

ОПРЕДЕЛЕНИЕ УДЕЛЬНОГО ЗАРЯДА ЭЛЕКТРОНА МЕТОДОМ МАГНЕТРОНА

Практикум для специальностей

1-38 01 01 «Механические и электромеханические
приборы и аппараты»,

1-38 01 02 «Оптико-электронные и лазерные приборы и системы»,

1-38 02 01 «Информационно-измерительная техника»,

1-38 02 02 «Биотехнические аппараты и системы»,

1-38 02 03 «Техническое обеспечение безопасности»

*Рекомендовано учебно-методическим объединением
по образованию в области приборостроения*

УДК 537.8:530.145(076.5)(075.8)

ББК 22.33я7

О-62

С о с т а в и т е л и:

В. В. Черный, С. А. Манего, В. В. Красовский

Р е ц е н з е н т ы:

кафедра физики и методики преподавания физики
УО «Белорусский государственный педагогический университет
имени Максима Танка» (заведующий кафедрой,
доктор физико-математических наук, профессор *В. Р. Соболев*);
старший преподаватель кафедры ЭТТ УО «Белорусский государственный
университет информатики и радиоэлектроники» *Н. С. Собчук*

Определение удельного заряда электрона методом магнетрона :
О-62 практикум для студентов специальностей 1-38 01 01 «Механические
и электромеханические приборы и аппараты», 1-38 01 02 «Оптико-
электронные и лазерные приборы и системы», 1-38 02 01 «Инфор-
мационно-измерительная техника», 1-38 02 02 «Биотехнические аппа-
раты и системы», 1-38 02 03 «Техническое обеспечение безопасно-
сти» / В. В. Черный, С. А. Манего, В. В. Красовский. – Минск:
БНТУ, 2018. – 23 с.

ISBN 978-985-583-001-7.

Практикум содержит описание (теоретическую часть, схему экспериментальной
установки и задание) лабораторной работы, посвященной изучению движения заря-
женных частиц в магнитном и электрическом полях. На основании изложенного по
методу магнетрона определяется важный параметр электрона – его удельный заряд.

Издание предназначено для студентов инженерных специальностей, изучающих
раздел «Электричество и магнетизм» курса общей физики.

УДК 537.8:530.145(076.5)(075.8)

ББК 22.33я7

ISBN 978-985-583-001-7

© Черный В. В., Манего С. А.,
Красовский В. В., 2018

© Белорусский национальный
технический университет, 2018

ОПРЕДЕЛЕНИЕ УДЕЛЬНОГО ЗАРЯДА ЭЛЕКТРОНА МЕТОДОМ МАГНЕТРОНА

Цели работы:

1. Изучить характер движения заряженных частиц в электрических и магнитных полях.
2. Изучить метод магнетрона для определения удельного заряда электрона.

Задачи работы:

1. Экспериментально исследовать зависимость тока, протекающего в электровакуумном диоде от величины индукции магнитного поля.
2. На основании полученной зависимости определить величину критической индукции магнитного поля и удельный заряд электрона.

Движение заряженных частиц в электрическом поле

В электрическом поле на заряженную частицу, например, электрон, действует сила, пропорциональная величине заряда q и напряженности поля \vec{E} :

$$\vec{F}_e = -q\vec{E}.$$

Под действием этой силы электрон, имеющий отрицательный заряд, перемещается в направлении, обратном направлению вектора \vec{E} (рис. 1), если начальная скорость была равна нулю.

Пусть между плоскопараллельными пластинами приложена некоторая разность потенциалов U . Между пластинами создается однородное электрическое поле, напряженность которого равна

$$E = \frac{U}{d},$$

где d – расстояние между пластинами.

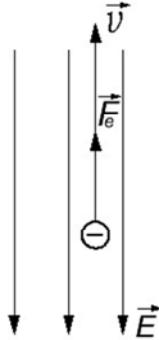


Рис. 1

Рассмотрим траекторию электрона, влетающего в однородное электрическое поле с некоторой скоростью \vec{v}_0 , направленной перпендикулярно полю (рис. 2).

