



МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ

○ Белорусский национальный технический университет

Кафедра физики

ОПРЕДЕЛЕНИЕ УДЕЛЬНОГО ЗАРЯДА

ЭЛЕКТРОНА МЕТОДОМ МАГНЕТРОНА

Методические указания к лабораторной работе по физике
для студентов инженерно-технических специальностей

Учебное электронное издание

Минск ◊ БНТУ ◊ 2011

УДК 539.2 (075.8)

Авторы:

П.Г. Кужир, Н.П. Юркевич, Г.К. Савчук

Рецензенты:

И.А. Хорунжий, к. ф.-м. н., доцент, заведующий кафедрой «Техническая физика» БНТУ;

А.И. Акимов, к. ф.-м. н., зам. генерального директора ГО НПЦ НАН Беларуси

по материаловедению

В методических указаниях излагаются основные закономерности воздействия электрического и магнитного полей на заряженную частицу, представлена методика определения удельного заряда электрона методом магнетрона.

Методические указания к лабораторной работе предназначены для студентов инженерно-технических специальностей всех форм обучения.

Белорусский национальный технический университет
пр-т Независимости, 65, г. Минск, Республика Беларусь
Тел.(017) 292-77-52 факс (017) 292-91-37
E-mail: NPYurkevich@mail.ru ;
Регистрационный № **БНТУ/ФЭС57–10.2011**

© Кужир П.Г., Юркевич Н.П., Савчук Г.К., 2011
© Юркевич Н.П., компьютерный дизайн, 2011
© БНТУ, 2011

Цель работы: изучить воздействие электрического и магнитного полей на заряженную частицу, определить удельный заряд электрона методом магнетрона.

Оборудование: диод, соленоид, миллиамперметр, амперметр, вольтметр, источники постоянного напряжения.

СИЛЫ, ДЕЙСТВУЮЩИЕ НА ЗАРЯЖЕННУЮ ЧАСТИЦУ ПРИ ДВИЖЕНИИ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МАГНИТНОМ ПОЛЯХ

На заряженную частицу с зарядом q , которая находится в электрическом поле напряженностью \vec{E} , действует сила \vec{F} равная:

$$\vec{F} = q\vec{E}$$

Пусть заряженная частица под действием силы \vec{F} движется в однородном электрическом поле. Если заряд частицы положительный, то частица движется вдоль силовой линии электрического поля \vec{E} (рис. 1, а). Если заряд отрицательный, то движение частицы происходит в сторону противоположную направлению напряженности поля \vec{E} (рис.1, б).



На заряженную частицу, движущуюся в магнитном поле со скоростью \vec{V} , действует сила Лоренца:

$$\vec{F}_л = q[\vec{V} \times \vec{B}], \tag{1}$$

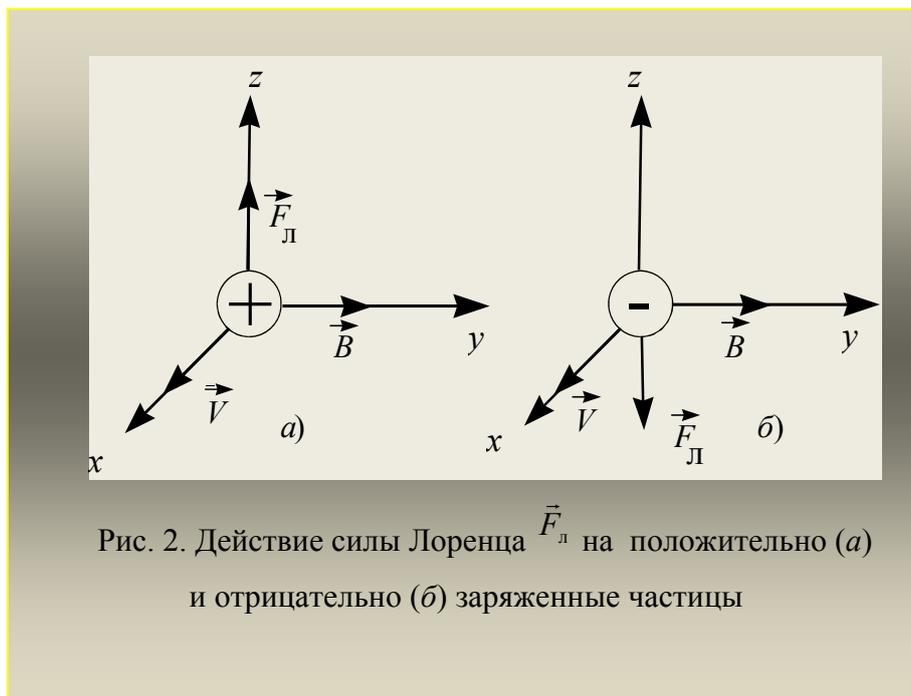
где \vec{B} - индукция магнитного поля.

