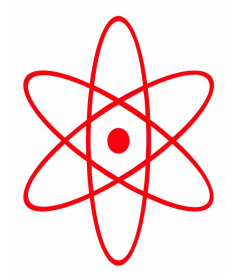


НПО УЧЕБНОЙ ТЕХНИКИ «ТУЛАНАУЧПРИБОР»

МЕТОДИЧЕСКОЕ РУКОВОДСТВО ПО ВЫПОЛНЕНИЮ
ЛАБОРАТОРНОЙ РАБОТЫ



ФКЛ-8

**«ИЗУЧЕНИЕ РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ НА АТОМАХ
КСЕНОНА И АРГОНА. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГЛУБИНЫ И ШИРИНЫ
ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЯМЫ С ПОМОЩЬЮ ЭФФЕКТА
РАМЗАУЭРА. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛОВ ИОНИЗАЦИИ
АТОМОВ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ»
(КОМБИНИРОВАННЫЙ ВАРИАНТ)
В КОМПЛЕКТЕ С ОСЦИЛЛОГРАФОМ.**

Тула, 2008 г

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА

«ИЗУЧЕНИЕ РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ НА АТОМАХ КСЕНОНА И АРГОНА. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГЛУБИНЫ И ШИРИНЫ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЯМЫ С ПОМОЩЬЮ ЭФФЕКТА РАМЗАУЭРА . ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛОВ ИОНИЗАЦИИ АТОМОВ»
(КОМБИНИРОВАННЫЙ ВАРИАНТ)
В КОМПЛЕКТЕ С ОСЦИЛЛОГРАФОМ.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ.

Цель работы: наблюдение и изучение волновых свойств частиц вещества в эксперименте по рассеянию электронов на атомах инертного газа. Изучение рассеяния медленных электронов на атомах ксенона и аргона. Оценка потенциалов ионизации указанных газов с помощью сеточных характеристик ламп, оценка размера внешней электронной оболочки атомов (атомного радиуса).

Волновые свойства частиц.

В 1924 году Луи де Бройль выдвинул гипотезу, согласно которой каждая материальная частица обладает волновыми свойствами. Соотношения, связывающие волновые и корпускулярные свойства частицы при этом остаются такими же, как и в случае электромагнитного излучения. Как известно, энергия E и импульс p фотона связаны с круговой частотой ω и длиной волны λ соотношениями:

$$E = \hbar\omega, \quad p = \hbar k = \frac{2\pi\hbar}{\lambda} \quad (1.1)$$

где $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ - волновое число.

По гипотезе де Бройля, движущейся частице, обладающей энергией E и импульсом p , соответствует волновой процесс, частота которого равна:

$$\omega = \frac{E}{\hbar} \quad (1.2)$$

а длина волны

$$\lambda_B = \frac{2\pi\hbar}{p} \quad (1.3)$$

Величину λ_B как правило, так и называют – длина волны де Бройля.

Как известно, плоская волна с частотой ω , распространяющаяся вдоль оси x , может быть представлена в комплексной форме:

$$\zeta(x, t) = A \exp[-i(\omega t - kx)] \quad (1.4)$$

где A – амплитуда волны, а $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число.

Согласно гипотезе де Бройля, свободной частице с энергией E и импульсом p , движущейся вдоль оси x , соответствует плоская волна:

$$\Psi(x, t) = A \exp \left[-\frac{i}{\hbar} (Et - px) \right] \quad (1.5)$$

распространяющаяся в том же направлении и описывающая волновые свойства частицы. Эту волну называют волной де Бройля. Соотношения, связывающие волновые и корпускулярные свойства частицы (1.1) получили название уравнений де Бройля.

Особенности упругого и неупругого рассеяния электронов на атомах.

В физике плазмы и газовых разрядов важную роль играют упругие столкновения электронов с атомами. От них зависит прохождение электронных пучков через газы, которое приводит к ослаблению этих пучков.

Первые исследования упругого рассеяния медленных электронов были проведены Ф. Ленардом еще в 1903 г., но количественные измерения были начаты лишь в 1921 г., когда К. Рамзауэр предложил метод определения эффективного сечения рассеяния электронов. Эффективное сечение σ характеризует вероятность процесса упругого столкновения электрона с отдельным атомом и в упрощенном представлении численно равно площади кружка с центром в ядре атома, при попадании в который электрон отклоняется от своего первоначального направления. Как будет показано далее, эффективное сечение связано простым соотношением с коэффициентом ослабления электронного пучка μ :

$$\mu = \sigma n \quad (2.1)$$

где n – число атомов в единице объема газа.

У п р у г и е столкновения не сопровождаются изменением внутренней энергии атомов газа. Доля кинетической энергии, передаваемой при упругом столкновении электроном атому или наоборот, по порядку величины равна отношению масс электрона и атома, т. е. $\frac{m_e}{m_{\text{атом}}} \sim 10^{-4}$, поэтому такое

столкновение происходит практически без изменения кинетической энергии электрона, меняется лишь направление его движения. Упругие столкновения проявляются при наличии электронов с кинетической энергией до единиц эВ, такие электроны носят название “медленных” электронов.

Столкновения, в результате которых внутренняя энергия атома и кинетическая энергия электрона изменяются, называются **неупругими**. При неупругих столкновениях п е р в о г о р о д а электрон отдает часть своей энергии на возбуждение или ионизацию атома, при этом его кинетическая

энергия уменьшается. В результате неупругих столкновений второго рода электрону передается часть энергии возбуждения атома или вся эта энергия, поэтому такого вида столкновения могут происходить лишь между электронами и атомами в возбужденном состоянии. Неупругие столкновения первого рода имеют место, если налетающие электроны имеют достаточную для возбуждения атома кинетическую энергию (десятки или сотни эВ), в этом случае их называют “быстрыми” электронами.

Столкновение электрона с отдельным атомом является случайным событием с конкретным результатом, имеющим определенную вероятность. Эту вероятность столкновения, как было сказано выше, можно характеризовать с помощью величины, носящей название **эффективного сечения рассеяния электрона**.

При моделировании процесса рассеяния электрон считается точечной частицей, а атом газа рассматривается в виде воображаемого шара с площадью поперечного сечения σ , численно равной вероятности столкновений электрона с одним из атомов. Значение величины σ для одного и того же атома различно для разных процессов, и для процесса упругого рассеяния она выбирается такой, что при попадании в круг площадью σ электрон отклоняется от своего первоначального направления.

Если электрон попадает на площадку S слоя толщиной dx газа с концентрацией атомов n_0 , то в направлении движения электрона находится число атомов газа, равное $n_0 S dx$, а сумма поперечных сечений упругих столкновений электрона с атомами газа равна $dS = \sigma n_0 S dx$. Тогда вероятность столкновения электрона с одним из атомов в слое dx равна

$$dP = dS/S = \sigma n_0 dx. \quad (2.2)$$

Если столкновения электрона с атомами происходят независимо друг от друга, то вероятность события растет пропорционально x . Длина пути $\langle l \rangle$, при которой эта вероятность равна единице, называется **средней длиной свободного пробега**. Она связана с эффективным сечением рассеяния соотношением

$$\langle l \rangle = 1/(\sigma n_0) \quad (2.3)$$

и характеризует длину пути, который в среднем проходит электрон, прежде чем произойдет его столкновение с атомом газа.

