

БИБЛИОТЕЧКА ВЫСОКОЧАСТОТНИКА-ТЕРМИСТА

ВЫПУСК 2

Н. П. ГЛУХАНОВ

**ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ
ВЫСОКОЧАСТОТНОГО
НАГРЕВА**

Издание 3-е,
исправленное и дополненное

Под редакцией
канд. техн. наук А. А. ФОГЕЛЯ



ИЗДАТЕЛЬСТВО «МАШИНОСТРОЕНИЕ»
МОСКВА 1965 ЛЕНИНГРАД

УДК 621.365.001.1 (075.6)

ГЛУХАНОВ Н. П.

Физические основы высокочастотного нагрева.

М.—Л., Изд. «Машиностроение», 1965, 80 стр. с илл.

В серии брошюр «Библиотечка высокочастотника-термиста» излагаются последние достижения в области высокочастотного нагрева и освещается опыт работы Института токов высокой частоты им. проф. В. П. Вологодина, а также обобщается опыт отечественной и зарубежной техники в этой области.

Цель библиотечки — содействовать широкому внедрению высокочастотного нагрева и обмену передовым производственным опытом.

Библиотечка рассчитана на широкий круг работников, обслуживающих высокочастотные установки.

Полный перечень брошюр библиотечки публикуется в конце каждого выпуска.

В настоящей брошюре в доступной форме излагаются физические основы высокочастотного нагрева металлов и диэлектриков. Рассмотрены характерные явления, связанные с прохождением токов высокой частоты.

Рецензент проф. д-р техн. наук *А. В. Донской*

ПРЕДИСЛОВИЕ

Цель настоящей брошюры — объяснить физические явления, лежащие в основе метода высокочастотного нагрева, широко внедряемого в промышленность, и тем самым помочь работникам заводов правильно решать возникающие практические задачи.

Круг практических вопросов, связанных с высокочастотным нагревом, чрезвычайно широк и разнообразен. Работа в этой области требует понимания теории электрических и магнитных явлений, теории электромагнитного поля и поведения вещества в электромагнитном поле.

Данная брошюра является введением в теорию высокочастотного нагрева. И если заводской работник, прочитав брошюру, получит более ясное представление о процессах, происходящих при высокочастотном нагреве, то поставленная цель будет достигнута.

Во втором издании в брошюру включены вопросы теплопередачи при индукционном нагреве и учтены замечания по первому изданию.

В третьем издании введен параграф «О механических силах при высокочастотном нагреве проводящих тел» в связи с практическим использованием этих сил при плавке во взвешенном состоянии, зонной очистке и в других случаях.

ВВЕДЕНИЕ

Атомы всех тел построены из электрически заряженных частиц: электронов, заряженных отрицательно, и атомных ядер, заряженных положительно. Поскольку противоположные по знаку заряды уравновешены, тела кажутся нам незаряженными.

Сообщая телу свободные электроны, мы тем самым выводим его из нейтрального состояния. Тело окажется заряженным отрицательным зарядом.

При потере электронов тело будет иметь избыток положительных зарядов, т. е. будет заряжено положительным зарядом. В металлах часть электронов атомов слабо связана с ядром. Эти электроны под воздействием внешних электрических сил могут передвигаться от атома к атому. Организованное движение электронов называется *электрическим током*.

Металлы являются хорошими проводниками электрического тока. К проводникам электрического тока относятся также растворы кислот и щелочей, называемые *электролитами*.

В электролитах атомы одних веществ теряют электроны и оказываются заряженными положительно, атомы же других приобретают электроны и оказываются заряженными отрицательно. Атомы веществ, потерявшие или получившие электроны, носят название *ионов*.

Проводимость электролитов обусловлена движением ионов. Атомы газа при некоторых условиях могут потерять один или несколько электронов. В этом случае газ называется *ионизированным*. Ионизированный газ также является проводником электрического тока. Проводимость ионизированных газов обусловлена движением ионов и свободных электронов.

Вещества, обладающие очень малой проводимостью, называют *диэлектриками* или *изоляторами*.

Проводимость диэлектриков может иметь как электронный, так и ионный характер.

Под действием внешних электрических сил заряженные частицы диэлектрика могут смещаться. Диэлектрик поляризуется. Как движение свободных электронов в проводниках, так в ряде случаев и поляризация диэлектриков вызывает нагрев тел.

При рассмотрении механизма передачи электромагнитной энергии можно связывать эту передачу с протеканием тока по проводам, вокруг которых при этом возникает магнитное поле. Но развитие радиотехники явилось бесспорным подтверждением того, что передача электромагнитной энергии не требует какой-либо среды и может быть осуществлена в вакууме без проводов. Под вакуумом понимают свободное от частиц вещества пространство.

Передача электромагнитной энергии в воздухе почти не отличается от передачи ее в вакууме.

При рассмотрении отдельных практических случаев техники пользуются для удобства тем или другим понятием, однако сущность явления остается неизменной — носителем энергии является электромагнитное поле.

I. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ИНДУКЦИОННОГО НАГРЕВА ПРОВОДЯЩИХ ТЕЛ

1. ОСНОВНЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ИЗ ОБЛАСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ

Сообщая проводникам электрического тока электрические заряды от любого источника электрической энергии, например от электрической машины, мы создаем вокруг них электрическое поле. Электрическое поле можно обнаружить, поднося к заряженному проводнику какое-либо заряженное тело, например шарик из легкого материала. Мы устанавливаем, что на заряженный шарик действует механическая сила, стремящаяся привести этот носитель пробного заряда в движение. Механическая сила и есть проявление электрического поля.

Электрическое поле характеризуется своей напряженностью, обычно обозначаемой \vec{E} . Напряженность электрического поля численно равна механической силе \vec{F} , действующей на положительный пробный заряд $+q$, равный единице количества электричества. Напряженность электрического поля имеет числовое значение и направление. Величины, имеющие направление, снабжают стрелкой, стоящей над обозначением.

С помощью понятия напряженности электрического поля будет описываться электрическое поле в любой точке пространства. Электрическое поле изображают линиями, плотность которых характеризует его напряженность (рис. 1).

Линии напряженности поля начинаются на положительно заряженных телах и заканчиваются на отрицательно заряженных. Внося незаряженное проводящее тело в электрическое поле, можно установить, что на свободные электроны, находящиеся в объеме тела и являющиеся носителями отрицательных электрических

зарядов, будут действовать механические силы, так же как они действовали на пробный заряд. Под действием этих сил электроны придут в движение, т. е. в проводнике возникнет электрический ток. Правда, этот ток быстро прекратится, как только закончится перемещение электронов к границе тела, обращенной к вызвавшему их движение положительному заряду.

Противоположная часть проводника, лишенная электронов, окажется заряженной положительно. Концентрация зарядов на противоположных концах тела создаст в нем, в свою оче-

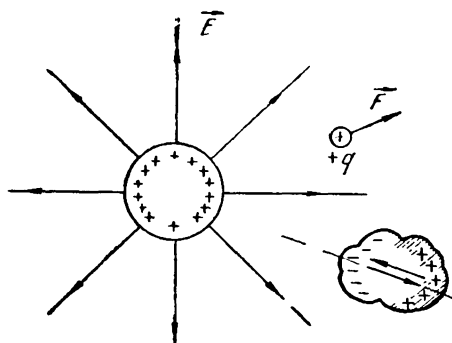


Рис. 1. Электрическое поле заряженного шара.

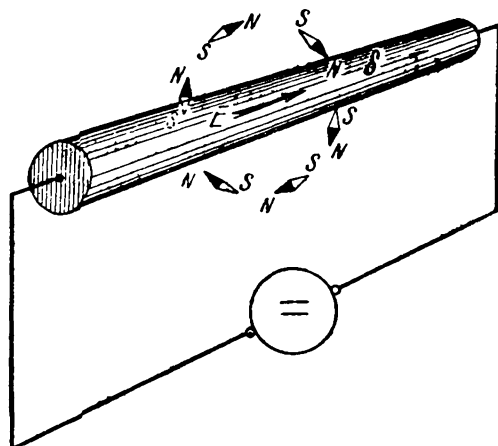


Рис. 2. Обнаружение магнитного поля вокруг проводника с током с помощью магнитной стрелки:

\vec{E} — напряженность электрического поля;
 δ — плотность тока.

редь, электрическое поле, направленное против поля, вызвавшего их перемещение. В результате внутри проводящего тела электрическое поле будет отсутствовать. Но если проводник включить в замкнутую электрическую цепь, имеющую источник электрической энергии, то электрическое поле в проводнике можно поддерживать непрерывно, следовательно, и электрический ток будет протекать сколь угодно длительное время.

С помощью магнитной стрелки можно обнаружить, что при протекании электрического тока по проводнику вокруг последнего существует магнитное поле (рис. 2). Магнитное поле имеется также и внутри проводника.

Магнитное поле существует как при постоянном по величине и направлению токе, так и при переменном. При переменном токе магнитное поле можно обнаружить с помощью измерительного прибора, включенного

в цепь проводящего ток витка, помещенного вблизи токонесущего провода. Сохраняя расстояние измерительного витка от провода постоянным, но изменяя его положение относительно оси провода, можно найти такое положение, при котором отклонения стрелки прибора будут максимальными, что соответствует наибольшему току, протекающему по витку.

Часть магнитного поля, пронизывающая некоторую ограниченную поверхность, называют *магнитным потоком* через эту поверхность.

Плотность магнитного потока, т. е. поток через единицу поверхности, называют *магнитной индукцией* и обозначают \vec{B} . Индукция определяет интенсивность и направление магнитного поля в данном месте пространства.

Магнитное поле изображают линиями вектора индукции, плотность которых характеризует индукцию. Линии индукции всегда замкнуты, и индукция касательна к линии.

Магнитное поле вокруг провода определенным образом ориентировано в пространстве, поэтому, изменяя положение витка, изменяем магнитный поток, пронизывающий виток (рис. 3).

Наибольший ток в витке возникает при расположении плоскости витка перпендикулярно направлению индукции. При этом виток будет охватывать наибольший магнитный поток. Причиной возникновения тока в витке является электрическое поле, появляющееся в нем при изменении во времени магнитного поля.

Таким образом, можно установить, что при изменении во времени магнитного потока, пронизывающего виток, в последнем возникает электрическое поле, вызывающее электрический ток. Перенеся проводник с током из вакуума в какое-либо вещество, можно заметить, что магнитное поле при той же силе тока изменится. Отношение индукции в веществе к индукции в вакууме

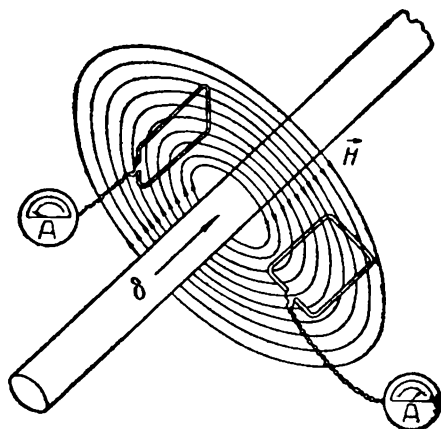


Рис. 3. Магнитное поле проводника с током.

называют относительной магнитной проницаемостью и обозначают $\mu_{отн}$.

Магнитное поле можно охарактеризовать также его напряженностью, обозначаемой \vec{H} . Напряженность поля пропорциональна индукции и в вакууме определяется из соотношения

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H},$$

где μ_0 — системная постоянная в международной практической системе единиц СИ, равная $4\pi 10^{-7}$ гн/м.

В любой среде напряженность магнитного поля определяется из соотношений

$$\vec{B} = \mu \vec{H},$$

где $\mu = \mu_{отн} \mu_0$ — магнитная проницаемость среды.

Явление наведения тока в витке или сплошном теле при изменении пронизывающего его магнитного потока носит название *электромагнитной индукции*.

Электрическое поле, вызванное изменением магнитного поля, возникает не только в контуре измерительного витка, но и в других местах магнитного поля, где нет проводников.

Возьмем две параллельные металлические пластины и поместим между ними какой-либо диэлектрик. Такая система называется *конденсатором*.

Если конденсатор включить в цепь переменного тока, то между пластинами будет существовать переменное во времени электрическое поле. При поднесении магнитной стрелки к конденсатору обнаруживается магнитное поле, вызванное изменением во времени электрического поля конденсатора (рис. 4).

Таким образом, *при изменении во времени электрического поля возникает магнитное поле*. Электрическое поле и магнитное поле взаимно связаны и представляют собой две составляющие единого электромагнитного поля. В любом случае имеем дело с электромагнитным полем, но, рассматривая то или иное явление, часто упоминаем одну из составляющих поля, учитывая в то же время обязательное существование другой.

При некоторых условиях, например в случае излучающей антенны радиостанции, электромагнитное поле

может потерять связь со своим источником и будет существовать самостоятельно, распространяясь в пространстве в виде электромагнитной волны, обнаруживаемой радиоприемником.

При рассмотрении физических явлений, лежащих в основе применения высокочастотного нагрева, мы постоянно будем сталкиваться с представлениями об электромагнитном поле.

При протекании по какой-либо цепи переменного тока образованное им переменное магнитное поле наводит в проводниках этой цепи электрическое поле, которое будет действовать навстречу электрическому полю источника тока. Иначе говоря, в цепи будет возникать электродвижущая сила самоиндукции, действующая навстречу электродвижущей силе источника питания цепи. В результате ток в цепи будет иметь значение меньшее, чем при отсутствии электродвижущей силы самоиндукции.

Таким образом, наличие электродвижущей силы самоиндукции равноценно появлению в проводнике некоторого добавочного сопротивления, носящего название *индуктивного сопротивления цепи*.

Величина электродвижущей силы самоиндукции, возникающей в контуре, определяется скоростью изменения магнитного потока, пронизывающего контур, т. е. пропорциональна частоте переменного тока, создающего поле, а также наибольшему во времени значению магнитного потока. Кроме того, она зависит от формы кривой изменения магнитного потока во времени.

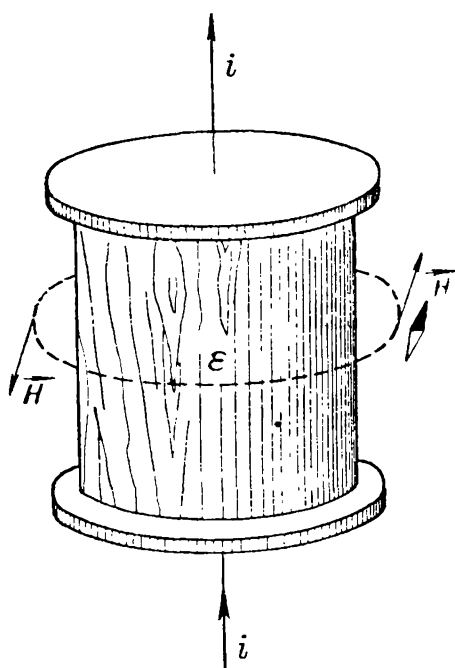


Рис. 4. Возникновение магнитного поля при изменении электрического поля в диэлектрическом цилиндре:

\vec{H} — напряженность магнитного поля;
 i — сила переменного тока; ϵ — диэлектрическая проницаемость материала.

Время, в течение которого ток претерпевает полный цикл изменений, называется *периодом*. Число периодов в секунду называют *частотой переменного тока*.

Энергия источников, затрачиваемая на создание электромагнитного поля, накапливается в электрической и магнитной составляющих поля, т. е. электрическое и магнитное поля являются носителями определенного запаса энергии. При исчезновении этих полей запасенная энергия возвращается источнику энергии, создавшему их, или переходит в другой вид.

Рассмотрим явления, происходящие в проводниках с током.

2. ПРОХОЖДЕНИЕ ТОКА ПО ПРОВОДНИКАМ

Возьмем прямолинейный проводник кругового сечения очень большой длины, по которому протекает постоянный ток.

Распределение постоянного тока по сечению проводника происходит равномерно, т. е. плотность тока в любой точке сечения провода одинакова. Направлена плотность тока вдоль оси проводника, а числовое значение ее равно току, протекающему по проводнику, деленному на площадь сечения проводника. Ток принято обозначать буквой I , а плотность тока буквой \vec{j} .

Магнитное поле, созданное током, будет существовать как в пространстве, окружающем провод, так и в самом проводе.

Линии напряженности поля в плоскости, перпендикулярной к оси провода, будут представлять собой концентрические окружности с центром, совпадающим с осью провода. В любой точке такой окружности напряженность поля касательна к окружности.

Пропустим теперь по проводу переменный ток. В этом случае распределение тока по сечению проводника будет неравномерным. Наибольшая плотность тока будет в точках, лежащих на поверхности провода, наименьшая — на его оси. На рис. 5 показано распределение переменного тока по сечению проводника. Зачернены места наибольшей концентрации тока. Кривые показывают распределение магнитного поля и тока. Явление неравномерного распределения переменного тока по сечению проводника носит название *поверхностного эффекта*.

Чем же объясняется поверхностный эффект?

Источник электроэнергии создает в проводнике переменное электрическое поле. Напряженность этого поля во всех точках сечения проводника в фиксированный мо-

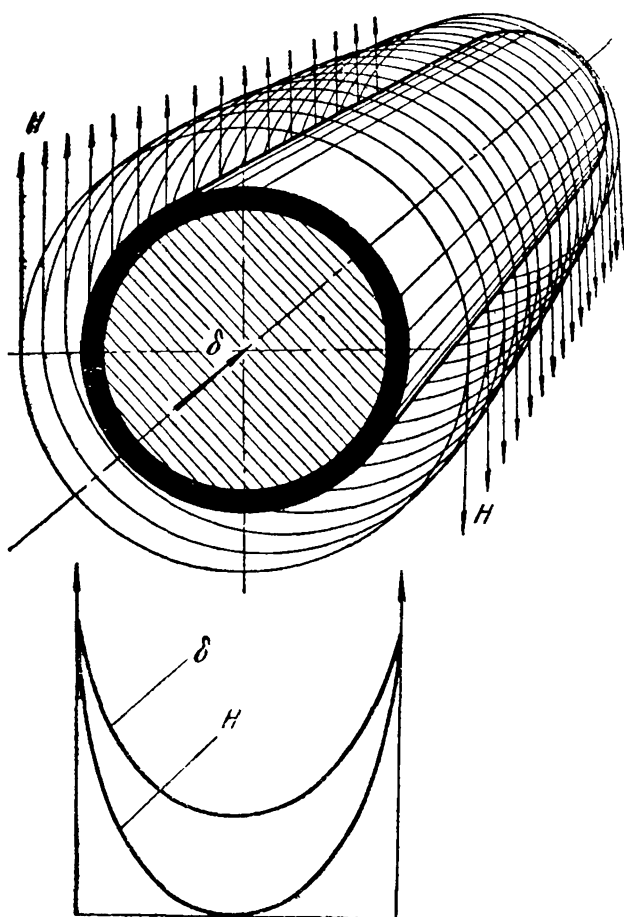


Рис. 5. Распределение переменного тока по сечению проводника:

H — напряженность магнитного поля; δ — плотность тока.

мент времени одинакова. Но вследствие явления электромагнитной индукции кроме электрического поля, созданного источником, в проводнике возникает электрическое поле, противоположно направленное. Или, как уже говорилось, в проводнике возникает электродвижущая сила самоиндукции.

Разделим мысленно поперечное сечение проводника на бесконечно малые элементы, через которые проходит

ток. Тогда весь проводник с током будет состоять как бы из бесконечно тонких нитей тока.

Нить тока, совпадающая с осью проводника, сцеплена с полным магнитным потоком, проходящим как внутри проводника, так и вне его. Нить же, лежащая на поверхности проводника, сцеплена лишь с внешним магнитным потоком. Поэтому напряженность электрического поля, возникающая вследствие индукции, на оси провода будет больше, чем в нити, лежащей на его поверхности. Но плотность тока в проводе обуславливается суммарным электрическим полем, получающимся в результате сложения поля, созданного источником электрической энергии, и поля, вызванного индукцией. Так как напряженности этих полей направлены навстречу друг другу, то суммарная напряженность электрического поля оказывается малой на оси проводника и большой на его поверхности. Соответственно по мере перемещения от поверхности проводника к его оси будет убывать плотность тока.

Степень неравномерности распределения тока по сечению проводника (при данном материале проводника) тем больше, чем больше радиус проводника и частота тока.