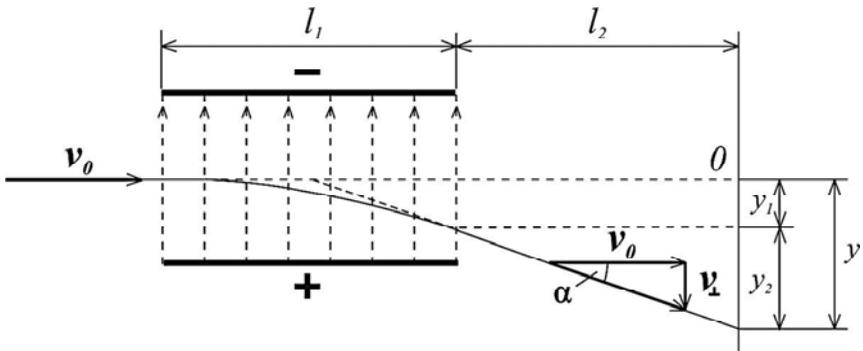


Рис. 2

Горизонтальная составляющая силы \vec{F} равна нулю, поэтому и составляющая v_x скорости электрона остается постоян-

ной и равной v_0 . Следовательно, координата x электрона определяется как

$$x = v_0 t, \quad (1)$$

где t – время движения электрона.

В вертикальном направлении под действием силы \vec{F} электрону сообщается некоторое ускорение \vec{a} , которое согласно второму закону Ньютона равно

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}_e}{m} = -\frac{q}{m} \vec{E}.$$

Следовательно, за время t электрон приобретает вертикальную составляющую скорости

$$v_1 = \frac{dy}{dt} = at = -\frac{q}{m} Et,$$

откуда при движении в поле конденсатора получаем

$$dy = -\frac{q}{m} E t dt.$$

Изменение координаты y электрона от времени получим, проинтегрировав последнее выражение:

$$y = -\frac{q}{m} E \int_0^t t dt = -\frac{q}{m} E \frac{t^2}{2}. \quad (2)$$

Подставим значение t из (1) в (2) и получим уравнение движения электрона $y(x)$ в виде

$$y = -\frac{q}{m} E \frac{x^2}{2v_0^2}. \quad (3)$$

Выражение (3) представляет собой уравнение параболы.

Если длина пластин равна l_1 , то время пролета между пластинами составит $t_1 = l_1 / v_0$. За это время электрон приобретает вертикальную составляющую скорости

$$v_1 = -\frac{q}{m} E \frac{l_1}{v_0}.$$

Из рис. 2 следует, что тангенс угла отклонения электрона равен

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{v_1}{v_0} = \frac{q}{m} E \frac{l_1}{v_0^2}.$$

При выходе из поля смещение электрона y_1 в направлении, перпендикулярном полю, составит $y_1 = at_1^2 / 2$. Подставив значения a и t_1 , получим

$$y_1 = -\frac{qEl_1^2}{2mv_0^2}.$$

Таким образом, смещение электрона, как и любой другой заряженной частицы, в электрическом поле пропорционально напряженности электрического поля и зависит от величины удельного заряда частицы q / m .

Движение заряженных частиц в магнитном поле

Рассмотрим теперь траекторию электрона, влетающего в однородное магнитное поле со скоростью \vec{v} (рис. 3).

Магнитное поле воздействует на электрон с силой \vec{F}_L , величина которой определяется соотношением Лоренца:

$$\vec{F}_{\text{Л}} = q[\vec{v}\vec{B}],$$

или в скалярном виде:

$$F_{\text{Л}} = qvB \sin \alpha,$$

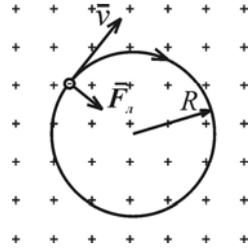


Рис. 3

где B – индукция магнитного поля;

α – угол между векторами \vec{v} и \vec{B} .

Направление силы Лоренца определяется по правилу левой руки с учетом знака заряда частицы.

Отметим, что сила, действующая на электрон, всегда перпендикулярна вектору скорости и, следовательно, является центростремительной силой. В однородном магнитном поле, перпендикулярном скорости, под действием центростремительной силы электрон будет двигаться по окружности радиуса R . Если же электрон движется прямолинейно вдоль силовых линий магнитного поля, т. е. $\alpha = 0$, то сила Лоренца $F_{\text{Л}}$ равна нулю и электрон проходит магнитное поле, не меняя направления движения.