Эффективное сечение рассеяния σ достаточно просто связать с экспериментально определяемым **коэффициентом ослабления** μ электронного потока в газе. Так как ослабление электронного потока в газе происходит за счет его рассеяния при столкновениях с атомами газа, то коэффициент ослабления μ численно равен коэффициенту рассеяния потока электронов, который определяется как число столкновений электрона с атомами на единичной длине газовой среды. Поэтому при прохождении слоя dx газа величина рассеянной плотности потока электронов dI равна числу столкновений электронов пучка с атомами газа в этом слое:

$$dI(x) = -\mu I(x)dx. \quad (2.4)$$

С другой стороны, величина рассеянной плотности потока электронов определяется вероятностью упругих столкновений (2.2):

$$dI(x) = -I(x)dP = -I(x)\sigma n_0 dx, \quad (2.5)$$

где знак минус учитывает ослабление электронного потока.

Из сравнения (2.4) и (2.5) видно, что

$$\mu = \sigma n_0. \quad (2.6)$$

Плотность электронного потока $I(x)$ на выходе из газовой среды толщиной x связана с плотностью электронного потока на входе в среду $I(0)$ соотношениями (из 2.4):

$$I(x) = I(0)\exp(-\mu x) = I(0)\exp(-\sigma n_0 x) = I(0)\exp\left(-\frac{x}{\langle l \rangle}\right) \quad (2.7)$$

Поэтому по данным измерения плотности электронного потока можно вычислить эффективное поперечное сечение рассеяния:

$$\sigma = \frac{1}{n_0 x} \ln \frac{I(0)}{I(x)} \quad (2.8)$$

и среднюю длину свободного пробега электрона в газе

$$\langle l \rangle = \frac{1}{x} \ln \frac{I(0)}{I(x)} \quad (2.9)$$

Эффективное поперечное сечение упругого рассеяния электронов в газе сильно зависит от скорости электронов (их кинетической энергии). При движении электрона вблизи атома электрическое поле электрона смещает электронную оболочку атома относительно ядра, в результате чего атом приобретает дипольный момент. Потенциальное поле этого наведенного диполя вызывает притяжение между электроном и атомом, приводящее к изменению траектории движения электрона. Чем медленнее движутся электроны, тем большее время они находятся в потенциальном поле атома, и тем большее изменение направления движения будет иметь место (т. е. рассеяние будет больше). Иными словами, электроны с большей кинетической энергией будут рассеиваться атомами так же, как электроны с меньшей энергией, если они будут пролетать на меньших расстояниях от атома, то есть эффективное сечение рассеяния будет монотонно уменьшаться с увеличением кинетической энергии налетающих электронов.

Однако экспериментальные измерения коэффициентов ослабления электронного потока, проходящего через различные газы, дают совершенно иные результаты. Характерной особенностью кривых зависимости ослабления электронного потока (или эффективного сечения упругого рассеяния) от скорости электронов, приведенных на рис.1, является их большое разнообразие в отношении размеров и форм, а также заметная аналогия для сходных атомов, например, атомов тяжелых инертных газов, с одной стороны, и паров щелочных металлов - с другой. Более того, для атомов тяжелых инертных газов (аргона, криптона, ксенона) кривые имеют резко выраженный провал при малых значениях скорости электронов. В этом заключается эффект Рамзауэра-Таунсенда.

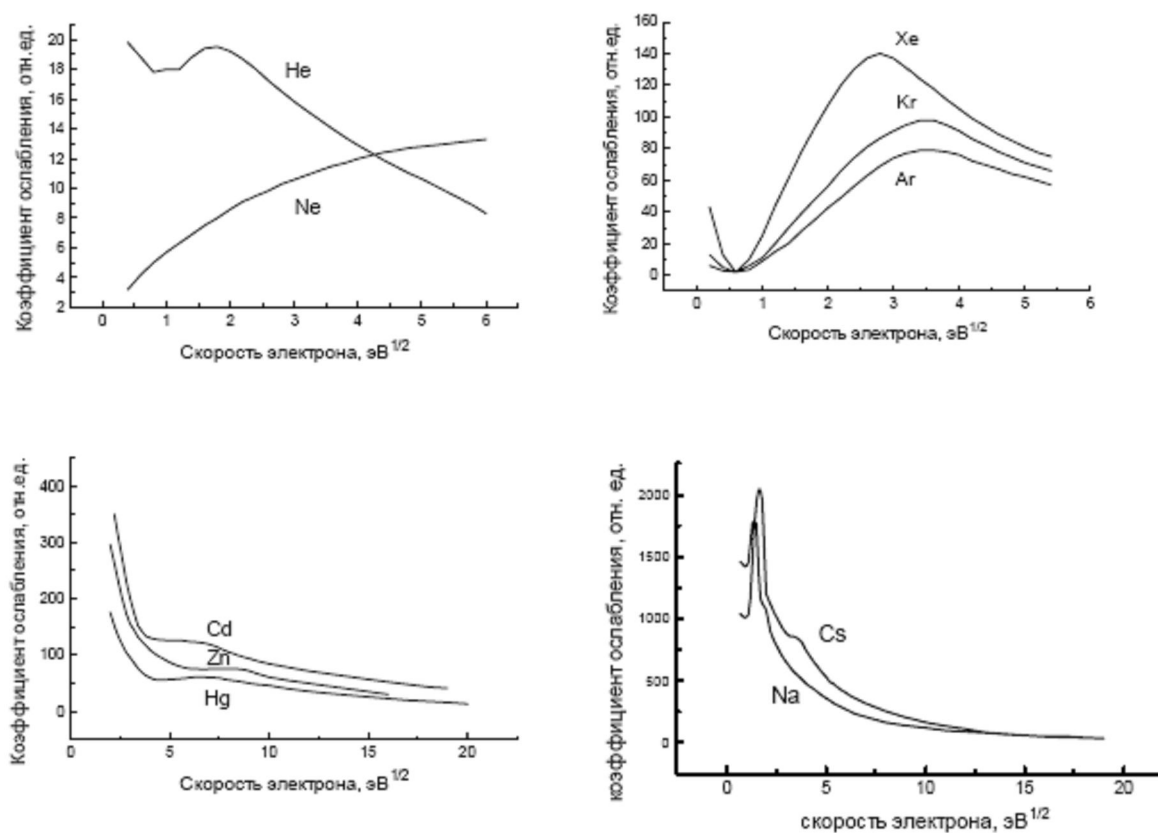


Рис.1. Наблюдаемые зависимости эффективных сечений рассеяния от скорости электрона

Эффект Рамзауэра

Как было сказано выше, для большинства атомов и молекул σ монотонно убывает с увеличением скорости электронов. Однако для определенных благородных газов (аргона, криптона, ксенона) на плавный ход кривой накладывается резкий провал. При некоторой критической энергии электронов E_0 эффективное сечение оказывается близким к нулю, вследствие чего электроны проходят через газ практически беспрепятственно. В этом

закключается эффект Рамзауэра. Эффект Рамзауэра резко противоречит классической теории рассеяния: она предсказывает монотонное уменьшение сечения с увеличением скорости электронов, связанное с уменьшением времени взаимодействия. Для интерпретации наблюдаемого эффекта потребовалось привлечение квантовой механики. Более того, необходимость объяснить рассеяние медленных электронов дала мощный толчок развитию квантовой теории атомных столкновений.

