



Харківський національний університет
імені В. Н. Каразіна

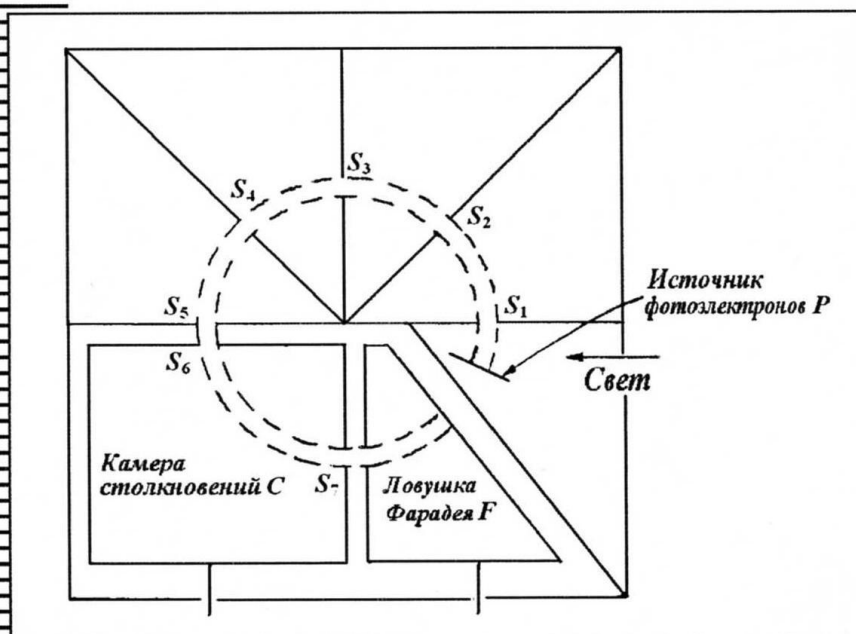
УЧЕБНОЕ
ПОСОБИЕ

Министерство образования и науки Украины

Харьковский
национальный
университет
имени В. Н. Каразина

В. В. Власов

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПЛАЗМЕ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА



Харьков – 2009

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ
ХАРЬКОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени В. Н. Каразина**

Власов В. В.

**Элементарные процессы в плазме
газового разряда**

**Харьков
2008**

УДК 533.92(075.8)
ББК 22.333я73
В57

Рекомендовано Ученым советом
Харьковского национального университета имени В. Н. Каразина
(протокол № 7 от 27.06.2008)

Рецензенты:

член-корреспондент НАН Украины, главный научный сотрудник НФТЦ Министерства образования и науки и НАН Украины, профессор **Толок В. Т.**;
доктор физико-математических наук, начальник отдела Института физики плазмы ННЦ «ХФТИ» НАН Украины, профессор **Волков Е. Д.**

Власов В. В. Элементарные процессы в плазме газового разряда – Х.:
В57 ХНУ, 2008. – 175 с.

ISBN 978-966-623-559-9

Конспект лекций посвящен изложению основных положений физики элементарных процессов в плазме газового разряда, описанию теоретических и экспериментальных методов исследования и известных результатов, полученных при изучении наиболее важных для физики газового разряда и физики плазмы как упругих, так и неупругих процессов столкновений, а также ряда явлений, наблюдающихся на поверхности твердых тел.

Конспект лекций рассчитан на студентов старших курсов, аспирантов физических специальностей, специализирующихся в области физики газового разряда и физики плазмы, а также преподавателей ВУЗов.

Ил. 86 Таблиц 7 Библиогр. 15

УДК 533.92(075.8)
ББК 22.333я73

ISBN 978-966-623-559-9

© Харьковский национальный
университет имени В. Н. Каразина, 2008

© Власов В. В., 2008

© Макет обложки Дончик И. Н., 2008

Содержание

Предисловие	4
1. Место элементарных процессов в физике плазмы	4
2. Подвижность и диффузия частиц в плазме. Закон Фика. Коэффициент диффузии. Коэффициент подвижности ионов. Соотношение Эйнштейна	16
3. Классификация столкновений. Соотношения между некоторыми физическими величинами в разных системах отсчета	21
4. Упругие столкновения частиц	27
5. Сечения рассеяния и другие параметры элементарных процессов.	34
6. Исследования упругих процессов. Эффект Рамзауэра-Таунсенда.....	46
7. О других методах измерения сечений упругого рассеяния	56
8. Упругое рассеяние тяжелых частиц	64
9. Неупругие столкновения	73
10. Анализ данных по ионизации. Ионизационный коэффициент Таунсенда	83
11. Исследование ионизации нестабильных мишеней при электронном ударе, опыты с пересекающимися пучками	90
12. Возбуждение атомов и молекул электронным ударом	97
13. Неупругие столкновения тяжелых частиц	104
14. Процессы образования и гибели отрицательно заряженных ионов	115
15. Рекомбинация	123
16. Явления на поверхности твердого тела.	130
17. Столкновения электронов с поверхностью. Термоэмиссия	148
Приложение	159
Литература	164
Приложения	
Примеры задач к курсу лекций.....	167
Программа учебного курса «Элементарные процессы в плазме газового разряда» по требованиям кредитно-модульной системы	168

Предисловие

Предлагаемый конспект лекций в соответствии с программой обучения студентов 3 курса кафедры физики плазмы физико-технического факультета представляет собой, по сути, вводный курс для будущих специалистов в области физики плазмы и газового разряда. Сегодня круг интересов и приложений физики плазмы весьма широк – от плазмы низкотемпературной, лабораторной до плазмы с параметрами, приближающимися к термоядерным, от плазмы космической до химически активной. Поэтому, несмотря на более чем вековую историю развития физики элементарных взаимодействий в плазме газового разряда, практический интерес к этому виду взаимодействий частиц не иссякает. Накопленный экспериментальный материал в области атомных, электронных и ионных столкновений, а также их теоретическое описание, позволяют с успехом использовать эту информацию при интерпретации результатов исследования плазмы в различных условиях.

В предлагаемом конспекте лекций содержится материал, касающийся основных элементарных процессов, с которыми приходится сталкиваться исследователям, занимающимся теми или иными вопросами, связанными с газовым разрядом, состоянием плазмы как низко-, так и высокотемпературной, плазмохимией. Полнота изложения материала определяется тем количеством часов, которые отведены программой подготовки студентов кафедры физики плазмы.

Конспект лекций состоит из четырех частей. В первой речь идет о месте элементарных процессов в физике плазмы, вводятся основные параметры плазмы и классификация элементарных процессов, понятие сечения рассеяния. Второй и третий разделы посвящены описанию методов и результатов исследования упругих и неупругих процессов, играющих определяющую роль в газовом разряде и плазме. В заключительной части рассматриваются некоторые процессы на поверхности твердых тел, важные с точки зрения физического эксперимента.

1. Место элементарных процессов в физике плазмы

Рассмотрим простейшее газоразрядное устройство, состоящее из вакуумированной стеклянной трубки с электродами и источника тока. При небольших напряжениях на электродах мы будем наблюдать отсутствие тока между электродами или его очень малые значения.

Этот режим соответствует очень маленьким концентрациям заряженных частиц в газоразрядной трубке. Движение нейтральных частиц - атомов и молекул – хаотическое, траектории движения частиц соответствуют броуновскому движению, направление движения

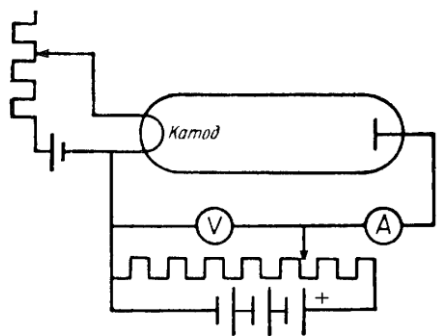


Рис. 1.1. Схема простейшего газоразрядного устройства

изменяется при столкновении частиц друг с другом. Столкновения частиц упругие. Наличие незначительного количества заряженных частиц может быть связано с воздействием, например, космического излучения на нейтральный газ.

При увеличении напряжения между электродами и достижении им некоторого порогового значения мы будем наблюдать резкое увеличение тока, соответствующего

пробую в газе (см. рис. 1.2). В трубке возникает газовый разряд. Возникновение тока в цепи связано с тем, что заряженные частицы разных знаков начнут двигаться по направлению к электродам с разными знаками (к аноду и катоду). При попадании на электроды частицы отдают им свои заряды, за счет чего и возникает ток во внешней цепи.

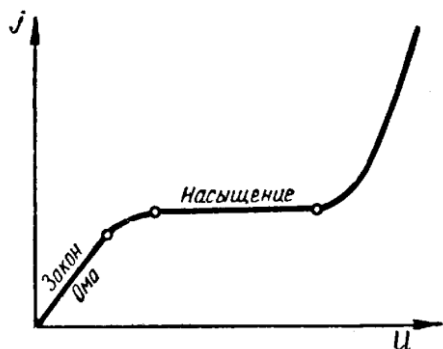


Рис. 1.2. Вольтамперная кривая газоразрядного устройства

Теперь движение частиц будет отличаться от броуновского, оно становится направленным. Состояние газа также будет отличаться – это уже не нейтральный газ, а газ, имеющий более сложный состав. Он будет состоять не только из нейтральных частиц (атомов и молекул), там будут присутствовать заряженные

и возбужденные частицы.

В качестве отрицательно заряженных частиц могут выступать не только электроны, но и ионы (ион – от греч. $i\delta n$ – идущий, путник). Положительно заряженные ионы в электролитах называют катионами, отрицательно – анионами. Термин был впервые предложен М. Фарадеем в 1834 г. Образовываться они могут за счет присоединения (прилипания) одного или нескольких электронов к атому, молекуле или молекулярному комплексу. Очень важным их отличием от электронов является большая масса. Самый легкий ион атома водорода ($m_p = 1,6726 \cdot 10^{-24}$ г) почти в две тысячи раз тяжелее электрона ($m_e = 9,1 \cdot 10^{-28}$ г) (в 1838 раз!). А что же тогда говорить об ионе ртути, масса которого равна $m_{Hg} = 3,3 \cdot 10^{-22}$ г?

Возможность образования отрицательно заряженного иона связана с особенностями электронного строения того либо иного атома (молекулы), их электроотрицательностью. С большей вероятностью образуются отрицательные ионы в галогеносодержащих газах (F_2 , Cl_2 , Br_2 , I_2), в кислороде. Образование отрицательного иона можно объяснить так: любая нейтральная частица обладает электростатическим полем (т. к. имеются положительно заряженное ядро и отрицательные электроны). Это поле и может притягивать электроны. Однако этот процесс определяется особенностями строения того или иного атома, молекулы. Поэтому известно, что не все атомы могут образовывать отрицательно заряженные ионы.

В газовом разряде присутствуют и положительно заряженные ионы. Их образование связано с отрывом одного или нескольких электронов. Их масса также намного превышает массу электронов. Для того, чтобы такой процесс произошел, необходимо атому (молекуле) передать некоторое количество энергии, зависящее от природы тяжелой частицы, от ее электронного строения. Величина этой энергии для различных частиц колеблется в широких пределах от нескольких электронвольт (эВ) до нескольких десятков эВ. Пути передачи энергии могут быть различными. В силу этого различают термическую ионизацию, ионизацию электронным ударом, под действием излучения и т. д.

При воздействии на атомы или молекулы одного из перечисленных выше факторов возможен переход тяжелых частиц из основного в возбужденное состояние. При наличии возбужденных частиц в газе становятся возможными более сложные процессы, в частности переход частицы из возбужденного состояния в ионизированное, так называемая ступенчатая ионизация.

Свободные электроны в разряде образуются при их высвобождении из электронной структуры атома или молекулы, из которых состоит рабочий газ, либо при взаимодействии заряженных частиц с поверхностью твердого тела (стенок вакуумной камеры, электродов и пр.). Для их образования необходима энергия, достаточная для разрыва электростатического притяжения электронов и ядра. Величина этой энергии определяется родом вещества, его состоянием (газ, твердое тело) и др.

Когда работает тот или иной механизм появления свободных электронов? Газовый разряд осуществляется в вакуумных камерах, размеры которых могут изменяться от сантиметров до нескольких метров. В зависимости от соотношения длины свободного пробега

электронов (если основной механизм ионизации ионизация под действием электронного удара) и характерных размеров газоразрядного устройства будет преобладать тот либо иной механизм ионизации. Поэтому знание механизмов взаимодействия различного рода частиц в плазме газового разряда очень важно.

Понятие «плазма» возникло в начале прошлого столетия (Irving Langmuir, 1928). Само слово плазма (*plasma*) в дословном переводе с греческого означает *вылепленное, оформленное*. Вот как описывает сотрудник Ленгмюра Levi Tonks в [Merle N. Hirsh, H.J. Oskam. Gaseous Electronics. V.1. Electrical Discharges. – Academic Press, NY, 1978. – P. 16] поиски подходящего термина для определения состояния ионизированного газа.

📖 *«Однажды Ленгмюр вошел в мою комнату в General Electric Research Laboratory и сказал: «Послушайте, Tonks, я ищу слово. В этих газовых разрядах мы называем область в непосредственной близости от стенки или электрода слоем (a sheath), и это слово кажется достаточно подходящим; но как мы должны называть основную часть разряда? ... где имеется полная нейтрализация пространственного заряда. Я не хочу выдумывать (изобретать) слово, но оно должно быть наглядным (descriptive) для этой области, в отличие от слоя. Что Вы предлагаете?»*

Мой ответ был классическим: «Я буду думать об этом, доктор Ленгмюр».

На следующий день Ленгмюр влетел в комнату и объявил: «Я знаю, как мы это назовем! Мы назовем это плазмой». Образ плазмы крови немедленно возник, мне кажется, Ленгмюр даже упомянул кровь (Tonks, 1967).

*Ленгмюр был не из тех, кого можно отпугнуть представлениями других людей даже в определении слов, и как хороший студент, изучающий греческий, он стал изучать его этимологию (определение происхождения слов). Он был поражен очевидной характерной особенностью: светящийся разряд принимал форму трубки, в которой он формировался (создавался), поэтому он выбрал греческое слово *πλάσμα*, которое означает «to mold» – «формировать», перен. «оставаться без употребления»; слово вошло в повсеместное использование большим числом физиков, которые вовлечены в решение проблемы управляемой термоядерной реакции, кто начал работать с такой рабочей «жидкостью», как плазма Ленгмюра».*

В плазме газового разряда различают процессы элементарные (упругие столкновения, неупругие (возбуждение, диссоциация, перенос заряда, ионизация, рекомбинация, захват электронов и др.), дрейфовые скорости, распределение энергии, диффузия, вторичная и фотоэлектронная эмиссия ...) и коллективные процессы (электрические разряды, эффекты, связанные с объемным (пространственным) зарядом, колебания и волны в плазме, магнитная гидродинамика).

Характерным свойством плазмы является разделение зарядов. Как правило, когда говорят о плазме, подразумевают плазму нейтральную (квазинейтральную), хотя существует понятие и плазмы заряженной. Квазинейтральная плазма – это в среднем электрически нейтральная среда, существующая в достаточно больших объемах или достаточно длительное время [1].

Рассмотрим процесс разделения зарядов во времени. В плоском слое плазмы толщиной x и площадью S все частицы одного знака (например, электроны) сместились на одну из ограничивающих этот слой плоскостей. Такая система может быть представлена в виде плоского конденсатора, емкость которого можно вычислить как

$$C = \frac{\varepsilon' S}{4\pi x} \quad (C = \frac{\varepsilon' S}{4\pi x} = \frac{\varepsilon S}{4\pi\varepsilon_0 x} \text{ см в СГСЕ, } C = \frac{\varepsilon S}{x} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon' S}{x} \text{ ф в СИ,}$$

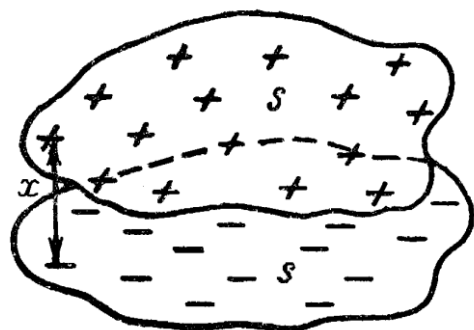


Рис. 1.3. К вопросу о разделении зарядов в плазме

ε – диэлектрическая проницаемость среды,
 ε_0 – диэлектрическая постоянная
 $(\varepsilon_0 = \frac{1}{9 \cdot 10^9} \frac{\text{ф}}{\text{м}})$, $\varepsilon' = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}$ – относительная

диэлектрическая проницаемость, далее будем считать для простоты $\varepsilon' = 1$). Заряд такого конденсатора Q равен полному заряду всех электронов в объеме слоя Sx :
 $Q = S x n e$, здесь n – концентрация электронов. Возникающая разность потенциалов между слоями (пластинами конденсатора) будет равна

$$U = \frac{Q}{C} = \frac{S x n e 4\pi x}{S} = 4\pi n e x^2, \text{ а электрическое поле, возникающее при этом}$$

между ними, $E = \frac{U}{x} = 4\pi n e x$ (мы предполагаем, что электрическое поле однородное). Электрическое поле приводит к ускорению электронов, поскольку на электроны действует сила $F = -eE$, до значений

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = -\frac{eE}{m} = -\frac{4\pi n e^2 x}{m}. \text{ Известно уравнение линейного гармонического}$$

осциллятора, например, пружинного маятника, которое имеет

следующий вид: $\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{k}{m}x = 0$, где k – коэффициент упругости. Оно описывает гармонические колебания типа $x = A \sin(\omega t + \varphi)$, где частота колебаний $\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}$. Из сравнения последних двух уравнений для $\frac{d^2x}{dt^2}$ следует, что частота колебаний в нашем случае равна

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{m}}. \quad (1.1)$$

Впервые выражение (1.1) получил И. Ленгмюр в 1906 г., а частоту эту принято называть плазменной или ленгмюровской, так как она характерна для сред, в которых наблюдается разделение зарядов. Таким образом, при разделении зарядов в плазме возникающие при этом электростатические силы вызывают электростатические плазменные колебания. Заметим, что понятия «плазменные колебания» и «колебания плазмы» – разные, второе понятие более широкое.

Формулу для плазменных колебаний можно получить и другим способом, воспользовавшись законом сохранения заряда. Если возникший в результате разделения зарядов объемный заряд имеет плотность q , то закон сохранения заряда можно записать в виде $\frac{\partial q}{\partial t} = -\text{div} \vec{j}$, где \vec{j} – плотность тока, которая равна $\vec{j} = -ne\vec{v}$, а \vec{v} – скорость электронов или «токовая скорость». Считаем, что ток переносится только электронами. Скорость электронов определяется уравнением движения электронов $m \frac{d\vec{v}}{dt} = -e\vec{E}$. Подставив в закон сохранения заряда выражение для плотности тока, проинтегрировав его по времени, используя уравнение движения, получим $\frac{\partial^2 q}{\partial t^2} = -\frac{ne^2}{m} \text{div} \vec{E}$. Отбросив квадратичные члены (считаем, что колебания линейные), не делая различия между частной и полной производной по времени, вынесем n за знаки дифференциалов и произведем замену, воспользовавшись уравнением Максвелла в виде $\text{div} \vec{E} = 4\pi q$. Тогда последнее уравнение для второй производной q можно переписать так: $\frac{d^2 q}{dt^2} = -\frac{4\pi n e^2}{m} q$. Это уравнение тоже представляет собой уравнение, описывающее простые

гармонические колебания с круговой частотой $\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{m}}$. Однако уже не обкладки воображаемого конденсатора, а плотность объемного заряда в плазме колеблется с той же плазменной частотой.

Из этих рассуждений следует, что любое разделение зарядов в плазме приводит к колебаниям плотности заряда. В среднем за много периодов колебаний плазма – среда квазинейтральная. Временной масштаб разделения зарядов – $t_0 \propto 1/\omega_p$. Разделение зарядов существенно за времена $t < t_0$.

За пространственный масштаб разделения зарядов d принимают расстояние, которое частица проходит в процессе теплового движения за время t : $d \propto \frac{\langle v \rangle}{\omega_p}$, где $\langle v \rangle$ – средняя скорость теплового движения частиц. На расстояниях, больших d , плазма может считаться квазинейтральной. Если $\langle v \rangle = \sqrt{\frac{kT}{m}}$, то $d = \sqrt{\frac{kT}{4\pi n e^2}}$. Этот характерный пространственный параметр называют длиной или радиусом Дебая-Хюккеля (1925 г.) и принято обозначать как r_D . Для частиц разного

сорта $r_{D\alpha} = \frac{v_{T\alpha}}{\omega_{p\alpha}}$, $\alpha = e, i$ или $r_{D\alpha} = \sqrt{\frac{kT_\alpha}{4\pi n_\alpha e^2}}$. Для электронов

$$r_{De} = 7,43 \cdot 10^2 \sqrt{\frac{T_e(\text{эВ})}{n_e(\text{см}^{-3})}} \text{ см.} \quad (1.2)$$

Рабочее давление газового разряда может изменяться в широких пределах ($P \approx 10^{-5} \div 10^5$ мм рт. ст.), поэтому различают разряды низкого и высокого давления. При этом длина свободного пробега электрона может быть как меньше размеров камеры, так и больше. Если известны сечение столкновений и давление, можно оценить величину длины свободного пробега и в первом приближении определить механизм ионизации в данных условиях. Если разряд существует при давлении рабочего газа $P = 1$ мм рт. ст., а сечение столкновений равно $\sigma = 3 \cdot 10^{-15}$ см², плотность нейтральных частиц при заданном давлении $n = 3,54 \cdot 10^{16} \cdot P$ (мм рт. ст.) = $3,54 \cdot 10^{16}$ см⁻³, то длина свободного пробега будет равна $\lambda = \frac{1}{n\sigma} = \frac{1}{3,54 \cdot 10^{16} \cdot 3 \cdot 10^{-15}} = 9,4 \cdot 10^{-3}$ см.

Для плазмы с характерными размерами $a = 10$ см имеем $\lambda \ll a$. Если же рабочее давление $P = 1 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст., то при том же значении сечения столкновений $\lambda = 941,6$ см, т. е. $\lambda \gg a$. Следовательно, в разряде пониженного давления ($P \approx 1$ мм рт. ст.) основным

механизмом ионизации является ионизация объемная, происходящая в объеме рабочего газа, а во втором случае, при низком рабочем давлении ($P = 1 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст.) основным процессом будет ионизация на поверхности твердого тела (например, на стенках камеры и пр.).

Проведенные простые рассуждения указывают на важную роль столкновительных взаимодействий в процессах формирования и поддержания газового разряда. Наличие в газе заряженных частиц изменяет характер движения частиц в такой системе. При малых концентрациях заряженных частиц (а они присутствуют в газе всегда, если $T_{\text{газа}} \neq 0$ °К) они не оказывают влияния на траектории движения частиц. Однако, с ростом концентрации электронов и ионов влияние объемного заряда становится существенным. При достаточно больших концентрациях ионов и электронов их взаимодействие приводит к поддержанию макроскопической нейтральности в объемах, сравнимых по размеру с объемом газа. Нарушение нейтральности приводит к появлению сильных электрических полей, быстро восстанавливающих ее. Ионизованный газ при таких концентрациях и называют плазмой.

Как можно получить плазму? Самый простой и очевидный способ связан с нагреванием газа до температуры, при которой средняя энергия частиц становится сравнимой с энергией ионизации атомов или молекул (с энергией, достаточной для отрыва одного или нескольких электронов от атома или молекулы). С увеличением температуры растет степень ионизации газа. Под степенью ионизации плазмы, состоящей из нейтральных частиц, ионов и электронов, понимают величину $\alpha = n_i / (n_i + n_0)$, где n_i – концентрация ионов, а n_0 – концентрация нейтральных частиц.

Обычно под температурой плазмы понимают температуру, выраженную в энергетических единицах:

$$T \text{ (эВ)} = kT_K \text{ (град К)}, \quad (1.3)$$

где постоянная Больцмана $k = 8,6179 \cdot 10^{-5}$ эВ/град = $1,602 \cdot 10^{-12}$ эрг/эВ = $1,3806 \cdot 10^{-16}$ эрг/град = $1,3806 \cdot 10^{-23}$ Дж/град. Если $T_K = 1$ °К, то $T = 8,6179 \cdot 10^{-5}$ эВ = $1,602 \cdot 10^{-12}$ эрг, а при $T_K = 11603,65$ °К, соответственно, $T = 1$ эВ = $1,602 \cdot 10^{-12}$ эрг. Поэтому говорят, что температура частиц, равная ≈ 11604 °К, соответствует энергии 1 эВ [2]. То же у Энгеля [3] звучит так: поскольку заряд e при прохождении разности потенциалов $U = 1$ В получает энергию, равную 1 эВ, то мерой энергии является произведение eU , а $1 \text{ эВ} = 1,602 \cdot 10^{-12}$ эрг = $1,602 \cdot 10^{-19}$ Дж.

Остановимся более подробно на особенностях движения заряженных частиц в плазме [4]. В отсутствии внешних полей характер движения заряженных частиц в слабоионизованной плазме, где основное влияние на их движение оказывают столкновения с нейтральными частицами, аналогичен характеру движения атомов в нейтральном газе. В условиях, когда $\lambda < a$, a – характерный размер устройства, в котором существует плазма, траектории движения состоят из более или менее протяженных отрезков прямых, соответствующих периодам между столкновениями, и областей столкновений, в пределах которых изменяются направление движения и скорость частиц. При этом можно считать столкновения точечными, поскольку эффективный радиус взаимодействия заряженных частиц с нейтральными много меньше длины свободного пробега.

Существенное отличие свойств плазмы от свойств газа нейтральных частиц связано, прежде всего, с воздействием на движение заряженных частиц полей – электрического и магнитного, если таковое присутствует. Электрическое поле (внешнее или поле пространственного заряда) вызывает ускорение заряженных частиц в период между столкновениями. В среднем за много периодов такое ускорение приводит к появлению направленного движения частиц и к увеличению скорости хаотического движения, т. е. к нагреву плазмы. При этом увеличение энергии электронов и ионов оказывается неодинаковым. Обычно электроны приобретают большую энергию, т. к. они имеют меньшую массу и характеризуются большей подвижностью.

Присутствие магнитного поля приводит к коренному изменению траекторий движения заряженных частиц. Как известно, в магнитном поле происходит закручивание траекторий в плоскости, перпендикулярной магнитным силовым линиям, частицы начинают двигаться по так называемым ларморовским траекториям, радиус которых

определяется как $\rho_\alpha = \frac{v_{T\alpha}}{\omega_{B\alpha}}$, где $v_{T\alpha} = \sqrt{\frac{kT_\alpha}{m_\alpha}}$ – тепловая скорость частиц

сорта α , $\omega_{B\alpha} = \frac{eB}{m_\alpha c}$ – циклотронная частота. Тогда

$$\rho_e \approx 2,38 \frac{\sqrt{T_e(\text{эВ})}}{B(\text{Э})} \text{ см}, \quad (1.4)$$

а

$$\rho_{H^+} \approx 1,45 \cdot 10^2 \frac{\sqrt{T_i(\text{эВ})}}{B(\text{Э})} \text{ см}. \quad (1.5)$$

Если $\rho \ll \lambda$ влияние магнитного поля на движение частиц необходимо учитывать. Перемещение заряженных частиц

в направлении, перпендикулярном силовым линиям магнитного поля на расстояния большие, чем ларморовский радиус, может быть обусловлено либо столкновениями, либо дрейфом заряженных частиц, связанным с электрическим полем или с неоднородностью поля магнитного.

Другая важная особенность движения заряженных частиц проявляется в сильно ионизированной плазме, когда определяющую роль играют столкновения заряженных частиц друг с другом. Это связано с тем, что кулоновский потенциал ($U = \alpha/r$), определяющий взаимодействие между заряженными частицами, медленно спадает с расстоянием. Поэтому взаимодействие существенно на расстояниях, много больших размеров атомов. Ограничение радиуса действия кулоновских сил связано только с экранированием поля взаимодействия в плазме. Предельным радиусом можно считать дебаевский радиус экранирования. Поскольку в сфере с радиусом r_D содержится большое количество электронов и ионов, взаимодействие заряженных частиц, строго говоря, не сводится к парным столкновениям. Траектория движения частицы при учете этих столкновений уже не может быть представлена в виде ломаной линии с четко разделенными периодами между столкновениями, а имеет более сложный характер. При анализе траекторий необходимо учитывать взаимодействие отдельно взятой частицы со многими другими, находящимися в дебаевской сфере (так называемое коллективное взаимодействие). Однако поскольку взаимодействие с частицами, находящимися на больших расстояниях, приводит к отклонению частиц на малые углы, возможна приближенная замена коллективного взаимодействия на совокупность парных столкновений. Такая замена недопустима лишь при больших концентрациях заряженных частиц, когда энергия взаимодействия между ними становится сравнимой с тепловой энергией. При этом свойства плазмы существенно отличаются от свойств идеального газа, для которого только и применима модель парных столкновений.

Оценим концентрацию, определяющую этот переход. Потенциальная энергия взаимодействия на расстояниях $\sim r_D$ определяется следующим соотношением:

$$U \approx \frac{e^2}{r_D} = e^3 \sqrt{\frac{4\pi n}{T}},$$

($r_D = \sqrt{\frac{T}{4\pi n_e e^2}}$, $T = kT_k$ – тепловая энергия частиц). Она мала по сравнению с тепловой энергией ($U \ll T$) тогда, когда $n < T^3 / 4\pi e^6$ или

$n(\text{см}^{-3}) \ll 10^{19} T^3 (\text{эВ})$. Это неравенство и определяет условия «слабого» взаимодействия, характерные для идеального газа. Оно обычно всегда выполняется в плазме с реальными параметрами (для $T = 100$ эВ и $n \ll 10^{25} \text{см}^{-3}$).

Для описания движения частиц в плазме между столкновениями можно практически всегда использовать классическое представление. Чтобы показать это, рассмотрим ограничения, накладываемые квантово-механическим соотношением неопределенностей. При концентрации заряженных частиц n среднее расстояние между

частицами равно $\delta r \approx n^{-\frac{1}{3}}$. Оно определяет максимально допустимую неопределенность в определении координаты при описании движения частиц. Воспользовавшись соотношением неопределенностей $\delta p \delta r \approx \hbar$, можно найти связанную с ней неопределенность в определении импульса

$$\delta p \approx \hbar / \delta r \approx \hbar n^{1/3}. \quad (\text{Здесь}$$

$\hbar = h/2\pi = 1,0544 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с} = 1,0544 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{с}$ – постоянная Планка.) Для того, чтобы применение классического приближения было оправданным, эта неопределенность должна быть много меньше среднего импульса частицы: $\hbar \cdot n^{1/3} = \delta p \ll \bar{p} \approx \sqrt{mT}$. ($m\nu = m\nu_{Te}$). Следовательно, условие применимости классического описания движения электрона имеет вид

$$n \ll \frac{(m_e T_e)^{3/2}}{\hbar^3} \quad \text{или} \quad n \ll 10^{23} T_e^{3/2} \quad (1.6)$$

(T_e в эВ, n в см^{-3}). Это условие выполняется для плазмы в широком диапазоне параметров. Поэтому можно с уверенностью говорить, что плазма – классический объект или идеальный газ. Иногда, правда, говорят о квантовой твердотельной плазме, имея в виду поведение носителей тока в твердом теле – электронов в металлах или электронов и дырок в полупроводниках. Для такой плазмы условие $\delta p \ll \bar{p}$ не выполняется и ее свойства должны описываться с помощью методов квантовой механики.

В заключение коротко о типичных параметрах плазмы [4]. Параметры плазмы могут очень сильно различаться. Все зависит от условий, в которых она существует. В качестве иллюстрации можно использовать данные, приведенные в [4], где речь идет о параметрах плазмы некоторых космических объектов, лабораторной газоразрядной плазмы и плазмы, создаваемой в крупных установках

большой мощности, предназначенных для решения физических задач, связанных с проблемой управляемого термоядерного синтеза. Для плазмы некоторых космических объектов, от ионосферы до межзвездного пространства, имеющей размеры от 10^6 до 10^{18} см, плотность электронов изменяется от 10^{-3} до 10^5 см $^{-3}$, а их температура от 0,03 до 100 эВ, при этом длина свободного пробега электронов и дебаевский радиус имеют масштаб $10^{-2} \div 10^{12}$ см и $0,1 \div 10^4$ см, соответственно, степень ионизации меняется от объекта к объекту в интервале $10^{-7} \div 1$. Для лабораторной газоразрядной плазмы характерными значениями плотности являются величины $10^9 \div 10^{17}$ см $^{-3}$, температуры электронов – $0,5 \div 10$ эВ, температура тяжелых частиц при этом примерно на порядок меньше, длина свободного пробега электронов – $10^{-6} \div 1$ см, дебаевский радиус – $10^{-7} \div 10^{-2}$ см при степени ионизации масштаба $10^{-3} \div 10^{-7}$. Параметры плазмы в экспериментах по УТС имеют более высокие значения плотности и температуры частиц ($n_e \sim 10^{13} \div 10^{22}$ см $^{-3}$, температура электронов – $10^2 \div 10^3$ эВ), температура ионов того же масштаба, длина свободного пробега масштаба $10^6 \div 10^{-5}$ см, дебаевский радиус – $10^{-3} \div 10^{-8}$ см. Напряженность внешнего магнитного поля в термоядерных установках достигает значений масштаба нескольких десятков кЭ, а характерные времена удержания – $10^{-2} \div 10$ с. Как видно, параметры плазменных объектов изменяются в очень широких пределах.

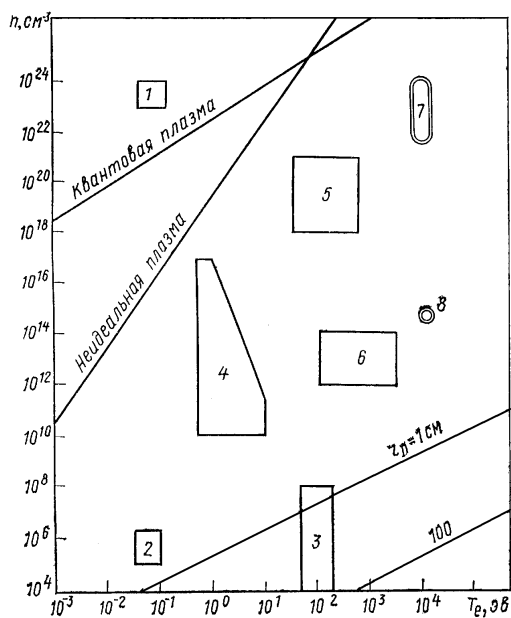


Рис. 1.4. Области существования плазмы с различными

На рис. 1.4 приведен график, на котором показаны области существования плазмы с сильно различающимися параметрами в координатах «плотность плазмы – температура электронов» [4]. Цифрой 1 отмечена область существования плазмы в твердом теле, 2 – плазмы в ионосфере, 3 – плазмы солнечной короны, 4 – газоразрядной плазмы, 5 – лазерной плазмы, 6 – плазмы квазистационарного термоядерного реактора, 7 – проектируемого лазерного термоядерного реактора, 8 – проектируемого квазистационарного термоядерного реактора. Видно, что как

плотность плазмы, так и температура электронов может изменяться в очень широких пределах.