Так как электродвижущая сила самоиндукции определяется скоростью изменения во времени магнитного потока, то, чем выше частота тока, тем сильнее действие электродвижущих сил самоиндукции и при неизменном радиусе, тем более ярко выражен поверхностный эффект. При неизменной частоте тока с увеличением радиуса цилиндра возрастает магнитный поток, проходящий по телу проводника. Разность значений электродвижущих сил самоиндукции на оси проводника и на его поверхности будет тем больше, чем больше магнитный поток, проходящий по телу проводника, т. е. чем больше радиус проводника.

Магнитное поле при его возникновении и исчезновении распространяется в пространстве не мгновенно, а с определенной конечной скоростью. Этой скоростью обусловлен интервал времени между одинаковыми, например амплитудными, значениями электродвижущей силы самоиндукции, а следовательно, и плотности тока в двух точках сечения, различно удаленных от центра проводника.

Если в данный момент времени на поверхности провода плотность тока достигла наибольшего значения, то в точках провода, лежащих более глубоко, плотность тока уже прошла через наибольшее значение, т. е. в каждый данный момент времени значения плотности тока в точках сечения провода, различно удаленных от центра провода, будут отличаться по фазе.

Может даже случиться, что в какой-то точке плотность тока будет направлена противоположно плотности тока на поверхности провода.

При прохождении по проводнику постоянного тока выделенная за единицу времени в виде тепла энергия равна произведению квадрата силы тока на сопротивление проводника. При прохождении переменного тока такое сопротивление называют *активным* в отличие от *индуктивного* сопротивления, которое проявляется при наличии электродвижущей силы самоиндукции, вызывающей уменьшение тока в проводнике вследствие обратного ее направления по отношению к электродвижущей силе источника тока. Так как распределение тока по сечению проводника при переменном токе неравномерно, то при одном и том же сечении проводника активное сопротивление проводника переменному току будет иметь большее значение, чем сопротивление постоянному току.

Сечение проводника при переменном токе используется не полностью. Сопротивление проводника постоянному току обозначается буквой r и рассчитывается по формуле

$$r = \frac{l}{\gamma \pi R_0^2} \text{ ом}, \quad (1)$$

где l — длина проводника в осевом направлении, $м$;

γ — удельная электропроводность материала провода, $\frac{1}{\text{ом} \cdot м}$;

R_0 — радиус сечения проводника, $м$.

При переменном же токе сопротивление возрастает. Коэффициент увеличения сопротивления, т. е. отношение активного сопротивления переменному току к сопротивлению постоянному току, будет тем выше, чем больше частота тока, а при заданной частоте тем выше, чем больше радиус провода.

При резком проявлении поверхностного эффекта, т. е. при больших радиусах проводника или при большой частоте тока, уменьшение плотности тока по мере перемещения от поверхности к центру проводника происходит по закону, который может быть выражен следующей формулой:

$$\delta_x = \delta_e e^{-\frac{x}{\Delta} \frac{a}{m^2}}, \quad (2)$$

где δ_x — действующее значение плотности тока на расстоянии x от поверхности провода, a/m^2 ;

δ_e — действующее значение плотности тока на поверхности провода в a/m^2 (действующее значение тока при синусоидальном изменении его во времени равно амплитуде тока, деленной на корень квадратный из двух);

e — основание натуральных логарифмов $e \approx 2,718$;

Δ — расстояние от поверхности провода по направлению к его центру, на котором плотность тока убывает в e раз по сравнению с плотностью тока на поверхности.

Расстояние от поверхности провода по направлению к его центру, на котором плотность тока убывает в e раз, т. е. на 63,2%, условно называют *глубиной проникновения тока*. Глубина проникновения тока определяется следующей формулой:

$$\Delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu \gamma}} m, \quad (3)$$

где $\omega = 2\pi f$ (f — частота тока, $гц$);

μ — магнитная проницаемость материала провода в практической системе единиц, $гн/м$;

γ — удельная электропроводность материала провода, $\frac{1}{ом \cdot м}$.

Магнитная проницаемость может быть определена как

$$\mu = \mu_{отн} \mu_0,$$

где $\mu_{отн}$ — относительная магнитная проницаемость, значение которой для различных материалов приводится в справочниках.

В случае, когда диаметр проводника превышает глубину проникновения тока более чем в 8—10 раз, актив-

ное сопротивление переменному току провода кругового сечения может быть определено по формуле

$$r_{\sim} = \frac{l}{\gamma 2\pi R_0 \Delta} \text{ ом}, \quad (4)$$

где l — длина проводника, м;

γ — удельная электропроводность, $\frac{1}{\text{ом} \cdot \text{м}}$;

R_0 — радиус проводника, м;

Δ — глубина проникновения тока, м.

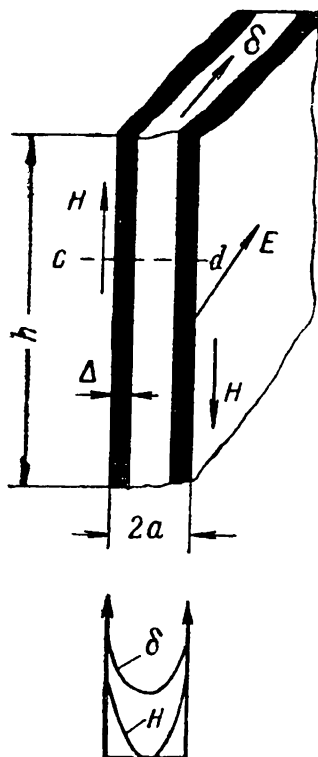


Рис. 6. Распределение переменного тока по сечению прямоугольного проводника:

δ — плотность тока; E — напряженность электрического поля; H — напряженность магнитного поля; h — высота проводника; $2a$ — толщина проводника. Кривые дают распределение тока и поля в сечении cd .

Поскольку по средней части провода ток практически не проходит, а идет лишь по тонкому слою у его поверхности, провод может быть выполнен в виде полого цилиндра с толщиной стенки несколько большей, чем глубина проникновения тока. Явление поверхностного эффекта

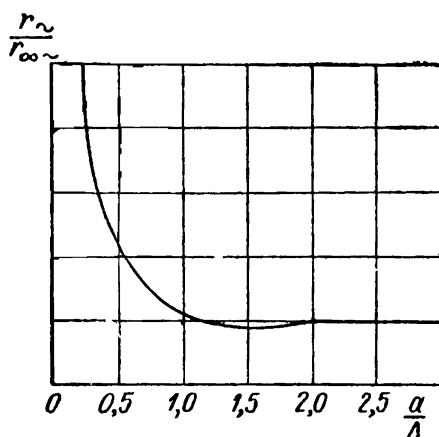


Рис. 7. Зависимость сопротивления от отношения толщины проводника к глубине проникновения тока.

имеет место также в случае провода прямоугольного сечения

Возьмем шину прямоугольного сечения, у которой толщина гораздо меньше высоты (рис. 6).

При неизменных материале шины и частоте переменного тока активное сопротивление шины будет

изменяться, если будем изменять ее толщину. На рис. 7 $\frac{r_{\sim}}{r_{\infty\sim}}$ — отношение сопротивления проводника переменному току к сопротивлению проводника при ярко выраженном поверхностном эффекте. При половине толщины шины a , гораздо меньшей, чем глубина проникновения тока Δ , распределение тока по сечению будет почти равномерным. Активное сопротивление при этом будет очень большим вследствие малого сечения шины. При увеличении толщины шины сечение ее возрастает, а следовательно, уменьшается сопротивление. Но чем больше толщина шины, тем неравномернее распределение тока по ее сечению. Ток проходит не по всему сечению шины, а главным образом по ее поверхностным слоям. Поэтому при увеличении толщины шины сопротивление, достигнув некоторого минимального значения, далее почти не изменяется. Точный анализ явления показывает, что оптимальная толщина шины, дающая минимум сопротивления, удовлетворяет условию (рис. 7)

$$\frac{a}{\Delta} = \frac{\pi}{2} = 1,57,$$

где a — половина толщины шины;

Δ — глубина проникновения тока.

При дальнейшем увеличении толщины шины сопротивление незначительно возрастает, стремясь к некоторому постоянному значению, которое может быть рассчитано по формуле

$$r_{\infty\sim} = \frac{l}{\gamma 2h\Delta} \text{ ом}, \quad (5)$$

где h — ширина шины, м;

l — длина шины, м;

Δ — глубина проникновения тока, м;

γ — удельная электропроводность, $\frac{1}{\text{ом} \cdot \text{м}}$.

3. ВЗАИМНОЕ ВЛИЯНИЕ ПРОВОДНИКОВ С ПЕРЕМЕННЫМ ТОКОМ

До сих пор рассматривалось поведение проводников, несущих переменный ток, вблизи которых не было никаких тел, в том числе и других проводников с током.

Теперь выясним явления, происходящие в тех случаях, когда проводник с переменным током оказывается в магнитном поле другого проводника.

Если две плоские шины расположить параллельно, то поверхностный эффект будет проявляться следующим образом.

Допустим, что токи в шинах в любой момент времени направлены противоположно и численно равны друг другу (рис. 8, *а*). Тогда магнитные поля, создаваемые

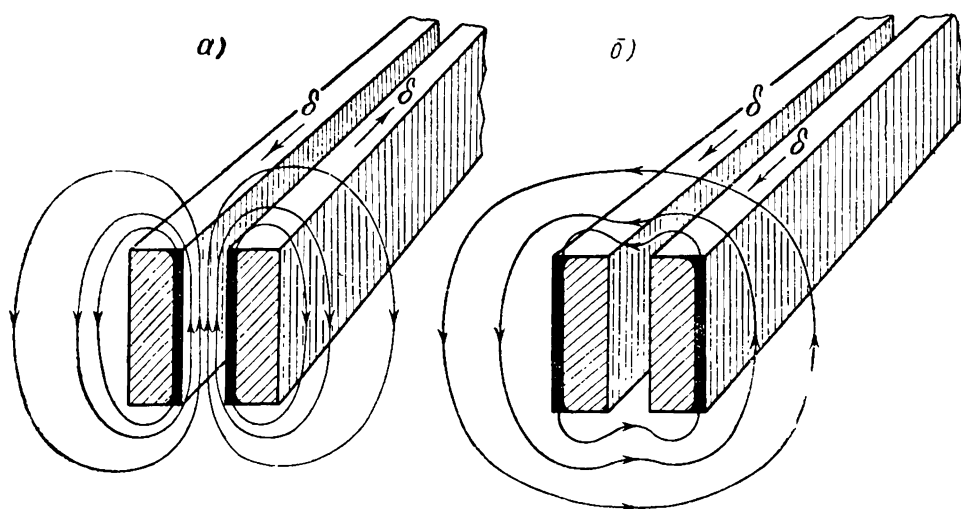


Рис. 8. Распределение переменного тока в плоских параллельных шинах: *а* — токи в шинах направлены противоположно, *б* — токи в шинах направлены одинаково.

мые токами между шинами, имеют одно направление, и суммарное поле увеличится. С внешних же сторон шин поле уменьшится, так как магнитные поля токов будут иметь противоположные направления.

Так как суммарный магнитный поток будет проходить не только по воздуху, но и по телу шин, то отдельные нити тока оказываются сцепленными с различными магнитными потоками.

Нить, лежащая на внешней стороне шины, окажется сцепленной с большим магнитным потоком, и, следовательно, электрическое поле, вызванное индукцией, вдоль этой нити будет сильнее, чем вдоль нити, лежащей на внутренней стороне шины.

Результирующее электрическое поле, равное сумме электрического поля, созданного источником поля, и поля, обусловленного индукцией, на внешней нити

окажется слабее, чем на внутренней, а следовательно, и плотность тока на внешней нити будет меньше, чем на внутренней.

При ярко выраженном поверхностном эффекте ток пойдет по внутренним сторонам шин. Аналогичное распределение тока в шинах имело бы место, если бы по одной шине протекал ток от источника электроэнергии, а по другой индуктированный ток.

При наличии двух плоских шин, токи в которых в любой момент времени одинаково направлены и численно равны, явление поверхностного эффекта будет выглядеть иначе.

В этом случае в пространстве справа и слева от шин магнитные поля будут складываться. Между шинами поля от токов в разных шинах будут вычитаться (рис. 8, б). В результате линии напряженности магнитного поля будут охватывать обе шины, частично проходя также по сечению шин.

Нити тока, лежащие на сторонах шин, обращенных друг к другу, будут сцеплены с большим магнитным потоком, а следовательно, плотность тока на внутренней стороне шины будет меньше, чем на наружной.

При резком проявлении поверхностного эффекта в этом случае ток практически будет проходить по тонкому слою с наружной стороны каждой шины. Перераспределение переменного тока в проводнике при приближении к нему другого проводника с током или просто проводящего тела, в котором возникают наведенные токи, называют эффектом близости. При резком проявлении этого эффекта расчет активного сопротивления одной шины может быть произведен по формуле

$$r_{\infty} = \frac{l}{\gamma h \Delta}, \quad (5a)$$

а при отношениях $\frac{a}{\Delta} < 2$ — по графику рис. 7. Но вместо половины толщины шины здесь следует в качестве величины a подставлять ее полную толщину.

Минимум сопротивления в этом случае достигается при отношении толщины шины к глубине проникновения тока, равном 1,57. Эффект близости имеет место при любой конфигурации сечения проводов. Так, на рис. 9 дана картина эффекта близости для случая прямолинейных

проводников кругового сечения. Эффект близости обуславливает характерное распределение тока в коаксиальном кабеле.

Возьмем кабель, состоящий из внутреннего цилиндрического проводника кругового сечения и охватывающей его полой трубы, соосной с внутренним проводником. При противоположных направлениях тока в трубе и внутреннем проводнике магнитное поле будет существовать лишь в пространстве между проводниками и

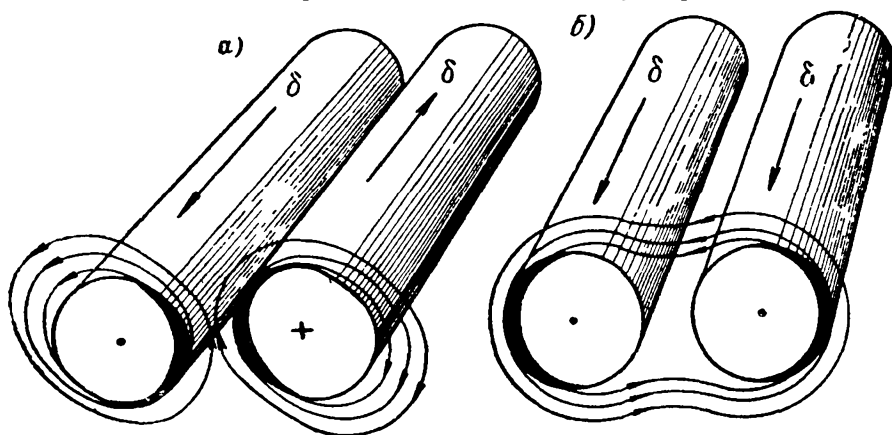


Рис. 9. Распределение переменного тока в параллельных цилиндрических проводниках кругового сечения: *а* — токи в проводниках направлены противоположно; *б* — токи в проводниках направлены одинаково.

в теле проводников. В случае резкого проявления поверхностного эффекта, т. е. при высоких частотах тока или при больших сечениях кабеля, ток будет протекать в тонком слое на поверхности внутреннего проводника и с внутренней стороны охватывающей его трубы.

Представим себе в таком коаксиальном кабеле два контура (рис. 10).

Контур 1 составлен из нити тока, совпадающей с осью внутреннего проводника, и нити, лежащей на внешней поверхности трубы. Концы нитей соединены в бесконечности так, что контур замкнут сам на себя.

Контур 2 составлен из нити тока, проходящей по поверхности внутреннего проводника, и нити тока, проходящей по внутренней поверхности трубы. Концы нитей также замкнуты.

Первый контур будет сцеплен с большим магнитным потоком, чем второй контур. Следовательно, индуктивное

сопротивление первого контура будет больше, чем второго контура, поэтому ток, стремясь пройти по путям с наименьшим сопротивлением, пойдет по второму контуру, образованному внешней поверхностью внутреннего проводника и внутренней поверхностью наружного проводника.

Наконец, если взять проводник в виде плоской шины, свернутой в кольцо (рис. 11), то в этом случае также

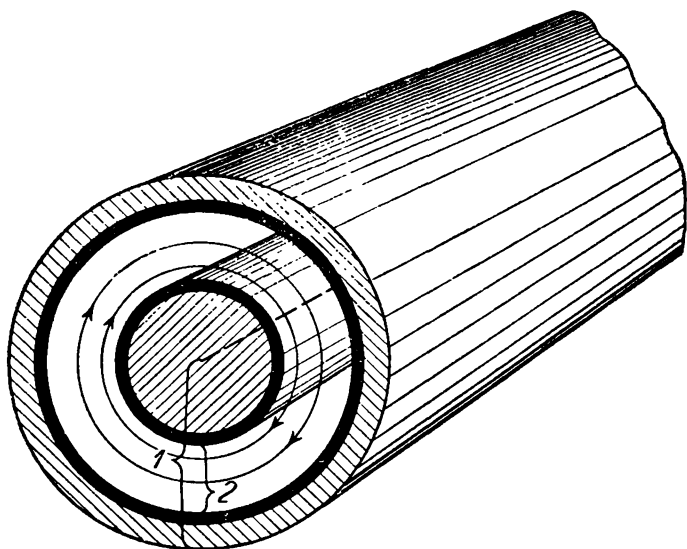


Рис. 10. Прохождение переменного тока в коаксиальном кабеле.

будет наблюдаться односторонний поверхностный эффект, подобный эффекту близости. Внутри кольца магнитное поле будет сконцентрировано, вне кольца — рассредоточено.

Если рассматривать нить тока в виде кольца, проходящего по наружной стороне провода, то она будет пронизываться большим магнитным потоком, чем нить тока, лежащая на внутренней поверхности провода. Объясняя явление с точки зрения возникновения электродвижущих сил самоиндукции, мы должны сказать, что суммарное электрическое поле, а следовательно, и плотность тока будут большими на внутренней стороне кольца и меньшими на наружной. Точно такое же явление будет происходить и в случае кольцевого проводника с иной формой сечения, например в виде круга (рис. 12).

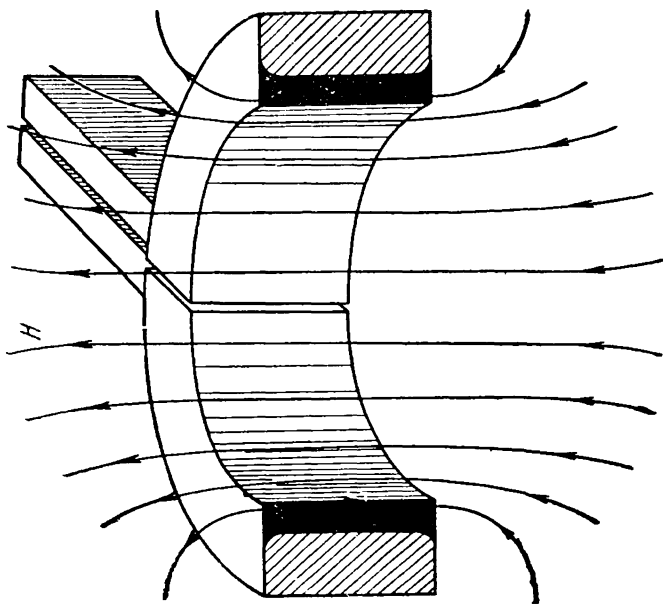


Рис. 11. Поверхностный эффект в случае проводников, согнутых в виде кольца (кольцевой или катушечный эффект).

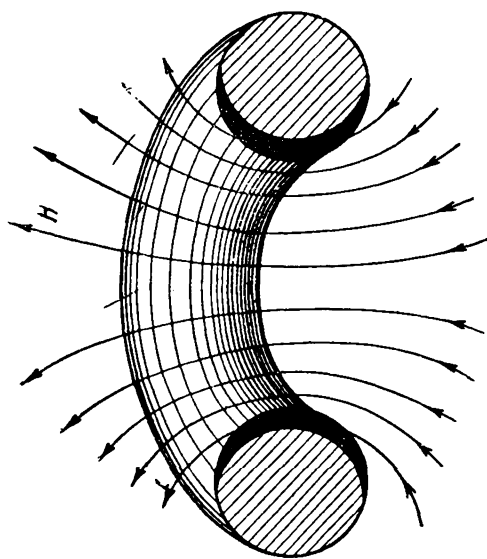


Рис. 12. Катушечный эффект в кольцевом проводнике кругового сечения (кривые дают распределение тока по радиусу сечения кольца).

