предвзрывной стадии разогрева и испарения капель, проводимое с учетом неоднородности внутреннего тепловыделения, представляет особый практический интерес. Оно позволяет значительно развить и углубить представления не только о характере и направленности взрыва капель, но и о его энергетике, что особенно важно для практических целей. Поскольку известно, что излучение с  $\lambda = 10,6$  мкм хорошо поглощается

водными каплями и слабо — другими компонентами атмосферы, основное внимание в дальнейшем будет уделено исследованиям, выполненным именно для этой длины волны.

### § 3.2. Решение двумерной задачи о нагреве и испарении капли при неоднородном объемном тепловыделении

Рассмотрим модельную краевую задачу, описывающую нагрев и испарение капли воды под воздействием монохроматического неполяризованного излучения в случае неоднородного распределения внутренних источников энергии по объему частицы и в предположении о равновесности испарения и малом влиянии конденсации на процесс испарения (газокинетический режим) [127, 128].

При освещении частицы параллельным пучком излучения с достаточно высокой интенсивностью возможны малые деформации сферической поверхности частицы из-за неравномерности локального испарения, обусловленного различием температуры в разных точках поверхности. Однако поверхность капли стремится принять свою равновесную форму под влиянием сил поверхностного натяжения [129—131]. (При значительных градиентах температуры на поверхности капли коэффициент поверхностного натяжения тоже становится зависящим от координат точки [132, 133].) Влиянием поля тяжести для капель с радиусами порядка 10 мкм можно пренебречь.

Изменения температуры и радиуса капли со временем определяются следующими уравнениями при соответствующих краевых и начальных условиях.

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( a_{\kappa} r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \times \left( a_{\kappa} \sin \theta \frac{\partial T}{\partial \theta} \right) + f(r, \theta, R), \quad (3.2.1)$$

где  $0 < r < R(\theta, t)$ ,  $0 < \theta < \pi$ ,  $t > 0$ .

На поверхности капли, т. е. при  $r = R(\theta, t)$ ,

$$\lambda_{\kappa} \left( \frac{\partial T}{\partial r} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial R}{\partial \theta} \frac{\partial T}{\partial \theta} \right) \left( 1 + \frac{1}{r^2} \left( \frac{\partial R}{\partial \theta} \right)^2 \right)^{-1/2} = \rho_{\kappa} L_{\kappa}(T^*) \left( \frac{\partial R(\theta, t)}{\partial t} - \frac{\partial R(\theta, 0)}{\partial t} \right), \quad (3.2.2)$$

$$\frac{\partial R}{\partial t} = -C e^{-\frac{\rho_K L_K(T^*)}{n_K k_B T^*}}, \quad T^* = T(R, \Theta, t), \quad (3.2.2a)$$

$$|T(0, \Theta, t)| < \infty, \quad (3.2.3)$$

$$\frac{\partial T}{\partial \Theta} \Big|_{\Theta=0} = \frac{\partial T}{\partial \Theta} \Big|_{\Theta=\pi} = 0, \quad (3.2.4)$$

$$T(r, \Theta, 0) = T_0, \quad (3.2.5)$$

$$R(\Theta, 0) = R_0. \quad (3.2.6)$$

Здесь

$$f(r, \Theta, R) = \frac{4\pi n_K}{n_{ср} \lambda} \frac{IB}{c_K \rho_K}, \quad (3.2.7)$$

$$B = \frac{1}{E_0^2} (E_r E_r^* + E_\Theta E_\Theta^* + E_\varphi E_\varphi^*),$$

$c_K$ ,  $\lambda_K$ ,  $\rho_K$ ,  $a_K$  — удельная теплоемкость, теплопроводность, плотность и температуропроводность капли;  $L_K$  — удельная теплота испарения воды при температуре поверхности капли  $T^*$ ;  $n_K$  — число молекул в единице объема капли;  $k_B$  — постоянная Больцмана;  $f_{ср \rho_K}$  — отнесенная к единице объема мощность тепловыделения в точке капли с координатами  $r$ ,  $\Theta$ ,  $\varphi$ ;  $t$  — время.

Второй член в правой части уравнения (3.2.2) введен, чтобы избежать разрыва в этом уравнении в начальный момент времени. Он имеет смысл, лишь когда температура поверхности капли близка к первоначальной температуре окружающей среды [112].

В соответствии с принятой моделью процесса граничное условие (3.2.2) не учитывает теплообмен между каплей и окружающей средой. Все тепло, подходящее из объема капли к ее поверхности, расходуется на поддержание поверхностной температуры.

В выражении для скорости испарения капли (3.2.2a) предэкспоненциальный множитель

$$C = A \alpha_K \bar{u} l / \delta, \quad (3.2.8)$$

где  $\alpha_K$  — коэффициент конденсации;  $l$  — среднее расстояние между молекулами;  $\delta$  — смещение молекулы при колебаниях около мгновенных положений равновесия;  $\bar{u}$  — тепловая скорость движения молекул;  $A$  — коэффициент

порядка единицы. Если  $\alpha_K = 1$ , то для  $\bar{u} = 10^5$  см/с и  $l/\delta \approx 20$  получаем оценку  $C \approx 6 \cdot 10^6$  см/с. Если положить  $\alpha_K \approx 0,03$ , то  $C \approx (2 \cdot 10^5 - 4 \cdot 10^5)$  см/с.

Во всех последующих расчетах мы будем принимать значение  $C = 10^6$  см/с. Некоторая неопределенность этого множителя в данном случае не очень существенна, так как основную роль здесь играет значительно более существенная зависимость скорости испарения от температуры, выражаемая через экспоненту. Сам множитель  $C$  от температуры зависит слабо, примерно как  $\sqrt{T}$ . Этой зависимости в первом приближении можно пренебречь.

Для решения системы (3.2.1) — (3.2.6) перейдем к безразмерным переменным  $\bar{T} = T/T^0$ ,  $\bar{R} = R/R_0$ ,  $\bar{\Theta} = \Theta/\pi$ ,  $\tau = t/t^0$ ,  $\bar{r} = r/R_0 \bar{R}(\bar{\Theta}, \tau)$ , где  $T^0$  и  $t^0$  — характерные величины:  $T^0 = 500$  К,  $t^0 = R_0^2/a_K$ :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \tau} = & \frac{1}{\bar{R}^2 \bar{r}^2} \frac{\partial}{\partial \bar{r}} \left( \bar{r}^2 \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{r}} \right) + \frac{1}{\pi^2 \bar{R}^4 \bar{r}} \left( \frac{\partial \bar{R}}{\partial \bar{\Theta}} \right)^2 \times \\ & \times \frac{\partial}{\partial \bar{r}} \left( \bar{r} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{r}} \right) + \left[ \frac{\bar{r}}{\bar{R}} \frac{\partial \bar{R}}{\partial \tau} - \frac{\cos \pi \bar{\Theta}}{\pi \bar{R}^3 \bar{r} \sin \pi \bar{\Theta}} \frac{\partial \bar{R}}{\partial \bar{\Theta}} + \right. \\ & \left. + \frac{1}{\pi^2 \bar{R}^4 \bar{r}} \left( \frac{\partial \bar{R}}{\partial \bar{\Theta}} \right)^2 - \frac{1}{\pi^2 \bar{R}^3 \bar{r}} \frac{\partial^2 \bar{R}}{\partial \bar{\Theta}^2} \right] \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{r}} - \frac{1}{\pi^2 \bar{R}^3 \bar{r}} \times \\ & \times \frac{\partial \bar{R}}{\partial \bar{\Theta}} \left[ \frac{\partial}{\partial \bar{r}} \left( \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{\Theta}} \right) + \frac{\partial}{\partial \bar{\Theta}} \left( \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{r}} \right) \right] + \frac{1}{\pi^2 \bar{R}^2 \bar{r}^2 \sin^4 \pi \bar{\Theta}} \frac{\partial}{\partial \bar{\Theta}} \times \\ & \times \left( \sin \pi \bar{\Theta} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{\Theta}} \right) + \frac{R_0^2}{a_K T^0} \cdot f(\bar{r}, \bar{\Theta}, \bar{R}), \quad (3.2.1') \\ & 0 < \bar{r} < 1, \quad 0 < \bar{\Theta} < 1, \quad \tau > 0. \end{aligned}$$

При  $\bar{r} = 1$

$$\begin{aligned} \left[ 1 + \frac{1}{\pi^2 \bar{R}^2 \bar{r}^2} \left( \frac{\partial \bar{R}}{\partial \bar{\Theta}} \right)^2 \right]^{-1/2} \left[ \frac{1}{\bar{R}} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{r}} - \frac{1}{\pi^2 \bar{R}^2 \bar{r}^2} \frac{\partial \bar{R}}{\partial \bar{\Theta}} \times \right. \\ \left. \times \left( \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{\Theta}} - \frac{\bar{r}}{\bar{R}} \frac{\partial \bar{R}}{\partial \bar{\Theta}} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{r}} \right) \right] = \frac{L_K(\bar{T}^*)}{c_K T^0} \left( \frac{\partial \bar{R}(\bar{\Theta}, \tau)}{\partial \tau} - \right. \\ \left. - \frac{\partial \bar{R}(\bar{\Theta}, 0)}{\partial \tau} \right), \quad (3.2.2') \end{aligned}$$

$$\frac{\partial \bar{R}}{\partial \tau} = -\frac{CR_0}{a_R} \exp\left(-\frac{\rho_R}{n_R k_B T^0} \frac{L_R(\bar{T}^*)}{\bar{T}^*}\right),$$

$$\bar{T}^* = \bar{T}|_{\bar{r}^-}, \quad (3.2.2'a)$$

$$|\bar{T}(0, \bar{\Theta}, \tau)| < \infty, \quad (3.2.3')$$

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{\Theta}} \Big|_{\bar{\Theta}=0} = \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{\Theta}} \Big|_{\bar{\Theta}=1} = 0, \quad (3.2.4')$$

$$\bar{T}(\bar{r}, \bar{\Theta}, 0) = \bar{T}_0, \quad (3.2.5')$$

$$\bar{R}(\bar{\Theta}, 0) = 1, \quad \frac{\partial \bar{R}}{\partial \bar{\Theta}} \Big|_{\tau=0} = 0. \quad (3.2.6')$$

Для нахождения приближенного решения системы (3.2.1')—(3.2.6') построим абсолютно устойчивую локально одномерную итерационную схему [134—136] на пространственно-временной сетке:

$$\bar{r}_n = (n+1)h_{\bar{r}}, \quad h_{\bar{r}} = \frac{1}{N+1}, \quad n = 0, 1, \dots, N;$$

$$\bar{\Theta}_l = (l+1/2)h_{\bar{\Theta}}, \quad h_{\bar{\Theta}} = \frac{1}{L+1}, \quad l = 0, 1, \dots, L;$$

$$\tau_{j-\alpha/2} = \left(j - \frac{\alpha}{2}\right) \Delta\tau, \quad \Delta\tau = \tau_j - \tau_{j-1}, \quad j = 1, 2, \dots;$$

$$\alpha = 2; 1;$$

$$\delta_\tau \bar{T}_{n,l}^{j-1/2} = \frac{1}{\pi^2 (\bar{R}^2)_l^j \bar{r}_n^2 \sin \pi \bar{\Theta}_l} (\sin \pi \bar{\Theta} \cdot \bar{T}_{\bar{\Theta}})_{\bar{\Theta},l;n}^{j-1/2} -$$

$$- \frac{\dot{\bar{R}}_l^j}{\pi^2 (\bar{R}^3)_l^j \bar{r}_n} (\bar{T}_{\bar{r},n})_{\bar{\Theta},l;n}^{j-1}, \quad (3.2.9)$$

$$l = 0, 1, \dots, L-1; \quad n = 0, 1, \dots, N;$$

$$\bar{\Theta} = \frac{1}{2} (\bar{\Theta}_l + \bar{\Theta}_{l-1}), \quad (\sin \pi \bar{\Theta} \cdot \bar{T}_{\bar{\Theta}})_{\bar{\Theta},l} =$$

$$= \frac{1}{h_{\bar{\Theta}}} (\sin \pi \bar{\Theta}_{l+1} \cdot \bar{T}_{\bar{\Theta},l+1} - \sin \pi \bar{\Theta}_l \cdot \bar{T}_{\bar{\Theta},l});$$

$$\delta_\tau \bar{T}_{n,l}^{j-1/2} = \frac{1}{\Delta\tau} (\bar{T}_{n,l}^{j-1/2} - \bar{T}_{n,l}^{j-1});$$

$$\bar{T}_{\bar{\Theta},l} = \frac{1}{h_{\bar{\Theta}}} (\bar{T}_{n,l} - \bar{T}_{n,l-1}), \quad \bar{T}_{\bar{\Theta},l} = \frac{1}{h_{\bar{\Theta}}} (\bar{T}_{n,l+1} - \bar{T}_{n,l});$$

$$\dot{\bar{R}}_l = R_{\bar{\Theta},l} \quad (\bar{R}_{l-1} = \bar{R}_{l+1} \text{ для } l = 0, L);$$

$$\bar{R}_l^j = \bar{R}_l^{j-1} + \Delta\tau \dot{\bar{R}}_l^j,$$

$$\bar{R}_l^{ij} = -\frac{R_0 C}{a_R} \exp\left[-\frac{\rho_R}{n_R k_B T^0} \left(\frac{L_R}{\bar{T}}\right)_{N,l}^j\right], \quad (3.2.10)$$

$$\bar{R}_l^0 = 1, \quad \dot{\bar{R}}_l^0 = 0, \quad \bar{T}_{n,l} = \bar{T}_0, \quad l = 0, 1, \dots, L;$$

$$n = 0, 1, \dots, N;$$

$$\delta_\tau \bar{T}_{n,l}^j = \frac{1}{(\bar{R}^2)_l^j \bar{r}_n^2} (\bar{r}_n^2 \bar{T}_{\bar{r}}^j)_{r,n;l}^j + \frac{(\ddot{\bar{R}}^2)_l^j}{\pi^2 (\bar{R}^4)_l^j \bar{r}_n} (\bar{r}_n \bar{T}_{\bar{r}}^j)_{r,n;l}^j -$$

$$- \frac{\dot{\bar{R}}_l^j}{\pi^2 (\bar{R}^3)_l^j \bar{r}_n} (\bar{T}_{\bar{\Theta},l}^j)_{r,n;l}^{j-1/2} + \left[ \frac{\bar{r}_n \bar{R}_l^{1j}}{\bar{R}_l^j} - \frac{\cos \pi \bar{\Theta}_l \cdot \dot{\bar{R}}_l^j}{\pi (\bar{R}^3)_l^j \bar{r}_n \cdot \sin \pi \bar{\Theta}_l} + \right.$$

$$\left. + \frac{(\ddot{\bar{R}}^2)_l^j}{\pi^2 (\bar{R}^4)_l^j \bar{r}_n} - \frac{\ddot{\bar{R}}_l^j}{\pi (\bar{R}^3)_l^j \bar{r}_n} \right] \bar{T}_{r,n;l}^j + \frac{R_0^2}{a_R T^0} f_{n,l}^j, \quad (3.2.11)$$

$$n = 0, 1, \dots, N-1; \quad l = 0, 1, \dots, L;$$

$$\frac{(L_R)_{N,l}^j}{c_R T^0} (\bar{R}_l^{1j} - \bar{R}_l^{10}) \left[ 1 + \frac{(\ddot{\bar{R}}^2)_l^j}{\pi^2 (\bar{R}^2)_l^j \bar{r}_N^2} \right]^{-1/2} = \frac{1}{\bar{R}_l^j} \bar{T}_{r,N;l}^j -$$

$$- \frac{\dot{\bar{R}}_l^j}{\pi^2 (\bar{R}^2)_l^j \bar{r}_N^2} \left( \bar{T}_{\bar{\Theta},l;n}^{j-1/2} - \frac{\bar{r}_N \dot{\bar{R}}_l^j}{\bar{R}_l^j} \bar{T}_{r,N;l}^j \right),$$

$$l = 0, 1, \dots, L. \quad (3.2.12)$$

В уравнениях (3.2.9)—(3.2.12), согласно (3.2.3') и (3.2.4'),

$$\bar{T}_{\bar{\Theta},0;n} = 0, \quad \bar{T}_{\bar{\Theta},L;n} = 0,$$

где фактор эффективности поглощения излучения каплей  $k_{\pi}$  можно вычислить по формуле К. С. Шифрина [141]

$$k_{\pi} = \left[ 1 - \exp \left( -\frac{8\pi\kappa}{\lambda} R \right) \right] \exp [-0.2(\sqrt{n^2 - \kappa^2} - 1)]. \quad (3.2.15)$$

### § 3.3. Методика расчетов поля температур внутри капли с учетом неоднородного внутреннего тепловыделения

При вычислениях мощности источников тепла внутри капли выбор сетки точек, для которых проводятся расчеты, определяется двумя основными условиями: получением достаточно полной информации о распределении мощности источников и не слишком большими затратами машинного времени. При расчетах поля температур выбор сетки требует специального рассмотрения. В случае недостаточной ее густоты разности температур соседних слоев, входящие в уравнения (3.2.10), (3.2.11) и в крайевые условия, могут оказаться слишком большими, что приводит к недостаточной точности аппроксимации исходной системы уравнений (3.2.1) — (3.2.6). В итоге получаются сильно осциллирующие значения температуры поверхности, не имеющие физического смысла.

В этом параграфе мы рассмотрим некоторые вопросы, связанные с расчетами поля температур в каплях воды с радиусами в диапазоне  $5 \text{ мкм} \leq R_0 \leq 25 \text{ мкм}$  при воздействии на них излучением с  $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$ . Исследование показало, что для капель с  $R_0 \leq 25 \text{ мкм}$  вполне достаточен шаг сетки по углу, равный  $5^\circ$ . При удвоении числа узлов, т. е. при шаге  $2,5^\circ$ , значения температуры в соответствующих узлах сетки отличались не более чем на  $0,5^\circ$ .

Критичность задачи к выбору шага по радиусу значительно выше. Это обусловлено тем, что неоднородность распределения мощности тепловых источников внутри капли, а соответственно и неоднородность распределения температуры по радиусу значительно больше, чем по углу [128]. Наиболее сильно неоднородность поля температур проявляется в моменты времени, близкие к взрыву капли, когда создаются очень высокие градиенты температуры, особенно вблизи поверхности капли.

$$\bar{r}_n = (\bar{r}_n \cdot \bar{r}_{n-1})^{1/2}, \quad \bar{T}_{\bar{r},n} = \frac{1}{h_r} (\bar{T}_{n,l} - \bar{T}_{n-1,l}),$$

$$\bar{T}_{\bar{r},n} = \frac{1}{h_r} (\bar{T}_{n+1,l} - \bar{T}_{n,l}), \quad \bar{T}_{\bar{r},n}^2 = \frac{1}{2} (\bar{T}_{\bar{r},n} + \bar{T}_{\bar{r},n}),$$

$$\delta_{\tau} \bar{T}_{n,l}^j = \frac{1}{\Delta \tau} (\bar{T}_{n,l}^j - \bar{T}_{n,l}^{j-1/2}),$$

$$\ddot{\bar{R}}_l = (\bar{R}_{\bar{\theta}})_{\bar{\theta},l}, \quad f_{n,l} = \frac{4\pi n \kappa}{n_{\text{ср}} \lambda} \frac{I}{c_{\text{к}} \rho_{\text{к}}} B_{n,l}.$$

Значения  $\bar{R}^{lj}$  находятся из уравнения (3.2.10) по формуле прямоугольников [137]. Системы уравнений (3.2.9) — (3.2.12) на каждой итерации решаются методом прогонки [138].

Решение краевой задачи (3.2.1) — (3.2.6) существует и единственно. Имеет место сходимость приближенного решения разностной задачи (3.2.9) — (3.2.12) к решению задачи (3.2.1) — (3.2.6) [139, 140].

В некоторых случаях возможно использование упрощенных подходов. Например, при не очень высоких плотностях потока энергии падающего излучения в уравнениях (3.2.1) — (3.2.6) следует положить  $R = R(t) \left( \frac{\partial R}{\partial \theta} \equiv 0, \frac{\partial^2 R}{\partial \theta^2} \equiv 0 \right)$ , а формулу (3.2.2а) с учетом усреднения  $R(\theta, t)$  по угловым составляющим записать в виде

$$\frac{dR(t)}{dt} = -\frac{C}{2} \int_0^{\pi} e^{-\frac{\rho_{\text{к}} L_{\text{к}}(T^*)}{n_{\text{к}} k_{\text{в}} T^*}} \sin \theta d\theta. \quad (3.2.13)$$

При переходе к одномерной по пространственной временной задаче необходимо в формулах (3.2.1) — (3.2.6) положить  $\partial T / \partial \theta = \partial R / \partial \theta = 0$  и опустить условие (3.2.4). В этом случае для нахождения функции источника можно пользоваться выражением

$$f = \frac{3}{4} \frac{I k_{\pi}}{n_{\text{ср}} c_{\text{к}} \rho_{\text{к}} R}, \quad (3.2.14)$$

Весьма критичной к выбору шага по радиусу является температура поверхности капли. Ввиду сильной нелинейности краевого условия (3.2.2а) и более грубой аппроксимации последнего выражением (3.2.12) по сравнению с аппроксимацией во внутренних узлах [128] в качестве температуры поверхности принималась температура  $N$ -го слоя.

Оптимальное число узлов сетки по радиусу подбирается путем последовательного удвоения числа  $N$  и сопоставления получаемых результатов. Для капель с начальными радиусами  $R_0=8-25$  мкм достаточна сетка с шагом  $\Delta\bar{r}=0,01$ . При уменьшении шага до  $\Delta\bar{r}=0,005$  максимальное отклонение значений температуры в соответствующих точках внутри капли от полученных при шаге 0,01 не превышает  $2-4^\circ$ . Для капель меньшего размера достаточна сетка с  $\Delta\bar{r}=0,02$ .

При увеличении показателя преломления до значений  $n=1,3-1,5$  необходимо уменьшить шаг до  $\Delta\bar{r}=0,004$ . Однако такое жесткое требование относится только к приповерхностному слою капли, составляющему примерно  $25-30\%$  от ее радиуса. В этом случае целесообразно применение сетки с переменным шагом по радиусу. В центральной части капли шаг  $\Delta\bar{r}=0,01$  достаточен для всех размеров капель указанного диапазона при изменении показателя преломления от 1 до 1,5.

Особого внимания требует выбор шага по времени. Он весьма существенным образом зависит от интенсивности падающего на частицу излучения и ее размера. В целях экономии времени счета на ЭВМ целесообразно выбирать шаг по времени таким, чтобы заданная точность вычислений достигалась после первой итерации. Естественно, что чем выше интенсивность падающего на каплю излучения, тем быстрее происходят ее нагрев и испарение, шаг по времени должен быть мельче. Контроль правильности выбора шага  $\Delta t$  целесообразно проводить повторением счета с более мелким шагом и сопоставлением полученных результатов.

Представление о правильности выбора шага по времени и о процессе разогрева дает оценка и вывод на печать максимальных значений разности температур  $\Delta T$  каждого последующего временного слоя по сравнению с предыдущим с указанием угловой и радиальной координат ячейки, для которой эта разность оказалась макси-

мальной. При очень быстром нагреве капли и высокой неоднородности внутреннего температурного поля целесообразно последовательное дробление временного шага по мере достижения внутри капли температур, близких к температуре взрывного кипения.

С повышением температуры происходит испарение, радиус капли уменьшается. В связи с этим должно измениться и распределение источников тепла. Как отмечено в § 3.1, в настоящей работе рассматривается только газокINETИЧЕСКИЙ режим испарения капли, переходящий в режим взрывного испарения. При этих условиях за время до взрыва или частичного сброса массы капли ее радиус изменяется не более чем на  $5-8\%$ , что частично еще компенсируется тепловым расширением капли. Естественно, что наибольшие изменения радиуса капли за время до ее взрыва возможны при интенсивностях излучения, равных или ненамного превышающих пороговые. Поскольку в этом случае процесс развивается медленнее, время до взрыва капли больше, то и более значительная часть ее массы успевает испариться.

В табл. 3.2 приведены минимальные, максимальные и усредненные по всем углам расчетные значения радиуса капил с  $R_0=10$  мкм к моменту ее взрыва. (Вопрос об определении момента взрыва будет рассмотрен в § 3.6.) Рассмотрим, например, данные для трех вариантов расчетов при  $I=10^5$  Вт/см<sup>2</sup>. В первом случае шаг по времени составлял  $\Delta t=0,25 \cdot 10^{-3}=0,152$  мкс. Функция распределения источников тепла по объему капли вычислялась

Таблица 3.2

Расчетные значения радиуса капли с  $R_0=10$  мкм к моменту ее взрыва при вариациях интенсивности излучения и условий расчетов

$I, \text{Вт}\cdot\text{см}^{-2}$	$\Delta t \cdot 10^3$	$\delta\bar{R}$	$R_{\text{мин}}$	$R_{\text{макс}}$	$R_{\text{средн}}$	$\tau_{\text{взр}} \cdot 10^3$
			мкм			
$5 \cdot 10^4$	0,5	0,1	8,92	9,40	9,19	60,5
$5 \cdot 10^4$	0,25	0,03	8,91	9,40	9,20	60,0
$10^5$	0,25	0,1	9,25	9,66	9,50	27,0
$10^5$	0,25	0,03	9,24	9,66	9,50	27,0
$10^5$	0,075	0,02	9,25	9,66	9,51	26,8
$5 \cdot 10^5$	0,1	0,1	9,58	9,89	9,80	4,8
$5 \cdot 10^5$	0,1	0,015	9,58	9,90	9,81	4,8
$5 \cdot 10^5$	0,03	0,1	9,59	9,89	9,81	4,77

Значения температуры на различных слоях вдоль диаметра капли с  $R_0=10$  мкм к моменту ее взрыва

№ слоя	$\delta\bar{R}=0,1,$ $\Delta\tau=0,25 \cdot 10^{-3}$		$\delta\bar{R}=0,03,$ $\Delta\tau=0,25 \cdot 10^{-3}$		$\delta\bar{R}=0,2,$ $\Delta\tau=0,75 \cdot 10^{-4}$	
	180°	0	180°	0	180°	0

 $I=10^5$  Вт/см<sup>2</sup>

2	504,5	488,8	505,5	493,2	502,5	500,0
6	509,0	420,6	510,0	492,6	507,5	491,2
10	513,5	486,4	515,0	487,8	513,0	485,9
14	518,0	481,2	519,5	483,2	517,5	481,7
18	522,0	477,9	524,0	479,7	522,0	478,5
22	526,5	475,1	528,5	477,4	526,5	476,3
26	531,5	473,3	533,0	475,9	531,0	475,0
30	537,0	472,2	538,0	474,9	536,0	474,0
34	543,0	471,2	543,5	413,8	541,5	479,0
38	549,5	469,8	549,5	472,0	547,5	471,1
42	556,0	467,4	556,5	469,3	554,0	468,3
46	562,5	464,0	563,0	465,7	561,0	464,7
50	569,0	460,0	569,5	461,6	567,5	460,6
54	574,0	456,1	575,0	457,8	573,5	456,9
58	578,0	453,3	579,5	455,6	577,5	454,9
62	580,5	452,8	582,0	455,6	580,5	455,4
66	580,5	455,4	582,5	459,2	580,5	459,1
70	578,0	461,2	579,5	465,8	578,0	465,9
74	571,5	469,1	572,5	474,4	571,0	474,7
78	559,5	476,9	560,5	482,6	558,5	483,0
82	539,5	480,6	539,5	486,3	538,5	486,8
86	509,0	474,7	508,5	480,0	507,5	480,4
90	464,5	451,5	463,9	455,9	463,1	456,2
94	400,7	401,1	400,3	403,6	399,8	403,6
96	359,9	361,5	359,7	362,3	359,5	362,2

№ слоя	$\delta\bar{R}=0,1,$ $\Delta\tau=0,1 \cdot 10^{-3}$		$\delta\bar{R}=0,015,$ $\Delta\tau=0,1 \cdot 10^{-3}$		$\delta\bar{R}=0,1,$ $\Delta\tau=0,3 \cdot 10^{-4}$	
	180°	0	180°	0	180°	0

 $I=5 \cdot 10^5$  Вт/см<sup>2</sup>

2	476,1	468,4	476,2	468,4	474,1	466,6
6	481,6	459,4	481,6	459,4	480,0	458,1
10	486,0	451,1	486,0	451,1	484,5	449,9
14	488,9	444,2	488,9	444,2	487,5	443,1
18	240,9	439,8	490,9	439,8	489,5	438,7
22	493,0	438,3	493,0	438,3	491,5	437,3

только для начального значения радиуса  $R_0=10$  мкм. Пересчет этой функции был запланирован при изменении среднего значения радиуса капли на 10% от первоначального ( $\delta\bar{R}=0,1$ ). Но поскольку к моменту взрыва  $\tau=0,027$  средний радиус составил  $R_{cp}=9,5$  мкм, то фактически пересчет функции распределения источников тепла не производился. Во втором варианте расчет проведен при таком же временном шаге  $\Delta\tau=0,25 \cdot 10^{-3}$ , но с пересчетом функции распределения источников тепла при изменении среднего радиуса капли на 3% ( $\delta\bar{R}=0,03$ ). Сетка источников должна была вычисляться для  $R_0=10$  мкм,  $R_1=9,7$ ,  $R_2=9,409$  мкм и т. д. Поскольку к моменту взрыва среднее значение радиуса и в этом случае оказалось равным 9,5 мкм, то пересчет функции источников был произведен только один раз, т. е. при  $R_{cp}=9,7$  мкм.

В третьем варианте был выбран более мелкий шаг по времени  $\Delta\tau=0,75 \cdot 10^{-4}=0,0455$  мкс, а пересчет функции источников должен был производиться при уменьшении среднего радиуса капли на каждые 2%. В этом варианте пересчет функции источников был произведен дважды — при  $R_{cp}=9,8$  и  $R_{cp}=9,604$  мкм. Как видно из табл. 3.2, значения  $R$  практически совпадают для всех вариантов расчетов.

Заметим, что, как и следовало ожидать, наибольшие изменения радиуса капли имеют место для направлений  $\beta=0$  и  $180^\circ$ , а наименьшие — в интервале углов  $\beta=60-120^\circ$ .

В качестве примера в табл. 3.3 для тех же вариантов приведены расчетные значения температуры на разных слоях внутри капли для направлений  $\beta=0$  и  $180^\circ$  к моменту ее взрыва. Как видно из таблицы, различие вычисленных температур минимально и не превышает 2 К при  $I=5 \cdot 10^5$  Вт·см<sup>-2</sup>. При  $I=10^5$  Вт·см<sup>-2</sup> оно не выше 7 К (в области слоев № 80—82 для  $\beta=0$ ). Наибольшие отклонения температуры (как и радиуса) наблюдаются при  $I=5 \cdot 10^4$  Вт·см<sup>-2</sup> ( $\Delta T < 9$  К,  $\Delta R \approx 8\%$ ).