2. Подвижность и диффузия частиц в плазме. Закон Фика. Коэффициент диффузии. Коэффициент подвижности ионов. Соотношение Эйнштейна

Все явления, происходящие в ионизованных газах, можно разделить на две основные группы: неколлективные (двойные, тройные столкновения частиц друг с другом и поверхностями твердых тел) и коллективные процессы (взаимодействие с большим числом частиц и взаимодействие ионизованного газа с внешними полями) [2]. К первому типу процессов относятся упругое рассеяние частиц и неупругие процессы (возбуждение, ионизация, диссоциация, рекомбинация, перенос заряда, захват электрона), дрейф частиц, распределение энергии, диффузия, явления на поверхности, вторичная и фотоэлектронная эмиссии. Как видно, все эти процессы относятся к области атомных столкновений и явлений переноса. Вторая категория процессов (коллективных) – это процессы в электрических разрядах, эффекты, связанные с пространственным зарядом, колебания и волны в плазме, магнитная гидродинамика. Коллективные процессы играют существенную роль, когда этот ионизованный газ – плазма, т. е. когда $r_{De} \ll a$. Напомним, что радиус Дебая-Хюккеля (1925 г.) является мерой расстояния, на котором в ионизованном газе могут возникнуть отклонения от электронейтральности, а также мерой толщины слоев на границах плазмы.

В рамках предлагаемого курса лекций речь будет идти исключительно о неколлективных процессах, которые, однако, играют очень важную роль как в плазме, так и в обычных ионизованных газах [2].

Подвижность и диффузию ионов начали исследовать примерно 100 лет тому назад. Первые работы были выполнены Полем Ланжевенем (23.01.1872 – 19.12.1946) в начале XX века. Экспериментальные методы измерения подвижности были разработаны в основном в 30-х годах прошлого столетия [5].

Классическая теория подвижности (П. Ланжевен, 1903 г.) основана на кинетической теории газов. В рамках этой теории предполагается, что ионы и молекулы – упругие шары, а плотность частиц мала. Ион отличается от молекулы только наличием заряда. Учитывались только силы отталкивания в момент столкновений, E/P считалось малым, так что $E_{кин} \ll kT$, где E – напряженность электрического поля, P – давление газа, $E_{кин}$ – кинетическая энергия частиц, T – температура газа,

k – постоянная Больцмана. С учетом этих допущений Ланжевен показал, что коэффициент подвижности определяется так:

$$K = \frac{e\lambda}{m\nu_T}, \quad (2.1)$$

где λ – средняя длина свободного пробега, одинаковая для всех молекул и ионов, m , ν_T – масса и средняя тепловая скорость частиц.

Рассмотрим группу ионов одного сорта в газе, в котором $T, P = const$, электрическое поле отсутствует ($E=0$), а плотность ионов мала настолько, что силами кулоновского взаимодействия ионов можно пренебречь. Что будет происходить со временем с таким локализованным ансамблем ионов? Диффузия ионов в пространстве будет вызывать их растекание по объему газа, пространственное перемещение обусловлено наличием градиента концентрации ионов. Диффузионный поток ионов будет направлен в сторону, противоположную ∇n , а его скорость оказывается прямо пропорциональной ему. Если соответствующий коэффициент пропорциональности обозначить через D (D – коэффициент диффузии, величина скалярная), то связь плотности потока частиц и градиента плотности ионов может быть представлена формулой

$$\vec{J} = -D\vec{\nabla}n. \quad (2.2)$$

Это выражение известно как закон Фика. Величина потока частиц \vec{J} равняется количеству ионов, проходящих в единицу времени через единичную поверхность, перпендикулярную направлению движения потока ионов. Знак «минус» указывает на то, что поток ионов направлен в сторону уменьшения их концентрации (т. е. в сторону, противоположную $\vec{\nabla}n$). Коэффициент диффузии D является суммарной характеристикой как ионов, так и частиц газа, через который они диффундируют. Коэффициент D определяет меру прозрачности газа по отношению к движущимся через него частицам. Так как скорость диффузионного потока \vec{V} определяется выражением $\vec{J} = n\vec{V}$, то закон Фика можно переписать и так:

$$\vec{V} = -\frac{D}{n}\vec{\nabla}n. \quad (2.3)$$

Диффузионный поток прекращается, как только происходит выравнивание концентраций ионов и молекул газа. Поток этот следует отличать от потока частиц, вызванного неоднородностью полного давления в системе.

Если внешнее электрическое поле не равно нулю, но оно все еще слабое, то под действием этого поля возникнет установившийся поток ионов в направлении силовых линий поля, который накладывается на значительно более быстрое тепловое движение ионов, приводящее к диффузии. Скорость движения центра масс ионного облака или, что эквивалентно, средняя скорость ионов носит название скорости дрейфа v_d . Скорость дрейфа пропорциональна напряженности поля при условии, что поле это слабое. Тогда имеет место соотношение

$$\vec{v}_d = K\vec{E}, \quad (2.4)$$

где K – коэффициент подвижности ионов (величина скалярная). Аналогично коэффициенту диффузии коэффициент подвижности тоже является суммарной характеристикой ионов и газа, в котором они движутся. В слабом электрическом поле K и D связаны между собой простым соотношением, известным как соотношение Эйнштейна.

Соотношение это было получено Эйнштейном при анализе броуновского движения впервые в 1905 году. Это же соотношение до Эйнштейна установил для ионов еще в 1899 г. Таунсенд. Можно встретить в литературе и другое название этого же соотношения – соотношение Нерста-Таунсенда, поскольку еще раньше, при решении другой проблемы, оно было получено Нерстом.

Соотношение Эйнштейна между коэффициентами D и K в приближении малых значений напряженности электрического поля носит весьма общий характер и опирается на то, что феноменологические уравнения, связывающие поток частиц с градиентом плотности (∇n) и напряженностью электрического поля, оказываются линейными, а отклонения от равновесного состояния – малыми. Поэтому это соотношение имеет место не только в случае разреженной плазмы, но и для плотных газов, жидкостей и твердых тел. Рассмотрим наглядный вывод соотношения Эйнштейна.

При наличии $\vec{\nabla}n$ и \vec{E} плотность потока ионов может быть определена как $\vec{J} = -D\vec{\nabla}n + nK\vec{E}$. Это уравнение справедливо в общем случае. Для нахождения связи между D и K можно рассмотреть любой частный пример. Например, в равновесных условиях, когда поток ионов $\vec{J} = 0$ и градиент плотности ∇n легко определить методами равновесной статистической механики. Физический смысл рассматриваемых условий заключается в том, что внешнее электрическое поле \vec{E} устанавливает перепад концентраций ионов, который в равновесии должен компенсироваться за счет диффузии ионов в направлении уменьшения концентрации ионов. Равновесная

функция распределения ионов в электрическом поле описывается бoльцмановским законом в дифференциальной форме в виде $\frac{dn}{n} = \frac{eEdz}{kT}$, откуда $\frac{dn}{dz} = \frac{enE}{kT}$. В векторной трехмерной форме это уравнение принимает следующий вид:

$$\vec{\nabla}n = \frac{ne\vec{E}}{kT}. \quad (2.5)$$

Подставим это уравнение в уравнение для потока –

$$\vec{J} = -D \frac{ne\vec{E}}{kT} + nK\vec{E}. \quad (2.6)$$

При $\vec{J} = 0$ $D \frac{ne\vec{E}}{kT} = nK\vec{E}$ или

$$K = \frac{eD}{kT}. \quad (2.7)$$

Это уравнение называют соотношением Эйнштейна. Если K измеряется в $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, D – в $\text{см}^2/\text{с}$, а T – в град., то $K = 1,1605 \cdot 10^4 D/T$. Множитель появился, так как в СГСЕ подвижность имеет размерность $[\text{см}^2]$, отнесенную к единице напряжения в гауссовой системе СГС и к единице времени $[\text{с}]$ ($\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$), а 1 единица напряжения в гауссовой системе равна 299,79 В (≈ 300 В).

При выводе соотношения Эйнштейна использовалось общее требование линейности феноменологических уравнений ($E \approx 0$, т. е. E – малые). Оно выполняется в достаточно слабых электрических полях, когда $E/P \ll 2$ (В/см·мм рт. ст.) [2], [5]. В случае «промежуточного» и «сильного» полей соотношение Эйнштейна не выполняется.

В оговоренных условиях $K \sim D$. Это связано с тем, что обе величины служат мерой того, насколько легко поток частиц распространяется через газ. Нужно подчеркнуть, что соотношение Эйнштейна справедливо только в том случае, когда напряженность электрического поля настолько мала, что ионы находятся в состоянии, близком к термодинамическому равновесию с молекулами газа, т. е. когда выполняется условие слабого поля. При этом функция распределения ионов по скоростям оказывается близкой к максвелловской. Само движение ионов происходит главным образом как хаотическое тепловое за счет тепловой энергии газа, на который накладывается медленный дрейф в направлении приложенного электрического поля.

Скорость дрейфа ионов $\vec{v}_d = K\vec{E}$ достигает постоянного стационарного значения в том случае, когда ускорение ионов в направлении \vec{E} , набираемое в промежутках времени между соударениями ионов с молекулами газа, уравнивается торможением в процессе столкновений. Поскольку масса иона обычно сравнима с массой молекул, в нормальных условиях требуется лишь небольшое число столкновений для того, чтобы установилось стационарное состояние после включения внешнего поля.

С увеличением напряженности электрического поля до значений, при которых средняя энергия ионов значительно превышает тепловую энергию молекул газа, возникает ряд более сложных явлений. Тепловая энергия газа становится несущественной, однако электрическое поле вызывает появление двух значительных компонентов движения ионов: направленного движения вдоль силовых линий поля и хаотического движения, которое поддерживается за счет энергии поля. Из-за столкновений ионов с молекулами оно становится беспорядочным. Теперь подвижность ионов уже не является больше постоянной величиной, а зависит от отношения напряженности поля E к плотности молекул n (от параметра $\frac{E}{n}$). Этот параметр определяет избыток средней энергии ионов, приобретаемый ими от поля в процессе стационарного дрейфа, по сравнению с энергией теплового движения. Кроме того, распределение ионов по энергии становится немаксвелловским и не может быть точно рассчитано в рамках существующих теорий. Более того, диффузия ионов в этом случае происходит и поперек силовых линий, со скоростью, отличной от скорости дрейфа ионов в направлении поля. Коэффициент диффузии становится величиной тензорной. Тензорный коэффициент диффузии имеет следующий вид:

$$D = \begin{vmatrix} D_T & 0 & 0 \\ 0 & D_T & 0 \\ 0 & 0 & D_L \end{vmatrix}, \text{ где } D_T \text{ – скалярный коэффициент диффузии ионов,}$$

который описывает скорость диффузии в направлении, перпендикулярном вектору \vec{E} , D_L – скалярный коэффициент продольной диффузии, характеризующий процесс диффузии ионов в направлении вектора \vec{E} . При наличии внешнего магнитного поля коэффициент диффузии также тензор (как и коэффициент подвижности). Однако тензорный коэффициент диффузии не определяется приведенной выше матрицей, так как два недиагональных элемента теперь отличны от нуля.

Процессы диффузии частиц исследовались экспериментально, известно очень большое число работ подобного рода. Интерес к диффузии, особенно в магнитных полях сложной конфигурации, обусловлен, в том числе, известной проблемой управляемого термоядерного синтеза. Однако необходимо отметить, что диффузия заряженных частиц в реальной плазме (см. [6]) явление настолько сложное, а трактовка многих экспериментов настолько неоднозначна, что весьма затруднительно в реальном эксперименте указать однозначно механизм диффузии.

Что же касается собственно методов экспериментального измерения коэффициента диффузии, то их можно чисто условно разделить на методы измерения «через» коэффициент подвижности с последующим вычислением D с помощью соотношения Эйнштейна и методы измерения непосредственно коэффициента диффузии по потоку частиц. Прямые измерения скорости дрейфа и коэффициента продольной диффузии производятся с помощью так называемых трубок дрейфа.

В [6] предлагается своя классификация методов измерения коэффициента диффузии в плазме. Можно говорить о методах, основанных на анализе баланса частиц в стационарном разряде, метод «потока и градиента», методы «диффузионного распада», методы «диффузионного профиля», основанные на изучении распространения плазмы за пределами активной области разряда, методы, основанные на модуляции плотности плазмы, корреляционные методы, методы исследования независимой диффузии электронов и ионов.

3. Классификация столкновений. Соотношения между некоторыми физическими величинами в разных системах отсчета

При анализе различных задач, связанных с атомными столкновениями, обычно пользуются двумя различными системами координат – лабораторной и системой центра масс (с.ц.м.). С.ц.м движется относительно лабораторной системы отсчета так, что ее начало координат всегда совпадает с центром масс сталкивающихся (взаимодействующих) частиц. Очевидно, что физические измерения проводятся в лабораторной системе отсчета. С другой стороны, теоретический анализ процессов столкновений, решение различных задач о столкновениях значительно проще проводить в с.ц.м. Для того, чтобы можно было иметь возможность переносить результаты из одной системы отсчета в другую и сравнивать результаты расчетов

и измерений, необходимо знать некоторые соотношения между величинами, определяемыми в двух системах отсчета. Другими словами, необходимо знать формулы, используемые при переходе из одной системы отсчета в другую. Соотношения эти удобно ввести на примере решения задачи об упругих нерелятивистских столкновениях частиц.

Под упругими соударениями понимают такие, при которых полная кинетическая энергия системы сталкивающихся частиц одинакова до и после столкновения. Изменения внутренней энергии (например, энергии возбуждения или ионизации) сталкивающихся частиц в этом случае не происходят. Количество движения и момент количества движения (импульс и момент импульса) остаются постоянными на протяжении всего столкновения.

Следует сделать несколько замечаний по поводу выполнения закона сохранения энергии и постановки задачи об упругих столкновениях.

1. По определению упругими столкновениями считаются те, при которых сохраняется полная кинетическая энергия системы сталкивающихся частиц. Другими словами, кинетическая энергия системы до и после столкновения не изменяется (до и после – когда расстояния между частицами велики) [2].

2. Постановка задачи о столкновениях частиц такова, что сам процесс столкновения не рассматривается, а фиксируется только конечная ситуация через достаточно большое время после столкновения.

3. Во время столкновения (при малых расстояниях между частицами) силы, действующие между частицами, и, следовательно, их общая потенциальная энергия достигают значительных величин, но это при рассмотрении задачи о столкновениях не учитывается.

Вторая группа столкновительных процессов – процессы неупругие. Неупругими процессами называют те, при которых полный импульс системы сохраняется, а полная кинетическая энергия изменяется – уменьшается или увеличивается в результате возбуждения или его потери. Это определение неупругих столкновений можно сформулировать и так [4]:

закон сохранения полной кинетической энергии имеет вид

$$\frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2} = \frac{m_1 v_1'^2}{2} + \frac{m_2 v_2'^2}{2} + \Delta\varepsilon, \quad (3.1)$$

где m_1 и m_2 – массы взаимодействующих частиц, v_1 и v_2 – их скорости до столкновения, v_1' и v_2' – после столкновения.

Если $\Delta\varepsilon > 0$, уравнение описывает неупругие столкновения I рода,

$\Delta\varepsilon < 0$ – неупругие столкновения II рода,

$\Delta\varepsilon = 0$ – упругие столкновения.

Примером неупругих столкновений I рода может служить процесс возбуждения – в результате столкновения двух частиц одна из них переходит из основного состояния в возбужденное (при этом внутренняя энергия ее увеличивается), при неупругих столкновениях II рода энергия выделяется (уменьшается внутренняя энергия системы), как это происходит в процессах снятия (тушения) возбуждения. Заметим, что анализ неупругих столкновений более сложный по сравнению со столкновениями упругими (причина – не выполнение закона сохранения полной кинетической энергии).

Рассмотрим изменение некоторых физических величин при переходе из системы центра масс (с.ц.м.) в лабораторную систему отсчета (л.с.). Используя соотношения между ними можно достаточно легко переносить результаты из одной системы отсчета в другую, что является весьма полезным при анализе результатов экспериментального изучения столкновительных процессов. Однако, строго говоря, эти соотношения применимы лишь в том случае, если речь идет о ситуации, когда одна из частиц до столкновения в л.с. покоится. Приблизительно это условие выполняется в большинстве процессов столкновений (когда одна из частиц имеет большую массу).

В задачах о столкновениях частиц основной интерес представляет изменение скоростей (энергий) частиц и углов рассеяния. С этих позиций рассмотрим упругое взаимодействие двух частиц с массами

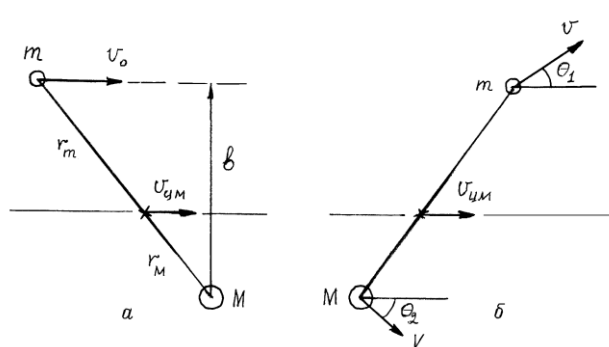


Рис. 3.1. Положение частиц в лабораторной системе отсчета.
а – до столкновения, б – после столкновения

$m_1 = m$ и $m_2 = M$. Будем считать, что частица с массой m движется в л.с. со скоростью $v_1 = v_0$ (бомбардирующая частица) к удаленной от нее частице с массой M , скорость которой $v_2 = 0$ (она покоится в л.с., бомбардируемая частица или частица-мишень). Если частицы не взаимодействуют, то минимальное расстояние, на которое частица m приближается к частице-мишени M , не изменяя направление своего

движения, будет равно b и называется параметром столкновений [2] или прицельным параметром [7].

До столкновения положение частиц в л.с. можно изобразить графически в виде диаграммы (см. рис. 3.1). Центр масс двух частиц

будет двигаться со скоростью $v_{цм}$ в направлении, параллельном v_0 . Скорость центра масс $v_{цм}$ постоянна по величине и направлению до и после столкновения. Положение центра масс можно определить из следующего соотношения: $mr_m = Mr_M$. Из подобия треугольников

$\left(\sin \alpha = \frac{v_0}{r_m + r_M} = \frac{v_{цм}}{r_M} \right)$ следует, что $v_{цм} = \frac{v_0 r_M}{r_m + r_M}$. Подставим сюда

$r_M = r_m \frac{m}{M}$. Получим $v_{цм} = v_0 \frac{r_m}{r_m + r_m \frac{m}{M}} \frac{m}{M} = v_0 \frac{mM}{(m+M)M} = v_0 \frac{\mu}{M}$, где

$\mu = \frac{mM}{m+M}$ – приведенная масса (μ изменяется в интервале от 0,5 до 1,0 массы более легкой частицы). Итак,

$$v_{цм} = v_0 \cdot \frac{\mu}{M}. \quad (3.2)$$

Формулу для скорости центра масс можно также получить из закона сохранения импульса: полный импульс частиц до столкновения равен $(m+M)v_{цм} = mv_0 (+0)$. Откуда сразу следует, что

$$v_{цм} = v_0 \frac{m}{m+M} = v_0 \frac{\mu}{M}.$$

После столкновения в лабораторной системе отсчета положение частиц станет следующим. Теперь бомбардирующая частица будет двигаться с постоянной скоростью v под некоторым углом θ_1 к первоначальному направлению, а частица-мишень – с постоянной скоростью V под углом θ_2 . Углы θ_1 и θ_2 называют углами рассеяния частиц с массами m и M . Законы сохранения полной кинетической энергии и импульса в этом случае принимают следующий вид:

$$\frac{mv_0^2}{2} + 0 = \frac{mv^2}{2} + \frac{MV^2}{2}, \quad (3.3)$$

$$mv_0 = mv \cos \theta_1 + MV \cos \theta_2, \quad (3.4)$$

$$0 = mv \sin \theta_1 - MV \sin \theta_2. \quad (3.5)$$

Законы сохранения, записанные в таком виде, учитывают только упругие столкновения ($\Delta \varepsilon = 0$) и, как видно, не зависят от формы потенциала взаимодействия между частицами. Из этих уравнений можно получить выражения для скоростей частиц после соударения [2]. Для этого запишем уравнение (3.4) в виде $(mv_0 - mv \cos \theta_1)^2 = M^2 V^2 \cos^2 \theta_2$, а (3.5) – $m^2 v^2 \sin^2 \theta_1 = M^2 V^2 \sin^2 \theta_2$. После

сложения этих двух уравнений имеем $MV^2 = \frac{m^2}{M}(\nu_0^2 + \nu^2 - 2\nu\nu_0 \cos\theta_1)$.

Отсюда можно получить, что $\frac{\nu^2}{\nu_0^2} \left(m + \frac{m^2}{M} \right) - 2 \frac{\nu}{\nu_0} \frac{m^2}{M} \cos\theta_1 + \frac{m^2}{M} - m = 0$,

а после алгебраических преобразований имеем

$$\left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^2 - 2 \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right) \left(\frac{m}{m+M} \right) \cos\theta_1 - \left(\frac{M-m}{m+M} \right) = 0.$$

Теперь запишем уравнения (3.4) и (3.5) следующим образом: $(m\nu_0 - MV \cos\theta_2)^2 = m^2\nu^2 \cos^2\theta_1$ и $M^2V^2 \sin^2\theta_2 = m^2\nu^2 \sin^2\theta_1$. После сложения имеем $m(m\nu_0^2 - m\nu^2) + M^2V^2 = 2mM\nu_0V \cos\theta_2$. Из уравнения (3.3) следует, что $m\nu_0^2 - m\nu^2 = MV^2$, тогда $(m+M)MV^2 = 2mM\nu_0V \cos\theta_2$. Следовательно,

$$V = 2 \frac{m}{m+M} \nu_0 \cos\theta_2 = 2\nu_0 \frac{\mu}{M} \cos\theta_2. \quad (3.6)$$

Теперь, чтобы вычислить ν , подставим в (3.3) V^2 и получим

$$\nu^2 = \nu_0^2 \left(1 - \frac{4\mu^2}{mM} \cos^2\theta_2 \right). \quad (3.7)$$

Этот же процесс столкновений в системе отсчета, связанной с центром масс, будет выглядеть иначе. Поскольку в с.ц.м. начало координат помещено в ц.м., скорость относительного движения двух частиц будет такой же, как и в л.с. и, следовательно, будет равна ν_0 . Теперь

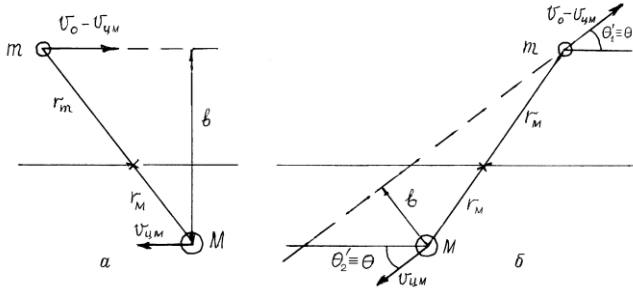


Рис. 3.2. Положение частиц в системе центра масс. а – до столкновения, б – после столкновения

Теперь $\nu_1 = \nu_0 - \nu_{цм}$, а $\nu_2 = -\nu_{цм}$.

Полный импульс в с.ц.м. равен нулю в любой момент времени. Поэтому можно записать следующее уравнение для импульсов частиц до столкновения:

$$m(\nu_0 - \nu_{цм}) = M\nu_{цм}.$$

Так как скорость центра масс уже определена и равна $\nu_{цм} = \nu_0 \cdot \frac{\mu}{M}$, то

правая часть уравнения равна $M\nu_{цм} = M\nu_0 \frac{\mu}{M} = \mu\nu_0$, а левая также равна $\mu\nu_0$:

$$\begin{aligned}
m(v_0 - v_{цм}) &= m v_0 \left(1 - \frac{\mu}{M}\right) = m v_0 \left(1 - \frac{m}{m+M}\right) = \\
&= m v_0 \left(\frac{M}{m+M}\right) = v_0 \frac{mM}{m+M} = \mu v_0.
\end{aligned}
\tag{3.8}$$

Это означает, что в с.ц.м. импульсы частиц одинаковы, равны μv_0 и противоположны по направлению до и после столкновения. Различие между двумя частицами исчезает, можно считать, что обе частицы первоначально сближаются друг с другом. Общий угол рассеяния (поскольку углы рассеяния обеих частиц совпадают) в с.ц.м. обозначим как $\theta = \theta_1' = \theta_2'$.

Так как кинетическая энергия сохраняется (за исключением самого момента столкновения), каждая из сталкивающихся частиц имеет ту же самую скорость в с.ц.м. после столкновения, которую она имела вначале (в противном случае закон сохранения энергии не выполнялся бы). Полная кинетическая энергия в с.ц.м. до и после столкновения определяется следующим выражением:

$$E_{цм} = \frac{m}{2}(v_0 - v_{цм})^2 + \frac{M}{2}v_{цм}^2 = \frac{m}{2}v_0^2 - \frac{(m+M)}{2}v_{цм}^2.
\tag{3.9}$$

Таким образом, полная кинетическая энергия в с.ц.м. равна начальной энергии бомбардирующей частицы с массой m за вычетом энергии, соответствующей движению центра масс в л.с.

Воспользовавшись формулой для скорости ц.м. $v_{цм} = v_0 \cdot \frac{\mu}{M}$ и подставив ее в предыдущую формулу, получим для кинетической энергии

$$E_{цм} = \frac{1}{2} \mu v_0^2.
\tag{3.10}$$

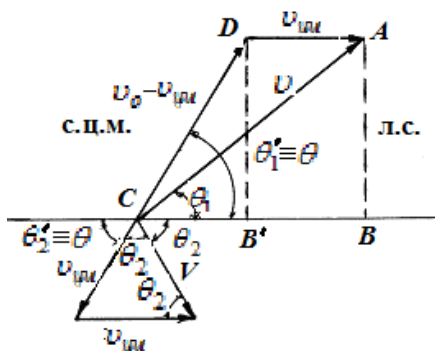


Рис. 3.3. К вопросу об определении соотношения между углами рассеяния частиц

Это соотношение связывает кинетическую энергию частиц в с.ц.м., приведенную массу системы частиц и скорость взаимного сближения частиц (или скорость относительного движения частиц).

Соотношения между углами рассеяния в л.с. и с.ц.м. можно получить из сравнения векторных диаграмм, приведенных на рис. 3.1 и 3.2, путем векторного сложения скоростей частиц после столкновения. В результате получим следующую векторную диаграмму, из которой и можно определить

скорости частиц в л.с. и соотношения между углами рассеяния в разных системах отсчета (см. рис. 3.3.). Здесь $v_0 - v_{ц.м.}$ – конечная скорость частицы с массой m в с.ц.м., $v_{ц.м.}$ – скорость ц.м. в л.с. отсчета. Сумма этих векторных величин должна равняться v – конечной скорости частицы m в л.с. Подобным же образом векторная сумма конечной скорости частицы M после столкновения в с.ц.м. и скорости ц.м. в л.с. должна давать V – конечную скорость частицы с массой M в л.с. Воспользовавшись диаграммой, можно получить соотношения между углами рассеяния:

$$\theta_2 = \frac{1}{2}(\pi - \theta) = \frac{1}{2}(\pi - \theta_1'). \quad (3.11)$$

Из треугольника CAB следует, что

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \theta_1 &= \frac{AB}{BC} = \frac{(v_0 - v_{ц.м.}) \sin \theta}{v_{ц.м.} + (v_0 - v_{ц.м.}) \cos \theta} \quad \text{или} \\ \operatorname{tg} \theta_1 &= \frac{\sin \theta}{\gamma + \cos \theta}, \end{aligned} \quad (3.12)$$

$$\text{где } \gamma = \frac{m}{M} = \frac{v_{ц.м.}}{v_0 - v_{ц.м.}}.$$

Из рассмотрения отрезка AB (из треугольников CAB и CDB') имеем:

$$v \sin \theta_1 = v_0 \frac{\mu}{m} \sin \theta = v_0 \frac{mM}{(m+M)m} \sin \theta = \frac{M}{m+M} v_0 \sin \theta. \quad (3.13)$$

4. Упругие столкновения частиц

Рассмотрим задачу об упругих столкновениях с целью определения их эффективности. Выясним, какая доля энергии передается от частицы к частице при этом. Будем считать, что в лабораторной системе отсчета (л.с.) происходит столкновение двух частиц с массами m_1 и m_2 , которые движутся со скоростями v_1 и v_2 [7]. Как мы уже убедились, рассмотрение подобных задач удобнее проводить в системе отсчета, в которой центр инерции обеих частиц покоится (с.ц.м.).

Пусть частицы с массами m_1 и m_2 , которые имеют до столкновения в л.с. скорости v_1 и v_2 , в с.ц.м. движутся со скоростями v_{10} и v_{20} соответственно (индекс «0» указывает на принадлежность этих величин к с.ц.м.). Выясним, как будут связаны между собой скорости частиц в разных системах отсчета, другими словами, найдем связь между v_1 и v_2 и v_{10} и v_{20} .

В лабораторной системе отсчета полный импульс частиц до столкновения будет равен

$$\vec{P} = m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2. \quad (4.1)$$

Если $v_{цм}$ – скорость движения с.ц.м. относительно л.с., то выражение для полного импульса можно переписать иначе, учитывая, что $\vec{v}_1 = \vec{v}_{10} + \vec{v}_{цм}$, а $\vec{v}_2 = \vec{v}_{20} + \vec{v}_{цм}$:

$$\vec{P} = m_1(\vec{v}_{10} + \vec{v}_{цм}) + m_2(\vec{v}_{20} + \vec{v}_{цм}). \quad (4.2)$$

Это тот же полный импульс частиц, но записанный через скорости в с.ц.м. Но в с.ц.м. по определению полный импульс системы равен нулю ($\vec{P}_0 = 0$), следовательно, до столкновения импульс системы равен

$$\vec{P}_0 = m_1 \vec{v}_{10} + m_2 \vec{v}_{20} = 0. \quad (4.3)$$

Из (4.1) и (4.2) с учетом (4.3) следует, что $m_1 \vec{v}_{цм} + m_2 \vec{v}_{цм} = m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2$, откуда имеем, что

$$\vec{v}_{цм} = \frac{m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2}{m_1 + m_2} = \frac{m_1 d\vec{r}_1 / dt + m_2 d\vec{r}_2 / dt}{m_1 + m_2} = \frac{dR}{dt}, \quad (4.4)$$

где r_1, r_2 – радиусы-векторы частиц с массами m_1 и m_2 , R – координата центра масс (или центра инерции).

Выразим скорости движения частиц в с.ц.м. через скорости частиц в л.с.

$$\begin{aligned} \vec{v}_1 &= \vec{v}_{10} + \vec{v}_{цм} = \vec{v}_{10} + \frac{m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2}{m_1 + m_2} = \vec{v}_{10} + \frac{m_1 \vec{v}_1}{m_1 + m_2} + \frac{m_2 \vec{v}_2}{m_1 + m_2}, \\ \vec{v}_2 &= \vec{v}_{20} + \vec{v}_{цм} = \vec{v}_{20} + \frac{m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2}{m_1 + m_2} = \vec{v}_{20} + \frac{m_1 \vec{v}_1}{m_1 + m_2} + \frac{m_2 \vec{v}_2}{m_1 + m_2}. \end{aligned} \quad (4.5)$$

Отсюда

$$\begin{aligned} \vec{v}_1 \left(1 - \frac{m_1}{m_1 + m_2} \right) &= \vec{v}_{10} + \frac{m_2}{m_1 m_2} \vec{v}_2, & \vec{v}_1 \frac{m_2}{m_1 + m_2} &= \vec{v}_{10} + \vec{v}_2 \frac{m_2}{m_1 + m_2}, \\ \vec{v}_2 \left(1 - \frac{m_2}{m_1 + m_2} \right) &= \vec{v}_{20} + \frac{m_1}{m_1 m_2} \vec{v}_1, & \vec{v}_2 \frac{m_1}{m_1 + m_2} &= \vec{v}_{20} + \vec{v}_1 \frac{m_1}{m_1 + m_2}, \end{aligned} \quad \text{или}$$

следовательно,
$$\vec{v}_{10} = \frac{m_2}{m_1 + m_2} (\vec{v}_1 - \vec{v}_2), \quad \vec{v}_{20} = \frac{m_1}{m_1 + m_2} (\vec{v}_2 - \vec{v}_1). \quad (4.6)$$

Введем относительную скорость движения частиц в лабораторной системе отсчета в виде $\vec{v} = \vec{v}_1 - \vec{v}_2$, тогда окончательно формулы, связывающие скорости частиц в с.ц.м. и л.с. принимают следующий вид:

$$\vec{v}'_{10} = \frac{m_2}{m_1 + m_2} \vec{v}, \quad \vec{v}'_{20} = -\frac{m_1}{m_1 + m_2} \vec{v}. \quad (4.7)$$

После столкновения импульсы обеих частиц в с.ц.м. равны по величине и противоположны по направлению, т. к. $\sum \vec{P} = 0$, а в силу закона сохранения полной кинетической энергии остаются неизменными их абсолютные значения. Следовательно, в с.ц.м. результатом столкновения является поворот скоростей обеих частиц таким образом, чтобы они стали двигаться во взаимно противоположных направлениях с теми же скоростями.