Если вектор скорости перпендикулярен вектору \vec{B} , то сила действия магнитного поля на электрон максимальна:

$$F_{\text{Л}} = -qvB.$$

Так как сила Лоренца является центростремительной силой, то для модулей сил можно записать следующее:

$$qvB = \frac{mv^2}{R}.$$

Отсюда следует, что радиус окружности, по которой движется электрон, равен

$$R = \frac{v}{\frac{q}{m} B}. \quad (4)$$

Как видно, радиус траектории зависит от отношения заряда к массе. Это используют в специальных приборах для определения удельного заряда ионов (масс) – спектрометрах. Ионы различной массы, описывая дуги различного радиуса, попадают в различные точки на фотопластинке. При необходимости выделить нужные ионы вместо фотопластинки помещают непроницаемый экран. В нем имеется щель, расположенная в месте пересечения дуги, описываемой данными ионами, с плоскостью щели.

Если зона действия магнитного поля ограничена, а скорость электрона достаточно высока, то электрон движется по дуге и вылетает из магнитного поля, изменив направление своего движения (рис. 4).

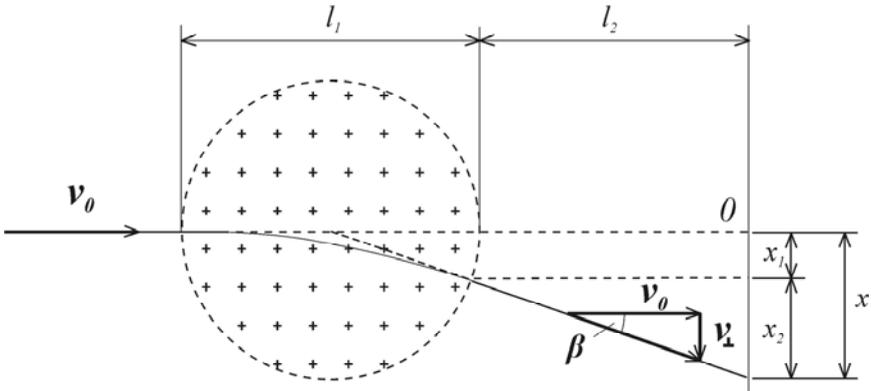


Рис. 4

Если отклонение электрона невелико, можно считать, что ускорение его постоянно по величине и направлению и равно $a = F_{\perp} / m = -qv_0 B / m$. Тогда величина скорости \vec{v}_{\perp} , направленной перпендикулярно начальной скорости \vec{v}_0 , будет равна $v_{\perp} = at_1 = -\frac{qv_0 B}{m} \frac{l_1}{v_0} = -\frac{qBl_1}{m}$. Здесь l_1 – протяженность зоны действия магнитного поля. Модуль тангенса угла отклонения равен $\operatorname{tg}\beta = \frac{|v_{\perp}|}{v_0}$.

Подставив значение $|v_{\perp}|$, получим формулу для угла отклонения:

$$\operatorname{tg}\beta = \frac{q}{m} B \frac{l_1}{v_0}. \quad (5)$$

Таким образом, отклонение в магнитном поле электрона, как и любой заряженной частицы, прямо пропорционально отношению q/m и индукции магнитного поля B и обратно пропорционально скорости v_0 .

Более сложную траекторию описывает электрон, влетающий в магнитное поле со скоростью v под углом α к вектору \vec{B} , отличным от 0° или от 90° (рис. 5). В этом случае скорость электрона имеет нормальную составляющую \vec{v}_n , направленную перпендикулярно \vec{B} , и тангенциальную составляющую \vec{v}_τ , направленную параллельно \vec{B} . Первая из них изменяется по направлению под действием силы Лоренца, вторая остается постоянной и по модулю, и по направлению (движение по инерции).

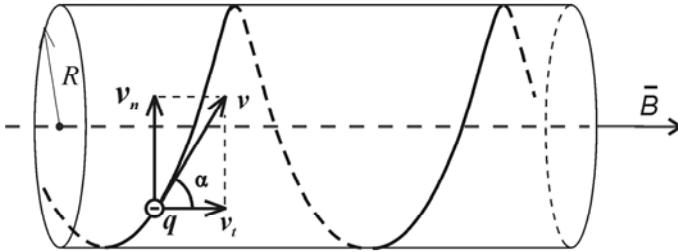


Рис. 5

Суперпозиция вращательного движения в плоскости, перпендикулярной \vec{B} , и поступательного движения в направлении, параллельном \vec{B} , приводит к тому, что в результате электрон движется по цилиндрической спирали (см. рис. 5). Период его обращения равен

$$T = \frac{2\pi R}{v_n}, \quad (6)$$

а циклическая частота

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{v_n}{R}. \quad (7)$$

Подставим значение R из (4) в (7):

$$\omega = \frac{q}{m} B. \quad (8)$$

Из последнего выражения следует, что частота обращения электрона не зависит ни от величины, ни от направления его начальной скорости и определяется только величинами удельного заряда и магнитного поля. Это обстоятельство используется для фокусировки электронных пучков в электронно-лучевых приборах.

