

ПРАКТИКУМ ПО ФИЗИЧЕСКОЙ ЭЛЕКТРОНИКЕ

Движение заряженных частиц в однородном тормозящем электрическом поле и изучение его фокусирующих и дисперсионных свойств

**к.ф.-м.н., профессор
Гамаюнов Ю.Г.**

Саратов, СГУ, кафедра электроники, колебаний и волн

1. Введение

Движение заряженных частиц в однородном электрическом поле является простейшим случаем движения в статических полях, изучаемым в курсе электронной оптики.

Практическая реализация полей, в которых напряженность поля была бы во всей области одной и той же невозможна. Все поля - неоднородные, однако во многих случаях неоднородность можно сделать достаточно слабой. Например, поле внутри плоского конденсатора с большой точностью можно считать однородным, если расстояние между пластинами много меньше размеров пластин. В этом случае краевые эффекты не играют роли и почти не возмущают поле внутри конденсатора. Вблизи же краев пластин поле существенно неоднородное.

Из сказанного ясно, что приближение однородности поля является идеализацией, однако это приближение широко используется при анализе движения электронов во многих электронных приборах.

Целью данной работы является изучение движения заряженных частиц в однородном тормозящем электрическом поле и его фокусирующих и дисперсионных свойств на примере плоскопараллельного спектрометра энергий заряженных частиц.

2. Теоретическая часть

2.1. Движение заряженных частиц в однородном электрическом поле

Пусть в точку 0 (рис. 1) области однородного электрического поля под углом $\frac{\pi}{2} - \alpha$ к его вектору напряженности \vec{E} влетает частица с зарядом e и массой m , имеющая скорость v_0 , величина которой определяется потенциалом V_0 в точке 0 по формуле $v_0 = \sqrt{2\frac{e}{m}V_0}$.

Так как на частицу вдоль оси x никакие силы не действуют, то в этом направлении ее движение будет равномерным со скоростью $v_{0x} = \sqrt{2\frac{e}{m}V_0} \cos \alpha$. Вдоль оси y на частицу действует постоянная сила $F_y = eE$ и, следовательно, в направлении оси y движение частицы будет равнопеременным.

Конкретизация этого движения зависит от направления F_y компоненты силы и составляющей $v_{0y} = \sqrt{2\frac{e}{m}V_0} \sin \alpha$ скорости по оси y . В частности, если составляющие F_y и

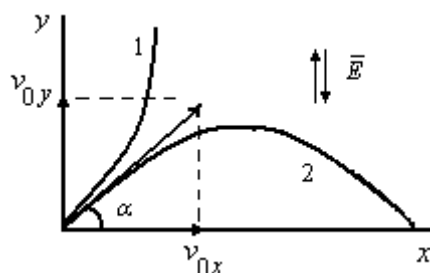


Рис.1. Траектория заряженной частицы в однородном электрическом поле:
 1 - направление компоненты v_{0y} скорости частицы и силы электрического поля совпадают; 2--направление компоненты v_{0y} скорости частицы и силы электрического поля противоположны.

v_{0y} направлены в одну сторону, движение вдоль оси y будет равноускоренным, а траектория схематически изобразится линией 1 (рис.1). Если же сила F_y будет направлена против составляющей v_{0y} начальной скорости, то движение частицы вдоль оси y будет равнозамедленным до тех пор, пока частица не остановится в этом направлении ($v_{0y}=0$), а затем, изменив знак компоненты скорости, начнет двигаться равноускоренно, но уже в направлении, обратном первоначальному движению. Заметим, что в точке, где $v_{0y}=0$, полная скорость частицы отлична от нуля и равна скорости v_{0x} . Получаемая траектория схематически изобразится линией 2 (рис.1). Таким образом, вначале движение частицы соответствует ее движению в тормозящем электрическом поле, а затем - в ускоряющем, а само движение в целом аналогично движению в поле силы тяжести тела, брошенного под углом к горизонту. Практическая реализация такого движения может быть осуществлена, если пучок заряженных частиц, например, электронов, ввести в однородное поле плоского конденсатора под углом α к его нижней пластине, имеющей потенциал V_0 , а потенциал верхней пластины: взять меньшим и равным $V_0 - V_T$, где V_T – тормозящая разность потенциалов (рис.2). В этом случае при достаточной величине V_T тормозящее поле между пластинами конденсатора «отражает» электроны и они, описав некоторую траекторию, возвращаются на нижнюю обкладку в точку x_0 . При небольших значениях тормозящей разности потенциалов V_T электроны, двигаясь равнозамедленно вдоль оси y , не отражаются, а достигают верхней пластины, создавая в ее цепи электронный ток. Заметим, что если поменять полярность напряжения V_T , то будет реализовываться движение, соответствующее траектории 1 на рис.1. Для определения траектории движения заряженной частицы в однородном электростатическом поле запишем уравнения движения Ньютона в проекциях на оси координат. При этом будем полагать, что частицей является электрон, влетающий