Главным фактором, определяющим вероятность столкновения, приводящего к рассеянию, является потенциальное поле атома мишени, создаваемое входящими в его состав электронами и ядром. В таком поле налетающие электроны изменяют направление своего движения. Важную роль играет искажение потенциального поля падающими электронами вследствие образования у частицы-мишени наведенного дипольного момента.

Поле этого наведенного диполя вызывает добавочное притяжение между электроном и атомом-мишенью и оказывается решающим для появления эффекта Рамзауэра. Результирующее потенциальное поле можно приближенно представить как глубокую узкую потенциальную яму, подобную приведенной на рис. 2 вместе с изображением атома-мишени.

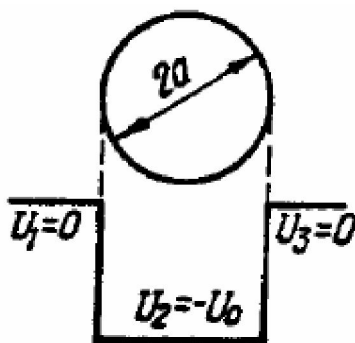


Рис. 2. Модель потенциального поля атома-мишени.

Эффект Рамзауэра является следствием интерференции электронных волн, отраженных от противоположных стенок ямы. На самом же деле она имеет не отвесные, а пологие стенки. Модель прямоугольной потенциальной ямы оказывается достаточно хорошим приближением не для всех атомов, а лишь для атомов тяжелых благородных газов, отличающихся наиболее компактной структурой и резкой внешней границей.

Крутизна стенки потенциальной ямы увеличивается с возрастанием атомного номера, и именно в связи с этим эффект Рамзауэра наиболее сильно выражен у ксенона. Точное квантово-механическое рассмотрение эффекта Рамзауэра с использованием модели трехмерной сферической потенциальной ямы является достаточно сложным. Ограничимся описанием данного явления на основе модели одномерной прямоугольной потенциальной ямы, позволяющим, тем не менее, выяснить его основные черты и получить приближенные количественные соотношения.

Квантомеханическое описание эффекта Рамзауэра.

Объяснение эффекта Рамзауэра-Таунсенда возможно на основе квантово-механического рассмотрения закономерностей поведения стационарных электронных пучков. В квантовой механике для определения количества электронов в некотором объеме или определения количества электронов, проходящих в единицу времени через единичную площадку, необходимо ввести предположение о наличии некоторой волны (в о л н ы д е Б р о й л я), амплитуда и фаза которой в данный момент времени описывается некоторой комплексной функцией положения $\psi(x,y,z,t)$, носящей название в о л н о в о й ф у н к ц и и. Квадрат модуля волновой функции определяет вероятность нахождения электрона в момент времени t в элементарном объеме $d\tau$:

$$|\psi(x,y,z,t)|^2 d\tau \quad (3.1)$$

или среднее число электронов в достаточно большом объеме τ

$$\int |\psi(x,y,z,t)|^2 d\tau, \quad (3.2)$$

где интегрирование производится по объему τ . Необходимо отметить, что величина $|\psi(x,y,z,t)|^2 d\tau = \psi(x,y,z,t)\psi^*(x,y,z,t) d\tau$ определяет вероятность обнаружения электрона в элементарном объеме $d\tau$ при осуществлении данного опыта.

Число электронов, проходящих за единицу времени через единичную площадку, определяется вектором плотности вероятности $\mathbf{j}$.

$$\mathbf{j} = \frac{i\hbar}{2m} (\psi \text{grad} \psi^* - \psi^* \text{grad} \psi), \quad (3.3)$$

где i - мнимая единица, приведенную постоянную Планка здесь и далее будем обозначать как $\hbar = \frac{h}{2\pi}$, m - масса электрона. Величина $\mathbf{j}$ дает информацию о движении электронов, показывая направление, в котором наиболее интенсивно перемещается вероятность нахождения электрона, то есть во всех точках пространства величина $(\mathbf{j} dS) dt$ определяет вероятность того, что за время dt через элемент поверхности dS пройдет один электрон.

Смысл величин, определенных выражениями (3.1)-(3.3), раскрывается в эксперименте, когда производится N измерений для электрона в одном и том же состоянии. При больших N величина $|\psi(x,y,z,t)|^2 \sim \frac{\Delta N'}{N}$, $|\mathbf{j}| \sim \Delta N''/N$, где $\Delta N'$ - число электронов, обнаруженных в момент времени t в единичном объеме вблизи точки (x,y,z) , а $\Delta N''$ - число электронов, прошедших в направлении вектора $\mathbf{j}$ через перпендикулярную к нему единичную площадку за единицу времени.

Волновая функция $\psi(x,y,z,t)$ может быть найдена путем решения дифференциального уравнения в частных производных, называемого уравнением Шредингера,

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \Psi + U\Psi, \quad (3.4)$$

где ∇^2 - оператор Лапласа (в декартовой системе координат $\nabla^2 = (\partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2)$), $U(x,y,z)$ - потенциальная функция поля взаимодействия электрона с окружающими объектами. Уравнение (3.4) при заданной потенциальной функции $U(x,y,z)$ имеет множество решений, соответствующих множеству возможных начальных состояний электрона, однако $\psi(x,y,z,t)$ определяется однозначно при заданных начальном и краевых условиях.

Среди множества решений (12) особый интерес представляют волновые функции вида:

$$\psi(x,y,z,t) = \psi(x,y,z)\exp(-i\omega t), \quad \omega = \text{const}, \quad (3.5)$$

где ω - круговая частота, описывающие **стационарные состояния** электрона. Волновые функции вида (3.5) являются решениями уравнения Шредингера (3.4), если функция $\psi(x,y,z)$ удовлетворяет уравнению:

$$\nabla^2 \psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U)\psi = 0, \quad (3.6)$$

где $E = \hbar\omega$ согласно идеям де Бройля есть полная энергия электрона. Таким образом, в стационарных состояниях $E = \text{const}$, а зависимость $\psi(x,y,z,t)$ от времени сводится к наличию гармонического комплексного множителя $\exp(-i\omega t)$. Уравнение (3.6) носит название **уравнения Шредингера для стационарных состояний** и его решение позволяет найти волновые функции $\psi_n(x,y,z)$, определяющие вероятность местоположения частицы в стационарных состояниях, и значения полной энергии E_n электрона в этих состояниях. В стационарных состояниях величины (3.1)-(3.3), то есть наблюдаемые физические параметры, не меняются с течением времени.