Действительно, если в магнитном поле попадает пучок электронов, содержащий частицы с различными по модулю и направлению скоростями $\vec{v}_1, \vec{v}_2, \vec{v}_3$ (рис. 6, а), вылетающими из одной точки, то все они опишут спираль разного радиуса, но встретятся в одной и той же точке согласно уравнению (7). На рис. 6, б представлены их траектории при наблюдении в направлении магнитного поля. Принцип магнитной фокусировки электронного пучка лежит в основе одного из методов определения q/m . Зная величину B и измерив частоту обращения электронов ω , по формуле (8) легко вычислить значение удельного заряда.

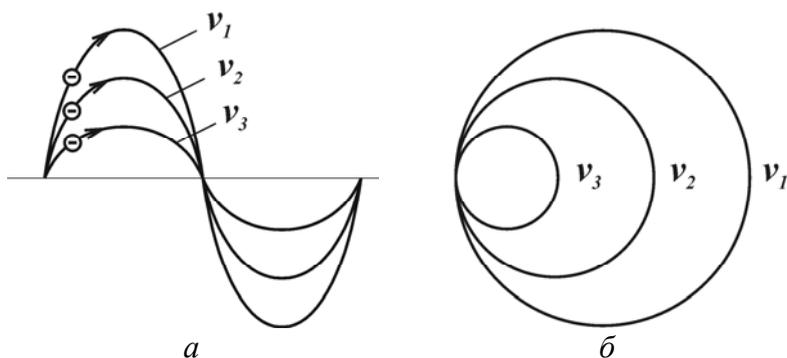


Рис. 6

В скрещенных электрическом и магнитном полях отклонение электрона зависит от направления векторов \vec{E} и \vec{B} и соотношения их модулей.

На рис. 7 электрическое и магнитное поля взаимно перпендикулярны и направлены таким образом, что первое из них стремится отклонить электрон вверх, а второе – вниз. Направление отклонения зависит от соотношения модулей сил \vec{F}_E и \vec{F}_L . Если модули этих сил равны, т. е.

$$qE = qvB, \quad (9)$$

то электрон не изменит направления своего движения.

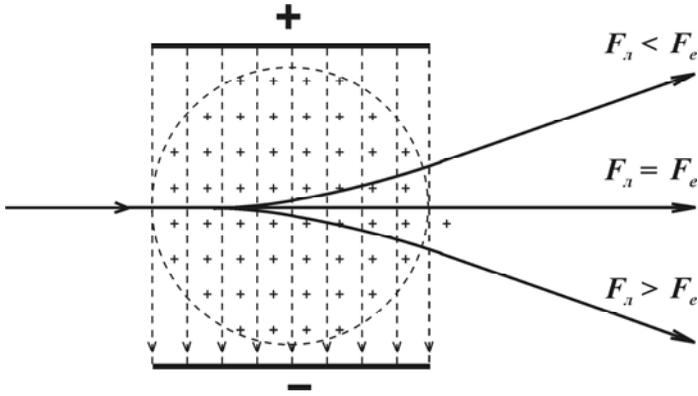


Рис. 7

Предположим, что под действием магнитного поля электрон отклонился на некоторый угол β . Затем приложим электрическое поле такой величины, чтобы смещение оказалось равным нулю. Найдем из условия равенства сил (9) скорость v и подставим ее значение в уравнение (5):

$$\operatorname{tg}\beta = \frac{q}{m} \frac{B^2 l}{E},$$

откуда

$$\frac{q}{m} = \frac{E}{B^2 l} \operatorname{tg}\beta.$$

Таким образом, зная угол отклонения β , вызванный магнитным полем B , протяженность области магнитного поля l и величину электрического поля E , компенсирующую это отклонение, можно определить величину удельного заряда электрона q/m . Впервые этим методом отношение q/m измерил Дж. Дж. Томсон. Опыты Томсона имели огромное

значение в развитии учения об электричестве, так как они явились неопровержимым доказательством дискретности природы электрического заряда.