Нетрудно убедиться, что во всех приведенных случаях локализация области температур  $T \geq 580$  К практически не зависит от условий расчета. Максимальные расхождения значений температуры возникают при интенсивностях, незначительно превышающих пороговые интенсивности взрыва. Но поскольку наибольшая вели-

№ слоя	$\delta\bar{R}=0,1, \Delta\tau=0,1 \cdot 10^{-3}$		$\delta\bar{R}=0,015, \Delta\tau=0,1 \cdot 10^{-3}$		$\delta\bar{R}=0,1, \Delta\tau=0,3 \cdot 10^{-4}$	
	180°	0	180°	0	180°	0

$I=5 \cdot 10^5$  Вт/см<sup>2</sup>

26	495,9	439,5	495,9	439,5	494,4	438,4
30	500,5	417,0	500,5	442,0	498,9	441,0
34	506,5	444,0	506,5	444,0	505,0	443,1
38	514,5	443,7	514,5	443,7	512,5	442,8
42	523,0	439,4	523,0	439,4	521,0	438,5
46	531,5	430,5	531,5	430,5	530,0	429,6
50	539,5	417,9	539,5	417,9	537,5	417,0
54	546,0	403,9	546,0	403,9	544,5	403,0
58	552,0	391,9	552,0	391,9	550,0	391,0
62	557,0	386,2	557,0	386,2	555,0	385,3
66	561,5	390,8	561,5	390,8	559,5	389,9
70	566,5	408,5	566,5	408,5	564,5	407,6
74	572,5	440,1	572,5	440,1	570,5	439,3
78	579,0	483,8	579,0	483,8	577,0	482,9
82	583,5	533,5	583,5	533,5	582,0	532,5
86	580,5	576,0	580,5	576,0	579,0	575,5
90	552,5	586,0	552,5	586,0	551,5	585,0
94	465,7	503,5	465,7	503,5	465,0	503,0
96	379,2	388,6	379,2	388,6	378,8	388,2

№ слоя	$\delta\bar{R}=0,1, \Delta\tau=0,5 \cdot 10^{-3}$		$\delta\bar{R}=0,03, \Delta\tau=0,25 \cdot 10^{-3}$	
	180°	0	180°	0

$I=5 \cdot 10^4$  Вт/см<sup>2</sup>

2	541,0	532,5	541,0	533,5
6	544,5	531,0	544,5	531,5
10	448,0	527,5	549,0	527,5
14	552,0	523,0	553,5	523,5
18	556,0	518,5	558,0	520,0
22	560,0	515,0	561,5	517,5
26	564,0	512,0	565,5	515,5
30	568,0	509,5	569,0	513,5
34	571,5	507,0	572,0	511,0
38	575,0	504,5	575,5	508,0
42	578,0	501,5	578,0	505,0
46	580,0	497,5	580,0	501,0
50	581,0	493,0	581,0	496,5
54	580,0	488,1	582,0	492,0
58	577,0	483,1	578,0	487,9

№ слоя	$\delta\bar{R}=0,1, \Delta\tau=0,5 \cdot 10^{-3}$		$\delta\bar{R}=0,03, \Delta\tau=0,25 \cdot 10^{-3}$	
	180°	0	180°	0

$I=5 \cdot 10^4$  Вт/см<sup>2</sup>

62	572,0	478,4	573,5	484,3
66	564,5	474,4	566,0	481,4
70	553,5	470,9	555,0	479,1
74	538,5	467,5	540,0	476,4
78	519,5	462,9	520,5	472,2
82	495,1	455,2	495,7	464,3
86	464,4	441,7	464,5	450,0
90	426,2	418,7	426,0	425,3
94	379,2	381,0	378,9	384,6
96	352,0	354,2	351,8	355,7

чина этих расхождений имеет место в наименее нагретой части капли, то эти расхождения не отражаются на значениях времени и энергии, необходимых для взрыва капли.

Анализ показал, что вполне корректные результаты получаются при выборе шага по времени, удовлетворяющего условию  $\tau_{взр}/\Delta\tau > 50-80$ . При интенсивностях излучения, существенно превышающих пороговые, пересчет функции источников практически не требуется. Если же интенсивность воздействующего излучения равна или незначительно превышает пороговую интенсивность взрывного испарения капли, то время от начала нагрева до взрыва капли или ее полного испарения будет относительно большим. В этом случае целесообразно производить пересчет функции распределения источников тепла через каждые 5% изменения радиуса капли.

### § 3.4. Сопоставление результатов расчетов в одномерном и двухмерном приближениях

Как уже указывалось, до сих пор все расчеты, связанные с испарением капель под действием излучения, проводились в предположении об однородности тепловыделения внутри капли и симметричном профиле температуры с максимумом в центре капли. В соответствии с этим решение задачи проводилось в одномерном приближении.



Если для диффузионного и конвективного режимов испарения это приближение вполне приемлемо, то применимость его к более жестким режимам, когда время испарения или взрыва каплей сопоставимо или меньше характерного времени температурной релаксации, подлежит выяснению.

В настоящем параграфе на нескольких конкретных примерах проведено сопоставление результатов расчетов радиуса капли и температуры в разных ее точках, выпол-

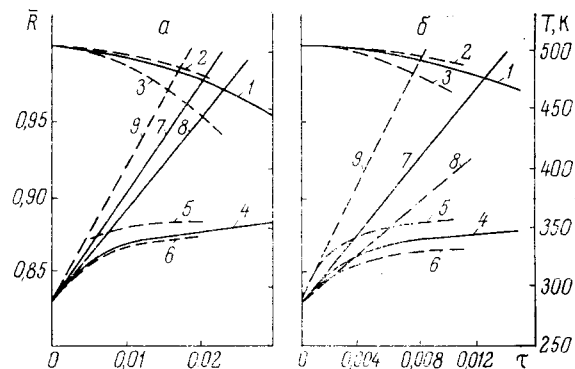


Рис. 3.1. Результаты расчетов в одномерном и двухмерном приближениях для  $I=10^5$  Вт·см<sup>-2</sup>,  $R_0=10$  (а) и 15 мкм (б): 1 —  $\bar{R}^1$ , 2 —  $\bar{R}^{\max}$ , 3 —  $\bar{R}^{\min}$ , 4 —  $T_p^1$ , 5 —  $T_p^{\max}$ , 6 —  $T_p^{\min}$ , 7 —  $T_c^1$ , 8 —  $T_c$ , 9 —  $T^{\max}$

ненных при одинаковых физических предположениях, но с учетом и без учета неоднородности внутреннего тепловыделения, т. е. в одномерном и двухмерном приближениях [128]. Расчеты проведены для каплей воды, освещаемых параллельным пучком монохроматического неполяризованного излучения с  $\lambda=10,6324$  мкм. При этом было принято, что  $T_0=283$  К;  $\rho_K=0,9737$  г/см<sup>3</sup>;  $c_K=1,001$  кал/г·К;  $\lambda_K=1,6059 \cdot 10^{-3}$  кал/см·с·К;  $a_K=1,6472 \cdot 10^{-3}$  см<sup>2</sup>/с;  $L_K=595,9-0,55(T^*-273)$  кал/г [112, 113];  $\alpha=0,0823$ ;  $n=1,173$ ;  $n_{ср}=1$ ;  $k_B=3,299 \cdot 10^{-24}$  кал/К;  $n_K=3,3 \cdot 10^{22}$  см<sup>-3</sup>.

На рис. 3.1 для  $R_0=10$  и 15 мкм и  $I=10^5$  Вт/см<sup>2</sup> приведены зависимости безразмерного радиуса капли  $\bar{R}^1$ , температуры ее центра  $T_c^1$  и поверхности  $T_p^1$  от безразмерного времени  $\tau$ , полученные в одномерном приближе-

нии. Здесь же показаны зависимости минимальных и максимальных значений соответствующих величин  $\bar{R}^{\min}$ ,  $\bar{R}^{\max}$ ,  $T_p^{\min}$ ,  $T_p^{\max}$  и температуры центра капли  $T_c$ , полученных в двухмерном приближении. Поскольку в реальных ситуациях максимум температуры имеет место не в центре капли, как это следует из одномерной модели, а на ее диаметре, параллельном направлению падающего на каплю излучения, на рис. 3.1 показана также зависимость от времени для максимальной температуры внутри капли  $T^{\max}$ . Она оказывается существенно выше температуры ее центра.

Хотя в данном случае расчеты проведены только до температуры порядка 500 К, различие полученных результатов вполне очевидно. Из рис. 3.1 следует, что при учете неоднородного распределения источников тепла внутри капли время, необходимое для достижения условий взрывного кипения, заметно короче, чем это следовало из расчетов в одномерном приближении. В рассмотренном конкретном примере  $R_0=10$  мкм разница во времени достижения температуры 500 К уже составляет 21%. С увеличением размера капли она быстро растет и при  $R_0=15$  мкм превышает 60%.

Значение максимальной температуры поверхности выше температуры поверхности, получаемой в одномерном приближении. Температура  $T_p^1$  близка к минимальным значениям температуры поверхности в двухмерном случае.

Температура центра капли, полученная в одномерном приближении, заметно завышена. С течением времени разница значений  $T_c$  и  $T_c^1$  возрастает. Зависимость от  $\tau$  в обоих случаях линейная.

Радиус капли, получаемый в одномерном приближении, имеет значения, близкие к  $\bar{R}^{\max}$ . Получаемые в двухмерном приближении неодинаковые изменения радиуса для различных направлений должны частично компенсироваться поверхностным натяжением. Однако при температуре 350—400 К оно существенно слабее, чем при исходной температуре. В результате этого в течение короткого промежутка времени, предшествующего наступлению теплового взрыва капли, могут иметь место некоторые отступления ее формы от сферической.

Анализ, проведенный для  $5 \text{ мкм} \leq R_0 \leq 20 \text{ мкм}$  и  $I=$

$=10^5$  Вт/см<sup>2</sup>, показывает, что решение задачи в одномерном приближении позволяет получить некоторые усредненные значения температуры поверхности капли и ее радиуса. Что же касается максимальной температуры внутри капли и температуры в ее центре, то для капель с  $R_0 > 4$  мкм одномерное решение дает неверные результаты, погрешность которых быстро растет с увеличением размера капель. Это обуславливает необходимость и целесообразность решения задачи о газокинетическом предвзрывном испарении капель в двухмерном приближении.

### § 3.5. Изменение поля температур и радиуса капли на предвзрывной стадии испарения

Рассмотрим более подробно изменение во времени поля температур в водяной капле с начальным радиусом  $R_0 = 10$  мкм, находящейся под действием излучения с  $\lambda = 10,6$  мкм и интенсивностью  $I = 10^5$  Вт/см<sup>2</sup>, превышающей пороговую интенсивность взрывного режима (рис. 3.2—3.5). Согласно выводам работы [119], будем считать, что для капель воды с радиусами порядка 10 мкм условия взрывного кипения, а следовательно, и теплового разрушения капли возникают при достижении в некоторой части ее объема  $T = 580$  К.

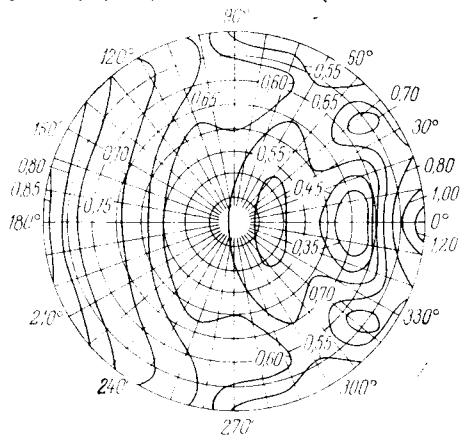


Рис. 3.2. Распределение мощности источников тепловыделения в сечении большого круга капли с  $R_0 = 10$  мкм при  $\lambda = 10,6$  мкм. Цифры у кривых — значения  $B$

Как уже отмечалось в главе 1, распределение мощности источников тепла в капле с  $R_0 = 10$  мкм, облучаемой  $\lambda = 10,6$  мкм, имеет два максимума. Один из них более высокий, но очень узкий — у теневой поверхности капли, второй менее высокий, но достаточно обширный — у ее освещенной поверхности (см. рис. 1.2, 3.2). Сопоставив распределение температуры по сечению капли в моменты времени  $\tau = 0,006$  (рис. 3.3, а) и  $\tau = 0,019$  (рис.

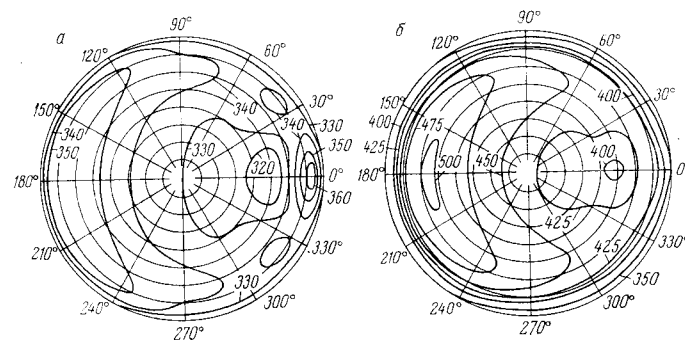


Рис. 3.3. Распределение температуры ( $T$ , К) в сечении большого круга капли с  $R_0 = 10$  мкм при  $I = 10^5$  Вт·см<sup>-2</sup> в моменты времени  $t = 3,6$  (а) и 11,5 мкс (б)

3.3, б) с распределением мощности источников тепла, можно заключить, что в начальный период нагревания поле температур внутри капли имеет сходство с полем источников тепла (за исключением областей вблизи ее поверхности). С течением времени это сходство уменьшается, но изменение поля температур происходит вполне определенным образом. Его в общих чертах можно предсказать исходя из картины поля источников.

Расчет разогрева и испарения капель во всех примерах этого параграфа проведен от начальной температуры  $T = 283$  К до достижения в некотором малом объеме капли  $T = 580$  К [119]. На рис. 3.4 и всех последующих направлению рассеяния  $\beta = 180^\circ$  ( $\beta = \pi - \Theta$ ) соответствуют отрицательные значения относительной координаты  $\bar{r}$ , направлению  $\beta = 0$  — положительные. Как видно из рис. 3.4, наибольшая неоднородность как в распределении мощности тепловых источников, так и в распределении температуры имеет место вдоль диаметра капли,

совпадающего с направлением распространения воздействующего пучка, т. е. для направления  $\beta=0-180^\circ$ . В начальный период разогрева (кривая 2) зависимость  $T(\bar{r})$  в интервале  $-0,88 < \bar{r} < 0,93$  качественно воспроизводит ход кривой  $B(\bar{r})$ . У поверхности капли, несмотря на восходящий ход зависимости  $B(\bar{r})$ , кривая  $T(\bar{r})$  имеет нисходящие ветви. Резко выраженному максимуму величины  $B$  у теневой стороны капли соответствует максимум температуры вблизи теневой поверхности, заметно более высокий, чем максимум вблизи освещенной поверхности. Однако, как видно из рис. 1.2, 3.4, часть объема капли, в которой имеют место наиболее высокие значения мощности тепловых источников, относительно

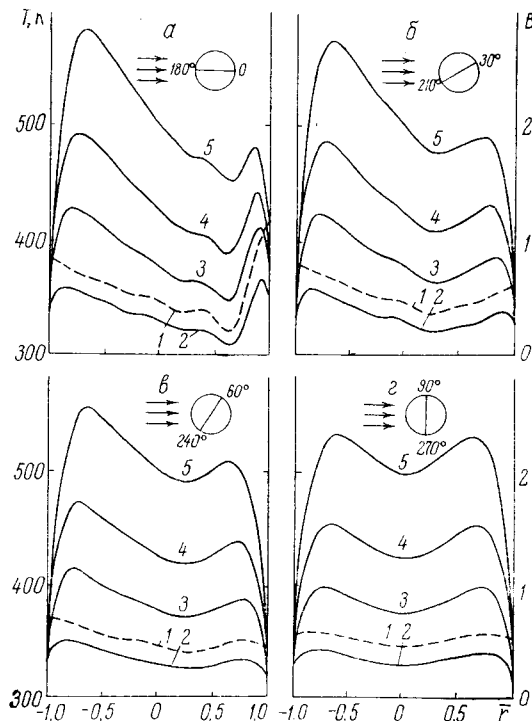


Рис. 3.4. Распределение мощности источников тепла (1) и температуры (2—5) внутри капли с  $R_0=10$  мкм при  $I=10^5$  Вт·см $^{-2}$  в моменты времени  $t=3,64$  (2); 7,38 (3); 10,92 (4) и 16,38 мкс (5) вдоль диаметров в направлениях  $\beta=0-180^\circ$  (а);  $30-210^\circ$  (б);  $60-240^\circ$  (в) и  $90-270^\circ$  (г)

невелика. Поэтому с течением времени в картине распределения температуры превалирующую роль начинает играть хотя менее высокий, но зато охватывающий значительно большую часть объема капли максимум мощности источников тепла, расположенный у освещенной поверхности. К моменту времени  $\tau=0,027$  левый максимум  $T(\bar{r})$  на рис. 3.4, а уже превышает правый на 100 К.

Из рассмотрения рис. 3.4, б и в и сопоставления их с рис. 3.4, а следует, что при переходе к другим направлениям внутри капли наблюдается сглаживание и понижение кривой, характеризующей мощность тепловых источников, а также и кривых, отражающих распределение температуры. Для направления  $\beta=30-210^\circ$  уже в мо-

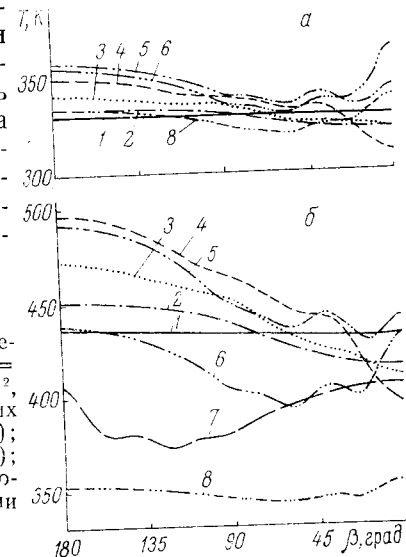


Рис. 3.5. Распределение температуры внутри капли с  $R_0=10$  мкм при  $I=10^5$  Вт·см $^{-2}$ ,  $N=96$  на концентрических слоях с номерами  $n=1$  (1); 20 (2); 40 (3); 60 (4); 80 (5); 90 (6), 93 (7) и на поверхности (8) в моменты времени  $t=3,6$  (а) и 11,5 мкс (б)

мент времени  $\tau=0,006$  значение максимальной температуры в освещенной полусфере несколько выше, чем в теневой. Для направления  $\beta=60-270^\circ$  разница максимальных температур меньше, чем для направления  $\beta=30-210^\circ$ , а в направлении  $\beta=90-270^\circ$  распределение температуры, как и следовало ожидать для неполяризованного излучения, симметрично относительно оси капли, совпадающей с направлением пучка.

Локализация минимума температуры внутри капли соответствует положению минимума тепловыделения. Максимальная температура локализуется не в центре капли. Отметим, что не всегда поверхность является

наиболее холодной частью капли. Как видно из рис. 3.5 а, в начальный период разогрева температура поверхности оказывается выше температуры внутренних слоев, особенно для направлений  $|\beta| < 30^\circ$ . Из сравнения рис. 3.5, а и б видно, что если в момент времени  $\tau = 0,06$  максимальный перепад температур порядка 50 К наблюдался в теневой полусфере (в освещенной—около 30 К), то при  $\tau = 0,019$  максимальная разность температур по-

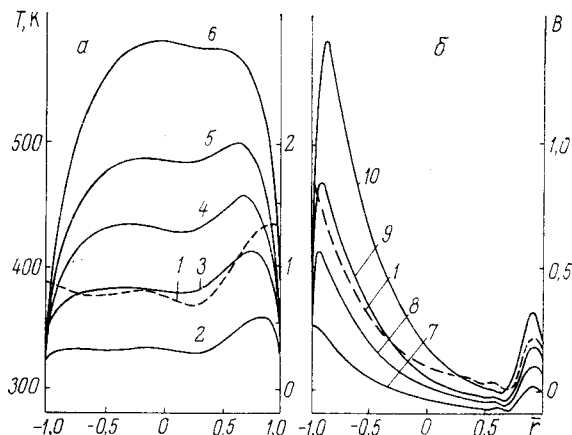


Рис. 3.6. Распределение мощности источников тепла (1) и температуры (2—10) внутри капель с  $R_0 = 5$  (а) и 25 мкм (б) при  $I = 10^5$  Вт·см<sup>-2</sup> вдоль направления  $\beta = 0-180^\circ$  в моменты времени  $t = 2,28$  (2); 4,56 (3); 6,84 (4); 9,12 (5); 14,3 (6); 3,42 (7); 6,84 (8); 10,26 (9) и 17,95 мкс (10)

рядка 150 К создается в освещенной полусфере (в теневой — около 115 К). Общий уровень температуры в теневой полусфере заметно ниже, чем в освещенной. Естественно, что в этом случае следует ожидать поверхностного взрыва капли в направлении навстречу освещающему пучку. Разность температур на поверхности капли не превышает нескольких градусов.

В более мелких каплях ( $R_0 = 5$  мкм, рис. 3.6, а) максимальная температура достигается в теневой полусфере, но довольно близко к центру капли. Прогревание происходит более равномерно. Температура резко меняется только у самой поверхности капли. Распределение ее в начальный период скоррелировано с распределени-

ем мощности источников тепла. С течением времени профиль  $T(\bar{r})$  становится все более симметричным. Для капель с  $R_0 = 25$  мкм основной нагрев в соответствии с распределением мощности источников тепла происходит в освещенной полусфере. При этом неоднородность распределения температуры значительно больше, чем для  $R_0 = 10$  мкм.

Из приведенных графиков следует, что при рассматриваемой интенсивности облучающего пучка можно ожидать симметричного взрыва капель при  $R_0 \leq 7-8$  мкм. Для более крупных капель должен наблюдаться взрыв, направленный в сторону источника излучения. В работе [60] отмечена симметричность взрыва для капель с радиусами до  $R_0 = 12$  мкм. Расхождение, по-видимому, объясняется различием условий освещения.

Следует подчеркнуть, что распределение температуры внутри капли зависит не только от размера капли, но и от интенсивности падающего на нее излучения. С увеличением интенсивности неоднородность внутреннего температурного поля возрастает, увеличиваются перепады между более и менее нагретыми точками внутри капли, положение «горячих» точек тоже меняется.

Из рис. 3.7 видно, что при одном и том же распределении источников тепла, но разных интенсивностях излучения картина температурного поля получается совершенно различной. Характерно то, что вместо одного максимума температуры в освещенной полусфере при высоких  $I$  (для  $R_0 = 10$  мкм при  $I > 8 \cdot 10^4$  Вт/см<sup>2</sup>) появляются два максимума. При этом чем выше  $I$ , тем быстрее развивается узкий максимум  $T(\bar{r})$  у теневой поверхности капли. Развитие более широкого максимума температуры в освещенной полусфере происходит значительно медленнее. Температура взрывного кипения раньше достигается в теневой полусфере, и это может менять картину взрыва.

Авторы работы [123] отмечали выбросы массы через теневую поверхность капли, которые они объясняли отражением от нее ударной волны. В свете полученных нами результатов для капель с  $R_0 = 8-12$  мкм такие выбросы могут быть объяснены наличием узкого, но очень высокого максимума температуры у теневой поверхности при высоких значениях  $I$ .

Повышение теневого максимума  $T(\bar{r})$  с увеличением

$I$  имеет место и для более крупных капель. Но для капля с  $R_0 \approx 10$  мкм оно проявляется наиболее существенным образом.

Для распределения температуры при  $I = 5 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup> (см. рис. 3.7, б) характерно также наличие глубокого минимума в области  $\bar{r} \approx 0,65$ . Его положение в точности совпадает с минимумом  $B(\bar{r})$ . Максимумы  $T(\bar{r})$  очень

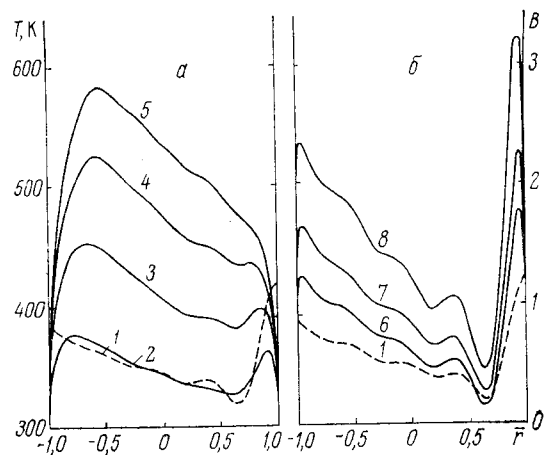


Рис. 3.7. Распределение источников тепла (1) и температуры (2—8) в капле с  $R_0 = 10$  мкм в направлении  $\beta = 0-180^\circ$  при  $I = 5 \cdot 10^4$  (а) и  $5 \cdot 10^6$  Вт·см<sup>-2</sup> (б) в моменты времени  $t = 9,4$  (2); 18,8 (3); 28,2 (4); 36,7 (5); 0,12 (6); 0,16 (7); 0,22 мкс (8)

острые и лежат почти вплотную у поверхности капли. При плавном переходе от  $I = 5 \cdot 10^4$  к  $I = 5 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup> можно проследить это заострение максимумов и их постепенный сдвиг к поверхности.

Поскольку во всех рассмотренных выше примерах интенсивность падающего излучения превышала пороговую, через несколько микросекунд после начала облучения происходит взрыв капель. За это время успевает испариться лишь незначительная часть капли. Абсолютное изменение радиусов капель в этих условиях мало и не превышает 0,4—0,5 мкм, что составляет примерно 14% начального объема капель с  $R_0 = 10$  мкм и менее 5% для капель с  $R_0 = 25$  мкм.

### § 3.6. Расчетный критерий границы взрывного режима

В эксперименте взрыв капли или частичный выброс ее массы фиксируются с помощью технических средств. При теоретических расчетах наступление взрыва должно быть связано с достижением определенных значений параметров жидкости, например, температуры взрывного кипения в некоторой определенной части объема капли. В § 3.1 уже отмечалось, что в различных работах условия определяются по-разному. Одни авторы полагают, что взрыв происходит при достижении  $T = 647$  К [64, 107], другие —  $T = 578$  К [116, 117] в центре капли. По мнению третьих [118], взрыв происходит, когда средняя температура капли становится равной  $T = 647$  К. В работе [119] условие взрыва капли связывается с достижением температуры гомогенного зародышеобразования  $T \approx 578-588$  К (в зависимости от размера капель и скорости их нагрева). Ясно, однако, что возникновение единственного парового зародыша еще недостаточно для взрыва капли, этот зародыш может «схлопнуться» под действием сил поверхностного натяжения и давления окружающей жидкости. А чтобы их было достаточно много, размеры области критического перегрева внутри капли должны значительно превосходить размеры одного парового зародыша.

Экспериментальных данных пока недостаточно, чтобы сделать какие-либо конкретные заключения о критических размерах пузырьков или области их возникновения, при которых происходит взрыв капли.

Отсутствие определенного расчетного критерия взрыва не только затрудняет выполнение оценок энергии и времени, требующихся для взрыва капель. Оно приводит к тому, что в некоторых теоретических работах получают и даже обсуждаются результаты, не имеющие физического смысла или свидетельствующие об ошибочности полученного решения.

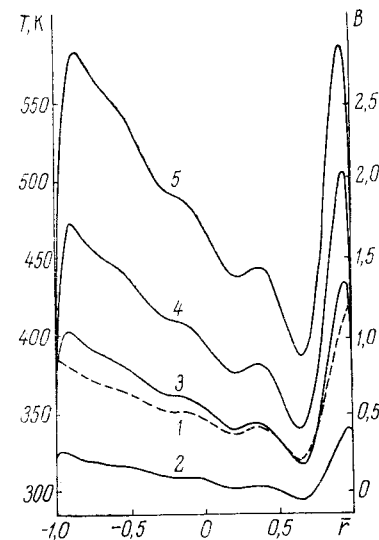
Например, в работе [142] в квазистационарном приближении рассматривается изменение температуры поверхности и радиуса капель с  $R_0 = 1; 5$  и  $10$  мкм при удельной поглощаемой мощности излучения  $Q = 10^7$  кал/см<sup>3</sup>·с. Это соответствует интенсивностям падающего излучения  $I = 6,26 \cdot 10^4$  Вт/см<sup>2</sup> для капли с  $R_0 = 10$  мкм

и  $I=4,74 \cdot 10^4$  Вт/см<sup>2</sup> для капли с  $R_0=5$  мкм. По данным эксперимента [124, 125], пороговая интенсивность взрыва капль воды с  $R_0=10$  мкм составляет  $(3,6-3,8) \cdot 10^4$  Вт/см<sup>2</sup>. Следовательно, при  $I=6,24 \cdot 10^4$  Вт/см<sup>2</sup> должен наступить взрыв капли. Однако из рис. 1 и 2 работы [142] следует, что капля плавно испаряется, максимальное значение ее поверхностной температуры не превышает 534 К. Поскольку в работе [142] положено, что скорости изменения средней температуры капли и температуры ее поверхности одинаковы, следует, по-видимому, считать, что и средняя температура капли тоже равна 534 К. В действительности же при столь высоких интенсивностях воздействующего излучения распределение температуры в капле весьма неоднородно (см. рис. 3.7). Температура взрывного кипения воды  $T=578$  К уже достигается в некотором объеме внутри капли, тогда как температура поверхности еще находится в пределах 353—363 К. Регулярное испарение при этих условиях невозможно, капля должна взорваться, что и наблюдается в эксперименте. В упоминавшейся выше работе [118] рассмотрено импульсное облучение и критерии взрыва капль. На рис. 2 и 3 этой работы приведены расчетные зависимости средней температуры и радиуса капли с  $R_0=10$  мкм от времени при воздействии на нее прямоугоньного импульса с длительностью 30 мкс и при удельной поглощаемой энергии  $Q=10^8$  кал/см<sup>3</sup>, что соответствует  $I=6,26 \cdot 10^5$  Вт/см<sup>2</sup>.

Авторы отмечают, что если положить  $L=540$  кал/г,  $c_p=1$  кал/г·К и не учитывать зависимость этих величин от температуры, то вскоре после включения импульса будет достигнута максимальная средняя температура капли, намного превышающая  $T=647$  К ( $T \approx 727$  К). На графике, полученном при учете зависимости  $c_p(T)$  и постоянном значении  $L=540$  кал/г, начиная примерно с  $t_1=6$  мкс и до  $t_2=24$  мкс, сохраняется постоянная средняя температура капли  $T=647$  К. При учете  $c_p(T)$  и  $L(T)$  максимальная средняя температура капли достигается через 3—4 мкс и составляет 568 К. Для всех этих случаев приведенные на рис. 3 работы [118] зависимости  $R(T)$  имеют плавный характер, радиус капли убывает, приближаясь к  $R=1,5-2$  мкм в конце импульса. Отмечается, что средняя температура капли  $T=568$  К недостаточна для взрыва.

На рис. 3.8 приведено полученное нами распределение температуры в капле с  $R_0=10$  мкм при интенсивности излучения, близкой к рассматриваемой авторами работы [118]. Из хода кривых рис. 3.8 видно, что при таком неоднородном нагреве нельзя характеризовать процесс испарения капли средней температурой и тем более судить по ней о достижении взрывного режима. К моменту времени  $\tau=0,0048$ , что соответствует примерно 2,9 мкс после начала облучения, в максимумах у освещенной и теневой поверхностей капли достигается температура  $T=580$  К, тогда как температура поверхности лежит в пределах 363—388 К.

Рис. 3.8. Распределение источников тепла (1) и температуры внутри капли с  $R_0=10$  мкм при  $I=5 \cdot 10^5$  Вт·см<sup>-2</sup> вдоль направления  $\beta=0-180^\circ$  в моменты времени  $t=0,36$  (2); 1,09 (3); 1,82 (4); 2,91 мкс (5)



Следует отметить и еще одно обстоятельство. Для полного испарения капли воды с  $R_0=10$  мкм требуется энергия около 10,5 мкДж. Нетрудно подсчитать, что при заданной в работе [118] удельной поглощаемой энергии  $Q$  капля получит достаточное для ее полного испарения количество энергии за время, меньшее половины длительности импульса. Таким образом, зависимости, приведенные на рис. 2 и 3 работы [118], не соответствуют реальной действительности и, по существу, не имеют физического смысла.

Приведенные примеры говорят о том, что для теоретического изучения условий и характера взрывного разрушения капль и в особенности для оценки времени и затрат энергии, требуемых для достижения взрыва, не-

Пороговые значения интенсивности взрывного испарения, полученные в эксперименте [125] и в расчетах данной работы

Способ получения данных	$I_{\text{пор}}$ , кВт·см <sup>-2</sup> при $R_0$ (мкм)			
	10	15	20	25
Эксперимент	38,1	24,6	18,9	15,7
Расчет	39,0	26,0	20,0	17,0

обходим не только специализированный подход к решению этой задачи, но и выработка некоторого, хотя бы приближенного, критерия, определяющего границу теплового разрушения капли.

Изложенный в § 3.2, 3.3 [127, 128, 143] метод решения задач об испарении капель с учетом неоднородного внутреннего тепловыделения позволяет исследовать динамику развития температурного поля, проследить появление и развитие локальных максимумов температуры, в окрестности которых достигаются условия взрывного кипения воды  $T \approx 580$  К, приводящие к тепловому взрыву капли.

Как было показано в предыдущем параграфе, характер неоднородности внутреннего температурного поля, расположение и размеры областей с  $T \geq 580$  К могут существенным образом меняться в зависимости от размеров и свойств капель, а также от интенсивности воздействующего на них излучения. В связи с этим могут изменяться и затраты энергии, необходимые для достижения режима взрывного испарения. С этой точки зрения значительный практический интерес представляет выяснение закономерностей, определяющих локализацию областей с экстремальными температурами, а также влияния на них различных условий облучения и вариации параметров капель.

