

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»

**ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНАЯ
СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ. ТЛЕЮЩИЙ РАЗРЯД.
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ**

Лабораторный практикум

Под редакцией В. Ф. Федорова

Издание 3-е, исправленное и дополненное

Москва 2010

УДК 538.945:536.45 (076.5)
ББК 22.36я7
Л 12

Высокотемпературная сверхпроводимость. Тлеющий разряд. Электромагнитные явления: Лабораторный практикум. Учебно-методическое пособие / Под ред. В.Ф. Федорова. Изд. 3-е, испр. и доп. М.: НИЯУ МИФИ, 2010. 52 с.

Авторы: Е. Н. Аксенова, А. А. Синченко, С. Г. Рубин, А. Г. Терекиди, А. Б. Хмелинин (работа 17), В. И. Гервидс, А. Н. Долгов (работа 18), К. А. Липатов, В. Д. Попов, В. Ф. Федоров (работа 19), Е. П. Потанин, В. В. Светозаров, В. Ф. Федоров (работа 20)

Содержит описание работ, посвященных изучению высокотемпературной сверхпроводимости, свойств плазмы тлеющего разряда и электродинамических процессов.

Предназначен для студентов, изучающих курс общей физики по программе МИФИ в третьем семестре.

Рецензент д-р физ.-мат. наук, проф. Е.Д. Жижин

Рекомендовано к изданию редсоветом НИЯУ МИФИ

© *Московский государственный инженерно-физический институт (технический университет), 2000*

© *Московский инженерно-физический институт (государственный университет), 2005*

ISBN 978-5-7262-1288-3

© *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», 2010*

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Работа 17.</i> ИЗУЧЕНИЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ.....	4
<i>Работа 18.</i> ИЗУЧЕНИЕ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА	12
<i>Работа 19.</i> ВИХРЕВОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ И СКИН-ЭФФЕКТ	35
<i>Работа 20.</i> ИЗУЧЕНИЕ ЦЕПИ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЕЕ ПАРАМЕТРОВ	43

Работа 17

ИЗУЧЕНИЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ

Цель: определение температурной зависимости сопротивления высокотемпературного сверхпроводника и его критической температуры.

ВВЕДЕНИЕ

В 1911 г., исследуя поведение электросопротивления ртути при низких температурах, Камерлинг-Оннес открыл необычное явление: при температуре, близкой к температуре жидкого гелия (4,2 К), электросопротивление ртути скачком обращалось в нуль (рис. 17.1). Он назвал это явление сверхпроводимостью, а температуру, при которой оно возникает, – критической (T_c). С тех пор сверхпроводимость является предметом постоянного исследования многих ученых всех стран мира.

К 1986 г. изучение сверхпроводимости в ведущих странах мира достигло больших масштабов. Рекордной критической температурой к этому времени было значение 23 К, полученное на соединении NbGe. Были широко развернуты лабораторные исследования, активно создавались различные технические устройства, такие как сильноточные магниты (на 25 – 30 Тс), магнитные сепараторы для разделения магнитной и немагнитной фракций различных веществ, магнитные накопители энергии, быстродействующие электронные переключатели (криотроны) и т.д. Без использования сверхпроводящих систем не обходились ни вновь создаваемые ускорители элементарных частиц, ни установки по удержанию плазмы для термоядерного синтеза.

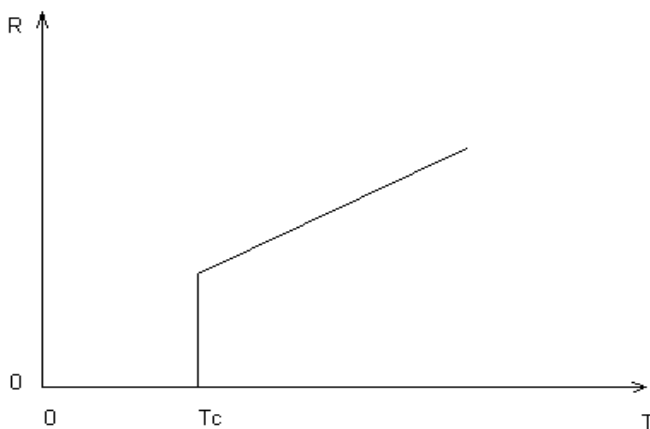


Рис. 17.1. Поведение сопротивления сверхпроводника при низких температурах.
 T_c – критическая температура

Однако использование сверхпроводящих материалов наталкивалось на принципиальные трудности. Это было связано с дороговизной жидкого гелия, являющегося единственным хладагентом, позволяющим работать при столь низких температурах, а также сложностью и громоздкостью поддерживающих сверхпроводимость низкотемпературных установок. Все попытки синтеза материалов с более высокими критическими температурами T_c заканчивались неудачей. Теория сверхпроводящего состояния была создана в 1957 г. Бардиным, Купером и Шриффером (БКШ), удостоенными за это Нобелевской премии. В основе теории лежит предположение о существовании притяжения между электронами в металле, возникающего вследствие взаимодействия электронов с ионами решетки. Упрощенно это взаимодействие может быть представлено следующим образом. Рассмотрим идеальную кристаллическую решетку (рис. 17.2, а).

В результате движения электрона между узлами решетки, часть ионов смещается из положения равновесия вследствие кулоновского взаимодействия с электронами. В результате, в месте прохождения электрона образуется избыток положительного заряда, который не рассеивается в течение некоторого времени, так как ионы значительно тяжелее электронов и обладают большей инерцией. Если вслед за первым электроном через некоторое время через ре-

шетку проследует второй, то избыток положительного заряда притянет его (рис. 17.2, б). Таким образом, второй электрон как бы притягивается к первому. В результате такого притяжения электроны объединяются в так называемые куперовские пары. Энергия пары оказывается меньшей, энергии двух отдельно взятых электронов в металле. Для того чтобы разорвать пару, требуется конечная энергия (энергия связи), которую необходимо сообщить электронам. (Аналогичная ситуация в атоме, где для перевода электрона с одной орбиты на другую требуется конечная порция энергии.) Энергия связи пары существенно зависит от температуры окружающей среды, так как с ростом температуры возрастает кинетическая энергия электронов и им все труднее становится «следить» друг за другом. Когда температура достигает критической температуры – пара электронов распадается на два свободных электрона. Переломным годом в области физики сверхпроводимости стал 1986 г., когда двум швейцарским ученым Беднорцу и Мюллеру удалось резко поднять критическую температуру.

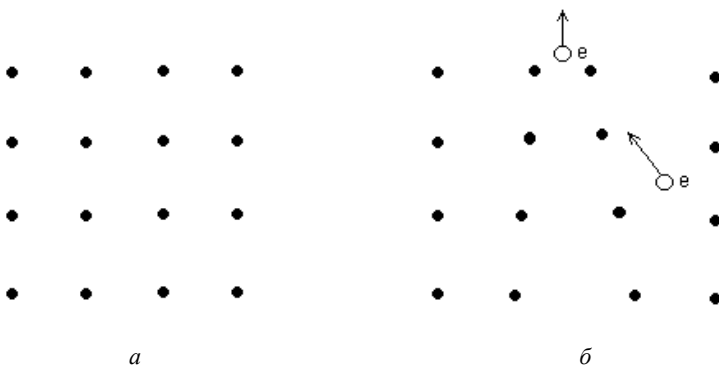


Рис.17.2. Иллюстрация возникновения притяжения между электронами за счет смещения ионов решетки

Сначала критическая температура $T = 40$ К была обнаружена в керамических соединениях La-Ba-Cu-O и La-Sr-Cu-O, затем T_c порядка 90 К была получена в соединении Y-Ba-Cu-O, а затем, на основе таллиевых соединений, Харманом была получена температура 150 К. Использование в качестве хладагента жидкого азота с температурой кипения 78 К открывает перед сверхпроводимостью новые широкие области применения.

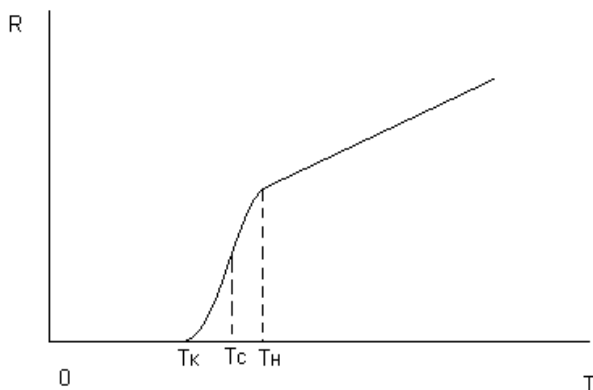


Рис. 17.3. Типичная зависимость сверхпроводящего перехода для реального образца. T_n , T_k — температуры начала и конца перехода; T_c — критическая температура

В настоящей работе определяется критическая температура сверхпроводника типа Y-Ba-Cu-O по измерению температурной зависимости электросопротивления. Типичная зависимость электросопротивления от температуры представлена на рис. 17.3. Реально скачок сопротивления при переходе сверхпроводника из нормального в сверхпроводящее состояние, в связи с неоднородностью образца, происходит в некотором интервале температур ΔT , который называют шириной перехода. T_c определяется разностью между температурой начала T_n и конца T_k перехода (см. рис. 17.3). Критическая температура определяется при этом по формуле $T_c = (T_n + T_k)/2$.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

В качестве образца в настоящей работе используется сверхпроводник $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ в виде тонкой пленки, напыленной на диэлектрическую подложку. Критическая температура определяется четырехконтактным методом. Суть этого метода состоит в том, что к двум внешним контактам 1 и 2 (рис. 17.4) подводится заданный ток, а с другой пары контактов — 3 и 4 — снимается напряжение. Принципиальное отличие его от двухконтактного метода состоит в том, что он позволяет избавиться как от измерения паразитного

падения напряжения на сопротивлении между образцом и подводящими ток проводниками, так и от учета собственно сопротивления токовых электродов.

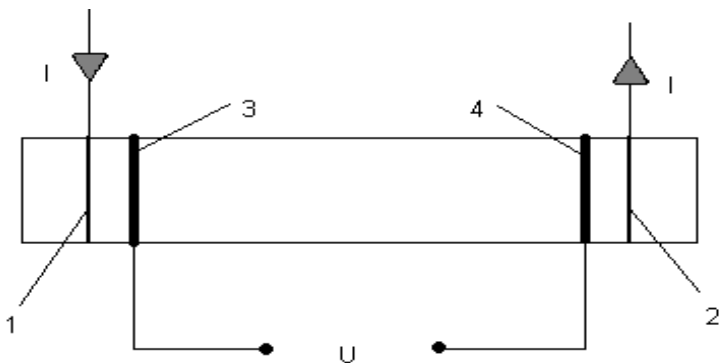


Рис. 17.4. Схема четырехконтактного метода

Принципиальная схема установки приведена на рис. 17.5.