Определение удельного заряда методом магнетрона

Определение q/m в скрещенных электрическом и магнитном полях может быть выполнено также с помощью двухэлектродного прибора – электровакуумного диода, помещенного в магнитное поле. Этот метод известен в физике как метод магнетрона. Используемая в диоде конфигурация электрического и магнитного полей идентична конфигурации этих полей в магнетронах. *Магнетроны* – это приборы, используемые для генерации электромагнитных колебаний в СВЧ-области частот. С этим и связано название метода.

Между цилиндрическим анодом A и цилиндрическим катодом K (рис. 8), расположенным вдоль оси симметрии, приложена некоторая разность потенциалов U , создающая электрическое поле E , направленное по радиусу от анода к катоду. В отсутствие магнитного поля ($B = 0$) электроны движутся прямолинейно от катода к аноду (рис. 9, прямая a).

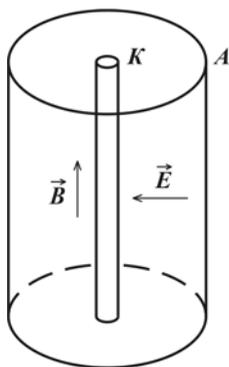


Рис. 8

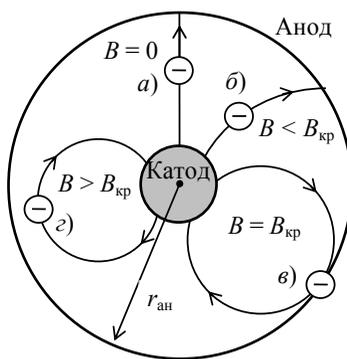


Рис. 9

При наложении слабого магнитного поля, направление которого параллельно оси электродов, траектория электронов искривляется под действием силы Лоренца, но они достигают анода (рис. 9, кривая δ). При некотором критическом значении индукции магнитного поля $B = B_{кр}$ (рис. 9, кривая ϵ) траектория электронов искривляется настолько, что в момент достижения электронами анода вектор их скорости направлен по касательной к аноду. И, наконец, при более сильном магнитном поле $B > B_{кр}$ (рис. 9, кривая ζ) радиус кривизны траектории оказывается меньше половины радиуса анода и электроны не попадают на анод, а возвращаются к катоду. При этом ток через диод резко падает (рис. 10).

Соответственно, согласно (4), радиус анода b и критическая индукция $B_{кр}$ связаны между собой следующим образом:

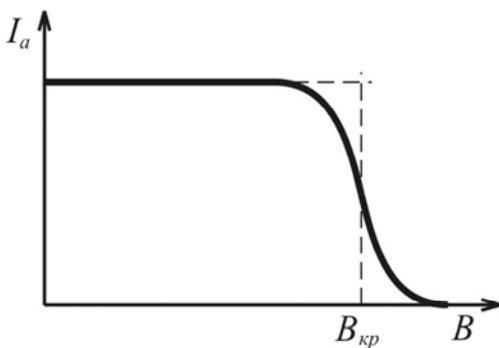


Рис. 10

$$\frac{b}{2} = \frac{v}{\frac{q}{m} B_{кр}}. \quad (10)$$

Значение $B_{кр}$ не является постоянной величиной для данного прибора и зависит от величины приложенной между анодом и катодом разности потенциалов.

Точный расчет траектории движения электронов в магнетроне сложен, так как электрон движется в неоднородном радиальном электрическом поле. Однако, если радиус катода много меньше радиуса анода, электрическое поле наиболее сильно только вблизи катода, и электроны набирают основ-

ную часть скорости в этой области, а основную часть траектории проходит с примерно постоянной по модулю скоростью.

Величину скорости электронов можно определить из условия, что их кинетическая энергия равна работе сил электрического поля на участке между катодом и анодом:

$$\frac{mv^2}{2} = qU. \quad (11)$$

Выразив значение v из (11) и подставив в (10), получим выражение для расчета удельного заряда электрона.

$$\frac{q}{m} = \frac{8U}{B_{\text{кр}}^2 b^2}. \quad (12)$$

Таким образом, для определения удельного заряда электрона методом магнетрона достаточно измерить разность потенциалов между анодом и катодом U , критическое значение индукции магнитного поля $B_{\text{кр}}$ и радиус анода b .

Более точное решение данной задачи дает несколько отличающееся от (12) значение для q/m :

$$\frac{q}{m} = \frac{8U}{B_{\text{кр}}^2 b^2 \left[1 - \left(\frac{a}{b} \right)^2 \right]^2}, \quad (13)$$

где a – радиус катода.