Из оптики известно, что в однородной изотропной среде с показателем преломления n любая монохроматическая волна, характеризующаяся амплитудой ψ и длиной волны $\lambda = \lambda_0/n$, где λ_0 - длина волны в вакууме, должна удовлетворять волновому уравнению:

$$\nabla^2 \psi + \frac{4\pi^2}{\lambda^2} \psi = 0. \quad (3.7)$$

$$\nabla^2 \psi + \frac{\omega^2 n^2}{c^2} \psi = 0$$

Сопоставляя (3.6) и (3.7), можно видеть, что пучок электронов с заданной энергией E , распространяющийся в потенциальном поле $U(x,y,z)$, может быть представлен в виде монохроматической волны с длиной волны λ , равной:

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m(E-U)}}, \quad (3.8)$$

которая зависит от величины потенциала U . Иными словами, пучок электронов, попадая в область взаимодействия с потенциальным полем U , будет вести себя как монохроматическая волна с частотой $\omega = \frac{E}{h}$ в однородной изотропной среде с показателем преломления n , который определяется выражением:

$$n^2 = \frac{2mc^2}{h^2\omega^2}(E-U) \quad (3.9)$$

В одномерном случае, когда потенциал U зависит только от одной координаты, т.е. $U=U(x)$, уравнение (3.6) сводится к уравнению в обыкновенных производных:

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} + \frac{2m}{h^2}[E - U(x)]\Psi = 0, \quad (3.10)$$

которое просто решается в случае, если потенциал $U(x)$ принимает постоянные значения в соседних областях, а на их границах испытывает скачок. Таких прямоугольных потенциалов в природе не существует, так как они подразумевают существование бесконечных сил в точках их скачков, тем не менее, их рассмотрение дает относительно грубое представление о многих действительных физических системах.

В области, где $U(x) = \text{const}$, общее решение уравнения (3.10) имеет вид

$$\psi(x) = A \exp(ikx) + B \exp(-ikx), \quad (3.11)$$

где $k = \sqrt{2m(E-U)/h^2}$, A и B - постоянные. С учетом (3.5) волновая функция, соответствующая электронному пучку, принимает вид

$$\psi(x,t) = A \exp[i(kx - \omega t)] + B \exp[-i(kx + \omega t)], \quad (3.12)$$

где первый член описывает волну, бегущую в направлении оси x , а второй - волну, бегущую в противоположном направлении.

При переходе от одной области с потенциалом $U_1(x)$ к другой, характеризующейся потенциалом $U_2(x)$, изменение $U(x)$ приводит, с одной стороны, к изменению k и, согласно (3.8), к изменению длины волны λ . С другой стороны, для электронной волны эти две области будут иметь разные показатели преломления и по аналогии с френелевским отражением света на границе двух сред с разными показателями преломления электронная волна также будет испытывать частичное отражение на границе двух областей с разными U .

Рассмотрим случай, когда потенциал испытывает один скачок в точке $x=0$. В области 1 ($x<0$) потенциал имеет значение $U_1(x)$, а в области 2 ($x>0$) потенциал равен $U_2(x)$. Предположим, что электроны с некоторой энергией E переходят из области 1 в область 2. Предположим также, что потенциалы в областях 1 и 2 меньше нуля, т. е. $U_1<0$; $U_2<0$. Если $E > U_1$, U_2 , то с точки зрения классической физики в точке $x=0$ ни один электрон не отразится. Квантовая механика дает другой результат.

В области 1 перед скачком потенциала волновая функция $\psi_1(x)$,

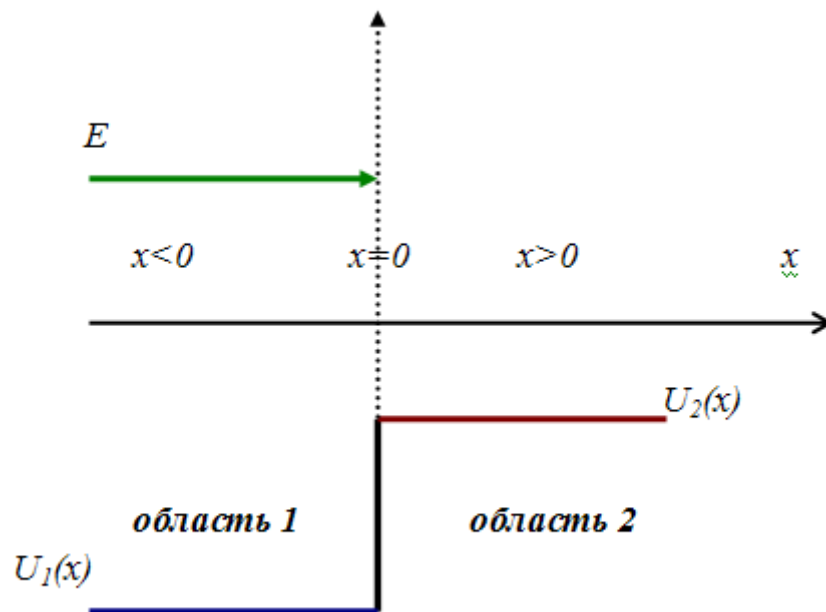


Рис. 3. Модель потенциального барьера со скачком потенциала в точке $x=0$

являющаяся решением уравнения (3.10), будет содержать два слагаемых, первое из которых соответствует падающему потоку электронов, а второе - отраженному от границы раздела двух сред:

$$\psi_1(x) = A_1 \exp(ik_1 x) + B_1 \exp(-ik_1 x), \quad (3.13)$$

$$\text{где } k_1 = \sqrt{2m(E + U_1)/\hbar^2}, \quad \lambda_1 = 2\pi / k_1 = 2\pi \sqrt{\hbar^2 / (2m(E + U_1))}.$$

В области 2 за скачком потенциала решение (3.10) содержит только одно слагаемое, соответствующее прошедшей волне:

$$\psi_2(x) = A_2 \exp(ik_2 x), \quad (3.14)$$

где $k_2 = \sqrt{2m(E+U_2)/\hbar^2}$, $\lambda_2 = 2\pi/k_2 = 2\pi\sqrt{\hbar^2/(2m(E+U_2))}$.

Постоянные A_1 , B_1 и A_2 должны быть определены из граничных условий, согласно которым волновая функция и её первая производная непрерывны в точке $x=0$:

$$\begin{aligned} \psi_1(0) &= \psi_2(0); \\ \left. \frac{d\psi_1}{dx} \right|_{x=0} &= \left. \frac{d\psi_2}{dx} \right|_{x=0}, \end{aligned} \quad 3.15$$

откуда

$$\begin{aligned} \frac{B_1}{A_1} &= \frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2}, \\ \frac{A_2}{A_1} &= \frac{2k_1}{k_1 + k_2}. \end{aligned} \quad 3.16$$

Величины $\frac{B_1}{A_1}$ и $\frac{A_2}{A_1}$ представляют собой амплитудные коэффициенты отражения и пропускания электронной волны на границе раздела двух областей, где имеет место скачок потенциала. Из (3.16) видно, что в случае $k_2 > k_1$ ($U_2 > U_1$) амплитуды отраженной и падающей волн имеют разные знаки, то есть при отражении от поверхностей с прямоугольным скачком потенциала происходит изменение фазы волновой функции на π аналогично тому, что имеет место в оптике при отражении света от среды с большим показателем преломления.