Из (1) следует, что сила $\vec{F}_л$ направлена перпендикулярно плоскости, в которой лежат вектора скорости \vec{V} и магнитной индукции \vec{B} . Модуль силы Лоренца равен:

$$F_л = qVB\sin\alpha, \tag{2}$$

где α – угол между вектором скорости \vec{V} и вектором индукции магнитного поля \vec{B} .

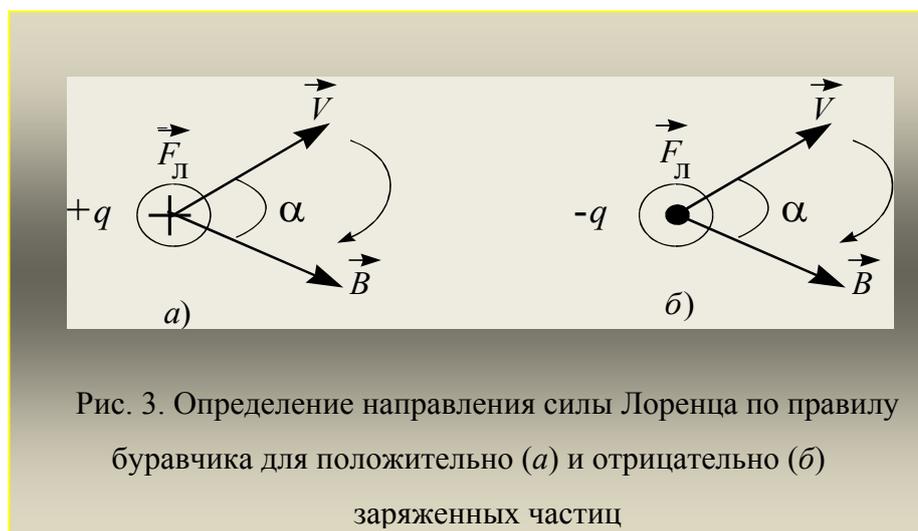
Согласно формуле (1) направление силы Лоренца определяется знаком заряда q . Если заряд q положительный, то направление силы $F_{\text{Л}}$ совпадает с направлением вектора $[\vec{V} \times \vec{B}]$ (рис. 2, а).



Сила Лоренца, действующая на отрицательно заряженную частицу, будет направлена в сторону противоположную оси OZ (рис. 2, б).

ПРАВИЛО ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ НАПРАВЛЕНИЯ СИЛЫ ЛОРЕНЦА

В общем случае, когда заряженная частица движется со скоростью \vec{V} под углом α к линиям индукции магнитного поля \vec{B} , направление силы Лоренца определяется **правилом буравчика**, которое формулируется следующим образом:



направление силы Лоренца, действующей на положительный заряд, совпадает с направлением поступательного движения буравчика при вращении рукоятки буравчика от вектора \vec{V} к вектору \vec{B} по

кратчайшему расстоянию (по острому углу).

Согласно этому правилу сила Лоренца, действующая на положительный заряд, вектор скорости \vec{V} и вектор индукции магнитного поля \vec{B} которого лежат в плоскости листа (рис. 3, а), перпендикулярна плоскости листа и направлена за лист (“от нас”). Для отрицательного заряда сила Лоренца перпендикулярна плоскости листа и направлена от листа (“на нас”) (рис. 3, б), так как

$$\vec{F}_л = -q[\vec{V} \times \vec{B}].$$

Направление силы Лоренца можно определять также по **правилу левой руки**:

Если расположить левую руку так, чтобы четыре вытянутых пальца руки совпали с направлением скорости движения положительно заряженной частицы, а составляющая вектора магнитной индукции, перпендикулярная скорости заряда, входила в ладонь, то отогнутый под прямым углом большой палец покажет направление силы Лоренца. Правило левой руки удобно применять в случае, когда угол α между векторами \vec{V} и \vec{B} равен 90° .

ДВИЖЕНИЕ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Работа силы Лоренца может быть вычислена по формуле

$$A = \vec{F}_л \vec{S} = F_л S \cos(\vec{F}_л \wedge \vec{S}). \tag{3}$$

где \vec{S} - вектор перемещения частицы.

Из (1) следует, что сила Лоренца всегда перпендикулярна вектору скорости \vec{V} заряженной частицы, и следовательно, перпендикулярна вектору перемещения частицы \vec{S} . Тогда в выражении (3) $\cos(\vec{F}_л \wedge \vec{S}) = \cos 90^\circ = 0$, и работа силы Лоренца равна нулю.

Таким образом, **сила Лоренца, действующая со стороны магнитного поля на движущуюся заряженную частицу, работы не совершает.** Следовательно, кинетическая энергия частицы при движении в магнитном поле не изменяется, т.е. **величина скорости движения частицы остается постоянной.**

Для вывода основных закономерностей движения заряженных частиц в магнитном поле будем полагать, что магнитное поле однородно.