Описание установки для определения удельного заряда электрона методом магнетрона

Электрическая схема установки приведена на рис. 11. Электровacuумный диод D с цилиндрическим анодом помещается внутрь длинного соленоида L , создающего магнитное поле при прохождении тока через него. Между анодом и катодом приложена разность потенциалов, измеряемая вольтметром V . Анодный ток через диод I_a измеряется миллиамперметром mA .

Катушка соленоида питается от источника постоянного тока U_c . В цепи соленоида имеется также амперметр A для измерения тока через соленоид I_c . Катод лампы питается от источника постоянного тока U_H .

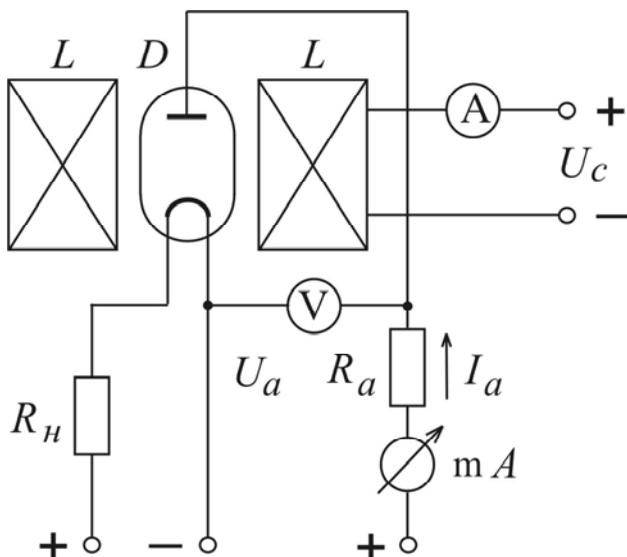


Рис. 11

Для определения q/m между анодом и катодом прилагается некоторая разность потенциалов U_a , соответствующая

исчезновению объемного заряда вблизи катода, и снимается зависимость анодного тока от тока соленоида $I_a = f(I_c)$.

Так как индукция магнитного поля прямо пропорциональна току I_c , протекающему через соленоид, то **график зависимости $I_a = f(I_c)$ идентичен графику зависимости $I_a = f(B)$, представленному на рис. 10.**

При некотором значении магнитной индукции, называемом критическим, $B = B_{кр}$, при заданном напряжении U_a ток через диод I_a должен резко спадать до нуля. Это изображено пунктирной линией на рис. 10.

Данное условие нарушается по нескольким причинам.

Во-первых, электроны, испускаемые катодом, обладают несколько различающимися начальными скоростями. Поэтому величина критической индукции $B_{кр}$ несколько различается для различных электронов.

Во-вторых, магнитное поле не является строго однородным. Оно несколько уменьшается по мере удаления от центра соленоида вдоль прямой, параллельной оси. Вследствие этого одно и то же значение индукции достигается в различных точках внутри диода при несколько различающихся значениях тока I_c , протекающего через соленоид.

Соответственно, критические условия достигаются в различных плоскостях, перпендикулярных оси диода, при несколько различающихся значениях I_c .

В-третьих, возвращающиеся при $B > B_{кр}$ на катод электроны передают ему свою энергию и увеличивают его температуру. Это приводит к усилению термоэлектронной эмиссии. В результате процесс спада тока I_a замедляется.

Поэтому при росте тока через соленоид анодный ток уменьшается не резко, а плавно (сплошная линия на рис. 10). В качестве критического тока $I_{кр}$, по которому определяется величина $B_{кр}$, принимают значение тока соленоида, соответствующее точке перегиба в зависимости I_a от I_c .

Из полученной по экспериментальным данным зависимости $I_a = f(I_c)$ определяется величина критического тока $I_{кр}$, соответствующая перегибу на графике. Затем определяется величина $B_{кр}$ по формуле для магнитного поля соленоида:

$$B_{кр} = k\mu_0 n I_{кр}, \quad (14)$$

где μ_0 – магнитная постоянная;

n – число витков обмотки соленоида на единицу его длины;

$I_{кр}$ – ток через обмотку соленоида, при котором наблюдается точка перегиба в зависимости тока I_a от тока, протекающего через соленоид;

k – коэффициент, учитывающий отличие магнитного поля реального соленоида от поля бесконечного соленоида.

Далее по формуле (13) рассчитывается величина удельного заряда электрона.

Задание

1. Снять зависимость анодного тока диода I_a от величины тока I_c , протекающего через соленоид при заданном напряжении на аноде U_a .