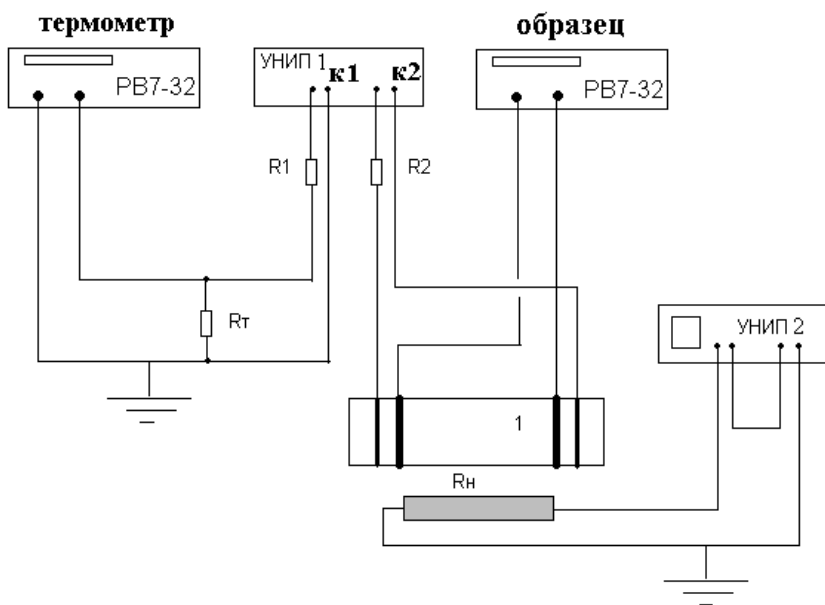


Рис. 17.5. Принципиальная схема установки

Образец I , термометр R_T и нагреватель R_H смонтированы вместе на медной вставке азотного криостата. Питание термометра осуществляется источником постоянного напряжения УНИП 1 (первый канал). В электрическую цепь термометра последовательно включено сопротивление $R_1 = 10$ МОм. Связь между падением напряжения на термометре, измеряемым вольтметром РВ7-32, и температурой является линейной:

$$U_T = U_0 - \alpha T, \quad (17.1)$$

где U_T – напряжение на вольтметре; U_0 и α – постоянные коэффициенты, подлежащие определению в эксперименте.

Для питания измерительной схемы образца используется второй канал источника питания УНИП 1, с помощью которого задается напряжение схемы питания U_2 . Последовательно с образцом включено сопротивление $R_2 = 5$ кОм. Так как $R_2 \gg R_{обр}$ во всем диапазоне температур, то ток через образец можно считать стабилизированным (независящим от сопротивления образца) и равным U_2/R_2 . В этом случае, согласно закону Ома, сопротивление образца определяется как:

$$R_{обр} = R_2 U_{обр} / U_2. \quad (17.2)$$

Падение напряжения на образце контролируется вольтметром РВ7-32.

Для перевода образца из сверхпроводящего состояния в нормальное используется нагреватель R_H . Питание нагревателя осуществляется источником питания УНИП 2.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Перед включением источников питания УНИП 1 и УНИП 2 необходимо проверить, чтобы все регулировочные ручки находились в крайнем левом положении, а кнопки переключения поддиапазонов – в положении «0 – 10». Включение вольтметров РВ7-32 осуществляется одновременно с общим тумблером.

2. На первом канале источника питания УНИП 1 (термометр) выставить напряжение $U_1 = 10$ В. На втором канале источника питания УНИП 1 (питание образца) установить напряжение $U_2 = 5$ В. После этого включить питание термометра и образца.

3. Записать в таблицу показания $U_{\text{обр}}$ и U_T напряжений на термометре и образце, а также значение комнатной температуры. В последнем случае использовать контрольный термометр лаборатории.

4. Медленно и осторожно вставить шток с образцом в дьюар с жидким азотом. После этого температура образца начнет понижаться.

5. Записывая синхронно в заранее подготовленную таблицу значения напряжений на образце $U_{\text{обр}}$ и термометре U_T (рекомендуемый интервал $\Delta U_T = 20 - 30$ мВ), наблюдать переход образца в сверхпроводящее состояние и записать значение U_T , при котором напряжение на образце $U_{\text{обр}}$ обратится в нуль. После достижения температуры жидкого азота (показания напряжения на термометре перестанут меняться) записать соответствующее температуре жидкого азота значение U_T .

6. Воспользовавшись формулой (17.1), рассчитать константы U_0 и α по известным значениям U_T , соответствующим комнатной и азотной температурам. Получить эмпирическую формулу для определения температуры по известным значениям U_T .

7. Включить нагрев образца, установив на источнике питания УНИП 2 напряжение 20 – 23 В. Провести измерения, аналогичные п. 5 при возрастании температуры. Снимать показания при изменении напряжения на термометре $\Delta U_T = 3 - 5$ мВ при температуре ниже и выше сверхпроводящего перехода и $\Delta U_T = 1$ мВ вблизи сверхпроводящего перехода. После перехода образца в нормальное состояние рекомендуется увеличить напряжение питания нагревателя до 30 В. Закончить измерения при температуре 105 – 110 К.

8. Выключить нагреватель и дать образцу охладиться ниже сверхпроводящего перехода.

9. Изменить значение тока через образец, установив напряжение питания образца $U_2 = 25$ В и повторить измерения, описанные в п. 7.

10. После окончания измерений выключить приборы в порядке, обратном их включению, после чего осторожно извлечь шток из дьюара с жидким азотом.

ЗАДАНИЕ

1. По полученной в процессе работы эмпирической зависимости $T(U_T)$ – см. формулу (17.1) – и по формуле (17.2) вычислить значения температуры и соответствующие им значения сопротивления образца. Оценить сопротивление образца при комнатной температуре. Построить на миллиметровой бумаге зависимости $R_{\text{обр}}(T)$ в диапазоне температур:

- а) 78 – 300 К;
- б) 78 – 110 К.

2. Определить температуру начала T_n и конца T_k сверхпроводящего перехода. Определить критическую температуру T_c и ширину перехода ΔT_c . Сравнить результаты, полученные при измерении при различных токах через образец. Объяснить полученные результаты.

3. Для температур, выше критической, проверить зависимость сопротивления образца от температуры вида:

$$R(T) = R_0 - a \cdot (T - T_c). \quad (17.3)$$

Определить константы R_0 и a .

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что такое критическая температура?
2. Что такое куперовская пара?
3. Какие причины могут приводить к появлению систематической ошибки при измерении температуры?
4. Как влияет скорость охлаждения и нагревания на результаты измерений?
5. Каков смысл параметра R_0 в формуле (17.3)? Чем он определяется?

Работа 18

ИЗУЧЕНИЕ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА

Цель: ознакомление с некоторыми свойствами плазмы тлеющего газового разряда.

ВВЕДЕНИЕ

Самые общие сведения о плазме

Плазмой принято называть частично или полностью ионизированный квазинейтральный газ, в котором плотности положительного и отрицательного зарядов практически (подробнее см. дальше) одинаковы.

При не слишком большой температуре (порядка $10^4 \div 10^5$ К) плазма состоит из положительно заряженных молекулярных и атомарных ионов, свободных электронов, нейтральных атомов и молекул. В некоторых случаях могут присутствовать отрицательные ионы, образующиеся при «прилипанию» электрона к нейтральному атому или молекуле.

В плазменном состоянии находится подавляющая часть вещества Вселенной – звезды, звездные атмосферы, галактические туманности и межзвездная среда. В окрестности Земли плазма существует в виде «солнечного ветра», радиационных поясов и ионосферы Земли. Процессами в околоземной плазме обусловлены такие явления, как магнитные бури и полярные сияния. Отражение радиоволн от ионосферной плазмы обуславливает возможность дальней коротковолновой радиосвязи.

В лабораторных условиях и промышленных применениях плазма образуется чаще всего при электрическом разряде¹ в газе. Существует множество видов разряда в газе, дальше кратко описаны ос-

¹ Электрический разряд в газе – это прохождение через газ электрического тока.

новые свойства только *тлеющего разряда*, который исследуется в данной работе.

Свойства плазмы резко отличаются от свойств нейтрального газа в силу двух основных обстоятельств. Во-первых, энергия взаимодействия заряженных частиц убывает с ростом расстояния r между ними значительно медленнее (как $\propto 1/r$ – закон Кулона), чем частиц нейтральных (например, ван-дер-ваальсово взаимодействие $\propto 1/r^6$). Это приводит к тому, что взаимодействие частиц плазмы носит, строго говоря, не «парный», а «коллективный» характер: одновременно взаимодействует друг с другом большое число частиц. Во-вторых, на плазму очень сильно воздействуют (благодаря наличию свободных заряженных частиц) электрические и магнитные поля, вызывая появление объемных зарядов и токов, что и обуславливает ряд ее специфических свойств.

Определяющим² свойством плазмы является упомянутая раньше *квазинейтральность*, т.е. практическое равенство плотностей отрицательного и положительного зарядов. В силу хаотичности движения заряженных частиц плазмы (электронов – e и ионов – i) их концентрации n_e и n_i непрерывно флуктуируют, вместе с ними флуктуирует и полная плотность заряда $\rho = \rho_+ + \rho_-$ (ρ_+ и ρ_- – плотности положительного и отрицательного заряда, равные: $\rho_+ = q_i n_i$ и $\rho_- = q_e n_e$, где $q_i = Z_i e$ и $q_e = -e$ – заряды ионов и электронов соответственно, e – элементарный заряд (заряд протона), Z_i – кратность иона). Поэтому «точная» нейтральность плазмы, понимаемая как тождественное равенство $\rho \equiv 0$, невозможна. Другими словами, пространственное разделение зарядов в плазме имеет место все время и, лишь в среднем, – за достаточно большие времена и в достаточно больших объемах – возможно равенство нулю *средней* $\langle \rho \rangle$ плотности заряда: $\langle \rho \rangle = 0$. По этой причине и употребляется термин *квазинейтральность*: квази – почти.

Всякое пространственное разделение положительных и отрицательных зарядов приводит к появлению электрического поля, которое, как известно, обладает энергией. Поскольку самопроизвольное разделение заряда есть следствие хаотического (теплого) движе-

² Не всякий, а только квазинейтральный ионизированный газ можно называть плазмой.

ния частиц, можно заключить, что при разделении зарядов кинетическая энергия теплового движения превращается в потенциальную энергию электрического поля. Данное обстоятельство позволяет достаточно просто оценить пространственные и временные масштабы разделения зарядов в плазме.