Введем единичный вектор \vec{n}_0 , направленный в сторону движения частицы с массой m_1 после столкновения в с.ц.м. Тогда выражения для скоростей частиц после столкновения можно записать так (штрихом отмечены величины скоростей частиц после столкновения):

$$\vec{v}'_{10} = \frac{m_2}{m_1 + m_2} v \cdot \vec{n}_0, \quad \vec{v}'_{20} = -\frac{m_1}{m_1 + m_2} v \cdot \vec{n}_0. \quad (4.8)$$

Скорости этих же частиц в л.с. равны соответственно

$$\vec{v}'_1 = \frac{m_2}{m_1 + m_2} v \cdot \vec{n}_0 + \frac{m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2}{m_1 + m_2}, \quad \vec{v}'_2 = -\frac{m_1}{m_1 + m_2} v \cdot \vec{n}_0 + \frac{m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2}{m_1 + m_2}. \quad (4.9)$$

Это все, что можно получить из законов сохранения энергии и импульса, решая подобные задачи. Физический смысл полученных результатов можно выяснить, перейдя от скоростей частиц к их импульсам. Для этого домножим обе части последних выражений на m_1 и m_2 соответственно. Получим

$$m_1 \vec{v}'_1 = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} v \cdot \vec{n}_0 + \frac{m_1^2}{m_1 + m_2} \vec{v}_1 + \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \vec{v}_2, \quad (4.10)$$

$$m_2 \vec{v}'_2 = -\frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} v \cdot \vec{n}_0 + \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \vec{v}_1 + \frac{m_2^2}{m_1 + m_2} \vec{v}_2,$$

$$\text{Или } \vec{P}'_1 = \mu v \cdot \vec{n}_0 + \frac{m_1}{m_1 + m_2} (\vec{P}_1 + \vec{P}_2), \quad \vec{P}'_2 = -\mu v \cdot \vec{n}_0 + \frac{m_2}{m_1 + m_2} (\vec{P}_1 + \vec{P}_2). \quad (4.11)$$

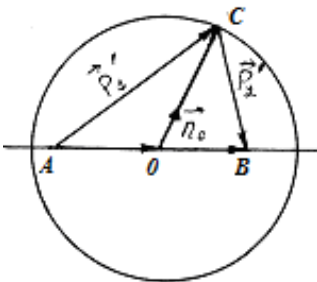


Рис. 4.1. Интерпретация процесса столкновения в лабораторной системе отсчета

Из этих уравнений видно, как изменяются импульсы частиц в результате столкновения (\vec{P}_1 и \vec{P}_2 – импульсы частиц до столкновения в л.с. – считаются заданными). Направление \vec{n}_0 зависит от закона взаимодействия частиц и их взаимного расположения во время столкновения.

С целью интерпретации полученных результатов построим диаграмму в виде окружности радиуса $\mu \vec{v}$ (см. рис. 4.1). Здесь

$$O\vec{C} = \mu\vec{v} = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} (\vec{v}_1 - \vec{v}_2), \quad A\vec{O} = \frac{m_1}{m_1 + m_2} (\vec{P}_1 + \vec{P}_2), \quad O\vec{B} = \frac{m_2}{m_1 + m_2} (\vec{P}_1 + \vec{P}_2).$$

Так как \vec{P}_1 и \vec{P}_2 (т. е. \vec{v}_1 и \vec{v}_2) заданы, то радиус окружности OC и положение точек A и B неизменны, а точка C может занимать любое положение на окружности. Если единичный вектор \vec{n}_0 направлен вдоль OC , то векторы AC и CB определяют соответственно \vec{P}'_1 и \vec{P}'_2 (см. предыдущую страницу).

Рассмотрим частный случай, когда одна из частиц покоится. Предположим, что частица с массой m_2 покоится ($v_2 = 0$). Тогда

$$O\vec{B} = \frac{m_2}{m_1 + m_2} m_1 \vec{v}_1 = \mu\vec{v} \quad (v = v_1 - v_2 \equiv v_1). \text{ Следовательно, } OB = OC, \text{ точка } B$$

лежит на окружности. При этом $A\vec{O} = \frac{m_1}{m_1 + m_2} \vec{P}_1 + 0$,

$$\text{а } A\vec{B} = A\vec{O} + O\vec{B} = \frac{m_1}{m_1 + m_2} \vec{P}_1 + \frac{m_2}{m_1 + m_2} \vec{P}_1 = \vec{P}_1 \left(\frac{m_1}{m_1 + m_2} + \frac{m_2}{m_1 + m_2} \right) = \vec{P}_1 = m_1 \vec{v}_1.$$

Это означает, что AB определяется импульсом частицы m_1 до столкновения. Точка A находится внутри окружности при $m_1 < m_2$ и снаружи, если $m_1 > m_2$. Это связано с

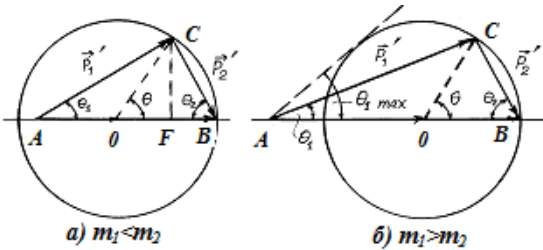


Рис. 4.2. Интерпретация процесса столкновения в лабораторной системе отсчета при $m_1 < m_2$ и $m_1 > m_2$

тем, что $AO = \frac{m_1}{m_1 + m_2} m_1 v_1 = \frac{m_1^2 v_1}{m_1 + m_2}$ и

при $m_1 < m_2$ $AO = \frac{m_1^2}{m_2} v_1 < m_1 v$, Точка A

находится внутри окружности, поскольку в этом случае

$$OC = R = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} v_1 = m_1 v_1. \quad \text{Если } m_1 > m_2, \quad \text{то величина}$$

$$AO = \frac{m_1}{m_1} m_1 v_1 = m_1 v_1, \quad OC = R = m_2 v_1, \quad m_1 v_1 > R = m_2 v_1 \text{ и точка } A \text{ выходит за}$$

пределы окружности. Соответствующие диаграммы (при $m_1 < m_2$ и $m_1 > m_2$) принимают следующий вид (см. рис. 4.2). Углы θ_1 и θ_2 – углы рассеяния частиц в результате столкновения по отношению к направлению удара (т. е. к \vec{P}_1). Центральный угол θ (дающий направление \vec{n}_0) представляет собой угол поворота первой частицы в с.ц.м. Запишем вектора $A\vec{O}$ и $O\vec{B}$ через импульсы соответствующих частиц – $A\vec{O} = \frac{m_1}{m_1 + m_2} \vec{P}_1$, $O\vec{B} = \frac{m_2}{m_1 + m_2} \vec{P}_1 = \mu\vec{v}$, тогда $\frac{AO}{OB} = \frac{m_1}{m_2}$. Углы θ_1

и θ_2 выражаются через θ (из треугольника ACF): $tg \theta_1 = \frac{CF}{AO + OF}$;
 $CF = OC \cdot \sin \theta = OB \cdot \sin \theta$ (м.к. $OC = OB$), $OF = OC \cdot \cos \theta =$
 $= OB \cdot \cos \theta$; $AO = \frac{m_1}{m_2} OB$, так как $\frac{AO}{OB} = \frac{m_1}{m_2}$. Следовательно,

$$tg \theta_1 = \frac{OB \cdot \sin \theta}{\frac{m_1}{m_2} OB + OB \cdot \cos \theta} = \frac{\sin \theta}{\frac{m_1}{m_2} + \cos \theta} = \frac{m_2 \cdot \sin \theta}{m_1 + m_2 \cdot \cos \theta} = \frac{\sin \theta}{\gamma + \cos \theta}. \quad (4.12)$$

(Сравни с формулой (3.12) для $tg \theta_1$ из предыдущего раздела.)

Из треугольника OCB видно, что $2\theta_2 + \theta = \pi$ или

$$\theta_2 = \frac{\pi - \theta}{2}. \quad (4.13)$$

Если $\theta = \pi$, $\theta_2 = 0$, то это означает, что речь идет о лобовом ударе.

Найдем связь между скоростями частиц в лабораторной системе отсчета после столкновения v_1' и v_2' и начальной скоростью v , а также углами рассеяния частиц. Из треугольника ACO по теореме косинуса имеем:

$$OC^2 = AC^2 + AO^2 - 2AO \cdot AC \cdot \cos \theta_1, \quad (4.14)$$

где $OC^2 = OB^2$, $OB = \mu v$, $AC \equiv P_1'$, $AO = \frac{m_1}{m_2} OB$. После подстановки

в уравнение (4.14) получим: $P_1'^2 - 2AOP_1' \cdot \cos \theta_1 + AO^2 - OC^2 = 0$ или

$$P_1'^2 - 2OB \cdot P_1' \cdot \frac{m_1}{m_2} \cos \theta_1 + \left(\frac{m_1}{m_2}\right)^2 OB^2 - OB^2 = 0, \text{ откуда}$$

$$m_1^2 v_1'^2 - 2\mu v \frac{m_1^2}{m_2} v_1' \cos \theta_1 + \frac{m_1^2 m_2^2}{(m_1 + m_2)^2} \frac{(m_1 + m_2)(m_1 - m_2)}{m_2^2} v^2 = 0. \quad (4.15)$$

Умножим обе части уравнения (4.15) на $\frac{1}{m_1^2 v^2}$, после упрощения

приходим к уравнению вида
$$\frac{v_1'^2}{v^2} - 2 \frac{\mu}{m_2} \frac{v_1'}{v} \cos \theta_1 + \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} = 0, \quad (4.16)$$

откуда можно получить значение v_1' , значение скорости частицы с массой m_1 в лабораторной системе отсчета после столкновения:

$$v_1' = \left(\frac{m_1 \cdot \cos \theta_1}{m_1 + m_2} \pm \frac{1}{m_1 + m_2} \sqrt{m_1^2 \cdot \cos^2 \theta_1 - (m_1^2 - m_2^2)} \right) \cdot v =$$

$$= \left(\frac{m_1 \cdot \cos \theta_1}{m_1 + m_2} \pm \frac{1}{m_1 + m_2} \sqrt{m_2^2 - m_1^2 (1 - \cos^2 \theta_1)} \right) \cdot v \quad (4.17)$$

(при $m_1 > m_2$ перед корнем возможны оба знака, при $m_1 < m_2$ — знак +).

Скорость частицы с массой m_1 в лабораторной системе отсчета можно вычислить, если известен угол рассеяния в с.ц.м.:

$$v_1' = \frac{\sqrt{m_1^2 + m_2^2 + 2m_1m_2 \cos\theta}}{m_1 + m_2} v. \quad (4.17')$$

Из треугольника OCB следует, что $OC = OB$, $\cos\theta_2 = \frac{CB}{2 \cdot OC}$, или, с другой стороны, $\cos\theta_2 = \frac{CB}{2 \cdot OB}$, откуда $\frac{CB}{2} = \cos\theta_2 \cdot OC = OB \cdot \cos\theta_2$,

а $CB = 2OB \cdot \cos\theta_2$ или $P_2' = 2OB \cdot \cos\theta_2$. Следовательно, $m_2 v_2' = 2\mu v \cdot \cos\theta_2$ и

$$v_2' = \frac{2}{m_2} \mu v \cdot \cos\theta_2 = \frac{2}{m_2} \mu v \cdot \sin \frac{\theta}{2}. \quad (4.18)$$

Из этих соотношений и диаграммы на рис. 4.2 можно сделать такие выводы.

Сумма углов рассеяния частиц θ_1 и θ_2 представляет собой угол разлета частиц после столкновения. $\theta_1 + \theta_2 > \frac{\pi}{2}$, если

$m_1 < m_2$ и $\theta_1 + \theta_2 < \frac{\pi}{2}$ при $m_1 > m_2$. В случае лобового удара ($\theta = \pi$) точка C будет расположена на диаметре слева от точки A (рис. 4.2а, $m_1 < m_2$), а импульсы P_1' и P_2' будут взаимно противоположны, или между точками A и O при $m_1 > m_2$ (рис. 4.2б), при этом импульсы P_1' и P_2' будут направлены в одну сторону. Скорости частиц после столкновения в этом случае будут равны $v_1' = \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} v$ и $v_2' = \frac{2m_1}{m_1 + m_2} v$.

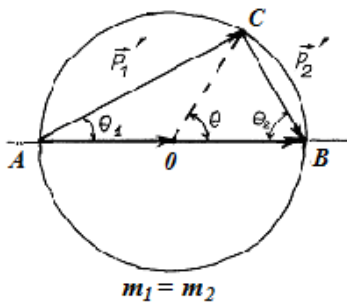


Рис. 4.3. Векторная диаграмма для случая, когда сталкивающиеся частицы имеют одинаковую массу

При $m_1 < m_2$ скорость первой частицы после столкновения v_1' может иметь любое направление. Если $m_1 > m_2$, угол отклонения налетающей частицы не может превышать некоторого максимального значения $\theta_{1\max}$ (см. рис. 4.2б), соответствующего такому положению точки C , при котором прямая AC касается окружности. Очевидно, что $\sin \theta_{1\max} = \frac{m_2}{m_1}$. Особенно просто выглядит

столкновение частиц (из которых одна первоначально покоится) с одинаковыми массами ($m_1 = m_2$). В этом случае не только точка B , но и точка A лежит на окружности (см. рис. 4.3). Теперь значения углов и

скоростей равны $\theta_1 = \frac{\theta}{2}$, $\theta_2 = \frac{\pi - \theta}{2}$, $v_1' = v \cdot \cos \frac{\theta}{2}$, $v_2' = v \cdot \sin \frac{\theta}{2}$, частицы разлетаются под прямым углом по отношению друг к другу.

Зная значение скорости частицы с массой m_2 после столкновения (4.18), можно определить переданную при однократном соударении энергию налетающей частицей частице-мишени. Она будет равна

$$E_2' = \frac{m_2 v_2'^2}{2} = \frac{4m_1 \cdot m_2}{(m_1 + m_2)^2} \cdot \frac{m_1 v^2}{2} \cdot \sin^2 \frac{\theta}{2}. \quad (4.19)$$

Это энергия, которой будет обладать рассеиваемая частица в результате столкновения. Поскольку $v = v_1$ ($v_2 = 0$), то $E_2' = \frac{4m_1 \cdot m_2}{(m_1 + m_2)^2} E_1 \cdot \sin^2 \frac{\theta}{2}$, здесь E_1 – начальная энергия налетающей частицы. При лобовом ударе

$$E_2' = \frac{4m_1 \cdot m_2}{(m_1 + m_2)^2} E_1, \left(\sin^2 \frac{\theta}{2} = 1 \right) \text{ или } E_2' = \delta \cdot E_1, \quad (4.20)$$

где $\delta = \frac{4m_1 \cdot m_2}{(m_1 + m_2)^2}$. Среднее значение передаваемой при столкновении

энергии равно $E_2' = \frac{2m_1 \cdot m_2}{(m_1 + m_2)^2} E_1$, теперь $\delta = \frac{2m_1 \cdot m_2}{(m_1 + m_2)^2}$, так как

$$\left(\overline{\sin^2 \frac{\theta}{2}} = \frac{1}{2} \right).$$

Если $m_1 \ll m_2$, то $\delta = \frac{2m_1 \cdot m_2}{(m_1 + m_2)^2} \approx \frac{2m_1 \cdot m_2}{m_2^2} = \frac{2m_1}{m_2} \ll 1$, что указывает на

неэффективность столкновений легкой частицы с тяжелой (например, электрона с атомом или ионом) с точки зрения передачи энергии. Из этих соотношений следуют такие выводы.

1. Если $m_1 \ll m_2$, то $\theta_1 \approx \theta$. Лабораторная система отсчета и система центра масс практически идентичны, θ_1 монотонно возрастает от 0 до $\pi/2$, когда θ увеличивается от 0 до $\pi/2$.

2. Если $m_1 = m_2$, то $\theta_1 = \frac{\theta}{2} \left(\operatorname{tg} \theta_1 = \frac{\sin \theta}{\gamma + \cos \theta} = \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \right)$. Угол θ_1 меняется от 0 до $\pi/2$ при изменении θ от 0 до π . В лабораторной системе отсчета частицы не рассеиваются назад. Рассеяние вперед соответствует $\theta = \pi$, $\theta_1 = \pi/2$, $\theta = 0$.

3. Если $m_1 \gg m_2$, то $\operatorname{tg} \theta_1 = \frac{m_2}{m_1} \sin \theta \approx \theta_1$ ($\operatorname{tg} \theta_1 = \frac{\sin \theta}{\gamma + \cos \theta} \approx \frac{\sin \theta}{\gamma}$, $\gamma \gg \cos \theta$,

а тангенс малого угла приближенно равен углу).

При $m_1 > m_2$ угол θ_1 сначала увеличивается от 0 до максимально возможного значения $\theta_{1\max} = \arcsin(m_2/m_1)$, который меньше $\pi/2$, когда θ увеличивается от 0 до $\theta = \arccos(-m_2/m_1)$; затем θ_1 уменьшается до 0, когда θ возрастает до π , так что θ – двухзначная функция θ_1 . В лабораторной системе частицы не рассеиваются за пределы $\theta_{1\max}$. Можно провести различие между двумя значениями θ , которые дают частное значение θ_1 между 0 и $\arcsin(m_2/m_1)$, и по энергии частицы m_1 после рассеяния – энергия больше для меньшего θ .

5. Сечения рассеяния и другие параметры элементарных процессов

Одни из первых экспериментов по исследованию элементарных процессов на примере столкновений электронов с атомами были проведены Ленардом в 1903 году [8].

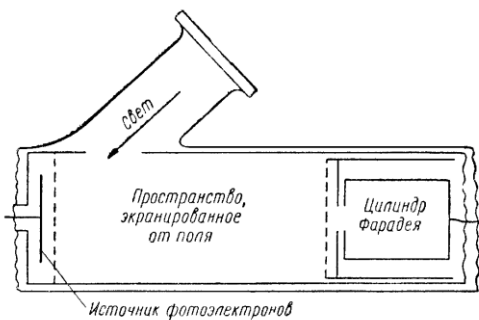


Рис. 5.1. Схема установки, используемой Ленардом для исследования процесса столкновений электронов с атомами

Пучок электронов направлялся в пространство взаимодействия, экранированное от воздействия внешнего поля, и после столкновений попадал в цилиндр Фарадея, на коллекторе которого регистрировался ток электронов. Разница начального тока источника электронов I_0 и регистрируемого с помощью цилиндра Фарадея I (т. е. тока нерассеянных электронов) определяется соударениями электронов

налетающего пучка с атомами или молекулами газа-мишени. Ленард предложил назвать число соударений, которые претерпевает электрон, проходя данное расстояние в пространстве взаимодействия при заданном давлении «поглощающей способностью». Измерения показали, что параметр этот уменьшается по мере увеличения скорости бомбардирующих электронов (см. рис. 5.2). Однако термин «поглощающая способность» оказался неудачным, так как он недостаточно отражает физическую сущность явления. Истинное поглощение (прилипание или рекомбинация) происходит на самом деле существенно реже. Электроны большей частью рассеиваются из пучка

в результате столкновений. Поэтому для интерпретации результатов исследований процессов столкновений позже была введена и установилась иная терминология, о которой и пойдет речь ниже.

Следует заметить, что столь простое устройство не позволило получить Ленарду достоверные и убедительные результаты [8]. Причина в том, что электроны, которые испытали столкновения, не выбывали из пучка бомбардирующих частиц и могли регистрироваться вместе с электронами, не испытавшими соударений. Эта проблема была успешно решена позже в экспериментах Рамзауэра, использовавшего поперечное магнитное поле.

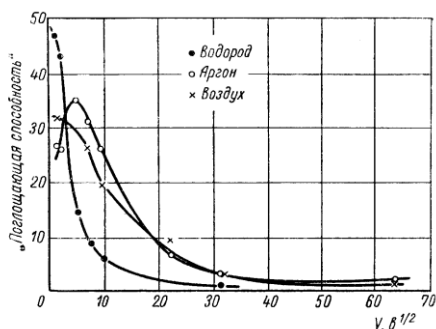


Рис. 5.2. Результаты измерений Ленарда

Введем понятие эффективного сечения столкновений. Это позволит нам рассматривать с единых позиций различные элементарные процессы, которые могут происходить при столкновениях. Эффективное сечение служит мерой вероятности того, что при данных условиях будет иметь место данный тип взаимодействия или тип реакции. Величина эффективного сечения зависит от различных факторов: от природы взаимодействующих частиц, типа реакции, от скоростей сталкивающихся частиц, от параметра столкновений.

Для начала определим, что понимается под микроскопическим сечением упругого рассеяния q_s (от немецкого *Querschnitt* – поперечное сечение) [2].

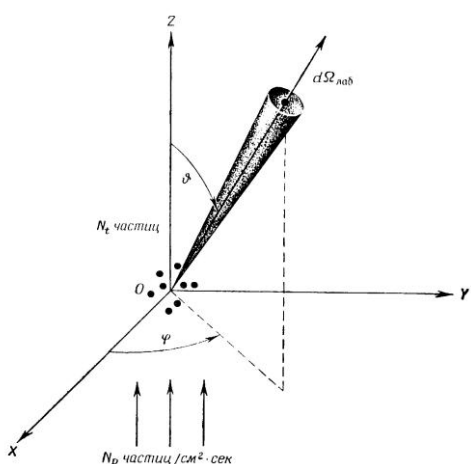


Рис. 5.3. К вопросу о постановке задачи об упругом рассеянии частиц

Сформулируем условия, в которых будет анализироваться упругое столкновение двух частиц. Рассмотрим параллельный моноэнергетический пучок бомбардирующих (или налетающих) частиц, движущихся к частицам мишени, помещенных в начало декартовой лабораторной системы координат (см. рис. 5.3). Будем считать частицы в пучке N_p (частиц/см²·с) точечными, частицы мишени

N_t (частиц/см³) – покоящимися, имеющими конечные размеры. Их количество невелико, так что они не экранируют друг друга. Единственно возможным типом реакции является упругое рассеяние,

причем налетающие частицы испытывают не более одного столкновения с частицами мишени.

Пусть $d\Omega_{лс}$ – элемент телесного угла, направление которого в сферической системе координат определяется углами θ и φ , а $N_s(\theta, \varphi)d\Omega_{лс}$ – число бомбардирующих частиц, рассеянных внутри $d\Omega_{лс}$ в 1 с. Очевидно, что $N_s(\theta, \varphi)d\Omega_{лс} \sim N_p N_t d\Omega_{лс}$. Введем в это соотношение коэффициент пропорциональности $I_s(\theta, \varphi)$, тогда можно записать выражение, определяющее смысл сечения рассеяния:

$$N_s(\theta, \varphi)d\Omega_{лс} = I_s(\theta, \varphi)N_p N_t d\Omega_{лс} = dI_s(\theta, \varphi)N_p N_t.$$

$I_s(\theta, \varphi)d\Omega_{лс} = dI_s(\theta, \varphi)$ называют дифференциальным микроскопическим сечением упругого рассеяния в лабораторной системе отсчета. Оно равно

$$dI_s(\theta, \varphi) = \frac{N_s(\theta, \varphi)d\Omega_{лс}}{N_p N_t}. \quad (5.1)$$

Размерность дифференциального микроскопического сечения упругого рассеяния $[dI_s(\theta, \varphi)]$ – $\text{см}^2/\text{частица-мишень}$. Размерность этой величины указывает на то, что ее можно рассматривать как эффективную площадь частицы мишени, на которой происходит рассеяние бомбардирующих частиц внутри элемента телесного угла $d\Omega_{лс}$.

В качестве подтверждения правильности такой интерпретации предположим, что пучок бомбардирующих частиц падает под прямым углом на тонкую металлическую фольгу площадью 1 см^2 , в которой содержится N_t частиц мишени. Доля падающего пучка, рассеянная внутри элемента телесного угла $d\Omega_{лс}$ при углах (θ, φ) по отношению к оси пучка, равна отношению непрозрачной для частиц площади фольги к полной ее площади. Таким образом, число бомбардирующих частиц внутри элемента телесного угла $d\Omega_{лс}$ в 1 с должно быть равно

$$N_s(\theta, \varphi)d\Omega_{лс} = N_p \frac{I_s(\theta, \varphi)d\Omega_{лс}}{1 \text{ см}^2} N_t.$$

Как видно, мы получили аналогичный результат.

Чаще для описания процессов рассеяния используется понятие полного микроскопического сечения упругого рассеяния, которое вводится следующим образом:

$$q_s = \int dI_s(\theta, \varphi) = \int I_s(\theta, \varphi)d\Omega_{лс} = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi I_s(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi. \quad (d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi). \quad (5.2)$$

Очевидно, что величина q_s представляет собой площадь каждой

частицы-мишени, на которой происходит рассеяние в полном телесном угле 4π стерадиан. Интеграл этот сходится не при любых потенциалах рассеяния, а только тогда, когда $I_s(\theta, \varphi)$ растет медленнее, чем $\frac{1}{\theta^2}$ для малых θ при увеличении θ .

Вместо $q_s(\theta, \varphi)$ чаще пользуются символом $\sigma_s(\theta, \varphi)$ или просто $\sigma(\theta, \varphi)$. Микроскопическое сечение измеряется в см^2 или в единицах $\pi a_0^2 = 0,88 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$, где $a_0 = 0,53 \cdot 10^{-8} \text{ см}$ – радиус первой боровской орбиты атома водорода.

Для описания процессов рассеяния используется также понятие о макроскопическом сечении рассеяния Q_s . Рассмотрим моноэнергетический параллельный однородный пучок бомбардирующих частиц с интенсивностью I_0 (число частиц на 1 см^2 за 1 с), падающий

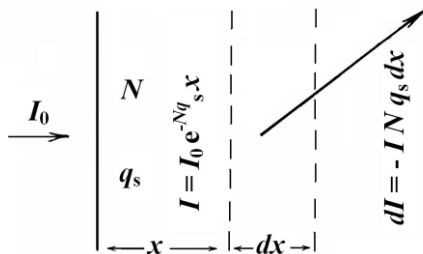


Рис. 5.4. К определению макроскопического сечения рассеяния

нормально на поверхность полубесконечной среды, в которой содержится N неподвижных частиц мишени в 1 см^3 (см. рис. 5.4). Из числа тех частиц, которые проникли на глубину x не испытав рассеяния, некоторая их часть, равная $Nq_s dx$, будет испытывать рассеяние на пути dx (от x до $x + dx$). Величина $Nq_s dx$ будет определять также вероятность того, что данная бомбардирующая частица, которая прошла на глубину x без рассеяния, все же испытает его на отрезке пути от x до $x + dx$. Если $I = I_0 e^{-Nq_s x}$ – интенсивность нерассеянной части пучка на глубине x , то $dI = -INq_s dx$ определяет долю частиц, которые с вероятностью Nq_s испытают рассеяние на пути от x до $x + dx$. Величина

$$Nq_s = Q_s \quad (5.3)$$

называется макроскопическим или массовым сечением рассеяния. Тогда предыдущие формулы для интенсивности можно переписать так: $I = I_0 e^{-Q_s x}$ и $dI = -IQ_s dx$. Очевидно, что Q_s представляет собой полную эффективную площадь сечения для упругого рассеяния всех частиц мишени в 1 см^3 рассеивающей среды; размерность Q_s – см^{-1} .

Если средой, заполненной частицами мишени, является газ с молекулярным весом M и плотностью ρ ($\text{г}/\text{см}^3$), то $N = \rho \frac{N_a}{M}$, где $N_a = 6,0202 \cdot 10^{23}$ молекул/моль – число Авогадро.

В выражении для интенсивности пучка $I = I_0 e^{-Q_s x}$ величина $e^{-Q_s x}$ характеризует вероятность того, что данная бомбардирующая частица

испытывает рассеяние раньше, чем проникнет по крайней мере на глубину x . А вероятность того, что эта же частица испытывает рассеяние при дальнейшем движении в среде на пути от x до $x+dx$ равна $Nq_s dx = Q_s dx$. Следовательно, средняя глубина проникновения частицы или среднее расстояние между точками, в которых происходит рассеяние данной бомбардирующей частицы, можно вычислить, воспользовавшись следующим выражением:

$$\int_0^{\infty} x e^{-Q_s x} Q_s dx = \bar{x} \int_0^{\infty} e^{-Q_s x} Q_s dx.$$

Откуда после интегрирования получаем $\bar{x} = \frac{1}{Q_s}$. Эта величина определяет среднюю длину свободного, т. е. без столкновений, пробега частицы в случае упругого рассеяния в среде. Следовательно, длина свободного пробега может быть определена, если известно сечение рассеяния:

$$\lambda_s = \frac{1}{Q_s} = \frac{1}{Nq_s}. \quad (5.4)$$

Понятием «эффективное сечение» можно также пользоваться и при описании других, отличных от упругих, процессов [2]. Для описания неупругих процессов используются уравнения, полученные для вычисления длины свободного пробега для упругих столкновений, подставляя при этом в (5.4) соответствующие эффективные сечения.

Если в системе одновременно происходят несколько столкновительных процессов, безразлично какого типа, то мы приходим к понятию общего микроскопического сечения рассеяния следующего вида:

$$q = q_i + q_j + q_k + \dots \quad (5.5)$$

и, соответственно, общего макроскопического сечения – $Q = Q_i + Q_j + Q_k + \dots$, где индексы i, j, k, \dots указывают на принадлежность сечений к какому-либо конкретному столкновительному процессу.

Очевидно, что так как $\lambda = \frac{1}{Q}$, то и

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\lambda_i} + \frac{1}{\lambda_j} + \frac{1}{\lambda_k} + \dots, \quad (5.6)$$

где λ – общая (определяется она наибольшим из возможных сечением) длина свободного пробега в среде, в которой одновременно происходят несколько процессов типа $i, j, k...$

Когда в физической задаче рассматривается прохождение однородного пучка через материальную среду, общую среднюю длину свободного пробега иногда называют длиной релаксации пучка. Под длиной релаксации понимают то расстояние, по прохождению которого интенсивность пучка уменьшается в e раз по сравнению с начальной величиной (при этом считается, что бомбардирующие частицы испытывают только одно столкновение, после которого они выбывают из пучка).

Соотношение между сечениями рассеяния в л.с. и с.ц.м. может быть получено исходя из того, что для выбранной системы пучок-мишень в элементе телесного угла в л.с. $d\Omega_{лс}$ должно рассеиваться такое же количество бомбардирующих частиц, как и в соответствующий элемент телесного угла в с.ц.м. $d\Omega_{цм}$. Если предположить, что

распределение рассеяния не зависит от азимутального угла φ и положить $\varphi_{лс} = \varphi_{цм} = \varphi$, то $I_s(\theta_1, \varphi)d\Omega_{лс} = I_s(\theta, \varphi)d\Omega_{цм}$. Так как

$$d\Omega_{лс} = \frac{\gamma \cos \theta + 1}{(\gamma^2 + 2\gamma \cos \theta + 1)^{3/2}} d\Omega_{цм} \quad (\gamma = \frac{m_1}{m_2}), \quad \text{то соотношение между}$$

микроскопическими сечениями, определяемыми в разных системах отсчета, будет иметь такой вид:

$$I_s(\theta_1, \varphi)_{лс} = \frac{(\gamma^2 + 2\gamma \cos \theta + 1)^{3/2}}{1 + \gamma \cos \theta} I_s(\theta, \varphi)_{цм}. \quad (5.7)$$

Полное микроскопическое сечение рассеяния должно быть одинаковым в обеих системах отсчета, т. е. $(q_s)_{лс} = (q_s)_{цм}$, поскольку

$$q_s = I_s(\theta, \varphi)d\Omega. \quad (5.8)$$

Полученные уравнения для сечений рассеяния дают результаты, не зависящие от вида рассеивающего потенциала и, следовательно, от прицельного параметра b . Этот результат естественен, так как мы рассматривали столкновения, фиксируя только начальную и конечную ситуации, не вдаваясь в подробности самого момента столкновения. Такая постановка задачи, тем не менее, дала возможность, исходя только из законов сохранения энергии и импульса, определить скорости частиц и соотношения между углами рассеяния в разных системах отсчета, долю энергии, передаваемой при столкновении. Однако полное определение результата столкновений – вычисление угла рассеяния частиц в с.ц.м. (угла θ) – требует решения уравнений

движения с учетом конкретного закона взаимодействия частиц, т. е. при учете конкретного рассеивающего потенциала [7]. Рассмотрение задачи о рассеянии частицы с массой m в поле $U(r)$ неподвижного силового центра, расположенного в центре инерции частиц (см. рис. 5.5), приводит, как известно из курса теоретической механики, к выводу о том, что эффективное сечение рассеяния принимает следующий вид:

$$d\sigma = \frac{b(\theta)}{\sin \theta} \left| \frac{db}{d\theta} \right| d\Omega. \quad (5.9)$$

Формула эта указывает на то, что рассеяние происходит в элементе телесного угла между конусами с углами раствора θ и $\theta + d\theta$ или $d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$. При этом предполагается, что связь между θ и b – однозначная (угол рассеяния при этом является монотонно убывающей функцией прицельного расстояния). В таком случае в заданный интервал углов между θ и $\theta + d\theta$ рассеиваются только те частицы, которые летят с прицельными расстояниями в интервале между $b(\theta)$ и $b(\theta) + db(\theta)$. Число таких частиц равно произведению n на площадь кольца между окружностями с радиусами b и $b + db$, т. е. $dN = 2\pi b db \cdot n$. Поэтому эффективное сечение можно определить как

$$d\sigma = 2\pi b db. \quad (5.10)$$

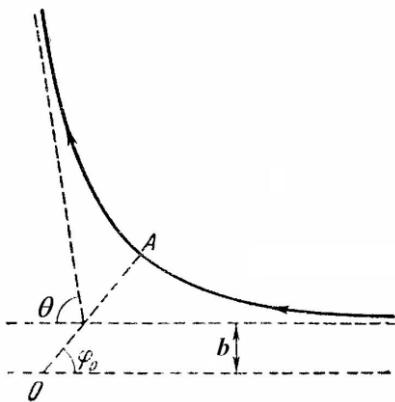


Рис. 5.5. Траектория частицы в центральном поле рассеяния

Чтобы найти зависимость эффективного сечения от угла рассеяния, достаточно переписать его в виде

$$d\sigma = 2\pi b(\theta) \left| \frac{db(\theta)}{d\theta} \right| \cdot d\theta. \quad (5.11)$$

В формуле (5.11) присутствует модуль производной $\frac{db(\theta)}{d\theta}$, что связано с тем, что она может быть отрицательной, как это бывает достаточно часто (например, если функция $b(\theta)$ многозначна, в этом случае необходимо вычислить сумму таких выражений по всем ветвям этой функции). Часто относят $d\sigma$ не к элементу плоского угла $d\theta$, а к элементу телесного угла $d\Omega$. Тогда опять приходим к формуле (5.9).

Возвращаясь к задаче о рассеянии на неподвижной частице, можно утверждать, что формула (5.9) определяет эффективное сечение в зависимости от угла рассеяния в системе ц.м. Для нахождения сечения в л.с. нужно выразить в этой формуле θ через θ_1 или θ_2 . При

этом получаются выражения как для сечения рассеяния падающего пучка частиц (θ выражено через θ_1), так и для частицы покоящейся (θ выражено через θ_2).