Оценка энергетических затрат в рассматриваемой задаче затруднена тем, что неизвестно предельное соотношение размеров парового пузыря или области критического перегрева капли, при котором наступает разрушение последней. Нахождение этого соотношения теоретическим путем весьма сложно, требует учета большого числа параметров и их температурных зависимостей. Эти трудности можно в какой-то мере обойти путем сопоставления результатов расчетов, выполненных по нашему методу [143], с экспериментальными данными работ [124, 125].

В результате анализа многочисленных расчетных данных установлено, что при вариации интенсивности падающего излучения вблизи пороговых значений, обеспечивающих в эксперименте взрыв капель воды с радиусами  $R_0 = 10-35$  мкм, необратимое развитие процесса, соответствующее режиму взрывного испарения, происходит, если температура  $T = 580$  К достигается не менее

чем в 10—11 узлах сетки, примененной в нашей расчетной схеме ( $\Delta r = 0,01$ ,  $\Delta \beta = 5^\circ$ ). На этом основании при рассмотрении временных зависимостей температурного поля внутри капли достижение  $T \geq 580$  К в десяти рядом лежащих узлах сетки было принято в качестве расчетного критерия наступления режима взрывного испарения. Контрольные расчеты по определению пороговых значений интенсивности, проведенные с использованием этого критерия, дали совпадение с экспериментальными данными [124, 125] в пределах погрешности эксперимента во всем указанном выше диапазоне размеров капель (табл. 3.4). Справедливость его для капель других размеров и других интенсивностей не проверялась из-за отсутствия соответствующих экспериментальных данных.

На рис. 3.9 с помощью безразмерной диаграммы (радиусы частиц приведены к единице) показаны форма и расположение областей с  $T \geq 580$  К, в которых образуются паровые пузыри. Форма этих областей в большинстве рассматриваемых случаев не является сферической. Из рисунка видно, что при  $R_0 = 10$  мкм с увеличением интенсивности падающего на каплю излучения от  $I = 4 \cdot 10^4$  Вт/см<sup>2</sup> до  $I = 5 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup> середина области, в которой достигаются значения  $T = 580$  К, смещается от центра капли к ее поверхности примерно с 52-го слоя на 92-й. При этом шаг сетки по радиусу не меняется. Линейное же расстояние между двумя соседними узлами по дуге окружности увеличивается (в областях  $T_{\text{взр}}$ ) примерно от 0,09 мкм при  $I = 4 \cdot 10^4$  Вт/см<sup>2</sup> до 0,17 мкм при  $I = 5 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>. Форма областей, включающих 10 узлов сетки с  $T \geq 580$  К, в этих двух случаях заметно различается.

Из сказанного ясно, что принятый критерий наступ-

ления взрывного режима имеет приближенный характер, и тем не менее использование этого критерия позволяет ввести единый подход к оценке явлений, происходящих в капле при разных условиях облучения, и установить некоторые закономерности. Естественно, что получаемые выводы справедливы только для капель в оговоренном выше диапазоне размеров. Однако то обстоятельство, что основная масса капель, образующих облака и тумана-

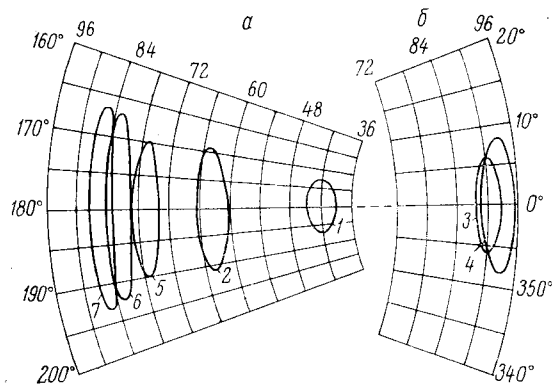


Рис. 3.9. Области с  $T \geq 580$  К в плоскости сечения большого круга капель с  $R_0 = 10$  мкм при  $I = 4 \cdot 10^4$  (1);  $10^5$  (2);  $10^6$  (3) и  $5 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup> (4) и при  $I = 10^5$  Вт/см<sup>2</sup> для  $R_0 = 15$  (5), 20 (6) и 25 мкм (7). Цифры от 36 до 96 — номера концентрических слоев в сечении каплей (§ 3.2; 3.3), а — часть сечения в освещенной полусфере, б — в теневой

ны, имеет радиусы до 30 мкм, придает этим выводам реальную практическую значимость. Они, несомненно, полезны, например, для предварительных оценок энергетических затрат, требующихся для теплового взрыва каплей и т. п. Подчеркнем еще раз, что отмеченная приближенность относится лишь к определению момента взрыва капли. Что же касается динамики развития температурного поля внутри капли, то при указанных в § 3.2 условиях (газокинетический и взрывной режимы испарения) решение задачи является вполне строгим, и получаемые конкретные результаты о зависимостях температуры от временной и пространственных координат вполне реальны. Обсуждение влияния отдельных

допущений, таких как выбор некоторых фиксированных значений удельной теплоемкости, плотности и теплопроводности воды, будет проведено в следующей главе.

### § 3.7. Время достижения взрывного режима и необходимая для этого энергия при непрерывном облучении капель

Рассмотрим некоторые результаты, касающиеся энергетической стороны вопроса о взрыве капель под действием излучения с  $\lambda = 10,6$  мкм, полученные с использованием установленного в предыдущем параграфе расчетного критерия наступления теплового взрыва каплей. При этом, как и ранее, полагалось, что нагрев производится от начальной температуры  $T = 283$  К. Поскольку излучение считалось непрерывным и имеющим постоянную интенсивность, а изменение размера капель до взрыва незначительно, то количество поглощенной при этом энергии можно оценить из соотношения  $E_{\text{погл}} = I t_{\text{взр}} k_{\text{пл}} R^2$ , где  $R$  — среднее значение радиуса, близкое к  $R_0$ .

В табл. 3.5 приведены результаты расчетов времени выхода на режим взрывного испарения и поглощенной при этом энергии для капель, облучаемых потоками излучения различной интенсивности, и для капель разного радиуса при одной и той же интенсивности. Нетрудно

Таблица 3.5

Расчетные значения  $t_{\text{взр}}$  и  $E_{\text{погл}}$

$I$ , Вт/см <sup>2</sup>	$t_{\text{взр}}$ , мкс	$E_{\text{погл}}$ , мкДж	$R_0$ , мкм	$t_{\text{взр}}$ , мкс	$E_{\text{погл}}$ , мкДж
при $R_0 = 10$ мкм			при $I = 10^6$ Вт/см <sup>2</sup>		
$3,9 \cdot 10^4$	50,5	5,52	5	14,3	0,66
$5 \cdot 10^4$	36,7	5,15	7,5	15,9	2,15
$10^5$	16,4	4,59	10	16,4	4,59
$5 \cdot 10^5$	2,92	4,09	15	17,5	12,8
$10^6$	1,28	3,57	20	17,6	24,3
$2 \cdot 10^6$	0,58	3,27	25	17,9	39,6
$5 \cdot 10^6$	0,22	3,06	30	18,3	58,6



убедиться, что зависимости  $E_{\text{погл}}$  и  $t_{\text{взр}}$  от  $I$  и  $R_0$ , будучи представлены в логарифмическом масштабе, имеют линейный характер.

В результате обработки большого числа расчетных данных, типа приведенных в табл. 3.5, получены простые приближенные соотношения:

$$t_{\text{взр}} = 4,82 \cdot I^{-1,11} R_0^{0,094}, \quad (3.7.1)$$

$$E_{\text{погл}} = 7,45 \cdot 10^{-8} \cdot I^{-0,112} R_0^{2,35} \quad (3.7.2)$$

где  $I$  выражается в Вт/см<sup>2</sup>,  $R_0$  — мкм,  $t_{\text{взр}}$  — с,  $E_{\text{погл}}$  — Дж [143].

Контрольные расчеты показывают, что аппроксимационные формулы (3.7.1) и (3.7.2) дают значения  $t_{\text{взр}}$  с погрешностью не более  $\pm 5\%$  и значения поглощенной до взрыва энергии с погрешностью не более  $\pm 8\%$  для капель с начальными радиусами в диапазоне  $8 \text{ мкм} \leq R_0 \leq 30 \text{ мкм}$ . Из формул (3.7.1) и (3.7.2) следует, что при постоянной интенсивности падающего излучения с увеличением радиуса капель от 10 до 30 мкм требуемое для взрыва количество энергии возрастает примерно в 14 раз, а время достижения взрыва увеличивается на 10—11%. При фиксированном размере капель и увеличении интенсивности от  $10^4$  до  $5 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup> энергия, необходимая для взрыва, уменьшается в два раза, а время — почти на три порядка.

Подчеркнем, что с увеличением интенсивности воздействующего излучения затраты энергии для достижения взрыва капли оказываются меньшими, чем энергия, необходимая для полного испарения капли того же размера. При постоянной интенсивности излучения отношение энергии, необходимой для взрыва капли, к энергии, требуемой для ее полного испарения, уменьшается с увеличением радиуса капель. Эти результаты подтверждаются экспериментальными данными работ [124, 125], в которых даже при пороговых интенсивностях энергия взрыва составляла примерно 75—80% энергии полного испарения капель.

Физическое объяснение указанного эффекта заключается в уже упоминавшихся выше изменениях характера температурного поля с увеличением  $I$  и  $R_0$ . Сдвиг области экстремальных температур к поверхности капли может приводить к тому, что разрушение капли проис-

ходит не в результате полного ее разлета, а в результате частичного выброса массы через участок поверхности, вблизи которого образовался паровой пузырь. В экспериментах такие частичные выбросы наблюдаются довольно часто (см., например, [71]). Вследствие большого перепада температур между наиболее нагретыми областями внутри капли и остальной ее частью взрыв такого рода происходит, когда среднеобъемная температура еще относительно невысока.

Таким образом, из приведенных результатов следует, что эффективность воздействия излучения на воднокапельный аэрозоль существенно повышается при использовании источников, обеспечивающих высокую интенсивность излучения.

В заключение коротко остановимся на вопросе о влиянии начальной температуры капель на время и энергию, необходимые для достижения режима взрывного испарения. Рассмотрим проведем на конкретном примере капель с  $R_0 = 10$  мкм, находящихся под действием излучения с  $\lambda = 10,6$  мкм и  $I = 10^5$  Вт/см<sup>2</sup>. Результаты расчетов показали, что изменение начальной температуры капель в интервале от 273 до 303 К приводит к уменьшению времени до взрыва в пределах 10%. В тех же пределах уменьшается поглощаемая до взрыва энергия. Изменения  $t_{\text{взр}}$  и  $E_{\text{погл}}$  линейным образом связаны с начальной температурой капли и могут быть получены с помощью приближенных соотношений вида

$$t_{\text{взр}} = (32 - 0,0549 T_0) \cdot 10^{-6}, \quad (3.7.3)$$

$$E_{\text{погл}} = (0,896 - 0,0154 T_0) \cdot 10^{-6}. \quad (3.7.4)$$

Здесь  $T$  — начальная температура капель, К,  $t_{\text{взр}}$  — с,  $E_{\text{погл}}$  — Дж.

Контрольные расчеты для других размеров капель и других  $I$  дают практически такие же результаты. Если предположить, что наиболее часто встречающийся случай  $T_0 = 288$  К, то можно приближенно считать, что при отклонениях от него на  $\pm 15$  К изменение времени выхода на взрывной режим и соответствующего энерговклада не превышает  $\pm 5\%$ . В большинстве случаев таким изменением можно пренебречь.

### § 3.8. Нагрев, испарение и взрыв водяных капель при импульсном облучении

В предыдущих параграфах было показано, что вследствие сильной неоднородности внутреннего тепловыделения эффективность воздействия излучения на капли воды существенно повышается при использовании источников, обеспечивающих высокую интенсивность излучения. Поскольку большинство экспериментальных установок, используемых для воздействия излучением на капли воды, работают в импульсном режиме, развитый здесь метод решения применен нами также к исследованию испарения капель воды под действием импульсного излучения с длиной волны  $\lambda = 10,6$  мкм при интенсивностях, соответствующих газокINETическому и взрывному режимам [144].

Для выполнения конкретных расчетов временную зависимость интенсивности импульсного излучения представляем в виде суммы двух экспонент. В основу такого представления положено описание и аналитическое представление формы импульса, приведенное в работах [60, 123, 145, 146]. В частности, в экспериментах работы [60] импульс имел полуширину примерно 200 нс с «низкоэнергетическим хвостом» длительностью около 1 мкс. При энергии импульса 0,5 Дж интенсивность излучения в фокусе линзы варьировалась от  $10^5$  до  $5 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>.

В большинстве экспериментальных установок импульс не возникает мгновенно. В течение небольшого промежутка времени происходит нарастание его интенсивности от нулевой до максимальной. На этом этапе развития импульса зависимость его интенсивности от времени можно считать практически линейной. Чтобы учесть влияние имеющегося обычно такого переднего фронта импульса, в его аналитическое выражение введем линейную зависимость интенсивности от времени в начальный период развития импульса.

Рассмотрим два варианта импульсов. Первый из них запишем в виде

$$I(t) = \begin{cases} I_0[A \exp(-\alpha_1 t) + B \exp(-\alpha_2 t)] t/t_1 & \text{при } 0 \leq t < t_1, \\ I_0[A \exp(-\alpha_1 t) + B \exp(-\alpha_2 t)] & \text{при } t_1 \leq t \leq t_2, \end{cases} \quad (3.8.1)$$

где  $t_1$  — время достижения максимальной интенсивности;  $t_2$  — время, соответствующее концу импульса;  $A, B, \alpha_1, \alpha_2$  — параметры, характеризующие форму импульса;  $I_0$  определяется мощностью источника.

Второй вариант запишем как

$$I(t) = \begin{cases} I_0 [A + B] t/t_1 & \text{при } 0 \leq t < t_1, \\ I_0 [A \exp(-\alpha_1(t-t_1)) + B \exp(-\alpha_2(t-t_1))] & \text{при } t_1 \leq t \leq t_2. \end{cases} \quad (3.8.2)$$

Выбирая значения варьируемых параметров импульса примерно соответствующими условиям экспериментов, описанных в работах [60, 145, 146], положим  $A=2, B=1, \alpha_2=0,5 \cdot 10^6$  с<sup>-1</sup>,  $t_2=2$  мкс. При  $t_1=0$  полуширина импульса зависит от  $\alpha_1$  и уменьшается в 8 раз при увеличении  $\alpha_1$  от  $10^6$  до  $1,2 \cdot 10^7$  с<sup>-1</sup> (рис. 3.10). В первом варианте импульсов введение и увеличение  $t_1$  сопровождаются снижением максимума интенсивности и увеличением полуширины импульса тем более значительными, чем выше  $\alpha_1$  (рис. 3.10, б). Во втором варианте происходит только сдвиг импульса вдоль шкалы времени на  $t_1$  без изменения формы его нисходящей части (рис. 3.10, в).

Рассмотрим испарение и взрыв под действием мощного импульсного излучения капель воды с начальными радиусами  $R_0=10$  и 15 мкм.

Чтобы выяснить влияние крутизны переднего фронта и полуширины импульса на время достижения взрывного испарения и количество поглощаемой при этом энергии, для значений  $\alpha_1$  из указанного выше интервала проведены расчеты температурных полей внутри капли при четырех значениях  $t_1=0; 0,024; 0,073$  и 0,109 мкс и фиксированном значении  $I_0=2 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>. В этом случае вариация параметров  $\alpha_1$  и  $t_1$  соответствует изменению в некоторых пределах энергии, проходящей за время импульса через единичную площадку в сечении пучка.

Результаты расчетов для капель с  $R_0=15$  мкм, облучаемых импульсами вида (3.8.1) и (3.8.2), представлены в табл. 3.6, из которой видно, что минимальное время достижения взрыва капли имеет место при наименьших значениях  $\alpha_1$  из рассмотренного интервала и  $t_1=0$ . При фиксированном значении  $\alpha_1$  увеличе-

ние времени нарастания переднего фронта импульса формы (3.8.1) приводит к увеличению времени выхода капли на взрывное испарение на 25—35% при изменении  $t_1$  от нуля до 0,109 мкс (для капель с  $R_0=10$  мкм — на 50—60%). При одновременном увеличении  $\alpha_1$  и  $t_1$  время достижения взрывного режима может увеличиться в 2—3 раза. Для импульса формы (3.8.2) увеличение времени нарастания переднего фронта в меньшей степени влияет на время выхода капли на взрывное испа-

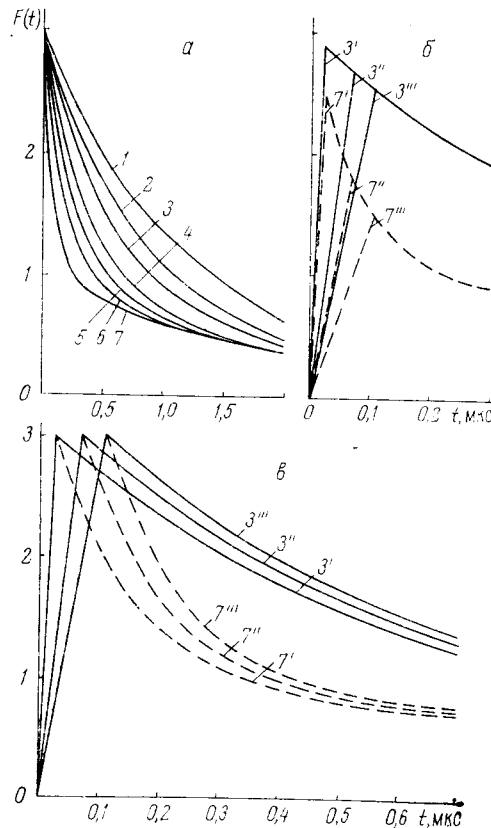


Рис. 3.10. Формы импульса, описываемые соотношением (3.8.1) при  $t_1=0$  (а),  $t_1 \neq 0$  (б) и соотношением (3.8.2) при  $t_1=0$  (а);  $t_1 \neq 0$  (б) для значений параметра  $\alpha_1=10^6$  (1),  $1,5 \cdot 10^6$  (2);  $2 \cdot 10^6$  (3);  $3 \cdot 10^6$  (4);  $4 \cdot 10^6$  (5);  $6 \cdot 10^6$  (6) и  $12 \cdot 10^6$  с<sup>-1</sup> (7) при  $t_1=0,024$  (3', 7'),  $0,073$  (3'', 7'') и  $0,109$  мкс (3''', 7''');  $F(t)=I(t)/I_0$

Время достижения взрывного испарения (мкс) и поглощенная при этом энергия (мкДж) для капель с  $R_0=15$  и  $10$  мкм при разных значениях  $\alpha_1$  и  $t_1$  и  $I_0=2 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>

$\alpha_1 \cdot 10^{-6}$ с <sup>-1</sup>	$t_1$ , мкс	$R_0$ , мкм					
		15		10		10	
		Импульс (3.8.1)		Импульс (3.8.2)		Импульс (3.8.1)	
		$t_{взр}$	$E_{погл}$	$t_{взр}$	$E_{погл}$	$t_{взр}$	$E_{погл}$
2	0	0,292	10,4	0,292	10,4	0,206	2,99
2	0,0243	0,304	10,2	0,292	10,2	0,243	3,23
2	0,0729	0,340	10,2	0,304	10,2	0,279	3,25
2	0,109	0,365	10,1	0,316	10,2	0,304	3,22
4	0	0,363	10,4	0,363	10,4	0,243	3,02
4	0,0243	0,377	10,2	0,340	10,1	0,292	3,25
4	0,0729	0,440	10,2	0,340	10,1	0,340	3,23
4	0,109	0,486	10,2	0,346	10,1	0,377	3,20
8	0	0,535	10,4	0,535	10,4	0,340	3,06
8	0,0243	0,559	10,2	0,486	10,1	0,425	3,30
8	0,0729	0,653	10,2	0,450	10,1	0,522	3,36
8	0,109	0,717	10,2	0,426	10,0	0,583	3,35
12	0	0,644	10,5	0,644	10,5	0,437	3,13
12	0,0243	0,669	10,2	0,596	10,2	0,534	3,36
12	0,0729	0,766	10,2	0,547	10,2	0,632	3,39
12	0,109	0,839	10,3	0,511	10,1	0,692	3,39

рение (при фиксированном  $\alpha_1$  изменение  $t_{взр}$  не более 20%). Характерно то, что количество поглощенной до взрыва энергии практически не зависит от вида и формы импульса. Для капель с  $R_0=15$  мкм различия  $E_{погл}$  не превышают 4—5%, для капель с  $R_0=10$  мкм — не более 10—13% (табл. 3.6).

Аналогичное рассмотрение проведено для случая, когда количество энергии  $E$ , проходящей через единичную площадку за время импульса, остается неизменным независимо от формы импульса. Это достигается соответствующей регулировкой величины  $I_0$  при вариациях  $\alpha_1$  и  $t_1$ . В простейшем случае, когда  $t_1=0$ , с увеличением  $\alpha_1$  от  $10^6$  до  $12 \cdot 10^6$  с<sup>-1</sup> величина  $I_0$  изменялась соответственно от  $1,18 \cdot 10^6$  до  $2,46 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>. При диаметре пучка 0,425 см это соответствует энергии импульса 0,5 Дж. В таком варианте расчетов при умень-

шении полуширины импульса время выхода капель с  $R_0=10$  мкм на режим взрывного испарения сначала уменьшается примерно в 1,5 раза, а затем снова увеличивается. Минимальное время выхода, равное примерно 0,24 мкс, достигается при  $\alpha_1 \approx 5 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ ,  $I_0 \approx 2,1 \cdot 10^6 \text{ Вт/см}^2$ . Количество поглощенной до взрыва энергии для капель с  $R_0=10$  мкм изменяется в пределах до 10%.

Для капель с  $R_0=15$  мкм минимальное время выхода на взрывное испарение составляет 0,36 мкс при  $\alpha_1=4 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ ,  $I_0=2 \cdot 10^6 \text{ Вт/см}^2$ , т. е. при параметрах импульса, соответствующих условиям эксперимента [145, 146]. Влияние возможных вариаций величины  $I_0$  было рассмотрено нами для импульсов именно такой формы, т. е. при  $\alpha_1=4 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ ,  $t_1=0$ . Чтобы расширить диапазон рассматриваемых интенсивностей воздействующего излучения, длительность импульса была увеличена до  $t_2=10$  мкс. Величина  $I_0$  менялась от  $0,7 \cdot 10^6$  до  $2,5 \cdot 10^6 \text{ Вт/см}^2$ . При меньших значениях энергия импульса недостаточна для взрыва капли, при более высоких можно ожидать, что механизм взрыва уже не будет тепловым, и применение нашего метода решения в таких случаях не оправдано.

При уменьшении  $I_0$  от  $2,5 \cdot 10^6$  до  $10^6 \text{ Вт/см}^2$  время достижения взрывного испарения для капель с  $R_0=15$  мкм увеличивается в 5 раз, поглощаемая при этом энергия увеличивается всего на 6—7%. Но при уменьшении  $I_0$  до  $0,75 \cdot 10^6 \text{ Вт/см}^2$  время достижения взрыва увеличивается уже в 12,5 раза, поглощенная энергия — на 14%. Это объясняется тем, что значительную часть необходимой для взрыва энергии капля получает уже на «хвосте» импульса, определяемом вторым слагаемым в формуле (3.8.2). И все же несмотря на неблагоприятные условия облучения при  $I_0 \approx 0,7 \cdot 10^6 \text{ Вт/см}^2$ , затраты энергии увеличиваются не очень существенно.

Распределение температуры, как и всегда при облучении пучками высокой интенсивности, весьма неоднородно (рис. 3.11). При увеличении  $I_0$  наиболее существенные изменения происходят в областях экстремумов зависимости  $T(\bar{r})$ . Это приводит к заметному уменьшению времени от начала облучения до взрыва при малом изменении поглощенной энергии.

Если для капель с  $R_0=15$  мкм различия в ходе

кривых  $T(\bar{r})$  невелики, то для капель с  $R_0=10$  мкм вследствие уже обсуждавшихся выше особенностей тепловыделения и нагрева падающим излучением высоких интенсивностей при  $I_0 \geq 10^6 \text{ Вт/см}^2$  наблюдается несколько иная картина распределения температуры с наиболее высоким максимумом у теневой поверхности.

При изменении  $I_0$  от  $2,5 \cdot 10^6$  до  $10^6 \text{ Вт/см}^2$  для  $R_0=10$  мкм время достижения взрывного испарения уве-

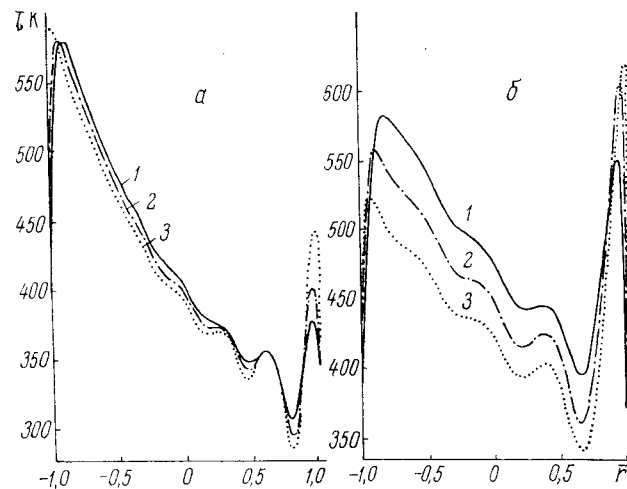


Рис. 3.11. Распределение температуры к моменту взрыва капель с  $R_0=15$  (а) и 10 мкм (б) вдоль диаметра с  $\beta=0-180^\circ$  при  $t_1=0$ ;  $\alpha_1=4 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$  и  $I_0=0,75 \cdot 10^6$  (1);  $10^6$  (2) и  $2,5 \cdot 10^6 \text{ Вт/см}^2$  (3)

личивается в 5 раз, поглощенная энергия увеличивается на 18%. При дальнейшем уменьшении  $I_0$  максимум температуры переходит в освещенную полусферу. Время до взрыва при  $I_0=0,75 \cdot 10^6 \text{ Вт/см}^2$  увеличивается в 16 раз, а поглощенная энергия — на 42% по сравнению с импульсом, в котором  $I_0=2,5 \cdot 10^6 \text{ Вт/см}^2$ . Довольно значительное увеличение энергозатрат связано с переходом температурного максимума в освещенную полусферу, где экстремум  $T(\bar{r})$  более широкий, вследствие чего возрастание экстремальной температуры идет медленнее.

Для импульсов вида (3.8.2) с  $\alpha_1=4 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ ,  $t_1=0$  зависимости времени до взрыва капли и поглощенной

при этом энергии от  $I_0$  и  $R_0$  аппроксимируются формулами

$$t_{\text{взр}} = R_0 (31,3I_0 - 20,4)^{-1}, \quad (3.8.3)$$

$$E_{\text{погл}} = I_0 R_0^3 (365 I_0 - 69)^{-1}, \quad (3.8.4)$$

где  $I_0$  выражается в  $\text{МВт} \cdot \text{см}^{-2}$ ,  $R_0$  —  $\text{мкм}$ ,  $t_{\text{взр}}$  —  $\text{мкс}$ , а  $E_{\text{погл}}$  —  $\text{мкДж}$ . В интервале значений  $I_0 = (1-2,5) \text{ МВт} \times \text{см}^{-2}$  и радиусов капель  $R_0$  от 7 до 20  $\text{мкм}$  погрешность этих формул не превышает 10—12%.

Из анализа следует, что при вариациях основных параметров, определяющих форму и энергию импульса, в пределах  $10^6 \text{ с}^{-1} \leq \alpha_1 \leq 1,2 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ ,  $0 \leq t_1 \leq 0,11 \text{ мкс}$ ,  $0,7 \cdot 10^6 \text{ Вт/см}^2 \leq I_0 \leq 2,5 \cdot 10^6 \text{ Вт/см}^2$  возможно существенное (до 20—25 раз) изменение времени, требуемого для достижения взрывного испарения капли. Что же касается поглощаемой при этом энергии, то ее изменение даже в самых неблагоприятных случаях (переход максимума температуры из теневой в освещенную полусферу для капель с  $R_0 \approx 10 \text{ мкм}$ ) не превышает 50%. Если же такого перехода нет, то изменение поглощенной до взрыва энергии не более 25%.

### § 3.9. Нагрев, испарение и взрыв капель воды с нерастворимым поглощающим ядром

В § 2.5 было рассмотрено тепловыделение в каплях воды с нерастворимым ядром почвенного происхождения, находящихся под действием излучения с  $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$  [91]. Было показано, что при определенных соотношениях оптических постоянных и размеров ядра и оболочки поглощение излучения с этой длиной волны может существенно увеличиваться по сравнению с однородными каплями воды такого же размера, а распределение поглощенной энергии характеризуется высокой степенью неоднородности. Рассмотрим теперь задачу о нагреве и испарении высокоинтенсивным монохроматическим излучением частиц такого типа. Для простоты по-прежнему будем полагать, что поглощающее ядро имеет сферическую форму, а центр его совпадает с центром частицы.

Для неполяризованного излучения изменение температуры ядра и оболочки и радиуса оболочки со временем определяется следующими уравнениями [147]:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( a_m r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \Theta} \frac{\partial}{\partial \Theta} \left( a_m \sin \Theta \frac{\partial T}{\partial \Theta} \right) + f(r, \Theta, R), \quad (3.9.1)$$

где для ядра  $m = 1$ ;  $0 < r \leq R_1$ ; для оболочки  $m = 2$ ,  $R_1 < r < R(\Theta, t)$ ;  $0 < \Theta < \pi$ ,  $t > 0$ ;

$$\frac{\partial R}{\partial t} = -C \exp \left( -\frac{\rho_2 L_K(T^*)}{n_K k_B T^*} \right), \quad T^* = T(R, \Theta, t). \quad (3.9.2)$$

На поверхности капли, т. е. при  $r = R(\Theta, t)$

$$\lambda_2 \left( \frac{\partial T}{\partial r} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial R}{\partial \Theta} \frac{\partial T}{\partial \Theta} \right) \left( 1 + \frac{1}{r^2} \left( \frac{\partial R}{\partial \Theta} \right)^2 \right)^{-1/2} = -\alpha_2 L_K(T^*) \left( \frac{\partial R(\Theta, t)}{\partial t} - \frac{\partial R(\Theta, 0)}{\partial t} \right), \quad (3.9.3)$$

$$|T(0, \Theta, t)| < \infty, \quad (3.9.4)$$

$$\frac{\partial T}{\partial \Theta} \Big|_{\Theta=0} = \frac{\partial T}{\partial \Theta} \Big|_{\Theta=\pi} = 0, \quad (3.9.5)$$

$$T(r, \Theta, 0) = T_0, \quad R(\Theta, 0) = R_0, \quad (3.9.6)$$

$$f = \frac{4\pi n_m \kappa_m}{n_{\text{ср}} \lambda} \frac{IB}{c_m \rho_m}, \quad B = \frac{1}{E_0^2} (E_r E_r^* + E_\Theta E_\Theta^* + E_\Phi E_\Phi^*), \quad (3.9.7)$$

где  $T$ ,  $T_0$  — текущая и начальная температуры;  $R$ ,  $R_0$  — текущий и начальный радиусы капли;  $c_m$ ,  $\rho_m$ ,  $\lambda_m$ ,  $a_m$  — теплоемкость, плотность, теплопроводность и температуропроводность веществ двухслойной частицы;  $\kappa_m$ ,  $n_m$ ,  $n_{\text{ср}}$  — показатели поглощения и преломления веществ частицы и окружающей среды;  $f$  — отнесенная к единице объема мощность теплового источника;  $\lambda$ ,  $I$  — длина волны и интенсивность падающего излучения;  $L_K(T^*)$  — удельная теплота испарения вещества оболочки при температуре ее поверхности  $T^*$ ;  $n_K$  — число молекул в единице объема оболочки капли;  $k_B$  — постоянная

Больцмана;  $E_r, E_\theta, E_\varphi$  — составляющие электрического поля в данной точке;  $r, \theta, \varphi$  — линейная и угловые координаты;  $t$  — время.