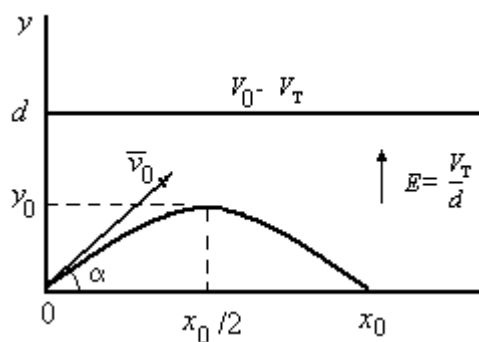


Рис.2. Траектория движения электрона в плоском конденсаторе.

со скоростью v_0 в область однородного тормозящего поля напряженности $E = \frac{V_T}{d}$ под углом $\frac{\pi}{2} - \alpha$ к направлению поля (рис.2.):

$$\begin{aligned} \ddot{y} &= -\eta \frac{V_T}{d}, \\ \ddot{x} &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\eta = \frac{e}{m}$ - удельный заряд электрона.

Система уравнений (1) должна быть решена при следующих начальных условиях: в начальный момент времени $t = 0$ частица находится в точке с координатами $x = y = 0$, а компоненты её скорости равны:

$$\begin{aligned} \dot{x} &= \sqrt{2\eta V_0} \cos \alpha \\ \dot{y} &= \sqrt{2\eta V_0} \sin \alpha. \end{aligned} \quad (2)$$

Интегрируя уравнения (1) с использованием условий (2), получим:

$$\begin{aligned} \dot{y} &= -\frac{\eta V_T}{d} t + \sqrt{2\eta V_0} \sin \alpha, \\ \dot{x} &= \sqrt{2\eta V_0} \cos \alpha, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} y &= -\frac{\eta V_T}{d} \frac{t^2}{2} + (\sqrt{2\eta V_0} \sin \alpha) t, \\ x &= (\sqrt{2\eta V_0} \cos \alpha) t \end{aligned} \quad (4)$$

Соотношения (3) определяют величину компонент скорости электрона в любой момент времени, а соотношения (4) - его траекторию. Действительно, исключая в выражениях для x и y время t , получим уравнение траектории в следующем виде:

$$y = -\frac{V_T}{4V_0 d \cos^2 \alpha} x^2 + x \operatorname{tg} \alpha \quad (5)$$

Из уравнения (5) следует, что движение электрона, влетающего в область тормозящего однородного поля под некоторым углом к вектору напряженности, происходит по параболической траектории. Как известно, аналогичная ситуация имеет место и при движении тела, брошенного наклонно к горизонту, в поле силы тяжести. Вершина y_0 параболы определяет максимальную высоту подъема электрона, а точка $x=x_0$, в которой парабола пересекает ось абсцисс, определяет дальность полета электрона (рис.2). Наиболее просто находится дальность полета электрона x_0 . В этой точке $y(x_0)=0$, что с учетом уравнения (5) приводит к следующему выражению для x_0 :

$$x_0 = \frac{2V_0}{V_T} d \sin 2\alpha \quad (6)$$

Из формулы (6) видно, что имеются два значения угла α , которым соответствует одинаковая дальность полета x_0 . Эти углы симметричны относительно $\alpha = \frac{\pi}{4}$; при угле же $\alpha = \frac{\pi}{4}$ обеспечивается максимальная дальность полета. Координаты точки максимального подъема электрона (x_{\max} , y_{\max}) несложно определить, учтя, что в этой точке $\dot{y} = 0$. Из соотношений (3) и (4) получим:

$$\begin{aligned} x_{\max} &= \frac{x_0}{2} = \frac{V_0}{V_T} d \sin 2\alpha, \\ y_{\max} &= \frac{V_0}{V_T} d \sin^2 \alpha \end{aligned} \quad (7)$$