Эти формулы можно применить к задаче о рассеянии заряженных частиц в кулоновском поле, положив, что $U = \alpha/r$. Без вывода, приведем формулу для рассеяния, известную как формула Резерфорда [7]:

$$d\sigma = \pi \left(\frac{\alpha}{m\nu^2} \right)^2 \frac{\cos \frac{\theta}{2}}{\sin^3 \frac{\theta}{2}} d\theta = \pi \left(\frac{\alpha}{2E_1} \right)^2 \frac{\cos \frac{\theta}{2}}{\sin^3 \frac{\theta}{2}} d\theta \quad (5.12)$$

или

$$d\sigma = \left(\frac{\alpha}{2m\nu^2} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} = \left(\frac{\alpha}{4E_1} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}. \quad (5.13)$$

Видно, что эффективное сечение не зависит от знака α , так что полученный результат верен как для кулоновского поля отталкивания, так и для поля притяжения.

Формула (5.13) дает эффективное сечение в с.ц.м. Ее можно преобразовать и перейти в л.с. Для частицы мишени имеем (подставляя $\theta = \pi - 2\theta_2$):

$$d\sigma_2 = 2\pi \left(\frac{\alpha}{m\nu^2} \right)^2 \frac{\sin \theta_2}{\cos^3 \theta_2} d\theta_2 = \left(\frac{\alpha}{m\nu^2} \right)^2 \frac{d\Omega_2}{\cos^3 \theta_2}. \quad (5.14)$$

Для бомбардирующей частицы получается довольно громоздкая формула, поэтому ограничимся двумя частными случаями.

Если $m_1 \ll m_2$, то $\theta \approx \theta_1$, а $m_1 \approx \mu$, так что

$$d\sigma_1 = \left(\frac{\alpha}{4E_1} \right)^2 \frac{d\Omega_1}{\sin^4 \frac{\theta_1}{2}}, \quad (5.15)$$

где $E_1 = \frac{m\nu^2}{2}$ – энергия бомбардирующей частицы.

Если массы частиц одинаковы ($m_1 = m_2$, $\mu = m_1/2$), то $\theta = 2\theta_1$, и подставляя в (5.13), имеем

$$d\sigma_1 = 2\pi \left(\frac{\alpha}{E_1} \right)^2 \frac{\cos \theta_1}{\sin^3 \theta_1} d\theta_1 = \left(\frac{\alpha}{E_1} \right)^2 \frac{\cos \theta_1}{\sin^3 \theta_1} d\Omega_1. \quad (5.16)$$

Аналогичный результат может быть получен с использованием методов квантовой механики [2]. В случае кулоновского рассеяния,

когда потенциал равен $U(r) = \frac{Zze^2}{r}$, в борновском приближении сечение упругого рассеяния равно

$$I_s(\theta)d\Omega_{\text{ц.м.}} = \frac{Z^2 z^2 e^4}{4\mu^2 v^4 \sin^4(\theta/2)} d\Omega_{\text{ц.м.}}. \quad (5.17)$$

Это уравнение, хотя оно и получено приближенным методом, совпадает с (5.13), полученным на основе классической теории. В то же время оно полностью согласуется с результатами точных квантово-механических расчетов. Напомним, что основное допущение борновского приближения сводится к тому, что влияние потенциала рассеяния мало, так что взаимодействие между частицами можно рассматривать, как возмущение. Достаточное, но не необходимое условие – $U(r) \ll E$, где E – полная энергия бомбардирующей частицы. При решении подобных задач используется и метод парциальных волн.

Кроме рассмотренных выше характеристик столкновительных процессов (сечений рассеяния) для их описания могут также использоваться и другие понятия [2]. Рассмотрим моноэнергетический параллельный пучок, содержащий n бомбардирующих частиц в 1 см^3 , который проходит со скоростью v через среду, состоящую из N покоящихся частиц в 1 см^3 . Каждая частица в среднем испытывает $\frac{v}{\lambda}$ столкновений в 1 с. Таким образом, величина $\frac{nv}{\lambda}$ дает нам среднее число столкновений n бомбардирующих частиц в 1 см^3 за 1 с или скорость реакции

$$V = \frac{nv}{\lambda} = Qnv. \quad (5.18)$$

Это выражение можно записать иначе, имея в виду, что $\frac{v}{\lambda}$ есть не что иное, как частота столкновений

$$\nu = \frac{v}{\lambda}. \quad (5.19)$$

Зная ν , можно определить среднее время между двумя последовательными столкновениями как

$$\tau = \frac{1}{\nu} = \frac{\lambda}{v}. \quad (5.20)$$

Произведение плотности бомбардирующих частиц n на скорость их движения v есть не что иное, как плотность потока бомбардирующих

частиц $\varphi = n\nu$. Размерность плотности потока – частиц/см²·с. Зная плотность потока, можно определить скорость реакции иначе: $V = Q\varphi$ (частиц/см³·с).

Плотность потока можно представить себе как число бомбардирующих частиц, пересекающих единичную площадку в 1 с. Такое представление справедливо в случае параллельного пучка с плотностью частиц n и скоростью ν , пересекающую плоскость перпендикулярную оси пучка. В других условиях оно ошибочно. Предположим, например, что элемент поверхности расположен в среде, в которой бомбардирующие частицы движутся изотропно во всех направлениях. Тогда число бомбардирующих частиц, пересекающих плоскую поверхность площадью 1 см² в 1 с, равно не $n\nu$, а $n\nu/2$ [2]. Полное число частиц, пересекающих поверхность в 1 см² в 1 с справа и слева, равно $\frac{n\bar{\nu}}{4} \times 2 = \frac{n\bar{\nu}}{2}$ (это следует из кинетической теории газов). В более общем случае, когда нельзя пренебречь скоростью движения частиц мишени, скорость реакции выражается через интеграл, содержащий относительную скорость налетающих частиц и частиц мишени.

Если поток бомбардирующих частиц не может считаться моноэнергетическим, а это в реальных условиях эксперимента встречается достаточно часто, то в таких ситуациях возникает необходимость вычисления названных выше величин с использованием интегрирования по энергии.

Пусть $n(E)$ – число бомбардирующих частиц с энергией E , содержащихся в 1 см³ в пересчете на единичный интервал энергий, так что $n(E)dE$ – число частиц в 1 см³ с энергией в интервале от E до $E + dE$. Полный поток бомбардирующих частиц в этом случае будет равен

$$\varphi = \int_0^{\infty} n(E)\nu dE = \int_0^{\infty} \varphi(E)dE. \quad (5.21)$$

Здесь $\varphi(E) = n(E)\nu$ – плотность потока в интервале энергий от E до $E + dE$.

Скорость реакции для неподвижных частиц мишени равна

$$V = \int_0^{\infty} Q(E)n(E)\nu dE = \int_0^{\infty} Q(E)\varphi(E)dE = \bar{Q}\varphi, \quad (5.22)$$

где $Q(E)$ – макроскопическое сечение для частиц с энергией E и \bar{Q} – среднее макроскопическое сечение, определяемое выражением

$$\bar{Q} = \frac{\int_0^{\infty} Q(E)n(E)v dE}{\int_0^{\infty} n(E)v dE} = \frac{\int_0^{\infty} Q(E)\varphi(E)dE}{\int_0^{\infty} \varphi(E)dE}. \quad (5.23)$$

Соответствующая средняя длина свободного пробега может быть

вычислена как

$$\bar{\lambda} = \frac{\int_0^{\infty} \lambda(E)\varphi(E)dE}{\int_0^{\infty} \varphi(E)dE}. \quad (5.24)$$

Строго говоря, средняя длина свободного пробега $\bar{\lambda}$ не равна обратной величине макроскопического сечения, хотя при энергии E $\lambda(E) = 1/Q(E)$. При анализе отдельных процессов, например образования отрицательно заряженных ионов в кислороде в результате захвата электронов, возникает необходимость строгого выполнения усреднения.

В работах других авторов (см. [8]) вместо термина «сечение столкновений» часто используется другой – «вероятность столкновений частиц».

По Брауну, вероятность столкновений P_c определяется как среднее число столкновений, которое испытывает частица, проходя путь длиной в 1 см при давлении $P = 1$ мм рт. ст. и температуре $T = 0^\circ\text{C}$. Вероятность столкновений P_c может быть определена из эксперимента путем измерения ослабления потока частиц (например, тока электронов) при прохождении пучком определенного расстояния в газе при различных давлениях. Если начальный ток равен I_0 , а конечный ток после столкновений I , то его значение является функцией расстояния x , проходимого пучком в газе, рабочего давления P и начальной скорости частиц v . Если изменяется только расстояние x , то $I = I_0 \exp(-k_1(P_1, v)x)$, где $k_1(P_1, v)$ – константа, зависящая от давления и скорости частиц. Если переменной величиной является рабочее давление P , то $I = I_0 \exp(-k_2(x, v)P)$, где $k_2(x, v) = \text{const}$. Воспользовавшись этими двумя зависимостями, имеем:

$$I = I_0 \exp(-p_0 P_c(v)x), \quad (5.25)$$

если $p_0 = 273,16 \frac{P}{T}$ – приведенное давление в мм рт. ст. Оно определяет концентрацию частиц: $N = 3,54 \cdot 10^{16} p_0$ молекул в 1см^3 или в более общем виде:

$$N = 2,6868 \cdot 10^{19} \cdot \left(\frac{P}{760}\right) \cdot \left(\frac{273}{T}\right) \text{ см}^{-3} \quad (5.26)$$

(отсюда можно получить число Лошмидта – число частиц в 1 см^3 при нормальных условиях, т. е. при $P = 760 \text{ мм рт. ст.}$ и $T = 0^\circ \text{C}$ $N_L = 2,69 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$). Размерность $[p_0 \cdot P_c] - \text{см}^{-1}$. Следовательно, размерность $[P_c] - 1/\text{см} \cdot \text{мм рт. ст.}$ или $[\text{см}^2 \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{мм рт. ст.}^{-1}]$. Физический смысл – величина площади, приходящейся на единицу объема и единицу давления. Поэтому вероятность столкновений P_c иногда называют и эффективным сечением соударений. Эффективное сечение для одного атома q находится путем деления P_c на число атомов в 1 см^3 при $T = 0^\circ \text{C}$ и давлении $P = 1 \text{ мм рт. ст.}$ Численно соотношение между q и P_c может быть представлено в следующем виде: $q = \frac{1}{N} P_c$ (или $P_c = Nq_{1\text{мм рт.ст.}} = Q_{1\text{мм рт.ст.}}$), откуда

$$q = \frac{1}{3,54 \cdot 10^{16}} P_c = 0,283 \cdot 10^{-16} P_c (\text{см}^2) = 0,322 \cdot P_c (\pi a_0^2). \quad (5.27)$$

Формула для интенсивности пучка $I = I_0 \exp(-p_0 P_c(\nu)x)$, вообще говоря, получена эмпирически [8]. Может она быть получена и из кинетической теории газов. Предположим, что электронный пучок с плотностью n , движущийся со скоростью ν и имеющий поперечное сечение S , проходит в газе расстояние dx . Пусть N – число атомов в 1 см^3 . Тогда количество электронов, испытывающих столкновения с атомами газа в единицу времени, может быть записано в виде: $\frac{dn}{dt} = -\left(\frac{NqSdx}{Sdx}\right)n\nu$, где величина $NqSdx$ есть вероятность столкновений в элементе объема Sdx , а $n\nu$ – плотность потока приходящих электронов.

Упростив это выражение, можно получить, что $\frac{dn}{n} = -Nq\nu dt$.

Учитывая, что $\nu dt = dx$ и $Nq = p_0 P_c$, получим следующее соотношение: $n = n_0 \exp(-p_0 P_c x)$, которое совпадает с уравнением $I = I_0 \exp(-p_0 P_c(\nu)x)$. Удобно это соотношение записать иначе: $n = n_0 \exp(-p_0 P_c \nu t) = n_0 \exp(-\nu_c t)$, где $\nu_c = p_0 P_c \nu$ – средняя частота соударений. Зная вероятность столкновений P_c можно вычислить длину свободного пробега:

$$\lambda = \frac{1}{p_0 P_c}. \quad (5.28)$$

Время свободного пробега определяется как

$$\frac{1}{\tau} = \frac{v}{\lambda} = v p_0 P_c = 5,93 \cdot 10^7 E^{1/2} p_0 P_c c^{-1}, \quad (5.29)$$

где $E = \frac{mv^2}{2}$ – энергия в электроновольтах.

Ослабление моноэнергетического пучка, проходящего через газовую мишень и испытывающего столкновения, можно теперь записать так:

$$I = I_0 e^{-Qx} = I_0 e^{-p_0 Q_{1mm} p.m.cm.x} = I_0 e^{-p_0 P_c x}. \quad (5.30)$$

Эта формула является основой для вычисления сечений столкновений при экспериментальных исследованиях.

6. Исследования упругих процессов. Эффект Рамзауэра-Таунсенда

Экспериментальному исследованию упругих процессов посвящено большое количество работ. Начнем с работ, в которых представлены результаты исследований рассеяния электронов. Хотя в процессах рассеяния электронов и тяжелых частиц много общего, различия в поведении этих частиц настолько резко выражены, что это привело к созданию для их исследования различной аппаратуры и разработке специфических методик.

Известно, что при упругих соударениях средняя доля энергии, передаваемая при столкновении электрона с массой m с тяжелой частицей, имеющей малую скорость и массу M , приближенно равна $\delta \approx \frac{2m}{M}$ [2]. Так как $\frac{m}{M} \leq 10^{-3}$ (как минимум!), потери энергии бомбардирующей частицей при упругом рассеянии электронов на атомах и молекулах весьма незначительны. Как правило, в этих процессах более важным представляется изменение направления движения рассеянных электронов. Можно показать, что в этом случае рассеяние электронов в л.с. и с.ц.м. должно быть изотропным. Другими словами, после столкновения все направления движения частиц будут равновероятны. Вывод этот может быть сделан на основании упрощенной классической модели упругих столкновений. Экспериментальные и расчетные работы, основанные на реальных представлениях об упругих столкновениях, показали, что на самом деле в таких процессах наблюдается резко выраженное рассеяние электронов на большие углы. Это обстоятельство важно, поскольку его необходимо учитывать при конструировании различных приборов,

в которых используются электронные пучки. Особенно важно учитывать эффект рассеяния на большие углы для электронов малых энергий, но и при больших энергиях им нельзя пренебрегать.

Рассмотрим более подробно вопрос о рассеянии электронов. Здесь и далее речь будет идти о процессах с участием электронов, имеющих энергию, изменяющуюся в интервале от 0 до 1000 эВ.

Измерения полного сечения упругого рассеяния электронов были начаты достаточно давно. Первые из известных работ по исследованию рассеяния медленных электронов были проведены Ленардом еще в 1903 г., но надежные количественные измерения были сделаны лишь в 1921 г., когда Рамзауэр предложил свой метод определения сечений рассеяния электронов. Позже были проведены аналогичные исследования другими методами (Броде, Таунсенд, Браун, Месси и Бархоп).

Сегодня можно говорить о различных методах экспериментального исследования процессов упругого рассеяния электронов и о их классификации.

К первому классу методов измерений отнесем эксперименты, в которых через газовую мишень пропускается четко ограниченный практически моноэнергетический пучок электронов и непосредственно наблюдается процесс рассеяния. Известны работы, в которых сечения рассеяния определяют по данным о диффузии электронов через газ в однородном электрическом поле. Далее идут методы, основанные на использовании техники сверхвысоких частот (СВЧ методы), в которых сечение определяется путем измерения скорости дрейфа электронов. И, наконец, существуют методики, в которых предполагается использование пучков бомбардирующих и частиц мишени, которые движутся под углом друг к другу (так называемые методы пересекающихся пучков).

Остановимся более детально на работе Рамзауэра, в которой был предложен метод измерения сечений рассеяния электронов с использованием одного пучка – пучка бомбардирующих электронов. Заслуга Рамзауэра заключается в том, что он впервые обратил внимание на особенности, которые наблюдаются в этом процессе. Известны и более поздние работы, в которых были подтверждены результаты Рамзауэра на других газах (см., например, работу Шульца, где были также обнаружены резонансы в He при $E = 19,3 \pm 0,1$ эВ, в Ne, N₂, CO, N₂O и др.).

Свои эксперименты Рамзауэр выполнил на установке, схема которой представлена на рисунке 6.1. Под действием света (фотоэлектронная эмиссия) из цинковой пластинки P эмитируются электроны, которые в дальнейшем ускоряются до необходимой энергии в промежутке между P и первой щелью S_1 , выполняющей роль ускоряющего электрода (или анода). В поперечном магнитном поле

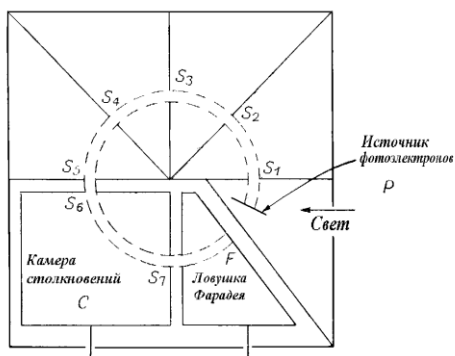


Рис. 6.1. Схема установки Рамзауэра

заданной напряженности траектории движения электронов с отличающимися энергиями будут характеризоваться разными радиусами. Использование целого набора диафрагм (щелей, щели $S_2 - S_7$) позволяет получить моноэнергетический пучок электронов, который направляется через камеру столкновений в цилиндр Фарадея.

Электроны, которые в результате столкновений (в камере столкновений) потеряют энергию, будут двигаться по

траекториям меньшего радиуса и в цилиндр Фарадея не попадут. Цилиндр Фарадея служит для регистрации моноэнергетических электронов, не испытавших столкновения на всем пути от источника до коллектора цилиндра Фарадея, включая камеру столкновений.

Рассмотрим пучок электронов, которые попали в камеру столкновений. В результате рассеяния на частицах мишени электроны попадают на стенки камеры столкновений, представляющие собой коллектор для регистрации рассеянных здесь электронов. Не испытавшие столкновений электроны попадают в цилиндр Фарадея и регистрируются. При известных рабочем давлении P и длине пути в камере столкновений x , измеренных токах на C и F по формуле для интенсивности пучка в виде $I = I_0 e^{-Nq_s x} = I_0 e^{-Q_s x}$ можно определить сечение упругого рассеяния. Начальная интенсивность пучка электронов I измеряется в условиях, при которых соударения в камере столкновений не происходят, т. е. когда длина свободного пробега электронов превышает длину пути в камере столкновений.

В подобных экспериментах важно быть уверенным в том, что данная бомбардирующая частица не испытывает многократных столкновений с частицами мишени. В противном случае она может отклониться и выйти из пучка при первом столкновении, но в результате последующих соударений все же попасть в цилиндр Фарадея. Многократные столкновения практически не будут происходить при условии, что произведение давления в камере

столкновений на толщину газовой мишени столь мало, что вероятность даже однократных соударений может считаться малой. Это условие известно как приближение «тонкой мишени». Удостовериться в том, что условие «тонкой мишени» выполняется, можно измерив токи на коллектор, которые должны расти линейно с ростом давления газа в камере столкновений. В опытах Рамзауэра давление было достаточно большим ($P \approx 10^{-2}$ мм рт. ст.), но траектории электронов при этом коротки, так что в большинстве случаев могли происходить лишь однократные столкновения. В установке средний диаметр траектории нерассеянных электронов равнялся 20 мм, ширина пучка – 1 мм, высота – 8 мм (это так называемый ленточный пучок).

Необходимо помнить, что измеряемое сечение будет равняться полному сечению упругого рассеяния только в том случае, если энергия электрона будет меньше энергии возбуждения любого из уровней молекул газа мишени. В противном случае в измеряемое сечение внесут вклад неупругие столкновения. В опытах Рамзауэра не предусматривалось разделение вкладов упругого и неупругого рассеяния. Но большая часть этих опытов была выполнена при достаточно низких энергиях, когда неупругие столкновения не оказывают существенного влияния. В некоторых других экспериментах энергия рассеянных электронов измерялась методом задерживающего потенциала или по отклонению частиц в электрическом или магнитном полях, так что на коллектор попадали только те электроны, которые испытали упругое рассеяние.

Любой прибор обладает конечной разрешающей способностью, поэтому измеряемые сечения соответствуют, очевидно, рассеянию на углы, превышающие некоторый конечный минимальный угол, и не могут считаться истинными полными значениями. В измерениях на электронах это обстоятельство не столь существенно в отличие от экспериментов с тяжелыми частицами, поскольку рассеяние электронов не имеет резко выраженного максимума в направлении «вперед». Хотя это обстоятельство справедливо только для рассеяния электронов сравнительно небольших энергий – примерно до 10^4 эВ.

В 1933 г. усилиями Р. Броуде были обобщены данные, полученные разными авторами в экспериментах с одним пучком. В работах исследовался процесс упругого рассеяния на разных газах и парах. Результаты проделанной Р. Броуде работы приведены на рисунке 6.2. Подобные кривые для большого числа газов позже были собраны Брауном. Кривые Р. Броуде и данные других исследователей редко отличаются более чем

на 10% (не считая области очень низких энергий). Этот факт указывает на надежность полученных в те годы результатов.

Броуде представил собранные результаты в виде вероятности столкновений P_c , которая равна среднему числу столкновений, испытываемых бомбардирующей частицей на 1 см пути через газ мишени при $P = 1$ мм рт. ст. и $T = 0^\circ\text{C}$. Соответствующее сечение он вычислял, пользуясь формулой $q_s = 0,283 \cdot 10^{-16} P_c$ (см²) = $0,322 P_c$ (па₀²). Вероятность столкновений связана со средней длиной свободного пробега для рассеяния при 1 мм рт. ст. следующим соотношением: $P_c = 1/\lambda_{1 \text{ мм рт. ст.}}$. На представленных графиках скорость бомбардиру-

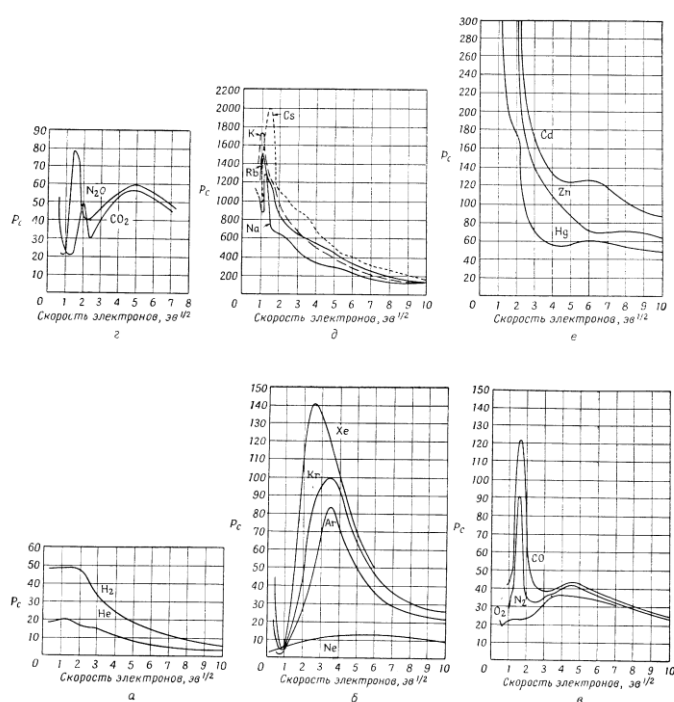


Рис. 6.2. Сводка данных, полученных при исследовании вероятностей электронных столкновений прямым методом одного пучка

интерес представляют кривые для более тяжелых инертных газов. В ксеноне, криптоне и аргоне сечение рассеяния падает до очень низких значений при энергиях порядка 1 эВ. На столь заметную прозрачность в узком интервале энергий, наблюдаемую и в некоторых других газах, впервые обратил внимание Рамзауэр и независимо от него Таунсенд и Бейли в 1922 г., которые воспользовались при измерениях другим, диффузионным методом. Эта особенность, позже получившая название «эффект Рамзауэра–Таунсенда», противоречит классической теории рассеяния, которая предсказывает монотонное увеличение сечения при уменьшении энергии бомбардирующих электронов. Для интерпретации наблюдаемого эффекта необходимо

электрон имеет размерность (эВ)^{1/2}. Энергия электронов вычисляется по известной скорости путем простого возведения в квадрат ее значения. Если E – энергия в электронвольтах, то скорость электрона в см/с равна

$$v \approx 5,93 \cdot 10^7 \cdot \sqrt{E(\text{эВ})} \text{ см/с. (6.1)}$$

Наиболее удивительной особенностью результатов измерения зависимости $P_c(v)$, полученных разными авторами на разных мишенях является быстрое изменение вероятности столкновений в области малых скоростей (или энергий) для большинства газов. Особый

привлечение квантовой теории. Появившаяся необходимость объяснения эффекта Рамзауэра–Таунсенда дала даже мощный толчок развитию квантовой теории атомных столкновений.

Главным фактором, определяющим вероятность столкновений, является потенциальное поле внешних электронов частиц мишени. Поляризуемость молекул и, следовательно, искажение поля бомбардирующими электронами, также играет важную роль. Поэтому внутри группы газов с подобными химическими свойствами наблюдается большое сходство, а при переходе от одной группы элементов к другой – большие различия. Особенно следует отметить огромную разницу между значениями вероятности столкновений для инертных газов и щелочных металлов. Например, при 2 эВ величина P_c для Cs примерно в 40 раз больше, чем для Xe, хотя они находятся рядом в таблице Менделеева.

Малые значения P_c для инертных газов объясняются компактной структурой их атомов, которые имеют заполненные внешние электронные оболочки, тогда как большие значения P_c для щелочных металлов являются следствием диффузной структуры этих атомов, каждый из которых обладает одним связанным валентным электроном. На рисунке можно заметить интересную общую тенденцию для одноатомных элементов: при энергии электронов $E \approx 100$ эВ P_c обратно пропорциональна ионизационному потенциалу и прямо пропорциональна поляризуемости атомов. При больших энергиях сечение падает как $1/v$. Такой характер изменения свидетельствует о том, что поляризационное притяжение является определяющим фактором в рассеянии при больших энергиях.

Полное решение квантовомеханической задачи получено лишь для водородоподобных атомов [4]. При этом учитываются три вида взаимодействий: с невозмущенным полем атома, поляризационное и обменное.

1. На расстояниях масштаба радиуса атома и меньших основную роль играет взаимодействие первого типа – взаимодействие с невозмущенным полем атома. Оно описывается потенциалом кулоновского поля ядра атома, экранированного электронными оболочками. Для водородоподобных атомов в основном состоянии закон изменения потенциальной энергии описывается следующим выражением:

$$U_1 = e\varphi_1 = e^2 \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r_a} \right) \exp\left(-2\frac{r}{r_a}\right), \quad (6.2)$$

где $r_a = \frac{\hbar^2}{m_e e^2}$ – боровский радиус атома [4] (рис. 6.3, кривая 1). Решение

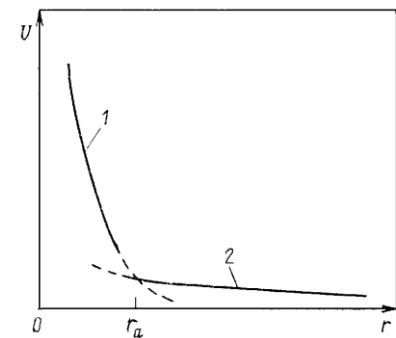


Рис. 6.3. Зависимость потенциальной энергии водородоподобных атомов от r при взаимодействии с невозмущенным атомом (кривая 1) и при поляризационном взаимодействии (кривая 2)

задачи о рассеянии электрона в таком поле дает дифференциальное сечение, монотонно убывающее с ростом угла рассеяния. Резкое уменьшение потенциала взаимодействия при $r > r_a$ приводит к тому, что сечение остается постоянным в области малых углов рассеяния, соответствующих столкновениям при больших прицельных параметрах.

2. Поляризационное взаимодействие связано с появлением у атома дипольного момента под влиянием кулоновского поля бомбардирующего электрона (причина состоит в том, что электрон притягивает ядро и отталкивает связанные электроны атома).

Величина дипольного момента d пропорциональна электрическому полю, создаваемому электроном вблизи атома $d = a_d \frac{e}{r^2}$, коэффициент

пропорциональности $a_d = \chi r_a^3$ представляет собой степень поляризуемости атома, χ – численный коэффициент (для атома водорода при малых скоростях электрона $\chi \approx 4,5$). Соответственно потенциальная энергия взаимодействия индуцированного дипольного момента с электроном при $r > r_a$ равна

$$U_2 = e\varphi_2 = 2a_d \frac{e^2}{r^4} = 2\chi r_a^3 \frac{e^2}{r^4}. \quad (6.3)$$

Этот потенциал на больших расстояниях убывает существенно медленнее потенциала невозмущенного атома (6.2)

$U_1 = e\varphi_1 = e^2 \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r_a} \right) \exp\left(-2\frac{r}{r_a}\right)$ (рис. 6.3, кривая 2). Поэтому дальние

столкновения, соответствующие рассеянию на малые углы, определяются поляризационным взаимодействием. Оно приводит к резкому росту сечения при малых углах рассеяния.

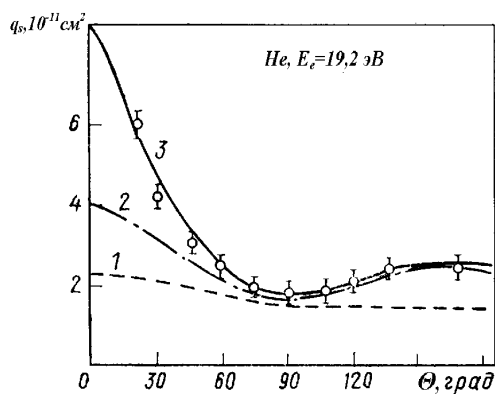


Рис. 6.4. Зависимость сечения упругих столкновений от угла рассеяния для гелия

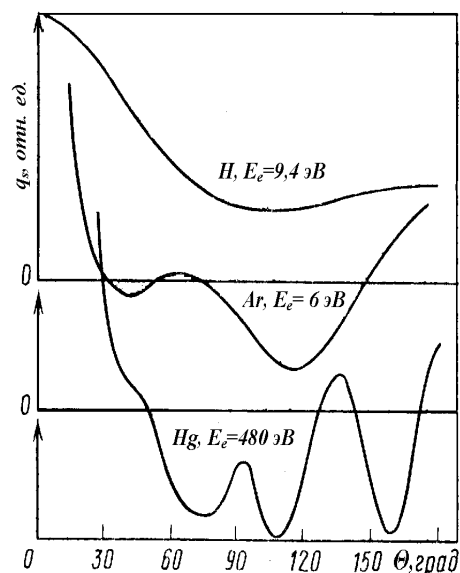


Рис. 6.5. Зависимость сечения упругого рассеяния от угла для атомов с различным атомным весом

3. При малых скоростях бомбардирующих электронов, когда время его пребывания вблизи атома велико по сравнению с периодом обращения связанного электрона, оказывается существенным эффект обменного взаимодействия между электронами. Оно связано с возможностью обмена свободного и связанного электронов или, с формальной точки зрения, с суперпозицией их волновых функций. Поскольку вероятность вылета связанного электрона слабо зависит от направления, учет обменного взаимодействия приводит к возрастанию сечения при больших углах рассеяния (рис. 6.4). Учет этих эффектов приводит к хорошему соответствию теории упругого рассеяния электронов на атомах водорода и гелия с данными экспериментов. На рис. 6.4 кривая 1 соответствует рассеянию в поле экранированного ядра, кривая 2 учитывает также и обменное взаимодействие, кривая 3 – обменное и поляризационное взаимодействия. Здесь же нанесены и экспериментальные точки. Видно, что наилучшее соответствие экспериментальных данных наблюдается с кривой, построенной с учетом обменного и поляризационного взаимодействия. Следует отметить, что для более тяжелых атомов детальный анализ связан с большими трудностями, однако общий ход кривых сечения может быть объяснен. При малых энергиях электронов, при которых дебройлевская длина волны $\lambda = \frac{2\pi\hbar}{p}$ сравнима с размерами атома,

угловая зависимость сечения немонотонна, причем число максимумов и минимумов на кривой растет с увеличением атомного номера (см. рис. 6.5). Этот дифракционный эффект связан с выполнением условий, близких к условию резонанса для одной из гармоник

волновой функции, пропорциональным полиномам Лежандра. Волновую функцию можно представить в виде разложения по полиномам Лежандра, ее асимптотический вид при таком разложении соответствует сумме сходящихся и расходящихся сферических волн: $\Psi = \frac{\exp(ikr)}{r} \sum_i a_i P_i(\cos\theta) + \frac{\exp(-ikr)}{r} \sum_i b_i P_i(\cos\theta)$. В отсутствие рассеяния коэффициенты a_i и b_i выбираются так, чтобы их суперпозиция давала плоскую волну типа $\exp(ikz)$. Учет рассеяния приводит к изменению коэффициентов a_i , они могут быть найдены в результате подстановки разложения в уравнение Шредингера. При упругом рассеянии возникает дополнительный сдвиг фаз в каждом коэффициенте, при неупругом рассеянии изменяется также и их амплитуда. Условия резонанса соответствуют определенному соотношению между размерами потенциальной ямы и эффективной длины волны электрона в области взаимодействия, при котором резко возрастает парциальная амплитуда рассеяния.

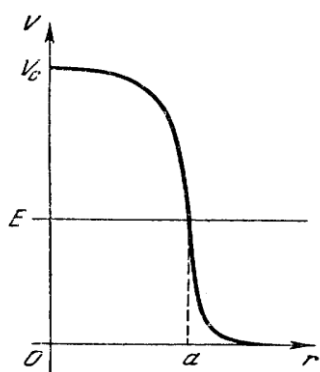


Рис. 6.6. Форма потенциала рассеяния

Резонансные эффекты можно объяснить, если рассмотреть задачу о рассеянии частицы на потенциале с сильно отталкивающей сердцевинкой, показанном на рис. 6.6 [9]. Обозначим через V_0 и a соответственно высоту и ширину потенциального барьера. Предположим, что $V_0 \gg E$ – энергии налетающей частицы. Тогда на границе барьера волновая функция обращается в нуль: $\Psi(a) = 0$. Если предположить, что рассеяние сферически-симметричное и что при $r > a$ частица движется свободно, то ее волновая функция представляет собой сумму падающей плоской волны e^{ikz} и расходящейся сферической волны

$\left(\frac{A}{r}\right) e^{ikr}$, где A – амплитуда рассеяния. Плоская волна e^{ikz} имеет

сферически-симметричную часть, равную $\left(\frac{\sin kr}{kr}\right)$. Это следует из того,

что если разложить e^{ikz} в ряд по полиномам Лежандра вида $e^{ikz} = e^{ikr} \cos\theta = \sum_{l=0}^{\infty} A_l P_l(\cos\theta)$, то $A_0 = \frac{1}{2} \int_0^{\pi} e^{ikr} \cos\theta \sin\theta d\theta = \frac{\sin kr}{kr}$. Тогда

$\int \Psi \frac{d\Omega}{4\pi} \Big|_{r>a} = \frac{\sin kr}{kr} + \frac{A}{r} e^{ikr}$. Используя граничное условие $\Psi(a) = 0$,

находим, что $\sin \frac{ka}{k} + A e^{ika} = 0$ или $A = -\frac{\sin ka}{k} e^{-ika}$.