Рассмотрим для простоты плоский слой плазмы (рис. 18.1) толщиной h , в котором в данный момент времени $\rho_+ = \rho_-$. Предположим, что в результате хаотичности движения электронов и ионов имеет место следующая «флуктуация»³: все электроны сместились относительно ионов вправо на расстояние $|\Delta x|$ (само Δx – смещение, алгебраическая величина). Тогда на левой поверхности появится положительно заряженный слой толщиной $|\Delta x|$, а на правой – отрицательно заряженный слой той же толщины $|\Delta x|$, при этом средняя часть плазмы толщиной $h - |\Delta x|$ останется незаряженной. Считая $|\Delta x| \ll h$, можно сказать, что граничные поверхности плазмы зарядились: слева поверхностная плотность заряда $\sigma = \rho_+ \Delta x$, справа, соответственно, $-\sigma = \rho_- \Delta x$.

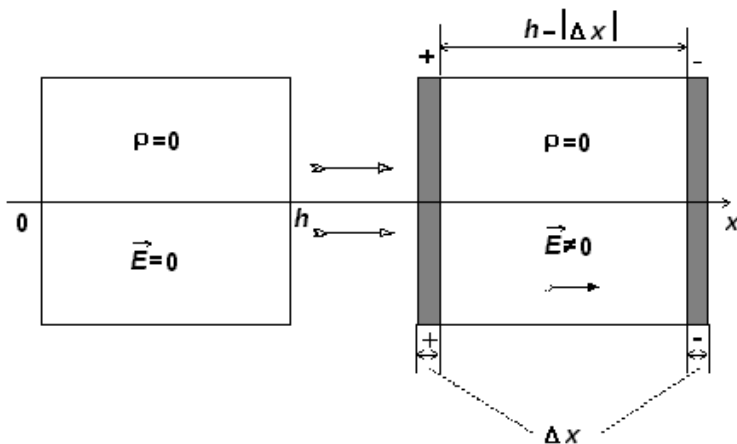


Рис. 18.1. Плоский слой плазмы

³ Разумеется, буквально так никогда не будет. Это только модель, которая хороша тем, что дает результат не только «буквенно», но и количественно правильный, что подтверждается точным расчетом.

В результате в объеме плазмы создается электрическое поле с напряженностью $\vec{E} = E_x \vec{e}_x$ (ось OX см. на рис. 18.1)

$$E_x = +\sigma / \varepsilon_0 = Z_i e n_i \Delta x / \varepsilon_0 = e n_e \Delta x / \varepsilon_0. \quad (18.1)$$

Здесь и дальше под n_e и n_i понимаются средние концентрации электронов и ионов. Равенство $Z_i n_i = n_e$ есть очевидное следствие равенства $\langle \rho \rangle = 0$.

В таком поле на электроны плазмы будет действовать сила $\vec{F}_x^e = F_x^e \vec{e}_x$, где

$$F_x^e = -e E_x = -e^2 n_e \Delta x / \varepsilon_0 = -k \Delta x, \quad k = e^2 n_e / \varepsilon_0. \quad (18.2)$$

Из выражения (18.2) видно, что сила \vec{F}_x^e есть типичная квазиупругая «возвращающая» сила: она пропорциональна смещению Δx и направлена в противоположную смещению сторону независимо от знака смещения Δx . В поле такой силы электроны будут совершать гармонические колебания с частотой Ω_0 :

$$\Omega_0 = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{m_e \varepsilon_0}}, \quad (18.3)$$

где m_e – масса электронов⁴. При написании (18.3) использовано соотношение: $\Omega_0 = \sqrt{k/m}$, где k – коэффициент квазиупругой силы (см. формулу (18.2)).

Таким образом, при случайном (флуктуационном) или вызванном внешними полями пространственном разделении зарядов в плазме возникают электростатические колебания с частотой Ω_0 . Эти колебания называются **ленгмюровскими**, Ω_0 – **ленгмюровская** или **плазменная** частота (в честь П. Ленгмюра – одного из первых исследователей плазмы).

⁴ Движение ионов можно не рассматривать, так как их масса много больше массы электронов. Соответственно, $\Omega_i = (Z_i^2 e^2 n_i / (m_i \varepsilon_0))^{1/2} \ll \Omega_0$.

Временной масштаб τ разделения зарядов в плазме порядка периода ленгмюровских колебаний электронов

$$\tau \sim 1/\Omega_0 \quad (18.4)$$

в том смысле, что разделение зарядов может быть существенным лишь в течение времени Δt :

$$\Delta t < \tau \sim 1/\Omega_0. \quad (18.5)$$

В среднем за много периодов ($\Delta t \gg \tau$) ленгмюровских колебаний плазма ведет себя как квазинейтральная среда.

Плотность энергии электрического поля с напряженностью E_x из (18.1) равна, очевидно,

$$w_E = \varepsilon_0 E_x^2 / 2 = \left(e^2 n_e^2 / 2\varepsilon_0 \right) \Delta x^2. \quad (18.6)$$

Для оценки величины Δx_T того пространственного разделения зарядов, которое может быть обусловлено тепловым движением частиц, w_E надо приравнять плотности тепловой энергии w_T . При этом сразу учтем следующее. Чаще всего плазма не является термодинамически равновесной системой и ее нельзя описать с помощью такого термодинамического параметра, как температура. Однако в подавляющем большинстве практически интересных случаев ионы имеют равновесное (максвелловское) распределение по скоростям со своей – ионной – температурой T_i , а электроны – также максвелловское распределение, но с другой – электронной – температурой T_e ⁵. В слабоионизованной газоразрядной плазме чаще всего $T_e \gg T_i$. Пренебрегая вкладом ионов и учитывая одномерность рассматриваемой задачи (смещение только вдоль оси Ox в плоском слое), w_T можно написать в виде

⁵ Это объясняется тем, что из-за существенного различия масс m_i и m_e обмен энергией при электрон-ионных столкновениях (что необходимо для выравнивания температур) происходит значительно медленнее, чем при электрон-электронных и ион-ионных столкновениях.

$$w_T = n_e k T_e / 2. \quad (18.7)$$

Приравнявая (18.6) и (18.7), получаем масштаб пространственного разделения зарядов с учетом только движения электронов Δx_T^e :

$$\Delta x_T^e = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k T_e}{e^2 n_e}}. \quad (18.8)$$

Учет движения ионов требует более тонкого подхода, который приводит к следующему результату:

$$(1/R_D)^2 = (1/\Delta x_T^e)^2 + (1/\Delta x_T^i)^2,$$

где

$$R_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k T_e T_i}{Z_i e^2 (n_e T_e + n_i T_i)}} \quad (18.9)$$

и носит название *дебаевского радиуса* экранирования. Он определяет пространственный масштаб разделения зарядов в плазме в том смысле, что заметное разделение зарядов происходит на расстояниях, не превышающих R_D . В объеме, размер которого $L \gg R_D$, плазма в среднем квазинейтральна. Таким образом, ионизированный газ является плазмой, если размер занятого им объема L велик по сравнению с дебаевским радиусом и существует он в течение времени Δt большего, чем период плазменных колебаний, т.е. при выполнении неравенств:

$$L \gg R_D; \quad \Delta t \gg \tau. \quad (18.10)$$

Виды газового разряда. Основные элементарные процессы

Как уже было указано раньше, прохождение электрического тока через газ называют *электрическим разрядом* (в газе).

В условиях, близких к нормальным, в отсутствие внешних воздействий газы не содержат свободных носителей электрического

заряда и потому являются диэлектриками. Появление в газе свободных носителей заряда возможно либо в результате *внешнего* воздействия на газ: ультрафиолетового, рентгеновского облучения, облучения электронами, протонами или другого *ионизирующего* воздействия, либо в результате *внутренних* процессов, идущих в самом газе или на поверхностях (электродов, стенок камеры и т.п.), с которыми контактирует газ.

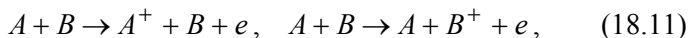
Если протекание тока через газ возможно лишь при постоянном, поддерживающем его *внешнем ионизирующем* воздействии, то говорят о *несамостоятельном* газовом разряде.

Если же протекание тока через газ имеет место и без действия внешних ионизаторов, то говорят о *самостоятельном* газовом разряде.

Перечислим (разумеется, не претендуя на полноту списка) основные процессы «рождения» и «уничтожения» свободных носителей заряда.

Столкновительная ионизация

При столкновении двух атомов A и B (двух молекул A и B , атома A с молекулой B и т.п.) возможен отрыв электрона от одного из участников столкновения. Уравнение реакции записывается следующим образом.



где A^+ и B^+ – атомарные или молекулярные ионы, e – электрон. Процесс ионизации – пороговый: ионизация возможна лишь в том случае, если энергия E относительного движения A и B превышает некоторое минимальное значение – $\Delta E_{\text{ион}}$, называемое энергией ионизации. К примеру, если $\Delta E_{\text{ион}}(B) > E > \Delta E_{\text{ион}}(A)$, то возможен только первый из двух процессов (18.11), при $E > \Delta E_{\text{ион}}(B) > \Delta E_{\text{ион}}(A)$ возможны оба процесса (18.11).

Ионизация электронным ударом

Частный случай (18.11), когда один из двух участников столкновения – электрон, например:



Поскольку, уже для атома водорода, отношение масс m_A / m_e составляет около двух тысяч, энергия относительного движения E с хорошей точностью равна энергии электрона E_e , так что процесс идет, если $E_e > \Delta E_{\text{ион}}(A)$.

Столкновительное возбуждение

Этот процесс не приводит к появлению свободных носителей заряда, но заслуживает упоминания здесь, так как крайне важен с точки зрения анализа интенсивности и спектра электромагнитного излучения.

Возбуждением принято называть переход сложной частицы (атома, молекулы, иона, ядра и т.п.) из состояния с меньшей внутренней энергией (E_1) в состояние с большей внутренней энергией ($E_2 > E_1$). Разность энергий тех состояний, между которыми осуществляется переход, называется энергией возбуждения: $\Delta E_{ex} = E_2 - E_1$. Обратный процесс (переход из состояния с энергией E_2 в состояние с энергией $E_1 < E_2$) называют девозбуждением.

Время жизни в возбужденном состоянии ограничено. Для нейтральных атомов и молекул оно, как правило, порядка 10^{-8} с, для ионов оно еще меньше. Одним из наиболее вероятных каналов девозбуждения атомов, молекул и ионов является испускание фотона, который и «уносит» энергию возбуждения. По этой причине интенсивность и спектр электромагнитного излучения определяются тем, какие частицы и в каких возбужденных состояниях имеются в системе, какова их концентрация и распределение по объему системы. Например, там, где больше возбужденных частиц, там и интенсивность излучения больше.

Уравнение реакции возбуждения частицы A при ее столкновении с электроном e можно записать в виде:



Здесь и ниже звездочка сверху справа означает, что частица находится в возбужденном состоянии.