В частном случае, когда электрон лишь только касается верхней пластины конденсатора ($y_{\max} = d$), из соотношения (7) следует, что угол ввода связан с тормозящим и ускоряющим потенциалами зависимостью:

$$\sin^2 \alpha = \frac{V_T}{V_0} \quad (8)$$

2.2. Фокусирующие и дисперсионные свойства однородного электростатического поля и использование их в спектрометрах энергии заряженных частиц

До сих пор мы рассматривали движение одиночной заряженной частицы (электрона) в тормозящем поле плоского конденсатора. Теперь изучим характер движения множества заряженных частиц, испускаемых некоторым источником, предполагая, что между ними отсутствуют силы кулоновского взаимодействия, и поэтому их движение будет независимым и определяться только внешним электрическим полем.

Пусть в точке 0 (рис.3) находится бесконечно тонкий линейный источник, испускающий электроны, которые входят в область тормозящего поля слаборасходящимся пучком с углом раствора β . Средний угол ввода пучка пусть будет $\alpha = \frac{\pi}{4}$.

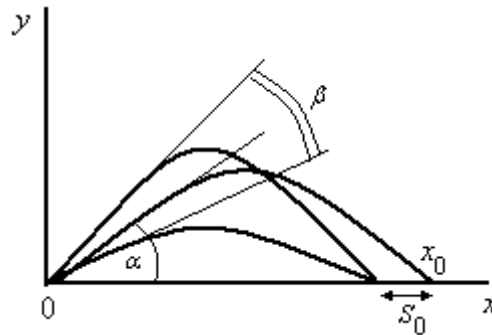


Рис.3. Траектории электронов, входящих в область тормозящего поля слаборасходящимся пучком

Из-за наличия зависимости дальности полета x_0 частицы от угла ввода слаборасходящийся пучок электронов, выходящий из бесконечно тонкого линейного источника, собираясь в окрестности точки x_0 , будет отображаться некоторой областью с линейным размером вдоль оси x , равным S_0 . В рассматриваемом случае ширина области S_0 будет определяться траекторией центрального электрона, влетающего под углом $\alpha = \frac{\pi}{4}$ (максимальная дальность полета), и траекториями граничных электронов, которые попадают в окрестности x_0 в одну точку, как это показано на рис.3. В зависимости от того, какова величина угла $\frac{\beta}{2}$ полураствора пучка, ширина S_0 области оказывается различной.

Она может быть найдена из соотношения

$$S_0 = x_0\left(\frac{\pi}{4}\right) - x_0\left(\frac{\pi}{4} \pm \frac{\beta}{2}\right) \quad (9)$$

Подставляя в соотношение (9) выражение для x_0 из формулы (6) и раскладывая полученную формулу в ряд Тейлора в окрестности $\beta = 0$, так как пучок слаборасходящийся, получим следующее выражение для величины S_0 :

$$S_0 \approx \frac{\beta^2 x_0}{2} \quad (10)$$

Так как $\beta \ll 1$, то S_0 является достаточно малой величиной, а средний угол ввода $\alpha = \frac{\pi}{4}$ пучка соответствует наилучшей фокусировке пучка. То, что наилучшая фокусировка обеспечивается при среднем угле $\alpha = \frac{\pi}{4}$ ввода частиц, объясняется весьма просто.

Действительно, величина x_0 - дальность полета - максимальна при $\alpha = \frac{\pi}{4}$. Потому малые

изменения угла влета электрона в окрестности $\alpha = \frac{\pi}{4}$ не будут приводить к заметному

изменению x_0 , так как в точке экстремума функции эти изменения имеют второй порядок малости по отношению к изменению аргумента.

Помимо фокусирующих свойств, однородное тормозящее электрическое поле обладает свойством разложения пучка в спектр по энергии частиц. Последнее связано с тем, что если в поле вводится немонокинетический пучок электронов, то это эквивалентно различию в величине V_0 ускоряющего напряжения для этих электронов. Вследствие же зависимости дальности полета x_0 от V_0 электроны разных энергий фокусируются на нижней пластине конденсатора на различных расстояниях от точки ввода. Таким образом, однородное электрическое поле способно осуществлять разложение пучка в спектр по энергии частиц, т.е. обладает дисперсионными свойствами, и одновременно осуществляет фокусировку частиц каждой энергии.