Рассмотрим три случая движения заряженной частицы в магнитном поле:

1) частица движется в магнитном поле со скоростью \vec{V} вдоль линий магнитной индукции, то есть угол α между векторами \vec{V} и \vec{B} равен 0 или π ;

2) частица движется в магнитном поле со скоростью \vec{V} , перпендикулярной вектору магнитной индукции (рис. 4);

3) частица движется со скоростью \vec{V} , вектор которой направлен под произвольным углом α к вектору \vec{B} (рис. 5).

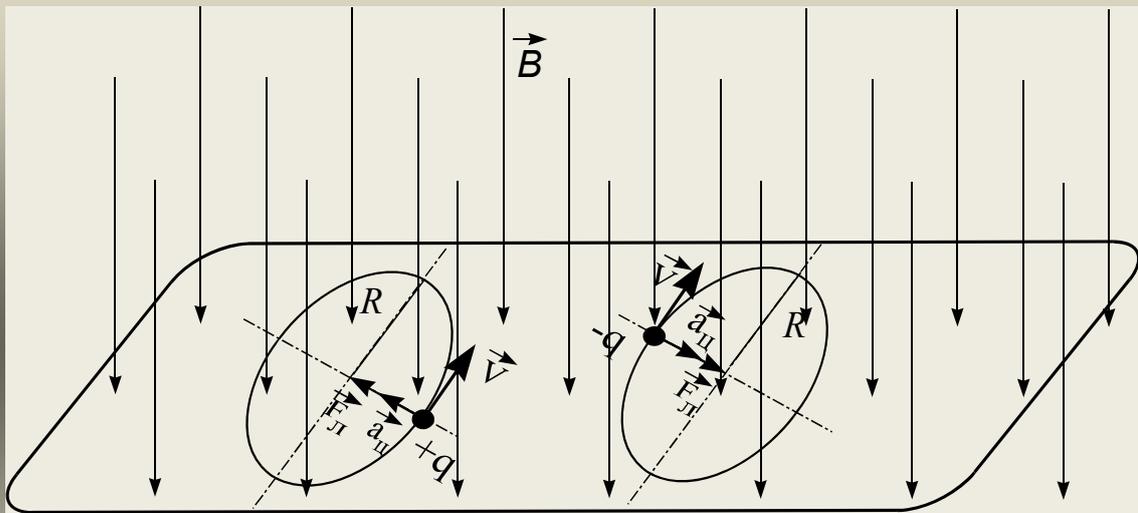


Рис. 4. Движение заряженных частиц под действием силы Лоренца в магнитном поле в случае, когда вектор скорости \vec{V} перпендикулярен вектору магнитной индукции \vec{B}

В **первом случае** сила Лоренца согласно формуле (2) равна нулю. Магнитное поле на частицу не действует, и заряженная частица движется равномерно и прямолинейно вдоль линии индукции магнитного поля.

Во **втором случае** сила Лоренца сообщает частице только центростремительное ускорение. Поэтому частица будет двигаться по окружности радиуса R с периодом обращения T .

Для определения радиуса окружности R воспользуемся вторым законом Ньютона:

$$m\vec{a}_{\text{ц}} = \vec{F}_{\text{л}}$$

Центростремительное ускорение сообщает частице только сила Лоренца, поэтому

$$ma_{\text{ц}} = qVB,$$

так как $\sin(\vec{V} \wedge \vec{B}) = \sin 90^\circ = 1$.

Поскольку

$$a_u = \frac{V^2}{R},$$

то

$$m \frac{V^2}{R} = qVB. \quad (4)$$

Из (4) находим выражение для **радиуса окружности R** , по которой движется частица:

$$R = \frac{mV}{qB}. \quad (5)$$

Учитывая, что длина окружности L равна:

$$L = 2\pi R,$$

вычислим **период обращения T** частицы по окружности:

$$T = \frac{L}{V} = \frac{2\pi R}{V}.$$

С учётом (10) получим

$$T = \frac{2\pi m}{qB} \quad (6)$$

Из выражения (6) следует, что **период обращения T не зависит от величины скорости движения частицы V , а определяется величиной индукции поля \vec{B} и отношением q/m , называемым удельным зарядом заряженной частицы.**

В **третьем случае**, когда угол $\alpha \neq 90^\circ$, траектория движения частицы представляет собой спираль, ось которой параллельна магнитному полю (рис.5).

Разложим вектор скорости \vec{V} на две составляющие: параллельную и перпендикулярную полю \vec{B} , величины которых соответственно равны:

$$V_{||} = V \cos \alpha;$$

$$V_{\perp} = V \sin \alpha.$$

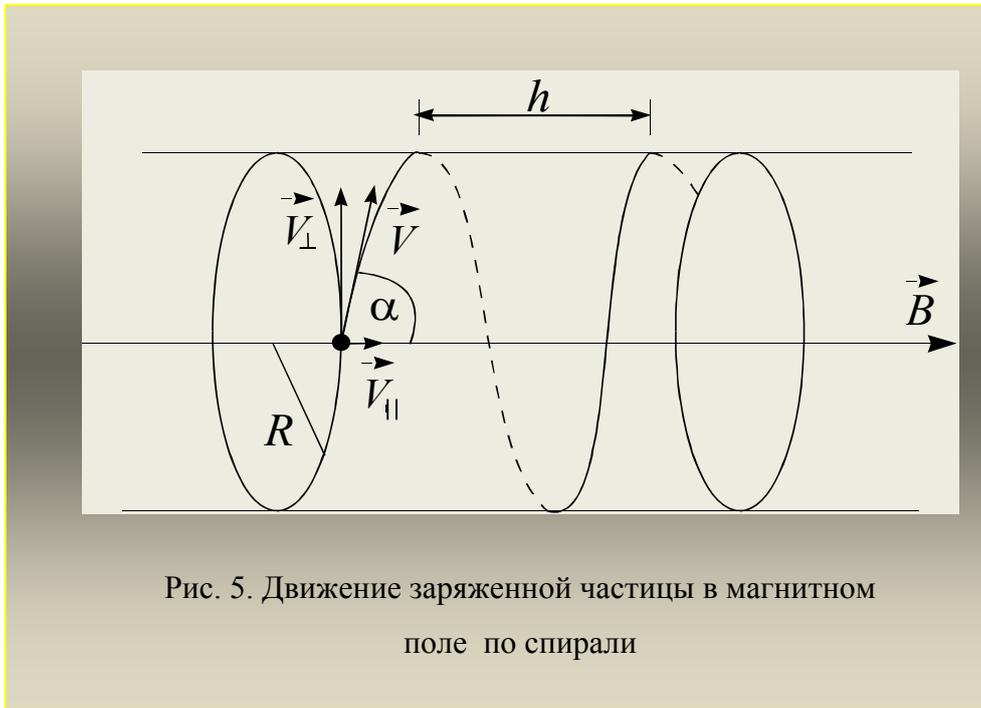


Рис. 5. Движение заряженной частицы в магнитном поле по спирали

Тогда сила Лоренца, действующая на частицу, может быть представлена в виде:

$$\vec{F}_n = q[\vec{V}_\perp \times \vec{B}] + q[\vec{V}_\parallel \times \vec{B}] \quad (7)$$

Так как вектора \vec{V}_\parallel и \vec{B} сонаправлены, то второе слагаемое в (7) равно нулю. Поэтому действие силы Лоренца обусловлено только перпендикулярной составляющей скорости частицы:

$$\vec{F}_n = q[\vec{V}_\perp \times \vec{B}] \quad (8)$$

В этом случае частица будет двигаться по окружности с центростремительным ускорением \vec{a}_n , сообщаемым силой Лоренца (17). Радиус окружности R согласно (10) будет равен:

$$R = \frac{mV_\perp}{qB} = \frac{mV \sin \alpha}{qB}$$

Период обращения по окружности T определяется формулой (6).

Движение частицы вдоль линий магнитного поля \vec{B} представляет собой равномерное прямолинейное движение с постоянной скоростью $V_{||}$. За время одного полного оборота T частица сместится вдоль направления индукции поля \vec{B} на расстоянии h , равное

$$h = V_{||} T = V \cos \alpha \frac{2\pi m}{qB} \quad (19)$$

Величина h называется **шагом спирали** (см. рис. 5). Направление, в котором закручивается спираль, зависит от знака заряда частицы.

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ СОЛЕНОИДА

Соленоидом называется совокупность N одинаковых витков изолированного проводящего провода, равномерно намотанных на общий каркас или сердечник. По виткам проходит одинаковый ток. Магнитные поля, созданные каждым витком в отдельности, складываются по принципу суперпозиции. Индукция магнитного поля внутри соленоида велика, а вне его - мала. Для бесконечно длинного соленоида индукция магнитного поля вне соленоида стремится к нулю. Если длина соленоида во много раз больше диаметра его витков, то соленоид можно практически считать **бесконечно длинным**. **Магнитное поле такого соленоида целиком сосредоточено внутри него и является однородным (рис. 6).**

Величину индукции магнитного поля внутри бесконечно длинного соленоида можно определить, используя **теорему о циркуляции вектора \vec{B}** : циркуляция вектора \vec{B} по