Поверхностный эффект в случаях проводников, согнутых в виде кольца, часто называют *кольцевым* или *катушечным эффектом*. Название «катушечный» объясняется тем, что в соленоиде или катушке из нескольких витков имеет место аналогичное распределение тока, т. е. на внутренней стороне провода катушки плотность тока выше, чем на внешней.

Во всех случаях практики индукционного нагрева наблюдается катушечный эффект: ток идет только по тонкому слою с внутренней стороны катушки или витка.

При переходе к внешним слоям плотность тока падает по рассмотренному выше закону. Активное сопротивление кольца будет наименьшим при условии, что отношение толщины кольца прямоугольного сечения к глубине проникновения тока равно 1,57.

При выполнении катушек из полых медных трубок последнему условию должна удовлетворять толщина стенки трубки. Приблизительно толщина стенки медной трубки должна быть равна $\frac{100}{\sqrt{f}}$ мм.

4. ПОВЕРХНОСТНЫЙ ЭФФЕКТ В ПРОВОДНИКАХ ПРИ НАЛИЧИИ МАГНИТНОЙ ЦЕПИ

Поместим медный проводник прямоугольного сечения с переменным током в открытый с одной стороны паз в магнитопроводе из расслоенного железа (рис. 13). Магнитная проницаемость железа велика по сравнению с магнитной проницаемостью меди и воздуха. Поэтому магнитный поток будет стремиться пройти по железу, имеющему меньшее магнитное сопротивление.

Ниже основания паза весь магнитный поток будет проходить в железе. Выше силовые линии потока будут замыкаться через тело проводника. И, наконец, часть линий замкнется выше проводника по воздуху, охватив все элементы сечения проводника. Очевидно, что при таком распределении магнитного потока нить тока в части проводника, лежащей на самом дне паза в железе, будет сцеплена с большим потоком, а нить тока, лежащая в верхней части проводника, у открытого конца паза, будет охвачена лишь частью магнитного потока, замыкающейся по воздуху. При этом в нити проводника,

лежащей на дне паза, будет наводиться бо́льшая электродвижущая сила самоиндукции, чем в нити, лежащей сверху проводника.

В результате плотность тока в нити проводника, лежащей на дне паза, будет малой, а в нити, лежащей у открытого конца паза, большой. Таким образом, по мере перемещения от верхнего края проводника в глубь паза плотность тока будет убывать (см. эпюры рис. 13).

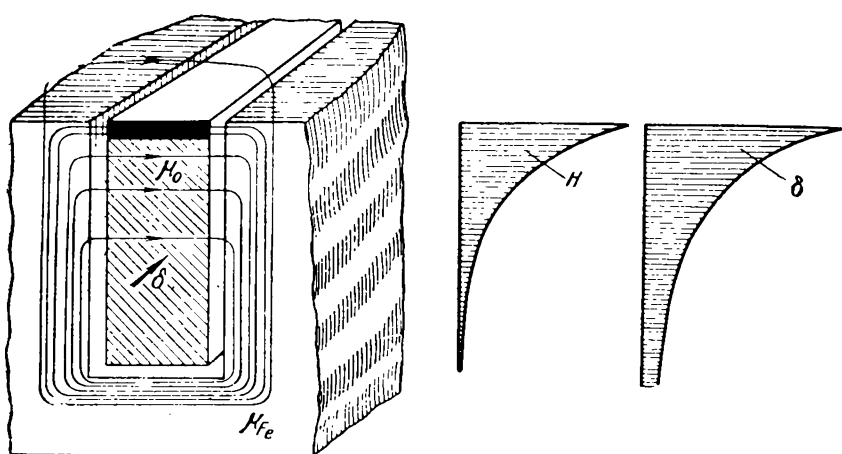


Рис. 13 Распределение тока и поля в проводнике прямоугольного сечения при наличии вокруг него разомкнутой магнитной цепи из расслоенного железа:

H — напряженность магнитного поля; δ — плотность тока.

Эта неравномерность будет тем больше, чем больше глубина паза и частота тока, проходящего по проводу.

При резком проявлении поверхностного эффекта весь ток будет протекать в тонком слое проводника у открытой стороны паза. Распределение тока в проводе будет определяться формулой (2).

Создание вокруг проводника разомкнутой магнитной цепи из расслоенного железа приводит к перераспределению тока по сечению проводника. В случае, когда проводник свернут в кольцо, с помощью магнитной цепи можно заставить ток протекать не по внутренней, а по внешней его части. Для этого нужно надеть на провод П-образную магнитную цепь из расслоенного железа, открытой стороной обращенную к внешней части кольца (рис. 14).

Возможностью перераспределять ток в проводнике посредством железной магнитной цепи пользуются при

конструировании аппаратуры в индукционных нагревательных устройствах.

Явление неравномерного распределения тока по сечению проводника приводит к возрастанию потерь энергии в проводах, что имеет существенное значение при конструировании электрических машин и аппаратов, особенно при высоких частотах.

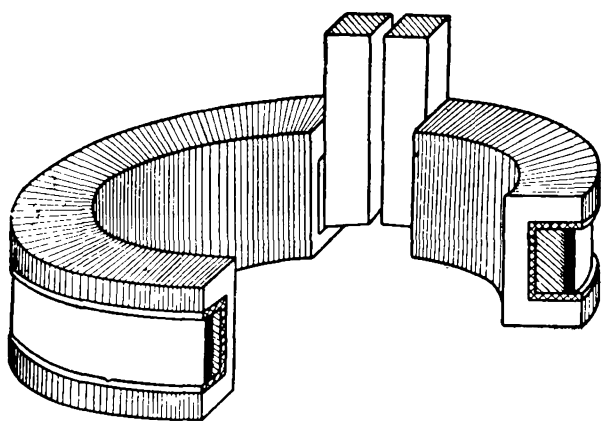


Рис. 14. Магнитная цепь на проводнике, свернутом в кольцо.

Для провода, находящегося в однородной среде, каким-то образом изогнутого, магнитное поле в воздухе будет сгущаться в местах вогнутостей и рассеиваться в местах выпуклостей (рис. 15). Плотность тока будет велика на вогнутых поверхностях провода и мала на выпуклых.

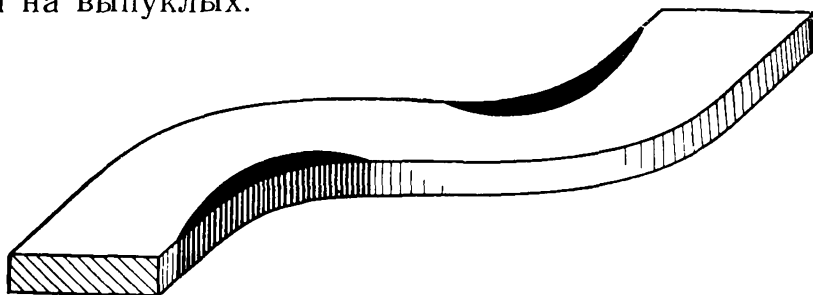


Рис. 15. Места наиболее интенсивного нагрева проводника (зачернены).

Все сказанное до сих пор относилось к случаю, когда проводник, являющийся частью электрической цепи, подключен непосредственно к источнику питания. Теперь перейдем к рассмотрению явлений, происходящих в проводящих телах, которые не являются частью электрической цепи, имеющей источник питания, а помещаются во внешнее электромагнитное поле, созданное токами, протекающими в проводниках, не имеющих электрического контакта с рассматриваемыми телами.

В проводниках, включенных в цепь, имеющую источник питания, действовали э. д. с. источников питания и э. д. с. индукции. В проводящих же телах, вносимых во внешнее переменное магнитное поле, действуют только э. д. с. индукции.

5. ПРОВОДЯЩИЕ ТЕЛА В ПЕРЕМЕННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Помещая виток в виде замкнутого проводника в переменное магнитное поле, созданное током, протекающим по какой-то электрической цепи, наблюдается протекание в нем тока. Этот ток был вызван изменением во времени магнитного потока, сцепленного с витком. То же явление будет иметь место и в том случае, если вместо витка возьмем какое-то массивное проводящее тело, например стальной цилиндр или шар. В этих телах вследствие явления электромагнитной индукции также возникнут переменные токи, которые носят название *наведенных* или *индуктированных* токов.

Индуктированные токи вызывают нагрев тела. Метод нагрева проводящих тел индуктированными токами получил название *индукционного*.

Рассмотрим электромагнитные процессы, протекающие в проводящем цилиндре, который находится во внешнем магнитном поле (рис. 16).

Пусть удельная электропроводность и магнитная проницаемость цилиндра будут иметь одно и то же значение в любой его точке. Поместим цилиндр в магнитное поле, создаваемое переменным током, протекающим по виткам длинной катушки. Силовые линии магнитного поля направлены параллельно оси катушки и, следовательно, параллельно оси цилиндра. При изменении магнитного поля в цилиндре будут возникать индуктированные токи. Магнитное поле с некоторой конечной скоростью проникает в цилиндр. В первый момент оно заполнит из всей массы цилиндра только внешнее кольцо некоторой толщины. Под влиянием индуктированной в кольце электродвижущей силы в нем возникнут индуктированные токи, по направлению обратные току, проходящему по виткам катушки. Эти токи образуют магнитное поле, которое, складываясь с магнитным полем катушки, ослабит его.

В следующий момент уже ослабленное магнитное поле будет далее проникать вглубь и заполнит второй слой в цилиндре, лежащий под первым. Так, постепенно

ослабляясь, магнитное поле катушки будет проникать в цилиндр, вызывая в нем ток, плотность которого будет падать от наружной поверхности цилиндра к его центру. Изменение плотности тока в цилиндре при большом

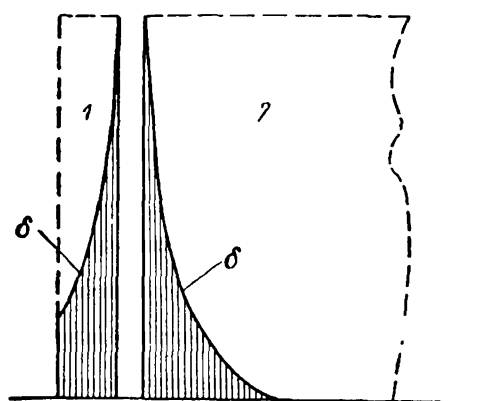
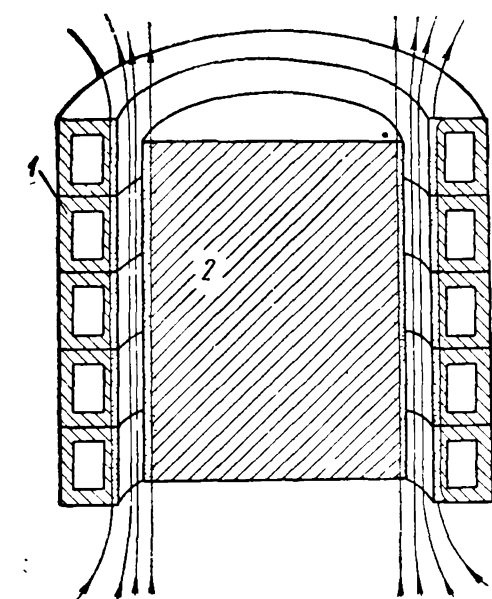


Рис. 16. Распределение тока и электромагнитного поля по сечению цилиндра:

1 — катушка; 2 — цилиндр.

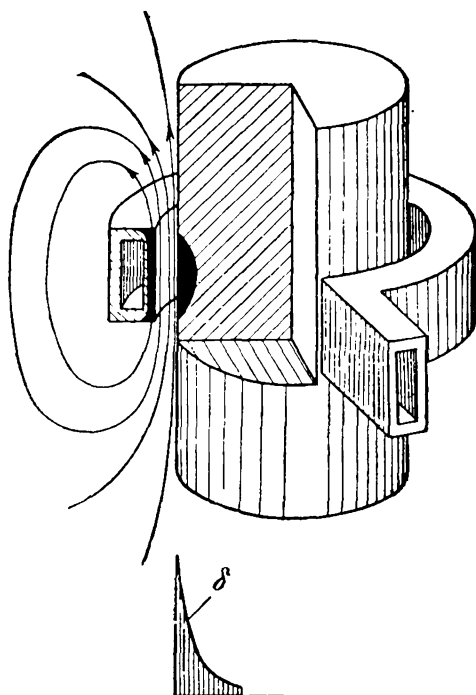


Рис. 17. Нагрев цилиндра в местах протекания тока. График распределения тока по радиусу цилиндра.

диаметре его или высоких частотах тока происходит согласно формуле (2).

Следовательно, мы снова столкнулись с явлением неравномерного распределения тока и электромагнитного поля по сечению цилиндра, находящегося в магнитном поле, созданном катушкой.

Уменьшение плотности тока по радиусу цилиндра тем значительнее, чем выше частота изменения во времени магнитного поля, т. е. чем выше частота тока, протекающего в катушке. Чем выше частота изменений магнитного поля во времени, тем больше напряженность электрического поля, наводимого в цилиндре, тем больше индуцированные токи в нем. Размагничивающее действие этих токов приводит к быстрому падению напряженности поля и плотности тока по мере перемещения к оси цилиндра. На рис. 16 даны эпюры распределения тока в катушке и нагреваемом цилиндре.

Чем выше удельная электропроводность материала цилиндра, тем сильнее падение плотности тока. Это объясняется тем, что при одинаковой напряженности электрического поля, индуцированного в цилиндре, величина индуцированных токов будет больше в теле с большей удельной электропроводностью. Напряженность же индуцированного электрического поля в цилиндре зависит от частоты тока и от величины магнитного потока.

При одной и той же силе и частоте тока в катушке магнитный поток в цилиндре тем больше, чем больше магнитная проницаемость материала цилиндра. В свою очередь, наводимые токи тем больше, чем больше магнитный поток. Вследствие этого падение плотности тока вдоль радиуса цилиндра тем сильнее, чем больше магнитная проницаемость материала цилиндра.

Токи, наводимые в цилиндре, вызывают его нагрев (рис. 17). Выделение тепла происходит в местах протекания токов. Энергия, выделяющаяся в цилиндре при его нагреве, передается от источника питания через электромагнитное поле, созданное катушкой.

При неизменных размерах цилиндра, постоянстве удельной электропроводности, магнитной проницаемости материала и силы тока в катушке, энергия, передаваемая в цилиндр, будет зависеть только от частоты тока.

Рассмотрим случай, когда частота тока равна нулю, т. е. нет изменений магнитного потока во времени; поле создано постоянным током, протекающим в катушке. При этом вследствие неизменности магнитного потока во времени никаких электрических полей в цилиндре наводиться не будет, не будут наводиться и токи. Энергия, передаваемая в цилиндр, будет равна нулю. Затем

начинаем постепенно увеличивать частоту тока. При этом в цилиндре появятся индуктированные токи. Напряженность электрического поля, наводимого в цилиндре, пропорциональна скорости изменения во времени, магнитного потока, т. е. пропорциональна частоте тока, протекающего в катушке. Кроме того, напряженность электрического поля пропорциональна магнитному потоку, сцепленному с кольцевой нитью тока, на которой определяется напряженность электрического поля. При частотах поля, близких к нулю, распределение магнитного потока по сечению цилиндра почти равномерно, и числовое значение потока велико, так как размагничивающее действие наведенных токов слабо. В этом случае плотность наведенных токов будет пропорциональна частоте.

Мощность единицы объема равна

$$p = \frac{\delta^2}{\gamma}.$$

Следовательно, энергия, передаваемая в цилиндр, будет пропорциональна квадрату частоты.

При возрастании частоты тока напряженность наведенного электрического поля возрастает, но это возрастание становится более медленным, так как магнитное поле, пронизывающее цилиндр, ослабляется размагничивающим действием наведенных токов. Это обстоятельство приводит к тому, что при дальнейшем увеличении частоты энергия, передаваемая в цилиндр, растет не пропорционально квадрату частоты, а примерно пропорционально корню квадратному из частоты.

Точно так же, если частота тока в катушке будет постоянной, а радиус цилиндра будет возрастать, то и в этом случае характер изменения энергии, передаваемой в цилиндр, будет тот же, что и при изменении частоты.

При радиусе цилиндра, равном нулю, энергия, передаваемая в цилиндр, равна нулю.

С увеличением радиуса энергия возрастает вследствие увеличения магнитного потока, пронизывающего сечение цилиндра. При этом размагничивающее действие наводимых токов сказывается незначительно. Наводимые токи слабы вследствие еще малой величины магнитного потока.

Электродвижущая сила индукции, наводимая в цилиндре, пропорциональна магнитному потоку, проходя-

щему по цилиндру, а последний пропорционален площади сечения цилиндра. Следовательно, напряженность электрического поля, равная э. д. с. индукции, деленной на длину окружности сечения цилиндра, будет пропорциональна первой степени радиуса.

Мощность в единице объема (удельная) равна

$$P = \frac{\delta^2}{\gamma}$$

и, следовательно, пропорциональна квадрату радиуса. Полная же мощность будет равна удельной, умноженной на объем цилиндра. Последний же пропорционален квадрату радиуса. Следовательно, полная мощность в этот период будет пропорциональна четвертой степени радиуса цилиндра.

При дальнейшем увеличении радиуса все более и более сказывается размагничивающее действие наведенных токов. Рост магнитного потока, пронизывающего цилиндр, замедляется. Замедляется нарастание наведенных токов. Увеличение энергии, передаваемой в цилиндр, в дальнейшем происходит пропорционально первой степени радиуса.

Передача энергии в цилиндр происходит с высоким коэффициентом полезного действия при достаточно больших отношениях диаметра цилиндра к глубине проникновения тока. Отношение диаметра цилиндра к глубине проникновения тока в цилиндре должно быть не менее десяти.

С ростом отношения диаметра нагреваемого цилиндра d к глубине проникновения тока Δ при неизменном токе в катушке энергия, передаваемая в цилиндр, возрастает. Мощность может быть рассчитана по формуле

$$P_a = \frac{\pi h}{\gamma} (W_1 I_1)^2 F\left(\frac{d}{\Delta}\right) \text{ вт},$$

где $W_1 I_1$ — ампер-витки катушки на единицу высоты цилиндра, численно равные напряженности магнитного поля H ;

h — высота цилиндра, м;

γ — удельная электропроводность материала цилиндра, $\frac{1}{\text{ом} \cdot \text{м}}$;

$F\left(\frac{d}{\Delta}\right)$ — функция, данная на графике (рис. 18).

При увеличении отношения $\frac{d}{\Delta}$ функция $F\left(\frac{d}{\Delta}\right)$ растет, следовательно, возрастает и мощность, подводимая к цилиндру. При неизменном же токе в индукторе это означает рост электрического коэффициента полезного действия передачи энергии в цилиндр. Коэффициент полезного действия при $\frac{d}{\Delta} > 10$ является достаточно высоким и практически не зависит уже от частоты тока, а определяется соотношением между удельными электропроводностями материала нагреваемого цилиндра и меди, из которой сделан индуктор. Коэффициент полезного действия зависит также от величины воздушного зазора между индуктором и цилиндром.

Чем меньше удельная электропроводность материала цилиндра, тем выше к. п. д. при условии, что $\frac{d}{\Delta} > 10$. Чем меньше воздушный зазор, тем выше к. п. д.

Наименьшая частота тока, обеспечивающая достаточно высокий коэффициент полезного действия, определяется из соотношения

$$f_{\min} = \frac{49}{2\pi R_0^2 \mu \gamma} \text{ гц}, \quad (6)$$

где R_0 — радиус цилиндра, м;

μ — магнитная проницаемость цилиндра, гн/м;

γ — удельная электропроводность, $\frac{1}{\text{ом} \cdot \text{м}}$;

f — частота тока, гц.

Высокой частотой называют частоту, обеспечивающую высокий коэффициент полезного действия при передаче энергии в нагреваемое тело.

При применении индукционного нагрева в различных технологических процессах частоты тока могут быть взяты и более низкими, чем определяемая из формулы (6), но при этом к. п. д. будет ниже, чем предельно достижимый.

Если рассматривать передаваемую в цилиндр энергию, отнесенную к единице объема цилиндра, то окажется, что при отношении диаметра цилиндра к глубине проникновения тока, равном 3,5, объемная удельная мощность будет максимальной (рис. 19).