Дисперсионные свойства однородного электрического поля характеризуются величиной дисперсии и удельной дисперсии. Под дисперсией по энергии D понимается отношение величины смещения dx_0 частицы к относительному изменению ее энергии $\frac{d(eV_0)}{eV_0}$

вызывающему это смещение:

$$D = eV_0 \frac{dx_0}{d(eV_0)} = V_0 \frac{dx_0}{dV_0} \quad (11)$$

где V_0 - потенциал, ускоряющий частицу.

Таким образом, дисперсия по энергии оказывается численно равной смещению частицы при изменении ее энергии на 100%. Легко видеть, что дисперсия по энергии в однородном электрическом тормозящем поле равна

$$D = \frac{2V_0}{V_T} d \sin 2\alpha = x_0 \quad (12)$$

и максимальна при $\alpha = \frac{\pi}{4}$.

. В практических целях для того, чтобы знать, не перекрывает ли собственная ширина изображения S_0 величину дисперсии D , вводят в рассмотрение так называемую удельную

дисперсию $\delta = \frac{D}{S_0}$. С учетом формул (10) и (12) величина удельной дисперсии будет

равна:

$$\delta = \frac{2}{\beta^2}$$

Свойство однородного тормозящего поля одновременно производить разложение пучка частиц в спектр в зависимости от их энергии и осуществлять фокусировку находит практическое применение в спектрометрах энергии заряженных частиц.

Спектрометр, в котором используется в качестве анализирующего элемента однородное электрическое поле плоского конденсатора, является одним из простейших в конструктивном отношении энергоанализаторов, но вследствие простоты конструкции и достаточно высоких фокусирующих и дисперсионных свойств этот анализатор часто используется при решении различных спектрометрических задач. В плоскопараллельном спектрометре электронный пучок вводится в область тормозящего поля через входную щель. Если на некотором расстоянии от входной щели имеется выходная щель, то при фиксированном тормозящем напряжении в нее попадут только те электроны пучка, которые имеют энергию, соответствующую их максимальной дальности полета x_0 , равной расстоянию между щелями l . Расположив вблизи выходной щели коллектор, можно улавливать эти электроны. Если затем менять тормозящий потенциал V_T , через вторую (выходную) щель можно последовательно выводить из конденсатора электроны с различной энергией. Поставим в соответствие каждому значению энергии группы электронов величину ускоряющего потенциала V_0 . Тогда энергия eV_0 указанных групп электронов и величина соответствующего тормозящего напряжения, как это следует из (6), будут связаны следующим соотношением:

$$eV_0 = \frac{l}{2d} \frac{eV_T}{\sin 2\alpha} \quad (13)$$

Из формулы (13) видно, что потенциал V_0 , определяющий энергию частиц, связан с тормозящим потенциалом V_T через коэффициент K связи, зависящей от геометрии приборов:

$$K = \frac{V_0}{V_T} = \frac{l}{2d \sin 2\alpha} \quad (14)$$

Поэтому по величине тормозящего потенциала V_T можно определить энергию частиц, попадающих на коллектор. В конструкциях спектрометров угол $\alpha = \frac{\pi}{4}$, что соответствует, как это ясно из предыдущего, наилучшей фокусировке пучка и наибольшей дисперсии.

Важной характеристикой спектрометра является его разрешающая сила по энергии, которая определяется следующим соотношением:

$$R = \frac{eV_0}{\Delta(eV_0)} = \frac{V_0}{\Delta V_0}, \quad (15)$$

где R - разрешающая сила, $\Delta(eV_0)$ - минимальное различие в энергии частиц, которое может быть обнаружено с помощью данного спектрометра. Частицы с разностью энергий, меньших $\Delta(eV_0)$, не различаются прибором, вследствие чего $\Delta(eV_0)$ определяет интервал неразрешимых энергий. В свою очередь ΔV_0 представляет собой минимальное различие в потенциале, соответствующее энергиям отдельных частиц. Выражение для разрешающей силы можно получить из следующих соображений. При фиксированном тормозящем напряжении два парциальных пучка, один из которых состоит из частиц с энергией eV_0 , а другой - из частиц с энергией $eV_0 + \Delta(eV_0)$, будут разделены анализатором, если их смещение в плоскости выходной щели, равное $x_0(eV_0 + \Delta(eV_0)) - x_0(eV_0)$, будет больше или равно сумме ширины выходной (коллекторной) щели Δx_2 и ширины изображения входной щели. На рис.4 изображено смещение указанных пучков для случая среднего угла влета электронов $\alpha = \frac{\pi}{4}$. Ширина изображения входной щели равна $\Delta x_1 + S_0$, где S_0 имеет прежний смысл и характеризует расширение изображения входной щели за счет неидеальности фокусировки, вызванное отличием углов влета электронов. Поэтому сформулированное условие разрешения частиц по энергии в принятых обозначениях запишется следующим образом:

$$x_0(eV_0 + \Delta(eV_0)) - x_0(eV_0) = \Delta x_1 + S_0 + \Delta x_2 \quad (16)$$

Левую часть равенства (16) при условии, что $\Delta eV_0 \ll eV_0$, можно представить в виде

$$x_0(eV_0 + \Delta(eV_0)) - x_0(eV_0) \approx \frac{dx_0}{d(eV_0)} \Delta(eV_0) \quad (17)$$

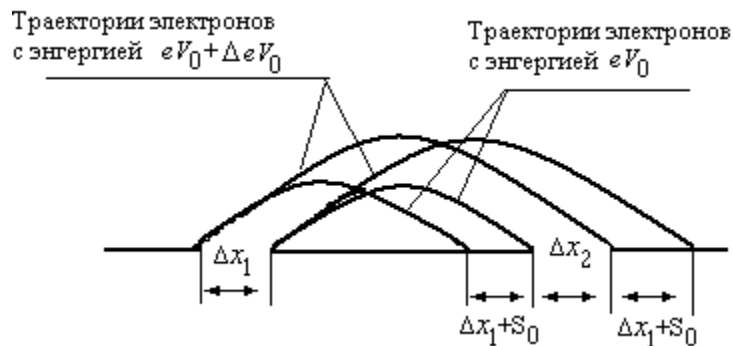


Рис.4. Относительное смещение траекторий электронов различной энергии.

Поэтому условие (16) можно переписать так: $\Delta(eV_0) \frac{dx_0}{d(eV_0)} = \Delta x_1 + S_0 + \Delta x_2$. С учетом формулы (11) для дисперсии, найдем выражение для интервала неразрешимых энергий:

$$\Delta(eV_0) = \frac{\Delta x_1 + S_0 + \Delta x_2}{x_0}(eV_0)$$

Здесь x_0 - максимальная дальность полета электрона с энергией eV_0 , которая при малых размерах щелей может быть отождествлена с l . Потому выражение для разрешающей силы будет иметь следующий вид:

$$R = \frac{l}{\Delta x_1 + S_0 + \Delta x_2} \quad (18)$$

Часто вместо разрешающей силы спектрометра пользуются обратной величиной - разрешением. Для плоскопараллельного спектрометра в принятых приближениях разрешение оказывается равным

$$R^{-1} = \frac{\Delta x_1 + \Delta x_2}{l} + \delta^{-1}$$

Следует подчеркнуть, что разрешение спектрометра характеризует прибор, и его величина не зависит от свойств пучка частиц. В частности, если даже в спектрометр вводится монокинетический пучок электронов с энергией eV_0 , то вследствие неидеальности фокусировки, даже в пределе при нулевой ширине входной и выходной щелей, он будет при изменении тормозящего напряжения регистрироваться по коллекторному току как пучок немонокинетический с шириной спектра, равной $\Delta(eV_0) = \frac{eV_0}{R}$. Таким образом, величина разрешения спектрометра характеризует, по сути дела, погрешность прибора при определении энергии частиц.