2. Построить график зависимости тока анода от тока, протекающего через соленоид $I_a = f(I_c)$.

3. По точкам перегиба кривых определить значение $I_{кр}$, соответствующее критическому значению вектора магнитной индукции.

4. По формуле (14) рассчитать значение $B_{кр}$ для указанного значения U_a .

5. Рассчитать по формуле (13) значение удельного заряда электрона.

Контрольные вопросы

1. В каком случае действует сила Лоренца?
2. Какими величинами определяется отклонение электрона в электрическом и магнитном полях?
3. По какой траектории движется электрон, влетающий в магнитное поле?
4. По какой траектории движется электрон в однородном электрическом поле?
5. В чем заключается принцип магнитной фокусировки электронного пучка?
6. В чем заключается метод Томсона для определения удельного заряда электрона?
7. В чем заключается метод магнетрона для определения удельного заряда электрона?

Список литературы

1. Савельев, И. В. Курс общей физики : в 3 т. / И. В. Савельев. – Москва: Наука, 1987. – Т. 2. – С. 208–221.
2. Савельев, И. В. Курс общей физики : в 3 т. / И. В. Савельев. – Москва: КНОРУС, 2012. – Т. 2. – С. 240–262.
3. Наркевич, И. И. Физика : учебник / И. И. Наркевич, Э. И. Волмянский, С. И. Лобко. – Минск: Новое знание, 2004. – С. 355–365.
4. Трофимова, Т. И. Курс физики : учебное пособие для вузов / Т. И. Трофимова. – Москва: Высшая школа, 2007. – С. 209–213.
5. Калашников, С. И. Электричество / С. И. Калашников. – Москва: Наука, 1977 – С. 435–451.
6. Руководство к лабораторным занятиям по физике / под ред. Л. А. Гальперина. – Москва: Наука, 1978. – С. 230–239.
7. Физический практикум. Электричество и оптика / А. Г. Белянкин [и др.] / под редакцией В. И. Ивероновой. – Москва: Наука, 1968. – С. 321–324.

ПРИЛОЖЕНИЕ

ВЫВОД ТОЧНОЙ ФОРМУЛЫ ДЛЯ УДЕЛЬНОГО ЗАРЯДА ЭЛЕКТРОНА, ОПРЕДЕЛЯЕМОГО ПО МЕТОДУ МАГНЕТРОНА

Радиальная и угловая составляющие скорости электрона в некоторой точке в полярной системе координат равны соответственно:

$$\vec{v}_r = \frac{dr}{dt} \vec{e}_r; \quad (\text{П1})$$

$$\vec{v}_\varphi = r \frac{d\varphi}{dt} \vec{e}_\varphi, \quad (\text{П2})$$

где r и φ – полярные координаты;

\vec{e}_r и \vec{e}_φ – единичные вектора в полярной системе координат.

Радиальная и угловая составляющие силы, действующей на частицу, равны соответственно:

$$\vec{F}_r = -e \left[\vec{v}_\varphi \vec{B} \right];$$
$$\vec{F}_\varphi = -e \left[\vec{v}_r \vec{B} \right]; \quad (\text{П3})$$

$$\vec{F} = \vec{F}_r + \vec{F}_\varphi.$$

Согласно основному закону динамики вращательного движения

$$\frac{d(J\dot{\varphi})}{dt} = \vec{M}.$$

Для момента силы Лоренца имеем

$$\vec{M} = [\vec{r}\vec{F}] = [\vec{r}\vec{F}_r], \quad (\text{П4})$$

так как $\vec{F}_r \parallel \vec{r}$, а $\vec{F}_\varphi \perp \vec{r}$ и поэтому $[\vec{r}\vec{F}_\varphi] = 0$.

Подставив в (П4) выражение для \vec{F}_r и используя известную формулу для двойного векторного произведения, получим

$$\vec{M} = -e[\vec{r}[\vec{v}_r\vec{B}]] = -e(\vec{v}_r(\vec{r}\vec{B}) - \vec{B}(\vec{v}_r\vec{r})).$$

Так как $\vec{B} \perp \vec{r}$, то $(\vec{r}\vec{B}) = 0$, и с учетом (П1) имеем

$$\vec{M} = -e\vec{B}r \frac{dr}{dt} = \frac{1}{2}eB \frac{dr^2}{dt}. \quad (\text{П5})$$

С учетом (П5) и известного выражения для момента инерции $J = mr^2$, выражение (П3) принимает вид

$$\frac{d(mr^2\dot{\varphi})}{dt} = \frac{1}{2}eB \frac{d(r^2)}{dt},$$

откуда следует:

$$r^2\dot{\varphi} = \frac{e}{2m}Br^2 + \text{const}. \quad (\text{П6})$$

Пусть a – радиус катода. Тогда при $r = a$ имеем: $v_r(a) = v_0$, $v_{\varphi 0} = a\dot{\varphi}(a) = 0$, так как $\dot{\varphi}(a) = 0$ (электроны вылетают из катода по направлению радиуса).