Плотность потока электронов Φ может быть выражена через их концентрацию N_e и скорость v , которые, в свою очередь, пропорциональны: $N_e \sim |\psi|^2$, $v \sim k$; тогда мы можем найти доли прошедшей T_e и отраженной R_e плотности потока электронов:

$$\begin{aligned} T_e &= \frac{|\psi_{tr}|^2 k_2}{|\psi_{in}|^2 k_1} = \frac{|A_2|^2 k_2}{|A_1|^2 k_1} = \frac{4k_1 k_2}{(k_1 + k_2)^2}, \\ R_e &= \frac{|\psi_{re}|^2 k_1}{|\psi_{in}|^2 k_1} = \frac{|B_1|^2 k_1}{|A_1|^2 k_1} = \frac{(k_1 - k_2)^2}{(k_1 + k_2)^2} \end{aligned} \quad 3.17$$

где ψ_{in} , ψ_{re} и ψ_{tr} - волновые функции соответственно для падающей, отраженной и прошедшей электронных волн.

Следует еще раз подчеркнуть, что свойство частиц отражаться от областей с резким скачком потенциала является чисто квантово-механическим эффектом. Оно вытекает из волновых свойств материи и не может быть объяснено в классической физике.

Квантово-механический эффект отражения электронного потока от поверхностей со скачком потенциала позволяет объяснить эффект Рамзауэра-Таунсенда. Электроны при движении в газе попадают в область их взаимодействия с атомами тяжелых благородных атомов. Потенциальное поле наведенного дипольного момента атома приближенно можно представить как потенциальную яму, образованную двумя скачками потенциала. Схематично потенциальная яма вместе с изображением атома-мишени приведена на рис.2. Проходящая через потенциальную яму электронная волна дважды частично отражается от ее стенок, при этом отраженные электронные волны могут интерферировать между собой, при подходящих условиях усиливая или ослабляя отраженный электронный пучок. Модель прямоугольной потенциальной ямы является хорошим приближением для атомов тяжелых инертных газов, отличающихся наиболее компактной структурой и резкой внешней границей, причем крутизна ямы увеличивается с ростом атомного номера, поэтому эффект Рамзауэра-Таунсенда наиболее ярко выражен у ксенона.

Модель одномерной потенциальной ямы с прямоугольными стенками.

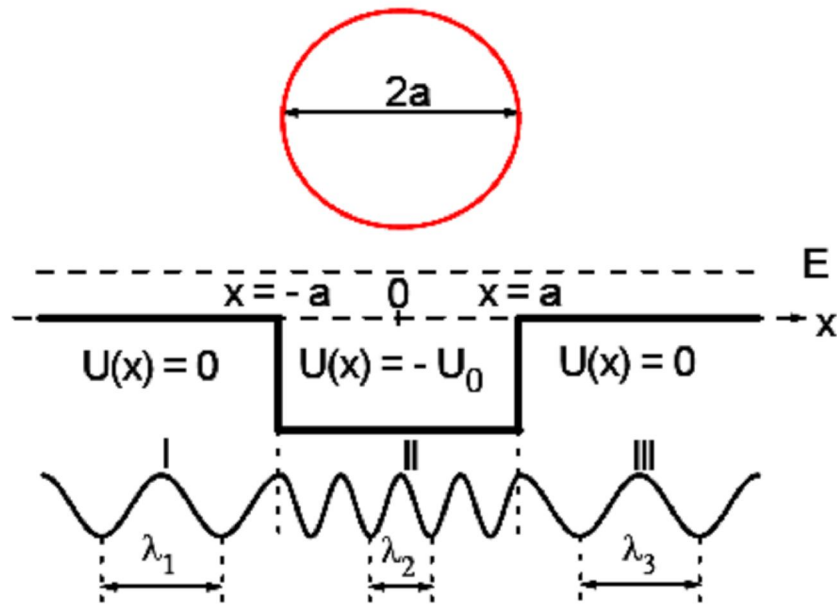


Рис. 4. Распределение потенциала $U(x)$ и решение уравнения (3.8) в виде волн с разной длиной волны в области атома-мишени диаметром $2a$ (одномерная модель)

Рассмотрим одномерную прямоугольную потенциальную яму глубиной U_0 и шириной $2a$ (рис.4).

Для одномерной потенциальной ямы имеем:

$$\begin{aligned} U_1 &= 0, \text{ если } x < -a; \\ U(x) &= U_2 = -U_0, \text{ если } -a \leq x \leq a; \\ U_3 &= 0, \text{ если } x > a. \end{aligned}$$

В области I решение уравнения (3.8) имеет вид:

$$\psi_I(x) = A_I \exp(ik_I x) + B_I \exp(-ik_I x),$$

$$\text{где } k_1 = \sqrt{2mE/\hbar^2}, \quad \lambda_1 = 2\pi / k_1 = 2\pi\sqrt{\hbar^2/2mE}.$$

первое слагаемое соответствует падающему потоку электронов, а второе - отраженному от передней стенки ямы.

В области II решение уравнения (3.8) также содержит два слагаемых (прошедший через переднюю стенку ямы и отраженный от задней стенки ямы потоки электронов):

$$\psi_2(x) = A_2 \exp(ik_2 x) + B_2 \exp(-ik_2 x),$$

$$\text{где } k_2 = \sqrt{2m(E+U_0)/\hbar^2}, \lambda_2 = 2\pi/k_2 = 2\pi\sqrt{\hbar^2/(2m(E+U_0))}.$$

В области III решение содержит только одно слагаемое, соответствующее прошедшей волне:

$$\psi_3(x) = A_3 \exp(ik_3 x),$$

$$\text{где } k_3 = k_1, \lambda_3 = \lambda_1.$$

Коэффициенты A_1 , B_1 и A_2 , определяемые из условий непрерывности волновой функции и ее производной на передней границе потенциальной ямы (в точке $x=-a$), позволяют по формулам (3.16) найти амплитуды прошедшей через переднюю границу потенциальной ямы и отраженной от нее электронных волн. Аналогично условия непрерывности волновой функции и ее производной во второй точке скачка потенциала ($x=a$) позволяют определить амплитуды B_2 электронной волны, отраженной от второй границы потенциальной ямы, и A_3 электронной волны, прошедшей потенциальную яму:

$$\frac{B_2}{A_2} = \frac{k_2 - k_3}{k_2 + k_3} = \frac{k_2 - k_1}{k_2 + k_1}, \quad (3.18)$$

$$\frac{A_3}{A_2} = \frac{2k_2}{k_2 + k_3} = \frac{2k_2}{k_2 + k_1}.$$

Отраженные от двух границ потенциальной ямы электронные волны, характеризующиеся приблизительно равными амплитудами B_1 и B_2 и отличающиеся по фазе на π , в результате интерференции могут практически погасить друг друга, если разность хода между ними равна удвоенной ширине потенциальной ямы, то есть если выполняется условие:

$$4a = \lambda_2 = 2\pi\sqrt{\hbar^2/2m(E_0+U_0)}, \quad (3.19)$$

где E_0 - кинетическая энергия электронов, при которой электронный поток ведет себя так, как если бы рассеяние электронов отсутствовало бы, то есть то значение энергии, при котором наблюдается эффект Рамзауэра-Таунсенда. С другой стороны, если разность хода между отраженными от двух стенок потенциальной ямы электронными волнами увеличится на полволны, то есть будет выполняться условие:

$$4a = \frac{3}{2}\lambda_2 = \frac{3}{2}2\pi\sqrt{\hbar^2/2m(E_1+U_0)}, \quad (3.20)$$

то произойдет усиление отраженной от потенциальной ямы электронной волны. Другими словами, при значении кинетической энергии электронов E_1 наблюдается максимум рассеяния электронного потока в газе.