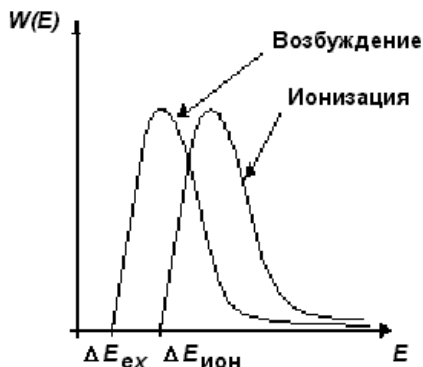


Рис. 18.2. Пороговые процессы

Возбуждение, как и ионизация, — пороговый процесс. Реакция (18.13) возможна, если $E_e > \Delta E_{ex}(A)$. Энергия возбуждения всегда меньше энергии ионизации, поэтому, если энергия электрона E_e такова, что $\Delta E_{ион}(A) > E_e > \Delta E_{ex}(A)$, то возбуждение (18.13) будет иметь место, а ионизация (18.12) — нет. Для понимания причин «слоистости» свечения тлеющего разряда необходимо учитывать также следующее обстоятельство⁶. Вероятности процессов ионизации (18.12) — $W_{ион}(E_e)$ и возбуждения (18.13) — $W_{ex}(E_e)$ зависят от энергии налетающего электрона E_e немонотонно. При пороговых значениях энергии электрона, когда $E_e = \Delta E_{ион}$ (соответственно, $E_e = \Delta E_{ex}$), обе вероятности равны нулю. С ростом E_e они возрастают, при некоторой энергии $E_{ион\max}$ (соответственно

⁶ Мы сознательно ограничиваемся здесь грубо качественным анализом.

$E_{ex \max}$) достигают максимальных значений и потом убывают, стремясь к нулю при стремлении E_e к бесконечности. В типичных случаях энергия ионизации в 2÷3 раза больше, чем энергия возбуждения, примерно такое же соотношение имеет место и между энергиями $E_{\text{ион max}}$ и $E_{ex \max}$, другими словами, вероятность ионизации достигает максимального значения позже, чем вероятность возбуждения, когда последняя уже убывает с ростом E_e . Поэтому достаточно распространенной является такая ситуация: при относительно небольших энергиях электрона более вероятным является процесс возбуждения, а при энергиях, начиная с некоторой (рис. 18.2), – процесс ионизации.

Фотоионизация

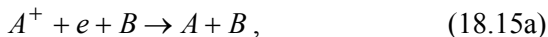
Отрыв электрона при столкновении атома или молекулы A с фотоном γ :



Фотоионизация возможна, если энергия фотона $E_\gamma > \Delta E_{\text{ион}}(A)$.

Трехчастичная рекомбинация

Процесс, обратный столкновительной ионизации:



«Третья» частица необходима для того, чтобы «взять на себя» часть выделяющейся при рекомбинации энергии. Скорость трехчастичной рекомбинации с участием в качестве «третьей» частицы электрона (18.15б) пропорциональна n_e^2 , – в отличие от процесса (18.15а), скорость которого $\propto n_e$, поэтому процесс (18.15б) существенен только при достаточно больших концентрациях электронов.

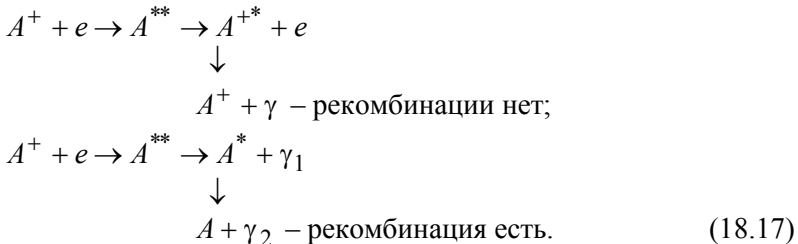
Фоторекомбинация

Процесс, обратный фотоионизации. В этом случае выделяющуюся при рекомбинации энергию уносит фотон:



Диэлектронная рекомбинация

При захвате бывшего свободным электрона в связанное состояние возбуждается один из электронов электронной оболочки иона – он берет на себя энергию, выделившуюся при рекомбинации. В результате получается атом в «дважды» возбужденном, как говорят – автоионизационном состоянии, энергия которого достаточна для самопроизвольной (авто) ионизации – «выбрасывания» одного из электронов из электронной оболочки атома. Ясно, что при этом собственно рекомбинации не происходит – один электрон остается свободным. Конкурирующим процессом, приводящим к рекомбинации, является снятие возбуждения атома путем перехода одного из электронов в нижележащее энергетическое состояние с испусканием фотона. Уравнения соответствующих процессов можно записать следующим образом:



Процессы на поверхности. Термоэлектронная эмиссия

По мере повышения температуры число электронов металла, обладающих энергией достаточной для преодоления потенциального барьера, быстро растет. Поэтому при температурах 2000÷3000 К поверхность большинства металлов становится доста-

точно интенсивным излучателем электронов ⁷. Это явление широко используется, например, в радиолампах для создания необходимого анодного тока. Если в «вакуумных» радиолампах нагрев катода обеспечивается либо пропусканием тока через сам катод, либо специальными подогревателями, то в газоразрядных устройствах этот нагрев чаще осуществляется за счет бомбардировки катода частицами контактирующей с ним плазмы.

Вторичная электронная эмиссия

Имеет место при бомбардировке поверхности твердых или жидких тел электронами или ионами. Этот процесс отличается от термоэлектронной эмиссии тем, что идет и при низкой температуре поверхности. Эффективность вторичной эмиссии характеризуется коэффициентом, который равен отношению числа испущенных (вторичных) электронов к числу частиц, вызвавших их эмиссию. Коэффициент вторичной эмиссии может быть и больше единицы.

Автоэлектронная или холодная эмиссия

Так называется процесс вырывания электронов из металла электрическим полем большой напряженности: как правило, $|\vec{E}|$ больше или порядка 10^8 В/м. При увеличении напряженности электрического поля ширина потенциального барьера, удерживающего электроны в металле, уменьшается, что делает возможным их проход «под» барьером (см. сноску 7) из металла наружу и при низких (комнатных) температурах.

Рекомбинация на стенке камеры

Положительные ионы, диффундируя из плазмы на периферию, могут достигнуть холодной стенки камеры (например, поверхности стеклянной трубки, в которой идет тлеющий разряд) и там рекомбинировать. Потери ионов таким способом в ряде случаев играют определяющую роль.

⁷ Отметим, что электроны покидают металл, проходя «под» потенциальным барьером за счет квантово-механического туннельного эффекта. При достаточном нагреве источником электронов (и ионов) становится и поверхность диэлектрика, например поверхность графитовых электродов при дуговом разряде.

Тлеющий разряд

Самоподдерживающийся – *самостоятельный* – разряд с *холодным катодом*, испускающим электроны в результате *вторичной эмиссии*, главным образом, за счет бомбардировки его положительными ионами [2]⁸. Отличительным признаком тлеющего разряда является существование вблизи катода слоя с большим объемным положительным зарядом, сильным электрическим полем, направленным к поверхности катода, и, соответственно, значительным (400 В и более) падением потенциала, которое называется катодным падением.

Для получения тлеющего разряда чаще всего используется *разрядная трубка* (рис.18.3, а) – относительно длинная (10÷100 см и более) стеклянная трубка радиусом 1÷2 см и более, по концам которой находятся два плоских круглых электрода – катод и анод. При давлениях $10^{-2} \div 10^2$ мм рт. ст. напряжение на электродах составляет $10^2 \div 10^3$ В при разрядном токе $10^{-4} \div 10^{-1}$ А.

Для тлеющего разряда характерно определенное чередование темных и светящихся слоев, которые получили свои названия (рис. 18.3, а и б).

К катоду прилегает очень узкое *темное астоново пространство*, затем следует тонкий слой *катодного свечения*, после него идет *темное катодное пространство*. Следующая за ним область *тлеющего свечения* резко отделена от темного катодного пространства. В направлении анода тлеющее свечение затухает и переходит в *темное фарадеево пространство*, за которым начинается светящийся *положительный столб*. Положительный столб иногда имеет правильную слоистую структуру – это так называемые страты, но страты образуются далеко не всегда, и когда их нет, положительный столб светится однородно вплоть до анодной области. Там он иногда сменяется небольшим *темным анодным пространством*, а у поверхности анода видна тонкая пленка *анодного свечения*.

⁸ В книге Ю.П. Райзера «Физика газового разряда» можно найти более подробное изложение данного вопроса.

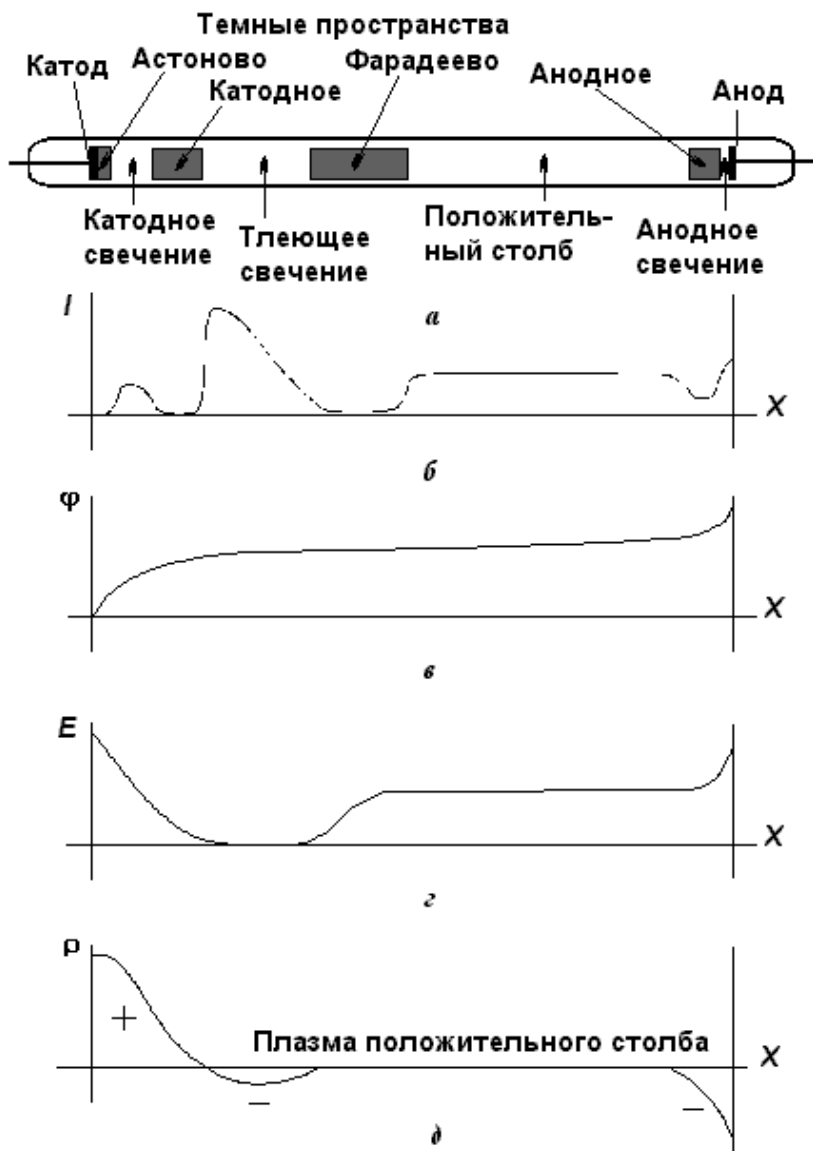


Рис. 18.3. Разрядная трубка (а) и распределения по длине разрядной трубки интенсивности (б), потенциала (в), напряженности продольного электрического поля (г) и плотности заряда (д)

С распределением интенсивности свечения I (см. рис. 18.3, б) по длине разрядной трубки на рис. 18.3 сопоставлены: распределение потенциала φ (см. рис. 18.3, в), распределение напряженности продольного электрического поля E (см. рис. 18.3, з) и плотности заряда ρ (см. рис. 18.3, д). Важнейшим моментом, как уже отмечалось, является наличие большого пространственного положительного заряда и сильного поля у катода, которое почти линейно спадает до очень малых величин у катодной границы тлеющего свечения. Эта – специфическая для тлеющего разряда – область, называется **катодным слоем**. Без катодного слоя тлеющий разряд существовать не может. Так, при сближении катода и анода, последовательно исчезают анодная область, положительный столб, фарадеево темное пространство и тлеющее свечение. Когда не остается места хотя бы для катодного края тлеющего свечения, разряд гаснет.⁹

Качественное объяснение распределений, показанных на рис. 18.3, состоит в следующем.