3. Экспериментальная часть

3.1. Описание экспериментальной установки. Обработка результатов

Схема электрическая принципиальная для изучения движения электронов в однородном электрическом поле и характеристик спектрометра представлена на рис.5. Электронный пучок вводится в спектрометр через входную щель 1. Источник питания G1 позволяет осуществить регулировку ускоряющего и тормозящего напряжений. Тормозящее напряжение складывается из двух напряжений V_T грубо и V_T точно и измеряется цифровым вольтметром PV1. Ускоряющее напряжение регистрируется вольтметром, расположенным на передней панели блока G1. Гальванометр PA1 с помощью переключателя S1 включается либо в цепь верхней пластины спектрометра (первое

положение переключателя), либо в цепь коллектора (второе положение), на который электроны попадают через выходную щель 2.

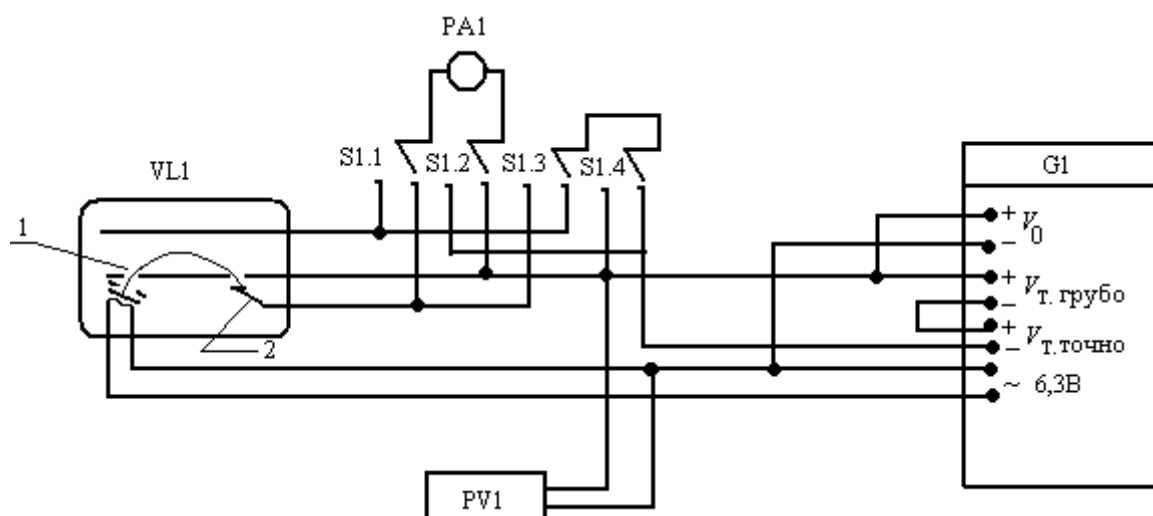


Рис.5. Схема электрическая принципиальная для изучения спектрометра

При плавном увеличении тормозящего напряжения при первом положении переключателя, гальванометр будет показывать ток J_{Π} в цепи верхней пластины, который будет изменяться

от своего максимального значения $J_{\text{п,мак}}$ до нулевого (рис.6.). Относительная величина тока $\frac{J_{\text{п}}}{J_{\text{п,мак}}}$ должна быть одной и той же при одинаковых отношениях $\frac{V_{\text{т}}}{V_0}$ независимо от значений $V_{\text{т}}$ и V_0 в отдельности, поскольку траектории электронов при фиксированных углах влета остаются неизменными, если отношение $\frac{V_{\text{т}}}{V_0}$ сохраняется (см.формулу (5)).

Поэтому если построить в координатах $\frac{J_{\text{п}}}{J_{\text{п,мак}}}, \frac{V_{\text{т}}}{V_0}$ зависимости тока верхней пластины от тормозящего напряжения для ряда значений $V_0 = \text{const}$, то эти зависимости должны совпадать. Очевидно, значение $\frac{V_{\text{т}}}{V_0}$ на этих зависимостях, при котором относительная

величина тока $\frac{J_{\text{п}}}{J_{\text{п,мак}}} = \frac{1}{2}$, соответствует случаю, когда траектория среднего электрона пучка, влетающего в конденсатор, касается верхней пластины конденсатора. На рис.6 этому соответствуют напряжения V_{02} и $V_{\text{отс}}$, а на рис.7 схематично показана конфигурация пучка: частично он