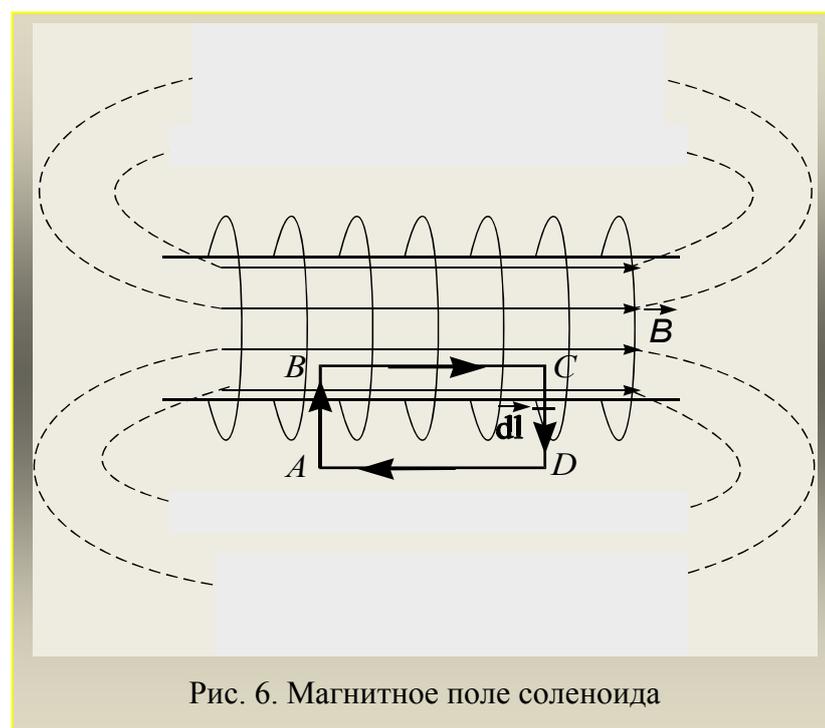


Рис. 6. Магнитное поле соленоида

произвольному замкнутому контуру равна алгебраической сумме токов, охватываемых контуром, умноженной на магнитную постоянную μ_0 :

$$\oint_L \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \sum_{i=1}^N I_i \quad (9)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м.

Для определения величины магнитной индукции B внутри соленоида выберем замкнутый

контур $ABCD$ прямоугольной формы, где $d\vec{l}$ - элемент длины контура, задающий направление обхода (рис. 6). При этом длины AB и CD будем считать бесконечно малыми.

Тогда циркуляция вектора \vec{B} по замкнутому контуру $ABCD$, охватывающему N витков, равна:

$$\oint_{ABCD} \vec{B} d\vec{l} = \int_{AB} \vec{B} d\vec{l} + \int_{BC} \vec{B} d\vec{l} + \int_{CD} \vec{B} d\vec{l} + \int_{DA} \vec{B} d\vec{l} \quad (10)$$

На участках AB и CD произведение $\vec{B} d\vec{l} = 0$, так как вектора \vec{B} и $d\vec{l}$ взаимно перпендикулярны. Поэтому

$$\int_{AB} \vec{B} d\vec{l} = 0, \int_{CD} \vec{B} d\vec{l} = 0$$

На участке DA вне соленоида интеграл $\int_{DA} \vec{B} d\vec{l} = 0$, так как магнитное поле вне контура равно нулю.

Тогда формула (10) примет вид

$$\oint_{ABCD} \vec{B} d\vec{l} = \int_{BC} \vec{B} d\vec{l} = Bl \quad (11)$$

где l – длина участка BC . Сумма токов, охватываемых контуром, равна

$$\sum_{i=1}^N I_i = N \cdot I_c, \quad (12)$$

где I_c – сила тока соленоида;

N – число витков, охватываемых контуром $ABCD$.

Подставив (11) и (12) в (9), получим

$$B \cdot l = \mu_0 \cdot N \cdot I_c \quad (13)$$

Из (13) получим выражение для индукции магнитного поля бесконечно длинного соленоида:

$$B = \frac{\mu_0 \cdot N \cdot I_c}{l} . \tag{14}$$

Так как число витков на единицу длину соленоида n равно

$$n = \frac{N}{l} ,$$

то окончательно получим

$$B = \mu_0 \cdot n \cdot I_c . \tag{15}$$

Если внутри соленоида помещен сердечник, то формула (15) для B примет вид

$$B = \mu \cdot \mu_0 \cdot n \cdot I_c ,$$

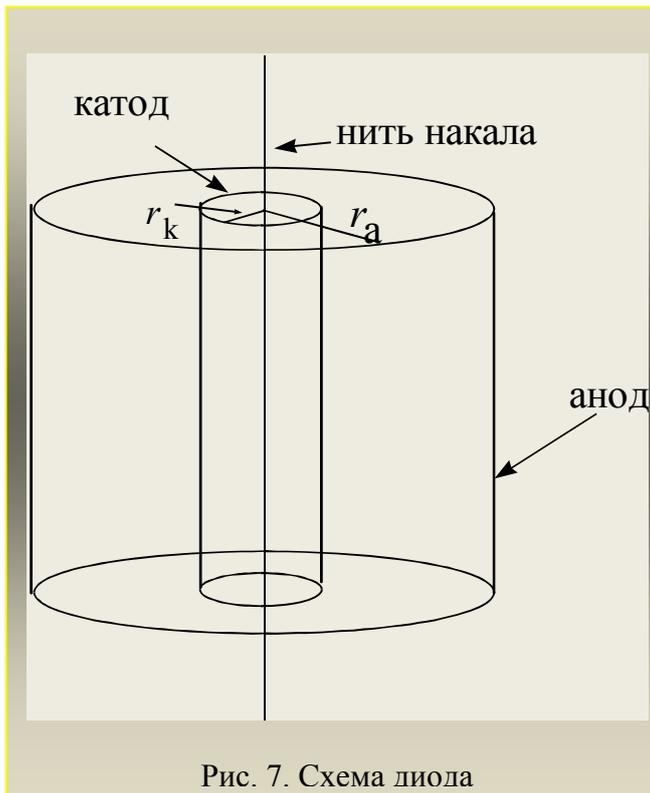
где μ - магнитная проницаемость материала сердечника.