Приведенная выше модель объясняет в общих чертах эффект Рамзауэра-Таунсенда. Полученные выражения являются приближенными. Более строгое рассмотрение эффекта требует анализа углового распределения рассеянного электронного потока, который возможен только с привлечением серьезного математического аппарата квантовой механики.

Величины E_0 и E_1 , входящие в выражения (3.19), (3.20), являются измеряемыми. Поэтому экспериментально определенные значения E_0 и E_1 позволяют оценить параметры потенциальной ямы согласно приведенным ниже выражениям, легко получаемым из соотношений (3.19), (3.20):

$$U_0 = 0,8E_1 - 1,8E_0, \quad 3.21$$

$$2a = \pi \cdot \sqrt{\frac{h^2}{1,6m(E_1 - E_0)}} \quad 3.22$$

Отметим, что глубина потенциальной ямы U_0 , как правило, выражается в электрон-вольтах (в формулу 3.21 подставляются значения критических энергий в электрон-вольтах), расчет же эффективного диаметра атома $2a$ по формуле (3.22) необходимо производить в СИ, переводя разность $E_1 - E_0$ из электрон-вольт в джоуль ($1\text{эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж); массу электрона принять равной массе покоя $m_e = 0,91 \cdot 10^{-30}$ кг, $h = \hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,054 \cdot 10^{-34}$ Дж·с.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Методика исследования.

В данной работе эффект Рамзауэра-Таунсенда на атомах исследуется с помощью тиратрона ТГЗ-0,1/1,3, заполненного ксеноном при низком давлении и газонаполненного триода ТГ1-0.1/0.3, наполненного аргоном. Конструктивно в тиратроне ТГЗ-0,1/1,3 (рис.5) первая сетка выполнена в виде коробки (1), внутри которой размещены катод (2), имеющий нитевидную структуру, и анод (6), выполненный в виде прямоугольной вытянутой пластинки, расположенной параллельно катоду. В коробке имеются две перегородки, в которых проделаны щели (3) и (5), параллельные катоду и аноду. Между этими двумя перегородками со щелевыми отверстиями расположена вторая сетка (4), представляющая собой две параллельные пластины. Если обе сетки соединить между собой, а между катодом и соединенными сетками приложить ускоряющее напряжение, величина которого меньше первого потенциала возбуждения ксенона, то ускоренные электроны, пройдя первую щель, далее в пространстве между второй сеткой и второй щелью движутся с постоянной скоростью и попадают на анод. При этом между сеткой и анодом поле практически отсутствует и дальнейшее движение электронов, вылетающих в направлении анода в область, свободную от поля, определяется только рассеянием на атомах газа. **Чем больше эффективное сечение рассеяния σ , тем меньше анодный ток, поскольку рассеянные электроны попадают на сетки и поглощаются ими.** Изменяя ускоряющее напряжение, можно по точкам построить вольтамперную характеристику тиратрона, приведенную на рис.6.

Тиратрон ТГ1-0.1/0.3 имеет аналогичную конструкцию с той лишь разницей, что в нем имеется лишь одна сетка и электроны, ускоренные ей, испытывают на своем пути по направлению к аноду многократные упругие столкновения с газом-наполнителем тиратрона – аргоном.

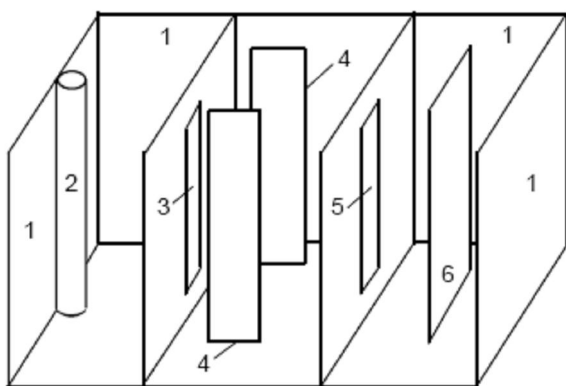


Рис. 5. Конструкция тиратрона

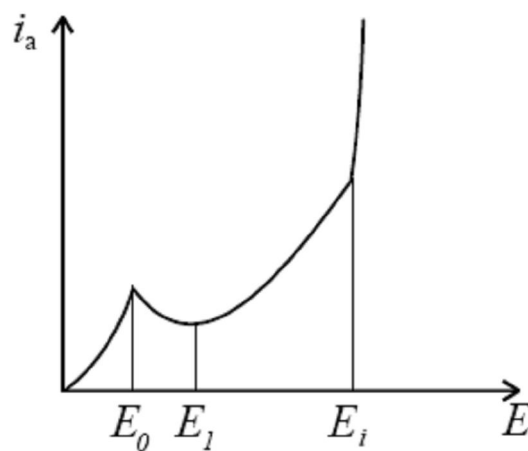


Рис. 6. Вольтамперная характеристика тиратрона при малых ускоряющих напряжениях

Определив по вольтамперной характеристике значения E_0 и E_i , можно по формулам (3.21), (3.22) вычислить глубину U_0 и размер $2a$ потенциальной ямы.

Крутой излом вольтамперной характеристики, наступающий при дальнейшем увеличении ускоряющего напряжения (точка E_i), связан с началом ионизации атомов ксенона электронными ударами.

Потенциал ионизации атомов газа можно довольно точно оценить, измеряя зависимость тока сетки тиратрона от ускоряющего напряжения сетка-катод. При этом на анод тиратрона подается задерживающий потенциал, и электроны не могут попасть на него. При достижении потенциала ионизации, положительные ионы нейтрализуют пространственный заряд у катода, что приводит к резкому возрастанию тока сетки. Таким образом, потенциал ионизации четко фиксируется на зависимости сеточного тока лампы от напряжения между сеткой и катодом.

Принципиальные схемы опытов для изучения эффекта Рамзауэра и определения потенциала ионизации приведены на рис. 7, 8.

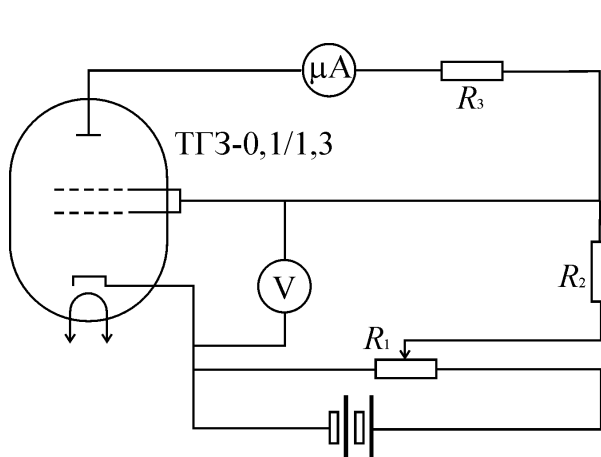


Рис. 7. Блок-схема опыта по изучению эффекта Рамзауэра.