Если энергия частицы такова, что $ka = n\pi$, где n – целое число, то $A = 0$, т. е. сечение s -рассеяния обращается в нуль. Этот резонансный эффект для потенциала отталкивания ослаблен тем, что при $ka \geq 1$ в рассеянии существенны и волны с $l \neq 0$. Поэтому полное сечение рассеяния не обращается в нуль. Как видно из выражения для амплитуды рассеяния, наибольшее сечение получается при $ka = (2n + 1)\frac{\pi}{2}$, при этом $\sigma = 4\pi\lambda^2$. При малых k ($ka \ll 1$) сечение становится равным $\sigma = 4\pi a^2$.

Резонансные эффекты при рассеянии используются в так называемой просветленной оптике, когда на поверхность линзы наносится слой вещества такой толщины, чтобы разность фаз от слоя и линзы составила целое число π . В результате на поверхности линзы не происходит отражения света и все потери обусловлены лишь поглощением.

Аналогичное явление происходит при рассеянии частиц на потенциальной яме ($V < 0$). Как и в случае $V > 0$, сечение рассеяния принимает различные значения в зависимости от фазы волновой функции у края ямы. При определенных значениях фазы сечение обращается в нуль. Этот эффект наблюдался впервые Рамзауэром при рассеянии электронов на атомах. Классическая теория рассеяния не может объяснить это явление. Есть еще примеры, когда классическая механика противоречит эксперименту – это захват медленных нейтронов ядрами. Сечение этого процесса ($\propto 4\pi\lambda^2$) превышает классическое сечение ($\sigma_{кл} = \pi R^2$, где R – радиус ядра) в десятки тысяч раз.

В заключении сделаем несколько общих замечаний о методах определения сечений упругого рассеяния с помощью пучков. Преимущество этих методов заключается в том, что они позволяют производить непосредственные измерения сечения рассеяния. Однако трудности, связанные с применением пучков заряженных частиц малых и очень малых энергий, возникающих в основном из-за рассеянных полей, контактных потенциалов или взаимного электростатического отталкивания, не позволяют применять эти методы в области энергий, значительно меньших 1 эВ. В исследованиях упругого рассеяния с помощью пучков высокая степень чистоты газов обычно не столь существенна, как при некоторых других измерениях, например, при измерении сечений электронного сродства. Здесь примеси могут иметь сечения, по порядку величины превосходящие соответствующие значения для основного газа мишени. Но диэлектрические поверхностные слои

конденсируемых примесей могут обуславливать нежелательные эффекты накопления электрических зарядов, особенно на щелевых диафрагмах, ограничивающих пучок. Отсюда вытекает необходимость избегать попадания в камеру столкновений паров масел из диффузионных насосов, поэтому в подобных экспериментах следует использовать масляные отражатели (диффлекторы) и охлаждаемые водой, а лучше жидким азотом, ловушки. Желательно также в процессе подготовки установки с целью обезгаживания поверхностей устройства производить прогрев системы. Очень полезны покрытия рабочих поверхностей инертными металлами (например, золотом, но не серебром). Необходима также электростатическая и магнитная экранировка камеры столкновений, уменьшение влияния объемного заряда пучка. Единственным путем преодоления влияния объемного заряда пучка является работа с малыми плотностями токов в пучках и контроль за тем, чтобы измеряемые сечения не зависели от тока в пучке.

7. О других методах измерения сечений упругого рассеяния

Кроме метода одного пучка нашли применение и другие, в числе которых метод диффузии [2]. Развитие этого метода связано с работами Таунсенда и Бейли, Хаксли и др. Принципиальное отличие этого метода – возможность измерения сечений при очень низких энергиях бомбардирующих частиц. Таунсенд проводил свои измерения при давлении примерно 20 мм рт. ст. в полях с напряженностью в несколько В/см. Метод заключается в измерении поперечного размытия диффузионного потока электронов на расстояниях порядка нескольких см в слабых аксиальных электрических полях либо в измерении поперечного отклонения потока электронов в направлении, перпендикулярном к направлению его распространения в однородном магнитном поле. Из этих измерений определяется средняя кинетическая энергия электронов \bar{E} и средняя скорость дрейфа $\bar{v}_{др}$, затем вычисляется средняя длина свободного пробега электронов, энергии которых лежат вблизи измеренного среднего значения энергии. Это среднее значение можно изменять, варьируя значением E/P . Средняя длина свободного пробега определялась в предположении, что в среднем электроны после столкновения имеют среднюю скорость в первоначальном

направлении, равную нулю. Результаты измерений хорошо согласуются с данными, полученными другими методами.

После появления техники сверхвысоких частот получили свое развитие методы измерения сечений рассеяния с использованием СВЧ-техники (Браун с сотрудниками, 1959 г.). Этим методом определяется вероятность столкновений как среднее число столкновений бомбардирующей частицы на пути 1 см при давлении $P = 1$ мм рт. ст. и температуре $T = 0$ °С. Энергии электронов – от тепловых до нескольких эВ. Воспользовавшись этим методом, можно измерить вероятность столкновений для переноса импульса P_m , которая обратно пропорциональна средней длине свободного пробега для переноса импульса при давлении $P = 1$ мм рт. ст. [2]. Под сечением переноса импульса или сечением диффузии (или транспортным сечением, [4]), которое характеризует изменение импульса и энергии при столкновении, понимают величину

$$q_D = \int I_s(\theta)(1 - \cos\theta)d\Omega_{ц.м} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} I_s(\theta)(1 - \cos\theta)\sin\theta d\theta d\varphi. \quad (7.1)$$

Формулу эту можно получить, рассмотрев задачу о движении облака частиц (большое число частиц или рой частиц) с массой m в газе молекул с массой M . Предположим, что энергии частиц обоих сортов достаточно малы, так что внутренние возбуждения при столкновениях маловероятно, происходят только упругие столкновения. Рассмотрим процесс столкновения частиц с массами m и M в с.ц.м. Импульс частицы до столкновения равен μv , где v – относительная скорость сближения частиц. Если угол рассеяния в с.ц.м. θ , то изменение направленного вперед импульса частицы m будет равно $\mu v(1 - \cos\theta)$. Тогда

$$q_D = \int (1 - \cos\theta)I_s(\theta)d\Omega_{ц.м}. \quad (7.2)$$

Это же выражение можно записать иначе, подставив значение элемента телесного угла:

$$q_D = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} I_s(\theta)(1 - \cos\theta)\sin\theta d\theta d\varphi = 2\pi \int_0^{\pi} I_s(\theta)(1 - \cos\theta)\sin\theta d\theta.$$

Физический смысл q_D – мера среднего, направленного вперед импульса, теряемого частицами с массой m при столкновении с частицей с массой M .

Эту же формулу можно получить иначе. Рассмотрим электрон с массой m , падающий со скоростью v на покоящийся атом с массой M . После столкновения электрон движется со скоростью v' под углом

θ_1 относительно первоначального направления движения, а атом M имеет скорость V и движется под углом θ_2 . Закон сохранения энергии

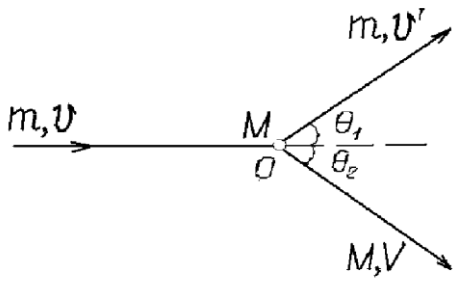


Рис. 7.1. Упругое столкновение двух частиц

дает одно уравнение, а закон сохранения импульса – еще два (содержащие углы θ_1 и θ_2) (см. раздел 3). Исключая из этих уравнений θ_2 и V , предполагая, что m/M – мало и что, следовательно, членом $(m/M)^2$ можно пренебречь, получаем следующее выражение для относительного изменения величины скорости электрона, равному относительному изменению его импульса:

$\frac{\Delta v}{v} = -\frac{m}{M}(1 - \cos \theta_1)$. Так как энергия пропорциональна v^2 и $\Delta(v^2) = 2v\Delta v$, отсюда сразу видно, что доля энергии, теряемая электроном при столкновении, равна $\left(\frac{2m}{M}\right)(1 - \cos \theta_1)$. Во многих процессах существенна как раз передача энергии или импульса от электронов к атомам. При рассмотрении таких процессов и используется сечение переноса импульса, которое равно произведению дифференциального сечения, входящего в интегральное выражение полного сечения, на зависящий от угла множитель $(1 - \cos \theta_1)$:

$$q_D = \int I_s(\theta)(1 - \cos \theta) d\Omega_{\mu, m} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} I_s(\theta_1)(1 - \cos \theta_1) \sin \theta_1 d\theta_1 d\varphi.$$

Сечение диффузии q_D заметно отличается от полного сечения упругого рассеяния q_S только когда рассеяние в достаточной степени анизотропно. В случае, когда рассеяние «назад» преобладает над рассеянием «вперед», $q_D > q_S$. Если же рассеяние направлено в основном «вперед», то $q_D < q_S$, а если дифференциальное сечение не зависит от угла рассеяния, то $q_D = q_S$.

Зная q_D можно определить среднюю длину свободного пути переноса импульса как

$$\lambda_m = \frac{1}{Nq_D}. \quad (7.3)$$

Величину λ_m часто называют средней длиной переноса импульса. Частота столкновений переноса импульса равна

$$\nu_m = \frac{\bar{v}_0}{\lambda_m}. \quad (7.4)$$

Методика измерений на СВЧ связана с особенностями поведения плазмы в переменных электрических полях. Если на свободные

электроны в газе действует переменное поле $E = E_0 e^{i\omega t}$, действие соударений можно учесть с помощью непрерывно действующей силы вязкости, вызывающей затухание. Уравнение движения в этом случае (второй закон Ньютона) можно записать так: $m \frac{dv}{dt} + kv = -eE_0 e^{i\omega t}$.

В предположении только об упругих столкновениях, в среднем при каждом столкновении теряется полное количество движения (импульс электрона) равный $m\nu$. За 1 с импульс изменяется на $\nu_m m\nu$. С другой стороны, это изменение количества движения равно импульсу силы трения за 1 с, т. е. $m\nu\nu_m = k\nu$, откуда $k = m\nu_m$ (ν_m часто называют $\nu_{эфф}$, подробнее об этом в лекции курса «Физика и техника СВЧ»).

В предположении, что коэффициент затухания или вязкости $k \neq f(\nu)$, из этого уравнения получаем: $\nu = \frac{-eE_0 e^{i\omega t}}{i\omega m + k}$. Плотность тока

$j = -ne\nu = \frac{ne^2 E_0}{i\omega m + k} e^{i\omega t}$. Так как проводимость $\sigma = \frac{j}{E}$ в переменном поле –

величина комплексная, т. е. $\sigma = \sigma_a + i\sigma_r$, то можно записать, что

$\sigma_a = \frac{ne^2}{m\omega} \frac{k}{1 + \left(\frac{k}{m\omega}\right)^2}$, а $\sigma_r = -\frac{ne^2}{m\omega} \frac{1}{1 + \left(\frac{k}{m\omega}\right)^2}$. Из этих уравнений видно, что

$$\left| \frac{\sigma_a}{\sigma_r} \right| = \frac{k}{m\omega}.$$

Чтобы определить физический смысл коэффициента затухания k , представим уравнение Ньютона в виде

$$-eE_0 e^{i\omega t} = \frac{d(m\nu)}{dt} + \nu_m m\nu = \frac{d(m\nu)}{dt} + \nu_c m\nu(1 - \cos\theta).$$

Таким образом, полная скорость изменения импульса в направлении электрического поля равна скорости изменения импульса, обусловленного полем, плюс скорость изменения импульса в направлении поля, создаваемая за счет соударений. Здесь введено соотношение между частотой соударений для передачи импульса ν_m и средней частотой упругих столкновений ν_c в виде $\nu_m = \nu_c(1 - \cos\theta)$. Хотя это выражение получено для одного электрона, оно верно и для случая использования пучка электронов, движущихся со скоростью ν при условии, что берется среднее значение угла рассеяния. Поэтому запишем, что

$$\left| \frac{\sigma_a}{\sigma_r} \right| = \frac{V_m}{\omega} \quad (7.5)$$

и, следовательно,

$$P_m = \frac{V_m}{p_0 V}. \quad (7.6)$$

Видно, что вероятность соударений (7.6) можно определить, измеряя отношение σ_a и σ_r (т. е. комплексный ток в СВЧ разряде), давление газа и частоту поля ω . В реальных условиях частота соударений зависит от скорости (энергии) частиц и это приводит к тому, что соотношения между P_m и σ становятся не столь простыми. Для получения более точного решения уравнение движения необходимо записывать с учетом функции распределения и для нахождения P_m должны делаться более реалистичные предположения.

Блок-схема СВЧ измерений вероятности переноса импульса показана на рис. 7.2 [2]. Такая схема и методика измерения отношения проводимостей (7.5) была использована впервые в работе Брауна с сотрудниками. Коротко о том, как работает эта схема. С помощью 10-ти см импульсного магнетрона в цилиндрическом резонаторе на волне типа TM_{010} осуществлялся пробой рабочего газа при контролируемом давлении (несколько мм. рт. ст.). В результате

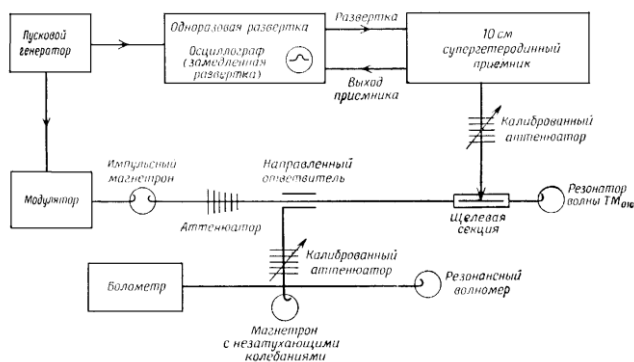


Рис. 7.2. Блок-схема СВЧ измерений вероятности переноса импульса

в резонаторе создавалась плазма, проводимость которой на частоте магнетрона и измерялась. Изменение полного сопротивления резонатора при наличии свободных электронов измерялось с помощью магнетрона с подстройкой частоты, работающего в стационарном режиме, и индикатора стоячей

волны в течение нескольких микросекунд в период, следующий за снятием внешнего возбуждения, т. е. в период распада плазмы после выключения источника ионизации. Индикатор стоячей волны состоял из калиброванного аттенюатора с запердельным волноводом и супергетеродинного приемника, частота гетеродина которого контролируется задержанным сигналом осциллографа со ждущей разверткой. Выходной сигнал приемника наблюдался на экране осциллографа, и с помощью калиброванного аттенюатора, который

поддерживает постоянную амплитуду на выходе приемника, определялся коэффициент стоячей волны. Линия задержки для осциллографа и модулятор для импульсного магнетрона синхронизировались пусковым генератором, работающим на частоте 60 гц. С помощью резонансного волномера и болометра контролировались параметры выходного напряжения магнетрона. Отметим, что результаты, полученные этим методом достаточно, хорошо совпадают с результатами других авторов.

Нашел применение также метод пересекающихся пучков, о котором подробнее мы поговорим позже. Метод пересекающихся пучков используют, когда необходимо измерить сечения столкновений электронов с химически неустойчивыми частицами (с атомом H, например) [1].

Сечение переноса импульса q_D можно вычислить, если известно дифференциальное сечение рассеяния I_s и угол рассеяния θ в с.ц.м., если воспользоваться формулой (7.2) $q_D = \int I_s(\theta)(1 - \cos\theta) d\Omega_{\text{ц.м.}}$. В соответствии с этим сечение переноса импульса для электронов в данном газе можно легко найти по данным измерений дифференциального сечения упругого

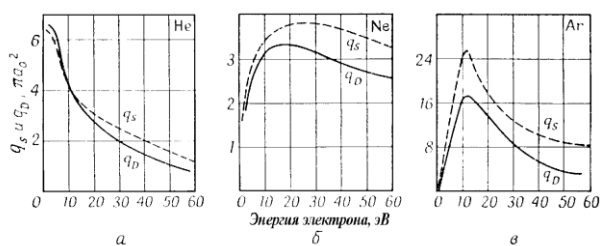


Рис. 7.3. Сравнение сечений переноса импульса q_D с полными сечениями столкновений q_s

рассеяния. Результаты, полученные Месси и Бархопом в гелии, неоне и аргоне представлены на следующем рисунке (см. рис. 7.3). Как следует из формулы (7.2), приведенной выше, q_D должно значительно отличаться от полного дифференциального сечения

столкновений q_s только тогда, когда рассеяние сконцентрировано в прямом или обратном направлениях. При низких энергиях эти два сечения для электронов почти одинаковы. Из графиков также следует, что для Ne $q_D > q_s$ при малых энергиях. Физически это означает, что электроны с большей вероятностью рассеиваются назад, а не вперед. Вычисления сечения переноса импульса q_D проводились не только в классической, но и в квантово-механической постановке задачи. Дело в том, что пучок налетающих частиц можно представить как пучок гипотетических частиц с массой μ , взаимодействующих с неподвижным силовым центром. При соответствующих ограничениях пучок частиц в квантовой механике может быть представлен в виде плоской волны де-Бройля с постоянной амплитудой, которая

описывается волновой функцией типа $\Psi(r, \theta) = Ce^{i(kz - \omega t)}$, где C – амплитуда, а $k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\mu\nu_0}{2\hbar}$ – волновое число, $\omega = 2\pi\nu = \frac{E}{\hbar}$ – угловая частота (волна распространяется вдоль направления $+z$), $E = \frac{\mu\nu_0^2}{2} = h\nu$ – полная энергия. Решение волнового уравнения может быть проведено либо методом парциальных волн, когда $\Psi(r, \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} A_l P_l(\cos\theta) L_l(r)$, где A_l – произвольные константы, $P_l(\cos\theta)$ – полиномы Лежандра, $L_l(r)$ – решения уравнения для частных значений l (l – квантовое число момента количества движения), либо приближенным методом, предложенным впервые Борном в 1926 г. Основное допущение этого метода – влияние потенциала рассеяния мало, так что взаимодействие между частицами можно рассматривать как простое возмущение. Поэтому достаточное, но не необходимое условие связано с требованием, чтобы $V(r) \ll E$ – полной энергии бомбардирующих частиц. Однако борновское приближение при малых энергиях (как раз в интересующем нас диапазоне энергий) не всегда применимо для вычисления сечений упругого рассеяния. В этих случаях необходимо использовать более трудоемкий, но более точный, метод парциальных волн [2]. Впервые такие вычисления были выполнены Хольцмарком при исследовании рассеяния медленных электронов в аргоне, было отмечено согласие с экспериментальными данными. Хольцмарк воспользовался потенциалом специальной формы, потенциалом Хартри с эмпирической поляризационной поправкой и определил фазовые сдвиги путем численного интегрирования дифференциальных уравнений. Поляризационная поправка учитывает возмущение поля атома падающим электроном и вводит добавочное притяжение между электроном и атомом мишени. Эта поправка позволила детально объяснить эффект Рамзауэра–Таунсенда, наличие резонансов в узком интервале энергий.

Одна из первых работ, проведенных с целью измерения углового распределения упругого рассеяния электронов, была выполнена Рамзауэром и Коллатом еще в 1932 г. Так называемый зонный прибор Рамзауэра и Коллата (рис. 7.4 [8]) был применен для измерения рассеяния электронов очень низких энергий на некоторых простых газах. Общая длина устройства, цилиндрически симметричного относительно продольной оси или оси пучка электронов – 20 см, рабочее давление $P \sim 10^{-3}$ мм рт. ст. Электроны попадали в объем в центре сферы, ограниченной

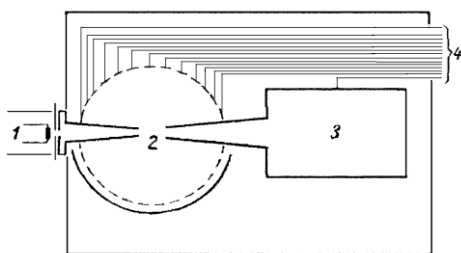


Рис. 7.4. Схема установки Коллата

изогнутыми металлическими пластинами. Угловое распределение рассеянных частиц определялось путем измерения токов электронов на каждой из 11 пластинок-коллекторов. При энергиях выше тех, которые исследовались в работе Рамзауэра и Коллата, становится значительным неупругое рассеяние, но вклад упругого рассеяния в полное сечение можно выделить, если воспользоваться, например, методом задерживающего потенциала, чтобы исключить неупруго рассеянные электроны. Результаты измерений на Cd, Zn и Hg представлены на рис. 7.5 (0 град соответствует рассеянию вперед, 180 – назад, горизонтальными линиями у оси ординат показаны нулевые

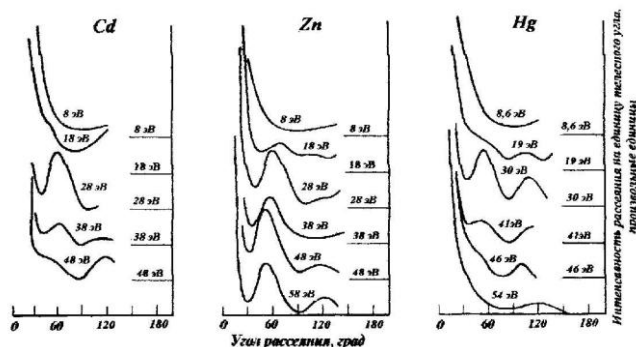


Рис. 7.5. Сводка данных по угловому распределению упруго рассеянных электронов, составленная Мессии и Бархопом

уровни отсчета для кривых, соответствующих электронам с различной, указанной на графике, энергией). Имеются результаты и для других мишеней, взяты они из работ разных авторов. Нужно отметить хорошее их согласие. Наиболее удивительной особенностью кривых является наличие максимумов и минимумов,

которые возникают при дифракции электронных волн на атомах мишени. Сложность кривых возрастает с ростом атомного номера мишени. Графики построены в координатах «интенсивность рассеяния на единицу телесного угла» (в произвольных единицах) – «угол рассеяния» (в градусах, $0 \div 180$ град.).

Экспериментальная установка Рамзауэра и Коллата не позволяет проводить измерения при больших углах рассеяния. Гагге предложил

конструкцию, позволяющую компенсировать этот недостаток и проводить измерения вплоть до углов рассеяния, близких к 180 град. включительно [2]. Движение электронов из источника до

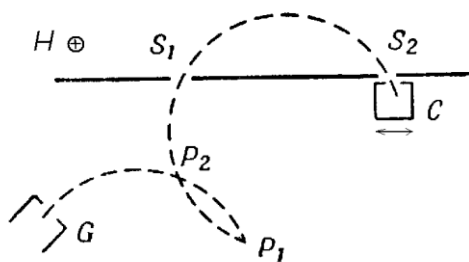


Рис. 7.6. Схема установки Гагге

столкновений по круговой траектории в поперечном магнитном поле приводит к тому, что после столкновения в точке P_1 электроны будут двигаться также по круговой траектории через диафрагмы S_1 и S_2 и попадут на коллектор. При разных углах рассеяния электроны будут двигаться по различным траекториям. Поэтому при неизменном положении диафрагмы S_1 при

различных углах рассеяния положение диафрагмы S_2 и коллектора C должно изменяться. Для этого диафрагма S_2 и коллектор C сделаны подвижными. Очевидно, что электроны будут попадать на C после рассеяния в точках P_1 и P_2 (углы одинаковые). Этот факт следует принимать во внимание при вычислении изменения рассеивающего объема в зависимости от угла. Полученные Гагге результаты хорошо согласуются с данными других авторов.

8. Упругое рассеяние тяжелых частиц

Рассмотрим вопрос об упругом рассеянии тяжелых частиц – атомов, молекул, ионов [2]. Интерес к подобным процессам в плазме обусловлен тем, что по характеру рассеяния тяжелых частиц можно судить о потенциале взаимодействия между сталкивающимися частицами, что представляет собой не только теоретический интерес. Знать величину сечений упругого рассеяния необходимо при исследованиях с использованием пучков тяжелых частиц (ионные, нейтральные – дополнительный нагрев плазмы в УТС). Упругие столкновения ионов с атомами определяют кинетику их движения в плазме, так как $\delta \sim 1$ [4]. Силы взаимодействия ионов с атомами можно разделить на два вида. При малых прицельных расстояниях происходит перекрывание электронных оболочек (атомных орбиталей), что приводит к сильному взаимодействию и рассеянию на большие углы (прицельный параметр и углы рассеяния связаны между собой – чем больше прицельный параметр, тем меньше угол рассеяния). Силы, связанные с эффектом перекрывания, убывают практически до нуля на расстояниях, сравнимых с размерами атома. Поэтому сечение рассеяния, связанное с таким взаимодействием,

должно быть порядка πr_a^2 , где $r_a = \hbar^2 / m_e e^2$ – боровский радиус атома. На расстояниях, превышающих радиус атома, взаимодействие обусловлено поляризацией, именно она определяет рассеяние на малые углы.

Механизм поляризации атома ионом принципиально не отличается от механизма поляризации при электрон-атомных столкновениях. Пролетающий на малых расстояниях ион индуцирует дипольный момент атома $d = a_d \frac{ze}{r^2}$. Величина дипольного момента пропорциональна электрическому полю, создаваемому ионом вблизи атома. Коэффициент пропорциональности $a_d = \chi r_a^3$ представляет собой так называемую поляризуемость атома, а χ – численный коэффициент (для атома водорода он равен примерно 4,5, см. раздел 6). Соответствующая потенциальная энергия взаимодействия индуцированного дипольного момента с ионом при $r > r_a$ также равна $U_2 = e\varphi_2 = 2a_d e^2 / r^4 = 2\chi r_a^3 e^2 / r^4$. Потенциал взаимодействия дипольного момента поляризованного атома с ионом равен также $U = 2a_d e^2 / r^4$. Анализ рассеяния ионов под действием этого потенциала можно провести в рамках классической модели (см. § 2.2 [4]).

Процессы упругих столкновений тяжелых частиц исследовались различными методами многими авторами как теоретически, так и экспериментально [2]. К таким методам можно отнести метод анализа данных о процессах переноса и уравнениях состояния, метод исследования пучков частиц с тепловыми скоростями, метод измерения рассеяния пучков быстрых частиц.

Эксперименты по рассеянию пучков тяжелых частиц с тепловыми скоростями («тепловые пучки») позволяют получить информацию о межмолекулярных силах, действующих на больших расстояниях. Однако из-за трудностей получения пучков малых энергий, такой метод применим к исследованию только нейтральных частиц. В таких экспериментах используются не ионные, а термические источники пучков, в которых частицы имеют максвелловское распределение по энергии. А в подобных экспериментах по измерению сечений рассеяния, как известно, необходимо применять моноэнергетические потоки бомбардирующих частиц. Поэтому в ряде работ используются так называемые селекторы скоростей, позволяющие получать практически моноэнергетические пучки частиц. (С помощью селектора скорости можно «вырезать» поток, движущийся со скоростью в интервале от v до $v + dv$.)

Для получения информации о взаимодействии тяжелых частиц на малых расстояниях используются пучки быстрых частиц, получить которые оказывается существенно проще. Кроме того, при больших энергиях меньше проблем с пространственным зарядом, можно получать четко ограниченные в пространстве пучки как ионов, так и нейтральных частиц (при энергиях, больших нескольких эВ). Такие пучки получают с помощью ионных источников, их фокусируют и ускоряют до нужной энергии. Если необходим пучок нейтральных частиц, используется процесс перезарядки ($A^+ + B \rightarrow A + B^+$).

Измерение рассеяния тяжелых частиц характеризуется рядом особенностей. Первое из них относится к точности измерений углов рассеяния при разных энергиях. У Месси и Бархопа в [10] отмечается, что устройства, с помощью которых проводятся измерения сечений упругого рассеяния тяжелых частиц, должны обладать достаточно высоким угловым разрешением. Для сравнения, чтобы измерить сечение упругого рассеяния электронов с точностью 1%, необходимо, чтобы прибор обладал чувствительностью к столь малым отклонениям, как 11° для электронов с энергией $E=1$ эВ, $6,5^\circ$ для электронов с $E=10$ эВ, $2,3^\circ$ для электронов с $E=100$ эВ, $0,85^\circ$ для электронов с $E=1000$ эВ и $0,2^\circ$ для электронов с $E=104$ эВ. Эти данные справедливы практически для любых частиц мишени. Если же речь идет об аналогичных измерениях но для тяжелых частиц, то требования к точности измерений выглядят гораздо строже. Пусть θ_0 – минимальный угол отклонения, который необходимо регистрировать для того, чтобы ошибка измерений полного сечения не превышала 10%. В том случае, когда исследуется рассеяние атомов He на He, θ_0 равен $3,6^\circ$ при $E = 0,0255$ эВ (что соответствует температуре частиц $T = 295,80$ °К), $2,0^\circ$ при $E = 0,0862$ эВ ($T = 1000$ °К) и $0,59^\circ$ при $E = 1$ эВ. Для атомов аргона (Ar на Ar) соответствующие углы равны $0,7$, $0,3$ и $0,11^\circ$ (углы и энергии измеряются в л.с.). Разрешающая способность, требующаяся для измерения полного сечения, растет, грубо говоря, пропорционально относительной скорости взаимодействующих частиц, и в случае столкновений протонов с энергией 100 эВ с атомами He для обеспечения точности измерений, равной приблизительно 10 %, нужно, чтобы аппаратура позволяла регистрировать углы отклонений, не превышающие 7 (7 минут!).

Второй особенностью рассеяния тяжелых частиц является наличие четко выраженного максимума в прямом направлении. Факт этот был установлен экспериментально и подтвержден расчетами Месси и Смита еще в 1933 г. Они вычислили дифференциальное сечение

упругого рассеяния для протонов с $E = 110$ эВ в He и с $E = 72$ эВ в Ar. Полученные ими результаты приведены в таблице. Вычисления приводились в предположении наличия поля Хартри или кулоновского поля незранированных ядер ($V(r) = Zze^2/r$) с целью определения экранирующего эффекта орбитальных электронов. Эффектами поляризации и электронного обмена при вычислениях пренебрегали. Месси и Смит показали, что для всех углов, кроме близких к нулю ($\theta \approx 10$) на законных основаниях можно пользоваться классической теорией. К прямому же направлению применялся метод фазового сдвига.

Таблица 8.1

Дифференциальные сечения упругого рассеяния на единицу телесного угла, вычисленные для протонов

Угол рассеяния, град. (в с.ц.м.)	$I_s(\theta), \pi\alpha_0^2$ Ar (протоны с $E = 72$ эВ)		$I_s(\theta), \pi\alpha_0^2$ He (протоны с $E = 110$ эВ)	
	Потенциал Хартри	Потенциал Кулона	Потенциал Хартри	Потенциал Кулона
0	$16 \cdot 10^4$	∞	$9 \cdot 10^3$	∞
12	22,0	$1,58 \cdot 10^4$	7,859	124,0
28	7,2	770	2,0	6,1
34	2,76	365	0,72	2,85
57	0,93	51	0,21	0,4
80	0,48	15	0,08	0,12
114	0,14	5,3	0,04	0,04
137	0,08	3,5	—	0,03
167	0,05	2,6	—	0,02

Максимум в прямом направлении, как видно, действительно очень резкий. При увеличении энергии такая направленность рассеяния становится еще более выраженной, Месси и Смит установили, что для протонов с $E = 1000$ эВ в Ar интенсивность на единицу телесного угла при 0° по крайней мере в 10^5 раз больше, чем при 10° . Они же вычислили полные сечения упругого рассеяния для протонов в He и Ar при нескольких различных значениях энергии (90 и 800 эВ для He, 73 и 650 эВ для Ar). Их результаты не сильно отличаются от результатов, полученных на основе кинетической теории.

На основании изложенного можно сделать вывод о том, что для тяжелых частиц пытаться точно измерить полное сечение упругого рассеяния оказывается бесполезно из-за невозможности обеспечить

столь высокую необходимую разрешающую способность аппаратуры. Требуемая разрешающая способность возрастает пропорционально скорости бомбардирующей частицы. Как выход предлагается попытаться тщательнее определить угловое распределение рассеяния или измерить рассеяние на углы, превосходящие некоторое минимальное значение, которое возможно определить достаточно точно.

При низких энергиях складывается более благоприятная ситуация. Месси и Бархоп вычислили минимальный угол отклонения θ_0 , который следует учитывать, чтобы измеряемое сечение отличалось от истинного не более, чем на 10% (авторы воспользовались угловым распределением для упругих шаров). Если D – сумма газокинетических радиусов бомбардирующей частицы и частицы мишени в Å, m – молекулярный вес бомбардирующих частиц, T – их эффективная температура в градусах Кельвина, то $\theta_0 \approx 277 / D(mT)^{1/2}$ град. (в л.с.). Предполагалось, что частицы мишени покоятся в лабораторной системе координат. Если разрешение прибора позволяет наблюдать столкновения с отклонением на θ_0 , то дальнейшее повышение разрешающей способности приведет лишь к небольшому увеличению измеряемого сечения.

В качестве примера устройства для изучения упругих столкновений тяжелых частиц, движущихся с тепловыми скоростями, рассмотрим метод и схему установки, которые использовались Бернштейном с сотрудниками в Мичиганском университете (1959 – 1960 гг.) Они провели измерение полного сечения столкновений для атомных пучков K и Cs⁵² и молекулярного пучка CsCl⁵³ со многими частицами мишени с различной химической активностью и составом.