Таким образом, **индукция B магнитного поля соленоида определяется током соленоида I_c , числом витком n на единицу длины соленоида и магнитной проницаемостью материала сердечника.**

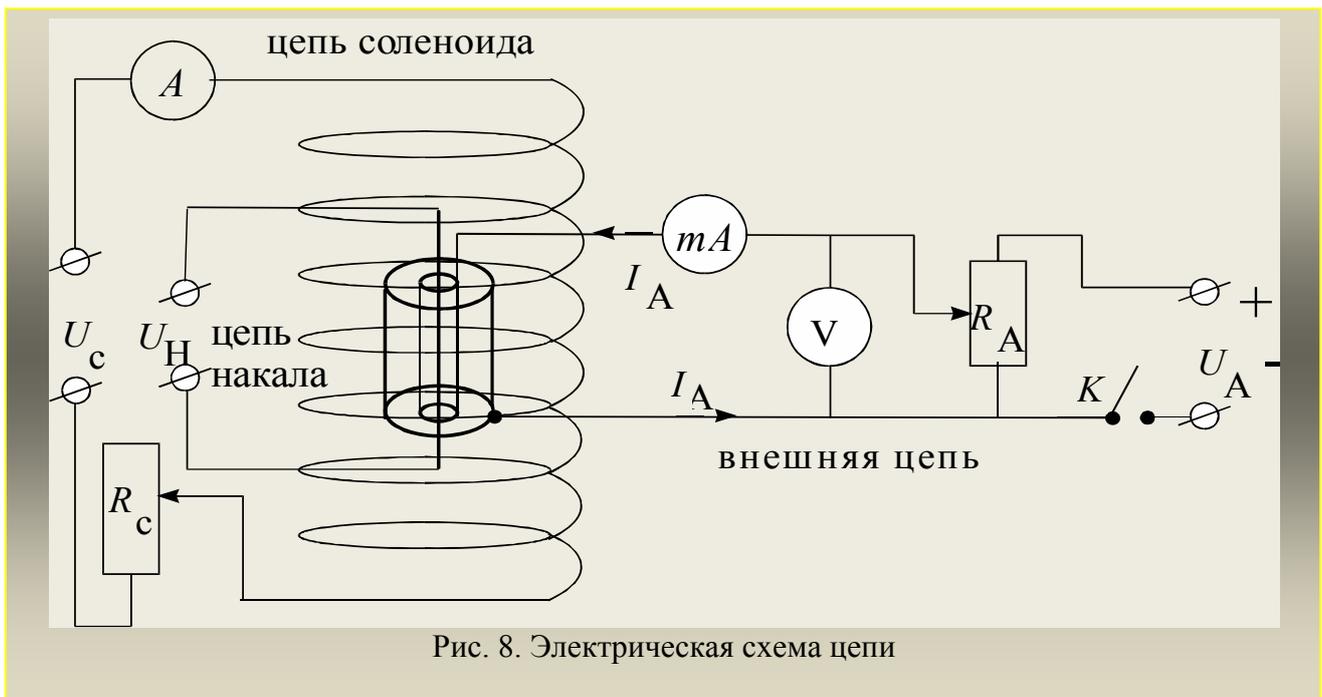
ЦИЛИНДРИЧЕСКИЙ МАГНЕТРОН

Магнетроном называется двухэлектродная электронная лампа (диод), содержащая накаливаемый катод и холодный анод и помещенная во внешнее магнитное поле.

Анод диода имеет форму цилиндра радиусом r_a . Катод представляет собой полый цилиндр радиусом r_k , вдоль оси которого расположена нить накала, как правило, изготавливаемая из вольфрама (рис. 7).



Раскалённый катод в результате явления термоэлектронной эмиссии испускает термоэлектроны, которые образуют вокруг катода электронное облако. При подаче анодного напряжения U_A (рис.8), электроны начинают перемещаться от катода к аноду вдоль радиусов, что приводит к возникновению анодного тока I_A . Анодный ток регистрируется миллиамперметром.



Величина анодного напряжения регулируется потенциометром R_A . Чем больше анодное напряжение, тем большее количество электронов за единицу времени достигает анода, следовательно, тем больше анодный ток.

Напряжённость электрического поля E между катодом и анодом такая же, как и в цилиндрическом конденсаторе:

$$E = -\frac{U_A}{\ln \frac{r_a}{r_k}} \cdot \frac{1}{r}, \quad (16)$$

где r – расстояние от оси катода до данной точки пространства между катодом и анодом.

Из формулы (16) следует, что напряжённость поля E обратно пропорциональна расстоянию r до оси катода. Следовательно, напряжённость поля максимальна у катода.