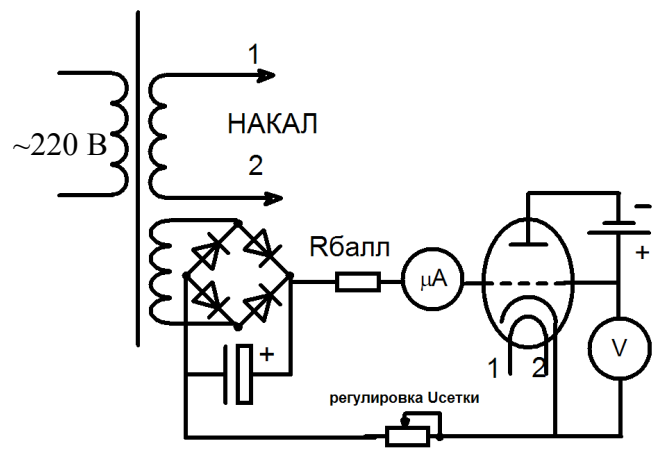


Рис. 8. Блок-схема опыта по определению потенциала ионизации.

Поскольку анодный и сеточный токи весьма малы, то их непосредственное измерение затруднено. С целью упрощения процедуры измерения тока в схему введен усилитель, собранный на основе микросхемы, позволяющий обходиться цифровым микроамперметром μA .

Приборы и оборудование

Изучение рассеяния медленных электронов атомами инертного газа проводится на установке ФКЛ-8. В установке имеется возможность выбора режима исследования соответствующими кнопками: 1) изучение эффекта Рамзауэра на атомах аргона 2) определение потенциала ионизации атома аргона с помощью сеточной характеристики тиратрона 3) изучение эффекта Рамзауэра на атомах ксенона 4) определение потенциала ионизации атома ксенона.

Исследования проводятся по схемам аналогичным рис. 7, рис. 8 с той лишь разницей, что вместо источника постоянного напряжения (выпрямителя) на промежуток сетка-катод лампы подается пилообразное развертывающее напряжение от специального цифрового генератора развертки. Примеры сеточных и анодных характеристик тиратронов приведены на рис 9, 10.

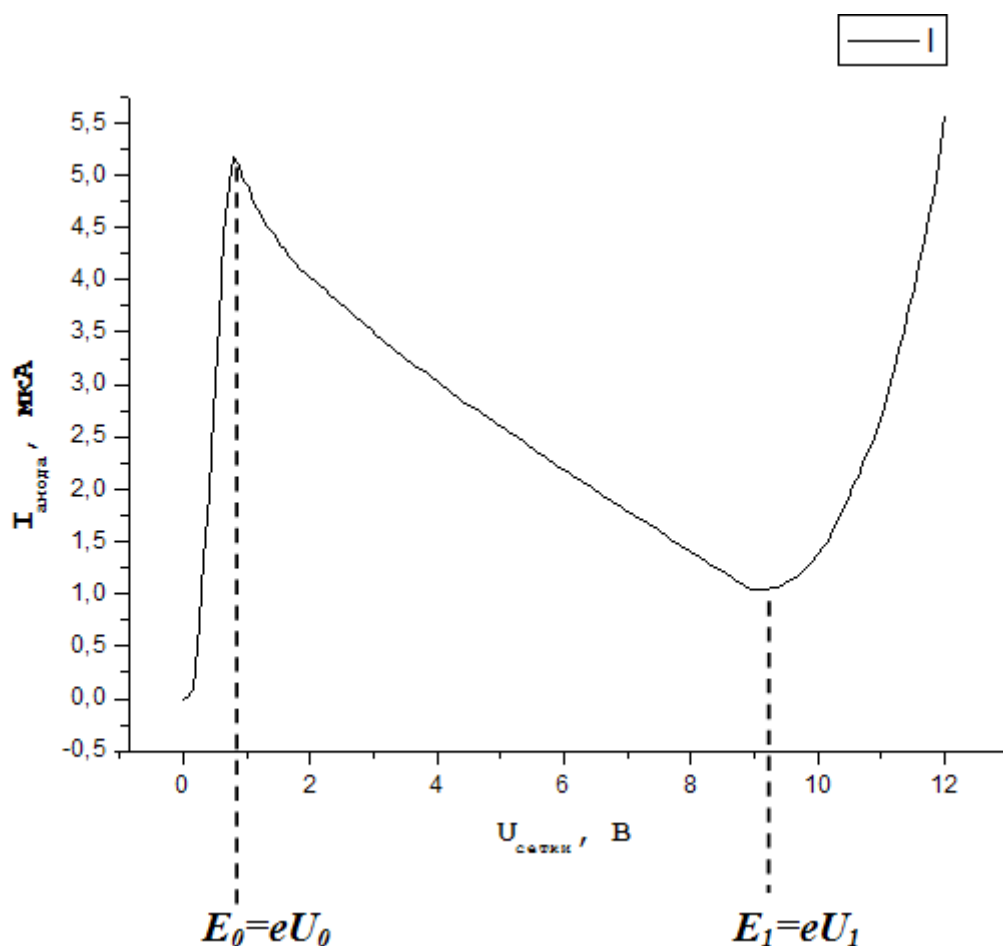


Рис. 9. Вид вольтамперной анодной характеристики тиратрона, получаемой на учебной установке ФКЛ-8

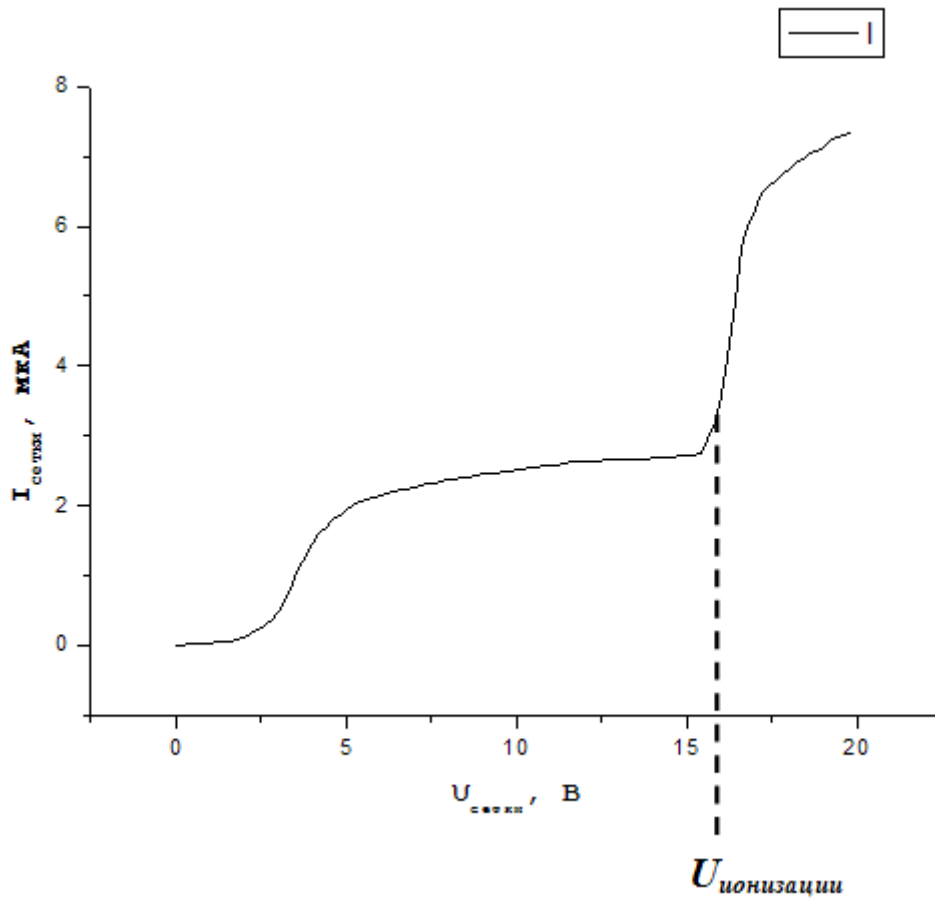


Рис. 10. Вид вольтамперной сеточной характеристики тиратрона, получаемой на учебной установке ФКЛ-8