Объемная удельная мощность определяется по формуле

$$P_{y\partial} = \mu 2\pi f (W_1 I_1)^2 F \left(\frac{d}{\Delta} \right) \text{ вт/м}^3, \quad (7)$$

где μ — магнитная проницаемость материала цилиндра, гн/м ;

f — частота тока в катушке, гц ;

$F \left(\frac{d}{\Delta} \right)$ — функция, представленная на графике (рис. 19).

Вопрос о максимуме объемной удельной мощности представляет интерес в тех случаях, когда требуется сквозной прогрев деталей. Но при выполнении условия максимума объемной удельной мощности коэффициент

полезного действия передачи энергии в цилиндр недостаточно высок. В случаях нагрева под поверхностную

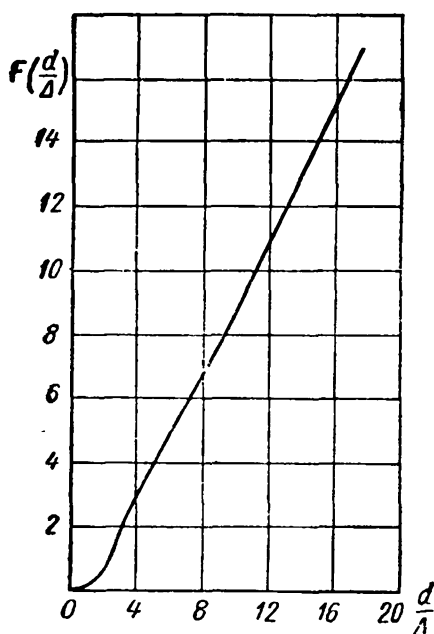


Рис. 18. График функции $F \left(\frac{d}{\Delta} \right)$ для определения мощности, подводимой к цилиндру.

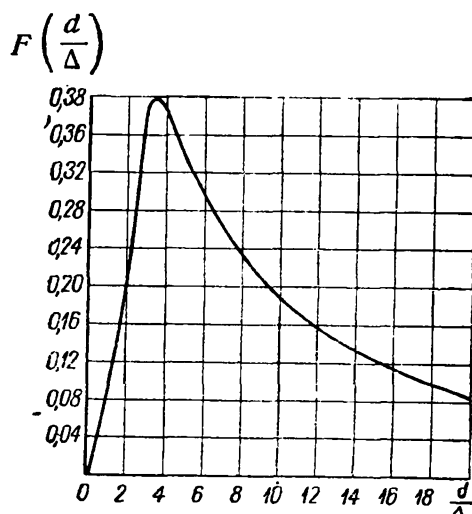


Рис. 19. График функции $F \left(\frac{d}{\Delta} \right)$ для определения объемной удельной мощности.

закалку существенный интерес представляет мощность, отнесенная к объему нагреваемой части металла, или мощность, отнесенная к единице поверхности цилиндра. Мощность, приходящаяся на единицу поверхности цилиндра, растет как с увеличением частоты тока при постоянстве размеров цилиндра, так и с увеличением радиуса цилиндра R_0 при постоянстве частоты тока.

Поверхностная удельная мощность определяется по формуле

$$P_{y\partial} = \sqrt{\frac{\omega\mu}{\gamma}} \cdot \frac{(W_1 I_1)^2}{2} F\left(\frac{\sqrt{2} R_0}{\Delta}\right) \text{ вт/м}^2, \quad (8)$$

где $\omega = 2\pi f$ (f — частота тока, гц);

γ — удельная электропроводность, $\frac{1}{\text{ом} \cdot \text{м}}$;

μ — магнитная проницаемость материала цилиндра, гн/м;

$W_1 I_1$ — ампер-витки катушки на единицу высоты цилиндра;

Δ — глубина проникновения тока, м;

R_0 — радиус цилиндра, м;

$F\left(\frac{\sqrt{2} R_0}{\Delta}\right)$ — функция, данная на графике (рис. 20).

$F\left(\frac{\sqrt{2} R_0}{\Delta}\right)$

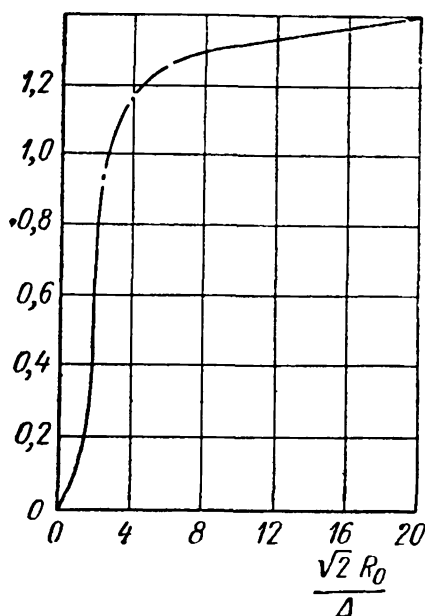


Рис. 20. График функции $F\left(\frac{\sqrt{2} R_0}{\Delta}\right)$ для определения поверхностной удельной мощности.

При неизменном радиусе цилиндра и увеличении частоты мощность на единицу поверхности растет вначале быстро, затем медленно.

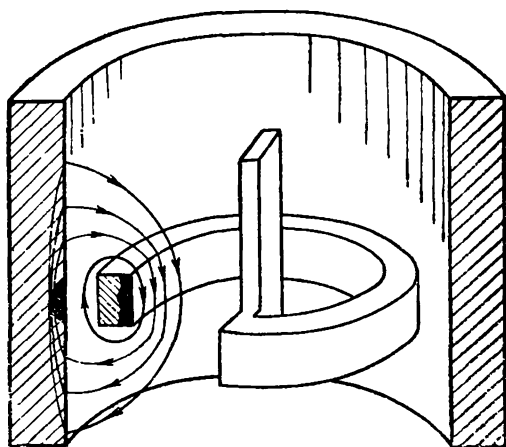


Рис. 21. Место наибольшей плотности наведенных токов на внутренней поверхности цилиндра.

В случаях, когда магнитное поле создается катушкой не бесконечно длинной, а конечной длины, качественно электромагнитные процессы, протекающие

в проводящем цилиндре, остаются неизменными. Необходимо лишь учитывать неоднородность поля.

Могут быть и другие случаи проводящих тел, помещенных во внешнее магнитное поле. Например, внутри полого проводящего цилиндра может быть помещена катушка с переменным током. Магнитное поле катушки будет наводить токи в цилиндре. Плотность наведенных токов окажется наибольшей на внутренней поверхности цилиндра (рис. 21) и будет быстро падать по мере перемещения к наружной поверхности вдоль радиуса. Плотность тока падает тем резче, чем выше частота тока в катушке, чем больше удельная электропроводность и магнитная проницаемость материала цилиндра. При достаточно высокой частоте ток практически проходит по тонкому слою с внутренней стороны цилиндра.

Если перейти к другим случаям индукционного нагрева, то при достаточно больших размерах тела можно считать, что токи, наводимые в теле, протекают в тонком слое у поверхности, и сила этих токов зависит от напряженности внешнего магнитного поля в данном месте поверхности тела.

Если взять проводник с переменным током и расположить его параллельно плоской поверхности проводящего тела, то напряженность магнитного поля на плоскости будет наибольшей в тех точках, которые расположены непосредственно под проводом. Точки, удаленные от провода, будут иметь меньшую напряженность поля. Поэтому и плотности токов, наводимых в теле, будут различны. В точках, лежащих под проводом, плотности тока, а следовательно, и суммарный поверхностный ток будут гораздо больше, чем в точках, удаленных от провода.

Приближение провода с током к поверхности тела приводит к увеличению силы поля вблизи тела, а следовательно, к возрастанию токов, наводимых в теле. Но это возрастание не равномерно: непосредственно под проводом оно больше, а в точках, расположенных дальше, меньше.

Индуктированный в поверхности плоской детали ток при малом расстоянии между проводом и деталью благодаря эффекту близости будет проходить по путям, строго повторяющим конфигурацию индуктирующего провода (рис. 22).

Возьмем два параллельных друг другу проводника. Пропустим по ним один и тот же переменный ток, но в противоположных направлениях.

Поместим проводники над плоской поверхностью нагреваемого тела параллельно ей. Тогда каждый из про-

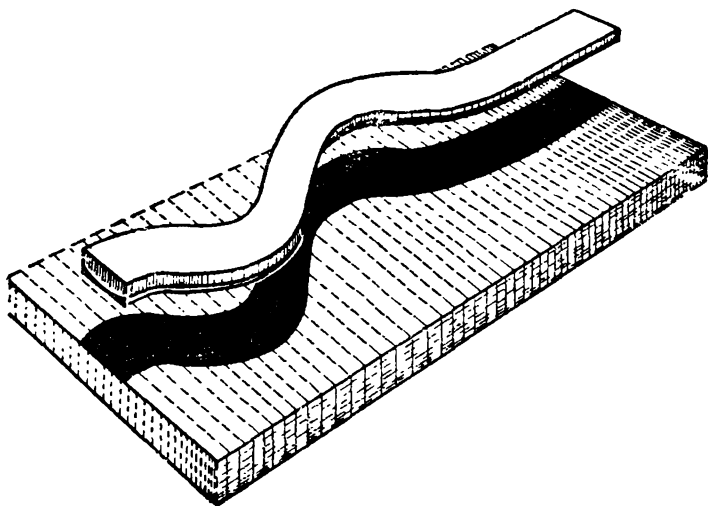


Рис. 22. Протекание индуктированного тока в плоской поверхности.

водников будет наводить токи в нагреваемом теле. Но направление наводимых токов в разных точках поверхности в любой момент времени будет неодинаковым.

В точке на поверхности тела, одинаково удаленной от обоих проводников, плотность тока будет в любой момент времени равна нулю. Токи в точках, лежащих ближе к одному проводу, будут направлены противоположно токам в точках, расположенных ближе к другому проводу. Непосредственно под проводами плотности токов будут наибольшими.

6. СВОЙСТВА МАТЕРИАЛА ПРОВОДЯЩИХ ТЕЛ

До сих пор, рассматривая характер распределения тока в проводящих телах, помещенных в переменное магнитное поле, были приняты неизменными магнитная проницаемость и удельная электропроводность. На самом деле в условиях индукционного нагрева магнитная проницаемость μ и удельная электропроводность γ не являются постоянными.

Удельная электропроводность зависит от температуры. Чем выше температура тела, тем меньше его удельная электропроводность. Удельное сопротивление (величина, обратная удельной электропроводности) стали при изменении температуры от 0°C до $850\text{--}900^{\circ}\text{C}$ возрастает в 5—6 раз (рис. 23). От напряженности электрического и магнитного полей удельная электропроводность не зависит.

Относительная магнитная проницаемость ряда материалов, например меди, латуни, алюминия и т. д., практически равна единице и почти не зависит ни от температуры тела, ни от напряженности магнитного поля.

Но в ферромагнитных материалах, таких, как железо, сталь, кобальт, никель и в

некоторых сплавах магнитная проницаемость зависит, во-первых, от температуры тела и, во-вторых, от напряженности магнитного поля.

Зависимость магнитной проницаемости μ от напряженности магнитного поля \vec{H} обычно характеризуется кривой намагничивания материала, построенной при постоянной температуре тела. С ростом напряженности магнитного поля магнитная проницаемость сначала довольно быстро растет, достигает максимума, а затем постепенно падает.

В сильных магнитных полях относительная магнитная проницаемость составляет лишь несколько единиц (рис. 24).

При постоянной напряженности магнитного поля с ростом температуры ферромагнитного тела его магнитная проницаемость падает (рис. 25). Сначала это падение идет довольно медленно, затем, при некоторой критической температуре, относительная магнитная проницаемость резко падает до единицы и при дальнейшем увеличении температуры не изменяется.

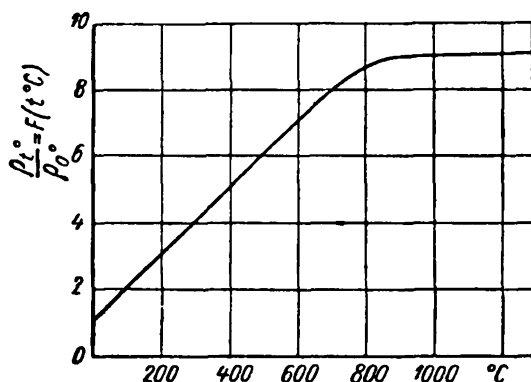


Рис. 23. Зависимость удельного сопротивления стали от температуры: ρ_t° — сопротивление при температуре $t^{\circ}\text{C}$; ρ_0° — сопротивление при температуре 0°C .

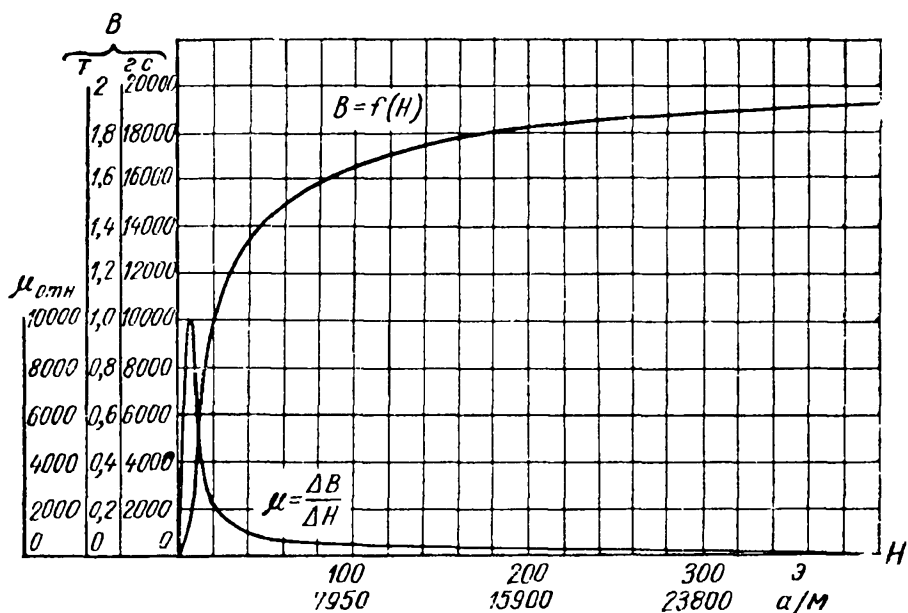


Рис. 24. Кривая намагничивания стали $\beta = f(H)$ и зависимость магнитной проницаемости μ от напряженности магнитного поля H :

$\mu = \frac{\Delta B}{\Delta H}$ — динамическая магнитная проницаемость; B — магнитная индукция.

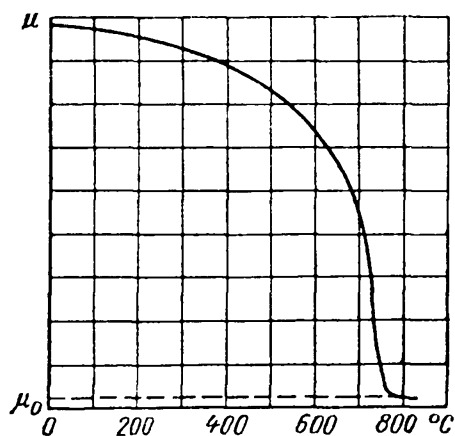


Рис. 25. Зависимость магнитной проницаемости μ ферромагнитного тела от температуры при постоянной напряженности магнитного поля.

При различных по напряженности магнитных полях температурные зависимости магнитной проницаемости μ будут иметь один и тот же характер, но начальные значения их будут различны.

При температурах выше критической точки магнитная проницаемость практически от напряженности поля не зависит и равняется μ_0 .

При индукционном нагреве в большинстве случаев температура в нагреваемой детали распределяется неравномерно. Соответственно распределению температуры по сечению детали будут изменяться магнитная проницаемость и удельная электропроводность.

7. ТЕПЛОПЕРЕДАЧА ПРИ ИНДУКЦИОННОМ НАГРЕВЕ

Выше были рассмотрены электрические и магнитные явления, лежащие в основе индукционного нагрева металлов.

Не менее важное значение имеют вопросы тепловые.

Электромагнитная энергия превращается в тепловую внутри тел. Вследствие явления теплопроводности тепловая энергия с течением времени перераспределяется. Тепловая энергия движется от мест с высокой температурой к местам с низкой температурой. Температура отдельных точек тела непрерывно меняется.

Зависимость температуры от геометрических координат определяется распределением источников тепла в нагреваемом теле, свойствами материала тела и временем, в течение которого идет нагрев.

Рассмотрим вначале наиболее простой случай, когда тепловая энергия передается внутрь тела через его поверхность, а внутри тела источники тепла отсутствуют, т. е. рассмотрим случай поверхностного нагрева тела.

Будем рассматривать тело, ограниченное плоской поверхностью и простирающееся в глубину до бесконечности.

Рассмотрим случай нагрева тела, если оно помещено в среду, имеющую какую-то постоянную температуру, более высокую, чем начальная температура тела.

Температура поверхности тела не может мгновенно сделаться равной температуре окружающей среды. Но вследствие разности температур тепло начнет течь внутрь тела. При этом температура всех точек тела будет нарастать. Температура поверхности тела будет нарастать

быстро, температура же внутренних точек будет нарастать медленно.

По истечении некоторого промежутка времени распределение температур в теле может быть представлено кривой, падающей по мере удаления от поверхности тела в глубину.

Чем больше время нагрева тела, тем меньше разница в температурах точек, лежащих внутри тела и на его поверхности.

При бесконечно большом времени нагрева температура в любой точке тела будет одна и та же, равная температуре окружающей среды. При таком способе нагрева количество тепла, проходящего в тело за единицу времени (мощность), будет неодинаковым во время нагрева.

В первый период нагрева, когда разница в температурах среды и внутренних точек нагреваемого тела велика, тепловой поток также велик. По мере нагрева тела он уменьшается. При бес-

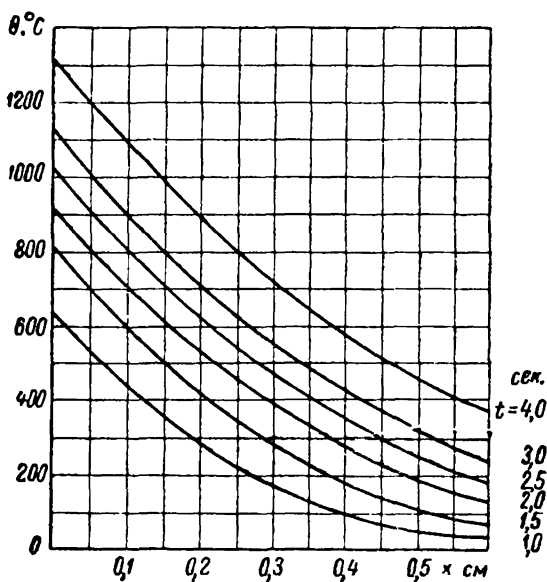


Рис. 26. Распределение температур в зависимости от расстояния x от поверхности стального тела в различные моменты времени при удельной мощности $p=1,0 \text{ кет/см}^2$.

конечно большом времени нагрева, когда температура во всем теле равна температуре среды, тепловой поток равен нулю.

Скорость передачи тепла внутри тела зависит от свойств материала тела.

Можно представить и другой случай поверхностного нагрева, при котором температура окружающей тело среды регулируется так, чтобы тепловой поток во все время нагрева был постоянным. В этом случае распределение температур в теле будет определяться временем нагрева. Чем больше время нагрева, тем выше температуры. При этом температуры поверхности всегда будут

выше температур внутренних точек тела. Температура поверхности возрастает пропорционально корню квадратному из времени.

Для примера на рис. 26 изображено распределение температур θ в стальном теле ($x=0$ — точка расположена на поверхности тела, x — расстояние от поверхности тела до рассматриваемой точки) при постоянной тепловой мощности, равной 1 кВт/см^2 .

Если принять температуру поверхности тела за единицу, то можно построить распределение температур в теле в таком виде, как это дано на рис. 27.

Как это следует из приведенных рисунков, чем меньше время нагрева при выбранной температуре поверхности, тем неравномернее нагрев детали по координате x . При этом мощность будет больше.

При увеличении времени нагрева распределение температур становится более равномерным. В ряде случаев требуется получить такое распределение температур, при котором на заданной глубине от поверхности тела температура была бы равна заданной.

При этом для таких технологических процессов, как поверхностная закалка стали, желательно, чтобы заданную температуру имели бы все точки, лежащие в поверхностном слое определенной толщины. При поверхностном нагреве, который был рассмотрен выше, не может быть равномерного распределения температур в поверхностном слое.

Всегда температура поверхности тела будет выше, чем заданная для внутренней границы слоя.