Электроны вылетают из катода с энергией порядка 1 эВ, что недостаточно для возбуждения, чем и обусловлено наличие темного астонова пространства. Ускоряясь в электрическом поле, электроны набирают энергию, достаточную для возбуждения, – появляется катодное свечение. При определенных условиях можно видеть два-три слоя катодного свечения, которые соответствуют возбуждению различных уровней энергии, ближе к катоду – с меньшей энергией, дальше от катода – с большей энергией. Цвета этих слоев естественно различны. Далее энергия электронов становится больше $E_{ex\ max}$, когда вероятность возбуждения начинает убывать – образуется темное катодное пространство. Здесь электроны преимущественно ионизируют атомы, и происходит их (электронов и ионов) основное размножение. Рождающиеся ионы движутся в электрическом поле значительно медленнее электронов. Электроны, фигурально выражаясь, убегают, а ионы остаются, в результате чего и накапливается большой положительный объемный заряд, создающий электрическое поле (см. рис. 18.3, д и з), ускоряющее ионы в сторону катода. Ионы бомбардируют катод, катод испускает в результате вторичной эмиссии те самые электроны, с которых мы начали описание процессов в катодном слое.

⁹ Для дальнейшего поддержания разряда необходимо повышать напряжение. Такой разряд принято называть затрудненным.

К концу катодного слоя нарождается большой поток электронов, причем, в силу лавинообразного характера размножения, большинство электронов рождается именно в конце слоя, где электрическое поле уже не столь сильно и ослабевает. Энергии этих электронов не слишком велики и находятся в области максимума вероятности возбуждения. В результате появляется тлеющее свечение. В области тлеющего свечения энергии электронов уменьшаются по мере удаления от катода, поэтому в тлеющем свечении сначала присутствуют спектральные линии, соответствующие переходам с возбужденных уровней с большей энергией, а потом – с меньшей энергией, т.е. в порядке, обратном тому, что имеет место в области катодного свечения. По мере того как электроны растрачивают свою энергию, акты возбуждения происходят все реже и реже, так как новой энергии электроны в слабом поле (см. рис. 18.3, *з*) не приобретают. Тлеющее свечение постепенно переходит в темное фарадеево пространство.

В области тлеющего свечения имеются электроны не только умеренных энергий, хотя их большинство. Сюда попадают и электроны относительно большой энергии, которые, родившись у катода, дошли до области тлеющего свечения, не испытав большого числа неупругих столкновений – столкновений, сопровождающихся возбуждением и ионизацией. Эти электроны в основном ионизируют атомы, в результате плотность электронов за катодным слоем несколько выше, чем плотность ионов, что приводит к появлению избыточного отрицательного заряда (см. рис. 18.3, *д*) и постепенному нарастанию электрического поля до значений, свойственных положительному столбу.

В положительном столбе устанавливается характерное для неравновесной слабоионизованной плазмы максвелловское распределение электронов по скоростям, слегка искаженное наличием направленного движения электронов к аноду. Средняя энергия электронов в положительном столбе составляет $1\div 2$ эВ, что недостаточно для возбуждения. Однако в спектре имеется некоторое количество энергичных электронов, возбуждающих атомы, что и обуславливает свечение положительного столба. Анод отталкивает ионы и вытягивает из положительного столба электроны. Создается область отрицательного объемного заряда и повышенного поля (см. рис. 18.3, *з* и *д*), ускоряющего электроны в сторону анода, что

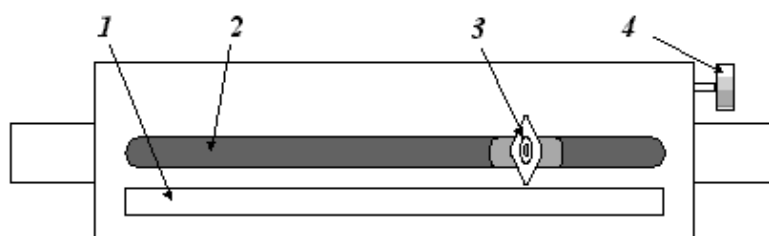
и приводит к появлению относительно тонкой пленки анодного свечения.

В заключение подчеркнем, что выше дана некоторая общая картина тлеющего разряда. В конкретном эксперименте характеристики разряда и его внешний вид – наличие или отсутствие, а также протяженность отдельных его частей (анодная область, положительный столб, темное фарадеево пространство и т.д.), зависят от многих параметров: длины трубки, типа газа (например, в азоте катодное свечение розовое, тлеющее свечение голубое, положительный столб красный, в неоне соответственно: желтое, оранжевое, красный), давления газа, напряжения на разрядном промежутке и т.д.

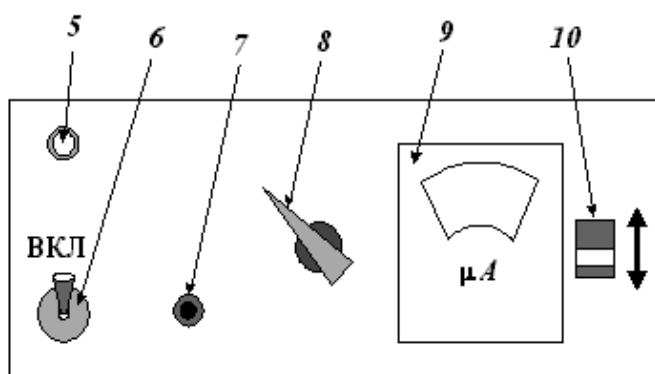
Важнейшим параметром является давление газа. Все процессы в разряде связаны со столкновениями, поэтому расстояние x от катода до некоторой характерной точки (например, катодной границы положительного столба) определяется фиксированным для этой точки числом межстолкновительных пробегов электрона, длина же пробега L обратно пропорциональна давлению газа p ($L \propto p^{-1}$), в результате произведение $p \cdot x$ есть фиксированная для данной характерной точки константа и $x \propto p^{-1}$. В данном эксперименте можно видеть, как с уменьшением давления растет расстояние до границы положительного столба, увеличивается длина тлеющего свечения и темного фарадеева пространства. С падением давления уменьшается концентрация возбужденных атомов и молекул, соответственно, уменьшается интенсивность свечения разряда.

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

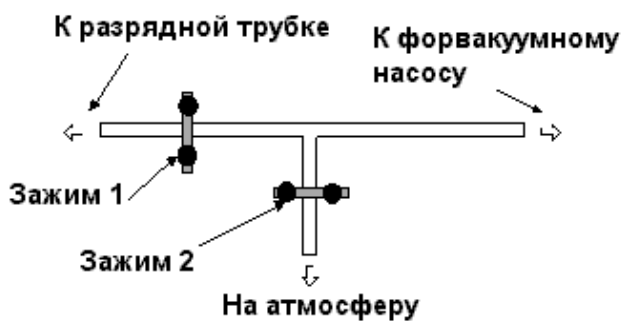
Экспериментальная установка, предназначенная для изучения тлеющего разряда в газе, представляет собой прибор (рис. 18.4), в корпусе которого размещены: разрядная трубка, электрическая схема, подающая на разрядный промежуток напряжение в 2,2 кВ и средства диагностики разряда. Через заднюю стенку верхней части прибора (см. рис. 18.4, *а*) выведен патрубок, на который надет резиновый шланг (см. рис. 18.4, *в*), соединяющий разрядную трубку с форвакуумным насосом.



a



б



в

Рис. 18.4. Верхняя часть корпуса установки – вид спереди (а), нижняя часть корпуса установки – вид спереди (б), шланги – задняя часть установки (в)

Средства диагностики состоят из фотоприемника 3 (см. рис. 18.4, *а*), сигнал которого, измеряемый микроамперметром 9 (см. рис. 18.4, *б*), пропорционален интенсивности падающего на фотоприемник излучения; и, впаянных в нижнюю часть трубки, зондов (видны при горящем разряде), сигнал с которых, пропорциональный потенциалу в точке их расположения, также подается на микроамперметр 9. Зонды представляют собой металлические проводники, герметически впаянные в стенку разрядной трубки, внутренние (верхние) концы которых контактируют с плазмой разряда, а внешние соединены через переключатель 8 со стрелочным прибором 9.

На рис.18.4, *а* и *б* использованы следующие обозначения: 1 – линейка для определения положения фотоприемника и зондов относительно анода; координаты катода, зондов и анода следующие: катод – 0 см, 1-й зонд – 2,5 см, 2-й – 4,0 см, 3-й – 7,5 см, 4-й – 12,5 см, 5-й – 21,0 см, 6-й – 25,5 см, 7-й – 30,5 см, 8-й – 32,5 см, анод – 34,0 см; 2 – прорезь в корпусе прибора, по которой может перемещаться ползок с фотоприемником; 3 – ручка для перемещения ползка с фотоприемником; 4 – ручка натекателя, соединяющего разрядную трубку с атмосферой; при «вывинчивании» – повороте ручки **против часовой** стрелки «до упора» (крайнее левое положение) клапан закрывается, при «ввинчивании» – повороте ручки из крайнего левого положения **по часовой** стрелке клапан открывается, дальнейшее вращение ручки по часовой стрелке увеличивает пропускную способность клапана; 5 – сигнальная лампа – загорается при подаче напряжения на разрядный промежуток; 6 – тумблер включения (верхнее положение) и выключения (нижнее положение) напряжения на разрядном промежутке; 7 – предохранитель; 8 – многопозиционный переключатель (см. ниже); 9 – микроамперметр – в дальнейшем: «стрелочный прибор», снабжен шунтами и дополнительными сопротивлениями и измеряет, в зависимости от способа подключения, либо напряжение, либо ток; 10 – переключатель режима измерений, имеющий два положения: верхнее (фотоприемник) и нижнее (анод, зонды).