Так как

$$r_k \ll r_a,$$

то значение логарифма $\ln \frac{r_a}{r_k}$ стремится к большой величине. Тогда с увеличением расстояния r напряжённость электрического поля между катодом и анодом снижается до нуля. Поэтому, можно считать, что электроны приобретают скорость под действием поля только вблизи катода, и дальнейшее их движение к аноду происходит с постоянной по величине скоростью.

Внешнее магнитное поле, в которое помещён диод, создаётся соленоидом (рис. 8). Длина соленоида l много больше диаметра его витков, поэтому поле внутри соленоида можно считать однородным. Ток в цепи соленоида изменяется с помощью потенциометра R_C (рис. 8) и регистрируется амперметром.

Характер движения электронов в зависимости от величины поля соленоида показан на рис. 9. Если ток в цепи соленоида отсутствует, то индукция магнитного поля $B = 0$. Тогда электроны движутся от катода к аноду практически по радиусам.

Увеличение тока в цепи соленоида приводит к возрастанию величины B . При этом, траектории движения электронов начинают искривляться, однако все электроны достигают анода. В анодной цепи будет течь ток такой же, как и в отсутствии магнитного поля.

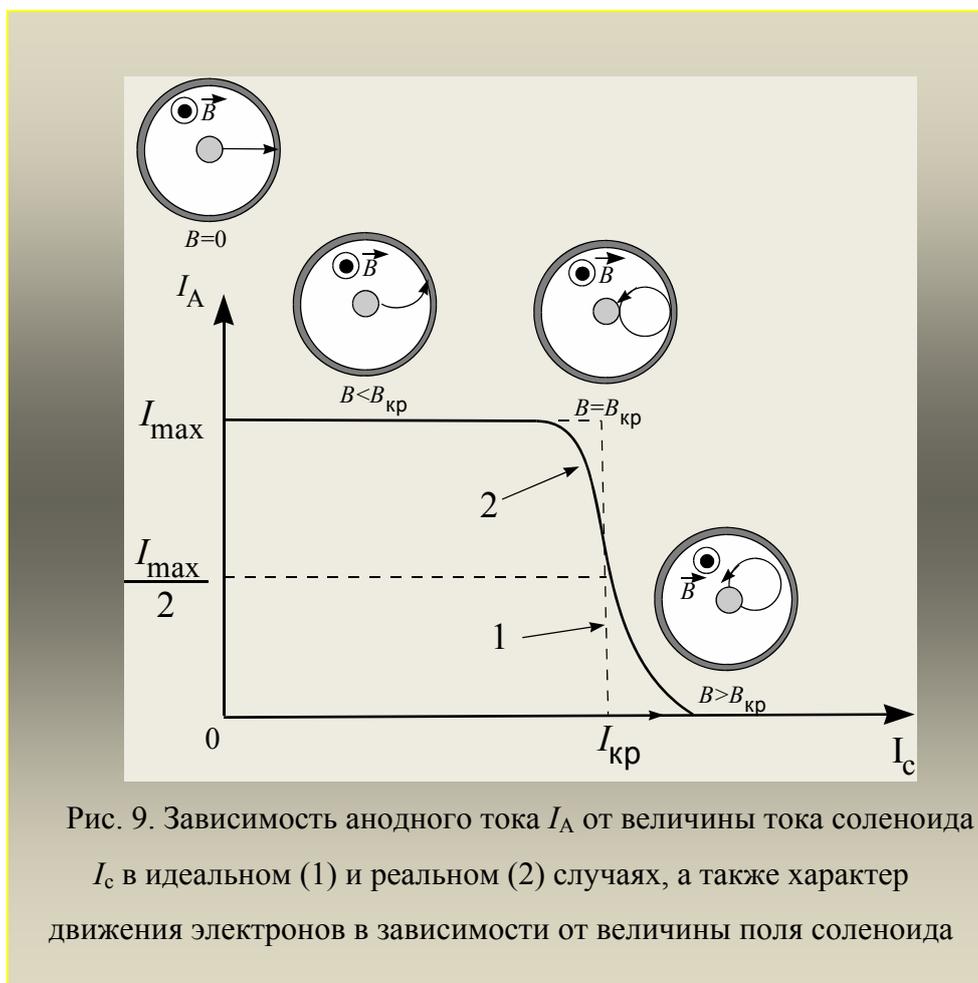


Рис. 9. Зависимость анодного тока I_A от величины тока соленоида I_c в идеальном (1) и реальном (2) случаях, а также характер движения электронов в зависимости от величины поля соленоида

При некотором значении тока в соленоиде радиус окружности, по которой движется электрон, становится равным половине расстояния между катодом и анодом:

$$R = \frac{r_a}{2}.$$

Электроны в этом случае касаются анода и уходят к катоду (рис. 9). Такой режим работы диода называется **критическим**. При этом по соленоиду течёт критический ток $I_{\text{кр}}$, которому соответствует критическое значение индукции магнитного поля $B = B_{\text{кр}}$.