В уравнениях (3.9.1) — (3.9.6) перейдем к безразмерным переменным  $\bar{T} = T/T^0, \bar{R} = R/R_0, \bar{\Theta} = \theta/\pi, \tau = t/t^0, \bar{r} = r/R_0\bar{R}(\bar{\Theta}, \tau)$ , где  $T^0 = 500$  K,  $t^0 = R_0^2/a_2$  — характерные температура и время процесса. Тогда (3.9.1) — (3.9.6) преобразуются к виду

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \tau} = & \frac{a_m}{a_2} \frac{1}{\bar{R}^2 \bar{r}^2} \frac{\partial}{\partial \bar{r}} \left( \bar{r}^2 \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{r}} \right) + \\ & + \frac{a_m}{a_2} \frac{1}{\pi^2 \bar{R}^4 \bar{r}} \left( \frac{\partial \bar{R}}{\partial \bar{\Theta}} \right)^2 \frac{\partial}{\partial \bar{r}} \left( \bar{r} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{r}} \right) + \left[ \frac{\bar{r}}{\bar{R}} \frac{\partial \bar{R}}{\partial \tau} - \right. \\ & - \frac{a_m}{a_2} \frac{\cos \pi \bar{\Theta}}{\pi \bar{R}^3 \bar{r} \sin \pi \bar{\Theta}} \frac{\partial \bar{R}}{\partial \bar{\Theta}} - \frac{a_m}{a_2} \frac{1}{\pi^2 \bar{R}^3 \bar{r}} \frac{\partial^2 \bar{R}}{\partial \bar{\Theta}^2} + \\ & \left. + \frac{a_m}{a_2} \frac{1}{\pi^2 \bar{R}^4 \bar{r}} \left( \frac{\partial \bar{R}}{\partial \bar{\Theta}} \right)^2 \right] \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{r}} - \\ & - \frac{a_m}{a_2} \frac{1}{\pi^2 \bar{R}^3 \bar{r}} \frac{\partial \bar{R}}{\partial \bar{\Theta}} \left[ \frac{\partial}{\partial \bar{r}} \left( \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{\Theta}} \right) + \frac{\partial}{\partial \bar{\Theta}} \left( \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{r}} \right) \right] + \\ & + \frac{a_m}{a_2} \frac{1}{\pi^2 \bar{R}^2 \bar{r}^2 \sin \pi \bar{\Theta}} \frac{\partial}{\partial \bar{\Theta}} \left( \sin \pi \bar{\Theta} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{\Theta}} \right) + \frac{R_0^2}{T^0 a_2} f, \end{aligned} \quad (3.9.1')$$

$0 < \bar{r} \leq p = R_1/R_0\bar{R}(\bar{\Theta}, \tau)$  для  $m = 1$  и  $p < \bar{r} < 1$  для  $m = 2, 0 < \bar{\Theta} < 1$ ;

$$\frac{\partial \bar{R}}{\partial \tau} = - \frac{CR_0}{a_2} \exp \left( - \frac{\rho_2}{n_R k_B T^0} \frac{L_K(\bar{T}^*)}{\bar{T}^*} \right), \quad (3.9.2')$$

$$\begin{aligned} \frac{L_K}{c_2 T^0} \left( \frac{\partial \bar{R}}{\partial \tau}(\bar{\Theta}, \tau) - \frac{\partial \bar{R}}{\partial \tau}(\bar{\Theta}, 0) \right) \left[ 1 + \right. \\ \left. + \frac{1}{\pi^2 \bar{R}^2 \bar{r}^2} \left( \frac{\partial \bar{R}}{\partial \bar{\Theta}} \right)^2 \right]^{-1/2} = \frac{1}{\bar{R}} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{r}} - \end{aligned}$$

$$- \frac{1}{\pi^2 \bar{R}^2 \bar{r}^2} \frac{\partial \bar{R}}{\partial \bar{\Theta}} \left( \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{\Theta}} - \frac{\bar{r}}{\bar{R}} \frac{\partial \bar{R}}{\partial \bar{\Theta}} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{r}} \right), \quad (3.9.3')$$

$$|\bar{T}(0, \bar{\Theta}, \tau)| < \infty, \quad (3.9.4')$$

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{\Theta}} \Big|_{\bar{\Theta}=0} = \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{\Theta}} \Big|_{\bar{\Theta}=1} = 0, \quad (3.9.5')$$

$$\bar{T}(\bar{r}, \bar{\Theta}, 0) = \bar{T}_0, \quad \bar{R}(\bar{\Theta}, 0) = 1, \quad \frac{\partial \bar{R}}{\partial \bar{\Theta}} \Big|_{\tau=0} = 0. \quad (3.9.6')$$

Как и в случае однородных капель, для нахождения приближенного решения системы (3.9.1') — (3.9.6') используем абсолютно устойчивую локально одномерную схему сквозного счета на пространственно-временной неравномерной сетке:

$$\omega = \{\bar{r}_n, n = 1, \dots, N_1, \dots, N_2,$$

$$\bar{r}_0 = a, \quad \bar{r}_{N_1} = p, \quad \bar{r}_{N_2} = 1\},$$

$h\bar{r}_n = \bar{r}_n - \bar{r}_{n-1}$  — шаг сетки по радиусу;  $\bar{r}_0 = a > 0$  — начальная точка сетки по радиусу;  $\bar{r}_{N_1} = p < 1$  — точка сетки, соответствующая границе ядра;  $\bar{\Theta}_l = (l + 1/2)h\bar{\Theta}$ ,  $h\bar{\Theta} = 1/(L + 1)$ ,  $l = 0, 1, \dots, L$ ;  $\tau_{j-\alpha/2} = (j - \alpha/2)\Delta\tau$ ,  $\Delta\tau = \tau_j - \tau_{j-1}$ ,  $j = 1, 2, \dots, \alpha = 2; 1$ .

Дифференциальным операторам в уравнении (3.9.1') ставим в соответствие разностные операторы, которые в целях экономии места выписывать здесь не будем, поскольку процедура их получения во многом аналогична принятой в § 3.2 и в работах [127, 128]. Полученные уравнения на каждом временном шаге решаются методом прогонки [137]. Решение поставленной краевой задачи существует и единственно. Имеет место сходимость приближенного решения разностной задачи к решению исходной задачи [134, 137].

В § 2.5 было показано, что с точки зрения поглощения и внутреннего распределения энергии излучения с  $\lambda = 10,6$  мкм в каплях с ядром наибольший интерес представляют ядра с оптическими постоянными, почти совпадающими с их значениями для кварца ( $m = 1,89 - 0,17i$ ). Исходя из этого, в качестве объекта исследования выберем капли воды с кварцевым ядром, для которого хоро-

шо известны и оптические и теплофизические характеристики. Таким образом, для конкретного решения принимаем  $c_1=0,2229$  кал/(г·К),  $\rho_1=2,2$  г/см<sup>3</sup>,  $\lambda_1=0,0332$  кал/(см·с·К),  $n_1=1,89$ ,  $\kappa_1=0,17$ ,  $c_2=1,001$  кал/(г·К),  $\rho_2=0,9737$  г/см<sup>3</sup>,  $\lambda_2=1,6056 \cdot 10^{-3}$  кал/(см·с·К),  $n_2=1,173$ ,  $\kappa_2=0,0823$  [98].

Нетрудно заметить, что получаемый на основе этих данных коэффициент температуропроводности кварца

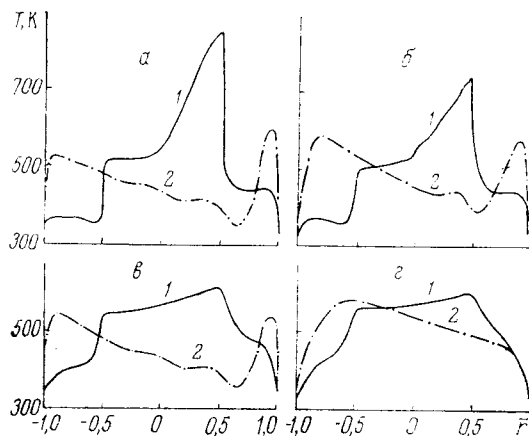


Рис. 3.12. Распределение температуры вдоль главного диаметра капель с  $R_0=10$  мкм,  $R_1=5$  мкм (1) и без ядра (2) для направления  $\beta=0-180^\circ$  к моменту взрыва каплей:  $I=10^6$  (а);  $5 \cdot 10^5$  (б);  $10^5$  (в) и  $5 \cdot 10^4$  Вт·см<sup>-2</sup> (г) при  $t=0,50$ ; 0,88; 5,92 и 14,11 мкс соответственно

$a_1=\lambda_1/c_1\rho_1=0,068$  см<sup>2</sup>/с в 41 раз больше коэффициента температуропроводности воды, удельная теплоемкость в 4,5 раза ниже, а показатель поглощения в два раза выше. Следовательно, ядро должно нагреваться быстрее, чем вода, а выравнивание температуры в нем должно происходить намного быстрее.

Для примера на рис. 3.12 представлены распределения температуры, соответствующие режиму взрывного испарения, когда в некотором конечном объеме оболочки достигается  $T \approx 578$  К (§ 3.6). Отчетливо видно существенное различие распределений температуры в каплях с ядром и без ядра, а также сильная зависимость характера нагрева и взрыва каплей от интенсивности падаю-

щего излучения. При высоких интенсивностях и характер нагрева и распределение температуры в каплях с ядром сильно отличаются от однородных капель. С уменьшением интенсивности время достижения условий взрывного испарения водной оболочки увеличивается. За счет теплопроводности профили температур сглаживаются, различия между ними уменьшаются. Отсюда следует, что присутствие ядра может существенно менять не только характер и динамику развития температурного поля внутри капли, но и количество энергии, необходимой для ее теплового разрушения.

Рассмотрим некоторые результаты, полученные по этому вопросу в работе [148]. Исследование было проведено для капель воды с внешними радиусами  $R_0=5(5)20$  мкм, содержащих концентрически расположенные сферические ядра радиуса  $R_1$ , который изменяется от  $0,05 R_0$  до  $0,5 R_0$ . Оптические и теплофизические свойства ядер практически совпадают с соответствующими характеристиками для кварца.

Из приведенных на рис. 3.13 графиков распределения внутренних источников тепла и температуры и сравнения их с соответствующими зависимостями для однородных капель воды можно заключить, что присутствие малого ядра с  $R_1=0,15 R_0$  приводит к заметному изменению температуры только в центральной части частицы и не влияет на положение и размеры области, в которой достигается  $T \geq 578$  К. При интенсивностях излучения от  $10^5$  до  $10^6$  Вт·см<sup>-2</sup> время до взрыва капли с ядром даже несколько увеличивается (в пределах 1—5%) по сравнению с однородной каплей, т. е. в данном случае ядро не только не стимулирует взрыв, но даже в незначительной степени затрудняет достижение соответствующих условий.

Иначе обстоит дело, когда радиус ядра составляет 40% от радиуса капли (рис. 3.14). Теперь роль ядра становится определяющей в тепловых процессах внутри капли. В этом случае тепловыделение в освещенной части оболочки практически такое же, как в соответствующей части объема однородной капли и капли с ядром  $R_1=2,25$  мкм, но в теневой части ядра возникает высокий острый максимум, в котором тепловыделение в 3,5 раза выше, чем в малом ядре. Дополнительный приток тепла от ядра сокращает время до взрыва водной обо-

лочки в этой области более чем на 20% при  $I=10^5$  Вт·см<sup>-2</sup> и более чем на 25% при  $I=10^6$  Вт·см<sup>-2</sup>.

С уменьшением интенсивности излучения все более существенное влияние на нагрев двухслойной частицы оказывают процессы тепло- и температуропроводности. В этом случае приток тепла от ядра к оболочке обеспечивает практически одновременное достижение темпера-

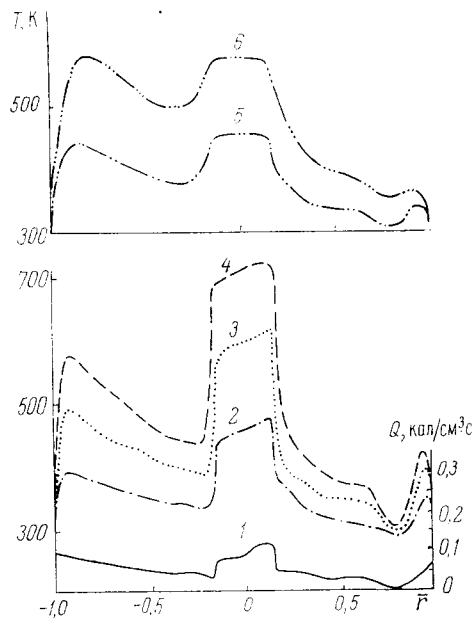


Рис. 3.13. Распределение мощности источников тепла (1) и температуры (2—6) внутри капли с  $R_0=15$  мкм,  $R_1=2,25$  мкм вдоль направления  $\beta=0-180^\circ$  в моменты времени  $t=0,49$  (2);  $0,98$  (3);  $1,37$  (4);  $8,19$  (5) и  $17,35$  мкс (6) при  $I=10^6$  (2—4) и  $10^5$  Вт·см<sup>-2</sup> (5, 6)

туры взрывного кипения в двух одинаковых по величине областях, расположенных на главном диаметре частицы перед ядром и после него.

В табл. 3.7 приведены расчетные данные для времени достижения взрывного испарения оболочки при разных размерах ядер. Из таблицы видно, что при  $R_1 \leq 0,1 R_0$  время до взрыва двухслойной частицы практически не отличается от времени до взрыва однородной капли воды такого же радиуса ( $R_1=0$ ), т. е. вода в оболочке на-

гревается за счет собственных источников тепла. Вклад ядра не играет существенной роли.

С увеличением ядра время до взрыва заметно уменьшается. В этом случае для  $R_0=10$  мкм наиболее значительное уменьшение  $t_{\text{взр}}^{\text{дв}}$  имеет место, когда  $R_1 \approx 0,5 R_0$  (на 60—70%), а для  $R_0=15$  мкм — когда  $R_1 = (0,4-0,5) R_0$  на 20% при  $I=10^6$  Вт·см<sup>-2</sup> и на 35% при  $I=5 \cdot 10^4$  Вт·см<sup>-2</sup>. Капли с  $R_0=5$  мкм в этом отношении ведут себя примерно так же, как и капли с  $R_0=10$  мкм. А в каплях с  $R_0=20$  мкм время достижения взрывного испарения очень слабо зависит от величины ядра с  $R_1 \leq 0,5 R_0$ . Это объясняется тем, что при  $R_0=20$  мкм с увеличением радиуса ядра от 0 до 10 мкм фактор эффектив-

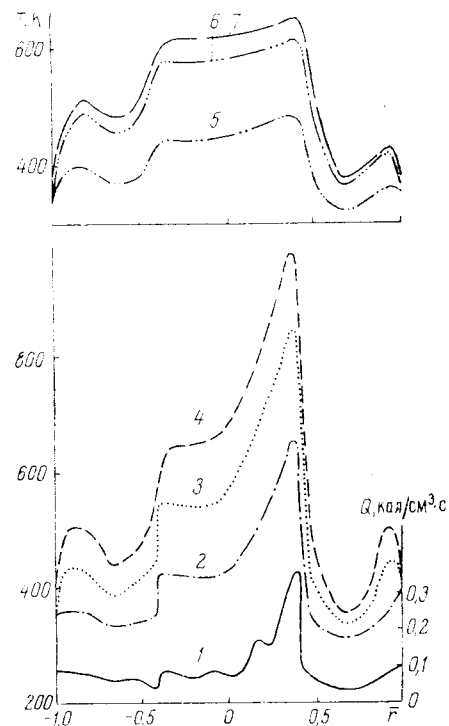


Рис. 3.14. Распределение мощности источников тепла (1) и температуры (2—7) внутри капли с  $R_0=15$  мкм,  $R_1=6$  мкм в моменты времени  $t=0,37$  (2);  $0,74$  (3);  $1,07$  (4);  $5,46$  (5);  $10,92$  (6) и  $12,57$  мкс (7) при  $I=10^6$  (2—4) и  $10^5$  Вт·см<sup>-2</sup> (5—7)



Таблица 3.7

Значения времени достижения взрывного испарения (в мкс)  
для капель с  $R_0=10$  и  $15$  мкм и ядрами различных размеров

$I, \text{Вт}\cdot\text{см}^{-2}$	$R_1, \text{мкм}$						
	0	0,5	1,0	2,0	3,0	4,0	5,0
$R_0 = 10 \text{ мкм}$							
$10^6$	1,275	1,40	1,28	0,85	0,69	0,60	0,50
$5 \cdot 10^5$	2,92	2,92	2,88	1,76	1,39	1,18	0,88
$10^5$	16,43	16,45	16,57	11,87	8,52	7,22	5,92
$5 \cdot 10^4$	37,13	37,13	37,13	28,12	20,57	16,87	14,11
$I, \text{Вт}\cdot\text{см}^{-2}$	$R_1, \text{мкм}$						
	0	0,75	1,5	2,25	3,0	6,0	7,5
$R_0 = 15 \text{ мкм}$							
$10^6$	1,37	1,43	1,42	1,41	1,32	1,07	1,12
$5 \cdot 10^5$	2,95	2,98	2,95	2,92	2,67	2,07	2,19
$10^5$	17,12	17,62	17,34	17,37	16,53	12,57	11,85
$5 \cdot 10^4$	38,62	39,34	39,34	39,06	38,62	27,32	25,68

ности поглощения  $k_{\text{п}}$  частиц увеличивается всего на 0,8% и на 2—3% увеличивается вероятность поглощения кванта  $k_{\text{п}}/k_0$ . В этом случае в отличие от более мелких капель появление ядра приводит только к некоторому перераспределению поглощенной энергии. В распределении мощности источников тепла внутри крупных ядер в каплях с  $R_0=20$  мкм имеются довольно высокие, но очень узкие максимумы, влияние которых на процесс нагрева при рассмотренных интенсивностях излучения заметно не проявляется. Анализ показал, что для капель с  $R_0=5$  и  $20$  мкм влияние вариаций интенсивности проявляется значительно слабее, чем при  $R_0=10$  и  $15$  мкм.

Анализ локализации областей, в которых достигается температура взрывного испарения, позволяет предсказать, что взрыв в направлении навстречу освещающему пучку при интенсивностях  $I=5 \cdot 10^4$ — $10^6$  Вт·см<sup>-2</sup> следует ожидать в следующих случаях: для капель с  $R_0=20$  мкм при любых размерах ядер; для капель с  $R_0=15$  мкм при  $R_1 < 0,2 R_0$ ; для капель с  $R_0=10$  мкм при  $R_1 < 0,1 R_0$ , а также при  $0,1 R_0 \leq R_1 \leq 0,2 R_0$  и  $I=5 \cdot 10^4$ — $10^5$  Вт·см<sup>-2</sup>;

для капель с  $R_0=5$  мкм при  $R_1=1$  мкм и  $I \geq 5 \cdot 10^5$  Вт·см<sup>-2</sup>. При  $R_0=15$  мкм,  $0,2 R_0 \leq R_1 \leq 0,4 R_0$ ,  $I \leq 5 \cdot 10^5$  Вт·см<sup>-2</sup> должен наблюдаться симметричный взрыв капли. Во всех остальных случаях следует ожидать взрыв вперед по направлению пучка.

В табл. 3.8 приведены значения поглощенной до взрыва энергии для различных частиц, различных ядер и интенсивностей излучения. В ряде случаев наличие поглощающего ядра приводит к значительному уменьшению количества поглощенной энергии  $E_{\text{погл}}$ . Так, для частиц с  $R_0=5$  мкм и  $R_1=2,5$  мкм  $E_{\text{погл}}$  уменьшается на 50—55% по сравнению с однородной каплей воды такого же размера. Для частиц с  $R_0=10$  мкм и  $R_1=5$  мкм  $E_{\text{погл}}$  уменьшается на 60—70%. И если для однородных капель воды с увеличением интенсивности от  $5 \cdot 10^4$  до  $10^6$  Вт·см<sup>-2</sup> поглощаемая до взрыва энергия уменьшается примерно на 25%, то для капель с ядром это уменьшение составляет уже несколько более 80%.

При  $R_0=15$  мкм и  $R_1=7,5$  мкм  $E_{\text{погл}}$  уменьшается на 20—30%, однако если для однородной капли воды с увеличением  $I$  от  $5 \cdot 10^4$  до  $10^6$  Вт·см<sup>-2</sup>  $E_{\text{погл}}$  уменьшается

Таблица 3.8

Значения поглощенной до взрыва энергии (в мкДж) для  
капель радиуса  $R_0$  с ядрами радиуса  $R_1$  при разных  
интенсивностях излучения

$I, \text{Вт}/\text{см}^2$	$R_0, \text{мкм}$	$R_1/R_0$					
		0	0,05	0,1	0,2	0,4	0,5
$10^6$	5	0,400	0,400	0,400	0,376	0,209	0,188
	10	3,57	3,92	3,59	2,40	1,74	1,20
	15	9,94	10,4	10,3	9,67	7,94	8,44
$5 \cdot 10^5$	5	0,432	0,432	0,428	0,356	0,221	0,199
	10	4,10	4,10	4,04	2,49	1,72	1,24
	15	10,8	10,9	10,7	9,78	7,68	8,23
	20	21,1	20,9	20,9	21,1	21,2	21,0
$10^5$	5	—	—	0,566	0,505	0,291	0,248
	10	4,59	4,62	4,65	3,35	2,10	1,73
	15	12,5	12,9	12,7	12,1	9,33	8,90
	20	—	24,6	24,6	24,6	25,0	24,0
$5 \cdot 10^4$	5	—	—	—	0,547	0,378	0,314
	10	5,15	5,15	5,15	3,97	2,45	2,08
	15	14,1	14,4	14,3	14,1	10,1	9,65
	20	28,5	28,2	28,2	27,9	27,8	27,2

примерно на 27%, то для двухслойной частицы — в два раза меньше (всего на 13%). В наименьшей степени наличие ядра проявляется для частиц с  $R_0=20$  мкм. Изменение  $E_{\text{погл}}$  в этом случае не превышает 3—5%.

Таким образом, присутствие малых ядер с  $R_1 \leq 0,1 R_0$  и указанными выше оптическими и теплофизическими свойствами по существу не влияет на динамику и энергетику теплового разрушения капель воды под действием излучения с  $\lambda=10,6$  мкм. Влияние более крупных ядер наиболее существенным образом проявляется для капель с радиусами  $R_0=5—15$  мкм, т. е. для диапазона размеров, составляющего значительную долю частиц, образующих жидкокапельные облака.

### § 3.10. Предвзрывной нагрев крупных слабопоглощающих капель излучением видимого и ближнего ИК диапазонов

В § 1.6 была подробно проанализирована специфика сильно неоднородного распределения интенсивности излучения в крупных слабопоглощающих каплях. Было отмечено, что максимальные значения интенсивности, в несколько сотен раз превышающие интенсивность падающего пучка, расположены в очень ограниченной области в теневой полусфере. Вторая область максимальной интенсивности с заметно более низкими значениями величины  $B$  занимает еще более ограниченный объем в освещенном полусфере.

Поскольку значения показателя поглощения воды для длин волн  $\lambda=0,69; 1,06$  и  $2,36$  мкм малы, то для получения заметного тепловыделения необходимы высокие интенсивности воздействующего на капли пучка. В ряде экспериментальных работ поглощение капель увеличивалось путем их подкрашивания.

Оценочные расчеты показывают, что в условиях экспериментов, описанных в работах [64—72], за время от начала облучения до взрыва температура основной массы капли повышается не более чем на несколько градусов (в зависимости от размера капли, ее показателя поглощения и интенсивности воздействующего пучка света). В то же время в области перегрева жидкости наблюдается образование паровых пузырей с последующим разрушением капли, т. е. в малой части объема

капли достигается температура взрывного испарения воды  $T=578$  К. Для этого необходимо, чтобы увеличение температуры составило около 300 К. Очевидно, на фоне такого сильного роста температуры в области перегрева изменением температуры в остальном объеме капли можно пренебречь и считать ее практически постоянной.

В § 3.3 при обсуждении методики расчета поля температур внутри капель, находящихся под действием излучения с  $\lambda=10,6$  мкм, было указано, что для капель с параметром дифракции  $\rho < 15—18$  достаточен шаг сетки по радиусу  $\Delta \bar{r}=0,01$ . В то же время в § 1.6 было отмечено, что для получения достаточно полной картины распределения источников тепла в области максимумов  $B$  расчеты должны быть выполнены с шагом по радиусу, зависящим от размера капли и составляющим в рассмотренных случаях  $\Delta \bar{r}=0,0006—0,0015$ . Шаг по углу в этих расчетах должен быть не более  $\Delta \beta=10'$ . При такой сетке решение задачи теплопроводности (3.2.1) — (3.2.6) для всего объема капли практически невозможно. Однако приведенное выше рассуждение о величине прироста температуры в области максимумов величины  $B$  и в остальном объеме капли позволяет ограничиться решением этой задачи только для части объема с быстрорастущей температурой в области максимальных значений  $B$  при соответствующих краевых условиях на границах этой области.

В работах [69, 70] изучалось воздействие излучения с  $\lambda=2,36$  мкм на капли воды ( $n=1,274$ ,  $\kappa=7,6 \cdot 10^{-4}$ ) с радиусами 100—200 мкм при длительности импульса  $4 \cdot 10^{-8}$  с и  $\epsilon_{\text{и}} k_{\text{п}}=(0,32—0,37)$  кал·см<sup>-2</sup> ( $\epsilon_{\text{и}}$  — плотность энергии в импульсе,  $k_{\text{п}}$  — фактор эффективности поглощения). Отсюда для верхнего значения  $\epsilon_{\text{и}} k_{\text{п}}$  средняя интенсивность излучения в импульсе составляет  $I=7,95 \times 10^7$  Вт·см<sup>-2</sup>  $\approx 8 \cdot 10^7$  Вт·см<sup>-2</sup>. Расчеты, выполненные для капли с  $R=100$  мкм, находящейся под действием такого (для простоты будем считать — прямоугольного) импульса, показывают, что при столь высокой интенсивности излучения в теневой части капли очень быстро достигается температура взрывного испарения воды. Из рис. 3.15 видно, что уже через  $1,2 \cdot 10^{-8}$  с возникают узкие изолированные области с  $T \geq 578$  К, расположение которых соответствует пикам функции источников теп-

ла или  $B(r)$  (см. рис. 1.11 и 1.15). Эти области быстро расширяются и ко времени, равному примерно половине длительности импульса, сливаются между собой, образуя два наиболее крупных горячих пятна: одно в области  $r=59-66$  мкм с максимальной угловой шириной  $\pm 40'$  и второе в области  $r=74-86$  мкм с угловой шириной до  $\pm 55'$ . К концу импульса происходит слияние

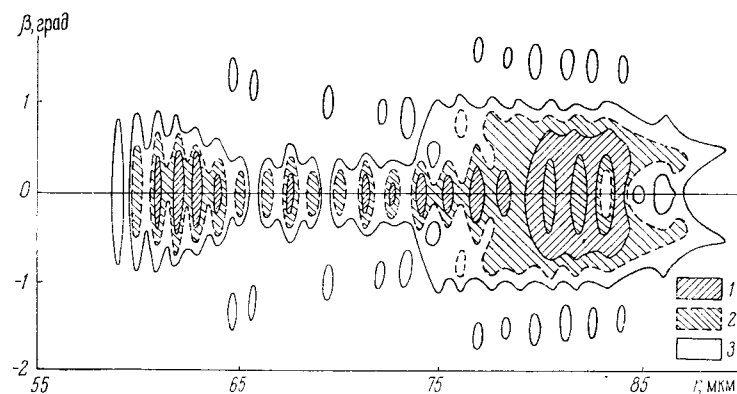


Рис. 3.15. Распределение температуры в сечении максимумов в теневой части капли с  $R=100$  мкм при  $\lambda=2,36$  мкм,  $I=8 \cdot 10^7$  Вт·см $^{-2}$  через  $t=1,2 \cdot 10^{-8}$  (1);  $1,8 \cdot 10^{-8}$  (2) и  $3 \cdot 10^{-8}$  с (3)

этих областей в одну с размерами  $58 < r < 90$  мкм,  $-70' < \beta < 70'$ . Образуется также ряд малых «островков» с  $T \geq 578$  К.

Сопоставляя рис. 3.15 с рис. 1.15, замечаем, что в момент времени  $t=1,2 \cdot 10^{-8}$  с область с  $T \geq 578$  К весьма близка по конфигурации с областью 2 на рис. 1.15, а в момент времени  $t=3 \cdot 10^{-8}$  с она почти совпадает с областью 3. Это объясняется тем, что за такое малое время воздействия механизм теплопроводности еще не успевает повлиять на форму области нагрева, которая фактически воспроизводит сечение области максимальных значений  $B$  на определенном уровне.

Из рис. 3.15 видно, что область перегрева не похожа на цилиндр, как предлагали приближенно считать авторы работы [63]. Форма этой области достаточно сложна, особенно если учесть, что здесь она для простоты изображена в прямоугольных координатах, а фактиче-

ски ее следовало представлять в полярной системе координат.

К сожалению, во всех упоминавшихся экспериментальных работах по взрыву слабопоглощающих капель не зафиксирован сам момент взрыва. Чаще всего фиксируется картина разлета продуктов дробления капли через какие-то небольшие промежутки времени после взрыва. Отсутствие данных о точном времени наступления взрыва и о затраченной для этого энергии исключает возможность ввести какой-то расчетный критерий взрыва, подобно тому, как это было сделано в § 3.6 на основе данных работы [124]. Это обстоятельство вынуждает на данном этапе ограничиться рассмотрением закономерностей развития области перегрева (т. е. области с  $T \geq 578$  К) и влияния на этот процесс различных факторов: размера капли, величины поглощения, интенсивности излучения и т. д. [76].

В работах [71, 72] исследовалось действие излучения с  $\lambda=0,69$  мкм на капли воды ( $n=1,33$ ,  $\kappa=3 \cdot 10^{-8}$ ) с радиусами 25—400 мкм. Для достижения взрыва воду подкрашивали нейтральным красителем с таким расчетом, чтобы было  $\kappa=5 \cdot 10^{-5} \div 2,1 \cdot 10^{-4}$  [71] и  $\kappa=5 \cdot 10^{-5}$ ;  $10^{-4}$  и  $10^{-3}$  [72]. Интенсивность излучения в импульсе варьировалась в пределах  $I=(0,2 \div 1) \cdot 10^6$  Вт·см $^{-2}$  [71] и  $I=(0,167 \div 1,67) \cdot 10^6$  Вт·см $^{-2}$  [72]. Скоростной фоторегистратор фиксировал картину разлета продуктов взрыва капли через определенные промежутки времени. При малых значениях показателя поглощения  $\kappa$  вначале наблюдались выбросы в теневую полусферу и лишь через определенный промежуток времени появлялись выбросы навстречу воздействию световому пучку. При увеличении поглощения диаграмма разлета продуктов взрыва капли становилась более симметричной.

На последующих рисунках приведены результаты расчетов, характеризующих динамику развития областей локального перегрева в каплях с  $R=50$  мкм, освещаемых излучением с  $\lambda=0,69$  мкм при значениях  $\kappa=5 \cdot 10^{-5}$ ,  $10^{-4}$ ,  $10^{-3}$  и при трех различных интенсивностях излучения  $I=1,67 \cdot 10^6$ ;  $8,35 \cdot 10^5$  и  $1,67 \cdot 10^5$  Вт·см $^{-2}$ .