Тогда при $r = a$ выражение (П6) принимает вид

$$a^2 \cdot 0 = \frac{e}{2m} Ba^2 + \text{const},$$

откуда следует: $\text{const} = -\frac{e}{2m} Ba^2$.

Соответственно, выражение (П6) принимает вид

$$\dot{\phi} = \frac{e}{2m} B - \frac{e}{2m} B \frac{a^2}{r^2}$$

или

$$\dot{\phi} = \frac{e}{2m} B \left[1 - \left(\frac{a}{r} \right)^2 \right]. \quad (\text{П7})$$

Согласно закону сохранения энергии

$$eU = \frac{mv^2}{2} - \frac{mv_0^2}{2} = \frac{m}{2} (v_r^2 + v_\phi^2) - \frac{mv_0^2}{2} = \frac{m}{2} \left[\dot{r}^2 + (r\dot{\phi})^2 \right] - \varepsilon_0,$$

где ε_0 представляет собой начальное значение кинетической энергии электрона при вылете из катода:

$$\varepsilon_0 = \frac{mv_0^2}{2}.$$

С учетом (П1) и (П2) получим

$$eU = \frac{m}{2} \left[\dot{r}^2 + (r\dot{\phi})^2 \right] - \varepsilon_0.$$

Пусть b – радиус анода. Тогда при критическом поле $B = B_k$ выполняется условие $v_r(b) = 0$ или $\dot{r}(b) = 0$.

При учете последнего равенства выражение (П7) для случая $r = b$ принимает вид

$$eU_b = \frac{m}{2}(b\dot{\phi})^2 - \varepsilon_0. \quad (\text{П8})$$

Подставив в (П8) значение $\dot{\phi}$ из (П7), получим

$$eU_b = \frac{mb^2}{2} \left\{ \frac{eB_k}{2m} \left[1 - \left(\frac{a}{b} \right)^2 \right] \right\}^2 - \varepsilon_0,$$

откуда следует:

$$\frac{e}{m} = \frac{8(U_b + \frac{\varepsilon_0}{e})}{B_k^2 b^2 \left[1 - \left(\frac{a}{b} \right)^2 \right]^2}. \quad (\text{П9})$$

Обычно хорошо выполняется неравенство $U_b \gg \frac{\varepsilon_0}{e}$ и (П9) принимает вид

$$\frac{e}{m} = \frac{8U_b}{B_k^2 b^2 \left[1 - \left(\frac{a}{b} \right)^2 \right]^2},$$

где U_b – напряжение между анодом и катодом;

B_k – критическая величина магнитной индукции;

a и b – соответственно радиусы катода и анода.

Учебное издание

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ УДЕЛЬНОГО
ЗАРЯДА ЭЛЕКТРОНА
МЕТОДОМ МАГНЕТРОНА**

Практикум для специальностей

- 1-38 01 01 «Механические и электромеханические
приборы и аппараты»,
1-38 01 02 «Оптико-электронные и лазерные приборы и системы»,
1-38 02 01 «Информационно-измерительная техника»,
1-38 02 02 «Биотехнические аппараты и системы»,
1-38 02 03 «Техническое обеспечение безопасности»

Составители:

ЧЕРНЫЙ Владимир Владимирович
МАНЕГО Сергей Анатольевич
КРАСОВСКИЙ Василий Васильевич

Редактор *Т. В. Грищенкова*
Компьютерная верстка *Е. А. Беспанской*

Подписано в печать 20.08.2018. Формат 60×84 ¹/₁₆. Бумага офсетная. Ризография.

Усл. печ. л. 1,40. Уч.-изд. л. 1,09. Тираж 100. Заказ 253.

Издатель и полиграфическое исполнение: Белорусский национальный технический университет.
Свидетельство о государственной регистрации издателя, изготовителя, распространителя
печатных изданий № 1/173 от 12.02.2014. Пр. Независимости, 65. 220013, г. Минск.