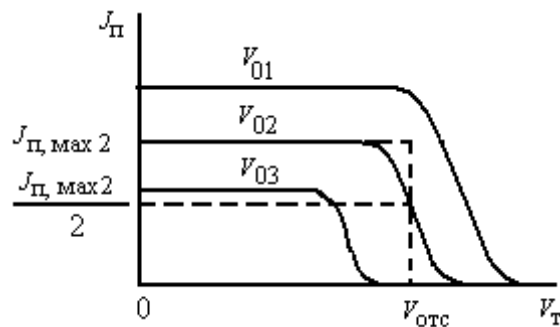


Рис.6. Зависимость тока верхней пластины от тормозящего напряжения

оседает на верхней пластине, а остальная его половина попадает на нижнюю пластину конденсатора. Из формулы (8) следует связь между углом α ввода пучка в спектрометр и отношением напряжений $\frac{V_{\text{т}}}{V_0}$, при котором $\frac{J_{\text{п}}}{J_{\text{п,мак}}} = \frac{1}{2}$. Эта связь выражается формулой:

$$\sin \alpha = \sqrt{\frac{V_{\text{т}}}{V_0}}$$

Полученная формула используется для определения среднего угла ввода пучка.

Если переключатель включен во второе положение, то при некотором соотношении между тормозящим и ускоряющим напряжениями электроны попадают на коллектор, и гальванометр будет регистрировать коллекторный ток. Зависимость коллекторного тока J_k



Рис.7. Схематическое изображение электронного пучка, создающего ток верхней пластины конденсатора

от тормозящего напряжения при фиксированном V_0 имеет резкий максимум, который соответствует тому, что большинство электронов, влетающих в спектрометр в окрестности угла $\alpha = \frac{\pi}{4}$, фокусируется в точке $x_0 \approx l$. Снимая зависимости $J_k = f(V_T)$, целесообразно вначале подобрать тормозящее напряжение потенциометром V_T «грубо» на блоке G1, примерно соответствующее максимальному коллекторному току. При этом движок потенциометра V_T «точно» следует предварительно поставить в среднее положение. Затем, изменяя тормозящее напряжение потенциометра V_T «точно», снимают зависимость $J_k = f(V_T)$. В пределах кривой $J_k = f(V_T)$ необходимо снять не менее 10 точек. Определяя затем из этих зависимостей для каждого ускоряющего напряжения V_0 тормозящее напряжение V_T , соответствующее пику тока, по величине отношения $\frac{V_0}{V_T}$ находим коэффициент K связи спектрометра. Эти же зависимости используются и для определения разрешения спектрометра. Разрешение спектрометра может быть представлено в виде

$$\frac{1}{R} = \frac{\Delta V_0}{V_0} = \frac{K \Delta V_T}{K V_T} = \frac{\Delta V_T}{V_T} \quad (19)$$

Величина $\frac{\Delta V_0}{V_0} = \frac{\Delta V_T}{V_T}$ характеризует относительный интервал неразрешимых энергий спектрометром. На зависимостях $J_k = f(V_T)$ этот интервал определяется шириной основания кривых $J_k = f(V_T)$. Ширина основания кривых $J_k = f(V_T)$ зависит как от свойств самого спектрометра (ширина щелей, угол полураствора пучка), так и от разброса скоростей электронов в пучке, например, начальных тепловых скоростей. Обычно этот

разброс невелик, и мы его учитывать не будем. Далее, из-за наличия фона измерить ширину основания ΔV_T кривых $J_k = f(V_T)$ затруднительно. Поэтому ширину ΔV_T измеряют на уровне половинного значения максимального коллекторного тока, а затем увеличивают её вдвое, основываясь на том, что зависимость $J_k = f(V_T)$ близка к треугольной. Построив график зависимости $\Delta V_T = f(V_T)$, который, как видно из формулы (19), должен изображаться прямой линией с угловым коэффициентом $\frac{1}{R}$, определяют угловой коэффициент и по нему разрешение спектрометра. По величине разрешения из формулы (18) находят ширину изображения входной щели.

$$S_{\text{щ}} = \Delta x_1 + S_0 = \frac{l}{R} - \Delta x_2,$$

а из формулы (10) - угол раствора пучка:

$$\beta = \sqrt{\frac{2(S_{\text{щ}} - \Delta x_1)}{l}}$$

В формуле использовано условие $x_0=l$. По найденным параметрам легко определить также дисперсию и удельную дисперсию тормозящего электрического поля. Следует иметь в виду, что проведение измерений возможно лишь в случае высокостабильных питающих напряжений. Поэтому приступать к измерениям следует лишь после 10-15-минутного прогрева источника питания.