Установка состоит из двух частей – камеры источника бомбардирующих частиц и измерительной части с детектором частиц

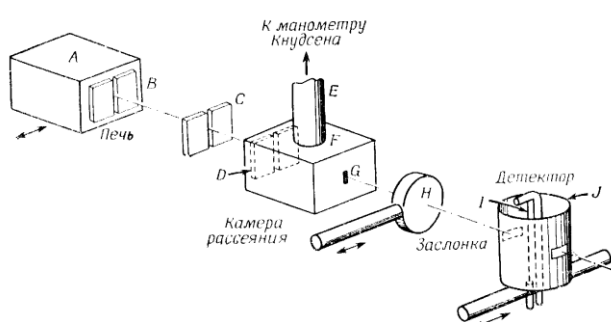


Рис. 8.1. Схема установки Бернштейна

(детекторной камеры). Они разделены между собой перегородкой C с диафрагмой. Давление в камере источника $P_1 = 5 \cdot 10^{-7}$ мм рт. ст., в детекторной – $P_2 = 1 \cdot 10^{-7}$ мм рт. ст. Система откачки снабжена отражателями и ловушкой на жидком азоте. Диаметр вакуумной камеры $d = 20$

см, а длина – $L = 60$ см. Источником бомбардирующих частиц является печь A, выполненная из монеля, с щелевой диафрагмой B для получения пучка нейтральных частиц (монель – сплав, назван так по

имени американского промышленника А. Monel, Ni с Cu (27 – 28 %), Fe (2 – 3 %) и Mn (1,2 – 1,8 %). Обладает высокой коррозионной стойкостью, прочностью, хорошей пластичностью. Применяется в химической промышленности, судостроении, медицине, нефтяной и других отраслях промышленности). Столкновения частиц происходят в камере рассеяния F , измерения интенсивности нерассеянной компоненты пучка проводились с помощью детектора с поверхностной ионизацией Ленгмюра-Тейлора.

Для получения пучков K и Cs печь нагревалась до температуры $T \approx 5000$ °K (для разных веществ температура подбиралась отдельно). На выходе из печи была установлена щелевая диафрагма B шириной 0,0025 см (25 микрон). Такая же щель D была на входе в камеру столкновений, она позволяла получать коллимированный пучок. Эффективная длина пути, на котором происходили столкновения частиц внутри камеры – 4,44 см. Рабочее давление в камере столкновений P изменялось от $1 \cdot 10^{-6}$ до $2 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст. и контролировалось с помощью манометра.

Детектор с поверхностной ионизацией был разработан Тейлором в 1930 г. В нем тонкая вольфрамовая проволока окружена металлическим цилиндром, находящимся под отрицательным потенциалом относительно проволочки. В стенке цилиндра расположены небольшие отверстия для детектируемого пучка. Проволочка натянута эксцентрично на вращающемся вакуумном соединении, что позволяло перемещать ее по сечению падающего пучка. Цилиндр, находящийся под отрицательным потенциалом, играл роль коллектора положительных ионов, образующихся в результате ионизации частиц под действием эмитируемых проволочкой электронов. Так как диаметр проволочки мал по сравнению с шириной пучка, это позволяло измерять его профиль. В опытах Бернштейна использовалась вольфрамовая нить I длиной 5 см и диаметром $d = 0,0025$ см (25 микрон). Нить эта нагревалась до температуры $T = 15000$ °K постоянным током $I = 75$ mA и находилась под положительным по отношению к коллектору ионов J потенциалом $U = 90$ В. Измеряемые ионные токи имели масштаб порядка 10^{-10} Å, что соответствовало интенсивности пучка $6 \cdot 10^8$ атом/с, это вынуждало авторов использовать предусилители и усилители постоянного тока с обратной связью. Расстояние между щелями B и D – 11,12 см, от D до I – 19,68 см. Расчетная полуширина нерассеянного пучка в детекторе 0,007 см (70 микрон), а наблюдаемое ее значение приблизительно в два раза больше. Угол, вырезаемый в средней точке

пути столкновений, был примерно $30'$, а общее вычисленное разрешение прибора составляло $2'$.

Для каждой комбинации бомбардирующей частицы и частицы мишени интенсивность пучка измерялась при $10 \div 20$ значениях давления рассеивающего газа, соответствующих ослаблению пучка от 5 до 95 %. Начальная интенсивность пучка I_0 записывалась до и после каждой серии измерений при откачке камеры столкновений. График зависимости логарифма отношения ослабления I/I_0 от давления был обычно линейным при $I/I_0 > 0,1$. Из наклона получаемых при этом прямых можно вычислить полное сечение q_s по формуле, полученной Розиным–Раби, $q_s = 2\sqrt{\pi}J(z)\ln\left(\frac{I}{I_0}\right)nd$, где n – число частиц в единице объема рассеивающего газа, d – длина пути, на котором происходят столкновения (длина газовой мишени), $J(z)$ – интеграл, величина которого зависит от массы бомбардирующих частиц и частиц мишени, а также от температуры пучка и рассеивающего газа.

В опытах с CsCl использовалась эта же установка, только температура рассеивающего газа менялась от 200 до 735 °К и были изменены некоторые размеры устройства.

В экспериментах Хостетлера и Бернштейна использовался селектор скорости в виде 6 дисков из сплава на основе алюминия с прорезями, селектор имел длину $l = 10$ см, диаметр $d = 16$ см, разрешение по скорости $\frac{\Delta v}{v} = 0,047$, Δv – соответствовала половинной интенсивности [2], скорость вращения дисков – 17 000 об/мин). Эффективное время прохождения падающего пучка через прорези диска равно 0,35 с. При максимальной скорости 17000 об/мин «пропускаемая» скорость частиц равна $1,05 \cdot 10^5$ см/с.

При упругом рассеянии тяжелых частиц, в частности, рассеянии молекулярного пучка, наблюдается одна особенность, на которую впервые указали в 1957 г. Мэзон, а позже – Ford и Wheeler (1959 г.), Morse F.A., Bernstein R.B., Hostettler H.U. (в работе использовался селектор скоростей!) и Schlier (1963 г.). Они показали, что эта особенность связана с разрывом непрерывности углового распределения при критическом угле отклонения, который позже и был назван «углом радужного рассеяния», а сам эффект – «радужным рассеянием». Он возникает в задаче о рассеянии в элементе телесного угла $d\Omega$ (на углы от Ω до $\Omega + d\Omega$). Вычислялось дифференциальное сечение упругого рассеяния $I_s(\theta)d\Omega_{ц.м.}$. Необходимое и достаточное условие для рассеяния частиц с начальной

относительной скоростью v_0 в элементе телесного угла $d\Omega_{\text{цм}} = 2\pi \sin \theta d\theta$ состоит в том, чтобы частицы попали в кольцо, площадью сечения $2\pi b db$, образуемое кругами с радиусами b и $b+db$, где b связано с θ соотношением $\theta(v_0, b) = \pi - 2b \int_{r_a}^{\infty} \frac{dr/r^2}{\sqrt{1 - \frac{2V(r)}{\mu v_0^2} - \frac{b^2}{r^2}}}$ [2].

Рядом авторов были получены решения этого уравнения для интегрируемых потенциалов степенного вида. Если потенциал имеет вид $V(r) \sim \pm r^{-n}$ (со знаком «+» – потенциал отталкивания, «-» – притяжения), то при $n = +2, +1$ и -2 можно получить его решение, выраженное через круговые функции. Целочисленные показатели $n = -6, -4, -1, +3, +4, +6$ и дробные показатели $n = +1/2, +3/2, -2/3, +4/3$ приводят к решениям, выраженным через эллиптические функции.

Следовательно, необходимое и достаточное условие для рассеяния частиц можно сформулировать следующим образом:

$|2\pi b db| = |I_s(\theta) 2\pi \sin \theta d\theta|$ или $I_s(\theta) d\Omega_{\text{цм}} = \left| \frac{b}{\sin \theta} \frac{db}{d\theta} \right| d\Omega_{\text{цм}}$. Дифференциальное сечение в лабораторной системе $I_s(\theta) d\Omega_{\text{лс}}$ определяется через $I_s(\theta) d\Omega_{\text{цм}}$ с помощью следующей формулы:

$$I_s(\theta, \varphi) d\Omega_{\text{лс}} = \frac{\left[\left(\frac{m}{M} \right)^2 + 2 \left(\frac{m}{M} \right) \cos \theta + 1 \right]^{3/2}}{1 + \left(\frac{m}{M} \right) \cos \theta} I_s(\theta, \varphi) d\Omega_{\text{цм}}, \quad \text{а полное сечение}$$

рассеяния получается интегрированием дифференциального сечения по полному телесному углу: $q_s = \int I_s(\theta) d\Omega_{\text{цм}} = \int I_s(\theta_1) d\Omega_{\text{лс}}$. Интегралы эти расходятся, если потенциал рассеяния характеризуется бесконечной протяженностью, такой, например, как $V(r) \sim \pm r^{-n}$, из-за наличия полюса в дифференциальном сечении в направлении «вперед» ($\theta = 0$). При потенциалах такого типа взаимодействующие частицы несколько отклоняются при любом сколь угодно большом прицельном параметре. Таким образом, площадь эффективного сечения частиц оказывается бесконечной. Этот парадокс разрешается только на основе квантово-механических представлений [2]. Из выражения

$|I_s(\theta) d\Omega_{\text{цм}}| = \left| \frac{b}{\sin \theta} \frac{db}{d\theta} \right| d\Omega_{\text{цм}}$ можно сделать заключение о том, что $I_s(\theta)$

будет стремиться, во-первых, к ∞ при $\theta = n\pi$ ($n=0, 1, 2, \dots$) при $b \neq 0$, так

как в знаменателе стоит $\sin \theta$, во-вторых, оно обращается в ∞ и при $d\theta/db = 0$. Оба случая возможны только при потенциалах, которые на больших расстояниях являются потенциалами притяжения, а на малых – потенциалами отталкивания. Оба явления классического рассеяния имеют оптические аналоги, которые становятся понятными в квантовой теории рассеяния, учитывающей волновую природу частиц. Первый эффект называется «нимбом», второй – «радугой». Для молекул и ионов эффект «нимба» в направлении «вперед» и «назад» теряется в нерассеянном пучке, тогда как «радугу» при некоторых определенных условиях можно наблюдать.

«Угол радужного рассеяния» соответствует траектории, при которой притяжение между взаимодействующими частицами максимально, и его величина дает непосредственно глубину минимальной потенциальной энергии [2]. Пользуясь селектором скорости Морзе, Бернштейн и Хостетлер в 1962 г. наблюдали радужное рассеяние K и Cs в парах Hg. Без селектора скорости эффект не наблюдался. Кроме этих авторов радужное рассеяние наблюдал Бек

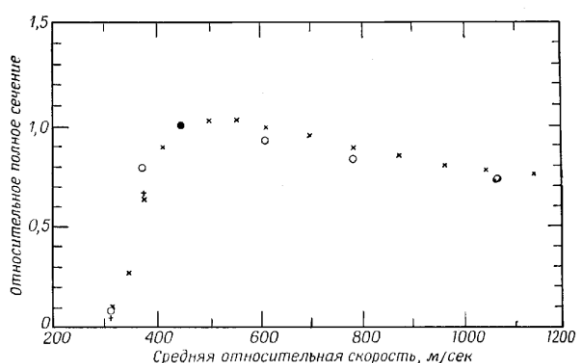


Рис. 8.2. Зависимость полного сечения рассеяния атомов лития на атомах ртути от скорости

при исследовании столкновений атомов K с молекулами KrBr и HBr (бромистые соединения Kr и H). Без селектора скорости радужное рассеяние и у этих авторов не наблюдалось.

Еще в 30-х годах прошлого столетия Месси и Бархон, пользуясь методом парциальных волн, показали, что квантовомеханические интерференционные эффекты долж-

ны проявляться в том случае, когда волны де-Бройля для относительного движения имеют тот же порядок величины, что и радиус молекулярного взаимодействия [2]. Однако такие квантовые эффекты впервые удалось наблюдать лишь в 1960 г. Эти измерения были выполнены Хостетлером и Бернштейном при исследовании рассеяния моноэнергетического пучка атомов лития на пучке атомов ртути. Атомы лития были выбраны в качестве бомбардирующих частиц вследствие их малой массы и большой длины волны. На рис. 8.2 приведены их данные, показывающие изменение полного сечения в зависимости от средней относительной скорости. Резкое падение сечения при уменьшении скорости примерно до 450 м/с очень

необычно и не согласуется с формулой Месси–Мора $q_s = B \left(\frac{C}{v_0} \right)^{\frac{2}{n-1}}$, где

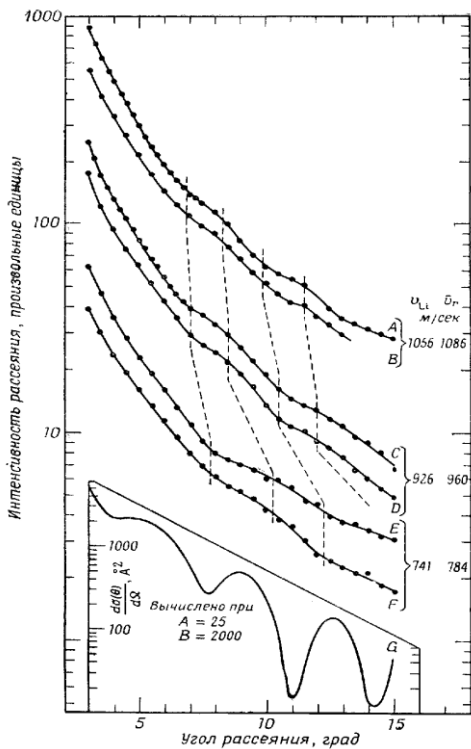


Рис. 8.3. Угловая зависимость интенсивности рассеяния лития на ртути

B – постоянная, величина которой определяется значением n , C – положительная константа, n – положительное целое число, v_0 – относительная скорость сближения частиц при больших расстояниях. Формула эта справедлива в случае потенциалов, убывающих быстрее, чем расстояние между частицами в степени, равной – 3. Кроме того, на экспериментальных кривых, выражающих зависимость интенсивности от угла в лабораторной системе координат, наблюдались волнообразные неровности (см. рис. 8.3). Можно думать, что эти неровности – интерференционные эффекты, возникающие как следствие волновой природы взаимодействующих пучков. Подобные эффекты не

наблюдались при рассеянии калия К на ртути, но были зарегистрированы в опытах по рассеянию атомов лития с выделенной скоростью на ксеноне, проведенных Роте и др.

9. Неупругие столкновения

В этом разделе речь пойдет о неупругих процессах, когда выполняется закон сохранения импульса, а полная кинетическая энергия системы уменьшается или увеличивается ($\Delta E \neq 0$). Анализ таких процессов, очевидно, более сложный, так как не выполняется закон сохранения полной кинетической энергии [2].

Из предыдущего рассмотрения следует очень важный результат – максимальная величина кинетической энергии системы, которая при столкновении может перейти во внутреннюю энергию возбуждения или ионизации, равна кинетической энергии центра масс равной

$E_{цм} = \frac{\mu v_0^2}{2}$, что следует из законов сохранения энергии и импульса для

упругих соударений. Этот факт является следствием постоянства полного импульса системы на протяжении всего события.

Решение задачи о соотношениях между углами рассеяния частиц в л.с. и с.ц.м. при неупругих столкновениях с постановкой, аналогичной той, которая рассматривалась применительно к упругим столкновениям, приводит к следующим соотношениям между углами:

$$\operatorname{tg} \theta_1 = \frac{\sin \theta}{\gamma + \cos \theta}, \quad \text{где} \quad \gamma = \frac{m_1}{m_2} \left(\frac{E_{цм}}{E_{цм} - \Delta E} \right), \quad \text{а} \quad E_{цм} - \text{ полная кинетическая}$$

энергия в с.ц.м. Напомним, что при упругих столкновениях

$$\text{выражение для } \operatorname{tg} \theta_1 \text{ имело аналогичный вид, } \operatorname{tg} \theta_1 = \frac{\sin \theta}{\gamma + \cos \theta}, \text{ но}$$

$$\gamma = \frac{m_1}{m_2} = \frac{v_{цм}}{v_0 - v_{цм}}. \quad \text{Угол рассеяния частицы мишени, как и прежде,}$$

связан с углом рассеяния частиц в с.ц.м. формулой $\theta_2 = \frac{1}{2}(\pi - \theta)$. Так

же, как и для упругих столкновениях, эти соотношения получены путем анализа векторных диаграмм до и после столкновения в л.с. и с.ц.м.

Для неупругих столкновений можно получить еще несколько полезных соотношений между углами рассеяния и энергиями. Они могут быть получены из законов сохранения полной кинетической энергии и полного импульса системы:

$$\cos \theta_1 = \frac{E_{m_1lc} + E'_{m_1lc} - \left(\frac{m_2}{m_1} \right) E'_{m_2lc}}{2\sqrt{E_{m_1lc} \cdot E'_{m_1lc}}}, \quad (9.1)$$

$$\cos \theta_2 = \frac{\Delta E + \left[1 + \left(\frac{m_2}{m_1} \right) \right] E_{m_2lc}}{2\sqrt{\left(\frac{m_2}{m_1} \right) E_{m_1lc} \cdot E_{m_2lc}}}, \quad (9.2)$$

где $E_{m_2lc} = E_{m_1lc} - E'_{m_1lc} - \Delta E$.

Применяя закон синуса и косинуса к векторной диаграмме, подобной изображенной на рис. 3.3, можно показать, что скорости частиц после столкновения будут равны

$$E'_{m_1lc} \frac{\sin^2 \theta_1}{\sin^2 \theta} = E'_{m_1lc} + \left(\frac{m_1}{m_1 + m_2} \right)^2 E'_{m_1lc} - \frac{2m_1}{m_1 + m_2} \sqrt{E_{m_1lc} \cdot E'_{m_1lc}} \cos \theta_1, \quad (9.3)$$

$$E'_{m_2lc} \frac{\sin^2 \theta_2}{\sin^2 \theta} = E'_{m_2lc} + \frac{m_1 \cdot m_2 \cdot E_{m_1lc}}{(m_1 + m_2)^2} - \frac{2\sqrt{m_1 \cdot m_2}}{m_1 + m_2} \sqrt{E_{m_1lc} \cdot E'_{m_1lc}} \cos \theta_2. \quad (9.4)$$

Более сложный вид имеют формулы для столкновений частиц, движущихся с релятивистскими скоростями.

Для того, чтобы можно было рассматривать различные типы взаимодействий с количественной точки зрения необходимо ввести понятие об эффективном сечении рассеяния. Далее под эффективным сечением рассеяния будем понимать меру вероятности того, что при данных условиях будет иметь место данный тип реакции. Величина эффективности сечения зависит от природы взаимодействующих частиц, от энергии сталкивающихся частиц и от прицельного параметра.

Появление в газовом разряде заряженных частиц связано с неупругим процессом – процессом ионизации, в результате которого происходит отрыв одного или нескольких электронов от атома или молекулы. В принципе механизмы ионизации могут быть различными. Известно [3], что ионизация частиц в газах может происходить при воздействии электронов (ионизация электронным ударом), потоков ионов, фотонов, тепловой энергии (тепловая ионизация), на поверхностях твердых тел, в электрических полях. Наиболее распространенным механизмом ионизации в газовом разряде в электрическом поле является ионизация электронным ударом, за этим стоит процесс, уравнение которого имеет вид $A + e \rightarrow A^+ + 2e$. Знание сечений неупругих процессов (в том числе и возбуждения атомов и молекул электронным ударом $A + e \rightarrow A^* + e$) необходимо в исследованиях по физике плазмы (лабораторной, низкотемпературной и высокотемпературной, термоядерной), в плазменной электронике, в астрофизике, при исследовании явлений, происходящих в верхних слоях атмосферы, в физике и технике ионных источников, в масс-спектрометрии и т. д. Процессы ионизации и возбуждения частиц исследуются достаточно давно, поэтому за это время накоплен очень большой объем информации, имеется обширная библиография.

Как уже отмечалось, ионизация электронным ударом не является единственным механизмом, объясняющим наличие свободных электронов и ионов разной зарядности в плазме газового разряда, но они являются основными. Известны также термоэлектронная и термоионная эмиссия с поверхности, термическая ионизация газа, описываемая уравнением Саха. Так как электроны являются наиболее подвижными частицами в газе, они эффективно набирают энергию в электрическом поле. Затем, за счет неупругих процессов соударений они, электроны, передают энергию более тяжелым, характеризующимся малой подвижностью, частицам, которые в процессе столкновений могут перейти в новые состояния, в результате чего

и образуются возбужденные атомы и молекулы, ионизированные с разной зарядностью атомарные и молекулярные ионы. С другой стороны, неупругие столкновения электронов с тяжелыми частицами являются основным каналом потери энергии электронов. Возбуждение и ионизация атомов и молекул связаны с изменениями в их электронных оболочках. Например, при неупругом рассеянии электрона на атоме углерода С, имеющим в основном состоянии электронную конфигурацию $1s^2 2s^2 2p^2$ (всего у атома углерода в основном состоянии имеется 6 связанных электронов), он (С) может перейти в возбужденное состояние C^* ($1s^2 2s^1 2p^3$) или ионизироваться – C^+ ($1s^2 2s^2 2p^1$).

В таблице 9.1 представлены энергии возбуждения низшего уровня E_{e1} , переход на который из основного состояния разрешен (для H_2 и N_2 – низшего электронного уровня), электронно-возбужденного низшего метастабильного уровня E_{e2m} , энергий однократной E_i , двух – E_{i2} и трехкратной E_{i3} ионизации для некоторых атомов и молекул (см. также [2], табл. ПЗ.4 и ПЗ.5).

Таблица 9.1

Энергии ионизации и возбуждения некоторых атомов и молекул

Энергия, эВ	H	H ₂	N	N ₂	Cs	He	Ne	Ar	Kr	Xe	Hg
E_{e1}	10,198	11,5	10,3	6,1	1,39	21,21	16,85	11,61	10,02	8,45	4,886
E_{e2m}	–	–	2,38	–	–	19,8	16,6	11,55	9,91	8,32	4,667
E_i	13,595	15,6	14,54	15,5	3,89	24,58	21,56	15,76	13,99	12,13	10,43
E_{i2}	–	–	29,60	–	25,1	54,4	41,07	27,62	24,56	21,2	18,76
E_{i3}	–	–	47,425	–	34,6	–	63,5	40,9	36,9	32,1	34,21

E_{e1} – энергия возбуждения самого низкого уровня, переход на который из основного состояния разрешен (для H_2 и N_2 – низшего электронного уровня) (Если имеется возбужденный уровень, не являющийся частью мультиплета основного состояния, который ниже E_{e1} , то этот уровень представляет собой метастабильный уровень E_{e2m}).

E_{e2m} – энергия возбуждения метастабильного уровня.

E_i – энергия ионизации нейтрального атома или молекулы.

E_{i2} – энергия ионизации однократно ионизированного атома или молекулы.

E_{i3} – энергия ионизации двукратно ионизированного атома или молекулы.

Из таблицы следует, что энергии возбуждения и ионизации атомов изменяются в достаточно широких пределах, наличие для разных атомов конкретных значений энергий возбуждения и ионизации указывает на пороговый характер процессов. Наименьшими энергиями возбуждения и ионизации обладает атом Cs (1,39 и 3,9 эВ, соответственно), наибольшими – атом He (21,21 и 24,5 эВ соответственно). С ростом кратности ионизации потенциал ионизации сильно возрастает. Так, для атомарного азота потенциал семикратной ионизации равен уже $E_{i7} = 666,87$ эВ. Потенциал ионизации молекулы воды равен $E_i = 12,60 \pm 0,01$ эВ. Если говорить о некоторой последовательности неупругих процессов, которые должны происходить по мере увеличения энергии пучка бомбардирующих электронов, то на первом месте должен стоять процесс возбуждения, за которым следует ионизация атомов. Однако, учитывая особую важность процесса ионизации для физики газового разряда и физики плазмы, знакомство с этими неупругими процессами начнем именно с ионизации. При этом основное внимание уделим экспериментальным исследованиям.

Для начала рассмотрим результаты экспериментов с одним пучком, в которых полностью собираются все остаточные положительные ионы. В таких экспериментах обычно через газ или пар газа мишени пропускается коллимированный, практически моноэнергетический пучок электронов и собираются положительно заряженные частицы – ионы, которые образуются в результате ионизации (коллимированный, коллиматор – от лат. *collimare* – искаженное лат. *collintare* – направлять на одну точку, прицеливаться, в оптике – устройство для создания пучка параллельных лучей). Как и в экспериментах, ранее рассматриваемых нами, газовая мишень должна удовлетворять условию «тонкой мишени», т. е. на ее протяжении электрон не должен испытывать многократных соударений. Тогда лишь незначительная доля бомбардирующих частиц будет участвовать более чем в одном столкновении и, следовательно, число актов ионизации, в которых будут принимать участие вторичные электроны (т. е., образовавшиеся в результате ионизации частиц мишени под действием первичного пучка электронов), также будет весьма мало. Если обозначить начальный ток пучка через I_0 , плотность частиц в газе мишени – через N , эффективную толщину газовой мишени – через x , а ток положительных ионов – через Γ^+ , то так называемое кажущееся сечение ионизации q_i можно определить из уравнения $\Gamma^+ = I_0 N q_i x$. Это уравнение, как мы видим, аналогично уравнению, с помощью которого

мы определяли интенсивность нерассеянной компоненты пучка через сечение упругого рассеяния (см. раздел 4).

Почему речь идет об измерении «кажущегося сечения ионизации»? В постановке эксперимента, о которой идет речь, наряду с однократно заряженными ионами могут (вероятность отлична от нуля) образовываться и попадать на коллектор (т. е. фиксироваться!) многократно ионизированные частицы. Следовательно, вычисленное сечение ионизации будет отличаться от истинного сечения однократной ионизации, поскольку измеряемая величина представляет собой сумму соответствующих сечений: $q_i = q^+ + q^{2+} + q^{3+} + \dots = \Sigma q^{n+}$, $n = 1, 2, 3, \dots$. Поэтому результаты экспериментов, в которых измерения сечения ионизации проводятся в соответствии с описанной выше методикой, и называют «кажущимися сечениями ионизации».

Хотя в подобной постановке эксперимент не дает нам информации о зарядах и массах ионов, величина q_i совершенно определенно дает сечение образования свободных электронов. Кроме того, измерения такого рода могут быть проведены с большой точностью. Они непосредственно дают абсолютные сечения, так как при этом применяются недискриминирующие (дискриминация – от лат. *discriminatio* – различение, разделение) детекторы с эффективностью, равной практически 100 %, регистрирующие как первичные, так и вторичные электроны. Если анализ остаточных ионов по отношению заряда к массе e/m не проводится, все ионы, образующиеся внутри активной области газа мишени, просто вытягиваются из нее к отрицательно заряженной коллекторной пластине, параллельной электронному пучку, который ограничивает активную зону. Активную толщину мишени можно точно установить, если предусмотреть так называемые охранные электроды. Кинетическая энергия положительных ионов, создаваемых электронным пучком, мала ($\delta \ll 1$), и все ионы можно собрать на коллекторе с помощью слабого электрического поля.

Кажущееся сечение должно равняться истинному, если энергия электронов в пучке ниже порога двукратной ионизации, который обычно в несколько раз превышает порог ионизации однократной (см. таблицу 9.1). Кроме того, в случае, когда бомбардирующими частицами являются электроны, вероятность однократной ионизации со внешнего уровня обычно значительно больше вероятности многократной ионизации или ионизации с внутренних уровней и, вообще говоря, величина q_i практически равна сечению выбивания

одного электрона со внешнего уровня (об ионизации с внутренних оболочек см. в [11]).

Кроме упомянутых выше, известны эксперименты в которых измерялись истинные сечения ионизации. Принципиальное их отличие заключается в использовании методов анализа образующихся ионов по отношению e/m [2]. Если мы хотим определить сечение образования ионов с заданным отношением заряда к массе, то необходимо дополнительно производить анализ ионов по e/m известными методами (различные методы масс-спектрометрии ионов, которые можно вытягивать в поперечном направлении из узкой области мишени). При тщательном учете разделенных по e/m частиц в процессе сбора и детектирования (детектирование – от лат. *detector* – раскрывающий, обнаруживающий – выделение колебаний низкой частоты из высокочастотных модулированных колебаний) ионов можно получить точное значение сечения образования ионов данного сорта по отношению к любому другому сорту ионов. Поскольку эффективный объем мишени и чувствительность масс-спектрометра определяются с конечной ошибкой, измеряются при этом относительные сечения ионизации ионов разных сортов. Абсолютные значения сечений могут быть получены из этих же данных, но путем сравнения их с уже известными данными, другими словами, с использованием калибровки по известным данным. Эталонами при этом служат простые устойчивые атомы и молекулы. Отсюда вытекают требования к точности измерения абсолютных сечений для таких объектов.

В некоторых случаях величины абсолютных сечений не играют особого значения. Часто в работах интересует лишь характер изменения сечения однократной ионизации вблизи порога. Пороговая энергия ионизации электронным ударом с точностью до 10^{-4} равна энергии связи электрона с внешней атомной орбитали. Если мишень неподвижна или движется с малой скоростью, то кинетическая энергия налетающего электрона в лабораторной системе практически в точности равна энергии системы «бомбардирующая частица – частица мишени» в системе центра масс, т. е. той энергии, которая может при столкновении перейти в энергию ионизации (или возбуждения).

Было проведено также много исследований с целью выяснения электронных состояний частиц, в которых образуются ионы. В этих экспериментах необходим анализ по отношению e/m , но знать абсолютные сечения при этом необязательно.

Рассмотрим эксперименты по изучению ионизации простых газов электронным ударом при энергиях бомбардирующих частиц $E \leq 10^3$ эВ [2]. Основная масса данных об ионизации одноатомных и двухатомных газов при $E > E_{пор}$ была получена в период с 1925 по 1940 г. Из этого факта можно сделать несколько выводов. Во-первых, мы можем убедиться в высокой квалификации исследователей того времени, поскольку полученные ими данные достоверны и не требуют вплоть до последних времен проверки и уточнений, когда усилился интерес к детальной форме и тонкой структуре кривых зависимостей сечений от энергии. Во-вторых, это означает, что измеренные сечения сравнительно слабо зависят от содержания примесей в газе мишени, т. к. техника высокого вакуума появилась позже, в 40 – 50 гг. прошлого столетия.

В качестве примера устройства, с помощью которого в 1929 г. было измерено истинное сечение ионизации частиц мишени электронным ударом, рассмотрим схему прибора, предложенного Бликни, изображенного на следующем рисунке. Это устройство было использовано для измерения потенциалов появления и сечений образования отдельных сортов ионов в Hg, H₂, He, Ne и Ar. Для формирования узкого прямолинейного пучка электронов и для отделения остаточных газов, имеющих другие значения e/m ,

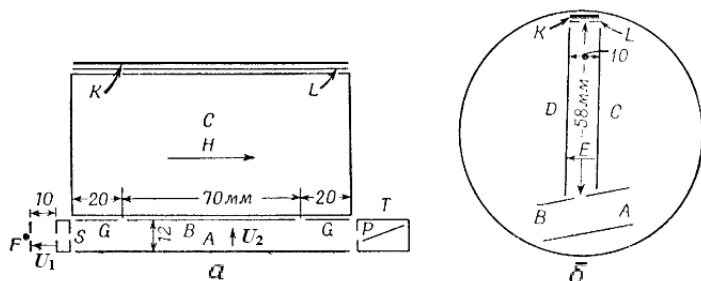


Рис. 9.1. Схема установки Бликни для измерения потенциалов появления и истинных сечений ионизации

использовалось поперечное однородное магнитное поле H . Источник электронов состоял из катода F , ускоряющего электрода, на который подавалось напряжение U_1 и системы щелей S , с помощью которых формировался узкий, коллимированный пучок электронов,

движущийся в направлении газовой мишени, которая находилась между пластинами A и B . Пучок регистрировался в цилиндре Фарадея T , а возможность попадания в область мишени вторичных электронов исключалась приложенной между пластиной P и стенками цилиндра Фарадея разностью потенциалов $U \approx 90$ В. Поскольку в опытах ток пучка был небольшим, $I = 3 \cdot 10^{-7}$ А, влияние объемного заряда было ничтожно малым. Давление газа мишени могло изменяться от $2 \cdot 10^{-5}$ до 10^{-3} мм рт. ст., причем более высокие давления применялись в опытах с молекулами газа меньших размеров.

Специальные меры были предусмотрены для обеспечения требования «тонкой мишени», так что в итоге пучок создавал линейный источник положительных ионов практически однородной плотности. Ионы, созданные электронным пучком в газе мишени, извлекались из области пучка разностью потенциалов U_2 , величиной в несколько вольт, которая прикладывалась между электродами A и B . Благодаря наличию магнитного поля H это поперечное электрическое поле не оказывало заметного влияния ни на скорость пучка, ни на его положение. В пластине B была вырезана длинная узкая щель, параллельная оси пучка, и, таким образом, через эту пластину в анализатор по отношению e/m , показанный на рис. 9.1б, проходит длинная узкая лента положительных ионов. Магнитное поле, создаваемое с помощью длинного соленоида, перпендикулярно плоскости рисунка. Сечение электронного пучка имеет форму ленты, поскольку вольфрамовая нить катода F вытянута вдоль первой щели S (см. рис. 9.1а). Размеры этой щели 1×4 мм, щель в пластине B – шириной 0,25 мм и длиной 60 мм. В анализаторе между пластинами (электродами) C и D создавалось электрическое поле E , достаточно сильное для того, чтобы уравновешивать силу магнитного поля, действующую на отобранные для регистрации и анализа ионы. Нужные ионы движутся затем по прямолинейным траекториям сквозь щель в пластине L и собираются на коллекторе K . Ионы с другим отношением e/m попадают на электрод D . Чтобы учесть кривизну траектории иона, еще не достигшего щели B , электроды A и B были установлены под небольшим углом к горизонтали.

Детектирование в анализаторе по e/m будет осуществляться при условии, что траектория ионов в скрещенных полях будет прямолинейной. При каких параметрах это возможно? Получим условие, при котором траектория ионов вырождается в прямолинейную. Для этого необходимо записать уравнение движения заряженных частиц в скрещенных электрическом и магнитном полях в проекциях. Пусть x – направление оси, перпендикулярной пластинам C и D , а y – параллельное им. Движущиеся в скрещенных E и H полях ионы должны двигаться по трохойде. Если ион с искомыми e и m входит в анализатор со скоростью v_0 в направлении y в момент времени $t = 0$, то уравнение его траектории будет иметь следующий вид:

$$x = \left(\frac{mc}{eH} \right) \cdot \left(v_0 - \frac{cE}{H} \right) \cdot \left[1 - \cos \left(\frac{eHt}{mc} \right) \right], \quad (9.5)$$

$$y = \left(\frac{cEt}{H} \right) + \left(\frac{mc}{eH} \right) \cdot \left(v_0 - \frac{cE}{H} \right) \cdot \sin \left(\frac{eHt}{mc} \right). \quad (9.6)$$

Так как координата x должна тождественно обращаться в нуль для ионов, попавших на коллектор K , условие регистрации определенной по e/m группы ионов описывается равенством

$$\frac{e}{m} = \frac{c^2 E^2}{2UH^2}. \quad (9.7)$$

Оно может быть получено из равенства начальной скорости ионов v_0 и дрейфовой скорости их движения в скрещенных E - и H -полях:

$$\left(v_0 - c \cdot \frac{E}{H} \right) = 0, \text{ где } U - \text{приводящая к ускорению разность потенциалов}$$

между пластинами, которую ион проходит до входа в анализатор.