На рис. 3.16 приведены сечения области перегрева, возникающих в теневой части капли. Графики подобраны таким образом, чтобы площади областей, очерченных одинаковыми кривыми, были примерно одинаковы-

ми (в пределах 20%). Из рисунка видно, что при более высоких интенсивностях излучения через достаточно короткие промежутки времени возникают две области с  $T \geq 578$  К: одна — соответствующая более близкой к центру капли области максимумов  $B$ , вторая с более сложной конфигурацией и большими размерами, соответствующая второй, более удаленной от центра и более обширной области максимумов тепловыделения. При  $I = 1,67 \cdot 10^6$  Вт·см $^{-2}$  и в два раза меньше конфигурации образующихся областей перегрева близки и различаются лишь в деталях. При уменьшении же интенсивности в 10 раз картина существенным образом изменяется. В этом случае сильный нагрев наблюдается лишь в пра-

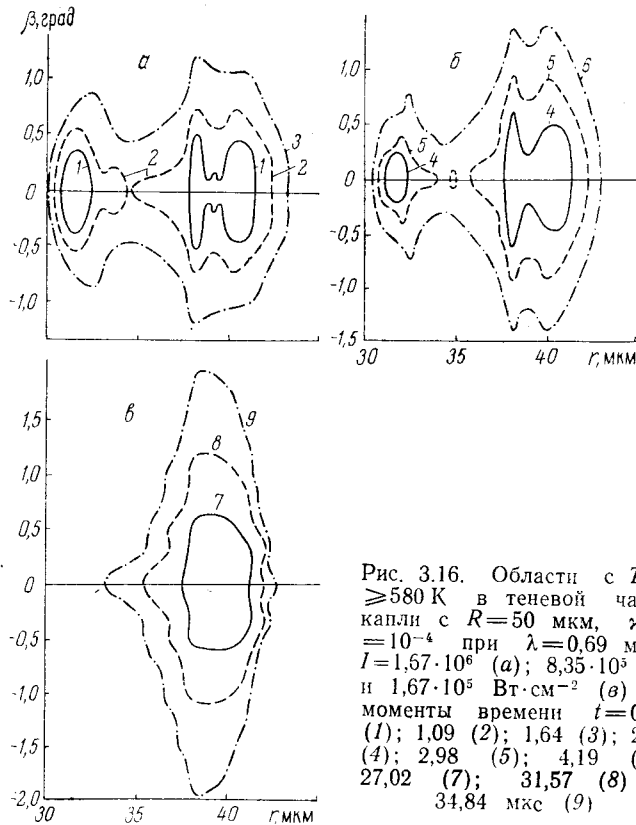


Рис. 3.16. Области с  $T \geq 580$  К в теневой части капли с  $R = 50$  мкм,  $\kappa = 10^{-4}$  при  $\lambda = 0,69$  мкм,  $I = 1,57 \cdot 10^6$  (а);  $8,35 \cdot 10^3$  (б) и  $1,67 \cdot 10^5$  Вт·см $^{-2}$  (в) в моменты времени  $t = 0,73$  (1); 1,09 (2); 1,64 (3); 2,06 (4); 2,98 (5); 4,19 (6); 27,02 (7); 31,57 (8) и 34,84 мкс (9)

вой, более обширной области максимумов тепловыделения. Характерно то, что при этой интенсивности развитие области перегрева происходит преимущественно в угловом направлении вдоль дуги с  $r = 38$  мкм.

Из рис. 3.17 видно, что здесь вступают в действие вторичные максимумы величины  $B$ , которые при  $\kappa = 10^{-3}$  вносят более заметный вклад в тепловыделение, чем при  $\kappa = 3 \cdot 10^{-8}$ . Скорость роста области перегрева в направлении вдоль диаметра к поверхности капли происходит в более медленном темпе, чем в направлении к центру. И все же, несмотря на значительную продолжительность процесса, левая область перегрева так и не возникает. Очевидно, ее теплоспас при  $I = 1,67 \cdot 10^5$  Вт·см $^{-2}$  недостаточен для достижения температуры взрывного испарения. Вследствие теплопроводности этот

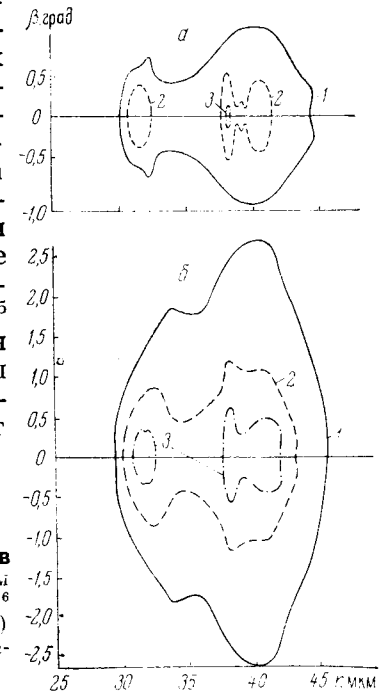


Рис. 3.17. Области с  $T \geq 580$  К в теневой части капли с  $R = 50$  мкм при  $\lambda = 0,69$  мкм,  $I = 1,67 \cdot 10^6$  Вт·см $^{-2}$ ,  $\kappa = 10^{-3}$  (1),  $10^{-4}$  (2) и  $5 \cdot 10^{-5}$  (3) в моменты времени  $t = 0,72$  (а) и 1,68 мкс (б)

максимум температуры сильно размывается и за время порядка 35 мкс не достигает  $T \geq 578$  К.

На рис. 3.17 показано развитие областей перегрева при одинаковой интенсивности воздействующего излучения  $I = 1,67 \cdot 10^6$  Вт·см $^{-2}$ , но при разных значениях  $\kappa$ . Здесь интересно отметить, что, когда в каплях с  $\kappa = 10^{-3}$  область перегрева уже достигла значительных размеров, в каплях с  $\kappa = 5 \cdot 10^{-5}$  эта область еще только зарождается (рис. 3.17, а, кривая 3).

Обращает на себя внимание также то обстоятельство, что при достаточно длительном воздействии интенсивного излучения на капли с высоким поглощением область перегрева быстро растет в угловом направлении, преимущественно вдоль дуги с  $r=40$  мкм (рис. 3.17, б). К моменту времени  $t=1,7$  мкс, зафиксированному на рис. 3.17, б (кривая 1), максимальная протяженность области перегрева в радиальном направлении составляет 16 мкм, максимальная ее протяженность в угловом направлении — почти  $5,5^\circ$ , или в линейной мере — около 3,8 мкм. Объем области равен примерно  $320$  мкм<sup>3</sup>, или 0,06% объема капли. По-видимому, это еще недостаточно для взрыва капли. (Из работы [72] можно заключить, что при рассматриваемых условиях взрыв капли данного размера при  $\kappa=10^{-3}$  происходит за время существенно меньшее 30 мкс.)

Авторы работы [63] считают, что для взрыва капли или выброса массы через ее поверхность необходимо, чтобы паровой пузырь заполнил весь объем капли или чтобы поверхность растущего пузыря достигла поверхности капли. Такая трактовка взрыва капли представляется слишком упрощенной. По-видимому, капля может взорваться и без того, чтобы пузырь пара вырос до поверхности капли или сравнялся с ее размерами. Скорее всего, момент взрыва зависит от соотношения сил, внешних относительно пузыря, и силы давления пара внутри него. Вопрос о конкретных условиях взрыва капель представляет интерес как с практической, так и с теоретической точек зрения и заслуживает специального рассмотрения.

Перейдем теперь к рассмотрению нагрева той же капли при тех же условиях освещения, но в области максимумов тепловыделения в освещенном полушарии при  $\kappa=10^{-3}$  (рис. 3.18). Как следует из рис. 1.13, область максимального тепловыделения в этом случае расположена между  $r=-38$  и  $-43$  мкм. В двумерном представлении она имеет много общего с рис. 1.17, но уровни значений  $B$  намного ниже, чем при  $\kappa=3 \cdot 10^{-8}$  (см. табл. 1.5).

Разогрев здесь начинается в окрестности точки диаметра с координатой  $r=-39,5$  мкм, что как раз соответствует самому высокому максимуму величины  $B$  в этой части капли. При  $r=-42,5$  мкм есть небольшая область,

в которой  $T \geq 578$  К достигается несколько раньше, чем в окрестных точках. Она также соответствует наиболее высокому из вторичных максимумов  $B$ . Угловая протяженность области перегрева доходит до  $\sim 5,5^\circ$ , т. е. примерно до такой же, как область 1 на рис. 3.17, б к моменту времени  $t=4,14$  мкс. Протяженность ее в радиальном направлении к тому же времени не превышает 5,3 мкм. К указанному времени объем этой области равен примерно  $25$  мкм<sup>3</sup>, что в 13 раз меньше области перегрева, образовавшейся в теневой части капли за  $t=1,7$  мкс, и составляет всего лишь 0,005% объема капли. Естественно, что паровой пузырь, возникающий в

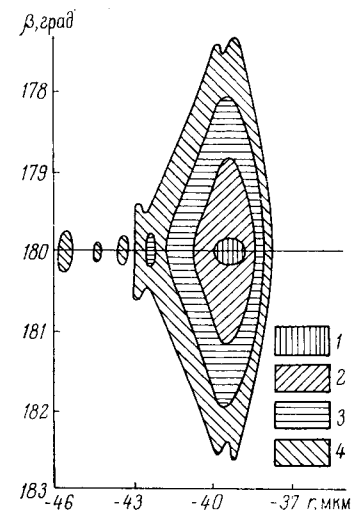


Рис. 3.18. Области с  $T \geq 580$  К в освещенной части капли с  $R=50$  мкм при  $\lambda=0,69$  мкм,  $I=1,67 \cdot 10^6$  Вт·см<sup>-2</sup>,  $\kappa=10^{-3}$  в моменты времени  $t=3,34$  (1); 3,8 (2); 4,0 (3) и 4,14 мкс (4)

этой области, может дорасти до критических размеров, соответствующих взрыву капли, за гораздо большее время, чем в теневом полушарии. Этим и объясняется тот экспериментальный факт, что вначале происходит взрыв, или выброс массы, в направлении освещающего пучка и лишь значительно позже — навстречу ему.

На рис. 3.19 представлены результаты расчета областей с  $T \geq 580$  К для капель чистой воды с  $R=100$  мкм при  $\lambda=1,06$  мкм. Значение интенсивности  $I=10^7$  Вт·см<sup>-2</sup> соответствует условиям эксперимента в работе [66]. Области перегрева представлены для теневой и освещенной полусфер в одни и те же моменты времени. Чтобы кривые не сливались, масштаб по радиусу для освещенной части капель увеличен в два раза. Из графиков видно, как сильно зависит развитие областей перегрева от интенсивности освещающего излучения. Время образования

области 1 при  $I=10^7$  Вт·см<sup>-2</sup> довольно близко к времени образования области 2' при  $I=2 \cdot 10^7$  Вт·см<sup>-2</sup>. А время образования области 1' при  $I=2 \cdot 10^7$  Вт·см<sup>-2</sup> одинаково с временем образования области 3'' при  $I=5 \cdot 10^7$  Вт·см<sup>-2</sup>. И тем не менее эти области сильно различаются своими размерами. Особенно велико различие между областями перегрева в теневой и освещенной частях капель. При одинаковых условиях облучения и в одинаковые моменты времени объемы этих областей различаются во много раз.

Сравнение рис. 3.19 с графиками источников показало, что область сильного нагрева в теневой части и должна иметь значительно большую протяженность в радиальном направлении, чем соответствующая область в освещенной части капли. Протяженность этих областей в угловом направлении при увеличении интенсивности

быстрее растет в освещенной части капли, чем в теневой.

Таким образом, во всех рассмотренных случаях наблюдается определенная корреляция размеров и конфигурации областей перегрева воды в каплях с соответствующими областями распределения функции источников тепла, а также сильная зависимость формы, размеров и скорости роста этих областей от величины показателя поглощения жидкости и интенсивности воздействующего излучения. Сопоставляя это с результатами предыдущих параграфов, касающихся нагрева более мелких водяных капель излучением с  $\lambda=10,6$  мкм, можно заключить, что в случае слабопоглощающих крупных капель эти корреляции проявляются в гораздо большей степени, особенно на начальных стадиях нагрева.

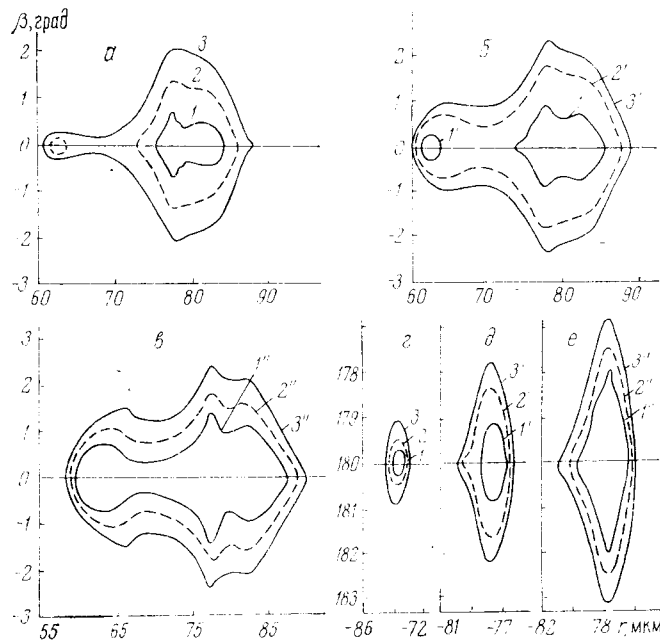


Рис. 3.19. Области с  $T \geq 580 \text{ K}$  в теневой (а—в) и освещенной (г—е) частях капли при  $R=100 \text{ мкм}$ ,  $\lambda=1,06 \text{ мкм}$ ,  $I=10^7$  (а, г);  $2 \cdot 10^7$  (б, д) и  $5 \cdot 10^7$  Вт·см<sup>-2</sup> (в, е) в моменты времени  $t=17,6$  (1); 29,8 (2); 40,1 (3); 8,0 (1'); 16,0 (2'); 20,0 (3'); 4,0 (1''); 6,0 (2'') и 8,0 мкс (3'')

## НАГРЕВ, ИСПАРЕНИЕ И ВЗРЫВ КАПЕЛЬ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ С УЧЕТОМ ИЗМЕНЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ И ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ВОДЫ

При воздействии на капли воды излучением высокой интенсивности диапазон изменения температуры внутри капли может превышать  $300^\circ$ . В предыдущей главе в целях упрощения решения и уменьшения объема вычислений задача о нагреве и испарении капель с учетом неоднородного объемного тепловыделения была рассмотрена при некоторых фиксированных значениях таких характеристик воды, как теплоемкость, теплопроводность, плотность и мнимая часть показателя преломления. Была учтена лишь температурная зависимость теплоты парообразования  $L(T^*)$ . В настоящей главе мы рассмотрим нагрев, испарение и взрыв капель воды при условиях, соответствующих газокинетическому и взрывному режимам [111, 112], с учетом неоднородного объемного тепловыделения и температурных зависимостей всех упомянутых характеристик. Будет рассмотрено также влияние вариаций оптических постоянных вещества капли, обусловленных присутствием растворенных веществ различного происхождения.

### § 4.1. Влияние изменения мнимой части показателя преломления воды при нагреве капель излучением с $\lambda = 10,6$ мкм на энергию и время их взрыва

В ряде работ высказывается предположение, что одним из важнейших факторов, влияющих на энергетику испарения и взрыва капель под действием излучения, является температурная зависимость мнимой части показателя преломления воды [125, 149, 150].

Как уже отмечалось в § 3.1, найденные расчетным путем на основе предположения об однородном распределении источников тепла по объему капли [108, 116] пороговые значения интенсивности непрерывного лазерного излучения  $I_{\text{взр}}^{\text{пор}}$ , обеспечивающие взрыв капель данного размера, примерно в 2,5 раза ниже полученных экспериментально в работах [124, 125]. Экспериментальные значения скорости испарения капель при интенсивностях воздействующего излучения  $I \geq 10^4$  Вт/см<sup>2</sup> [149] также оказываются ниже предсказываемых теорией.

Развитый в предыдущей главе метод решения двухмерной задачи теплопроводности с учетом неоднородного тепловыделения позволяет проследить динамику развития поля температур внутри капли, находящейся под действием излучения. Найденные с его помощью пороговые значения интенсивности для капель с  $R = 10$ — $30$  мкм совпадают с полученными экспериментально [124, 125] в пределах 5—10% (см. § 3.6).

В экспериментах для капель с  $R = 12$  и  $35$  мкм получены значения пороговых интенсивностей взрыва  $I_{\text{взр}}^{\text{пор}} = 32,8$  и  $14,0$  кВт·см<sup>-2</sup> соответственно [125]. Они достаточно близки с полученными расчетным путем. Однако, подставив их в формулу (3.7.1), найдем значения  $t_{\text{взр}}^{\text{пор}} \parallel = 59,1$  и  $168$  мкс, которые примерно в два раза меньше полученных экспериментально  $t_{\text{взр}}^{\text{пор}} = 112$  и  $368$  мкс [125]. Поскольку расчетный критерий наступления взрыва выбран нами условно, то в принципе можно было бы попытаться согласовать его с временем взрыва капель, получаемым в экспериментах. Но расчеты показывают, что еще задолго до этого времени в отдельных точках внутри капли будет достигнута температура  $650$  К, при которой вода не может находиться в жидком состоянии. Тем не менее из приведенных данных следует, что отношение времен взрыва капель с  $R = 35$  и  $12$  мкм, полученных в эксперименте, составляет 3,29, а полученных расчетным путем — 2,85. Расхождение этих отношений составляет всего 13%. Такое же положение имеет место и для других размеров капель из этого интервала, что говорит о неплохом соответствии расчетных и экспериментальных данных при оценке их с этой точки зрения.

Из сказанного следует, что в эксперименте действуют некоторые факторы, в определенном соотношении замедляющие процесс испарения капель и увеличивающие время достижения ими взрывного режима, которые остались неучтенными в расчетных схемах. Попробуем их проанализировать.

Наиболее вероятными причинами, которые могут приводить к снижению скорости разогрева капель в эксперименте, являются изменение оптических постоянных воды при значительных перегревах капель, увеличение затрат поглощенной каплей энергии на кинетическую энергию потока пара с поверхности интенсивно испаряющейся капли и термокапиллярная циркуляция жидкости внутри капли [125, 149, 150].

Проведенные в работе [149] оценки увеличения эффективной теплоты испарения показывают, что оно может быть значительным уже при  $Ik_{\text{п}} \approx 10^4$  Вт/см<sup>2</sup>. Его влияние проявляется у поверхности капли. При медленном испарении малых капель даже при интенсивностях, близких к пороговым, этот фактор может привести к некоторому замедлению прогрева по всему объему капли. Однако при интенсивностях воздействующего излучения, превышающих пороговые, время от начала воздействия до момента взрыва капли очень мало, и в этом случае влияние рассматриваемого фактора не может быть значительным.

Аналогичным образом обстоит дело и с циркулирующей жидкости внутри капли. По данным работы [125], при высоких градиентах температуры на поверхности капли скорость движения жидкости может достигать 200 см/с. Поскольку при пороговых интенсивностях излучения время до взрыва составляет сотни микросекунд [124, 125], то «размывание» максимума температуры вследствие движения жидкости в капле может быть значительным, что вместе с увеличением эффективной теплоты испарения и приводит к указанному выше расхождению расчетных значений  $t_{\text{взр}}$  с экспериментальными. При интенсивностях излучения, превышающих пороговые примерно на порядок, время достижения режима взрывного испарения сокращается до нескольких микросекунд. Естественно, что в этом случае влияние термокапиллярной циркуляции на нагрев капли пренебрежимо мало; определяющим, по-видимому, является сниже-

ние поглощения воды в результате ее нагрева. В этих условиях значения  $t_{\text{взр}}$  и  $E_{\text{погл}}$ , получаемые из уравнений (3.7.1) и (3.7.2), должны соответствовать реальным с точностью до поправок, обусловленных изменением оптических постоянных воды при сильном повышении ее температуры.

В литературе отсутствуют сведения об изменении действительной части показателя преломления воды для  $\lambda = 10,6$  мкм с увеличением температуры. По-видимому, эти изменения достаточно малы и ими можно пренебречь. В работах [151, 152] приведены данные, свидетельствующие об уменьшении мнимой части показателя преломления воды  $\kappa$  для той же длины волны при увеличении температуры примерно до 360 К. Для более высоких температур данных нет. Высказано предположение [153], что зависимость  $\kappa(T)$  имеет вид

$$\kappa = \kappa_0 (T_0/T)^b, \quad (4.1.1)$$

где  $\kappa_0 = 0,0823$  — значение показателя поглощения при начальной температуре  $T_0 = 283$  К;  $T$  — температура нагретой воды;  $b$  — показатель степени, примерно равный единице. Тогда при  $T = 373$  К  $\kappa \approx 0,057$ ; при  $T = 423$  К  $\kappa \approx 0,052$  и т. д.

При нагреве капель излучением температурная зависимость показателя поглощения  $\kappa$  проявляется через функцию распределения мощности источников тепла по объему капли. Вследствие неоднородного прогревания капли каждая точка ее объема в каждый момент времени имеет свою вполне определенную температуру, которой соответствует определенное значение показателя поглощения  $\kappa$ . Но поскольку в настоящее время отсутствуют методы расчета составляющих электромагнитного поля внутри объектов с пространственно несимметричным распределением показателя поглощения, учет влияния его температурной зависимости можно провести лишь приближенно. Приведем результаты оценочных расчетов при некоторых усредненных по объему и по времени значениях  $\kappa$  [154]. Цель исследования заключалась в том, чтобы уяснить характер влияния, которое оказывает на процесс разогрева и взрыва капель уменьшение мнимой части показателя преломления.

Из хода кривых рис. 4.1 и анализа зависимости тепловыделения от угла  $\beta$  следует, что при уменьшении  $\kappa$



уменьшается выделение тепла в освещенной полусфере капли, особенно вблизи ее поверхности. Выделение тепла в области узкого максимума, расположенного у поверхности теневой полусферы, несколько увеличивается. Последнее можно объяснить тем, что при уменьшении показателя поглощения  $\kappa$  в большей степени проявляется фокусирующее действие капли на проходящее через нее излучение.

Как следует из рис. 4.2, *а*, наиболее быстрый нагрев наблюдается при  $\kappa=0,0823$ . Он происходит в основном в освещенной полусфере. С уменьшением  $\kappa$  нагрев этой

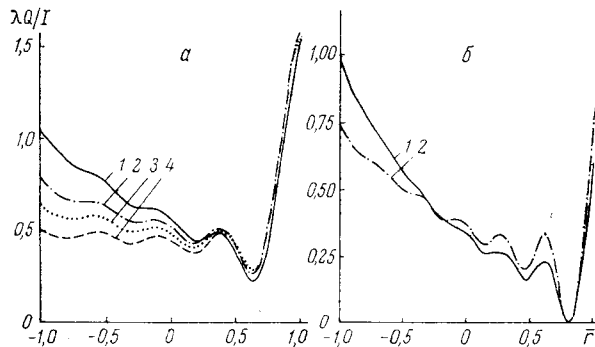


Рис. 4.1. Распределение мощности источников тепла вдоль диаметра капель с  $R=10$  (*а*) и  $15$  мкм (*б*) в направлении  $\beta=0-180^\circ$  при  $n=1,173$ ,  $\kappa=0,0823$  (1);  $0,06$  (2);  $0,05$  (3) и  $0,04$  (4)

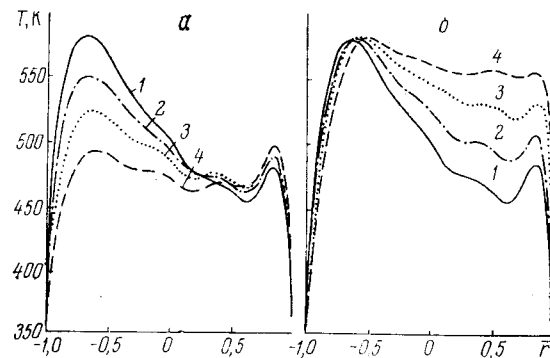


Рис. 4.2. Распределение температуры вдоль диаметра капель с  $R=10$  мкм при  $I=10^5$  Вт·см $^{-2}$  через  $16,4$  мкс после начала облучения (*а*) и к моменту их взрыва (*б*) при  $\kappa=0,0823$  (1);  $0,07$  (2);  $0,06$  (3);  $0,05$  (4)

части капли замедляется, но несколько ускоряется нагрев в малой области вблизи теневой поверхности капли. Для капель с  $\kappa=0,05$  к рассматриваемому моменту времени температура в этом месте уже выше, чем в освещенной части капли. При  $\kappa=0,06$  и  $0,05$  перепады температуры внутри капли заметно меньше, чем при  $\kappa=0,0823$ , прогревание капли идет более равномерно по всему ее объему, но и более медленно.

На рис. 4.2, *б* показано распределение температуры вдоль радиуса капель с  $R=10$  мкм при тех же значениях  $I$  и  $\kappa$ , но уже в момент взрыва каждой из них. Если  $\kappa=0,0823$ , то  $t_{\text{взр}}=16,4$  мкс,  $\kappa=0,07$ ,  $t_{\text{взр}}=18,5$  мкс,  $\kappa=0,06$ ,  $t_{\text{взр}}=20,9$  мкс и  $\kappa=0,05$ ,  $t_{\text{взр}}=24$  мкс. Получается, что если  $\kappa$  составляет  $0,85$ ;  $0,73$  и  $0,61$  первоначального значения, то время до взрыва увеличивается соответственно на  $13$ ,  $28$  и  $46\%$ . Обращает на себя внимание значительно более равномерное распределение температуры внутри капель при понижении показателя поглощения. Это объясняется более однородным тепловыделением при меньших  $\kappa$  и существенно большим промежуток времени до наступления взрыва, в течение которого теплопроводность успевает в какой-то мере выравнять внутреннее температурное поле. В том же направлении действует и циркуляция жидкости, которая в нашем решении не учитывается.

В распределении мощности источников тепла для капель с  $R=15$  мкм (см. рис. 4.1, *б*) преобладает широкий максимум в освещенной полусфере. Узкий максимум у теневой поверхности значительно слабее. Уменьшение  $\kappa$  сопровождается снижением основного широкого максимума тепловыделения в освещенной полусфере и некоторым повышением узкого максимума тепловыделения у теневой поверхности капли.

Как видно из рис. 4.3, *а*, зона прогрева капли при  $\kappa=0,0823$  заметно уже, ее протяженность в радиальном направлении (а также по углам) значительно меньше, чем для капли с  $\kappa=0,06$ . Хотя прогрев при  $\kappa=0,06$  идет медленнее (к моменту времени  $t=17,2$  мкс максимальная температура  $\sim 526$  К), но он захватывает заметно большую часть объема капли. К моменту взрыва капли с  $\kappa=0,06$  перепад температур внутри капли несколько меньше, чем при  $\kappa=0,0823$ .

По рис. 4.3, *а* и *б* можно заметить, что во всех пред-

ставленных случаях распределение температуры в каплях в основном определяется характером распределения мощности тепловыделения. Только при более высоких значениях интенсивности падающего на каплю излучения распределение температуры оказывается более неоднородным, чем при более низких. При  $\kappa=0,06$  и  $I=10^5$  Вт/см<sup>2</sup> экстремумы на кривой  $T(\bar{r})$  более ярко выражены, выделяется максимум температуры у те-

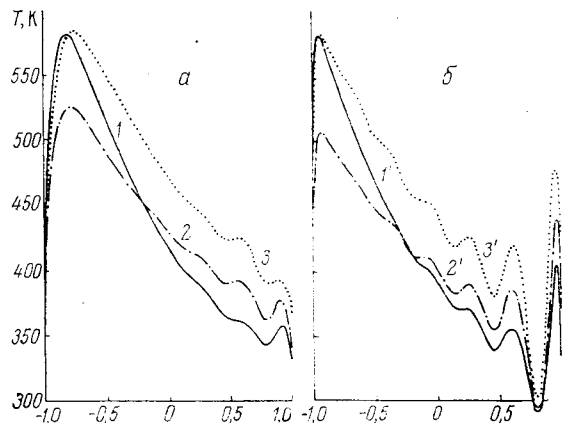


Рис. 4.3. Распределение температуры вдоль диаметра капель с  $R=15$  мкм при  $I=10^5$  (а) и  $10^6$  Вт·см<sup>-2</sup> (б) при  $\kappa=0,0823$  (1, 1') и 0,06 (2, 2', 3, 3') в моменты времени  $t=17,2$  (1, 2); 22,1 (3); 1,4 (1', 2') и 1,9 мкс (3')

невой поверхности капли. В остальном при  $I=10^6$  Вт/см<sup>2</sup> остаются справедливы все те особенности распределения температуры, которые были отмечены при  $I=10^5$  Вт/см<sup>2</sup>.

Для более крупных капель ( $R=20-25$  мкм) область прогрева сужается, приближаясь к освещенной поверхности. С уменьшением  $\kappa$  происходит расширение этой области, но прогрев идет медленнее. Увеличение интенсивности падающего излучения приводит к усилению неоднородности нагрева и некоторому росту максимума температуры в теневой части капли.

Из табл. 4.1 видно, что для капель с  $R=15$  и 25 мкм при расчетах, проведенных для среднего по времени и по объему капли значения показателя поглощения  $\kappa=0,06$ , которое меньше исходного значения  $\kappa=0,0823$  на

27%, время выхода на режим взрывного испарения увеличивается на 26—34%. При меньших интенсивностях воздействующего излучения замедление выхода на взрывной режим несколько меньше, чем при высоких. Степень замедления прогрева практически не зависит от размера частиц.

Следует отметить, что из теоретических расчетов следует несколько своеобразное изменение картины

Таблица 4.1

Отношение времени выхода капель на режим взрывного испарения при  $\kappa=0,06$  (1) и  $\kappa=0,0823$  (2) и разных интенсивностях излучения

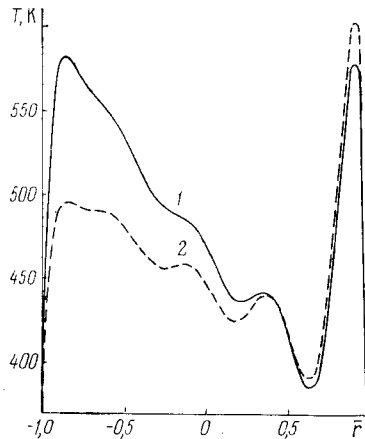
$R$ , мкм	$I$ , Вт/см <sup>2</sup>	$t_{\text{взр}}^{(1)} / t_{\text{взр}}^{(2)}$
15	$5 \cdot 10^4$	1,26
15	$10^5$	1,29
15	$5 \cdot 10^5$	1,33
15	$10^6$	1,34
25	$5 \cdot 10^4$	1,26
25	$10^5$	1,30
25	$5 \cdot 10^5$	1,32
25	$10^6$	1,34

взрыва капель с  $R=8-12$  мкм при уменьшении  $\kappa$ , если интенсивность воздействующего излучения достаточно высока. Как уже указывалось, наличие у капель с  $R=8-12$  мкм высокого и острого максимума тепловыделения вблизи их теневой поверхности изменяет картину взрыва при высоких интенсивностях воздействующего излучения. Область экстремальных температур из освещенной полусферы перемещается в теневую. С уменьшением  $\kappa$  теневой максимум тепловыделения несколько увеличивается (см. рис. 4.1, а). Это в свою очередь приводит к изменению температурного поля, особенно при  $I \geq 5 \cdot 10^5$  Вт/см<sup>2</sup>.

В соответствии с приведенной на рис. 4.1, а картиной распределения источников тепла при  $\kappa=0,0823$  идет быстрое нагревание довольно обширной области в освещенной части капли (рис. 4.4). При такой интенсивности быстро растет и температура на противоположном конце диаметра капли. Но здесь область прогрева очень узкая, и взрыв все же происходит в

той части капли, которая обращена к источнику излучения.

Если же  $\kappa=0,06$ , то прогрев освещенной части капли при той же интенсивности излучения идет медленнее, а в теневой, наоборот, несколько быстрее. В результате оказывается, что взрыв должен произойти в той части капли, которая находится с противоположной стороны от источника излучения.



Время достижения условий взрыва при этом оказывается несколько меньше. Естественно, что не учитываемое нами движение жидкости внесет некоторые коррективы в эту картину. Размытие узкого максимума температуры в теневой полу-

Рис. 4.4. Распределение температуры вдоль диаметра каплевого с  $R=10$  мкм при  $I=5 \cdot 10^5$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\kappa=0,0823$  (1) и  $0,06$  (2) к моменту взрыва  $t_1=2,9$ ,  $t_2=2,7$  мкс

сфере будет более сильным и приведет к некоторому увеличению времени до взрыва. Но при еще более высоких интенсивностях воздействующего излучения ввиду краткости времени нагрева размытие максимума будет незначительным и расчетные значения  $t_{взр}$  будут близки к действительно наблюдаемым, а взрыв, или выброс массы, должен быть направлен вперед.

При  $I=5 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup> область максимальных температур и при  $\kappa=0,0823$  и при  $\kappa=0,06$  находится у теневой поверхности капли.

Из сказанного следует, что отмечавшиеся в экспериментах [60, 123] выбросы массы от теневой участка капли при  $I \geq 5 \cdot 10^5$  Вт/см<sup>2</sup> могут объясняться не только отражением ударных волн от теневой поверхности, как полагали авторы [123], но и характерным для капле с  $R=8-12$  мкм тепловыделением. Вследствие этого при уменьшении  $\kappa$  до  $0,06$  время до взрыва таких капле при  $I < 5 \cdot 10^5$  Вт/см<sup>2</sup> увеличивается в таком же

отношении, как и при  $R=15-25$  мкм, а при  $I \geq 5 \times 10^5$  Вт/см<sup>2</sup> уменьшается на  $5-10\%$ .