При измерениях величина тока, регистрируемая гальванометром, изменятся в широких пределах, что вынуждает переходить на различные шкалы прибора. Для этого необходимо вначале вывести до нуля ускоряющее и тормозящее напряжения и лишь затем произвести переключение прибора на требуемую шкалу.

В экспериментальной установке используется спектрометр, геометрические размеры которого выбраны следующими:

ширина щелей $\Delta x_1 = \Delta x_2 = 6 \cdot 10^{-4}$ м, расстояние между щелями $l = 3,1 \cdot 10^{-2}$ м,

расстояние между пластинами $d = 10^{-2}$ м, средний угол $\alpha = \frac{\pi}{4}$.

Эти величины могут быть использованы для оценки основных характеристик спектрометра и для сравнения теоретических результатов с результатами, полученными из экспериментальных исследований.

Задание

1. Снять зависимость тока верхней пластины конденсатора от тормозящего напряжения в интервале ускоряющих напряжений 20-40В через 5В и определить средний угол ввода

пучка в спектрометр, используя зависимость $\frac{J_{\text{п}}}{J_{\text{п, max}}} = f\left(\frac{V_{\text{т}}}{V_0}\right)$.

2. Снять зависимости $J_{\text{к}} = f(V_{\text{т}})$ коллекторного тока от тормозящего напряжения при ускоряющих потенциалах 20-40В через 5В. Определить K коэффициент связи спектрометра.

3. Рассчитать максимальную высоту и дальность полета электрона. Значения K и α взять из эксперимента.

4. Определить разрешение спектрометра.

5. Определить геометрическую ширину изображения входной щели, и угол полураствора пучка, величину дисперсии и удельной дисперсии.

Литература

1. Гапонов В.И. Электроника. Ч.1 / В.И. Гапонов. М.: Физ.мат.лит, 1960. С.27-28, 34.

2. Фридрихов С.А., Мовнин С.М. Физические основы электронной техники./ С.А. Фридрихов, С.М. Мовнин. М.: Высшая школа. 1982. С.18-21.

3. Рик Г.Р. Масс-спектрокопия./ Г.Р.Рик. М.: Физ.мат.лит. 1953. С.61-62.

4. Гамаюнов Ю.Г. Пособие к лабораторным работам по физической электронике. / Гамаюнов Ю.Г., Радин Ю.П., Кипчатов А.А. Саратов: Изд-во СГУ, 1987. С-18-33.

Контрольные вопросы

1. Расскажите об особенностях движения заряженных частиц в тормозящем однородном электрическом поле. Как будут различаться траектории электронов, влетающих в спектрометр с различными начальными скоростями.

2. Нарисуйте траектории электронов, влетающих в область однородного тормозящего поля под углами $\frac{\pi}{4}$, $\frac{\pi}{4} \pm \beta$ и $\frac{\pi}{6}$, $\frac{\pi}{6} \pm \beta$ к нижней пластине спектрометра. В обоих случаях $\beta \ll 1$

3. Найдите скорость, с которой электроны влетают в спектрометр, для любого значения потенциала нижней пластины, рекомендованного в задании. С какой скоростью электроны достигают коллектора? Какова минимальная скорость электрона в спектрометре? Угол влета принять равным $\frac{\pi}{4}$.

4. Определите время движения электронов от входной щели до коллектора в условиях эксперимента. Угол влета электрона в спектрометр принять равным $\frac{\pi}{4}$.
5. Почему в плоскопараллельном спектрометре энергий заряженных частиц средний угол ввода частиц выбирают равным $\frac{\pi}{4}$?
6. От каких факторов зависит фокусировка частиц в однородном тормозящем электрическом поле?
7. Что такое разрешение спектрометра, чем оно определяется? Определите разрешение исследуемого спектрометра, пренебрегая разбросом углов влета электронов.
8. Расскажите, как экспериментально определить средний угол ввода частиц в спектрометр, его разрешение, угол полураствора пучка и ширину линии изображения?
9. Можно ли данным спектрометром определить распределение тепловых скоростей электронов? Принять, что интервал тепловых скоростей электронов соответствует энергии $\sim 0.1\text{эВ}$?