Переключатели 8 и 10 работают следующим образом. При **верхнем** положении переключателя 10 на стрелочный прибор 9 подается сигнал с фотоприемника, при этом положение многопозиционного переключателя 8 безразлично и может быть любым.

При **нижнем** положении переключателя *10* на стрелочный прибор *9*, в зависимости от положения переключателя *8*, подается либо напряжение на разрядном промежутке, либо сигнал с одного из зондов, а именно: при **крайнем левом положении** *8* – напряжение на разрядном промежутке, при втором слева положении *8* – сигнал с ближайшего к аноду зонда. В дальнейшем, каждый поворот *8* на одну позицию по часовой стрелке приводит к переключению на следующий (более далекий от анода) зонд. При крайнем правом положении *8* стрелочный прибор *9* подключен к зонду, ближайшему к катоду. Всего зондов восемь, соответственно, у многопозиционного переключателя девять положений.

Резиновые шланги, соединяющие разрядную трубку с форвакуумным насосом и (при необходимости) с атмосферой имеют конфигурацию, показанную на рис. 18.4, *в*. Имеются два зажима: зажим *1* светлого металла и зажим *2* темного металла, действие которых ясно из рисунка.

Внимание! В данной работе все измерения производятся в относительных единицах, а именно: в делениях шкалы стрелочного прибора *9*. Измерения в абсолютных единицах (вольтах, амперах, Вт/м² и т. п.) требуют калибровки приборов, что в данной работе не предусмотрено.

ЗАДАНИЕ

1. Включение установки и подготовка ее к работе.

1.1. Подготовить установку к откачке. Для этого затянуть зажимы *1* и *2*, а ручку натекателя *4* повернуть против часовой стрелки «до упора».

1.2. Включить с помощью пакетника форвакуумный насос и откачивать воздух в течение примерно 5 мин.

1.3. Через 5 мин ослабить зажим *1* (светлого металла), соединив тем самым разрядную трубку с форвакуумным насосом, который может начать «жужжать» несколько громче, что нормально.

1.4. Убедиться в том, что тумблер *6* находится в нижнем положении (ВЫКЛ). Вставить вилку шнура питания прибора в сетевую розетку на соседнем (слева) столе, включить пакетник на этом столе. Переключатель *10* поставить в нижнее положение, переключатель *8* – в крайнее левое положение. Тумблером *6* подать высокое

напряжение на разрядную трубку. Должен загореться разряд. Если этого не произойдет, обратитесь к преподавателю или лаборанту.

2. Наблюдение за поведением разряда и снятие распределения потенциала.

2.1. В течение некоторого времени (ориентировочно $5 \div 10$ мин) наблюдать за поведением разряда и величиной напряжения на разрядной трубке. Дождаться отсутствия видимого перемещения границы положительного столба и изменения разрядного напряжения. Записать установившееся напряжение разряда.

2.2. Перевести переключатель δ во второе слева положение, записать (в делениях шкалы) потенциал на первом зонде. Поворачивая переключатель ρ по часовой стрелке, измерить потенциал на всех остальных зондах.

3. Снятие распределения интенсивности свечения.

3.1. Поставить тумблер 10 в верхнее положение.

3.2. Перемещая фотоприемник вдоль разрядной трубки, снять зависимость интенсивности свечения разряда от расстояния до анода. Измерения проводить через каждые $1,5 \div 2$ см ($15 \div 20$ точек).

4. Наблюдение за поведением разряда при изменении давления.

4.1. Переключатель 10 поставить в нижнее положение, переключатель δ – в крайнее левое положение (см. рис.18.4).

4.2. Затянуть зажим 1 , выключить пакетником форвакуумный насос.

4.3. Повернуть ручку натекателя 4 по часовой стрелке на $1 \div 2$ оборота, открыв тем самым доступ воздуха в разрядную трубку.

4.4. Наблюдать и зафиксировать изменения во времени (по мере роста давления) длины отдельных участков разряда (положительного столба, темного фарадеева пространства и др.), напряжения на разряде и интенсивности тлеющего свечения (для этого фотоприемник поставить в область тлеющего свечения, а переключатель 10 – в верхнее положение). Записать напряжение на разрядной трубке в момент полного гашения разряда. Если повезет, или, если проявить терпение, то можно наблюдать очень красивое явление – стратификацию положительного столба.

Внимание! Если скорость поступления воздуха будет слишком маленькой, то за обозримое время может не произойти никаких видимых изменений в разряде, если слишком большой, то разряд

может погаснуть столь быстро, что не удастся проследить его эволюцию. Поэтому может возникнуть необходимость в повторении эксперимента, при этом следует соблюдать следующий порядок действий: закрыть натекаТЕЛЬ, ослабить зажим 1, включить форвакуумный насос, откачать установку, дождаввшись стабилизации разряда при полученном в п. 2.1 значении разрядного напряжения, затянуть зажим 1, выключить форвакуумный насос, открыть натекаТЕЛЬ больше или меньше, чем в прошлый раз, сообразуясь с результатами предыдущего эксперимента.

5. Выключение установки.

5.1. Перекрыть натекаТЕЛЬ, вывинтив его против часовой стрелки «до упора».

5.2. Затянуть зажим 1.

5.3. Тумблером 6 выключить прибор.

5.4. Вынуть вилку шнура питания прибора из сетевой розетки, выключить соответствующий пакетник.

5.5. Выключить пакетником форвакуумный насос.

5.6. Ослабить зажим 2 и напустить воздух в форвакуумный насос. Слегка затянуть зажим 2 с тем, чтобы он не болтался и, следовательно, не потерялся.

6. Обработка результатов измерений.

6.1. Построить график зависимости потенциала φ от координаты x положения точки измерения на оси разрядной трубки (п. 2).

6.2. Построить график зависимости интенсивности I свечения разряда от координаты x (п. 3).

6.3. Описать в заключении наблюдавшуюся экспериментально эволюцию разряда при увеличении давления в разрядной трубке (п. 4). Указать установившееся напряжение (п. 2) и напряжение гашения разряда (п. 4).

6.4. Проанализировать результаты, сравнив экспериментально полученные распределения с приведенными во введении. Идентифицировать наблюдавшиеся в эксперименте области тлеющего разряда: темное астоново пространство, катодное свечение, темное катодное пространство и т.д., что удастся определить визуально и по экспериментальным распределениям φ и I .

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. При каких условиях ионизированный газ находится в плазменном состоянии?
2. Чем самостоятельный разряд в газе отличается от несамостоятельного?
3. Какие процессы являются основными «поставщиками» электронов и ионов в плазму тлеющего разряда? В каких областях разряда протекают эти процессы?
4. Перечислите основные столкновительные процессы в газе, приводящие к рождению и уничтожению свободных носителей заряда.
5. В силу каких причин катодное свечение сменяется темным катодным пространством?
6. Какие области в тлеющем разряде могут отсутствовать, и без каких областей тлеющий разряд существовать не может?
7. Что является определяющей чертой тлеющего разряда, отличающей его от других видов разряда в газе?

СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Савельев И.В. Курс общей физики. Кн.2. Гл.12 «Электрический ток в газах». М.: Наука, 1998.
2. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. Гл.14 «Тлеющий разряд». М.: Наука, 1987.
3. Горбачев Л.П. Элементы физики плазмы. М.: МИФИ, 1992.

Работа 19

ВИХРЕВОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ И СКИН-ЭФФЕКТ

Цель: изучение свойств вихревого электрического поля и скин-эффекта в металлах.

ВВЕДЕНИЕ

Из уравнений Максвелла следует, что изменяющееся со временем магнитное поле порождает вихревое электрическое:

$$[\nabla \mathbf{E}] = -\partial \mathbf{B} / \partial t = -\mu_0 \mu \partial \mathbf{H} / \partial t. \quad (19.1)$$

В работе исследуется вихревое электрическое поле двух соединенных последовательно соленоидов, по которым течет переменный электрический ток. Измерения электрического поля проводятся с помощью многоконтурного плоского датчика, размещенного в зазоре между соленоидами.

В случае, когда ток I соленоида меняется по гармоническому закону $I = I_m \cos(\omega t)$, для магнитной индукции в соленоиде имеем ($\mu = 1$, сердечник отсутствует):

$$B = \mu_0 n I_m \cos(\omega t), \quad (19.2)$$

где $\mu_0 = 1,26 \cdot 10^{-6}$ Гн/м – магнитная постоянная, $n = 33$ – число витков соленоида, приходящихся на 1 см его длины, I – сила тока в соленоиде. Вне бесконечного соленоида магнитная индукция обусловлена токами смещения и для рассматриваемых частот пренебрежимо мала.

Используя теорему Стокса, получаем из (19.1) с учетом (19.2) соотношения для амплитуды напряженности электрического поля:

$$E_m = \mu_0 n I_m \omega / 2 \begin{cases} r, & r < r_0; \\ r_0^2 / r, & r > r_0, \end{cases} \quad (19.3)$$

где $r_0 = 0,026$ м – радиус соленоида.

Из формулы (19.3) следует, что амплитуда напряженности вихревого электрического поля пропорциональна круговой частоте переменного тока, проходящего через соленоид, и расстоянию от оси соленоида при $r < r_0$ и обратно пропорциональна этому расстоянию при $r > r_0$.

При помещении проводника в переменное электромагнитное поле возникают индукционные токи, приводящие к ослаблению электромагнитного поля внутри проводника. Скин-эффект заключается в затухании электромагнитных волн по мере распространения вглубь проводников, в результате которого переменный ток сосредотачивается главным образом вблизи поверхности проводника и почти не проникает вглубь проводника. Для объяснения скин-эффекта воспользуемся уравнениями Максвелла. Запишем дополнительно к (19.1) уравнение, связывающее напряженности электрического \mathbf{E} и магнитного \mathbf{H} полей в среде с постоянными удельным сопротивлением ρ и магнитной проницаемостью μ :

$$[\nabla \mathbf{H}] = \mathbf{j} = \mathbf{E} / \rho, \quad (19.4)$$

где \mathbf{j} – плотность тока проводимости. В правой части уравнения (19.4) опущено слагаемое $\partial \mathbf{D} / \partial t$ (плотность тока смещения), так как в проводниках ток проводимости во много раз превышает ток смещения.