При $B = B_{\text{кр}}$ анодный ток в идеальном случае должен скачком уменьшиться до нуля. При $B > B_{\text{кр}}$ электроны не попадают на анод (рис. 9), и анодный ток также будет равен нулю (рис. 9, кривая 1).

Однако на практике, вследствие некоторого разброса скоростей электронов и нарушения соосности катода и соленоида, анодный ток уменьшается не скачком, а плавно (рис. 9, кривая 2). При этом значение силы тока соленоида, соответствующее точке перегиба на кривой 2, считается критическим $I_{\text{кр}}$. Критическому значению тока соленоида соответствует анодный ток, равный:

$$I_A = \frac{I_{\max}}{2},$$

где I_{\max} – максимальное значение анодного тока при $B = 0$.

Зависимость анодного тока I_A от величины индукции магнитного поля B (или от тока в соленоиде) при постоянном анодном напряжении и постоянном накале называется **сбросовой характеристикой магнетрона**.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ УДЕЛЬНОГО ЗАРЯДА ЭЛЕКТРОНА МЕТОДОМ МАГНЕТРОНА

Под действием сил электрического поля диода электрон приобретает кинетическую энергию:

$$\frac{mV^2}{2} = eU_A,$$

где e и m – заряд и масса электрона соответственно.

Тогда скорость электронов равна:

$$V = \sqrt{\frac{2eU_A}{m}}.$$

(17)

Учитывая, что при $B = B_{\text{кр}}$ радиус окружности, по которой движется электрон, равен половине радиуса анода, из формулы (4) получим:

$$\frac{e}{m} = \frac{V}{B_{\text{кр}} \frac{r_A}{2}}.$$

(18)

Подставим (17) в (18), получаем

$$\frac{e}{m} = \frac{8U_A}{B_{\text{кр}}^2 r_A^2}.$$

(19)

Из (14) следует выражение для критического значения индукции магнитного поля соленоида:

$$B_{\text{кр}} = \mu_0 \frac{N}{l} I_{\text{кр}}.$$

Тогда (19) примет вид

$$\frac{e}{m} = \frac{8U_A l^2}{\mu_0^2 N^2 I_{\text{кр}}^2 r_A^2}.$$

(20)

Таким образом, экспериментально определив величину критического тока соленоида $I_{кр}$, зная анодное напряжение U_A , радиус анода r_A , число витков N и длину соленоида l , можно определить величину удельного заряда электрона.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Включить установку. Установить анодное напряжение $U_A = 70 \text{ В} = \text{const}$, напряжение накала катода – 2,5 В.
2. Ручкой R соленоида постепенно увеличивать ток в соленоиде от 0 до 1,5 А и через каждые 0,1 А фиксировать по амперметру его значение и соответствующее ему значение анодного тока по миллиамперметру. Результаты измерений занести в табл. 1.

Таблица 1

$I_C, \text{ А}$	0	0,1	0,2	и т.д.
$I_A, \text{ mA}$				

3. По данным табл. 1 построить график зависимости I_A от I_C (сбросовую характеристику). По графику определить критическое значение тока в соленоиде $I_{кр}$ и занести в таблицу 2.
4. По формуле (20) рассчитать удельный заряд электрона. Необходимые данные для расчета приведены в табл. 2.

Таблица 2

μ	N	$L, \text{ м}$	$R_a, \text{ м}$	$I_{Скр}, \text{ А}$
1	3500	0,445	$9,6 \cdot 10^{-3}$	

5. Полученные значение $\frac{e}{m}$ сравнить со справочным данным.
6. Сделать вывод.

Пример вывода. В ходе выполнения лабораторной работы изучены основные закономерности движения заряда в электрическом и магнитном поля. На основе экспериментально полученной сбросовой характеристики магнетрона определено значение критического тока соленоида и

рассчитано значение удельного заряда электрона. Сравнение полученной величины удельного заряда электрона со справочным данным показало хорошее согласование.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Назовите какие силы, действуют на движущуюся заряженную частицу в электрическом и магнитном полях?
2. Как вычисляется сила Лоренца?
3. Как определяется направление силы Лоренца?
4. Выведите формулы для радиуса R и периода T при движении заряженной частицы по окружности.
5. Выведите формулы для радиуса R , периода T и шага спирали h при движении заряженных частиц по спирали.
6. Сформулируйте теорему о циркуляции вектора \vec{B} .
7. Выведите формулу для магнитной индукции \vec{B} соленоида.
8. Объясните принцип действия цилиндрического магнетрона.
9. Выведите формулу для определения $\frac{e}{m}$ методом магнетрона.

ЛИТЕРАТУРА

1. Детлаф, А.А. Курс физики / А.А. Детлаф, Б.М. Яворский. – М., 1979.
2. Савельев, И.В. Курс общей физики. Электричество и магнетизм / И.В. Савельев. – М., 2003.
3. Трофимова, Т.И. Курс физики / Т.И. Трофимова. – М., 1985.