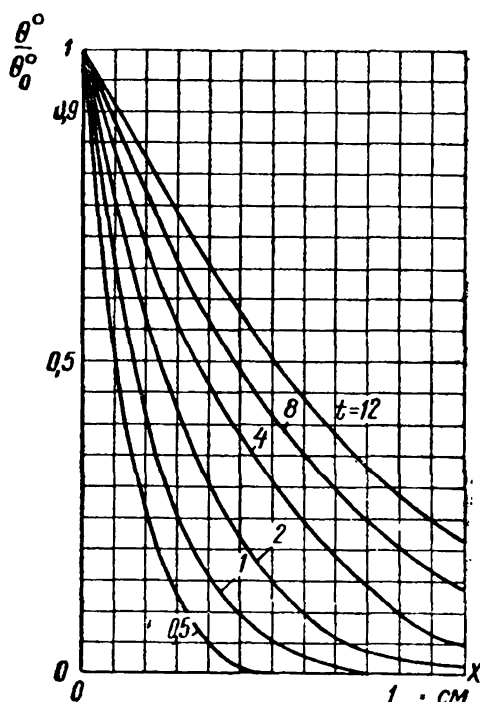


Рис. 27. Зависимость отношения температуры на глубине x к температуре на поверхности стального тела от глубины при различных временах нагрева.

Так, на рис. 28 показано распределение температуры в стальном теле при условии, что на глубине 0,1 см температура равна 800°C . Из рисунка видно, что чем меньше время нагрева, тем выше температура поверхности и ниже температура в более глубоко лежащих слоях.

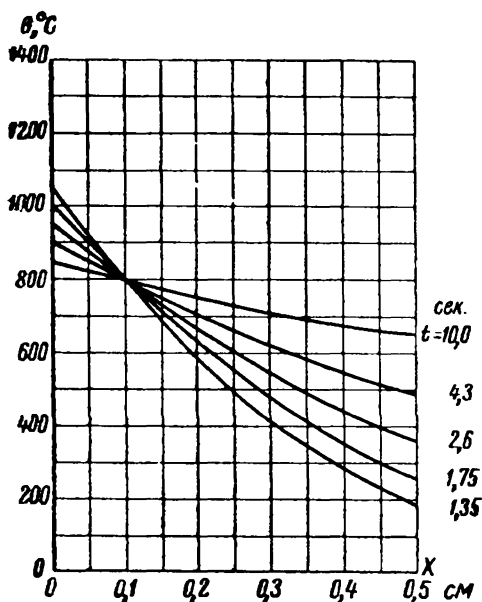


Рис. 28. Распределение температур в стальном теле при различных временах нагрева и различных удельных мощностях при условии получения на глубине 0,1 см заданной температуры $\theta_k = 800^{\circ}\text{C}$.

При поверхностной закалке и в ряде других случаев этот перегрев является вредным, так как дает плохую структуру металла. Перегрев будет уменьшаться, если увеличивать время нагрева. И при бесконечно большом времени перегрев будет равен нулю, но при этом тело будет прогрето насквозь.

Если поставлена задача нагреть слой металла толщиной x_k на поверхности детали до температуры θ_k , то, очевидно, все тепло, которое пойдет на перегрев слоя,

Разность между температурой поверхности тела и заданной температурой на внутренней границе нагреваемого слоя (например, 800° на глубине 0,1 см) называют перегревом.

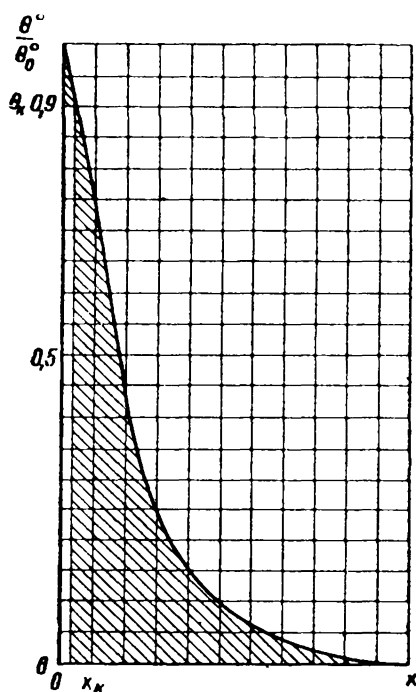


Рис. 29. Распределение температуры в теле.

является излишне затраченным. Точно так же тепло, которое ушло к более глубоко лежащим слоям металла, является нерационально затраченным. Поэтому можно говорить о термическом коэффициенте полезного действия.

Термический к. п. д. есть отношение количества тепла, необходимого для доведения слоя металла толщиной x_k до нужной температуры θ_k° , к общему количеству тепла, сообщенному телу.

На рис. 29 дана кривая распределения температур в теле при поверхностном нагреве. Заштрихованные площади, ограниченные кривой, пропорциональны бесполезно затраченному теплу.

На рис. 30 дан термический к. п. д. в функции от отношения температуры θ_k° , до которой требуется довести слой толщиной x_k , к температуре на поверхности θ_0° .

Если тело имеет бесконечную толщину, то при $\frac{\theta_k^\circ}{\theta_0^\circ} = 1$ к. п. д. равен нулю, так как вся масса металла, также равная бесконечности, прогрета до температуры θ_k° . При этом перегрев $\Delta\theta^\circ$ также равен нулю.

С уменьшением отношения $\frac{\theta_k^\circ}{\theta_0^\circ}$ к. п. д. растет, так как тело нагревается не бесконечно долго, и распределение температур будет неравномерным. Часть тепла, идущая на нагрев глубоко лежащих слоев, уменьшится.

Достигнув максимума при $\frac{\theta_k^\circ}{\theta_0^\circ} = 0,4$, к. п. д. далее начинает падать, так как возрастает доля тепла, идущая на перегрев. Перегрев достигает недопустимых величин.

Для практически допустимых перегревов при чисто поверхностном нагреве приходится работать с большими отношениями $\frac{\theta_k^\circ}{\theta_0^\circ}$ (0,9; 0,95), при больших временах нагрева и с плохим термическим к. п. д. В реальном случае, когда тело имеет конечную толщину, кривая к. п. д. также будет иметь максимум.

При $\frac{\theta_{\kappa}}{\theta_0} = 0$ к. п. д. также будет равен нулю, но вся кривая пойдет выше, и при $\frac{\theta_{\kappa}}{\theta_0} = 1$ к. п. д. будет больше нуля.

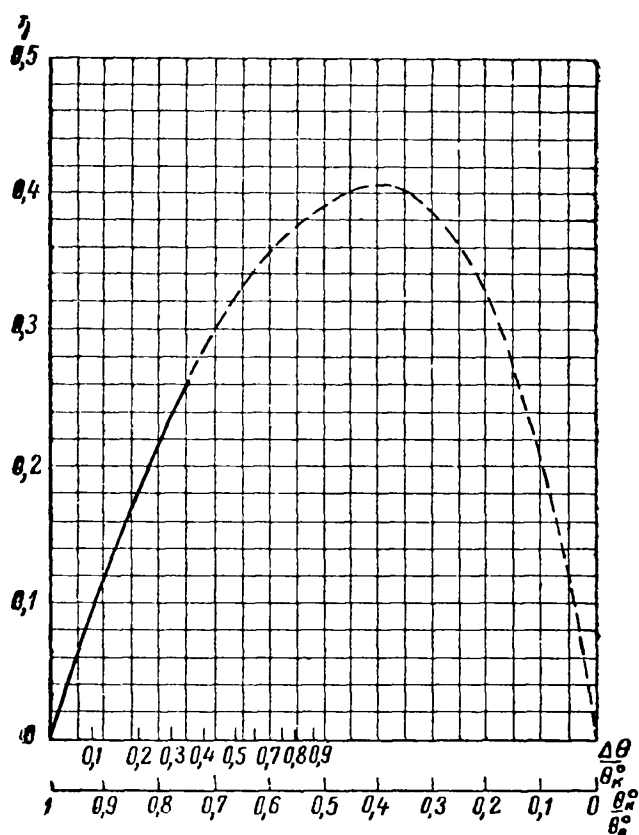


Рис. 30. Термический коэффициент полезного действия в зависимости от отношения

$$\frac{\theta_{\kappa}}{\theta_0} \text{ и перегрева } \Delta\theta^{\circ}:$$

θ_{κ}° — температура на глубине; θ_0° — температура на поверхности тела.

Выше были рассмотрены вопросы распределения температур в нагреваемом теле при поступлении тепла извне через поверхность тела. Такой нагрев называют поверхностным.

Но при индукционном нагреве извне через поверхность тела внутрь его проходит электромагнитная энергия, которая затем уже внутри тела превращается в тепловую.

Выше было показано, что при ярко выраженном поверхностном эффекте ток, наведенный в нагреваемом теле, распределен по закону

$$\delta_x = \delta_e e^{-\frac{x}{\Delta}}.$$

На рис. 31 приведена кривая, соответствующая такому распределению. Плотность тока δ_e и удельная мощность $\frac{\delta_e^2}{\gamma}$ для поверхности тела приняты за единицу.

Так как тепло, выделяющееся в единице объема в 1 сек, равно отношению квадрата плотности тока к удельной электропроводности, то распределение тепла в теле будет определяться значениями квадрата плотности тока.

На рис. 31 представлена кривая, соответствующая распределению тепловой мощности в нагреваемом теле при постоянстве удельной электропроводности и магнитной проницаемости. Тепловая мощность на поверхности тела ($x=0$) принята за единицу.

Если бы кривая распределения тепловой энергии в теле была прямой, параллельной оси x , то это означало бы, что в любом месте тела за одно и то же время выделяется одинаковое количество тепла. Тогда температура во всех точках тела росла бы во времени одинаково.

Но так как кривая имеет падающий характер, то температура более глубоко лежащих точек будет нарастать медленнее, чем вблизи поверхности тела.

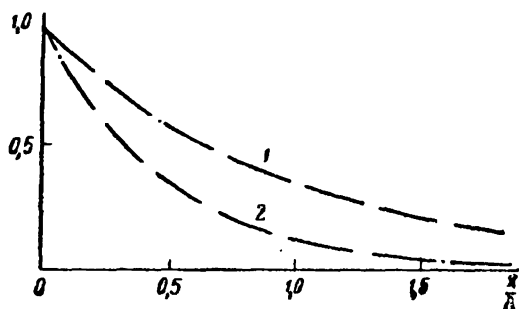


Рис. 31. Распределение тока и тепла в нагреваемом теле в зависимости от отношения $\frac{x}{\Delta}$ при ярко выраженном поверхностном эффекте:

x — расстояние от поверхности тела; Δ — глубина проникновения тока; 1 — распределение тока; 2 — распределение тепла.

Явление теплопроводности будет иметь место и в данном случае. Тепло будет перемещаться от мест с более высокой температурой к местам с более низкой температурой. Характер распределения температур в этом случае будет иным, нежели при передаче тепла извне с использованием только явления теплопередачи.

Так как тепло в основном выделяется в слое толщиной Δ (где Δ — глубина проникновения тока), то температура в этом слое

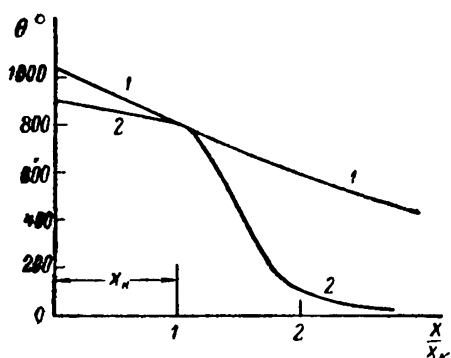


Рис. 32. Распределение температуры при поверхностном и глубинном нагревах:

1 — поверхностный нагрев; 2 — глубинный нагрев.

нарастает наиболее быстро. В более глубоко лежащих слоях за одно и то же время температура достигнет меньших значений. В пределах же слоя толщиной Δ разница в температурах мала.

На рис. 32 дано распределение температур в теле при поверхностном и глубинном нагревах. Глубинным будем называть нагрев, при котором тепло выделяется в самом теле в слое

некоторой глубины от поверхности, причем глубина прогрева меньше глубины проникновения тока.

Как видно из рисунка, перегрев при глубинном нагреве будет гораздо меньше, чем при поверхностном нагреве. Термический же коэффициент полезного действия будет выше.

При выбранной частоте тока и температуре на поверхности тела глубина слоя, нагретого до заданной температуры θ_k , пропорциональна корню квадратному из времени нагрева, т. е. при желании увеличить глубину слоя в два раза нужно время нагрева повысить в четыре раза. При этом мощность, подводимая к нагреваемому телу, естественно, должна быть уменьшена.

Глубинный нагрев дает меньшие перегревы, более равномерное распределение температуры в пределах нагреваемого поверхностного слоя и более высокий термический к. п. д. по сравнению с поверхностным типом нагрева.

8. ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ В ПРОВОДЯЩИХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ТЕЛАХ ПРИ НЕПОСТОЯНСТВЕ УДЕЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ И МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ

Ниже при рассмотрении вопроса о распределении электромагнитного поля в проводящих телах будем исходить из предположения, что диаметр нагреваемой детали не менее чем в 10 раз превышает глубину проникновения тока в любой момент нагрева.

Как было отмечено, при интенсивном индукционном нагреве стали выделяемое в теле тепло распределяется неравномерно. Так как тепло выделяется главным образом в поверхностных слоях, то при малом времени нагрева выравнивание температуры в теле теплопроводностью обычно не успевает произойти. По мере перемещения от поверхности детали внутрь ее температура понижается. При этом во времени температура непрерывно изменяется.

Также неравномерно и перемененно во времени распределяется по сечению детали магнитное поле и индуктированные токи. По мере проникновения электромагнитного поля в глубь детали напряженность магнитного поля падает, имея наибольшее значение на поверхности тела.

Так как в практических случаях индукционного нагрева используют сильные магнитные поля и работают при индукциях, лежащих за перегибом кривой намагничивания, то по мере перемещения в глубь нагреваемого тела и уменьшения напряженности магнитного поля магнитная проницаемость постепенно возрастает.

Точно так же действует и неравномерность распределения температуры: при перемещении от поверхности тела к центру его сечения температура падает, а следовательно, магнитная проницаемость возрастает.

С падением температуры растет и удельная электропроводность. Таким образом, в процессе нагрева детали происходит непрерывное изменение удельной электропроводности и магнитной проницаемости стали как во времени, так и по глубине сечения. Соответственно изменяются и электромагнитные процессы, протекающие в нагреваемом теле. Весь режим нагрева изменяется во времени.

В первый момент нагрева, когда температура во всех точках тела одна и та же, удельная электропроводность также будет одинаковой. Но магнитная проницаемость вследствие зависимости ее от напряженности магнитного поля не будет одинакова в разных точках тела.

По мере удаления от поверхности тела вглубь напряженность поля падает, магнитная проницаемость стали сначала возрастает до некоторого максимума, соответствующего определенному для данной марки стали значению напряженности поля, и затем начинает падать. Магнитная индукция, т. е. произведение напряженности поля и магнитной проницаемости, сначала будет слабо уменьшаться, а затем на некоторой глубине произойдет ее резкое падение. Место резкого падения магнитной индукции соответствует месту малой напряженности магнитного поля, при которой магнитная проницаемость, пройдя свой максимум, начинает падать.

Такой характер распределения магнитного поля приведет к более резкому проявлению поверхностного эффекта. В поверхностном слое нагреваемого тела будет протекать индуцированный ток большой плотности. При этом энергия, выделенная в нагреваемом теле, будет больше.

Вопрос об учете непостоянства магнитной проницаемости μ по сечению детали вследствие ее зависимости от напряженности магнитного поля был исследован чл.-корр. АН СССР Л. Р. Нейманом, который показал, что энергия, выделяющаяся в детали при непостоянстве магнитной проницаемости, будет на 40% выше, чем в случае ее постоянного по глубине значения, равного значению на поверхности изделия.

На рис. 33 дана зависимость магнитной проницаемости от напряженности магнитного поля. Приведены также кривые, определяющие активную P_a и реактивную P_r мощности на единицу поверхности нагреваемого тела, глубины проникновения тока для двух частот тока — 2500 и 8000 гц для углеродистой стали.

Сплошными линиями даны величины, рассчитанные при постоянстве магнитной проницаемости, а прерывистыми — те же величины, но определенные с учетом непостоянства магнитной проницаемости по сечению детали.

Итак, в первый момент нагрева имеет место ярко выраженный поверхностный эффект распределения магнитного поля и тока. В последующие моменты нагрева температура по сечению тела будет различной. Удельная электропроводность будет уменьшаться по сравнению с исходной, при этом чем ближе к поверхности тела, тем меньше будет ее значение.

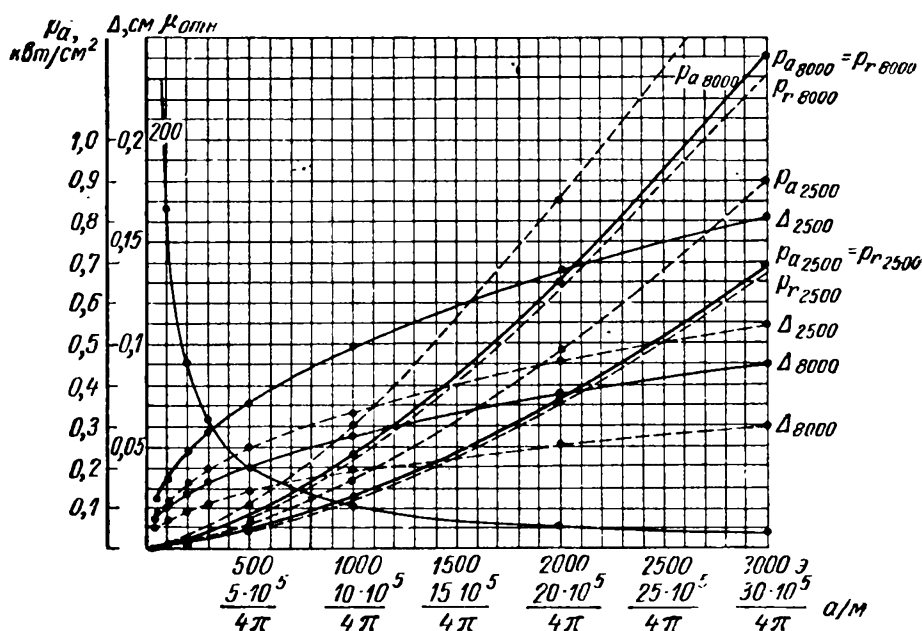


Рис. 33. Характеристики индукционного нагрева стали.

Такой характер распределения электропроводности приводит к тому, что неравномерность распределения тока по глубине сечения детали уменьшается. Уменьшается и подводимая энергия, в результате чего рост мощности по отношению к начальному моменту нагрева будет составлять не 40 %, а всего 10—20 %.

При переходе от начального периода нагрева к последующим энергия, передаваемая в деталь, при постоянстве напряженности внешнего магнитного поля возрастает. В этот же период времени вследствие возрастания температур магнитная проницаемость уменьшается во всех точках тела. При этом чем ближе к поверхности тела, тем это уменьшение значительнее. В самом наружном слое при достижении критической температуры относительная магнитная проницаемость достигает

значения единицы. Уменьшение магнитной проницаемости также приводит к более равномерному распределению магнитного поля и тока по сечению детали, т. е. к увеличению глубины проникновения тока.

Таким образом, по мере нагрева детали глубина проникновения тока и энергия, передаваемая в деталь, при постоянстве напряженности магнитного поля на поверхности увеличиваются (рис. 34). δ

Рост передаваемой энергии происходит вплоть до момента

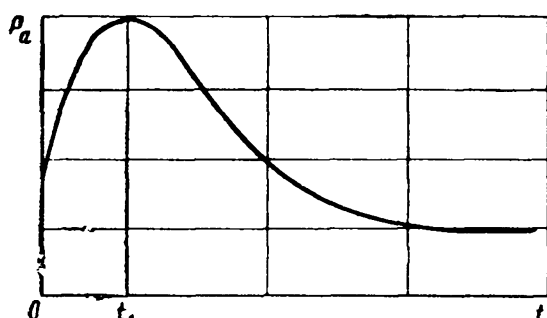


Рис. 34. Изменение мощности, подводимой к детали, с течением времени при постоянной напряженности магнитного поля у поверхности детали: t_c — момент достижения критической температуры на поверхности.