Применим операцию rot к уравнению (19.1). Воспользуемся тем, что $[\nabla[\nabla \mathbf{E}]] = \nabla(\nabla \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E}$ и $\nabla \mathbf{E} = 0$, тогда $[\nabla[\nabla \mathbf{E}]] = -\nabla^2 \mathbf{E}$. Исключим $\text{rot} \mathbf{H}$ с помощью уравнения (19.4), и в результате получаем

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \mu_0 \mu (1 / \rho) (\partial \mathbf{E} / \partial t). \quad (19.5)$$

Рассмотрим бесконечно длинный соленоид, заполненный проводящей средой. Введем цилиндрическую систему координат с осью z вдоль оси соленоида, в которой поле \mathbf{E} имеет лишь компо-

ненту E_φ и зависит только от расстояния до оси r . Для периодического поля с частотой ω получаем из (19.5) уравнение:

$$1/r \partial / \partial r (r \partial E_\varphi / \partial r) + \alpha^2 \cdot E_\varphi = 0, \quad (19.6)$$

где $\alpha = (\mu_0 \mu \cdot i \omega / \rho)^{1/2}$.

Решение уравнения (19.6), ограниченное при $r \rightarrow 0$, записывается в виде $E_\varphi = E_0 J_1(\alpha r) e^{-i\omega t}$, где J_1 – функция Бесселя, E_0 – постоянная. Запишем α в виде

$$\alpha = \pm (\mu_0 \mu \omega / 2\rho)^{1/2} (1 + i) = \pm (1 + i) / r_s$$

где

$$r_s = (2\rho / \mu_0 \mu \omega)^{1/2} = (\rho / \pi \mu_0 \mu \nu)^{1/2}. \quad (19.7)$$

Функция Бесселя упрощается в предельных случаях. В случае малых частот при $r_0 / r_s \ll 1$ можно ограничиться первыми членами разложения функции Бесселя:

$$E_\varphi = E_{01} r (1 - i(r/r_s)^2 / 4 - 1/48 (r/r_s)^4) \cdot e^{-i\omega t}, \quad r < r_0.$$

В предельном случае больших частот ($r_0 / r_s \gg 1$) решение уравнения (19.6) упрощается к виду

$$E_\varphi = E_{02} \exp(-(r_0 - r) / r_s + i((r_0 - r) / r_s - \omega t)), \quad r < r_0. \quad (19.8)$$

Как следует из (19.8), амплитуда напряженности электромагнитного поля убывает при удалении от поверхности проводника вглубь при сильном скин-эффекте по экспоненте:

$$E_m = E_{02} \exp(-(r_0 - r) / r_s). \quad (19.9)$$

Эту зависимость, полученную по сути для проводника бесконечных размеров, будем использовать для анализа скин-эффекта и

в данной работе. Однако в выражении для r_s , в отличие от идеализированного случая (19.7), введем поправочный коэффициент $a \sim 1$:

$$r_s = a(\rho / \pi \mu_0 \nu)^{1/2}. \quad (19.10)$$

Отметим, что аналогичную экспоненциальную зависимость имеет и амплитуда плотности тока j_m .

Величина r_s называется *эффективной глубиной скин-слоя*. Глубина скин-слоя r_s равна расстоянию, отсчитываемому от поверхности вглубь проводника, на котором амплитуда поля уменьшается в $e = 2,72$ раза.

Если r_s много меньше размеров проводника, то электромагнитное поле вытеснено из всего объема проводника. Если r_s больше размеров проводника, то скин-эффект почти не проявляется.

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

В работе используются лабораторный комплекс ЛКЭ-5 «Электромагнитные явления» (рис. 19.1), звуковой генератор гармонических сигналов и осциллограф для измерения напряжения.

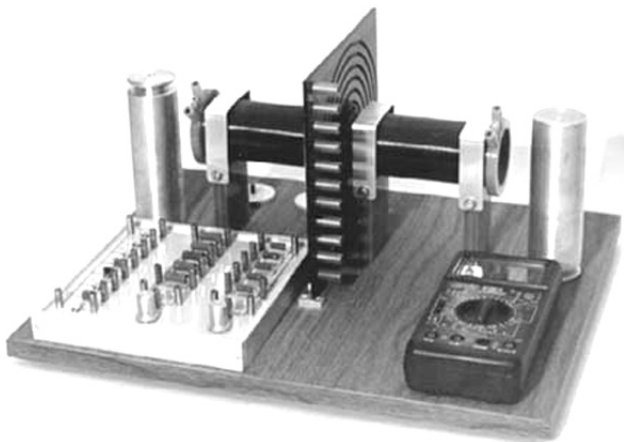


Рис. 19.1. Комплекс ЛКЭ-5 «Электромагнитные явления»

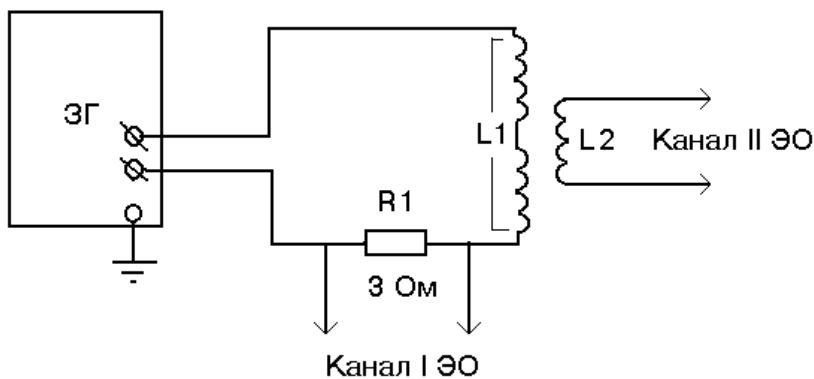


Рис. 19.2. Принципиальная схема эксперимента

Принципиальная схема эксперимента приведена на рис. 19.2, где ЗГ – звуковой генератор, L1 – контур, создающий магнитное поле (два соленоида, соединенные последовательно, причем последовательному соединению соответствует перекрестное соединение одинаковых клемм соленоидов), R1 – датчик тока, L2 – индукционный датчик электромагнитного поля (один из кольцевых контуров плоского индукционного датчика, всего 10 контуров, $N = 50$, радиусы $r = 10, 15, 20, 25, 30, 40, 50, 60, 70$ и 80 мм). Сигналы с датчиков подаются на электронный осциллограф (ЭО). Схема последовательного соединения соленоидов приведена на рис. 19.3. Расположение клемм кольцевых датчиков L2 показано на рис. 19.4.

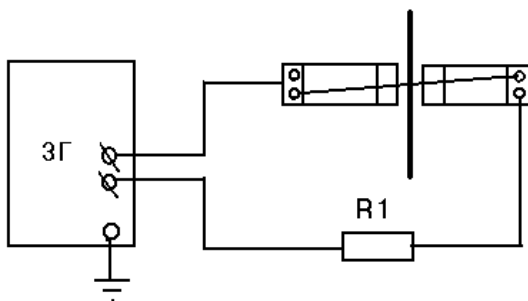


Рис. 19.3. Последовательное соединение соленоидов

Напряжение U_2 , измеряемое осциллографом, позволяет определить напряженность поля в каждом контуре:

$$E = U_2 / 2\pi r N. \quad (19.11)$$

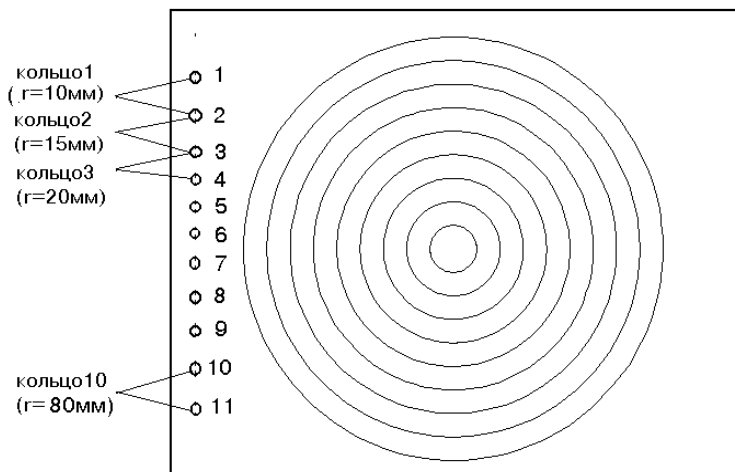


Рис. 19.4. Клеммы кольцевых индукционных датчиков

ЗАДАНИЕ

1. Измерить зависимость от расстояния r до оси соленоида напряжения U_2 для заданных преподавателем значений частоты ν звукового генератора в отсутствие сердечников. Определить амплитуду напряженности вихревого электрического поля E_{1m} по формуле (19.11). Построить график зависимости $E_{1m}(r)$ для фиксированной частоты. Сравнить полученные зависимости с расчетными значениями по формуле (19.3). Силу тока в соленоиде определить по значению напряжения на активном сопротивлении $R = 3 \text{ Ом}$.

2. В соленоиды вставить вплотную к датчику два алюминиевых сердечника. Измерить зависимость от расстояния амплитуды напряженности электрического поля E_{2m} внутри проводника для тех

же значений, что и в п. 1 частот ν звукового генератора. Заметим, что после установки цилиндров может измениться амплитуда тока в соленоиде, определяемая по напряжению U_R на датчике тока R , тогда ее необходимо восстановить к прежнему значению. Показателем наличия скин-эффекта является отношение E_{2m} / E_{1m} . При выраженном скин-эффекте это отношение значительно меньше 1.

3. Для случая сильного скин-эффекта оценить по формуле (19.9) эффективную глубину скин-слоя. Для этого построить графики $\ln(E_{2m} / E_0)$ как функции $x = r_0 - r$ для нескольких частот. Постоянная E_0 подбирается из соображений удобства, например так, чтобы все значения $\ln(E_{2m} / E_0)$ были положительными. Так как согласно формуле (19.9) зависимость $E_{2m}(x)$ носит экспоненциальный характер, то график $\ln E_{2m}(x)$ будет прямолинейным: $\ln E_{2m} = -x / r_s + \text{const}$. Определить величину r_s по каждому графику. Построить график зависимости r_s от частоты $\nu^{-1/2}$.

4. С помощью формулы (19.10) оценить по графику зависимости r_s от $\nu^{-1/2}$ значение коэффициента a по известному удельному сопротивлению алюминия $\rho = 25 \text{ нОм}\cdot\text{м}$.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Покажите направление вектора напряженности вихревого электрического поля относительно направлений тока в соленоиде для двух случаев: при увеличении (по модулю) и при уменьшении тока.

2. Как зависит напряженность вихревого электрического поля от расстояния до оси соленоида?

3. Как будет зависеть от времени напряженность вихревого электрического поля, если магнитная индукция зависит от времени: а) линейно, б) пилообразно?

4. В чем заключается явление скин-эффекта?

5. Каков физический смысл эффективной глубины скин-слоя r_s ?