Таким образом, температурная зависимость мнимой части показателя преломления воды может вносить определенные изменения в характер разогрева капле, а соответственно и в характер их взрыва и его энергетику.

#### § 4.2. Решение двумерной задачи о нагреве и испарении капли с учетом температурных зависимостей теплоемкости, теплопроводности и плотности воды

Рассмотрим модельную краевую задачу о нагреве и испарении капле воды при условиях, соответствующих газокинетическому режиму, с учетом неоднородного объемного тепловыделения и температурных зависимостей  $c(T)$ ,  $\rho(T)$  и  $\lambda(T)$  [155].

Для указанного случая изменения температуры и радиуса капли со временем определяются следующими уравнениями при соответствующих краевых и начальных условиях:

$$c(T) \rho(T) \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( \lambda(T) r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \Theta} \frac{\partial}{\partial \Theta} \left( \lambda(T) \sin \Theta \frac{\partial T}{\partial \Theta} \right) + f(r, \Theta, T, n, \kappa(T)), \quad (4.2.1)$$

где  $0 < r < R(\Theta, t)$ ,  $0 < \Theta < \pi$ ,  $t > 0$ . На поверхности капли, т. е. при  $r = R(\Theta, t)$ ,

$$\lambda(T^*) \left( \frac{\partial T^*}{\partial r} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial R}{\partial \Theta} \frac{\partial T^*}{\partial \Theta} \right) \left( 1 + \frac{1}{r^2} \left( \frac{\partial R}{\partial \Theta} \right)^2 \right)^{-1/2} = \rho(T^*) L(T^*) \times \left( \frac{\partial R(\Theta, t)}{\partial t} - \frac{\partial R(\Theta, 0)}{\partial t} \right), \quad (4.2.2)$$

$$\frac{\partial R}{\partial t} = -C \exp \left[ -\frac{\rho(T^*)L(T^*)}{n_{\kappa} k_B T^*} \right], \quad T^* = T(R, \Theta, t), \quad (4.2.2a)$$

$$T(0, \Theta, t) < \infty, \quad (4.2.3)$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial \Theta} \right|_{\Theta=0} = \left. \frac{\partial T}{\partial \Theta} \right|_{\Theta=\pi} = 0, \quad (4.2.4)$$

$$T(r, \Theta, 0) = T_0, \quad (4.2.5)$$

$$R(\Theta, 0) = R_0, \quad (4.2.6)$$

$$f = \frac{4\pi n \kappa}{n_{cp} \lambda} IB, \quad B = \frac{1}{E_0^2} (E_r E_r^* + E_\Theta E_\Theta^* + E_\varphi E_\varphi^*). \quad (4.2.7)$$

Все обозначения те же, что и в § 3.2.

Перейдем в системе (4.2.1) — (4.2.6) к безразмерным переменным  $\bar{T} = T/T_0$ ,  $\bar{\Theta} = \Theta/\pi$ ,  $\tau = t/t^0$ ,  $\bar{R} = R/R_0$ ,  $\bar{r} = r/R_0 \bar{R}(\bar{\Theta}, \tau)$ , где  $T^0 = 500 \text{ K}$ ,  $t^0 = R_0^2/a(T_0)$ ,  $a(T_0)$  — температуропроводность воды при начальной температуре  $T_0$ . Для нахождения приближенного решения системы (4.2.1) — (4.2.6) построим абсолютно устойчивую локально одномерную итерационную схему [134 — 136] на следующей пространственно-временной сетке:

$$\bar{r}_n = (n+1)h_{\bar{r}}, \quad h_{\bar{r}} = 1/(N+1), \quad n = 0, 1, \dots, N;$$

$$\bar{\Theta}_l = (l+1/2)h_{\bar{\Theta}}, \quad h_{\bar{\Theta}} = 1/(L+1), \quad l = 0, 1, \dots, L;$$

$$\tau_{j-\alpha/2} = (j-1/2)\Delta\tau, \quad \Delta\tau = \tau_j - \tau_{j-1},$$

$$j = 1, 2, \dots; \quad \alpha = 2; 1.$$

Дифференциальным операторам в системе (4.2.1) — (4.2.6) поставим в соответствие разностные операторы:

$$c_{n,l} \rho_{n,l} \frac{\bar{T}_{n,l}^j - \bar{T}_{n,l}^{j-1/2}}{\Delta\tau} = \frac{1}{a(T_0)(\bar{R}^2)_l \bar{r}_n^2 h_{\bar{r}}^2} \times$$

$$\times [\lambda_{n+1/2,l} \bar{r}_{n+1}^2 (\bar{T}_{l,n+1}^j - \bar{T}_{l,n}^j) - \lambda_{n-1/2,l} \bar{r}^2 (\bar{T}_{l,n}^j - \bar{T}_{l,n-1}^j)] +$$

$$+ \frac{(\bar{R}^2)_l}{\pi^2 a(T_0)(\bar{R}^2)_l \bar{r}_n h_{\bar{r}}^2} [\lambda_{n+1/2,l} \bar{r}_{n+1} (\bar{T}_{n+1,l}^j - \bar{T}_{n,l}^j) - \lambda_{n-1/2,l} \bar{r}_n (\bar{T}_{n,l}^j - \bar{T}_{n-1,l}^j)] + \frac{1}{2h_{\bar{r}}} \times$$

$$\times \left[ \frac{c_{n,l} \rho_{n,l} \bar{r}_n \bar{R}_l^j}{\bar{R}_l^j} - \frac{\lambda_{n,l} \bar{R}_l^j \cos \pi \bar{\Theta}_l}{\pi a(T_0)(\bar{R}^3)_l \bar{r}_n \sin \pi \bar{\Theta}_l} + \frac{\lambda_{n,l} (\bar{R}^2)_l}{\pi^2 a(T_0)(\bar{R}^2)_l \bar{r}_n} - \frac{\lambda_{n,l} (\bar{R})_l}{\pi^2 a(T_0)(\bar{R}^3)_l \bar{r}_n} \right] \times$$

$$\times (\bar{T}_{n+1,l}^j - \bar{T}_{n-1,l}^j) - \frac{\bar{R}_l^j}{\pi^2 a(T_0)(\bar{R}^3)_l \bar{r}_n} \times$$

$$\times \frac{1}{h_{\bar{r}} h_{\bar{\Theta}}} [\lambda_{n+1,l-1/2} \bar{T}_{n+1,l}^{j-1/2} - \lambda_{n,l-1/2} \bar{T}_{n+1,l-1}^{j-1/2} - \lambda_{n,l-1/2} \bar{T}_{n,l-1}^{j-1/2}] + \frac{R_0^2}{a(T_0)T_0} \frac{j_{n,l}}{T_0}, \quad (4.2.8)$$

где  $n = 0, 1, \dots, N-1$ ;  $l = 0, 1, \dots, L$ ;  $\bar{r}_n^2 = \bar{r}_n \bar{r}_{n-1}$ ;

$$\frac{\rho_{n,l} L_{n,l} a(T_0)}{\lambda_{N,l} T_0} (\bar{R}_l^j - \bar{R}_l^{j_0}) \left( 1 + \frac{(\bar{R}^2)_l}{\pi^2 (\bar{R}^2)_l \bar{r}_N^2} \right)^{-1/2} =$$

$$= \frac{1}{\bar{R}_l^j h_{\bar{r}}} (\bar{T}_{N,l}^j - \bar{T}_{N-1,l}^j) - \frac{\bar{R}_l^j}{\pi^2 (\bar{R}^2)_l \bar{r}_N^2 h_{\bar{\Theta}}} (\bar{T}_{N,l+1}^{j-1/2} - \bar{T}_{N,l}^{j-1/2}) - \frac{(\bar{R}^2)_l}{\pi^2 (\bar{R}^3)_l \bar{r}_N h_{\bar{r}}} (\bar{T}_{N,l}^j - \bar{T}_{N-1,l}^j), \quad (4.2.9)$$

где  $l = 0, 1, \dots, L$ ;

$$c_{n,l} \rho_{n,l} \frac{\bar{T}_{n,l}^{j-1/2} - \bar{T}_{n,l}^{j-1}}{\Delta\tau} =$$

$$= \frac{1}{\pi^2 a(T_0)(\bar{R}^2)_l \bar{r}_n^2 \sin \pi \bar{\Theta}_l \cdot h_{\bar{\Theta}}} \left[ \lambda_{n,l+1/2} \times \right.$$

$$\begin{aligned} & \times \sin \pi \bar{\Theta}_{l+1} \frac{1}{h\bar{\Theta}} (\bar{T}_{n,l+1}^{j-1/2} - \bar{T}_{n,l}^{j-1/2}) - \\ & - \lambda_{n,l-1/2} \sin \pi \bar{\Theta}_l \cdot \frac{1}{h\bar{\Theta}} (\bar{T}_{n,l}^{j-1/2} - \bar{T}_{n,l-1}^{j-1/2}) \Big] - \\ & - \frac{\bar{R}_l^j}{\pi^2 a (T_0) (\bar{R}^3)_l \bar{r}_n} \frac{1}{h\bar{\tau} h\bar{\Theta}} [\lambda_{n-1/2,l+1} (\bar{T}_{n,l+1}^{j-1} - \\ & - \bar{T}_{n-1,l+1}^{j-1}) - \lambda_{n-1/2,l} (\bar{T}_{n,l}^{j-1} - \bar{T}_{n-1,l}^{j-1})], \quad (4.2.10) \end{aligned}$$

где  $l = 0, 1, \dots, L$ ;  $n = 0, 1, \dots, N$ ;  $\bar{\Theta}_l = (\bar{\Theta}_l + \bar{\Theta}_{l+1})/2$ ;  
 $\lambda_{n,l+1/2} = \frac{1}{2}(\lambda_{n,l+1} + \lambda_{n,l})$ ;  $\bar{R}_l^j = \frac{1}{h\bar{\Theta}} (\bar{R}_l - \bar{R}_{l-1})$ ;  $\ddot{R}_l^j =$   
 $= \frac{1}{h\bar{\Theta}^2} (\bar{R}_{l+1} - 2\bar{R}_l + \bar{R}_{l-1})$ , ( $\bar{R}_{l-1} = \bar{R}_{l+1}$  при  $l = 0, L$ );

$$\bar{R}_l^j = \bar{R}_l^{j-1} + \Delta\tau \cdot \bar{R}_l^j;$$

$$\bar{R}_l^{1j} = - \frac{R_0 C}{a(T_0)} \exp \left[ - \frac{\rho_{N,l}}{n_{\kappa} k_B T_0} \frac{L_{N,l}^j}{\bar{T}_{N,l}^j} \right], \quad (4.2.11)$$

$$\bar{R}_l^0 = 1; \quad \dot{R}_l^0 = 0, \quad \bar{T}_{n,l}^0 = \bar{T}_0.$$

На каждой итерации системы уравнений (4.2.8) — (4.2.11) решаются методом прогонки [137].

Решение краевой задачи (4.2.1) — (4.2.6) существует и единственно. Имеет место сходимость приближенного решения разностной задачи (4.2.8) — (4.2.11) к решению исходной задачи (4.2.1) — (4.2.6) [138, 139].

### § 4.3. Влияние температурных зависимостей теплоемкости, теплопроводности и плотности воды на нагрев, испарение и взрыв капель под действием излучения

Температурные зависимости теплофизических свойств воды достаточно хорошо изучены [156—158]. В интересующем нас интервале температур от начальной температуры капли порядка 283 К до температуры взрывного кипения воды 578 К теплоемкость воды увеличивается примерно на 40%, плотность уменьшается

примерно на 30%, теплопроводность и температуропроводность меняются в пределах 25—30%, удельная теплота испарения при изменении температуры поверхности капли от 283 до 423 К уменьшается на 15% (рис. 4.5). Естественно, что эти вариации теплофизических характеристик воды вполне определенным образом влияют на процесс нагрева и испарения капель [155].

Известен ряд приближенных выражений, аппроксимирующих температурную зависимость удельной тепло-

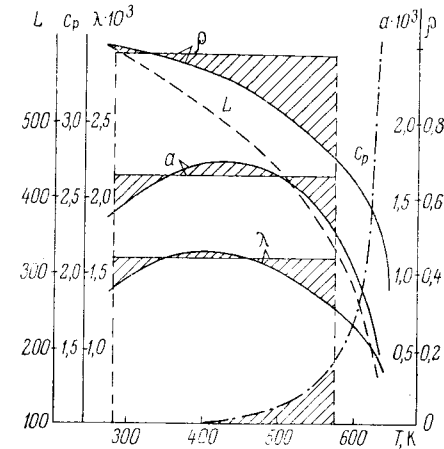


Рис. 4.5. Сравнение температурных зависимостей теплофизических характеристик воды с их фиксированными значениями, принятыми в расчетах главы 3 ( $L$ , кал/г,  $c_p$ , кал/г·К,  $\lambda$ , кал/см·с·К,  $a$ , см<sup>2</sup>/с,  $\rho$ , г/см<sup>3</sup>). Вертикальные штриховые прямые — рассматриваемый интервал температур  $283 \text{ К} \leq T \leq 578 \text{ К}$

ты испарения воды [112, 113, 118, 159]. Большинство из них дает хорошее приближение при температурах до 373 К, и только формула, приведенная в работе [118], учитывает то обстоятельство, что теплота испарения в критической точке обращается в нуль. Аппроксимационную формулу работы [118] можно модифицировать с таким расчетом, чтобы ее погрешность была минимальной в интересующем нас интервале температур. Полученное соотношение

$$L(T^*) = 30,46 \exp [0,000803 (T^* - 273)] \sqrt{647 - T^*} \quad (4.3.1)$$

дает значения  $L(T^*)$  с погрешностью менее 2% в интервале  $273 < T^* \leq 593$  К.

Для удельной теплоемкости воды принята приведенная в работе [118] формула

$$c_p(T) = A \left[ 1 - \exp\left(-\frac{647 - T}{60}\right) \right]^{-1}, \quad (4.3.2)$$

которая при  $A = 0,995$  кал/(г·К) имеет погрешность не более 2% в интервале  $273 < T \leq 580$  К. Для коэффициента теплопроводности воды была получена зависимость  $\lambda(T)$  (где  $\lambda$  выражена в кал/(с·см·К)) в виде

$$\lambda(T) = [1,373 + 0,385 \cdot 10^{-2}(T - 273) - 0,138 \cdot 10^{-4}(T - 273)^2] \cdot 10^{-3}. \quad (4.3.3)$$

В интервале  $273 < T \leq 593$  К погрешность (4.3.3) менее 0,5%.

Температурная зависимость плотности воды аппроксимируется формулой

$$\rho(T) = [1 - 0,7792 \cdot 10^{-5}(T - 273)^{1,8478}] \quad (4.3.4)$$

с погрешностью не более 1,5% в интервале  $273 < T \leq 603$  К.

В примененной нами методике расчетов значения  $c(T)$ ,  $\lambda(T)$ ,  $\rho(T)$  в узлах пространственной сетки корректировались с помощью соотношений (4.3.2) — (4.3.4) на каждом временном шаге в соответствии с достигнутой к данному моменту времени температурой в каждом из узлов сетки. Таким же образом учитывалась зависимость  $L(T^*)$ ).

На рис. 4.6 приведены результаты расчетов распределения температуры внутри капель при постоянных значениях  $c = 1,001$  кал/(г·К),  $\rho = 0,9737$  г/см<sup>3</sup>,  $\lambda = 1,6056 \cdot 10^{-3}$  кал/(см·с·К), соответствующих температурам 348—358 К, и с учетом температурных зависимостей  $c(T)$ ,  $\lambda(T)$ ,  $\rho(T)$ . Из рисунка следует, что общий характер развития температурного поля со временем практически одинаков и при выбранных постоянных значениях  $c$ ,  $\rho$ ,  $\lambda$  и при учете их температурных зависимостей. Однако вполне отчетливо видно, что при учете этих за-

висимостей нагрев идет быстрее, условия взрывного кипения достигаются в тех же областях капель, но за более короткое время [155].

В табл. 4.2 в графах, отмеченных цифрой 1, приведены значения времени выхода капель на режим взрывного испарения и поглощенной при этом энергии, полученные при указанных выше фиксированных значениях  $c$ ,  $\rho$ ,  $\lambda$ . В графах, отмеченных цифрой 2, приведены зна-

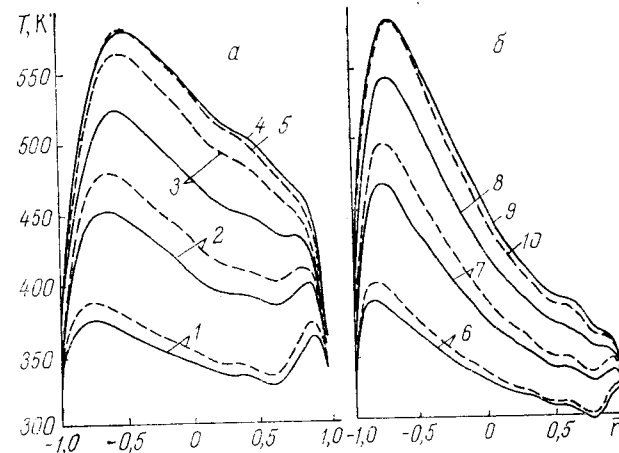


Рис. 4.6. Распределение температуры вдоль диаметра капель с  $R_0 = 10$  (а) и 15 мкм (б) при  $I = 5 \cdot 10^4$  Вт·см<sup>-2</sup> и  $t = 9,4$  (1); 18,8 (2); 28,2 (3); 36,7 (4); 30,4 (5); 10,9 (6); 21,8 (7); 32,8 (8); 39,3 (9); 32,2 мкс (10). Сплошные кривые — при фиксированных  $c$ ,  $\rho$ ,  $\lambda$ , штриховые — с учетом их зависимостей от температуры

числения тех же величин, но полученные с учетом температурных зависимостей  $c(T)$ ,  $\rho(T)$ ,  $\lambda(T)$  (при постоянном  $\kappa$ ). Легко убедиться, что время достижения взрывного режима испарения и необходимые для этого затраты энергии при учете влияния температурных зависимостей оказываются меньше примерно на 15—18% независимо от размера капель и интенсивности падающего излучения.

Полученный результат легко объясняется с помощью рис. 4.5, из которого видно, что выбранные нами фиксированные значения коэффициента теплопроводности и соответствующего коэффициента температуропроводности  $a = \lambda/c\rho = 1,647 \cdot 10^{-3}$  см<sup>2</sup>/с в среднем лежат выше дей-

\*) Поскольку зависимость  $L(T^*)$  учитывалась и в расчетах предыдущей главы, в дальнейшем ее влияние не обсуждается.

Таблица 4.2

Время выхода капель на режим взрывного испарения и поглощенная ими энергия при постоянных значениях  $c$ ,  $\rho$ ,  $\lambda$  (1) и с учетом их температурных зависимостей (2)

$R_0$ , мкм	$I$ , Вт/см <sup>2</sup>	$t_{\text{взр}}$ , мкс		$E_{\text{погл}}$ , мкДж	
		1	2	1	2
10	$5 \cdot 10^4$	36,74	30,18	5,15	4,23
15	$5 \cdot 10^4$	38,52	31,96	14,07	11,67
25	$5 \cdot 10^4$	40,99	33,78	45,21	37,25
10	$5 \cdot 10^5$	2,85	2,39	4,00	3,35
15	$5 \cdot 10^5$	2,91	2,46	10,63	8,98
25	$5 \cdot 10^5$	3,04	2,54	33,49	28,05
10	$10^6$	1,28	1,06	3,57	2,98
15	$10^6$	1,37	1,13	9,98	8,28
25	$10^6$	1,45	1,23	32,05	27,21

ствительных их значений, а вблизи  $T=578$  К значительно выше. В расчетах это приводит к более быстрому размыванию возникающего внутри капель максимума температуры. Вследствие этого и получается, что при фиксированных значениях  $c$ ,  $\rho$ ,  $\lambda$  время достижения режима взрывного испарения несколько больше, чем при учете их температурных зависимостей.

Таким образом, применяемый нами метод сеток позволяет корректно учесть влияние температурных зависимостей  $c$ ,  $\rho$ ,  $\lambda$  на процесс разогрева, испарения и взрыва капель. Оценки, приведенные в табл. 4.2, показывают, что величина этого эффекта имеет примерно такой же порядок, как и изменения температурного поля, обусловленные учетом зависимости  $\kappa(T)$  (см. § 4.1), однако направление эффектов противоположная. Если учет температурных зависимостей теплофизических характеристик воды приводит к ускорению процесса разогрева капель, то учет температурной зависимости мнимой части показателя преломления приводит к замедлению разогрева. Поэтому особенно важно рассмотреть совокупное влияние этих факторов.

В заключение подчеркнем, что учет зависимостей  $c(T)$ ,  $\rho(T)$ ,  $\lambda(T)$  приводит лишь к ускорению разогрева, не меняя характера распределения температуры в капле, тогда как учет зависимости  $\kappa(T)$  отражается и на характере температурного поля, изменяя его в сторону уменьшения неоднородности.

#### § 4.4. Совокупное влияние температурных зависимостей $c(T)$ , $\rho(T)$ , $\lambda(T)$ и $\kappa(T)$ на нагрев, испарение и взрыв капель

Как уже отмечалось в § 4.1, при нагреве капель излучением температурная зависимость показателя поглощения  $\kappa$  проявляется через функцию распределения источников тепла по объему капли. Поскольку методы расчета составляющих электромагнитного поля внутри объектов с пространственно неоднородным распределением  $\kappa$  отсутствуют, учет влияния его температурной зависимости можно провести лишь приближенно, через усредненные по объему капли значения температуры воды  $T_{\text{ср}}$  и соответствующие ей среднеобъемные значения  $\kappa_{\text{ср}}$ , что и было сделано в работе [155].

Вычислив среднюю температуру капли на данном временном шаге, ей можно сопоставить определенное значение показателя поглощения  $\kappa$  согласно формуле (4.1.1) и соответствующую картину распределения мощности источников тепла. Но поскольку расчет функции распределения источников тепла связан со значительными затратами времени ЭВМ, более целесообразно проводить вычисление новых значений  $f(r, \Theta, T, n, \kappa(T))$  при изменении  $\kappa$ , скажем, на каждые 10% от первоначального значения, т. е. при  $\kappa=0,0823$ ;  $0,0741$ ;  $0,0659$  и т. д., что соответствует  $T_{\text{ср}}=283$ ;  $314$ ;  $353$ ;  $404$  К и т. д. Контрольные расчеты с вычислением функции распределения источников тепла при изменении  $\kappa$  на каждые 5% от первоначального значения, что соответствовало  $T_{\text{ср}}=289$ ,  $298$ ,  $333$  К и т. д., не привели к сколько-нибудь существенному уточнению решений.

Полученные таким образом значения времени выхода на взрывной режим испарения, поглощенной при этом энергии и средней температуры капли к моменту взрыва приведены в табл. 4.3. Значения  $E_{\text{погл}}$  вычислены с учетом изменяющегося в процессе нагрева капель эффективного поперечного сечения поглощения.

Сравним теперь значения  $t_{\text{взр}}$  и  $E_{\text{погл}}$ , полученные с учетом температурных зависимостей  $c(T)$ ,  $\rho(T)$ ,  $\lambda(T)$  и  $\kappa(T)$  (см. табл. 4.3), со значениями тех же величин, полученных при фиксированных  $c$ ,  $\rho$ ,  $\lambda$ ,  $\kappa$  (см. табл. 4.2). Если исключить из рассмотрения  $t_{\text{взр}}$  и  $E_{\text{погл}}$  для  $R_0=10$  мкм при  $I \geq 5 \cdot 10^5$  Вт/см<sup>2</sup>, то легко можно заметить,

Таблица 4.3

Расчетные значения  $t_{\text{взр}}$ ,  $E_{\text{погл}}$  и средней по объему температуры капли  $T_{\text{ср}}$  к моменту ее взрыва

$R_0$ , мкм	$I$ , Вт/см <sup>2</sup>	$t_{\text{взр}}$ , мкс	$E_{\text{погл}}$ , мкДж	Конечная $T_{\text{ср}}$ , К
10	$5 \cdot 10^4$	37,7	4,52	527
	$5 \cdot 10^5$	2,31	2,92	464
	$10^6$	0,97	2,49	439
15	$5 \cdot 10^4$	38,3	13,0	485
	$5 \cdot 10^5$	2,91	9,99	452
	$10^6$	1,39	9,58	447
25	$5 \cdot 10^4$	37,7	41,0	400
	$5 \cdot 10^5$	2,73	29,8	373
	$10^6$	1,32	28,8	371

что для капель с  $R_0=10-15$  мкм значения  $t_{\text{взр}}$ , полученные при фиксированных  $c$ ,  $\rho$ ,  $\lambda$  и  $\kappa$ , совпадают с соответствующими значениями  $t_{\text{взр}}$ , полученными при учете температурных зависимостей  $c(T)$ ,  $\rho(T)$ ,  $\lambda(T)$  и  $\kappa(T)$ , с погрешностью не более 3%. Для капель с  $R_0=25$  мкм они завышены на 8—11%. Сопоставление значений поглощенной до взрыва энергии показывает, что расчеты с фиксированными  $c$ ,  $\rho$ ,  $\lambda$ ,  $\kappa$  дают для рассмотренных размеров частиц завышенные на 4—12% значения  $E_{\text{погл}}$ . Увеличение времени до взрыва капли, обусловленное выбором завышенных значений коэффициентов теплопроводности и температуропроводности в расчетах с фиксированными  $c$ ,  $\rho$ ,  $\lambda$  и  $\kappa$ , частично скомпенсировалось завышением в таких расчетах эффективностью поглощения излучения. В результате этой компенсации погрешность расчетов, выполненных при фиксированных  $c$ ,  $\rho$ ,  $\lambda$  и  $\kappa$ , невелика. Они могут быть использованы для приближенных оценок  $t_{\text{взр}}$  и  $E_{\text{погл}}$ .

При высоких интенсивностях выявляется (рис. 4.7) некоторое качественное различие в распределениях температуры внутри капли, полученных без учета и с учетом температурных зависимостей  $c$ ,  $\rho$ ,  $\lambda$ ,  $\kappa$ , обусловленное уменьшением  $\kappa$  при нагреве капли, что выражается в уширении температурного максимума и подъеме тем-

пературы у теневой поверхности капли. Учет температурных зависимостей только для  $c$ ,  $\rho$ ,  $\lambda$  приводит лишь к сокращению времени нагрева капли до взрыва, не изменяя картину распределения температуры.

Таким образом, при учете температурных зависимостей  $c$ ,  $\rho$ ,  $\lambda$ ,  $\kappa$  получаются некоторые уточнения характера разогрева капель, времени достижения взрывного режима испарения и поглощаемой при этом энергии. Однако уточнения последних двух характеристик, по существу, меньше погрешности эксперимента. Получаемые с учетом температурных зависимостей значения  $t_{\text{взр}}$  и  $E_{\text{погл}}$  с погрешностью не более 15% аппроксимируются соотношениями (3.7.1) и (3.7.2). То обстоятельство, что в некоторых случаях при учете температурных зависимостей время до взрыва капель оказывается несколько больше, а количество поглощенной при этом энергии меньше, объясняется понижением эффективного сечения

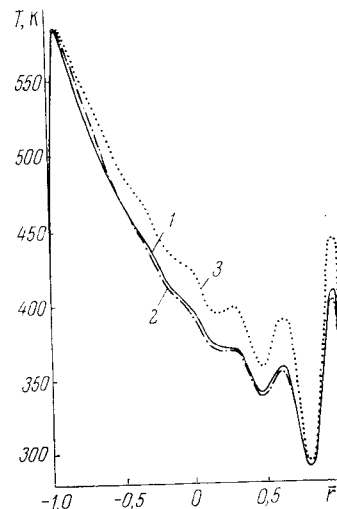


Рис. 4.7. Распределение температуры вдоль диаметра капли с  $R_0=15$  мкм к моменту ее взрыва при  $I=10^6$  Вт·см<sup>-2</sup> и фиксированных  $c$ ,  $\rho$ ,  $\lambda$ ,  $\kappa$  ( $I$ ); при учете  $c(T)$ ,  $\rho(T)$ ,  $\lambda(T)$  (2) и при учете  $c(T)$ ,  $\rho(T)$ ,  $\lambda(T)$ ,  $\kappa(T)$  (3)

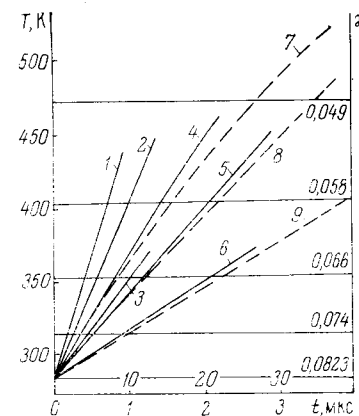


Рис. 4.8. Зависимости средне-объемной температуры капель от времени воздействия излучения при  $R_0=10$  (1, 4, 7); 15 (2, 5, 8); 25 мкм (3, 6, 9);  $I=10^6$  (1—3);  $5 \cdot 10^5$  (4—6);  $5 \cdot 10^4$  Вт·см<sup>-2</sup> (7, 8). Для кривых 7—9 верхняя шкала времени



**§ 4.5. Влияние вариаций  
оптических постоянных вещества капель  
на их нагрев, испарение и взрыв  
под действием излучения**

поглощения капель с уменьшением мнимой части показателя преломления в процессе их нагрева.

Оговорка, сделанная выше относительно  $t_{\text{взр}}$  и  $E_{\text{погл}}$  для капель с  $R_0=10$  мкм при  $I \geq 5 \cdot 10^5$  Вт/см<sup>2</sup>, связана с уже отмечавшимся ранее для капель с  $R_0=8-12$  мкм перераспределением температуры при высоких  $I$  и уменьшении  $\chi$ , когда максимум температуры из широкой области нагрева в освещенной полусфере перемещается в ограниченную область нагрева у теневой поверхности капли. Из соотношений (3.7.1) и (3.7.2) получены значения  $t_{\text{взр}}$ , завышенные на 20—35%, и значения  $E_{\text{погл}}$ , завышенные на 35—50%.

Данные табл. 4.3 — еще одно наглядное свидетельство повышения эффективности воздействия излучением на капли воды при использовании источников с высокой интенсивностью излучения. Чем крупнее капли и чем выше интенсивность воздействующего излучения, тем более неоднороден нагрев капель и тем при меньших удельных затратах энергии достигается взрыв капель. Это подтверждают приведенные в табл. 4.3 значения среднеобъемной температуры капель к моменту их взрыва. Хотя в области максимума температуры уже достигнуты условия взрыва  $T \geq 580$  К, среднеобъемная температура капли тем ниже, чем больше ее размер и чем быстрее происходит нагрев. В каплях с  $R_0=25$  мкм условия взрыва в некоторой части объема капли могут быть достигнуты при среднеобъемной температуре ниже 373 К, если  $I \geq 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>.

При высоких интенсивностях излучения среднеобъемная температура растет практически линейно со временем (рис. 4.8). При менее высоких  $I$  к концу разогрева капель появляется некоторое отклонение от линейности. Зависимости  $T_{\text{ср}}(t)$  показывают, что вопреки утверждениям [118] средняя температура не определяет процесс разогрева и особенно взрыва капель при высоких интенсивностях излучения. Использование ее для оценки влияния температурной зависимости тоже условно и является вынужденным из-за невозможности другого, более точного подхода. Погрешности, обусловленные этим приближением, невелики.

Обсуждения и выводы предыдущих параграфов относятся к каплям чистой воды. В условиях реальной атмосферы капли водного аэрозоля могут быть загрязнены различного рода примесями естественного или промышленного происхождения, как растворимыми, так и полностью или частично нерастворимыми. Если загрязненность достаточно высока, она может оказать существенное влияние на процессы взаимодействия излучения ОКГ с каплями такого рода. Выяснение влияния вариаций оптических постоянных вещества капли на характер их испарения и взрыва под действием излучения представляет практический интерес не только для изучения последствий загрязнения водного аэрозоля, но и для поиска возможных путей повышения эффективности воздействия на него с помощью излучения ОКГ.