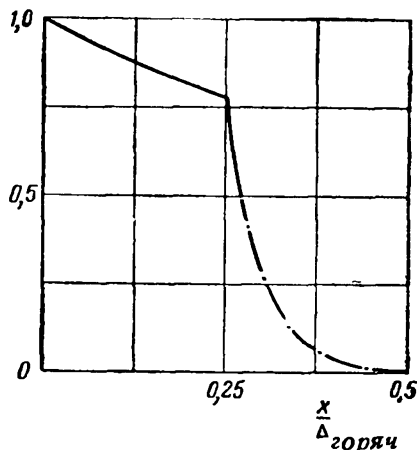


Рис. 35. Распределение тока в стальной детали при наличии слоя толщиной x , нагретого выше критической температуры.

появления на поверхности детали слоя с температурой выше критической. При появлении этого слоя, вначале очень тонкого, затем непрерывно расширяющегося, поверхностный эффект принимает более сложную форму.

Так как в пределах слоя, нагретого выше критической температуры, относительная магнитная проницаемость металла равна единице, а удельная электропроводность мала, то неравномерность распределения магнитного поля и плотности наведенных токов оказывается меньше, чем в холодном металле.

На рис. 35 приведено распределение плотности тока для этого случая, которое приблизительно изображено в виде отрезков двух экспонент. Первая определяется физическими свойствами стали при температуре выше критической точки, когда сталь немагнитна. Вторая, имеющая большую крутизну, определяется свойствами

слоя, сохранившего магнитные свойства вследствие более низкой температуры.

Если глубина прогрева меньше глубины проникновения тока, то перепад плотности тока в нагреваемом слое не очень велик, что способствует равномерности нагрева. По этой же причине основная часть энергии выделяется в нагреваемом слое.

В пределах слоя, нагретого выше критической температуры, неравномерность распределения температур обычно невелика, поэтому невелика и разница в удельной электропроводности γ между двумя крайними точками этого слоя. Кроме того, γ при температурах выше критической слабо зависит от температуры. Магнитная проницаемость в пределах слоя постоянна.

По мере перемещения внутрь тела, за предел слоя металла, нагретого выше критической точки, магнитная проницаемость сначала возрастает до некоторого максимального значения, соответствующего характеру зависимости магнитной проницаемости от напряженности поля, а затем вновь уменьшается с падением напряженности магнитного поля к центру детали.

По мере удаления от слоя, нагретого выше критической точки, к центру сечения детали удельная электропроводность растет. Появившийся на поверхности детали слой с температурой выше критической непрерывно расширяется.

В первый период после возникновения нагретого слоя энергия, передаваемая в деталь, частично выделяется в слое с температурой выше критической, но проходит также за пределы нагретого слоя в слои, лежащие более глубоко, и там выделяется в малом объеме металла вблизи границы нагретого слоя.

Таким образом, идет интенсивный нагрев слоев металла, лежащих на границе нагретого и ненагретого слоев, вследствие чего и происходит непрерывное расширение слоя металла, нагретого выше критической температуры.

Но с расширением этого слоя вследствие уменьшения напряженности магнитного поля все меньше и меньше энергии проходит через границу «горячего» и «холодного» металла. И в конце концов возникает такое состояние, когда вся энергия, передаваемая в деталь,

превращается в тепло в пределах слоя металла, имеющего температуру выше критической.

Если рассматривать мощность, передаваемую в деталь, при условии постоянства напряженности поля на поверхности детали, то, начиная с момента, когда на поверхности детали появился слой с критической температурой, она непрерывно падает с ростом толщины нагретого слоя и в конце нагрева обычно имеет значение меньшее, чем в начальный момент (рис. 34). Практически напряженность магнитного поля на поверхности детали не остается постоянной в процессе нагрева.

При поддержании постоянства напряжения сила тока в катушке к концу нагрева возрастает. Следовательно, возрастают напряженность магнитного поля \vec{H} и мощность, подводимая к цилиндру.

Процессы индукционного нагрева парамагнитных и диамагнитных металлов (меди, алюминия, латуни, бронзы и т. д.) протекают гораздо проще. Неравномерность распределения температур в процессе нагрева приводит к непостоянству удельной электропроводности по сечению детали. Это, в свою очередь, ведет к увеличению глубины проникновения тока, т. е. к более равномерному распределению магнитного поля и индуцированного тока, а также к возрастанию энергии по сравнению с первым моментом нагрева при том же условии постоянства напряженности поля у поверхности детали.

9. МЕХАНИЧЕСКИЕ СИЛЫ ПРИ ВЫСОКОЧАСТОТНОМ НАГРЕВЕ ПРОВОДЯЩИХ ТЕЛ

При протекании в элементе объема проводника dV электрического тока с плотностью \vec{j} на этот элемент действует со стороны поля механическая сила $d\vec{F}$.

Значение $d\vec{F}$ пропорционально плотности тока и магнитной индукции (\vec{B}) в элементе dV . Направление силы определяется векторным произведением вектора плотности тока на вектор магнитной индукции

$$d\vec{F} = [\vec{j}\vec{B}] dV.$$

Разделив силу $d\vec{F}$ на элемент объема dV , получаем удельную силу

$$\vec{f} = [\vec{\delta B}]. \quad (9)$$

При протекании постоянного тока по прямолинейному проводнику кругового сечения плотность тока направлена параллельно оси проводника, индукция же касательна к окружностям, concentричным с поверхностью проводника (рис. 36). Поэтому механические силы будут действовать перпендикулярно цилиндрическим поверхностям, concentричным с поверхностью проводника.

Проводник будет испытывать сжатие, направленное от поверхности к оси проводника. Подобное явление происходит и при протекании переменного тока.

В случае, если проводник жидкий (например, расплавленный металл, как это имеет место в канальных плавильных печах), то вследствие местных неоднородностей в металле или в поле действие механических сил может привести к полному сжатию проводника и прекращению тока. Это явление носит название пинч-эффекта.

При индукционном нагреве или при непосредственном пропускании переменного тока по проводникам также действуют механические силы.

При рассмотрении механических сил, действующих на проводники в переменных полях, следует учитывать, что плотность тока в элементе объема dV не совпадает по фазе с магнитной индукцией. Как известно [3], напряженность электрического поля (а значит и плотность тока) опережает во времени на $1/8$ периода (45°) индукцию. Поэтому механическая сила, действующая на объем dV , будет $7/8$ периода направлена внутрь тела, нагреваемого индукционно, и $1/8$ периода изнутри к поверхности.

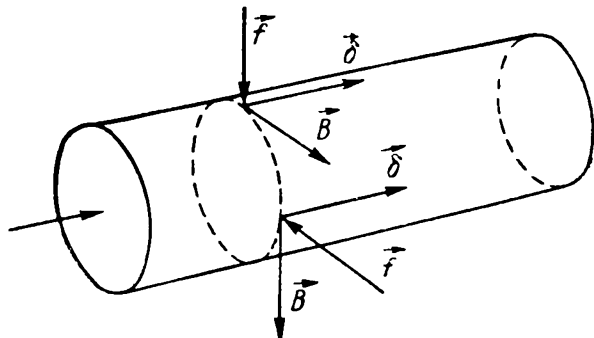


Рис. 36. Механические силы, действующие на проводник с током.

Это положение схематично представлено на графике рис. 37.

Усреднив по времени силу, действующую на элемент объема dV , получим некоторую усредненную силу, направленную внутрь проводника.

Если при индукционном нагреве проводящего цилиндра индукция направлена вдоль оси цилиндра, то механические силы будут лежать в плоскостях, перпендикулярных оси цилиндра, и усредненные силы будут направлены к оси.

При ярко выраженном поверхностном эффекте по мере перемещения от поверхности цилиндра к его оси индукция убывает по закону экспоненты

$e^{-\frac{x}{\Delta}}$, где Δ — глубина проникновения, а x — расстояние до рассматриваемого элемента объема dV от поверхности цилиндра. По такому же закону убывает и плотность тока.

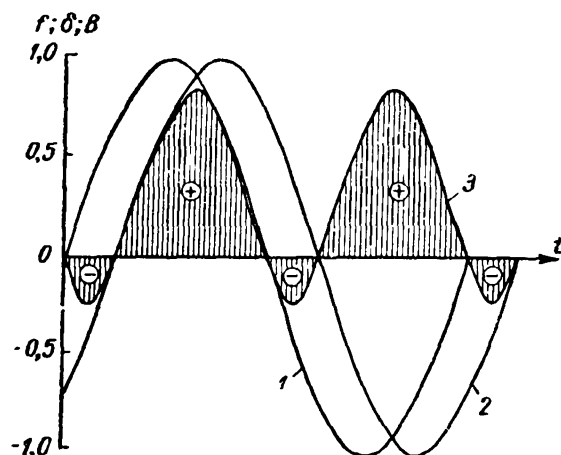


Рис. 37. Мгновенные значения плотности тока, индукции и удельной механической силы, действующей в элементе объема металла, нагреваемого индукционно. Амплитуды плотности тока и индукции приняты за единицу: 1 — плотность тока, 2 — вектор индукции; 3 — механическая сила.

Поэтому механическая сила убывает по закону $e^{-2\frac{x}{\Delta}}$.

Каждый элемент объема цилиндра испытывает действие такой силы. Но, кроме того, он взаимодействует с соседними элементами объема. Так, самый внешний элемент, лежащий на поверхности цилиндра, испытывает воздействие описанной выше силы и давит на следующий, более глубоко лежащий элемент. В этом следующем элементе к переданному давлению добавляется механическая сила и давление на следующий, более глубоко лежащий, элемент возрастает и т. д.

По мере приближения к оси цилиндра давление будет нарастать и на оси будет максимальным.

Это явление в индукционных плавильных печах приводит к энергичному перемешиванию металла и образованию мениска, выпуклого по оси печи. Действие механических сил используется также для поддержания расплавленного металла во взвешенном состоянии, для поддержания зоны расплава при зонной очистке полупроводников и в других случаях.

Рассмотренные выше явления лежат в основе индукционного нагрева металлов и других проводников. В частных конкретных случаях нагрева проводящих тел основную роль могут играть одни явления, в других случаях — другие. Задача сводится к правильному использованию в практике разобранных эффектов.

Рассмотрев электромагнитные процессы, протекающие в проводящих телах, помещенных в переменное магнитное поле, перейдем к процессам, протекающим в диэлектриках.

II. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО НАГРЕВА ДИЭЛЕКТРИКОВ

10. ДИЭЛЕКТРИКИ В СТАЦИОНАРНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

До сих пор мы имели дело с проводниками электрического тока и рассматривали электромагнитные процессы, происходящие при индукционном нагреве хороших проводников, какими являются металлы.

Но имеется ряд материалов, обладающих весьма малой электропроводностью. Эта группа материалов, называемых диэлектриками, также может нагреваться с помощью электромагнитного поля высокой частоты. Но физические явления, лежащие в основе нагрева диэлектриков, будут уже иными.

Диэлектрик может быть в газообразном, жидком или твердом состоянии. Газообразные и парообразные диэлектрики могут состоять из атомов или молекул одного и того же химического элемента, как, например, гелий, водород, кислород и т. д., или молекул, в состав которых входят атомы разных химических элементов, как, например, пары воды, эфиров, спиртов. Атомы первых являются нейтральными, во вторых молекулы газа составлены из разноименно заряженных ионов. Так, в парах соляной кислоты H^+Cl^- молекула состоит из положительно заряженного атома водорода и отрицательно заряженного атома хлора.

Молекула, состоящая из двух ионов, связанных друг с другом упругой ионной связью, может быть названа полярной.

Рассмотрим поведение газообразного диэлектрика в электрическом поле.

Пусть атом нейтрального газообразного диэлектрика находится между металлическими пластинами плоского

конденсатора, к которым приложена некоторая неизменная во времени разность потенциалов. Электрическое поле, возникшее между пластинами конденсатора, будет создавать механические силы, действующие на заряженные частицы.

Рассмотрим нейтральный атом водорода, находящийся между пластинами конденсатора и состоящий из положительно заряженного ядра и одного отрицательно заряженного электрона, движущегося вокруг ядра. При отсутствии внешнего электрического поля центр орбиты электрона совпадает с центром положительного ядра. И так как электрон в атоме диэлектрика движется с очень большой скоростью, то для нас атом представляется нейтральным. Во внешнем электрическом поле на частицы атома будут действовать механические силы. Ядро атома будет испытывать действие механической силы, направленной так же, как напряженность электрического поля, а электрон будет испытывать действие механической силы, направленной против напряженности электрического поля. В результате атом под действием этих сил будет деформирован. Центр орбиты электрона сместится по отношению к ядру, и такой деформированный атом будет подобен системе двух одинаковых электрических зарядов противоположного знака, связанных друг с другом какой-то упругой связью, но расположенных на некотором малом расстоянии (рис. 38, а).

Явление деформации атома под действием электрического поля называют *электронной* поляризацией.

В случае, если в атоме диэлектрика имеется несколько электронов, явление поляризации выглядит так же, как и при одном электроне. Атомы и в этом случае поляризуются.

В газообразных диэлектриках с полярными молекулами электроны ионов под действием электрического поля будут смещаться относительно ядер точно так же, как и в нейтральных атомах, т. е. будет иметь место электронная поляризация. Но, кроме того, электрическое поле при действии на полярную молекулу будет создавать пару сил, стремящихся повернуть молекулу и ориентировать ось ее по направлению напряженности электрического поля. Этому повороту будет препятствовать тепловое движение молекулы газа. Так как молекулы газа слабо связаны друг с другом, то ориентация их

при тепловом движении непрерывно изменяется. Но из всех возможных ориентаций молекулы ориентация по полю будет наиболее вероятной.

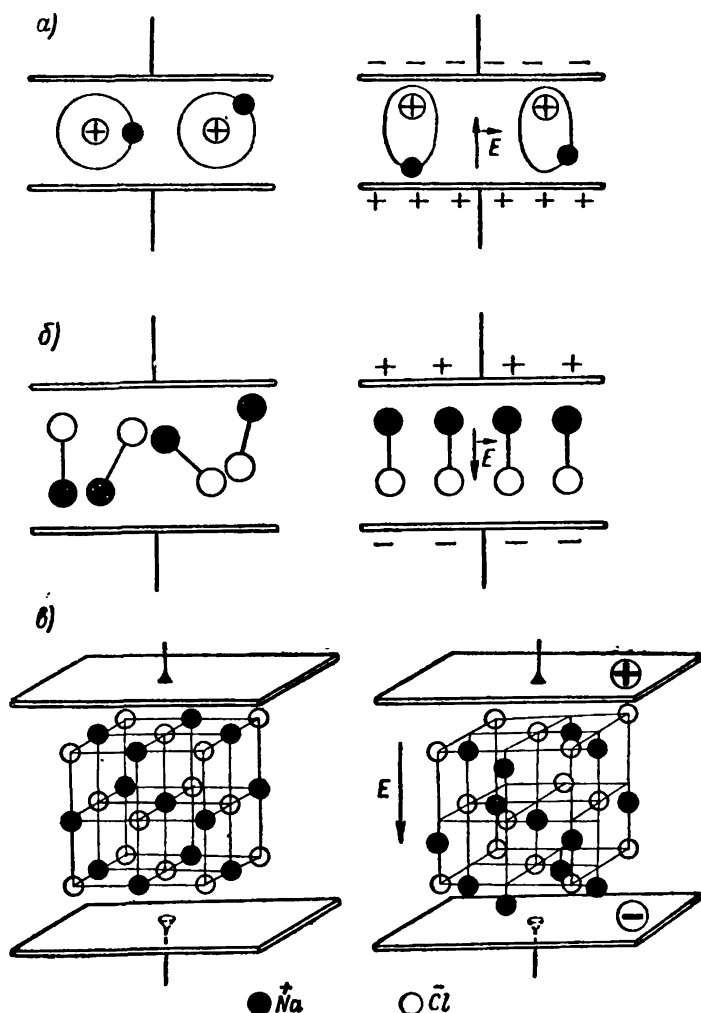


Рис. 38. Поляризация диэлектриков в электрическом поле конденсатора: *a* — электронная; *б* — дипольная; *в* — ионная (для Na^+Cl^-).

Явление поворота полярной молекулы под действием электрического поля носит название *дипольной* поляризации (рис. 38, б).

Жидкие диэлектрики могут быть диэлектриками с неполярными молекулами, и тогда поляризация их будет носить электронный характер, как и в случае газов с нейтральными атомами. К таким жидким диэлектри-

кам относятся минеральные и растительные масла, бензол, керосин, скипидар и т. д.

В жидкостях с полярными молекулами, кроме электронной, будет иметь место также *дипольная* поляризация, т. е. поворот полярных молекул под действием поля.

Твердые диэлектрики могут быть кристаллическими и аморфными. Кристаллический диэлектрик имеет правильную структурную решетку. Структурная решетка кристалла может быть составлена из ионов. При правильной структуре связи между ионами оказываются сильными. При воздействии электрического поля на ионы решетки сместятся: положительные — по направлению напряженности поля, отрицательные — против напряженности поля. Таким образом, вся решетка под действием электрического поля деформируется. Это явление называется *ионной* поляризацией.

В кристаллах с ионной решеткой кроме ионной поляризации будет иметь место также и электронная поляризация. Типичным случаем ионной поляризации является поляризация кристаллов каменной соли NaCl (рис. 38, в).

Твердые аморфные диэлектрики с ионными связями между частицами не имеют правильной структуры.¹ Так, в стекле, где основой является окись кремния SiO_2 , атом кремния связан с четырьмя атомами кислорода. В свою очередь, каждый атом кислорода связан с двумя атомами кремния. Такая связь дает плотную упаковку атомов. Но при введении в стекло окислов металлов, например натрия Na_2O , который обладает двумя связями, плотная упаковка будет нарушена.

Атом кислорода окисла натрия оказывается связанным одной связью с атомом кремния и одной связью с атомом натрия. Таким образом, в сложных по составу стеклах вокруг атома кремния всегда расположены четыре атома кислорода. Но в месте нахождения атома натрия, который отдал один электрон атому кислорода и превратился в положительный ион, стройный порядок нарушен. В месте нахождения иона натрия будет неплотная упаковка частиц.

¹ Аморфный — бесформенный, не имеющий правильной структуры.

При воздействии на стекло внешнего электрического поля ионы натрия, закрепленные лишь одной связью, т. е. несимметрично, могут благодаря неплотной упаковке совершать не только тепловые колебания, но и смещаться по направлению напряженности электрического поля. Смещение ионов аморфного диэлектрика под действием поля называют *структурной* поляризацией.

Кроме структурной поляризации, в аморфных диэлектриках этого типа имеет место также электронная и ионная поляризация.

Наконец, существуют кристаллы, в которых даже при отсутствии внешнего электрического поля имеются в некотором малом объеме поляризованные частицы, ориентированные одинаково. Внутри этого объема создается сильное электрическое поле, т. е. диэлектрик в этом малом объеме уже поляризован. Такой вид поляризации называют *самопроизвольной* поляризацией. Самопроизвольной поляризацией обладают вещества, носящие название сегнетоэлектриков [1].

При отсутствии внешнего электрического поля такой диэлектрик в целом нейтрален, так как области самопроизвольной поляризации ориентированы в самых разнообразных направлениях.

При воздействии поля во всех областях с самопроизвольной поляризацией, не совпадающей с направлением поля, происходит перестройка поляризованных частиц вдоль поля. Все тело в целом из нейтрального переходит в поляризованное состояние.

В сегнетоэлектриках кроме самопроизвольной имеют место также электронная и ионная поляризация.

Существуют твердые тела с более сложным механизмом поляризации, обладающие одновременно несколькими видами поляризации.

Таким образом, всякий диэлектрик во внешнем электрическом поле поляризуется, хотя механизм поляризации может быть различным.

Каковы же последствия этого явления?

При отсутствии какого-либо диэлектрика между пластинами плоского конденсатора напряженность электрического поля равна разности потенциалов между пластинами, деленной на расстояние между ними. При этом на пластинах будут находиться электрические заряды.

При введении между пластинами конденсатора диэлектрика последний поляризуется. При этом в любом маленьком объеме диэлектрика заряды частиц будут взаимно компенсироваться, так как число положительных зарядов будет равно числу отрицательных. Но на границе между диэлектриком и пластинами конденсатора мы обнаружим некомпенсированные заряды, связанные с молекулами диэлектрика.