Формулу для e/m можно получить и проще, если потребовать равенства магнитных и электрических сил, действующих на ион, что является необходимым условием для перехода траектории от трохойдальной к прямолинейной. Так, в единицах системы МКС $eU = evB$,

где B – магнитная индукция, и, поскольку $\frac{mv^2}{2} = eU$, отсюда получаем

условие в виде $e/m = E^2/2UB^2$, а в системе CGSE, соответственно, $e/m = E^2 c^2/2UB^2$.

Порядок работы с устройством следующий. Задаются значения величин H , U_1 , U_2 , а затем путем изменения напряженности электрического поля E сканируется спектр отношений e/m . Длина пластины B равна эффективной толщине мишени, так что, измеряя ток положительных ионов I^+ на эту пластину, мы получаем истинное полное сечение ионизации частиц мишени. Отношения площадей под различными пиками в спектре значений e/m дают относительную интенсивность различных видов образовавшихся ионов.

На рисунке 9.2 представлены результаты измерений кажущихся сечений ионизации молекулярного азота при бомбардировке протонами и электронами с одинаковыми скоростями (в [2] имеется аналогичная информация для аргона, неона, молекул водорода, кислорода и др.). Графики построены по результатам исследований разных авторов. Из рисунка 9.2 (как, впрочем, и из других аналогичных графиков в [2]) видна схожесть зависимостей вероятности столкновений P_i от энергии электронов и протонов в области больших их значений.

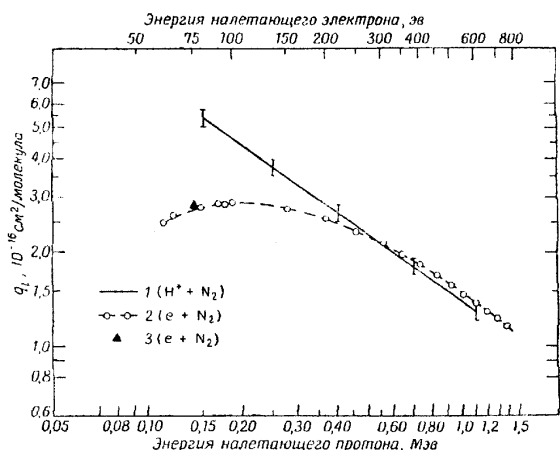


Рис. 9.2. Экспериментальные значения кажущихся сечений ионизации молекулярного азота при бомбардировке протонами и электронами с одинаковыми скоростями

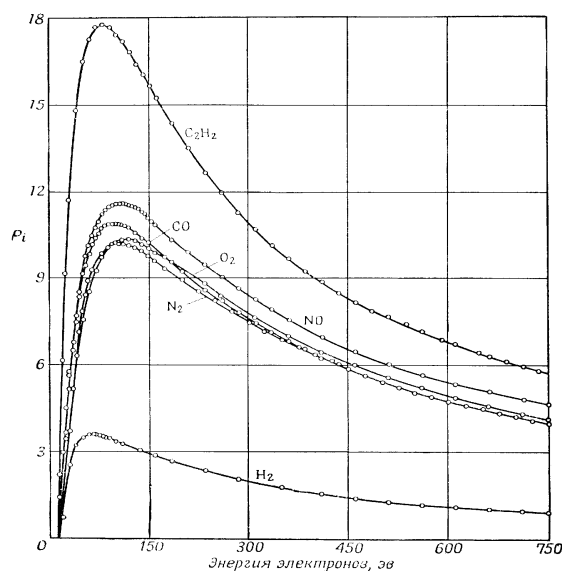


Рис. 9.3. Вероятность ионизации электронным ударом N_2 , CO , O_2 , NO , H_2 и C_2H_2

На рисунке 9.3 приведены данные измерений вероятности ионизации P_i электронным ударом ряда молекул – N_2 , CO , O_2 , NO , H_2 и C_2H_2) (данные о протонной ионизации на этих графиках отсутствуют).

10. Анализ данных по ионизации. Ионизационный коэффициент Таунсенда

В 1933 г. Thomson J. J. и Thomson G. P. в рамках классической теории неупругих соударений предсказали равенство сечений ионизации, вызываемой электронами и протонами при условии равенства их скоростей ($v_e = v_p$, $m_e = 9,1 \cdot 10^{-28}$ г, $m_p = 1,67 \cdot 10^{-24}$ г, $m_p/m_e = 1835,17$, тогда $E_p/E_e = m_p/m_e = 1835,17$. Если $E_e = 100$ эВ, то $E_p = E_e \cdot 1835,17 = 183,517$ кэВ $\approx 0,18$ МэВ). Такой же вывод следует и из квантовой теории, но подобное сравнение возможно лишь в том случае, когда скорости первичных частиц велики, т. е. когда применимо борновское приближение (полная кинетическая энергия велика по сравнению с потенциалом взаимодействия). Хупер и др. показали, что данные для протонов действительно согласуются с данными по ионизации газов электронами, если сечения сравниваются при одинаковых скоростях бомбардирующих частиц и при $E_e > 300$ эВ

($E_p > 0,55$ МэВ). Кроме того, при высоких энергиях экспериментальные сечения изменяются в соответствии с предсказаниями борновской теории – в двойном логарифмическом масштабе кривые сечения практически должны быть прямыми линиями.

Перейдем к рассмотрению результатов измерений, полученных в работах Мак-Даниеля (1962 г.) и др., представленных впервые в докладе на V конференции по явлениям в ионизованных газах в Мюнхене (1961 г.). Исследовались следующие газы: He, Ne, Ar, H₂, N₂, O₂ и др. В этих работах было исследовано рассеяние быстрых протонов. Кроме этих работ, использованы также результаты других авторов. Характерный вид кривых виден на рисунке 9.2 (см. также рис. 5.3.6 – 5.3.10 в [2]).

Такой характер поведения кажущихся сечений ионизации перечисленных ранее элементов (атомов и молекул) протонами и электронами сохраняется для всех элементов. Важно отметить согласие данных для электронов и протонов при высоких энергиях, когда выполняется борновское приближение. Это только подтверждает, что данные для электронов, полученных ранее (Смит, Тейт, Бликни), правильны. Несоответствие некоторых данных объясняется особенностями проведения экспериментов другими авторами.

На следующем графике (см. рис. 10.1, а также рис. 9.3) представлены в линейном масштабе зависимости вероятности ионизации P_i электронным ударом атомов ртути (на рис. 9.3. – N₂, CO, O₂, NO, H₂ и C₂H₂) (данные о протонной ионизации на этих графиках отсутствуют). Величина P_i равна

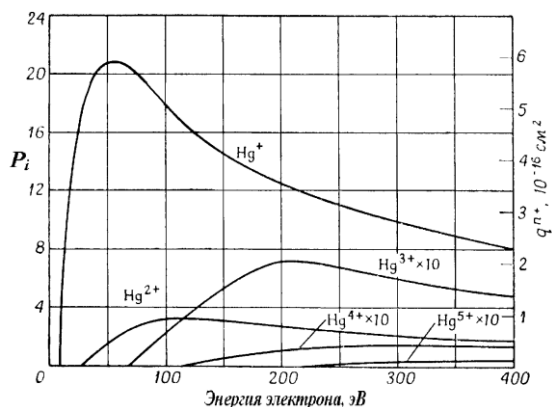


Рис. 10.1. Вероятность ионизации ртути электронным ударом

среднему числу положительно заряженных частиц, образованных одним первичным электроном на пути 1 см в газе, давление которого равно 1 мм рт. ст. при температуре $T = 0$ °С. Ее можно рассматривать как кажущееся макроскопическое сечение ионизации при давлении 1 мм рт. ст. Эти две величины связаны между собой соотношением

$$q_i (\text{см}^2) = 0,283 \cdot 10^{-16} P_i$$

ранее соотношений $P = Q_{1 \text{ мм рт ст}} = q N_{1 \text{ мм рт ст}}$, $N_{1 \text{ мм рт ст}} = 3,54 \cdot 10^{16}$, $1/N_{1 \text{ мм рт ст}} \approx 0,283 \cdot 10^{-16}$). Все эти кривые $P_i(E_e)$ имеют типичный вид – они резко возрастают от нуля у порога до максимума, проходят через максимум при энергии, в несколько раз превышающей

пороговую величину (близкую к энергии ионизации), а затем медленно спадают при высоких энергиях (для Ar – $E_i = 15,8$ эВ, максимум примерно при 50 эВ, для Hg – $E_i = 10,4$ эВ, максимум примерно при 50 эВ). Из этих же графиков видно, что в основном речь идет об образовании однозарядных ионов (рис. 9.4), но при больших E_e образуется заметное число и многозарядных ионов, причем большая часть электронов – с внешних электронных уровней (рис. 10.2).

В 1939 г. Ноттингем опубликовал дополнительные сведения об ионизации и возбуждении ртути (Hg) от порога до 100 эВ. Его эксперименты позже были отнесены к наилучшим работам того времени в этой области. Ноттингем использовал магнитный сепаратор для отбора из широкого теплового распределения электронов по энергии узкого пучка, что позволило ему получить более высоко моноэнергетический пучок. Малый разброс по энергии в пучке дал

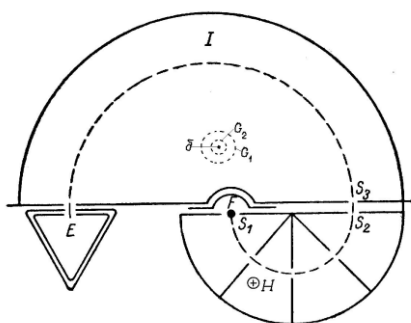


Рис. 10.2 Схема установки Ноттингейма

возможность получить информацию о вероятности ионизации вблизи порога. Многие более поздние работы стали выполняться не на оригинальных установках, а на серийно выпускаемых заводских масс-спектрометрах.

Рассмотрим схему установки Ноттингейма для измерения вероятности ионизации (рисунок 10.2) [2]. Источник электронов – нагреваемая нить F , затем они, электроны, ускоряются, через щель S_1 попадают в анализатор скоростей. Между отверстиями S_2 и S_3 электроны ускоряются и проходят в ионизационную камеру I , заполненную исследуемым газом. Электроны собираются в устройстве регистрации пучка E , представляющем собой цилиндр Фарадея. Коллектором ионов служила проволочка δ , находящаяся под отрицательным потенциалом и окруженная двумя сетками G_1 и G_2 , которые экранируют поле ионного коллектора и защищают электронный пучок от его влияния. Измерялся ионизационный ток, образованный ионами, дрейфующими через внешнюю сетку G_1 . На рис. 10.3а,б,в показаны результаты измерений вероятности ионизации ртути (рисунки построены в разных масштабах и в разных диапазонах энергий). Видно, что кривая изменения вероятности ионизации при напряжениях за порогом, имеет достаточно сложный вид (рис. 3б, в).

Кроме сечения и вероятности ионизации эти процессы можно описывать с помощью так называемого ионизационного коэффициента [2]. В экспериментах на установке, имеющей плоский межэлектродный

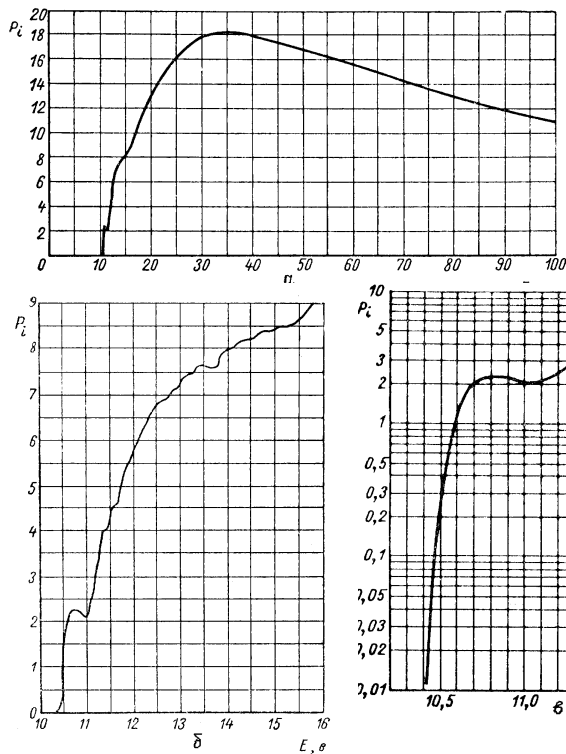


Рис. 10.3 а,б,в. Вероятность ионизации ртути

промежуток (между анодом и катодом), было замечено, что по мере того, как напряжение между катодом и анодом повышалось, ток достигал насыщения, которое соответствовало собиранию всех первоначально образовавшихся

электронов (см. рис. 1.2). Если напряженность электрического поля продолжать увеличивать, то можно получить еще больший рост тока. Этот подъем тока очень заметный и связан с ионизацией газа, возникающей в результате столкновений первичных электронов с атомами рабочего газа (эти электроны всегда

присутствуют в газе, возникают в нем за счет фотоионизации или под действием космического излучения). Теоретически это явление впервые описал Таунсенд. Теория создавалась с учетом большого

количества измерений ионизации электронным ударом различных частиц-мишеней. Типичные результаты этих измерений показаны на следующих рисунках (см. рис. 10.4). Как мы видим, логарифм тока (график построен в полулогарифмическом масштабе) в зависимости от расстояния между электродами представляет собой прямую линию для данных напряженности поля и давления газа (для данного отношения E/P).

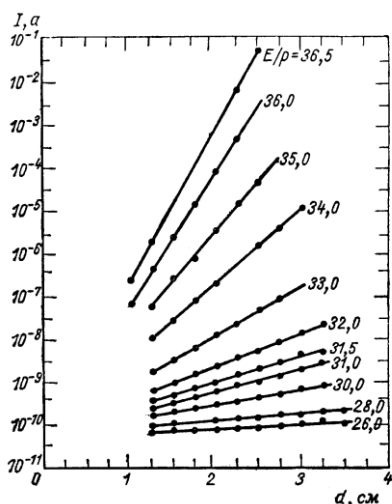


Рис. 10.4. Типичные данные при определении первого ионизационного коэффициента.

Физическая интерпретация наблюдаемого эффекта заключается в следующем. Если на пути в 1 см в направлении поля электрон создает за счет ионизации α новых электронов, то возрастание числа электронов dn , создаваемых n электронами на расстоянии dx , будет

равно $dn = \alpha n dx$, откуда $n = n_0 e^{\alpha x}$, где n_0 – начальная концентрация электронов. Это соответствует наблюдаемой величине тока $i = i_0 e^{\alpha x}$. Величина α получила название «первый коэффициент ионизации Таунсенда» или просто первый ионизационный коэффициент.

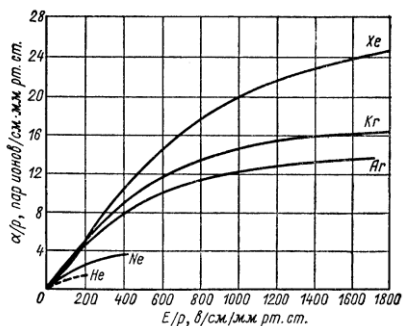


Рис. 10.5. Первый ионизационный коэффициент для инертных газов

Коэффициент α сам по себе не является однозначной функцией отношения E/P , но отношение α/P однозначно определяется E/P . Зависимость α/P от E/P измерена для большого числа газов (см., например, рис. 10.5 и 10.6).

На практике большую практическую ценность представляет

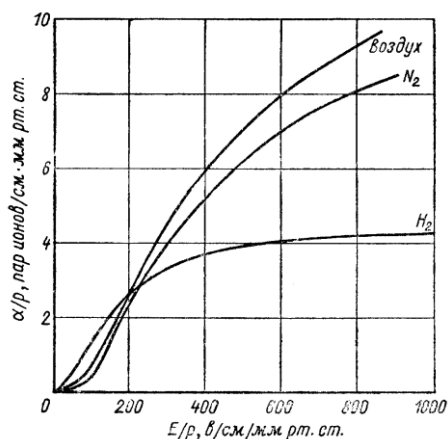


Рис. 10.6. Первый ионизационный коэффициент для воздуха и молекулярных газов – азота, водорода

ионизационный коэффициент, введенный несколько иначе. Ионизационный коэффициент η указывает на количество новых электронов, создаваемых первичным электроном, проходящим разность потенциалов в 1 В (а не путь в 1 см!). В этом случае измеряемый ток будет равен $i = i_0 e^{\eta(V-V_0)}$, где V_0 – постоянный поправочный коэффициент, позволяющий учесть тот факт, что распределение энергии становится стационарным только после того, как электрон пройдет определенное расстояние от катода (двойной слой). Для разных газов величина V_0 различна (см. рис. 10.7). Эти два ионизационных коэффициента, α и η , связаны между собой следующим простым соотношением:

$$\eta = \frac{\alpha}{E}. \quad (10.1)$$

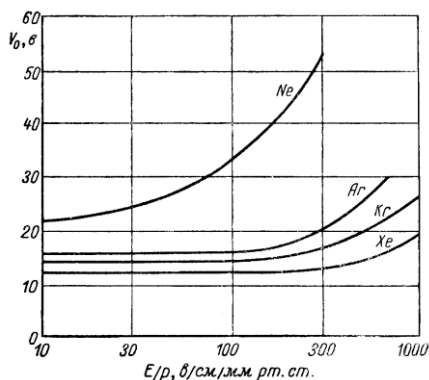


Рис. 10.7. Значения V_0 для некоторых инертных газов

Одно из преимуществ использования ионизационного коэффициента η заключается в том, что η является функцией E/P , что подтверждается данными,

показанными на рис. 10.8. Это все относится к чистым газам.

На рис. 10.9 показан эффект, который может проявляться в поведении ионизационного коэффициента при смешении чистых газов, например, неона и аргона. Числа на кривых показывают отношение давления аргона к полному давлению смеси газов.

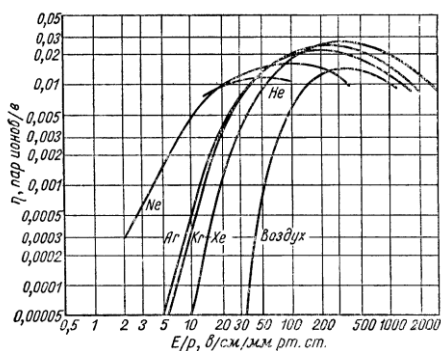


Рис. 10.8. Коэффициент η для инертных газов и воздуха

Для различных концентраций аргона в смеси с неоном η изменяется в широких пределах. Это происходит в результате взаимодействия метастабильных атомов Ne и атомов Ar, находящихся в основном состоянии. Все дело в том, что метастабильный уровень Ne характеризуется энергией $E = 16,6$ эВ, в то время как потенциал ионизации аргона равен $15,76$ эВ, а неона $21,56$ эВ (см. таблицу 9.1). В результате столкновения этих двух атомов возможна передача энергии от возбужденного атома неона к атому аргона. Тогда атом аргона переходит в ионизированное состояние, а атом неона – в основное, невозбужденное ($Ne^* + Ar \rightarrow Ne + Ar^+ + e$). Рост ионизации в смеси неона и аргона, обусловленный этим эффектом, объясняет аномально большие значения ионизационного коэффициента η при малых отношениях E/P . Это явление получило название «эффект Пеннинга».

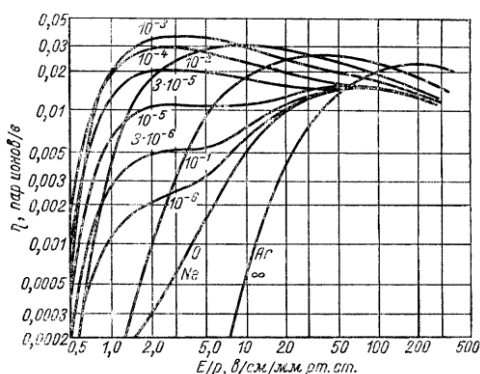


Рис. 10.9. Коэффициент η для неонов-аргоновой смеси

Первый ионизационный коэффициент можно выразить через «ионизационную» частоту соударений. Так как α есть число электронов, образованных при столкновении атома с первичным электроном, прошедшим путь в 1 см, то α можно представить в виде

$$\alpha = \frac{v_i}{\bar{v}}, \quad (10.2)$$

где v_i – частота ионизации при столкновении, а \bar{v} – средняя скорость дрейфа электрона в электрическом поле. Так как средняя скорость дрейфа есть $\bar{v} = K_e E$, то

$$\alpha = \frac{v_i}{K_e E}, \quad (10.3)$$

а

$$\eta = \frac{v_i}{K_e E^2}. \quad (10.4)$$

Если на газ наложить высокочастотное поле, то потери электронов будут определяться диффузией. А процесс диффузии можно

рассматривать, воспользовавшись характеристической диффузионной длиной Λ , которая определяется из равенства $\frac{1}{\Lambda^2} = \frac{\nu_i}{D}$. По аналогии с первым таунсендовским коэффициентом для ионизации в постоянном поле, в котором потери электронов определяются подвижностью, можно ввести коэффициент ионизации ζ в переменном поле, в котором потери связаны с диффузией:

$$\zeta = \frac{\nu_i}{DE^2} = \frac{1}{\Lambda^2 E^2}. \quad (10.5)$$

Измерения ионизационного коэффициента ζ в зависимости от E/P были проведены рядом авторов (рис. 10.10). Отношение двух коэффициентов ионизации, η и ζ , можно представить так:

$$\frac{\eta}{\zeta} = \frac{D}{K_e}. \quad (10.6)$$

Это отношение является мерой средней энергии электронов, так как $D = \frac{v^2}{3\nu_m}$, а $K_e = \frac{e}{m\nu_m}$ (здесь ν_m – частота столкновений электронов с атомами). Следовательно,

$$\frac{D}{K_e} = \frac{v^2 m \nu_m}{3\nu_m e} = \frac{mv^2}{3e} = \frac{2}{3e} \left(\frac{mv^2}{2} \right) = \frac{2}{3e} \bar{E},$$

где \bar{E} – средняя энергия электронов, а численный множитель зависит от того, как проведено усреднение ($2/3$ от максвелловского распределения). Таким образом, если известна зависимость средней энергии от E/P , то можно определить коэффициент ионизации в постоянном поле η по известному значению коэффициента ионизации в переменном поле ζ и наоборот. Справедливо это, однако, только в тех случаях, когда функции распределения электронов по энергии в одном и другом поле существенно не различаются (например, они максвелловские).

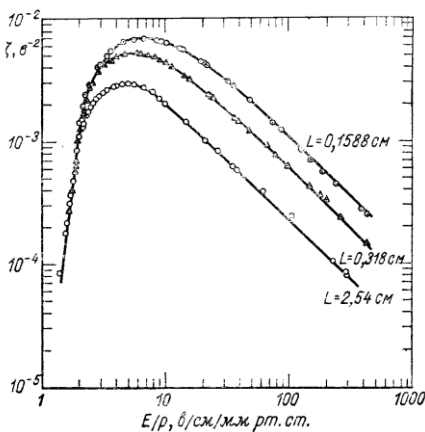


Рис. 10.10. Коэффициент ионизации в переменном поле ζ для гелия

11. Исследование ионизации нестабильных мишеней при электронном ударе, опыты с пересекающимися пучками

Большой цикл работ посвящен изучению ионизации химически неустойчивых частиц (это атомы H, O, N, He, Li, Na и др., атомарные радикалы). Первый эксперимент с пересекающимися пучками был поставлен Функом [2]. Он изучал ионизацию натрия и калия электронным ударом. Идея эксперимента состояла в столкновении немодулированного пучка атомов (тепловой пучок, печь) с пересекающимся также немодулированным пучком электронов. Образующиеся ионы фиксировались с помощью цилиндра Фарадея. Точность измерений была небольшой, так как был значительным, одного порядка с интенсивностью ионов пучка, фон ионов остаточного газа.

Более точные и надежные измерения стали возможными благодаря успехам вакуумной техники и электроники (в том числе

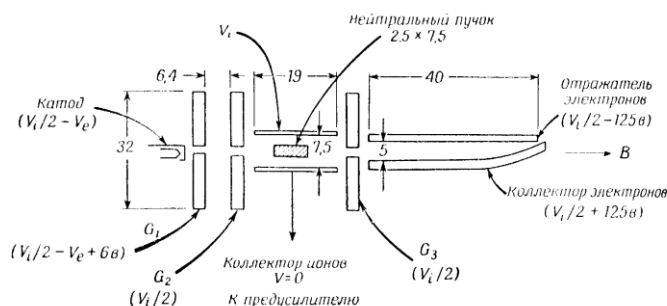


Рис. 11.1. Схема установки Смита для изучения ионизации атомарного азота электронным ударом

с использованием вторичных электронных умножителей – ВЭУ). Нужно отметить, что исследования столкновений электронов с химически неустойчивыми (или химически активными, атом водорода, например) частицами достаточно трудны. Именно поэто-

му в этом случае применяется метод пересекающихся пучков, когда время взаимодействия частиц мало. Метод этот используется в подобных исследованиях и сегодня. Разработанные позже методы, основанные на использовании модулированных пучков, позволяют получать более надежные и достоверные результаты. Благодаря достигаемым теперь более низким предельным давлениям уменьшается фон остаточного газа, а модуляция пучка позволяет отделить полезный сигнал от фонового, ибо первый из них появляется на частоте модуляции и в определенной фазе относительно сигнала прерывателя.

В качестве примера устройства для измерения кажущегося сечения ионизации атомарного азота электронным ударом в области энергий $25 \div 750$ эВ рассмотрим схему установки Смита. Поскольку молекула N_2 достаточно трудно диссоциирует (энергия диссоциации $E_{дис} = 9,756$ эВ), для получения атомарного пучка азота использовался импульсный

дуговой разряд, что позволяло получить пучок с 20% диссоциированных молекул азота. На рис. 11.1 показана схема устройства. Длинный оксидный катод являлся источником электронов, которые ускорялись между щелевыми диафрагмами G_1 и G_2 , ток пучка достигал значений $I_{пучка} \approx 100$ мкА. Пучок фокусировался с помощью продольного магнитного поля с напряженностью $H \approx 400$ Э, в результате токи на диафрагмы и коллектор ионов были незначительны, $I_{G_2}, I_{G_3}, I_{коли} \approx 0$. Потери электронов из области электронного коллектора уменьшались за счет воздействия магнитного поля и путем подбора потенциала на отражательном электроде и на коллекторе, V_i обычно составляла около 30 В. Электронный пучок попадал в камеру столкновений между диафрагмами G_2 и G_3 , где он испытывал рассеяние на пучке нейтральных частиц, движущимся в поперечном по отношению к пучку электронов направлении. Образующиеся в

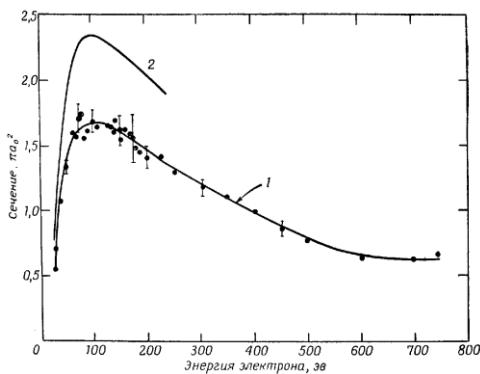


Рис. 11.2. Сечение ионизации атомарного азота электронным ударом

результате столкновений ионы регистрировались на коллекторе ионов. Первичный ток электронов измерялся с помощью коллектора электронов в режиме, когда столкновения частиц отсутствовали. Размеры основных деталей установки на рисунке даны в мм. Измерения проводились в режиме насыщения, благодаря чему обеспечивалось собирание всех ионов, включая и ионы более высоких энергий, образующиеся при диссоциативной ионизации, о которой речь пойдет ниже. Поле, собирающее ионы, вызывает лишь незначительный разброс энергии электронов — менее 3 эВ при потенциале 30 В. Высота нейтрального пучка достаточно велика, чтобы перекрывать весь электронный пучок.

В более поздних модификациях этого метода для анализа потока образующихся ионов стали использоваться масс-спектрометры, в которых происходит разделение частиц по e/m , в качестве детекторов ионов в них применяются электронные умножители. Для сбора и обработки информации сегодня используются автоматизированные системы. Это позволяет существенно облегчить задачу по созданию базы данных.

В более поздних модификациях этого метода для анализа потока образующихся ионов стали использоваться масс-спектрометры, в которых происходит разделение частиц по e/m , в качестве детекторов ионов в них применяются электронные умножители. Для сбора и обработки информации сегодня используются автоматизированные системы. Это позволяет существенно облегчить задачу по созданию базы данных.

Результаты измерений сечения ионизации атомарного азота приведены на рис. 11.2. На рисунке кривая 1 построена на основе экспериментальных данных Смита с коллегами, 2 — по результатам

расчетов Ситона. Следует отметить качественное соответствие характера изменения сечения ионизации атомов азота от энергии налетающих электронов. Порядок значений сечения ионизации в максимуме по расчетным данным примерно в 1,5 раза превышает данные экспериментальных измерений.

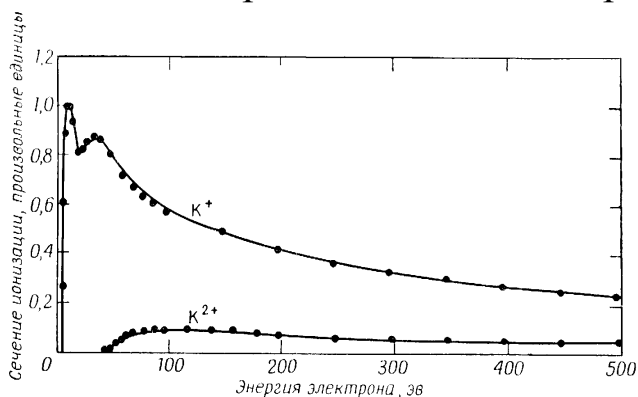


Рис. 11.3. Относительное сечение ионизации калия электронным ударом

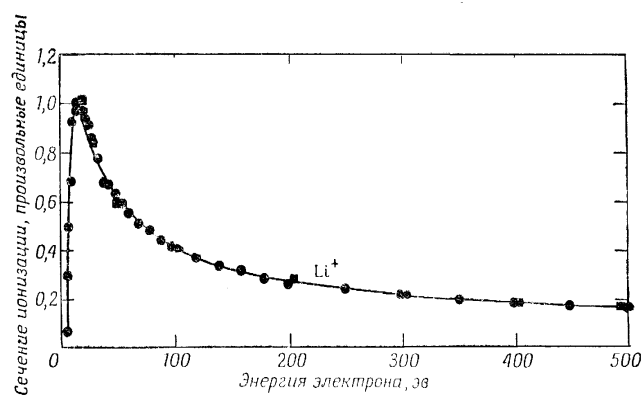


Рис. 11.4. Относительное сечение ионизации лития электронным ударом

До сих пор речь шла о «простом» механизме ионизации частиц, связанном с непосредственными столкновениями электронов с частицами мишени с последующей ионизацией. В 1962 г. Бринк измерил относительные сечения ионизации Li ($1s^2 2s^1$), Na ($1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$) и K ($1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^1$). На рис. 11.3 показана зависимость сечения ионизации калия электронным ударом, а, для сравнения, на рис. 11.4 – то же для лития. Шкала по оси энергий выбрана здесь так, чтобы кривые проходили через известные потенциалы ионизации. Тем самым устранялось влияние контактной разности потенциалов, которая приводит к смещению кривых вдоль оси энергий примерно на 2 эВ. Двухзарядные ионы наблюдались только для натрия и калия. Этот факт указывает на то, что интенсивность ионов Li^{2+} может составлять не более нескольких процентов от интенсивности Li^+ . Данные Бринка по Na и K удовлетворительно согласуются с результатами Тейта и Смита, что же касается Li, то никаких других экспериментальных данных на тот момент не было известно, однако были результаты детального квантово-механического анализа этой системы. Вычисленные сечения имеют максимальные значения $0,9 \text{ па}_0^2$ и при высоких энергиях убывают как $\frac{1}{E} \log E$. Полученные Бринком кривые для Li и Na имеют энергетическую зависимость, соответствующую «простому» процессу ионизации. В логарифмическом масштабе экспериментальные точки

для Li ложатся на прямую линию в области энергий от 25 до 500 эВ. Если данные по Li и Na нормировать к 500 эВ, то обе кривые совпадают. Это говорит о том, что оба сечения имеют одинаковую энергетическую зависимость в этой области энергий, а отличаются только по величине. Бринк экспериментально показал, что на кривой для K в области энергий порядка 20 эВ имеется характерный излом и объяснил его появление так называемой автоионизацией, которую еще в 1934 г. наблюдали Тейт и Смит, изучая процесс ионизации на Rb и Cs.

Механизм простой ионизации соответствует переходу из основного состояния $3p^6 4s^1$ в ионизированное $3p^6$ ($E_i = 4,339$ эВ, $E_i^{2+} = 31,81$ эВ) (см. рис. 11.5). Это же состояние $3p^6$ может реализоваться при автоионизации через возбужденное состояние $3p^5 4s^2$ ($E^* = 18,8$ эВ). Это объясняет появление пика на кривой $q_i(E)$.

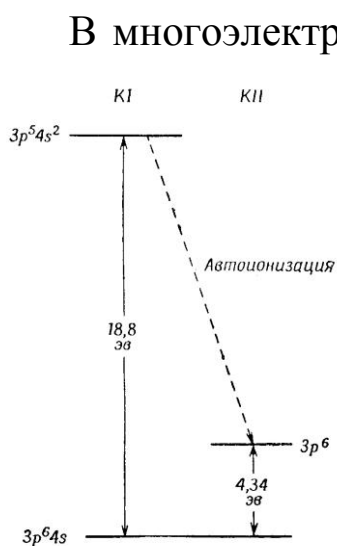


Рис. 11.5. Иллюстрация переходов при простой ионизации и автоионизации калия

В многоэлектронных атомах имеются состояния двухэлектронного возбуждения, в которых два электрона одновременно находятся на более высоких уровнях, чем в нормальных состояниях ($K - 3p^6 4s \rightarrow 3p^5 4s^2$); $Rb - 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^6 5s^1 \rightarrow 4p^5 5s^2$; $Cs - 4p^6 5s^2 5p^6 6s^1 \rightarrow 5p^6 6s^2$). Если энергия двухэлектронного возбуждения превосходит энергию ионизации атома из основного состояния, то возбуждение может быть снято за счет безрадиационного перехода, при котором один из возбужденных электронов переходит на нижележащую орбиту, а высвобождающаяся энергия затрачивается на выбивание второго возбужденного электрона. Этот процесс известен как процесс автоионизации, предионизации или

эффекта Оже, происходит после предварительного возбуждения атома. Время жизни атома по отношению к автоионизации обычно намного меньше радиационного времени жизни.