Здесь рассмотрим результаты исследований распределения температуры внутри капель, находящихся под действием монохроматического неполяризованного излучения с длиной волны  $\lambda=10,6$  мкм при условиях облучения, соответствующих газокинетическому и взрывному режимам испарения, с учетом влияния растворимых в воде примесей, присутствие которых может приводить к изменению действительной или мнимой частей комплексного показателя преломления воды [160].

Поскольку учет температурных зависимостей теплофизических и оптических характеристик приводит к не очень значительным уточнениям, расчеты настоящего параграфа выполнены при указанных выше фиксированных значениях теплоемкости, теплопроводности и плотности воды.

В § 1.4 было показано, что при увеличении мнимой части показателя преломления воды в каплях, находящихся под действием излучения с  $\lambda=10,6$  мкм, уменьшается выделение тепла в теневой части, но увеличивается в освещенной [50, 61]. Естественно, что это приводит к существенному изменению поля температур внутри капли и всего процесса ее разогрева. Из рис. 4.9 видно, что при увеличении  $\chi$  область прогрева капли сильно сужа-

ется, температурный максимум становится более острым и сдвигается ближе к освещенной поверхности. Время до взрыва значительно уменьшается. Если при  $\kappa=0,0823$  оно составляло 16,4 мкс, то при  $\kappa=0,15$  оно равно примерно 10,6 мкс, а при  $\kappa=0,4$  — всего 6,1 мкс, т. е. уменьшилось на 35 и 63% соответственно.

На рис. 4.10 приведено распределение температуры вдоль диаметра капле при одинаковых условиях об-

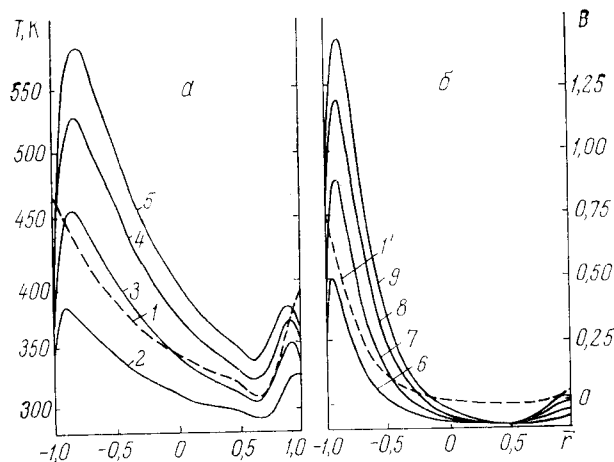


Рис. 4.9. Распределение мощности источников тепла (1, 1') и температуры (2—9) в каплях с  $R_0=10$  мкм при  $I=10^5$  Вт·см<sup>-2</sup>,  $\kappa=0,15$  (а) и 0,4 (б) вдоль диаметра в направлении  $\beta=0-180^\circ$  в моменты времени  $t=2,73$  (2); 5,46 (3); 8,19 (4); 10,47 (5); 1,52 (6); 3,04 (7); 4,56 (8); 5,92 мкс (9)

лучения, но разных значениях  $\kappa$ . Кривые 1 и 5 на рис. 4.10, а соответствуют одному и тому же моменту времени от начала облучения  $t=7,3$  мкс, но кривая 5 относится к капле с показателем поглощения, в три раза превышающим нормальную его величину для воды. Как видно из хода кривых, изменение поля температур очень существенное. При  $\kappa=0,25$  уже достигаются условия взрывного кипения, тогда как при  $\kappa=0,0823$  за это время максимальная температура в капле еще ниже 430 К.

Кривая 4 на этом же рисунке представляет распределение температуры по диаметру капли с  $\kappa=0,15$  к моменту ее взрыва  $t=10,5$  мкс, а кривая 2 — распределение температуры в этот же момент времени в капле

чистой воды. Хотя в этом случае показатель поглощения менее чем в два раза превышает его нормальную величину, различие поля температур все равно очень велико.

На рис. 4.9, б для сравнения представлены распределения температуры к моменту взрыва капле при тех же условиях облучения, но разных значениях  $\kappa$ . Отчетливо видно, что чем выше  $\kappa$ , тем более острый максимум тем-

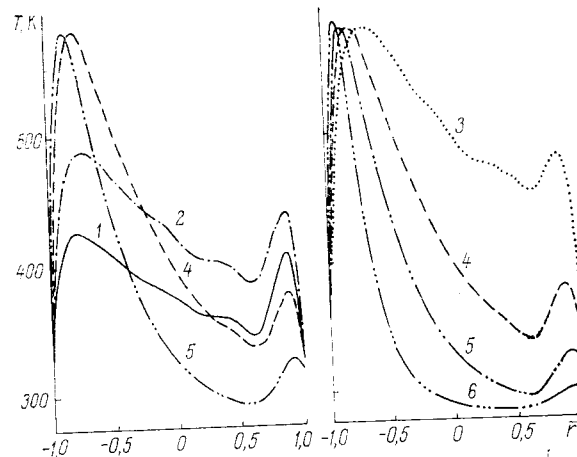


Рис. 4.10. Распределение температуры вдоль диаметра капле с  $R_0=10$  мкм при  $I=10^5$  Вт·см<sup>-2</sup>,  $\kappa=0,823$  (1—3); 0,15 (4); 0,25 (5) и 0,5 (6) в моменты времени  $t=5,5$  (6); 7,3 (1 и 5); 10,5 (2 и 4); 16,4 мкс (3)

пературы возникает внутри капли, тем больше перепад температуры между более и менее нагретыми частями капли, тем быстрее достигается температура взрывного кипения. Характерно и то, что максимум температуры с увеличением  $\kappa$  сдвигается ближе к поверхности капли. Если при  $\kappa=0,0823$  в капле с  $R_0=10$  мкм, находящейся под действием излучения с  $\lambda=10,6$  мкм,  $I=10^5$  Вт/см<sup>2</sup>, точка с максимальной к моменту взрыва температурой находится на 64-м слое, т. е. на расстоянии примерно 2/3 радиуса от центра, то при  $\kappa=0,25$  она перемещается на 83-й слой, а при  $\kappa=0,5$  — на 87-й.

Таким образом, повышение эффективности поглощения падающей энергии в совокупности с сужением температурного максимума и его приближением к поверх-

Таблица 4.4

Время достижения взрывного испарения  $t_{взр}$  и поглощенная при этом энергия  $E_{погл}$  для капель с разными значениями  $\kappa$

$\kappa$	$R_0$ , мкм								
	10			15			25		
	$I$ , Вт·см <sup>-2</sup>								
	10 <sup>6</sup>	5·10 <sup>5</sup>	10 <sup>5</sup>	10 <sup>5</sup>	5·10 <sup>4</sup>	10 <sup>4</sup>	10 <sup>4</sup>	5·10 <sup>3</sup>	10 <sup>3</sup>

	$t_{взр}$ , мкс								
0,06	20,8	2,73	1,12	22,0	3,32	1,89	23,2	4,02	1,95
0,0823	16,4	2,85	1,28	17,1	2,91	1,37	17,9	3,04	1,45
0,15	10,4	1,69	0,80	10,9	1,74	0,83	11,7	1,84	0,89
0,25	7,4	1,11	0,52	7,86	1,15	0,54	8,69	—	—

	$E_{погл}$ , мкДж								
0,06	4,94	3,25	2,67	14,4	12,8	12,4	51,2	42,4	41,1
0,0823	4,59	4,00	3,57	12,5	10,6	9,98	39,5	33,5	32,1
0,15	3,61	2,92	2,78	8,92	7,71	6,80	26,2	20,7	20,0
0,25	2,80	2,06	1,94	6,55	4,78	4,50	19,2	—	—

ности капли приводит к тому, что существенно уменьшаются время достижения режима взрывного испарения и необходимая для этого энергия. Если  $\kappa$  увеличить в 3 раза по сравнению с чистой водой, то при  $I = 10^5$  Вт/см<sup>2</sup> энергия, необходимая для взрыва капли такой загрязненной воды, уменьшится почти на 50%.

Из табл. 4.4 следует, что в интервале изменения  $\kappa$  от 0,06 до 0,25 имеет место обратная степенная зависимость времени достижения взрывного кипения воды в каплях и поглощенной при этом энергии от показателя поглощения:

$$t_{взр} \sim A(I, R_0) \kappa^{-0,775}, \quad E_{погл} \sim B(I, R_0) \kappa^{-0,581}. \quad (4.5.1)$$

Объединяя (4.5.1) с полученными в § 3.8 зависимостями  $t_{взр}$  и  $E_{погл}$  от радиуса капли и интенсивности излучения (3.7.1) и (3.7.2), имеем:

$$t_{взр} = 0,7 \cdot 10^6 R_0^{0,094} I^{-1,11} \kappa^{-0,775}, \quad (4.5.2)$$

$$E_{погл} = 0,0178 R_0^{2,35} I^{-0,112} \kappa^{-0,581}, \quad (4.5.3)$$

где  $R_0$  выражается в мкм,  $I$  — Вт/см<sup>2</sup>,  $t_{взр}$  — мкс,  $E_{погл}$  — мкДж. Для интервала  $0,06 \leq \kappa \leq 0,15$  погреш-

ность аппроксимации расчетных данных  $t_{взр}$  с помощью соотношения (4.5.2) меньше 6%, а в интервале  $0,15 \leq \kappa \leq 0,25$  — не более 10%. Погрешность аппроксимации расчетных данных  $E_{погл}$  с помощью соотношения (4.5.3) не превышает 15% для  $0,06 \leq \kappa \leq 0,25$ .

Следует оговорить, что вследствие отмечавшейся ранее (см. § 3.6) особенности распределения температуры в каплях с  $R_0 = 8-12$  мкм при воздействии на них излучением с

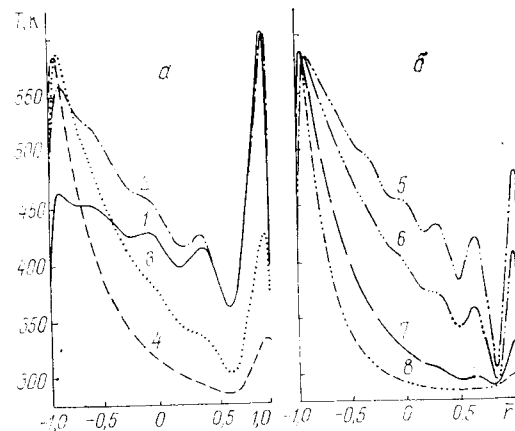


Рис. 4.11. Распределение температуры вдоль диаметра капля с  $R_0 = 10$  (а) и 15 мкм (б) к моменту их взрыва при  $I = 10^6$  Вт·см<sup>-2</sup>;  $\kappa = 0,06$  (1 и 5); 0,0823 (2 и 6); 0,15 (3 и 7); 0,25 (4 и 8);  $t_{взр} = 1,12$  (1); 1,23 (2); 0,8 (3); 0,52 (4); 1,89 (5); 1,37 (6); 0,83 (7); 0,54 мкс (8)

$I \geq 4 \cdot 10^5$  Вт/см<sup>2</sup>, связанной с переходом наиболее высокого максимума температуры из широкой области нагрева в освещенной полусфере в ограниченную область нагрева у теневой поверхности, значения  $t_{взр}$  и  $E_{погл}$ , полученные в этих случаях из соотношений (4.5.2) и (4.5.3), оказываются завышенными на 20—50%. Причина заключается в том, что при высоких значениях  $I$  за счет узкого максимума температуры, образующегося в каплях с  $R_0 = 8-12$  мкм у теневой поверхности, условия взрывного испарения достигаются быстрее, чем при  $I \leq 4 \cdot 10^5$  Вт/см<sup>2</sup> и при меньших затратах энергии. Этот случай представлен на рис. 4.11, а кривыми 1, 2. Для сравнения на рис. 4.11, б представлены распределения температуры в аналогичных ситуациях для капель с

$R_0=15$  мкм. Максимум температуры у теневой поверхности есть и в этом случае, но он значительно ниже и не определяет характер взрыва.

Изменения действительной части показателя преломления воды в реальных условиях вряд ли могут быть очень значительными. С целью выяснения общих тенденций в изменении нагрева, испарения и взрыва капель при увеличении действительной части их показателя

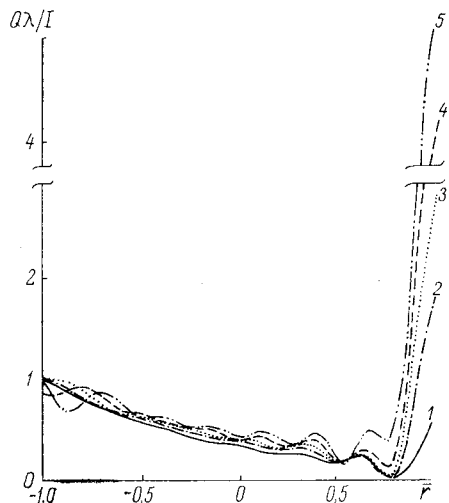


Рис. 4.12. Распределение мощности источников тепла вдоль диаметра капель с  $R_0=15$  мкм при  $\kappa=0,0823$  и  $n=1,173$  (1); 1,25 (2); 1,30 (3); 1,35 (4); 1,40 (5)

преломления мы рассмотрели вариации от натурального значения  $n=1,173$  до  $n=1,5$ .

В § 1.4 (см. рис. 1.4) было показано, что с увеличением  $n$  происходит довольно резкое увеличение тепловыделения у теневой поверхности капли с  $R_0=10$  мкм. С увеличением размера капель это проявляется в еще большей степени (рис. 4.12). Капля действует на излучение с  $\lambda=10,6$  мкм как своего рода собирающая линза. Излучение фокусируется в узкой области у теневой поверхности капли, что сопровождается соответствующим перераспределением температуры.

С увеличением  $n$  максимум температуры в освещенной полусфере уменьшается, а максимум в теневой ча-

сти капли растет (рис. 4.13). Для капель с  $R_0=10$  мкм при  $n>1,28$  теневой максимум температуры становится преобладающим, а при  $n>1,35$  максимум температуры в освещенной полусфере уже практически не проявляется.

Небезынтересно сравнить кривую 9 на рис. 4.13, б с кривой 2 на рис. 3.4. Они соответствуют практически совпадающим моментам времени от начала воздействия при одинаковых условиях облучения и одинаковых раз-

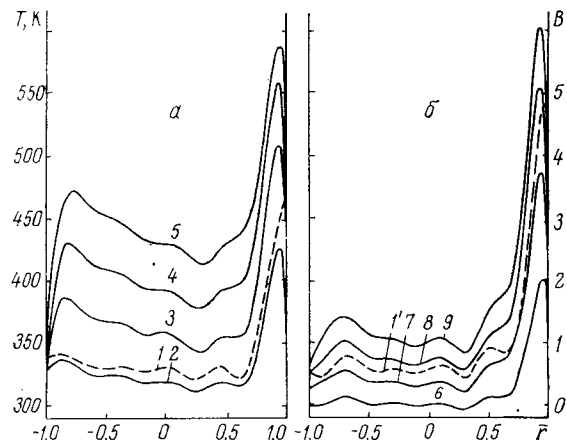


Рис. 4.13. Распределение мощности источников тепла (1, 1') и температуры (2—9) в каплях с  $R_0=10$  мкм,  $\kappa=0,0823$  при  $I=10^5$  Вт·см<sup>-2</sup>;  $n=1,3$  (а); 1,4 (б) в моменты времени  $t=2,28$  (2); 4,56 (3); 6,84 (4); 9,12 (5); 0,97 (6); 1,94 (7); 2,91 (8); 3,79 мкс (9)

мерах капель, но существенно разных значениях  $n$ . При  $n=1,4$  к этому моменту времени уже достигаются условия взрывного кипения за счет острого максимума температуры у теневой поверхности капли, тогда как при  $n=1,173$  в это время прогрев только еще начинается и происходит довольно равномерно по всему объему капли.

Из хода кривых рис. 4.14 видно, что в каплях с  $R_0=10$  мкм при постоянном  $\kappa=0,0823$  и одинаковых условиях облучения для разных значений  $n$  к моменту взрыва возникают существенно различные распределения температуры. Соответственно этому должен быть различным и характер взрыва капель. С повышением показателя преломления максимум температуры в освещен-

ной полусфере быстро уменьшается по высоте и как бы размывается. В то же время быстро увеличивается узкий максимум температуры в теневой поверхности капли.

На рис. 4.15 видно, что при  $I=10^5$  Вт·см<sup>-2</sup> и значениях  $n$ , мало отличающихся от исходного  $n=1,173$ , наблюдается небольшое снижение  $t_{взр}$  для малых капель и практически постоянная величина  $t_{взр}$  для капель с  $R_0 \geq 15$  мкм. При этих значениях  $n$  область максимальных температур находится в освещенной полусфере. Резкий спад кривых  $t_{взр}(n)$  для  $R_0 \leq 20$  мкм соответствует переходу области максимальных температур в теневую полусферу. Для капель с  $R_0=10$  мкм переход наиболее высокого максимума температуры в теневую часть капли проис-

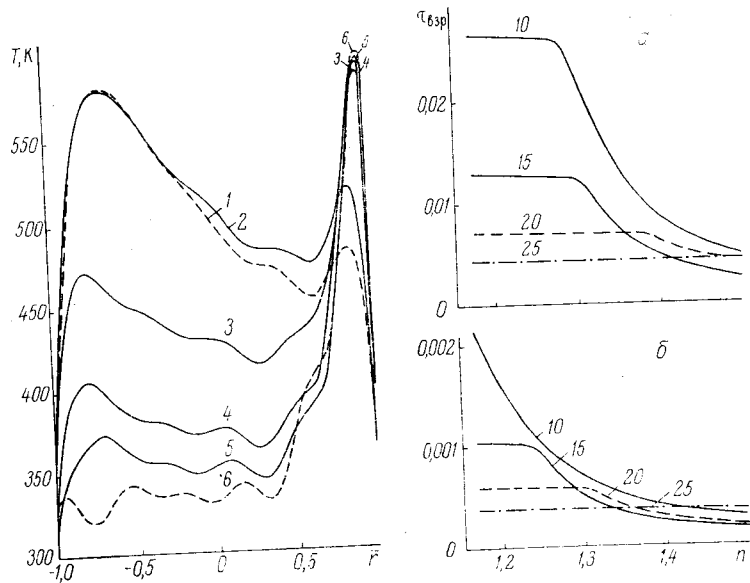


Рис. 4.14. Распределение температуры вдоль диаметра капли с  $R_0=10$  мкм к моменту их взрыва при  $I=10^5$  Вт·см<sup>-2</sup> и  $n=1,173$  (1); 1,2 (2); 1,3 (3); 1,35 (4); 1,4 (5); 1,5 (6);  $t_{взр}=16,4$  (1); 16,2 (2); 9,1 (3); 5,4 (4); 3,8 (5); 2,6 мкс (6)

Рис. 4.15. Зависимости безразмерного времени выхода на режим взрывного испарения от показателя преломления при  $I=10^5$  (а) и  $10^6$  Вт·см<sup>-2</sup> (б) для капель с радиусами  $R_0=10$  (5) 25 мкм (цифры у кривых)

Таблица 4.5

Время достижения теплового взрыва  $t_{взр}$  и поглощенная при этом энергия  $E_{погл}$  для капель разных размеров с разными значениями показателя преломления

n	$R_0$ , мкм					
	10		15		20	
	$I$ , Вт·см <sup>-2</sup>					
	10 <sup>5</sup>			10 <sup>6</sup>		
	$t_{взр}$ , мкс					
1,173	16,4	17,1	17,6	1,28	1,40	1,38
1,20	16,3	17,0	17,6	0,95	1,40	1,38
1,25	15,9	16,5	17,6	0,60	1,22	1,38
1,30	13,5	16,1	17,6	0,43	0,70	1,38
1,35	8,03	10,4	17,5	0,31	0,46	0,96
1,40	5,28	6,69	15,8	0,25	0,35	0,68
1,50	3,16	3,89	10,9	0,18	0,24	0,50
	$E_{погл}$ , мкДж					
1,173	4,60	12,5	24,3	0,36	1,02	1,90
1,20	4,70	12,7	24,8	0,27	1,05	1,94
1,25	4,81	12,9	25,6	0,18	0,95	2,00
1,30	4,31	13,0	26,1	0,14	0,57	2,05
1,35	2,64	8,65	26,2	1,10	0,38	1,44
1,40	1,81	6,65	23,8	0,086	0,30	1,02
1,50	1,16	3,33	16,1	0,066	0,21	0,74

ходит при  $n > 1,275$ , для капель с  $R_0=15$  и 20 мкм — при  $n > 1,305$  и 1,37 соответственно. Для  $R_0 \geq 25$  мкм такой переход максимума не наблюдается при  $n \leq 1,5$ .

Из табл. 4.5 видно, что, несмотря на некоторое уменьшение времени, необходимого для достижения взрывного режима, при увеличении показателя преломления от  $n=1,25$ —1,35 наблюдается увеличение поглощаемой при этом энергии. Это объясняется более значительным, чем уменьшение  $t_{взр}$ , ростом эффективного сечения поглощения капель при увеличении показателя преломления в указанных пределах.

Следовательно, при  $I=10^5$  Вт·см<sup>-2</sup> для капель с  $R_0 \leq 20$  мкм переход главного максимума температуры в теневую часть капли сопровождается резким уменьшением времени достижения режима взрывного испарения и поглощенной при этом энергии. Поскольку область

нагрева в теневой части капли уже, чем в освещенной, условия взрывного кипения здесь достигаются быстрее и с меньшими затратами энергии. Для более крупных капель такого скачка не наблюдается. Таким образом, существенное уменьшение затрат энергии на разрушение капель вследствие изменения  $n$  возможно только в ограниченном диапазоне их размеров и то лишь при достижении  $n \approx 1,3$ , что, по-видимому, маловероятно в реальных условиях.

При повышении плотности интенсивности воздействующего излучения на порядок время достижения теплового взрыва уменьшается примерно в 12—20 раз. Значения  $n$ , при которых происходит переход главного максимума температуры в теневую полусферу, уменьшаются. Для капель с  $R_0 = 10$  мкм этот переход происходит при натуральном значении действительной части показателя преломления воды  $n = 1,173$ , для капель с  $R_0 = 15$  и 20 мкм — при  $n \approx 1,23$  и 1,29 соответственно. Для более крупных капель в рассмотренном диапазоне значений  $n$  такого перехода нет.

Поскольку реальные возможности изменения действительной части показателя преломления капель весьма ограничены, более детальное исследование в этом направлении не проводилось.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Настоящая работа является первой попыткой систематического рассмотрения закономерностей развития электромагнитных и температурных полей, возникающих внутри сферических частиц типа водных аэрозолей и гидрометеоров под действием монохроматического излучения видимого и инфракрасного диапазонов спектра при достаточно высоких интенсивностях.

В ней описаны характерные особенности распределения интенсивности излучения и тепловыделения внутри однородных сферических частиц, размеры которых невелики по сравнению с длиной волны воздействующего на них излучения, а поглощательная способность достаточно высока. Наряду с этим проанализирована и противоположная ситуация, когда облучаемые частицы велики по сравнению с длиной волны, а поглощение излучения мало.

На конкретных примерах показано, что распределение энергии излучения внутри поглощающих частиц можно считать практически однородным только при относительно малых их размерах, характеризующихся параметром дифракции  $\frac{2\pi R}{\lambda} \ll 1$ . Для более крупных ча-

стиц распределение энергии внутри их объема и соответствующее ему тепловыделение (в случае поглощающих частиц) существенно неоднородны, причем неоднородность возрастает с увеличением радиуса частиц и может изменяться значительным образом при изменении их оптических свойств.

Внутри крупных сферических частиц, не поглощающих или слабопоглощающих излучение данной длины волны, плотность потока энергии в отдельных участках

может в десятки и сотни раз превышать интенсивность излучения в падающем на частицу пучке.

Значительное внимание уделено выяснению особенностей распределения энергии внутри сферических радиально неоднородных частиц типа так называемых двухслойных частиц с резко различающимися оптическими свойствами образующих их веществ. На конкретном примере рассмотрен также случай частиц с плавной радиальной неоднородностью оптических свойств.

Обращено внимание на тот факт, что наличие ядра, оптическая плотность которого выше оптической плотности вещества оболочки, приводит к более высокой неоднородности распределения энергии внутри двухслойных непоглощающих или слабопоглощающих частиц, чем в случае частиц однородных по объему. При определенном соотношении размеров и показателей преломления ядра и оболочки фокусирующее действие ядра может приводить к увеличению интенсивности излучения в отдельных участках внутри частиц более чем на два порядка по сравнению с интенсивностью в падающем пучке. Концентрация энергии внутри таких частиц может быть в несколько раз (иногда в десятки раз и более) выше, чем в однородных частицах при тех же размерах и той же интенсивности воздействующего излучения. Наличие поглощения в ядре или оболочке двухслойных частиц приводит к ослаблению эффекта фокусировки энергии внутри таких частиц.

Полученные результаты явились основой для решения задачи о развитии температурных полей внутри водяных капель, находящихся под действием излучения достаточно высокой интенсивности, при которой неоднородность внутреннего тепловыделения играет определяющую роль в характере происходящих в них процессов нагрева, испарения и теплового разрушения. Результаты, относящиеся к непоглощающим или слабопоглощающим частицам любого из рассмотренных типов, могут быть использованы при оценке пороговых значений интенсивностей излучения, обуславливающих возникновение в частицах нелинейных эффектов типа оптического пробоя, вынужденного рассеяния Мандельштама — Бриллюэна и др.

В работе впервые получено и подробно исследовано на конкретных примерах решение двумерной задачи о

нагреве, испарении и взрыве капель воды под действием монохроматического излучения высокой интенсивности с учетом неоднородного внутреннего тепловыделения. Решение развито также применительно к случаю двухслойных частиц. На его основе прослежена динамика развития поля температур внутри капель от начала воздействия излучения до наступления режима взрывного испарения. Показано, что такой подход является единственно справедливым при рассмотрении тепловых процессов, происходящих в каплях при их интенсивном нагреве излучением в течение промежутков времени малых или сравнимых с временем температурной релаксации.

Поскольку в указанное решение не может быть включено условие теплового разрушения капель, в работе на основе сопоставления расчетных и экспериментальных данных установлен эмпирический расчетный критерий взрывного испарения водяных капель с радиусами от 8 до 30 мкм под действием излучения с длиной волны 10,6 мкм. Оценены границы и условия его применимости. С помощью указанного критерия установлены зависимости времени достижения режима взрывного испарения капель и необходимой для этого энергии от их размера и интенсивности воздействующего излучения.

Исследовано влияние поглощающих включений типа нерастворимых остатков ядер конденсации почвенного происхождения на динамику нагрева и взрывного испарения таких неоднородных капель. Рассмотрен также вопрос о возможности теплового разрушения крупных слабопоглощающих капель излучением видимого и ближнего ИК диапазонов.

Поскольку значительная часть экспериментальных устройств для изучения взаимодействия оптического излучения с частицами работает в импульсном режиме, выяснено влияние параметров, определяющих вид и форму импульсов, на динамику и энергетику нагрева и время достижения режима взрывного испарения капель под действием импульсного излучения.

Решена двумерная задача о нагреве и испарении капель воды под действием излучения с учетом неоднородного внутреннего тепловыделения и температурных зависимостей, теплофизических и оптических свойств воды. Рассмотрено влияние на нагрев капель вариаций

этих характеристик, обусловленных изменением температуры воды в зоне нагрева, а также возникающих при растворении различных примесей естественного и антропогенного происхождения.

В заключение автор считает необходимым еще раз подчеркнуть, что настоящая работа ни в коей мере не претендует на всесторонний охват многочисленных вопросов, касающихся взаимодействия излучения высокой интенсивности с водным аэрозолем и на исчерпывающий анализ литературы по различным аспектам затронутой проблемы. Задача работы заключалась в том, чтобы подвести итог некоторого этапа исследований, имеющих отношение к задаче быстрого радиационного просветления аэрозольных сред, и дать систематическое изложение нового, более углубленного подхода к вопросу взаимодействия излучения высокой интенсивности с отдельными частицами, основанного на изучении полей, возникающих в этих частицах под действием излучения. При этом рассмотрение ограничивалось только сферическими частицами как наиболее типичным компонентом облаков и туманов. Исследование оптических и тепловых полей внутри частиц несферической формы сопряжено с преодолением определенных методических и вычислительных трудностей и является одной из ближайших перспективных задач данного научного направления.

Хотя вопросы, рассмотренные в настоящей работе, относятся к исследованию закономерностей нагрева, испарения и разрушения лазерным излучением отдельных частиц облаков и туманов, полученные в ней результаты должны учитываться также при решении ряда более общих задач, связанных с распространением интенсивных лазерных пучков в аэродисперсных средах. Здесь имеются в виду, например, изучение закономерностей формирования волны «просветления», образующейся в облачной среде в результате разрушения излучением содержащихся в ней частиц; изучение влияния наведенных оптических неоднородностей в зоне «просветления» на характеристики лазерных пучков, распространяющихся в облачной или другой замутненной среде. Учет этих результатов необходим также при исследовании процессов, приводящих к изменению импульса и наведенным движениям частиц в оптическом поле, т. е. процессов, обус-

ловленных влиянием сил, возникающих вследствие взаимодействия неравномерно нагретой излучением частицы с окружающей ее средой, обмена импульсом между электромагнитным полем и частицей (световое давление), а также ускорением частиц за счет светореактивной силы (реактивное действие силы отдачи потока испаряющегося вещества).



## ЛИТЕРАТУРА

1. Андреев Г. А., Бисярин В. П., Соколов А. В., Стрелков Г. М. Распространение лазерного излучения в атмосфере Земли.—Итоги науки и техники. Радиотехника. М.: ВИНТИ, т. 11, с. 94—148.
2. Бисярин В. П., Колосов М. А., Пожидаев В. Н., Соколов А. В. Взаимодействие лазерного излучения ультрафиолетового, видимого и инфракрасного диапазонов с водным аэрозолем.—Изв. вузов. Физика, 1977, № 11, с. 132—153.
3. Зуев В. Е., Кузиковский А. В. Тепловое просветление водных аэрозолей лазерным излучением.—Изв. вузов. Физика, 1977, № 11, с. 106—131.
4. Волковицкий О. А. и др. Просветление облачной среды лазерным излучением.—В кн.: Проблемы метеорологии. М., 1979, с. 65—78.
5. Hogge C. V. Propagation of high energy laser beams in the atmosphere.—In: High Energy Lasers and Appl. Reading Mass., 1974, v. 1, p. 174—246.
6. Зуев В. Е., Копытин Ю. Д., Кузиковский А. В. Нелинейные оптические эффекты в аэрозолях.—Новосибирск: Наука. Сиб. отделение, 1980.—184 с.
7. Волковицкий О. А., Седунов Ю. С., Семенов Л. П. Распространение интенсивного лазерного излучения в облаках.—Л.: Гидрометеониздат, 1982.—312 с.
8. Харней Р. Теория процесса выжигания окон в облаках лазерными пучками.—Квантовая радиотехника: Экспресс-информация, 1978, № 29, с. 22—25.
9. Гамалея Н. Ф. Лазеры в эксперименте и клинике.—М.: Медицина, 1972.—232 с.
10. Хромов Б. М. Лазеры в экспериментальной хирургии.—Л., 1973.—148 с.
11. Григорьев А. О. и др. Некоторые вопросы лазерной хирургии.—Квантовая электроника, 1975, т. 2, № 4, с. 743—747.
12. Halldorsson T., Langerhole J. Thermodynamic analysis of laser irradiation of biological tissue.—Appl. Opt., 1978, v. 17, N 24, p. 3948—3953.
13. Langerhole J. Moving phase transitions in laser-irradiated biological tissue.—Appl. Opt., 1979, v. 18, N 13, p. 2286—2293.
14. Eichler J., Lenz T. Laser application in medicine and biology.—Appl. Opt., 1977, v. 16, N 1, p. 27—45.
15. Скрипов В. П. Метастабильная жидкость.—М.: Наука, 1972.—312 с.
16. Иоффе А. И., Мельников Н. А., Наугольных К. А., Уладышев В. А. Ударная волна при оптическом пробое в воде.—ПМТФ, 1970, № 3, с. 125—127.
17. Бузуков А. А., Тесленко В. С. Давление на фронте ударной волны в ближней зоне пробоя лазерной искры в воде.—ПМТФ, 1970, № 3, с. 123—124.
18. Рош Ф., Дэвис М. Электрическая прочность некоторых жидких диэлектриков, подвергшихся воздействию импульса излучения лазера с модулированной добротностью.—ТИИЭР, 1970, т. 58, № 9, с. 108—109.
19. Felix M. P., Ellis A. T. Laser-induced breakdown a step-by-step account.—Appl. Phys. Lett., 1970, v. 19, N 11, p. 484—486.
20. Бугенин А. В., Коган Б. Я. О механизме оптического пробоя прозрачных диэлектриков.—Квантовая электроника, 1971, № 5, с. 143—144.
21. Lauterborn W. High-speed photography of laser-induced breakdown in liquids.—Appl. Phys. Lett., 1972, v. 21, N 1, p. 27—29.
22. Lowder I. E., Kleinman H. Long pulse breakdown with 10.6  $\mu\text{m}$  laser radiation.—J. Appl. Phys., 1973, v. 44, N 12, p. 5504—5505.
23. Бункин Ф. В., Савранский В. В. Оптический пробой газов, инициируемый тепловым взрывом взвешенных макроскопических частиц.—ЖЭТФ, 1973, т. 65, № 6, с. 2185—2195.
24. Пожидаев В. Н., Новикова В. И. О возможности разрушения капель тумана с помощью гигантских импульсов лазера.—Опт. и спектр., 1976, т. 40, № 3, с. 574—577.
25. Землянов А. А., Погодаев В. А., Пожидаев В. Н., Чистякова Л. К. Оптическая прочность слабопоглощающих капель в интенсивных световых полях.—ПМТФ, 1977, № 4, с. 33—37.
26. Бисярин В. П., Пожидаев В. Н., Соколов А. В., Фатиевский А. И. Воздействие импульсного лазерного излучения на полидисперсный водный аэрозоль.—Радиотехника и электроника, 1978, № 9, с. 1846—1853.
27. Погодаев В. А., Рождественский А. Е. Оптический пробой в воздухе, инициируемый слабопоглощающими водными частицами.—Письма в ЖЭТФ, 1979, т. 5, с. 257—261.
28. Новикова В. И., Пожидаев В. Н. Разрушение крупных и мелких капель воды моноимпульсами ОКГ на рубине.—ПМТФ, 1979, № 3, с. 26—35.
29. Пожидаев В. Н. О возможности возбуждения акустических волн в каплях воды с помощью гигантских импульсов лазера.—Опт. и спектр., 1971, т. 31, № 3, с. 478—481.
30. Brewer R. G., Rieckhoff K. E. Stimulated Brillouin scattering in liquids.—Phys. Rev. Lett., 1964, v. 13, N 11, p. 334—337.
31. Harper D. W. Laser damage in glasses.—Brit. J. Appl. Phys., 1965, v. 16, N 5, p. 751—752.
32. Whiteman P., Wilson G. W. Laser-induced damage in natural white diamond.—Nature, 1965, v. 208, N 1, p. 66—67.
33. Старунов В. Е., Фабелинский И. А. Вынужденное рассеяние Мандельштама—Бриллюэна и вынужденное энтропийное (температурное) рассеяние света.—УФН, 1969, т. 98, № 3, с. 441—491.
34. Колосов М. А., Пожидаев В. Н. О возможности фотохимического воздействия мощного лазерного излучения на капли тумана.—Квантовая электроника, 1975, т. 2, № 11, с. 2532—2534.