Сигнал, снимаемый с резистора $R_{\text{балл}}$, находящегося в цепи анода или сетки, пропорционален соответственно току анода (сетки) лампы. В результате получаем зависимость тока анода (сетки) от времени $I = I(t)$. А так как пилообразное напряжение развертки пропорционально времени $U \sim kt \text{ ---} \rightarrow t \sim \frac{1}{k} \cdot U$ в итоге на экране осциллографа наблюдается кривая, повторяющая в некотором масштабе вольтамперную характеристику тиратрона $I(U)$.

Напряжения, соответствующие энергиям электронов E_0 , E_I , а также потенциал ионизации $U_{\text{ионизации}}$, измеряются с помощью специального электронного блока, который вырабатывает короткий импульс (метку), накладываемый на осциллограмму. Путем изменения напряжения смещения импульс выводят на нужную точку осциллограммы. Напряжение смещения при этом в точности совпадает с напряжением данной точки вольтамперной характеристики, и его измеряют с помощью вольтметра. Ток лампы в данной

точке измеряется высокочувствительным электронным микроамперметром. Таким образом, каждой точке осциллограммы визуально наблюдаемой на электронном осциллографе мы можем сопоставить соответствующие ей значения тока и напряжения. Для изменения напряжения смещения предназначена ручка «УСТАНОВКА $U_{\text{сетки}}$ » на передней панели прибора. Для визуального наблюдения объектов исследования служат смотровые окошки. На экране электронно-лучевого осциллографа метка на осциллограмме отображается в виде несимметричного острого пика из-за наличия емкости у входа Y осциллографа. Положение пика определяет значение тока и напряжения в данной точке ВАХ. Все показания выводятся на цифровой ЖКД LCD – индикатор. Установка снабжена микропроцессорной системой управления и контроля необходимых параметров.

Порядок выполнения

1. Ознакомиться с принципиальными блок-схемами опытов по изучению рассеяния электронов на атомах газа и видом соответствующих вольтамперных характеристик прибора рис7-рис.10. Разобраться в назначении кнопок и ручек управления установкой.
2. Проверить целостность сетевых и соединительных проводов установки и электронного осциллографа.
3. Подключить выход «СИГНАЛ» учебного модуля специальным проводом к входу Y, а выход «СИНХРОНИЗАЦИЯ» к входу X электронного осциллографа.
4. Включить осциллограф и установку в сеть ~ 220 В. Поставить переключатели «СЕТЬ» на панелях приборов в положение «вкл», при этом должны загореться соответствующие индикаторы.
5. Выбрать одной из четырех кнопок на передней панели учебной установки режим исследования (необходимый опыт).
6. Перевести осциллограф в режим синхронизации внешним сигналом, для чего поставить переключатель INT-LINE-EXT (слева от входа X) – переключающий режим внутренней и внешней синхронизации – в положение EXT (режим внешней синхронизации). Переключатель «AUTO NORM TV» (способ развертки) поставить в положение «AUTO» (автоматическая). Рекомендуются положения для других переключателей: VOLTS/DIV (Вольт/дел) в положение **.5 V** или **.2 V**, переключатель TIME/DIV (Время/дел) в положение **1 ms** или **2 ms**. Переключатель «DC $\perp$ AC» поставить в положение «DC» или «AC». Вращением ручки «LEVEL» добиться устойчивого изображения характеристики на экране осциллографа. Разместить ВАХ так, чтобы изображение занимало большую часть экрана: для растяжения или сжатия изображения по оси X использовать ручку TIME VAR, для перемещения всей картинке по оси X – ручку

POSITION входа X. Аналогичную функцию выполняют ручки VOLT VAR и POSITION оси Y. Вращением ручки «УСТАНОВКА $U_{\text{сетки}}$ » на панели учебной установки до упора против часовой стрелки, поместить метку в форме небольшого острого пика в начало осциллограммы.

7. Срисовать полученную характеристику тиратрона с экрана осциллографа на миллиметровую бумагу по клеткам.
8. Перемещая метку по экрану осциллографа с помощью ручки «УСТАНОВКА $U_{\text{сетки}}$ » учебного модуля, найти характерные точки U_0 , U_I на анодной характеристике лампы либо точку $U_{\text{ионизации}}$ на сеточной ВАХ (см. рис. 9; 10). Согласно приведенной методике, измеренные значения напряжений U_0 , U_I в вольтах соответствуют энергиям электронов E_0 и E_I в электрон-вольтах.
9. Повторить действия пп. 6-8 для трех других опытов.
10. Оценить по формулам (3.21), (3.22) глубину U_0 и диаметр $2a$ потенциальной ямы, соответствующей взаимодействию электрона с атомом.
11. Все измеренные и вычисленные значения занести в таблицу 1

Исследуемый газ	№ опыта	E_0 , эВ	E_I , эВ	U_0 , эВ	$2a$, нм
АРГОН	Эффект Рамзауэра	...	...	...	...
	Потенциал ионизации	$U_{\text{ионизации}} = \dots \text{В}$			
КСЕНОН	Эффект Рамзауэра	...	...	...	...
	Потенциал ионизации	$U_{\text{ионизации}} = \dots \text{В}$			

12. Сравнить полученные вами оценки со справочными значениями из литературы (см. приложение 1). Следует отметить, что у разных авторов данные несколько отличаются.
13. По окончании работы выключить приборы, поставив сетевые переключатели в положение «выкл» и вынуть сетевые вилки из розеток.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Справочные данные

Элемент	Атомные радиусы, Å		Энергия, эВ		
	по А. Бонди	по В. И. Лебедеву	максимума рассеяния	возбуждения	ионизации
He	1,40	0,291	-	20,60	24,58
Ne	1,54	0,350	-	16,77	21,56
Ar	1,88	0,690	13	11,77	15,76
Kr	2,02	0,795	11	10,59	13,94
Xe	2,16	0,986	9	9,52	12,08

1 Ангстрем=1 Å=10⁻¹⁰ м

Энергия минимума рассеяния инертных газов E₀~1 эВ

**ДЛЯ СВОБОДНОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ
НПО Учебной Техники «ТулаНаучПрибор»,
Россия, г. Тула.**