6. Как глубина скин-слоя зависит от частоты тока, от удельного сопротивления проводника?
7. Каково назначение соленоида в данной работе?
8. Какова зависимость от расстояния r напряженности магнитного поля в сердечнике в случае сильного скин-эффекта?
9. Почему коэффициент a в реальном случае отличен от 1?

Работа 20

ИЗУЧЕНИЕ ЦЕПИ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЕЕ ПАРАМЕТРОВ

Цель: исследование цепи переменного тока; определение индуктивности, емкости и взаимной индуктивности.

ВВЕДЕНИЕ

В работе исследуются характеристики цепи переменного тока в контуре, состоящем из последовательно включенных емкости C , индуктивности L , активного сопротивления R и источника переменной ЭДС – U (рис. 20.1).

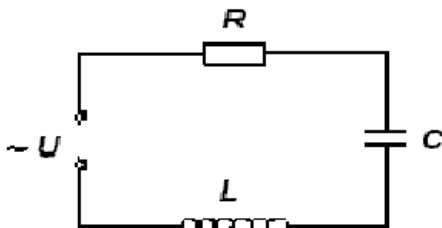


Рис. 20.1. Последовательный LRC-контур

Положим, что внешняя ЭДС изменяется по гармоническому закону $U = U_{\max} \cos(\omega t + \varphi)$. В этом случае в контуре возникнут вынужденные установившиеся электрические колебания с частотой внешней ЭДС. Согласно закону Ома $iR + U_C + U_L = U$. Следовательно, $iR + q/C + L di/dt = U_{\max} \cos(\omega t + \varphi)$. Используя соотношение $i = dq/dt$, получим дифференциальное уравнение, которому должен удовлетворять заряд q на конденсаторе:

$$Ld^2q/dt^2 + Rdq/dt + q/C = U_{\max} \cos(\omega t + \varphi). \quad (20.1)$$

Из теории вынужденных колебаний известно, что такое уравнение в случае установившихся колебаний имеет решение, которое запишем для тока

$$i = dq / dt = I_{\max} \cos(\omega t),$$

$$I_{\max} = U_{\max} / Z, \quad (20.2)$$

$$Z = (R^2 + (\omega L - 1/\omega C)^2)^{1/2}, \quad (20.3)$$

где Z – полное сопротивление цепи. Сдвиг фаз φ между внешней ЭДС и током в контуре определяется соотношением:

$$\operatorname{tg}\varphi = (\omega L - 1/\omega C) / R. \quad (20.4)$$

Формулу (20.2), связывающую амплитудные значения тока и внешней ЭДС, называют законом Ома для переменного тока. Напряжение на активном сопротивлении равно

$$U_R = iR = U_{R_{\max}} \cos(\omega t),$$

где $U_{R_{\max}} = I_{\max}R$ – амплитуда напряжения на активном сопротивлении. С изменением частоты внешней ЭДС изменяется напряжение на емкости и индуктивности. Напряжение на конденсаторе

$$U_C = q / C = (1/C) \int i dt = U_{C_{\max}} \cos(\omega t - \pi/2),$$

где $U_{C_{\max}} = I_{\max} / \omega C = I_{\max} X_C$ – амплитуда напряжения на емкости. Величину $X_C = 1/\omega C$ называют емкостным сопротивлением. Напряжение на конденсаторе отстает от тока по фазе на $\pi/2$. Напряжение на индуктивности

$$U_L = L di / dt = U_{L_{\max}} \cos(\omega t + \pi/2),$$

где $U_{L_{\max}} = I_{\max} \omega L = I_{\max} X_L$ – амплитуда напряжения на индуктивности. Величину X_L называют индуктивным сопротивлением. Напряжение на индуктивности опережает ток по фазе на $\pi/2$.

При резонансе тока индуктивное сопротивление равно емкостному, и полное сопротивление цепи равно активному. Явление резонанса может быть использовано для определения неизвестной емкости или индуктивности (см. работу 12 лабораторного практикума «Электроизмерительные приборы. Электромагнитные колебания и переменный ток» / Под ред. В.Ф. Федорова. М.: МИФИ, 2009).

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Работа выполняется с помощью лабораторного комплекса ЛКЭ-5 «Электромагнитные явления». Описание комплекса приведено в работе 19. Отметим лишь, что в качестве катушки индуктивности могут быть использованы два последовательно соединенных соленоида (последовательному соединению соответствует перекрестное соединение клемм, см. рис. 19.3 работы 19). Электромагнитный комплекс позволяет определить не только индуктивность и емкость, но и коэффициент взаимной индукции (или взаимную индуктивность) L_{12} – коэффициент пропорциональности между током в одном соленоиде и магнитным потоком в другом. Дополнительно для измерения амплитуды напряжения используется осциллограф (или вольтметр). В качестве источника переменного напряжения служит звуковой генератор.

ЗАДАНИЕ

1. Определить емкость. Для этого сигнал от генератора подать на исследуемый конденсатор, соединенный последовательно с известным активным сопротивлением (рис. 20.2).

С помощью осциллографа (или вольтметра) измерить амплитуды напряжений на конденсаторе U_C и на активном сопротивлении U_R . Измерения повторить для нескольких значений частоты генератора. При известной частоте сигнала емкость определяется по формуле:

$$C = U_R / (2\pi\nu R U_C).$$

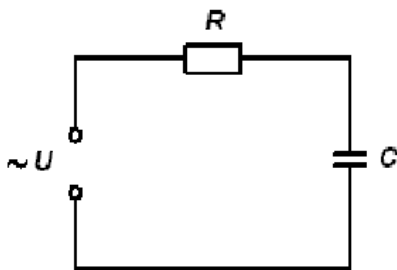


Рис. 20.2. Последовательный RC-контур

2. Определить индуктивность и активное сопротивление соленоида. Для этого два соленоида соединить последовательно. Собрать цепь, состоящую из резистора и соленоидов (активного сопротивления и индуктивности), рис. 20.3.

Внимание! Рекомендованные значения сопротивления R частоты ν приведены в приложении, находящемся на лабораторном столе.

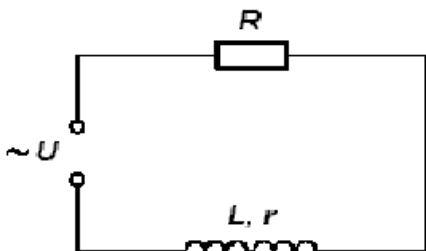


Рис. 20.3. Последовательный RL-контур

Следует учитывать, что активное сопротивление контура складывается из активных сопротивлений резистора R и двух соленоидов r .

Измерить амплитуды напряжений на резисторе U_R , соленоиде U_S и генераторе U . Построить с помощью циркуля векторную диаграмму для этого случая (рис. 20.4).

По векторной диаграмме определить напряжения U_L и U_r . Индуктивность и активное сопротивление соленоида определить по формулам:

$$L = RU_L / (2\pi\nu U_R), \quad r = RU_r / U_R.$$

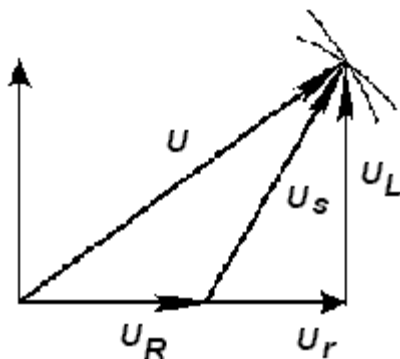


Рис. 20.4. Векторная диаграмма

Повторить измерения для нескольких значений частоты генератора. Оценить частоту, при которой учет активного сопротивления соленоида не существен.

3. Собрать цепь, состоящую из резистора, конденсатора и соленоида (см. рис. 20.1). Методом резонанса определить индуктивность. Для этого, меняя частоту генератора и измеряя напряжение на резисторе, подобрать такое значение частоты, при котором напряжение на резисторе достигнет максимального значения. Индуктивность определяется по известным значениям емкости и резонансной частоты, совпадающей с собственной частотой контура, аналогично работе 12 по формуле:

$$L = 1/(\omega^2 C).$$

При выполнении задания следить за постоянством напряжения источника. Для этого сначала найти резонансную частоту и установить подходящее напряжение источника. Затем при изменении частоты поддерживать постоянным ручкой регулятора это напряжение.

4. Провести сравнение полученного значения индуктивности с результатом п. 2.

5. Определить коэффициент взаимной индукции. Для этого собрать цепь, состоящую из резистора и одного из соленоидов (рис. 20.5). Измерить напряжения на активном сопротивлении U_R и на другом соленоиде U_2 . Определить взаимоиндуктивность по формуле:

$$L_{12} = U_2 R / (2\pi\nu U_R).$$

Повторить измерения, поменяв соленоиды. Убедиться, что $L_{12} = L_{21}$.

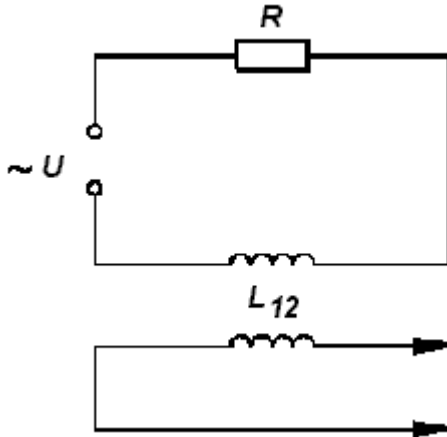


Рис. 20.5. Схема для определения взаимной индуктивности

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Нарисуйте принципиальную схему контура.
2. Что такое действующее значение напряжения?
3. Что такое емкостное сопротивление контура?
4. Что такое индуктивное сопротивление контура?
5. Что такое полное сопротивление контура?
6. Как строится векторная диаграмма для цепи, состоящей из катушки индуктивности, имеющей активное сопротивление, и резистора?
7. Как можно измерить неизвестную индуктивность?
8. Как можно измерить неизвестную емкость?
9. Что такое взаимная индуктивность контуров?
10. Как определить индуктивность методом резонанса?

СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Калашников Н.П., Смондырев М.А.. Основы физики. Т.1. М.: Дрофа, 2007.
2. Савельев И.В. Курс общей физики. Т.2. М.: Кнорус, 2009.
3. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Электричество. Т.3. М.: Физматлит, 2006.
4. Калашников С.Г. Электричество. М.: Физматлит, 2004.

**ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНАЯ
СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ. ТЛЕЮЩИЙ РАЗРЯД.
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ**

Лабораторный практикум

Под редакцией В. Ф. Федорова

Издание 3-е, исправленное и дополненное

Редактор и технический редактор *М.В. Макарова*

Корректор *И.Н. Маркина*

Оригинал-макет изготовлен *М.В. Макаровой*

Подписано в печать 30.04.2010. Формат 60x84 1/16.

Печ.л. 3,25. Уч.-изд.л. 3,25. Тираж 2000 экз.

Изд. № 024-1. Заказ № 222

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ».

Типография НИЯУ МИФИ.

115409, Москва, Каширское ш., 31