35. Williams F. A. On vaporization of mist by radiation.— Intern. J. Heat and Mass Transfer, 1965, v. 8, N 4, p. 575—587.
36. Шифрин К. С., Золотова Ж. К. Кинетика испарения капли в радиационном поле.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1966, т. 2, № 11, с. 1311—1315.
37. Kerker M., Cooke D. D. Radiation pressure on absorbing spheres and photophoresis.— Appl. Opt., 1973, v. 12, N 7, p. 1378—1379.
38. Kerker M. Some recent reflections on light scattering.— J. Coll. Int. Sci., 1977, v. 58, N 1, p. 100—112.
39. Dusel P. W., Kerker M., Cooke D. D. Distribution of absorption centres within irradiated spheres.— J. Opt. Soc. Am., 1979, v. 69, N 1, p. 55—59.
40. Shapiro A. R., Lutomirski R. F., Yura H. T. Induced fields and heating within a cranial structure irradiated by an electromagnetic plane wave.— IEEE Trans. Microwave Theory Techn., 1971, v. MTT-19, N 2, p. 187—196.
41. Kritikos H. N., Schwan H. P. Hot spots generated in conducting spheres by electromagnetic waves and biological implications.— IEEE Trans. Biomed. Eng., 1972, v. BME-19, N 1, p. 53—58.
42. Lin J. C., Guy A. W., Kraft G. H. Microwave selective brain heating.— J. Microwave Power, 1973, v. 8, N 3/4, p. 275—286.
43. Joines W. T., Spiegel R. J. Resonance absorption of microwaves by the human skull.— IEEE Trans. Biomed. Eng., 1974, v. BME-21, N 1, p. 46—48.
44. Weil C. M. Absorption characteristics of multilayered sphere models exposed to UHF-microwave radiation.— IEEE Trans. Biomed. Eng., 1975, v. BME-22, N 6, p. 468—476.
45. Kritikos H. N., Schwan H. P. The distribution of heating potential inside lossy spheres.— IEEE Trans. Biomed. Eng., 1975, v. BME-22, N 6, p. 457—463.
46. Шифрин К. С. Рассеяние света в мутной среде.— М.— Л.: ГИТТЛ, 1951.— 288 с.
47. Стрэттон Дж. А. Теория электромагнетизма.— М.— Л.: Гостехиздат, 1948.— 539 с.
48. Борн М., Вольф Э. Основы оптики.— М.: Наука, 1970.— 856 с.
49. Пришивалко А. П., Астафьева Л. Г. О распределении энергии в однородных поглощающих частицах, освещаемых параллельным пучком света.— ЖПС, 1972, т. 16, № 2, с. 344—350.
50. Пришивалко А. П., Астафьева Л. Г. Распределение энергии внутри светорассеивающих частиц.— Минск, 1974.— 62 с. (Препринт / Ин-т физики АН БССР).
51. Науменко Е. К., Пришивалко А. П., Кацева И. Р. Оптимизация вычислительного алгоритма задачи о рассеянии излучения полидисперсными средами.— Изв. АН БССР. Сер. физ.-мат. наук, 1975, № 1, с. 71—79.
52. Stegun I. A., Abramowitz M. Generation of Bessel function on high speed computers.— Mathem. Tables and other Aids to Comput., 1957, v. 11, N 60, p. 255—257.
53. Goldstein M., Thaler R. M. Recurrence techniques for the calculation of Bessel functions.— Mathem. Tables and other Aids to Comput., 1959, v. 13, N 66, p. 102—108.
54. Дымарский А. С. и др. Справочник программиста, т. 1.— Л.: Судпромгиз, 1963, с. 207—212.
55. Зельманович И. Л., Шифрин К. С. Таблицы по светорассеянию, т. 2.— Л.: Гидрометеониздат, 1968.— 470 с.
56. Зельманович И. Л., Шифрин К. С. Таблицы по светорассеянию, т. 3.— Л.: Гидрометеониздат, 1968.— 437 с.
57. Байбулатов Ф. Х., Ивания С. П., Пасько Л. Н. К расчетам светорассеяния на сферических частицах.— Изв. Сиб. отд.-ния АН СССР. Сер. техн. наук, 1971, № 1, с. 38—44.
58. Зуев В. Е. Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере.— М.: Советское радио, 1970.— 496 с.
59. Irvine W. M., Pollak J. B. Infrared optical properties of water and ice spheres.— Icarus, 1968, v. 8, N 4, p. 324—360.
60. Kafalas P., Ferdinand A. P. Fog droplet vaporization and fragmentation by a 10.6  $\mu\text{m}$  laser pulse.— Appl. Opt., 1973, v. 12, N 1, p. 29—39.
61. Пришивалко А. П., Астафьева Л. Г. Влияние оптических постоянных на распределение энергии в однородных частицах, освещаемых параллельным пучком света.— ДАН БССР, 1972, т. 16, № 4, с. 305—307.
62. Пришивалко А. П., Астафьева Л. Г. О влиянии поляризации падающего излучения на распределение энергии, поглощенной внутри частицы.— ДАН БССР, 1972, т. 16, № 5, с. 404—406.
63. Лоскутов В. С., Стрелков Г. М. Взрывное испарение слабопоглощающих капель под воздействием лазерных импульсов.— М., 1980.— 54 с. (Препринт / ИРЭ АН СССР).
64. Кузиковский А. В., Погодаев В. А., Хмелевцов С. С. Испарение водяной капли под действием светового импульса.— ИФЖ, 1971, т. 20, № 1, с. 21—25.
65. Погодаев В. А., Букатый В. И., Хмелевцов С. С., Чистякова Л. К. Динамика взрывного испарения водных капель в поле оптического излучения.— Квантовая электроника, 1971, № 4, с. 128—130.
66. Баринов В. В., Сорокин С. А. Взрывы водных капель под действием оптического излучения.— Квантовая электроника, 1973, № 2(14), с. 5—11.
67. Погодаев В. А., Чистякова Л. К. Образование и поведение паровых пузырьков в капле при воздействии импульса ОКГ.— Изв. вузов. Физика, 1973, № 12, с. 137—139.
68. Буксдорф Н. В., Погодаев В. А., Чистякова Л. К. О связи неоднородностей внутреннего оптического поля облученной капли с ее взрывом.— Квантовая электроника, 1975, т. 2, № 5, с. 1062—1064.
69. Костин В. В., Погодаев В. А., Хмелевцов С. С., Чистякова Л. К. Взрыв водяной капли, облучаемой серией импульсов оптического излучения.— ЖЭТФ, 1974, т. 66, № 6, с. 1970—1972.
70. Погодаев В. А., Костин В. В., Хмелевцов С. С., Чистякова Л. К. Некоторые вопросы взрывного режима испарения водной капли.— Изв. вузов. Физика, 1974, № 3, с. 56—60.
71. Погодаев В. А., Рождественский А. Е., Хмелевцов С. С., Чистякова Л. К. Тепловой взрыв водных частиц под действием мощного лазерного излучения.— Квантовая электроника, 1977, т. 4, № 4, с. 157—159.
72. Погодаев В. А., Рождественский А. Е., Чистякова Л. К. Трансформация гидрометеоров в туман при их взрыве интенсивным лазерным импульсом.— Изв. вузов. Физика, 1980, № 3, с. 34—39.

73. Астафьева Л. Г. Распределение энергии в крупных слабопоглощающих частицах.— ЖПС, 1973, т. 18, № 3, с. 470—472.
74. Буксдорф Н. В. Расчет интенсивности электромагнитного поля внутри прозрачной диэлектрической сферы.— Изв. вузов. Физика, 1973, № 3, с. 114—116.
75. Лоскутов В. С., Стрелков Г. М. Внутреннее оптическое поле в крупной слабопоглощающей капле на  $\lambda=0,69$  мкм.— Опт. и спектр., 1981, т. 51, № 4, с. 694—700.
76. Пришивалко А. П. Исследование динамики нагрева крупных слабопоглощающих капель под действием излучения ОКГ.— Минск, 1982.— 44 с. (Препринт / Ин-т физики АН БССР).
77. Шифрин К. С. Рассеяние света на двухслойных частицах.— Изв. АН СССР. Сер. геофиз., 1952, № 2, с. 15—21.
78. Aden A. L., Kerker M. Scattering of electromagnetic waves from two concentric spheres.— J. Appl. Phys., 1951, v. 22, N 10, p. 1242—1246.
79. Мак-Каргчи Э. Оптика атмосферы.— М.: Мир, 1979.— 422 с.
80. Bullrich K. Scattered radiation in the atmosphere and the natural aerosol.— Advances in Geophys., 1964, v. 10, p. 99—260.
81. Астафьева Л. Г., Пришивалко А. П., Гладкая С. В. Распределение энергии внутри двухслойных частиц, освещаемых параллельным световым пучком.— ЖПС, 1974, т. 20, № 2, с. 287—293.
82. Пришивалко А. П., Астафьева Л. Г., Гладкая С. В. Зависимости распределения энергии внутри двухслойных частиц от оптических постоянных и размеров их ядер и оболочек.— ЖПС, 1975, т. 22, № 2, с. 294—301.
83. Пришивалко А. П., Астафьева Л. Г. Поглощение, рассеяние и ослабление света атмосферными частицами с водной оболочкой.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1974, т. 10, № 12, с. 1322—1327.
84. Пришивалко А. П., Астафьева Л. Г. Исследование поглощения света двухслойными частицами.— ЖПС, 1975, т. 22, № 5, с. 908—915.
85. Пришивалко А. П., Астафьева Л. Г. Поглощение, рассеяние и ослабление света обводненными частицами атмосферного аэрозоля.— Минск, 1975.— 46 с. (Препринт / Ин-т физики АН БССР).
86. Бабенко В. А., Пришивалко А. П., Лейко С. Т. Рассеяние света радиально-неоднородными частицами атмосферного аэрозоля.— ДАН БССР, 1974, т. 18, № 11, с. 984—987.
87. Пришивалко А. П., Бабенко В. А., Лейко С. Т. Интегральные характеристики рассеяния света радиально-неоднородными частицами с плавно меняющимся показателем преломления.— Опт. и спектр., 1975, т. 29, № 1, с. 162—169.
88. Бабенко В. А. К теории рассеяния плоской электромагнитной волны на радиально-неоднородной сфере.— Изв. АН БССР. Сер. физ.-мат. наук, 1975, № 1, с. 80—91.
89. Бабенко В. А., Пришивалко А. П. Рассеяние света радиально-неоднородными сферическими частицами.— Минск, 1975.— 73 с. (Препринт / Ин-т физики АН БССР).
90. Бабенко В. А., Пришивалко А. П., Лейко С. Т. Распределение энергии внутри радиально-неоднородных непоглощающих частиц, освещаемых параллельным пучком света.— ЖПС, 1976, т. 25, № 1, с. 123—128.
91. Пришивалко А. П., Веремчук М. С. Исследование эффектив-

ности поглощения излучения с  $\lambda=10,6$  мкм и тепловыделения в каплях воды с нерастворимым поглощающим ядром.— ЖПС, 1981, т. 35, № 3, с. 517—522.

92. Кэдл Р. Д. Взвешенные частицы в нижней атмосфере.— В кн.: Химия нижней атмосферы. М.: Мир, 1976, с. 90—154.
93. Patterson E. M. Atmospheric extinction between 0.55  $\mu\text{m}$  and 10.6  $\mu\text{m}$  due to soil-derived aerosols.— Appl. Opt., 1977, v. 16, N 9, p. 2414—2418.
94. Volz F. E. Infrared optical constants of ammonium sulphate, Sahara dust, volcanic pumice and flyash.— Appl. Opt., 1973, v. 12, N 3, p. 564—568.
95. Fischer K. Mass absorption indices of various types of natural aerosol particle in the infrared.— Appl. Opt., 1975, v. 14, N 12, p. 2851—2856.
96. Schlensener S. A., Lindberg J. D., White K. O., Johnson R. L. Spectrophotone measurements of infrared laser energy absorption by atmospheric dust.— Appl. Opt., 1976, v. 15, N 10, p. 2546—2550.
97. Ивлев Л. С., Попова С. И. Комплексный показатель преломления диспергированной фазы атмосферного аэрозоля.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1973, т. 9, № 8, с. 1034—1039.
98. Таблицы физических величин: Справочник / Под ред. акад. И. К. Кикоина.— М.: Атомиздат, 1976.— 1006 с.
99. Шифрин К. С. Оптические исследования облачных частиц.— В кн.: Исследование облаков, осадков и грозового электричества.— Л.: Гидрометеоздат, 1957.— 187 с.
100. Steicher C. A., Churchill S. W. Radiant heating of dispersal particles.— Indust. and Eng. Chem., 1956, v. 48, N 10, p. 1819—1826.
101. Шифрин К. С., Золотова Ж. К. Об испарении облаков в поле радиации.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1968, т. 4, № 1, с. 80—84.
102. Lamb G. L., Kinney R. B. Evaporation of mist by an intense light beam.— J. Appl. Phys., 1969, v. 40, N 1, p. 416—417.
103. Mullaney C. J., Christiansen W. H., Russel D. A. Fog dissipation using a CO<sub>2</sub>-laser.— Appl. Phys. Lett., 1968, v. 13, N 4, p. 145—147.
104. Mullaney C. J., Christiansen W. H., Russel D. A. A study of fog clearing using a CO<sub>2</sub>-laser.— J. Aircraft, 1971, v. 8, N 2, p. 108—113.
105. Sutton C. W. Fog dispersal by high-power lasers.— AIAA J., 1970, v. 8, N 10, p. 1907—1910.
106. Glickler S. L. Propagation of a 10.6  $\mu\text{m}$  laser through a cloud including droplet vaporization.— Appl. Opt., 1971, v. 10, N 3, p. 644—650.
107. Кузиковский А. В. Динамика сферической частицы в мощном оптическом поле.— Изв. вузов. Физика, 1970, № 5, с. 89—94.
108. Зуев В. Е. и др. Тепловое действие оптического излучения на водные капли малого размера.— ДАН СССР, 1972, т. 205, № 5, с. 1069—1072.
109. Романов Г. С., Пустовалов В. К. Нагрев и испарение сферической частицы под действием монохроматического излучения.— ЖТФ, 1973, т. 43, № 10, с. 2163—2168.
110. Reily J., Singh P., Glickler S. Laser interaction phenomenology for water aerosols at CO<sub>2</sub>-laser wavelengths.— AIAA Paper, 1977, N 659, p. 1—7.
111. Семенов Л. П. Об испарении водной капли в поле излуче-

ния.— В кн.: Оптика атмосферы: Тр. Ин-та эксперим. метеорол. М.: Гидрометеониздат, 1978, вып. 18(71), с. 3—11.

112. Семенов Л. П., Свиркунов П. Н. Испарение капли при наличии значительного внутреннего тепловыделения.— В кн.: Физика аэродисперсных систем: Тр. Ин-та эксперим. метеорол. М.: Гидрометеониздат, 1971, вып. 23, с. 91—107.

113. Седунов Ю. С. Физика образования жидкокапельной фазы в атмосфере.— Л.: Гидрометеониздат, 1972.—207 с.

114. Морачевский В. Г., Шиняев Б. М. Экспериментальное исследование величины коэффициента испарения водных растворов поверхностно-активных веществ.— В кн.: Проблемы физики атмосферы. Л.: Изд-во ЛГУ, 1963, № 2, с. 151—154.

115. Неизвестный А. И., Онищенко Л. М. Экспериментальное определение коэффициента конденсации дистиллированной воды.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1979, т. 15, № 10, с. 1052—1059.

116. Грачев Ю. Н., Стрелков Г. М. О коэвективном испарении водяной капли в поле излучения.— Квантовая электроника, 1974, т. 1, № 10, с. 2192—2196.

117. Грачев Ю. Н., Стрелков Г. М. Изменение прозрачности водного аэрозоля под действием импульса излучения CO<sub>2</sub>-лазера.— Квантовая электроника, 1976, т. 3, № 3, с. 621—625.

118. Ермаченко В. М., Рубежный Ю. Г. Испарение капли под действием излучения.— ЖТФ, 1976, т. 46, № 1, с. 31—36.

119. Коротин А. В., Семенов Л. П., Свиркунов П. Н. Взрыв капля жидкости при больших перегревах.— В кн.: Атмосферная оптика: Тр. Ин-та эксперим. метеорол. М.: Гидрометеониздат, 1975, вып. 11(54), с. 24—33.

120. Свиркунов П. Н., Семенов Л. П. Испарение капли при наличии внутренних источников тепла.— В кн.: Физика аэродисперсных систем: Тр. Ин-та эксперим. метеорол. М.: Гидрометеониздат, 1972, вып. 30, с. 54—64.

121. Буксдорф Н. В., Землянов А. А., Кузиковский А. В., Хмелевцов С. С. Взрыв сферической капли под действием лазерного излучения.— Изв. вузов. Физика, 1974, № 5, с. 36—40.

122. Лоскутов В. С., Стрелков Г. М. Динамика роста газового пузыря в перегретой водяной капле.— В кн.: Материалы Всесоюзного совещания по распространению оптического излучения в дисперсной среде. М.: Гидрометеониздат, 1978, с. 261—265.

123. Kafalas P., Hertmann J. Dynamics and energetics of the explosive vaporization of fog droplets by a 10.6  $\mu\text{m}$  laser pulse.— Appl. Opt., 1973, v. 12, N 4, p. 772—775.

124. Коровин В. Я., Иванов Е. В. Экспериментальное исследование воздействия CO<sub>2</sub>-лазера на капли воды.— В кн.: III Всесоюзный симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере/ ИОА СО АН СССР. Томск, 1975, с. 93—94.

125. Коровин В. Я. Взрыв оптически глотных капель в поле непрерывного лазерного излучения.— В кн.: Материалы Всесоюзного совещания по распространению оптического излучения в дисперсной среде. М.: Гидрометеониздат, 1978, с. 257—260.

126. Свиркунов П. Н., Седунов Ю. С., Семенов Л. П. Просветленные облачной среды при наличии взрыва капля.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1980, т. 16, № 5, с. 483—489.

127. Кондрашов Н. Г., Пришивалко А. П. Приближенное решение задачи об испарении сферической частицы с учетом неоднородного распределения внутренних источников тепла.— ДАН БССР, 1975, т. 19, № 11, с. 984—987.

128. Кондрашов Н. Г., Пришивалко А. П. Распределение температуры внутри капли и ее испарение при неоднородном тепловыделении.— В кн.: Оптика атмосферы: Тр. Ин-та эксперим. метеорол. М.: Гидрометеониздат, 1978, вып. 18(71), с. 12—22.

129. Кнаке О., Странский И. Н. Механизм испарения.— УФН, 1959, т. 68, № 2, с. 261—305.

130. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика.— М.: Наука, 1964.— 537 с.

131. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред.— М.: ГИТТЛ, 1954.— 281 с.

132. Кикоин И. А., Кикоин А. К. Молекулярная физика.— М.: ГИФМЛ, 1963.— 359 с.

133. Оно С., Кондо С. Молекулярная теория поверхностного натяжения в жидкостях.— М.: ИЛ, 1963.— 291 с.

134. Фрязинов И. В., Бакирова М. И. Об экономичных разностных схемах решения уравнения теплопроводности в полярных, цилиндрических и сферических координатах.— Журн. вычисл. матем. и матем. физ., 1972, т. 12, № 2, с. 352—363.

135. Самарский А. А. Об одном экономичном разностном методе решения многомерного параболического уравнения в произвольной области.— Журн. вычисл. матем. и матем. физ., 1962, т. 2, № 5, с. 787—792.

136. Яненко Н. Н. Метод дробных шагов решения многомерных задач математической физики.— Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 1967.— 195 с.

137. Мысовских И. П. Лекции по методам вычислений.— М.: ГИФМЛ, 1962.— 161 с.

138. Самарский А. А. Теория разностных схем.— М.: Наука, 1977.— 556 с.

139. Каменомостская С. Л. О задаче Стефана.— Математический сб., 1961, т. 53, № 4, с. 489—502.

140. Будак Б. М., Гольдман Н. Л., Егорова А. Т., Успенский А. Б. Метод выпрямления фронтов для решения задачи Стефана в многомерном случае.— В кн.: Вычислительные методы и программирование М.: Изд-во МГУ, 1967, вып. 8, с. 103—120.

141. Шифрин К. С. Расчеты радиационных характеристик облаков.— Труды ГГО, 1961, № 109, с. 179—190.

142. Вдовин Ю. А., Ермаченко В. М., Рубежный Ю. Г. Испарение капли под действием излучения.— ЖТФ, 1975, т. 45, № 3, с. 630—636.

143. Пришивалко А. П. Испарение и взрыв капля воды под

действием излучения при неоднородном внутреннем тепловыделении.—Квантовая электроника, 1979, т. 6, № 7, с. 1452—1458.

144. *Пришивалко А. П.* О влиянии параметров импульса CO<sub>2</sub>-лазера на эффективность разрушения водяных капель.—ИФЖ, 1980, т. 38, № 6, с. 994—998.

145. *Weeks R. W., Duley W. W.* Aerosol-particle sizes from light emission during excitation by TEA CO<sub>2</sub>-laser pulses.—J. Appl. Phys., 1974, v. 45, N 20, p., 4661—4662.

146. *Weeks R. W., Duley W. W.* Interaction of TEA CO<sub>2</sub>-laser radiation with aerosol particles.—Appl. Opt., 1976, v. 15, N 11, p. 2917—2921.

147. *Пришивалко А. П., Веремчук М. С.* Нагрев и испарение капель воды с нерастворимым поглощающим ядром при неоднородном внутреннем тепловыделении.—ДАН БССР, 1981, т. 25, № 4, с. 305—308.

148. *Пришивалко А. П., Веремчук М. С.* Исследование нагрева капель с нерастворимым ядром под действием излучения с  $\lambda = 10,6$  мкм.—ЖПС, 1982, т. 36, № 6, с. 1014—1018.

149. *Иванов Е. В., Коровин В. Я.* Испарение капель воды в поле непрерывного излучения CO<sub>2</sub>-лазера.—ИФЖ, 1978, т. 34, № 5, с. 807—812.

150. *Гордин М. П., Стрелков Г. М.* О термокапиллярной конвекции в крупной капле, нагреваемой лазерным излучением.—В кн.: Материалы Всесоюзного совещания по распространению оптического излучения в дисперсной среде. М.: Гидрометеониздат, 1978, с. 266—270.

151. *Hale G. H., Querry M. R., Rusk A. N., Williams D.* Influence of temperature on the spectrum of water.—J. Opt. Soc. Am., 1972, v. 62, N 9, p. 1103—1108.

152. *Pinkley L. W., Sethna P. P., Williams D.* Optical constants of water in the infrared: Influence of temperature.—J. Opt. Soc. Am., 1977, v. 67, N 4, p. 494—499.

153. *Гордин М. П., Стрелков Г. М.* Об интерпретации некоторых экспериментальных данных по испарению капель.—В кн.: Материалы Всесоюзного совещания по распространению оптического излучения в дисперсной среде. М.: Гидрометеониздат, 1978, с. 281—284.

154. *Пришивалко А. П.* Влияние изменения мнимой части показателя преломления воды при нагреве капель на энергию и время их взрыва под действием излучения CO<sub>2</sub>-лазера.—Изв. АН БССР. Сер. физ.-мат. наук, 1979, № 6, с. 84—89.

155. *Пришивалко А. П., Лейко С. Т.* Исследование нагрева, испарения и взрыва капель под действием излучения с учетом неоднородности тепловыделения и температурных зависимостей теплофизических и оптических свойств воды.—ЖПС, 1980, т. 33, № 4, с. 727—734.

156. *Варгафтик Н. Б.* Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей.—М.: Наука, 1972.—720 с.

157. *Вукалович М. П., Ривкин С. Л., Александров А. А.* Таблицы

теплофизических свойств воды и водяного пара.—М.—Л.: Изд-во стандартов, 1969.—408 с.

158. *Кэй Д., Лэби Т.* Таблицы физических и химических постоянных.—М.: ГИФМЛ, 1962.—247 с.

159. *Пустовалов В. К., Романов Г. С.* Испарение капли в диффузионном режиме под действием монохроматического излучения.—Квантовая электроника, 1977, т. 4, № 1, с. 84—94.

160. *Пришивалко А. П.* О влиянии вариаций оптических постоянных вещества капель на их нагрев, испарение и взрыв под действием излучения.—ЖПС, 1980, т. 33, № 2, с. 351—355.

§ 2.4. Распределение энергии внутри радиально неоднородных непоглощающих частиц . . . . .	63
§ 2.5. Поглощение излучения с $\lambda=10,6$ мкм и тепловыделение в каплях воды с нерастворимым поглощающим ядром . . . . .	69

## ОГЛАВЛЕНИЕ

### Глава 3. Распределение температуры внутри водной капли, ее испарение и взрыв под действием излучения при неоднородном внутреннем тепловыделении

§ 3.1. Взрывное испарение капель под действием излучения . . . . .	77
§ 3.2. Решение двухмерной задачи о нагреве и испарении капли при неоднородном объемном тепловыделении . . . . .	85
§ 3.3. Методика расчетов поля температур внутри капли с учетом неоднородного внутреннего тепловыделения . . . . .	91
§ 3.4. Сопоставление результатов расчетов в одномерном и двухмерном приближениях . . . . .	97
§ 3.5. Изменение поля температур и радиуса капли на предвзрывной стадии испарения . . . . .	100
§ 3.6. Расчетный критерий границы взрывного режима . . . . .	107
§ 3.7. Время достижения взрывного режима и необходимая для этого энергия при непрерывном облучении капель . . . . .	113
§ 3.8. Нагрев, испарение и взрыв водяных капель при импульсном облучении . . . . .	116
§ 3.9. Нагрев, испарение и взрыв капель воды с нерастворимым поглощающим ядром . . . . .	122
§ 3.10. Предвзрывной нагрев крупных слабопоглощающих капель излучением видимого и ближнего ИК диапазонов . . . . .	132

### Глава 4. Нагрев, испарение и взрыв капель под действием излучения с учетом изменения оптических и теплофизических свойств воды

§ 4.1. Влияние изменения мнимой части показателя преломления воды при нагреве капель излучением с $\lambda=10,6$ мкм на энергию и время их взрыва . . . . .	142
§ 4.2. Решение двухмерной задачи о нагреве и испарении капли с учетом температурных зависимостей теплоемкости, теплопроводности и плотности воды . . . . .	151

Предисловие . . . . .	3
-----------------------	---

### Глава 1. Распределение энергии внутри однородных сферических частиц, находящихся под действием излучения

§ 1.1. Взаимодействие высокоинтенсивного монохроматического излучения с частицами . . . . .	6
§ 1.2. Электромагнитное поле и тепловыделение внутри облучаемых сферических частиц. Методика расчетов . . . . .	11
§ 1.3. Влияние размера частиц на распределение поглощенной в них энергии . . . . .	17
§ 1.4. Зависимости распределения поглощенной энергии от оптических постоянных вещества, образующего частицы . . . . .	21
§ 1.5. Влияние поляризации падающего излучения на распределение поглощаемой частицами энергии . . . . .	24
§ 1.6. Распределение энергии в крупных слабопоглощающих частицах . . . . .	28

### Глава 2. Распределение энергии внутри неоднородных сферических частиц

§ 2.1. Распределение энергии в прозрачных двухслойных частицах . . . . .	44
§ 2.2. Распределение энергии внутри двухслойных частиц со слабопоглощающими ядрами . . . . .	54
§ 2.3. Влияние оптических постоянных и размеров оболочек на распределение энергии внутри двухслойных частиц . . . . .	58

§ 4.3. Влияние температурных зависимостей теплоемкости, теплопроводности и плотности воды на нагрев, испарение и взрыв капель под действием излучения . . . . .	154
§ 4.4. Совокупное влияние температурных зависимостей $c(T)$ , $\rho(T)$ , $\lambda(T)$ и $\kappa(T)$ на нагрев, испарение и взрыв капель . . . . .	159
§ 4.5. Влияние вариаций оптических постоянных вещества капель на их нагрев, испарение и взрыв под действием излучения . . . . .	163
Заключение . . . . .	173
Литература . . . . .	178

*Анатолий Петрович Пришивалко*

**ОПТИЧЕСКИЕ  
И ТЕПЛОВЫЕ ПОЛЯ  
ВНУТРИ  
СВЕТОРАССЕИВАЮЩИХ  
ЧАСТИЦ**

Редактор Е. Г. Волкинд  
Художник Г. П. Кричевский  
Художественный редактор В. А. Жаховец  
Технический редактор Т. В. Летьен  
Корректор Н. В. Кудрейко

ИБ № 1432

Печатается по постановлению РИСО АН БССР.  
Сдано в набор 20.08.82. Подписано в печать  
23.12.82. АТ 14777. Формат 84×108<sup>1</sup>/<sub>32</sub>. Бум. тип.  
№ 2. Гарнитура литературная. Высокая печать.  
Печ. л. 6,0. Усл. печ. л. 10,08. Усл. кр.-отт. 10,45.  
Уч.-изд. л. 9,7. Тираж 1300 экз. Зак. № 1780.  
Цена 1 р. 30 к.

Издательство «Наука и техника» Академии наук  
БССР и Государственного комитета БССР по де-  
лам издательств, полиграфии и книжной торгов-  
ли. 220600. Минск, Ленинский проспект, 68. Типо-  
графия им. Франциска (Георгия) Скорины изда-  
тельства «Наука и техника». 220600. Минск, Ле-  
нинский проспект, 68.