Вблизи положительно заряженной пластины конденсатора из диэлектрика как бы выступают отрицательные заряды; связанные с ними положительные заряды диполей сместились в противоположную сторону. Точно так же вблизи отрицательно заряженной пластины конденсатора из диэлектрика будут выступать положительные заряды, так как отрицательные заряды диполей сместились от пластины конденсатора

Следовательно, вблизи пластин конденсатора появились некомпенсированные заряды, связанные с атомами и молекулами диэлектрика. Действие этих связанных зарядов сводится к тому, что они создают свое электрическое поле, напряженность которого направлена навстречу напряженности электрического поля, созданного зарядами пластин конденсатора

Поле, созданное зарядами пластин конденсатора, частично компенсируется полем связанных зарядов. Если конденсатор до внесения диэлектрика был заряжен от источника питания с каким-то напряжением, а затем источник питания был отключен, то при внесении диэлектрика в поле конденсатора электрические заряды на пластинах остаются неизменными. Связанные заряды ослабят поле. Результирующая напряженность электрического поля будет меньше. И поэтому разность потенциалов между пластинами конденсатора, равная произведению напряженности электрического поля на расстояние между пластинами, уменьшится.

Отношение напряженности электрического поля, созданного в вакууме зарядами, находящимися на пластинах конденсатора, к напряженности поля, созданного теми же зарядами при наличии диэлектрика, называют относительной диэлектрической проницаемостью и обозначают $\epsilon_{отн}$. Значения $\epsilon_{отн}$ для разных материалов обычно даются в справочниках. Диэлектрическая

проницаемость вещества в практической системе единиц равна

$$\epsilon = \epsilon_{отн} \epsilon_0,$$

где ϵ_0 — системная постоянная в практической системе единиц СИ равняется

$$\epsilon_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} \text{ ф/м.}$$

Произведение диэлектрической проницаемости на напряженность электрического поля называют *электрической индукцией* и обозначают $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$.

В случае, если при внесении диэлектрика в электрическое поле конденсатора источник питания остается подключенным к пластинам конденсатора, разность потенциалов между пластинами не изменяется.

Напряженность электрического поля также не меняется. Но при этом величина заряда на пластинах конденсатора возрастает, чтобы получить возможность компенсировать действие связанных зарядов диэлектрика. Иными словами, при внесении диэлектрика в электрическое поле конденсатора возрастает его электрическая емкость. Конденсатор принимает на себя больший электрический заряд.

11. ДИЭЛЕКТРИКИ В ПЕРЕМЕННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Выше было рассмотрено поведение диэлектрика, помещенного между пластинами конденсатора, в том случае, когда напряжение источника питания постоянно, т. е. не меняется во времени по величине и направлению.

Предположим теперь, что конденсатор питается от источника переменного тока. Возьмем вначале конденсатор с вакуумом между пластинами. Очевидно, что напряженность электрического поля будет максимальной в те моменты, когда разность потенциалов между пластинами конденсатора будет достигать наибольших значений независимо от знака.

При этом абсолютное значение электрических зарядов на противоположно заряженных пластинах в эти моменты будет также наибольшим. При уменьшении

разности потенциалов электрические заряды на пластинах также уменьшаются. Изменение зарядов на пластинах конденсатора сопровождается протеканием электрического тока по проводам, соединяющим источник питания с конденсатором.

В момент, когда разность потенциалов наибольшая, ток в проводах равен нулю, так как процесс заряда конденсатора закончился.

Наибольшей величины ток в проводах достигает в те моменты, когда разность потенциалов между пластинами, изменяя знак, проходит через нуль.

При периодическом изменении напряжения на зажимах источника питания ток в рассматриваемой схеме опережает разность потенциалов на пластинах конденсатора на четверть периода, т. е. на одну четвертую часть времени одного полного колебания.

Ток, который проходит в проводах, соединяющих пластины конденсатора с источником питания, носит название тока проводимости и представляет собой движение электронов в проводах.

Рассматриваемая электрическая цепь для тока проводимости будет разорвана, так как ток не может пройти через промежуток между пластинами конденсатора; свободные электроны не покидают металл. Электрическое поле между пластинами конденсатора изменяется непрерывно во времени. Магнитное поле создается не только токами проводимости, протекающими по проводам, но и изменением во времени электрического поля в конденсаторе. При этом напряженность магнитного поля достигает наибольших значений в моменты, совпадающие с наибольшими значениями тока в проводах. В эти моменты напряженность электрического поля между пластинами конденсатора проходит через нуль, и скорость изменения электрического поля будет наибольшей.

Изменение во времени электрического поля в конденсаторе по своему действию в смысле создания магнитного поля подобно действию токов проводимости. Это изменение во времени электрического поля называют *током смещения*.

Ток смещения, изменяясь во времени, проходит через наибольшие значения в те же моменты времени, что и ток проводимости в проводах. *И направление тока*

смещения в любой момент совпадает с направлением тока проводимости. В любой момент времени ток смещения равен току проводимости, т. е. ток смещения является как бы продолжением тока проводимости, и цепь тока становится замкнутой.

Электрический ток непрерывен. Ток смещения, как и ток проводимости, опережает на четверть периода напряженность электрического поля между пластинами конденсатора.

Итак, мы рассмотрели явления протекания тока в электрической цепи, содержащей конденсатор, питаемый от источника переменного напряжения, в случае, когда между пластинами конденсатора находится вакуум.

Далее при тех же напряжениях на конденсаторе введем между его пластинами диэлектрик, не обладающий электрической проводимостью. Под действием электрического поля диэлектрик поляризуется.

Так как электрическое поле непрерывно меняется во времени, то и поляризация будет переменной. Диэлектрик будет поляризоваться то в одном, то в другом направлении, совпадающем с направлением напряженности электрического поля.

При переменной поляризации размещение заряженных частиц диэлектрика непрерывно меняется. В диэлектрике будет происходить непрерывное движение, вернее, смещение заряженных частиц, входящих в атомы и молекулы вещества. Это движение будет представлять собой также электрический ток, называемый *током поляризации*. Наибольшего значения ток поляризации достигает в моменты, когда диполи меняют ориентацию на обратную, и ток равен нулю, когда поляризация достигает наибольшего значения.

Таким образом, кроме тока смещения, существовавшего в вакууме, при наличии диэлектрика будет существовать еще ток поляризации.

Ток поляризации, так же как и ток смещения, достигает наибольших значений в те моменты, когда напряженность электрического поля проходит через нуль. При этом токи опережают разность потенциалов между пластинами конденсатора на четверть периода.

Сумма этих токов, т. е. тока смещения и тока поляризации, носит название *полного тока смещения*. Для

простоты будем в дальнейшем называть его просто **током смещения**.

При внесении диэлектрика в конденсатор ток проводимости, протекающий в проводах, возрастет и станет равен полному току смещения, т. е. ток смещения в этом случае, как и в случае отсутствия диэлектрика, является как бы продолжением тока проводимости, протекающего в проводах, и цепь тока становится замкнутой. При этом ток в цепи опережает разность потенциалов на пластинах конденсатора на четверть периода.

Так обстояло бы дело с переменной поляризацией диэлектрика в случае, если смещение заряженных частиц диэлектрика проходило бы легко, без какого-либо «трения» или сопротивления. Однако в реальных диэлектриках атомы и молекулы взаимодействуют друг с другом, взаимодействуют также и частицы, входящие в состав молекул и атомов, так как они связаны внутримолекулярными, внутриатомными силами.

Поэтому движение частиц в диэлектрике происходит с некоторым трением, и электрическое поле, созданное источником питания, должно затратить энергию на его преодоление. Рассмотрим поведение реального диэлектрика в переменном электрическом поле.

12. НАГРЕВ ДИЭЛЕКТРИКОВ В ПЕРЕМЕННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

При внесении диэлектрика в переменное электрическое поле его поляризация будет изменяться с частотой поля.

В случае электронной и ионной поляризации смещение частиц при обычно применяемых частотах радиодиапазона происходит практически безынерционно — упруго.¹ Выделение тепла в диэлектрике не происходит, так как энергия на смещение частиц не затрачивается.

При дипольной, структурной и самопроизвольной поляризациях изменение поляризации происходит с трением частиц. На преодоление трения расходуется энергия, вызывающая нагрев диэлектрика. При наличии трения поляризация отстает по времени от электрического

¹ При электронной поляризации безынерционность наблюдается до частот светового диапазона 10^{14} гц; при ионной — до частот порядка 10^{12} гц.

поля, т. е. в момент, когда напряженность электрического поля достигает наибольшего значения, диэлектрик еще не полностью поляризован. Максимум поляризации наступит в момент времени, когда напряженность электрического поля будет убывать. И чем больше трение в диэлектрике, тем больше запаздывание поляризации.

В диэлектрике, в котором это трение отсутствует, ток смещения опережает напряженность электрического поля на четверть периода его изменения или при делении периода на 360° на угол 90° . Поэтому говорят, что угол сдвига между током смещения и напряженностью электрического поля равен 90° .

При наличии запаздывания поляризации по отношению к напряженности электрического поля ток поляризации, определяющийся скоростью изменения поляризации, будет опережать напряженность электрического поля не на 90° , а на меньший угол. Полный ток смещения, следовательно, также будет опережать напряженность электрического поля на угол меньший, чем 90° . Очевидно, что при этом ток, идущий от источника питания, также будет опережать во времени разность потенциалов между пластинами конденсатора на угол, меньший 90° .

Так как значение тока смещения определяется скоростью изменения электрического поля во времени, то плотность тока смещения пропорциональна частоте изменений электрического поля. Плотность тока смещения пропорциональна также напряженности электрического поля и зависит от свойств диэлектрика.

Действующее значение плотности тока смещения определяется следующим соотношением:

$$\delta_c = \omega \epsilon E \text{ а/м}^2, \quad (10)$$

где $\omega = 2\pi f$ (f — частота изменений электрического поля), $гц$;

ϵ — диэлектрическая проницаемость вещества, $ф/м$;

E — действующее значение напряженности электрического поля, $в/м$.

Выше было сказано, что наличие внутреннего трения в диэлектрике приводит к выделению в нем тепловой энергии. Эта энергия передается диэлектрику электромагнитным полем.

Так как переданная в единицу времени энергия определяется произведением тока на напряжение и на косинус угла сдвига между током и напряжением, то в нашем случае энергию, выделяемую в единице объема диэлектрика в единицу времени, можно представить следующим выражением

$$p = \delta_c E \cos \varphi \text{ вт/м}^3, \quad (11)$$

где δ_c — плотность тока смещения, а/м^2 ;

E — напряженность электрического поля, в/м ;

φ — угол, на который ток смещения опережает напряженность электрического поля. Угол φ в реальных диэлектриках всегда меньше 90° .

Если в приведенной формуле заменить плотность тока смещения ее выражением из формулы (10), то энергия, выделенная в единицу времени в единице объема, может быть представлена такой формулой

$$p = \omega \varepsilon E^2 \cos \varphi \text{ вт/м}^3, \quad (12)$$

где $\omega = 2\pi f$ (f — частота тока), гц ;

ε — диэлектрическая проницаемость вещества, ф/м ;

E — действующее значение напряженности электрического поля, в/м ;

φ — угол, на который ток смещения опережает напряженность электрического поля.

Угол, равный разности между 90° и углом φ , будем называть углом поглощения энергии¹. Величина этого угла зависит от запаздывания поляризации диэлектрика по отношению к напряженности электрического поля. При отсутствии трения в диэлектрике, т. е. при отсутствии выделения в нем тепловой энергии, этот угол равен нулю. Чем больше трение, тем больше запаздывание поляризации по отношению к напряженности электрического поля, тем больше энергия, выделяющаяся в виде тепла в диэлектрике, и тем больше угол поглощения энергии.

Обозначим этот угол через δ . Тогда

$$\cos \varphi = \sin \delta.$$

¹ При рассмотрении диэлектриков с точки зрения их изоляционных свойств этот угол называют углом потерь. При высокочастотном нагреве энергия, выделяемая в диэлектриках, не является потерями, а является полезной.

При малых углах $\sin \delta \approx \operatorname{tg} \delta$,

поэтому энергию, выделяемую в единице объема в единицу времени, можно представить еще и в такой форме

$$p = 2\pi f \epsilon \operatorname{tg} \delta E^2 \text{ вт/м}^3, \quad (13)$$

где f — частота тока, гц;

ϵ — диэлектрическая проницаемость вещества, ф/м;

δ — угол поглощения энергии;

E — действующее значение напряженности электрического поля, в/м.

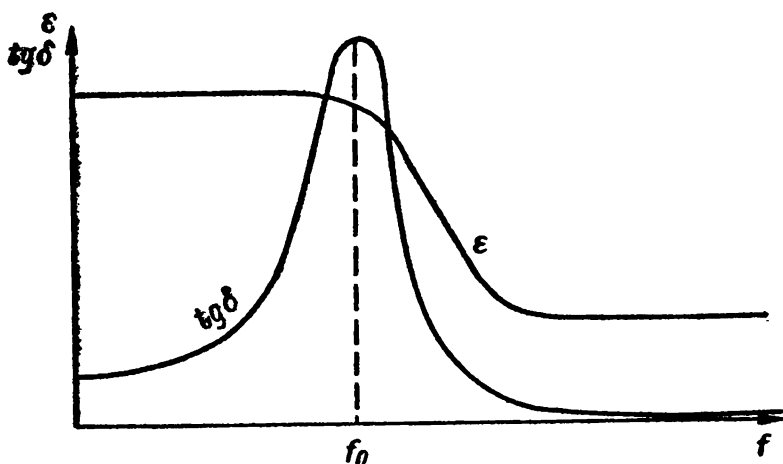


Рис. 39. Зависимость диэлектрической проницаемости ϵ и тангенса угла поглощения энергии $\operatorname{tg} \delta$ от частоты f :

f_0 — частота, соответствующая наибольшему поглощению.

Таким образом, количество выделенной энергии зависит от частоты изменения электрического поля, от квадрата напряженности электрического поля и от свойств диэлектрика, характеризующихся величиной диэлектрической проницаемости и углом поглощения энергии.

Произведение диэлектрической проницаемости ϵ на тангенс угла $\operatorname{tg} \delta$ называют *фактором поглощения энергии*. Фактор поглощения энергии для данного диэлектрика не является величиной постоянной, а зависит от частоты изменений напряженности электрического поля.

Рассмотрим зависимость диэлектрической проницаемости и тангенса угла δ от частоты тока для диэлектрика с дипольной поляризацией (рис. 39).

При низких частотах, когда изменения поля столь медленны, что диполи диэлектрика почти не отстают при изменении их ориентации от изменений поля, энергия, поглощаемая диэлектриком, мала, и угол поглощения энергии мал.

При этом значение диэлектрической проницаемости вещества не отличается от значения ее, определенного в постоянном электрическом поле.

С ростом частоты возрастают скорости поворота диполей и сопротивление повороту диполей, т. е. как бы возрастает трение. Поляризация начинает отставать во времени от напряженности электрического поля. Появляется поглощение энергии диэлектриком, проявляющееся в выделении тепла. Угол поглощения энергии растет.

Так идет процесс до некоторой частоты, при которой тангенс угла δ достигает наибольшего значения. При дальнейшем росте частоты диполи вещества уже не успевают совершить полный поворот вслед за изменением поля. Поляризация вещества при тех же напряжениях электрического поля, что и ранее, ослабляется, т. е. диэлектрическая проницаемость уменьшается. Уменьшается при этом и угол поглощения энергии.

Таким образом, для данного диэлектрика существует частота, дающая наибольшее значение фактора поглощения энергии. В ряде диэлектриков наблюдается несколько максимумов тангенса для угла δ при различных частотах, что связано с наличием различных типов поляризации.

13. НАГРЕВ ДИЭЛЕКТРИКОВ, ОБЛАДАЮЩИХ ПРОВОДИМОСТЬЮ В ПЕРЕМЕННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

В практике высокочастотного нагрева часто приходится иметь дело с материалами, которые наряду со свойствами диэлектрика частично обладают и свойствами проводника, т. е. имеют некоторую проводимость.

Рассмотрим энергию, выделяющуюся в таких материалах, помещенных в переменное электрическое поле.

Материал обладает свойствами и диэлектрика, и проводника. Электропроводность его может быть элек-

тронной, т. е. обусловленной движением свободных электронов, так же как и в хороших проводниках-металлах, или ионной, когда ток проводимости обусловлен движением ионов — атомов вещества, имеющих положительный или отрицательный заряд.

При помещении материала в электрическое поле конденсатора кроме токов смещения, протекающих точно так же, как и в диэлектрике, не обладающем электро-

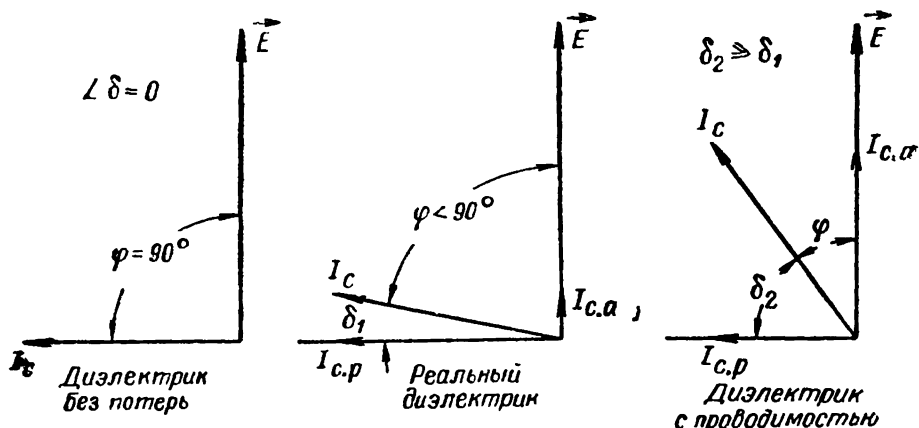


Рис. 40. Угол поглощения энергии в диэлектриках:

I_c — ток смещения; $I_{c.p}$ — реактивная составляющая тока; $I_{c.a}$ — активная составляющая тока; E — напряженность электрического поля; δ_1 — угол поглощения энергии в диэлектрике с поглощением; δ_2 — угол поглощения в диэлектрике с проводимостью; φ — угол между током смещения и напряженностью электрического поля.

проводностью, в нем возникает еще ток проводимости. Этот ток проводимости совпадает во времени с напряженностью электрического поля.

Ток в материале, являющийся геометрической суммой тока смещения и тока проводимости, будет опережать напряженность электрического поля на угол меньший чем 90° . Величина этого угла, очевидно, определяется свойствами вещества. Тепловая энергия, выделяющаяся в единице объема, будет также обусловлена и током смещения и током проводимости.

Ток можно разложить на две составляющие. Одна из них, называемая активной, совпадает с напряженностью электрического поля, а вторая, называемая реактивной, опережает на 90° напряженность электрического поля.

Угол между реактивной составляющей силы тока $I_{c.p}$ и полным током I_c так же, как и в случае диэлектриков,

называют углом поглощения энергии. В диэлектриках, обладающих проводимостью, этот угол значительно больше, чем в диэлектриках, не обладающих проводимостью (рис. 40).

Таким образом, нагрев диэлектриков с проводимостью в переменном электрическом поле обусловлен выделением тепла от тока проводимости и поглощением энергии вследствие поляризации.

14. НАГРЕВ ДИЭЛЕКТРИКОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНОЙ

При нагреве индуктированными токами металлов, являющихся хорошими проводниками, использовалось магнитное поле, созданное токами проводимости, протекающими по виткам катушки.

Причиной нагрева металла было изменение во времени магнитного поля. При нагреве диэлектриков в переменном электрическом поле конденсатора причиной нагрева являлось изменение во времени электрического поля.

В действительности нагрев производился единым электромагнитным полем, являвшимся носителем энергии. В отдельных случаях основную роль играла какая-либо одна из составляющих электромагнитного поля. Однако нагрев тел можно вести также с помощью электромагнитной волны.

Что же представляет собой электромагнитная волна?

В электромагнитной волне, распространяющейся в вакууме, одновременно существуют и магнитное и электрическое поля. Изменение во времени одной из составляющих обуславливает появление другой.

В любой точке пространства напряженность электрического поля ориентирована перпендикулярно напряженности магнитного поля. В электромагнитной волне электрическое и магнитное поля непрерывно изменяются во времени.

Мгновенное распределение полей в пространстве неравномерно.

Станем лицом к радиотехнической антенне, излучающей электромагнитную энергию. Если представить электрическое и магнитное поля в виде стрелок, изображающих их напряженности, то увидим следующую

картину. В какой-то момент времени на воображаемом прозрачном экране перед нашими глазами появятся две маленькие стрелки, перпендикулярные друг другу. Одна из них, расположенная вертикально острием вверх, — напряженность электрического поля. Вторая стрелка, расположенная горизонтально и острием направленная влево от нас, — напряженность магнитного поля. В следующие моменты времени обе стрелки увеличатся, достигнув некоторых наибольших значений и затем начнут убывать, дойдут до нуля, изменят направления на противоположные, снова увеличатся и т. д. Так происходит изменение напряженностей поля во времени в фиксированной точке пространства.

Но если зафиксировать момент времени и рассматривать электромагнитное поле в различных точках на оси, перпендикулярной экрану, то значения напряженностей будут неодинаковы. Можно представить ряд точек, где напряженности полей равны нулю, ряд точек, имеющих наибольшие значения напряженностей и т. д., т. е. в пространстве в каждый момент времени распределение электрического и магнитного полей представляет собой две волны, расположенные в двух взаимно перпендикулярных плоскостях. Расстояние между двумя точками пространства, в которых напряженность электрического (или магнитного) поля имеет амплитудное значение и одинаково направлена, называют длиной волны. При одновременном изменении поля во времени и пространстве электромагнитная волна движется от антенны со скоростью света. Амплитуды напряженностей поля продвигаются в направлении распространения волны на расстояние, равное одной длине волны, за один период электромагнитных колебаний, происходящих в источнике питания, каковым в данном случае является антенна. Уходя, электромагнитная волна теряет связь с создавшим ее источником.

Энергия, запасенная в электрическом и магнитном полях волны, т. е. электромагнитная энергия, при распространении волны в вакууме (рис. 41) не вернется к своему источнику. Она движется в направлении распространения волны со скоростью света.

Электромагнитную волну можно направить по медной трубке круглого или прямоугольного сечения, называемой волноводом.

Что же произойдет в том случае, если электромагнитную волну направить на какое-либо тело?

Возьмем тело из материала с бесконечно большой удельной электропроводностью. При падении электромагнитной волны на поверхность тела в нем появятся токи, вызванные электрическим полем волны. Эти токи, изменяясь с частотой, равной частоте электромагнитных колебаний, вызовут *отраженную электромагнитную волну*, которая будет распространяться со скоростью света в направлении, противоположном направлению падающей волны. При этом интенсивность отраженной волны будет такой же, как и волны падающей.

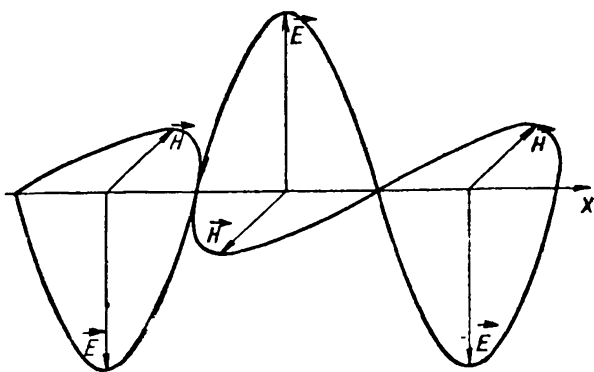


Рис. 41. Магнитное и электрическое поля, одновременно существующие в электромагнитной волне:

\vec{E} — напряженность электрического поля; \vec{H} — напряженность магнитного поля.

Вся энергия падающей волны полностью отразится и в тело не проникнет.

Электрическое и магнитное поля падающей и отраженной волн, складываясь, образуют *стоячую волну* (рис. 42).

Стоячая волна характерна тем, что в некоторых точках пространства, находящихся друг от друга на расстоянии, равном половине длины волны, напряженность электрического поля в любой момент времени равна нулю. Напряженность же магнитного поля в этих точках пульсирует, изменяясь во времени от наибольшего значения в одном направлении до наибольшего значения в другом. Эти точки пространства называют *пучностями магнитного поля* или *узлами электрического поля*.

В точках, находящихся на расстоянии четверти длины волны от пучностей магнитного поля, напряженность магнитного поля будет в любой момент времени равна нулю, а напряженность электрического поля будет пульсировать, меняя свое значение в наибольших пределах в двух противоположных направлениях. Это

будут места пучностей электрического поля и узлов магнитного поля.

В этом случае электрическое и магнитное поля, ориентированные в пространстве в двух взаимно перпендикулярных плоскостях, изменяются во времени так, что в моменты, когда электрическое поле во всех точках пространства достигает наибольших значений, магнитное поле во всех точках равно нулю. В моменты наи-

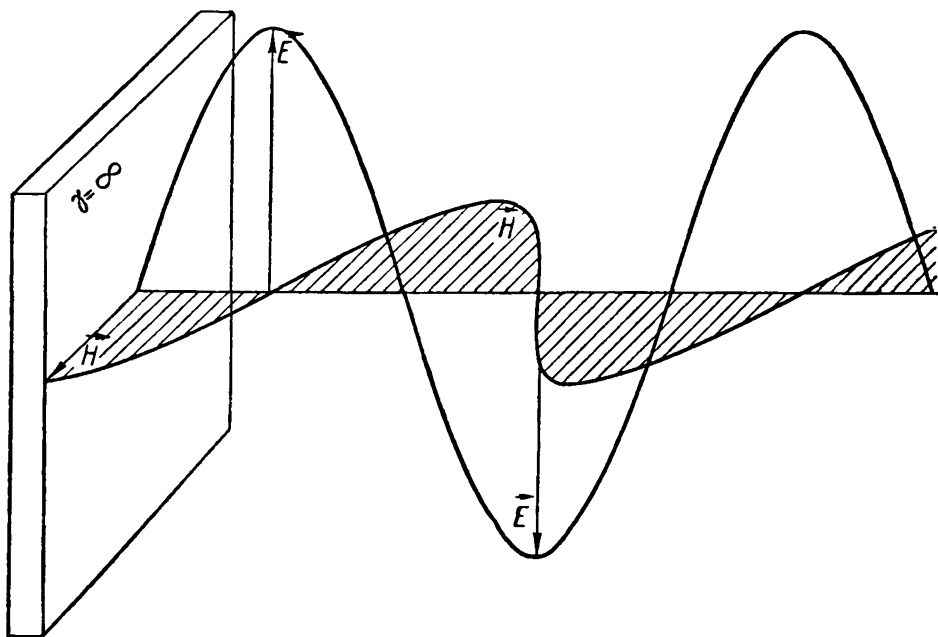


Рис. 42. Образование стоячей волны при отражении электромагнитной волны от поверхности сверхпроводника.

больших значений магнитного поля электрическое поле проходит через нуль, т. е. во времени электрическое и магнитное поля сдвинуты по фазе друг относительно друга на четверть периода колебаний.

Итак, при падении электромагнитной волны на поверхность тела с бесконечно большой проводимостью, волна полностью отражается с образованием стоячей волны (рис. 42). Энергия волны также полностью отражается и в проводник не проникает.

Посмотрим, что произойдет, если электромагнитная волна будет падать на поверхность проводника, обладающего конечной проводимостью.

Под действием электромагнитного поля волны, проникающего в проводник, в нем возникнут токи проводи-

мости, обусловленные движением свободных электронов в металле. Эти токи вызовут появление отраженной волны. Но эта отраженная волна будет менее интенсивной, чем волна падающая. Падающая волна отразится лишь частично, а частично пройдет внутрь металла. Проникающая в металл волна будет затухать по мере углубления в него, так как энергия электромагнитной волны превращается в тепловую энергию, что вызвано протеканием токов проводимости в металле.

Затухание волны характеризуется глубиной проникновения [см. формулу (3)]. Скорость распространения волны в металле, а следовательно, и длина волны очень отличаются от тех же величин в воздухе или в вакууме. Так, если электромагнитная волна имела в воздухе длину 1000 м или частоту колебаний $f = 300\,000$ гц, то глубина проникновения ее в медь будет всего лишь 0,12 мм, а длина волны в меди $\lambda = 2\pi \cdot 0,12 = 0,755$ мм.

При одинаковой частоте колебаний скорости распространения волны в металле и в воздухе различны. Отношение этих скоростей равно отношению соответствующих длин волн. Поэтому в нашем примере скорость распространения волны, проникшей в металл, будет всего лишь 226 м/сек, тогда как в воздухе скорость распространения волн равна скорости света, т. е. $3 \cdot 10^8$ м/сек.

Можно ли с помощью электромагнитной волны нагреть металл? Выше было показано, что в сверхпроводник волна не проникает, а значит, и энергия в проводник не поступает. Следовательно, никакой нагрев сверхпроводника не может иметь места.

Если рассматривать явления в реальном металле, то окажется, что в металл проникает лишь малая доля энергии. Например, для меди она будет исчисляться долями процента. Для других металлов коэффициент отражения, дающий отношение энергии отраженной волны к энергии падающей волны, также весьма близок к единице. Таким образом, нагревать металл с помощью электромагнитных волн трудно.

Посмотрим, что будет происходить при падении электромагнитной волны на поверхность идеального диэлектрика, такого, который совершенно не обладает электропроводностью и в котором нет выделения тепла при его поляризации.

При падении на поверхность такого диэлектрика электромагнитной волны из воздуха часть энергии также отразится, так как возникающие в диэлектрике под действием волны токи смещения вызовут отраженную волну.

Доля отраженной энергии по отношению к энергии падающей волны определится выражением

$$\left(\frac{1-n}{1+n} \right)^2, \quad (14)$$

где n — коэффициент преломления диэлектрика;

$$n = \sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon_0}} = \sqrt{\epsilon_{отн}},$$

где ϵ — диэлектрическая проницаемость диэлектрика;

$\epsilon_{отн}$ — относительная диэлектрическая проницаемость.

Если применить эти соотношения к диэлектрику с относительной диэлектрической проницаемостью $\epsilon_{отн}=4$ или с коэффициентом преломления $n=2$, то отразится лишь одна девятая часть энергии, так как

$$\left(\frac{1-2}{1+2} \right)^2 = \frac{1}{9}.$$

Восемь девятых энергии падающей волны пройдет в диэлектрик и будет в нем распространяться без какого-либо затухания, так как не будет происходить расходования энергии волны вследствие полного отсутствия электропроводности и трения между диполями при их поляризации.

Скорость распространения и длина волны в диэлектрике будут меньше, чем в воздухе.

При падении электромагнитной волны на диэлектрик с потерями часть волны также будет отражена, часть же проникнет в диэлектрик. Под действием электромагнитной волны в диэлектрике будет происходить переменная поляризация и могут протекать токи проводимости (рис. 43), вследствие чего произойдет выделение тепла. Энергия волны по мере проникновения в диэлектрик будет переходить в тепловую.

Электромагнитная волна будет затухать. Глубина проникновения волны в диэлектрик, характеризующая затухание, для диэлектрика, обладающего удельной электропроводностью γ , диэлектрической проницаемо-

стью ϵ и магнитной проницаемостью μ , определяется в практической системе единиц по следующей формуле

$$\Delta = \frac{1}{\omega \sqrt{\frac{\mu}{2} \left\{ \sqrt{\left(\frac{\gamma}{\omega}\right)^2 + \epsilon^2} - \epsilon \right\}}} \text{ м}, \quad (15)$$

где $\omega = 2\pi f$ (f — частота колебаний, гц);

μ — магнитная проницаемость вещества, гн/м;

γ — удельная электропроводность, $\frac{1}{\text{ом} \cdot \text{м}}$;

ϵ — диэлектрическая проницаемость вещества, ф/м.

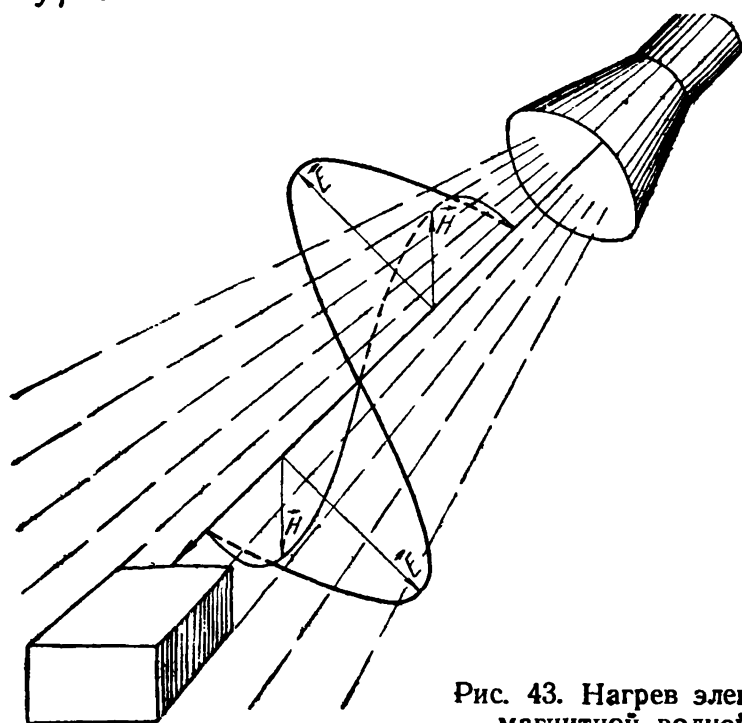


Рис. 43. Нагрев электромагнитной волной.

Глубина проникновения волны в реальные диэлектрики гораздо больше глубины ее проникновения в металлы. Если в металлах глубина проникновения исчислялась миллиметрами и даже десятыми долями миллиметра, то в диэлектриках при использовании метрового диапазона длин волн она будет составлять единицы и даже десятки метров, т. е. волна в диэлектриках затухает медленно. Практически равномерный нагрев диэлектриков электромагнитной волной возможен при

достаточно больших длинах волн по отношению к размерам нагреваемых тел. Обычно достаточно, чтобы длина волны в диэлектрике в 2—3 раза превышала размеры нагреваемого тела.

Возможен также нагрев диэлектриков в стоячей электромагнитной волне, описанной выше. При этом следует учитывать, что наиболее сильный нагрев для диэлектриков, обладающих малой проводимостью, будет происходить в местах пучностей электрического поля. В тех случаях, когда длина стоячей волны велика по сравнению с размерами нагреваемого тела, его следует помещать в места пучностей электрического поля. Нагрев диэлектриков с относительно большой проводимостью будет наибольшим при помещении их в места пучностей магнитного поля.

В ряде случаев свойства вещества в процессе нагрева изменяются. Так, например, стекло в начале процесса нагрева обладает весьма малой электропроводностью и ведет себя как диэлектрик. Нагрев его в этот момент возможен лишь за счет потерь от поляризации и, в весьма слабой степени, за счет токов проводимости. По мере нагрева электропроводность стекла возрастает, и оно становится довольно хорошим проводником.

В этом состоянии нагрев стекла можно вести индукционным методом, используя магнитное поле. В таких случаях при нагреве в стоячей волне можно начинать нагрев в пучности электрического поля, а заканчивать его в пучности магнитного, перемещая нагреваемое тело из одной пучности в другую.

Говоря о нагреве диэлектриков в стоячей волне, нужно иметь в виду, что волна при внесении в нее диэлектрика изменится и не будет чисто стоячей.

В стоячей волне, которая получается при отражении от поверхности идеального проводника, нет направленного движения энергии, т. е. энергия не может быть передана из одного места в другое на достаточно большое расстояние. В такой волне имеет место лишь местное движение энергии: от пучностей магнитного поля к пучностям электрического, и наоборот. При внесении же нагреваемого тела в стоячую волну в последней появляется бегущая составляющая, которая переносит энергию от источника к нагреваемому телу.

Мы рассмотрели наиболее важные и часто встречающиеся случаи нагрева материалов в электромагнитном поле высокой частоты.

Изложить все подробности происходящих при этом явлений в столь малой брошюре невозможно. Однако и сказанного достаточно для того, чтобы читатель мог сознательно использовать токи высокой частоты в различных случаях нагрева.

По мере возникновения вопросов, требующих более детального рассмотрения, читателю следует перейти к систематическому изучению высокочастотной электротехники и теории поля по литературе, список которой мы приводим ниже.

ЛИТЕРАТУРА

1. Богородицкий Н. П., Пасынков В. В. и Таресв Б. М. Электротехнические материалы. М.—Л., Госэнергоиздат, 1963. 528 с.
 2. Вологдин В. П. Поверхностная индукционная закалка. М., Оборонгиз. 290 с.
 3. Калантаров П. Л. и Нейман Л. Р. Теоретические основы электротехники. М.—Л., Госэнергоиздат, 1951. 464 с.
 4. Кудин В. Н., Нетушил А. В., Парини Е. Б. и др. Высокочастотный нагрев диэлектриков и полупроводников. Госэнергоиздат, М.—Л., 1959. 480 с.
 5. Разоренов Г. О распространении тепла при нагревании стального тела индукционным током.— ЖТФ, Т. 2, 1939, № 10, с. 901—913.
-

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Введение	5
I. Физические основы индукционного нагрева проводящих тел	7
1. Основные представления из области электрических и магнитных явлений	—
2. Прохождение тока по проводникам	12
3. Взаимное влияние проводников с переменным током	18
4. Поверхностный эффект в проводниках при наличии магнитной цепи	24
5. Проводящие тела в переменном магнитном поле	27
6. Свойства материала проводящих тел	36
7. Теплопередача при индукционном нагреве	39
8. Электромагнитное поле в проводящих ферромагнитных телах при непостоянстве удельной электропроводности и магнитной проницаемости	47
9. Механические силы при высокочастотном нагреве проводящих тел	52
II. Физические основы высокочастотного нагрева диэлектриков	56
10. Диэлектрики в стационарном электрическом поле	—
11. Диэлектрики в переменном электрическом поле	62
12. Нагрев диэлектриков в переменном электрическом поле	65
13. Нагрев диэлектриков, обладающих проводимостью в переменном электрическом поле	69
14. Нагрев диэлектриков электромагнитной волной	71
Литература	79

Редактор издательства *Г. Г. Степанова*
 Обложка художника *Я. В. Таубвурцеля*
 Технический редактор *Т. П. Малашкина* Корректор *Э. А. Мирошницина*

Сдано в производство 27/VIII 1964 г. Подписано к печати 20/I 1965 г. М-2052
 Формат бумаги 84 × 108/12. Печ. листов 4,1. Уч.-изд. листов 3
 Темплін 19.5 г. № 253. Тираж 4500 экз. Цена 13 к. Зак. 2/765

Ленинградская типография № 6 Главполиграфпрома
 Государственного комитета Совета Министров СССР по печати
 Ленинград, ул. Салтыкова-Щедрина, 54

**ИЗДАТЕЛЬСТВО
«МАШИНОСТРОЕНИЕ»**

**БИБЛИОТЕЧКА
ВЫСОКОЧАСТОТНИКА-ТЕРМИСТА**

ПЕРЕЧЕНЬ ВЫПУСКОВ

1. А. А. ФОГЕЛЬ. Промышленное применение токов высокой частоты.
 2. Н. П. ГЛУХАНОВ. Физические основы высокочастотного нагрева.
 3. Г. Ф. ГОЛОВИН, А. Д. ДЕМИЧЕВ и С. В. ШАШКИН. Высокочастотная закалка.
 4. Г. Ф. ГОЛОВИН и Н. В. ЗИМИН. Термическая обработка при индукционном нагреве.
 5. Е. П. ЕВАНГУЛОВА. Контроль качества поверхностей закалки.
 6. А. Е. СЛУХОЦКИЙ. Индукторы.
 7. Вс. В. ВОЛОГДИН. Трансформаторы для высокочастотного нагрева.
 8. М. А. СПИЦЫН. Машинные генераторы для высокочастотного нагрева.
 9. А. С. ВАСИЛЬЕВ. Ламповые генераторы для высокочастотного нагрева.
 10. А. Н. ШАМОВ. Питание высокочастотных нагревательных устройств от машинных генераторов.
 11. В. Н. БОГДАНОВ. Высокочастотная сварка металлов.
 12. В. Н. БОГДАНОВ и С. Е. РЫСКИН. Применение сквозного индукционного нагрева в промышленности.
 13. Вл. В. ВОЛОГДИН. Пайка при индукционном нагреве.
 14. А. А. ШЕКАЛОВ, Я. И. ШТРЕЙС и Б. В. БЛИНОВ. Плавка в малых индукционных печах.
 15. Н. Л. БРИЦЫН. Нагрев в электрическом поле высокой частоты.
 16. П. М. СУДАКОВ. Приборы и измерения при высокочастотном нагреве.
 17. А. В. БАМУНЭР. Автоматическое регулирование процессов высокочастотного нагрева.
-