Исследовались также угловое и энергетическое распределения неупруго рассеянных электронов [2]. Измерениям распределения электронов по углам и энергиям при рассеянии их на атомах и молекулах посвящено большое число работ. Хотя большая часть работ была выполнена достаточно давно, большинство результатов считаются вполне достоверными. Мы уже говорили об особенностях углового распределения упруго рассеянных электронов. Основной особенностью там является преимущественное рассеяние частиц «вперед», т. е. на углы порядка 0 град. Особенно проявляется это при

больших энергиях, с ростом энергии интенсивность рассеяния «вперед» возрастает. На следующем рисунке приведены данные из [11]. Они были получены с помощью метода рассеяния пучка с применением электростатического анализа энергии электронов, рассеянных из пучка под определенными углами. Однако особый интерес представляет анализ общих тенденций в наблюдаемых угловых распределениях при рассеянии (см. рис. 11.6). На рис. 11.6а горизонтальными линиями у оси ординат показаны нулевые уровни отсчета для различных кривых.

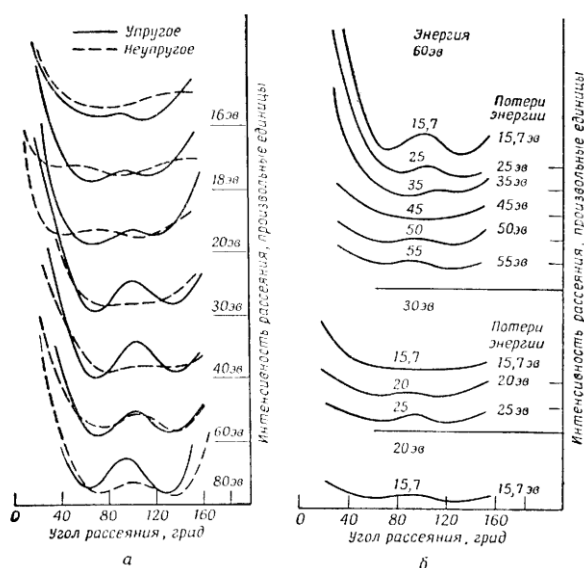


Рис. 11.6. Экспериментально измеренное угловое распределение электронов, рассеянных на атомах аргона. а – упругие и неупругие столкновения, причем последние включают возбуждение уровня $3P_1$ с потерей энергии 11,6 эВ; б – ионизирующие столкновения с различными потерями энергии

потерей энергии сильно возрастает с уменьшением угла (возбуждение + ионизация).

2. При малых углах характер распределения электронов рассеяния после возбуждения уровней 2^1P и 3^1P примерно одинаков, причем отношение интенсивностей рассеяния равно 2,7:1.

3. В угловом распределении электронов, потерявших при неупругих столкновениях с тяжелыми атомами малую часть своей энергии, при рассеянии на большие углы присутствуют дифракционные максимумы и минимумы, подобные тем, что имеются на соответствующих угловых распределениях упруго рассеянных электронов.

Подобие между характером кривых распределений для больших углов при упругом и неупругом рассеянии было обнаружено также и для более легких атомов, у которых дифракционные эффекты выражены слабее.

Было показано, что эта удивительная особенность связана все же с однократным рассеянием, а не является результатом последовательных столкновений – одного упругого, ведущего к появлению дифракции, и другого неупругого, с потерей энергии. Так как интенсивность неупругого рассеяния на большие углы значительно

меньше интенсивности упругого рассеяния, серьезное внимание уделялось исключительно возможности объяснения этого явления двукратным рассеянием.

4. Сходство упругого и неупругого рассеяния становится значительно менее заметным, когда неупругие столкновения сопровождаются потерей электроном значительной части своей энергии.

Остановимся на угловом и энергетическом распределениях неупруго рассеянных ионов и электронов. Сначала речь пойдет об ионах.

При электронном ударе атому или молекуле может передаваться очень малый импульс, и поэтому образующиеся в таких столкновениях при простом отрыве электронов из мишени ионы обладают теми же кинетическими энергиями, что и исходные частицы. Если же при ионизации мишень диссоциирует, то внутренняя энергия передается в виде кинетической энергии фрагментам и мишень может отлетать со значительной энергией. Такой процесс называют диссоциативной ионизацией, описываемой уравнением типа $e + AB \rightarrow A^+ + B^- + e$. Процесс этот подчиняется принципу Франка-Кондона [12], который

гласит, что при электронном переходе расстояния и относительные скорости ядер молекул остаются неизменными. Физически это означает, что электронные скорости велики по сравнению с ядерными и «в течение электронного перехода» ядра не успевают заметно изменить своего положения и скорости.

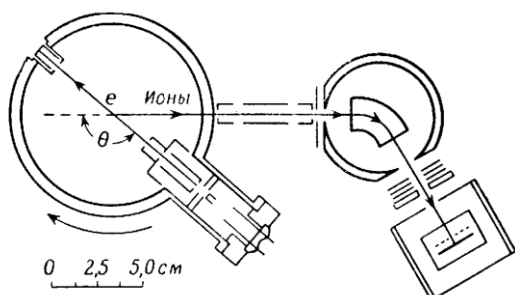


Рис. 11.7. Схема установки Данна и Киффера

Ранее в ряде работ наблюдалась анизотропия рассеяния частиц при диссоциативной ионизации. Схема

установки для исследования углового распределения частиц показана на рис. 11.7. Авторы этой работы проводили измерения в два этапа. На первом в анализаторе устанавливалось магнитное поле таким, чтобы через энергетический анализатор проходили протоны только заданной энергии и измерялась величина тока протонов в зависимости от угла рассеяния. Это делалось для дискретного ряда энергий электронов и при нескольких значениях энергий протонов. Затем, на втором этапе, фиксировались угол и энергия электронов, а энергия протона плавно изменялась. Такие измерения проводились также при различных углах и энергиях пучка электронов. Результаты измерений показаны на рис. 11.8. Видно, что при малых энергиях наблюдается максимум в прямом направлении, а при больших – угловое распределение характеризуется слабо выраженными максимумами под прямым углом.

Несколько слов об энергетических спектрах электронов, испускаемых в актах ионизации, т. е. о спектрах вторичных электронов. Такие электроны обладают энергиями не более

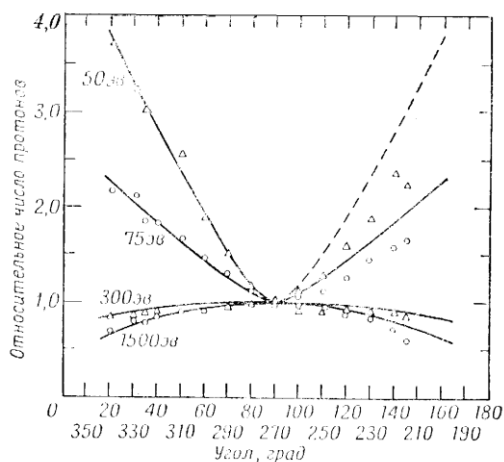


Рис. 11.8. Угловое распределение протонов с энергией 8,6 эВ, образующейся при диссоциативной ионизации молекул водорода под действием электронов различных энергий

нескольких эВ при малых энергиях падающих электронов. С возрастанием энергии падающих электронов начинают появляться вторичные электроны более высоких энергий, и при начальных энергиях в несколько кэВ уже половина всех выбитых электронов может обладать энергией выше порога ионизации мишени. Вторичные и неупруго рассеянные первичные электроны невозможно различить между собой экспериментально, поэтому точных экспериментальных данных об энергетических спектрах вторичных электронов нет. Тем не менее, сделанный выше вывод следует из лабораторных наблюдений и подтверждается расчетами (рис. 11.9). Особо важное значение здесь имеют именно расчеты спектров вторичных электронов, образующихся под действием протонного удара, ибо энергетические спектры электронов, испускаемых при ионизации электронами и протонами, аналогичны, если первичные частицы бомбардируют одну

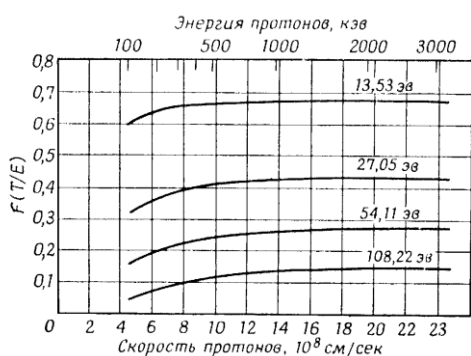


Рис. 11.9. Вычисленное распределение электронов, возникающих при ионизации газообразного неона быстрыми протонами

и ту же мишень с одной и той же скоростью. Если исходить из такого соответствия, то расчеты показали, что при ионизации Ne электронами с энергией $E = 1$ кэВ энергия около 65 % выбитых электронов превышает энергию ионизации атомарного водорода (13,6 эВ), энергия 40 % электронов более чем в два раза превышает эту величину, а 25 % – более чем в 4 раза. Величина $F(T/E)$ на рис. 11.9 представляет собой долю электронов с энергией, превышающей величину T , выбиваемых с внешней оболочки атома под действием протонов с энергией E . Величина T в эВ указана на каждой кривой.

и ту же мишень с одной и той же скоростью. Если исходить из такого соответствия, то расчеты показали, что при ионизации Ne электронами с энергией $E = 1$ кэВ энергия около 65 % выбитых электронов превышает энергию ионизации атомарного водорода (13,6 эВ), энергия 40 % электронов более чем в два раза превышает эту величину, а 25 % – более чем в 4 раза. Величина $F(T/E)$ на рис. 11.9 представляет собой долю электронов с энергией, превышающей величину T , выбиваемых с внешней

оболочки атома под действием протонов с энергией E . Величина T в эВ указана на каждой кривой.

12. Возбуждение атомов и молекул электронным ударом

Рассмотрим возбуждение электронных состояний, которое может происходить как в атомах, так и в молекулах.

Минимальная энергия для возбуждения электронных уровней составляет величину масштаба 10 эВ. Вычисления сечений

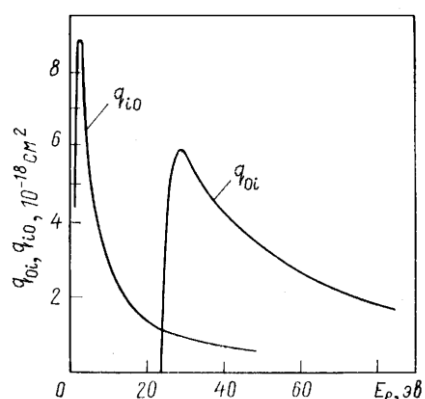


Рис. 12.1. Сечение возбуждения q_{oi} уровня $1s^1 2s^1 2^1 P_1$ в гелии

с использованием методов квантовой механики достаточно трудны в области энергий сталкивающихся электронов, соизмеримых с энергией возбуждения. В этой области энергий надежные вычисления проведены лишь для простых газов, в частности, для атомов водорода, гелия, щелочных металлов (Li, Na, K, Rb, Cs, Fr) (название происходит от щелочей – гидроксидов этих щелочных металлов, гидроксиды (гидроокиси) – хим. соединения оксидов с водой). Однако

экспериментальные данные о полных сечениях возбуждения имеются для многих атомов [4].

Зависимость сечения возбуждения уровня $1s^1 2s^1 2^1 P_1$ в гелии q_{oi} от кинетической энергии электронов показано на рис. 12.1 (там же представлено сечение тушения возбуждения q_{io} , переход в основное состояние $1s^2 1S_0$). Сечение резко нарастает от порога, равного энергии возбуждения (для гелия $E_{oi}^* = 21,21$ эВ). Для оптически разрешенных переходов максимум сечения достигается обычно при энергии $(1,5 \div 3) E_{oi}^*$, а значения максимального сечения – порядка $10^{-19} - 10^{-17}$ см². Уменьшение сечений при больших энергиях обусловлено, так же, как и при упругих столкновении, уменьшением времени взаимодействия частиц.

При столкновении электронов с атомом возможно также возбуждение метастабильных уровней, переходы на которые из основного состояния при оптическом возбуждении запрещены (метастабильное состояние – относительно стабильное, устойчивое состояние системы, из которого она может перейти в более устойчивое состояние под действием внешних факторов или самопроизвольно (в последнем случае вероятность перехода значительно меньше, чем для нестабильного состояния), метастабильные состояния в квантовой

механике – возбужденные состояния атомов, молекул или атомных

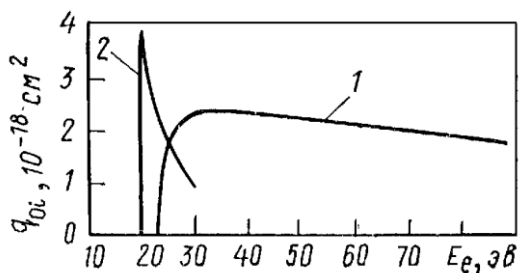


Рис. 12.2. Сечение возбуждения метастабильного уровня He

ядер, в которых они могут находиться достаточно длительное время). Это возбуждение связано с обменным взаимодействием сталкивающегося электрона с атомом. Поэтому сечение такого перехода имеет заметное значение только вблизи порога возбуждения, когда время пребывания электрона около атома относительно

велико и быстро уменьшается с ростом скорости электрона. Типичная кривая возбуждения метастабильного уровня He показана на рис. 12.2 (кривая 2 – для метастабильного уровня $1s2s^2 2^3S_1$ и, для сравнения, кривая 1 – для разрешенного уровня 2^1P_1).

Экспериментальные методы исследования процессов возбуждения более сложные, так как требуют применения косвенных методов регистрации измеряемых параметров. Однако известны и преимущества этих методов, связанные с тем, что регистрируемые сигналы оказываются, как правило, весьма специфичными для исследуемого состояния атома или молекулы. Что имеется в виду? В опытах по возбуждению в большинстве случаев можно с уверенностью выделить характерные, хорошо известные состояния. При этом можно не только получить более детальную информацию, но становится возможным применение этого метода для измерений в астрофизике и газовой электронике (физике плазмы). Особую ценность приобретает специфичность информации, обусловленной возбуждением состояния, при переходе в более низкое (или основное) состояние, из которого возможно испускание оптического излучения. Так, например, по излучению солнечной короны можно оценить ее химический состав и атомные концентрации, если известны соответствующие сечения возбуждения и вероятности переходов.

Перечислим общие методы определения сечений возбуждения [2].

1. Однородный электронный пучок с известной и регулируемой энергией пропускается через газовую мишень, в результате столкновений атомы и молекулы этого газа переходят в электронные состояния с большей энергией. Измеряются длина волны λ и интенсивность оптического излучения I , возникающего при спонтанных (самопроизвольных) радиационных переходах, на более низкие уровни при дезактивации атома. По результатам измерений вычисляются сечения возбуждения при разных энергиях. Спектральный

интервал выделяется с помощью монохроматора. Для регистрации фотонов используются фотоэлементы, фотоэлектронные умножители (ФЭУ), газовые счетчики.

2. Измеряются длина волны λ и интенсивность I спектральных линий излучения газового разряда. Помимо трудностей абсолютного измерения интенсивности, для того, чтобы получить точные данные, нужно знать распределение плотности и скорости свободных электронов в разряде. Серьезные усложнения может вносить излучение, вызванное вторичными эффектами.

3. Чтобы получить сечение возбуждения метастабильных уровней, можно использовать метод одного пучка. Определяется скорость образования метастабильных атомов одним из следующих методов: информацию о концентрациях этих метастабильных частиц получают из данных измерения избирательного поглощения света или наблюдения аномальной дисперсии. Оба метода отличаются низкой чувствительностью. В других случаях можно измерить количество вторичных электронов, появляющихся при столкновениях метастабильных атомов с металлической поверхностью внутри газового объема (подробнее об этом в [2], гл. 13). Кроме того, метастабильные состояния могут «гаситься» при пропускании потоков через электрическое или магнитное поля, которые вынуждают их к излучению своего избытка энергии и переходу в более низкое или основное энергетическое состояние. Возникающее при этом излучение регистрируется обычными методами, используемыми в спектроскопии. Как правило, эффект гашения наблюдается в полях с напряженностью $E \approx 50$ В/см или в магнитных полях с напряженностью в несколько сотен эрстед.

4. Наблюдают электронное облако, диффундирующее в газе при наличии электрического поля с известной напряженностью. Анализируя данные о скорости диффузии и дрейфа, можно получить информацию о различных механизмах рассеяния, в том числе и о неупругих столкновениях, приводящих к возбуждению либо метастабильных, либо обычных электронных состояниях.

5. Пучок электронов пропускается через газ, а регистрируются рассеянные электроны. Энергетические потери характеризуют процессы возбуждения, а поэтому, измерив энергетический спектр рассеянных электронов, можно получить информацию об этих процессах, причем данный метод применим для изучения как метастабильных, так и обычных возбужденных состояний. Преимуществом его является сравнительно простая методика регистрации сигнала, связанная

с измерением тока. Но коллектор, на котором собираются рассеянные электроны, должен обеспечивать чрезвычайно высокое разрешение по энергиям для того, чтобы можно было разделить близко расположенные уровни молекулы.

Подробно все эти методы рассматриваются в целом ряде книг и обзоров.

При исследовании процессов возбуждения молекул необходимо помнить о соотношении энергий возбуждения и диссоциации. Из таблицы 12.1 видно, что энергия возбуждения отдельных молекул может быть как больше энергии диссоциации, так и меньше.

Таблица 12.1

Энергии диссоциации некоторых молекул [2]

Молекула	$E_{дис}, \text{эВ}$	$E_{возб}, \text{эВ}$	$E_{ил}, \text{эВ}$
H ₂	4,476	11,5	15,6
CO	11,108	6,0	14,1
I ₂	1,5417	2,3	9,7
NO	6,487	5,4	9,5

Коротко остановимся на одном из экспериментов по исследованию процессов возбуждения [2].

В целом ряде работ были получены результаты по возбуждению атомов электронным ударом, при этом использовались разная аппаратура и методы. В качестве иллюстрации рассмотрим работу, в которой использовался метод с применением гашения метастабильных состояний электрическим полем.

Исследовался процесс возбуждения атомарного водорода по излучению α -линии серии Лаймана, возникающему под действием электронного удара (напомним, что серия Лаймана соответствует $n_i = 1$, частота излучения равна

$$h\nu = E_k - E_i, \nu_{ik} = \frac{2\pi\mu z^2 e^4}{h^3} \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_k^2} \right) = \frac{2\pi\mu z^2 e^4}{h^3} \left(1 - \frac{1}{n_k^2} \right), \text{ при } n_k = 2 - \text{ линия}$$

с $\lambda = 1215,67 \text{ \AA}$). Оно может возникнуть несколькими путями. Во-первых, в результате прямого возбуждения из основного состояния ($1^2S_{1/2}$) ($1s$) в состояния $2^2P_{1/2}$ и $2^2P_{3/2}$, из которых могут затем происходить разрешенные радиационные переходы в обратном направлении. Во-вторых, может произойти возбуждение атома в состояние с $n > 2$, затем переход вниз на один из уровней $2P$, откуда атом переходит в основное состояние. Излучение α -линии серии Лаймана происходит на последней стадии этого каскада. В-третьих,

излучение это возникает при тушении метастабильного состояния $2^2S_{1/2}$, которое может возбуждаться из основного состояния $1^2S_{1/2}$ ($2s+1=2$, $s=1/2$, $n=1$). Состояние атомарного водорода $2^2P_{1/2}$ и метастабильный уровень $2^2S_{1/2}$ разделены энергетическим интервалом около $4 \cdot 10^{-6}$ эВ (так называемый лэмбовский сдвиг). Это означает, что электрическое поле, возмущая атомы, может переводить

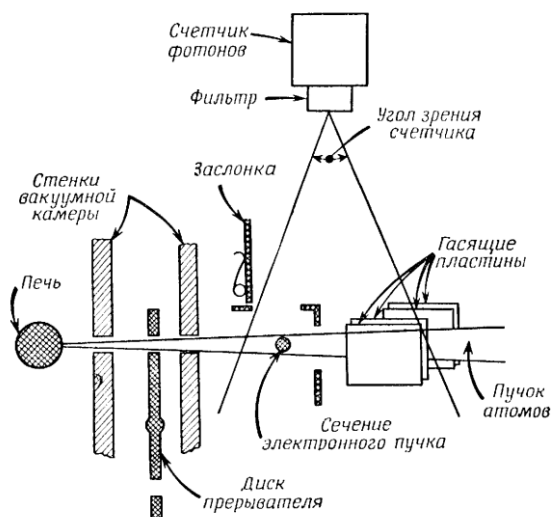


Рис. 12.3. Схема установки для измерения отношения сечения образования метастабильных атомов к сечению генерирования излучения α -линии серии Лаймана при бомбардировке электронами атомарного водорода в основном состоянии

их в метастабильное состояние, в результате будет наблюдаться смесь состояний $2^2S_{1/2}$ и $2^2P_{1/2}$, при этом с последнего уровня возможны радиационные переходы в основное состояние $1^2S_{1/2}$ ($n=1$). Такие переходы вызываются очень слабыми полями, так что во избежание случайного гашения метастабильных состояний необходимо сводить к минимуму влияние рассеянных электромагнитных полей. В экспериментах Стеббингса с сотрудниками принималось во внимание все упомянутое выше многообразие механизмов возникновения излучения α -линии серии Лаймана для выполнения поставленной задачи – измерения

отношения сечения образования атомарного водорода в состоянии $2S$ к сечению возбуждения лаймановского α -излучения.

На рисунке 12.3 показана схема установки Стеббингса и др. Атомы водорода в виде модулированного потока при столкновении с движущимся в перпендикулярном направлении пучком электронов испытывают возбуждение, после чего попадают в область гашения возбуждения, в область существования электрического поля с напряженностью примерно 30 В/см. Для фокусировки электронного пучка и рассеянных электронов использовалось продольное по отношению к направлению движения пучка магнитное поле с напряженностью около 50 Э. Магнитное поле с такой напряженностью на время жизни метастабильных атомов не оказывает заметного влияния. Заметим, что в других опытах для гашения метастабильных состояний использовалось поле с напряженностью $H = 575$ Э.

Для регистрации излучения авторами работы применялся счетчик фотонов со светофильтром, который мог перемещаться вдоль направления движения потока атомов. Таким образом, с помощью одного счетчика можно было регистрировать излучение как из области столкновений, так и из области гашения излучения между пластинами, создающими электрическое поле. Счетчик был заполнен парами йода. Светофильтр, а это был кислородный поглощающий фильтр, имел окна из LiF, что позволяло выделять в регистрируемом излучении α -линию серии Лаймана с длиной волны $\lambda = 1215,67 \text{ \AA}$. Когда счетчик принимает излучение из области взаимодействия пучков, регистрируется α -излучение Лаймана, возникающее в результате прямого акта возбуждения. Время жизни возбужденных состояний, из которых происходит разрешенное излучение, составляет величину порядка 10^{-9} с, так что находящиеся в этом состоянии атомы успевают пройти расстояние порядка 10^{-3} см. Если же опустить заслонку, включить электрическое поле в области гашения излучения и переместить счетчик к области гашения, то теперь он будет регистрировать излучение, которое возникает в результате перехода атома из метастабильного состояния, возникшего в области взаимодействия пучков, в нормальное. Поскольку время жизни невозмущенных атомов водорода в состоянии $2S$ порядка 10^{-3} с, то за время их движения в области гашения возбуждения спонтанно распадается лишь малая доля таких метастабильных состояний. Искомое отношение сечений находится путем сравнения показаний счетчика в случае прямого возбуждения и в случае гашения метастабильных состояний. По этому отношению можно вычислить и абсолютные сечения. В 1961 году Лихтен измерил и угловое распределение излучения и его поляризацию. Излучение оказалось не поляризованным и изотропным.

Что касается других методов исследования процессов возбуждения, то, например, был предложен и реализован метод измерения сечений возбуждения метастабильных состояний He и Ne, который заключается в регистрации метастабильных атомов благодаря их способности выбивать вторичные электроны с металлической поверхности, работа выхода которой ниже энергии возбуждения метастабильного состояния.

Интересный метод был предложен в 1958–60 гг. Шульцем. Суть его – в улавливании неупруго рассеянных электронов низких энергий в электростатической потенциальной яме с последующей их регистрацией.

А теперь о результатах экспериментального измерения сечений возбуждения [2]. Имеются данные по возбуждению H, He, Ne, Ar, Hg, N₂, O₂, H₂ и многим другим атомам и молекулам.

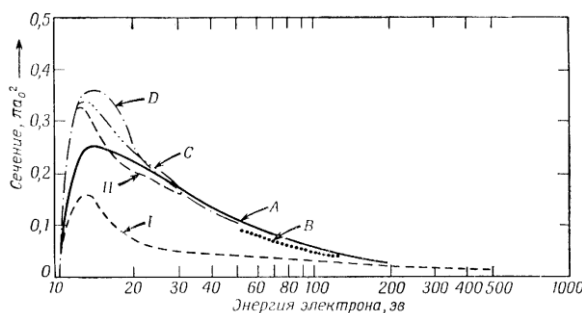


Рис. 12.4. Сечения возбуждения электронным ударом метастабильного состояния 2S из основного состояния атомарного водорода

При электронной бомбардировке атомов водорода последние переходят в метастабильное состояние 2S. Результаты измерений показаны на рис. 12.4. Здесь на кривой I представлены экспериментальные данные Стеббингса и др., II – экспериментальные данные Лихтена и Шульца. Остальные кривые представляют собой теоретические результаты, полученные следующими методами: A – борновское

приближение, B – второе борновское приближение, C – приближение сильной связи 1S – 2S, D – приближение 1S – 2S – 2P. Отметим, что, как следует из рис. 12.4, наблюдается хорошее качественное соответствие результатов экспериментов и расчетов, но видны довольно большие количественные различия (примерно в два раза в максимуме, $\sigma = (0,15 \div 0,33) \pi a_0^2$, максимум сечения при $E \approx 14 \div 15$ эВ).

Шульц и Фокс исследовали электронное возбуждение инертного газа – гелия – по вторичным электронам. Шульц эти же измерения проводил методом электронной ловушки. Результаты показаны на рис. 12.5. Нормировка проводилась в пике, соответствующем возбуждению метастабильного состояния 2³S.

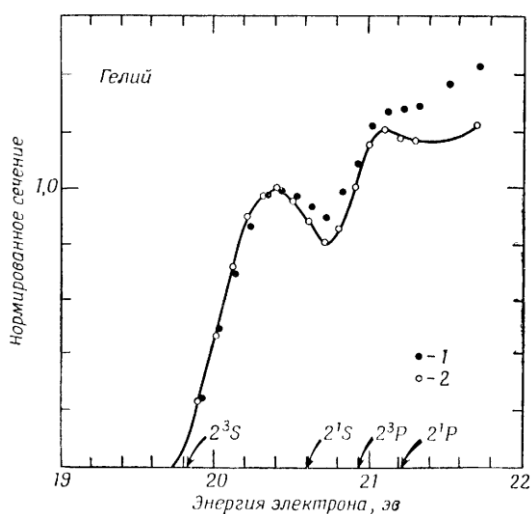


Рис. 12.5. Функция возбуждения гелия электронным ударом вблизи порога

Стрелками отмечены оптические значения энергий возбуждения низших уровней. На рисунке темными точками 1 представлены данные, полученные методом электронной ловушки, при глубине потенциальной ямы, равной 2,6 В, кружочками 2 – данные, полученные путем регистрации вторичных электронов. Данные, полученные в электронной ловушке, дали меньшую глубину впадины в окрестности второго метастабильного уровня при энергии 20,6 эВ

(2^1S), что связано с большим энергетическим разбросом электронного пучка после того, как он попадет в потенциальную яму не прямоугольной формы. Предполагается, что расхождение выше 21,2 эВ связано с возбуждением резонансного уровня 2^1P , который не может регистрироваться по вторичным электронам. Следует заметить, что в наблюдаемый выход метастабильных атомов могут давать вклад фотоэлектроны, выбиваемые фотонами достаточно большой энергии, которые испускаются в результате перехода $2^1P \rightarrow 1^1S$, хотя применявшаяся при регистрации золотая поверхность не соответствует фотонам, излучаемым при переходе $2^3P \rightarrow 2^3S$. В эксперименте с электронной ловушкой возбуждение в оба P -состояния регистрируются с такой же эффективностью, как и возбуждение метастабильных уровней. Шульц и Фокс получили для абсолютного сечения в максимуме возбуждения состояния 2^3S величину $4 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ ($\pm 30\%$). Она хорошо совпадает со значением сечения, полученным другим автором, который воспользовался методом задерживающего потенциала.

Исследования в этой области продолжаются. В Украине подобные работы ведутся, в частности, в Ужгородском национальном университете.

13. Неупругие столкновения тяжелых частиц

Исследования неупругих столкновений тяжелых частиц были начаты приблизительно в 1900 г. Изучалось прохождение α -частиц через газы и тонкие металлические фольги. Позже эти работы проводились в постановке, характерной для физики элементарных взаимодействий. Сегодня результаты по неупругому рассеянию тяжелых частиц используются в задачах по УТС, при разработке газовых лазеров, в радиационной химии и плазмохимии, в астрофизике, при исследовании явлений в верхних слоях атмосферы, в расчетах детекторов ионизирующих излучений и пр.

Если говорить только о взаимодействии атомарного иона с покоящимся атомом и рассматривать лишь некоторые варианты взаимодействий, то возможные реакции в диапазоне энергий до 500 эВ можно представить в следующем виде [2]. В скобках приведена цифровая запись уравнений реакций, предложенная Хастедом. Здесь 0 означает нейтральный атом, 1 – ион, 2 – двухзарядный ион, 0^* , 1^* – возбужденный атом или ион.

1. $A^{+*} + B \rightarrow A^+ + B^*$ – передача возбуждения (внутренняя энергия возбуждения передается от ионизированного возбужденного атома атому нейтральному) (1^{*}0/10^{*}).

2. $A^+ + B \rightarrow A + B^+$ – простая перезарядка (используется при инъекции нейтральных пучков в термоядерный реактор) (10/01).

3. $A^+ + B \rightarrow A^- + B^{2+}$ – двойная перезарядка (10/-12).

4. $A^+ + B \rightarrow A^+ + B^+ + e$ – ионизация (10/11e).

5. $A^+ + B \rightarrow A + B^{2+} + e$ – ионизация с перезарядкой (10/02e).

6. $A^+ + B \rightarrow A^{2+} + e + B$ – реакция срыва (электрона) (10/2e0).

7а. $A^+ + B \rightarrow A^* + B^+$ – перезарядка с переходом в возбужденное состояние (10/0^{*}1).

7б. $A^+ + B \rightarrow A + B^{+*}$ – то же (10/01^{*}).

Классификация реакций с участием возбужденных частиц.

1. $AB^* \rightarrow A + B$, A, B – атомы, молекулы, радикалы – спонтанная диссоциация.

2. $AB^* \rightarrow BA$ – спонтанная изомеризация.

3. $A^* + B \rightarrow A + B^*$ – перенос электронной энергии.

4. $A^* + B \rightarrow A + B$ – тушение (возбуждения) соударением без какой-либо реакции.

5. $A^* + BC \rightarrow A + B + C$ – тушение с диссоциацией молекулы и свободными фрагментами реакции.

6. $A^* + BC \rightarrow AB + C$ – тушение с диссоциацией молекулы и образованием новой молекулы.

7. $AB + e \rightarrow AB^-$ – диссоциативное прилипание электрона к молекуле.

8. $A + A \xrightarrow{\text{стенка}} A_2$ – гетерогенная рекомбинация и т. д.

Нужно отметить, что принято разделять неупругие соударения тяжелых частиц по энергии на два диапазона: до и выше 500 эВ. Связано это с тем, что в этих двух случаях вклад различных типов взаимодействий отличается, используются различные экспериментальные методы исследования.

По поводу приведенной выше классификации следует сделать одно замечание. В том случае, когда обе сталкивающиеся частицы до столкновения движутся или когда процесс рассматривается в системе центра масс, трудно провести различие между бомбардирующей частицей и частицей мишени. Поэтому реакцию №4 в равной мере можно назвать реакцией срыва (если B – бомбардирующая частица, в реакциях срыва происходит выбивание электрона из бомбардирующей частицы A^+ (реакция №6), а в реакциях ионизации – из

частицы мишени (№4)). Вот почему зачастую используется цифровая классификация Хастеда.

И еще. Если одна из сталкивающихся частиц – молекула, то становятся возможными другие реакции. Может наблюдаться диссоциация молекулы, вращательное или колебательное возбуждение молекул. Кроме того, тяжелая частица может перейти из одной сталкивающейся системы в другую или обе частицы могут соединиться в одну стабильную частицу. Реакции двух последних типов, которые по сути являются химическими, называют ионно-молекулярными [2].

А теперь более подробно о реакции перезарядки, важной, в том числе, и с точки зрения управляемого термоядерного синтеза.

Различают реакции симметричные, протекающие при столкновениях частиц одного сорта ($A^+ + A \rightarrow A + A^+$) и асимметричные, происходящие между различными частицами ($A^+ + B \rightarrow A + B^+$). Характер зависимости эффективного сечения этих двух процессов обычно весьма неодинаков. Ответ на вопрос о причине таких различий можно получить на основе так называемой «адиабатической гипотезы» Мессе [2].

Рассмотрим асимметричную перезарядку, происходящую между разными частицами A и B . Поскольку речь идет о взаимодействии отличающихся частиц, разность между их энергиями ионизации равна $\Delta E = E_A - E_B \neq 0$. Величину ΔE , представляющую собой изменение энергии при электронном переходе $A^+ + B \rightarrow A + B^+$, называют дефектом энергии реакции перезарядки. В работах Мессе было показано, что если только ΔE не слишком мало, в общем случае значение сечения перезарядки будет малым даже при самых небольших относительных скоростях сближения. При условии, если скорость сближения двух частиц мала по сравнению со скоростями движения орбитальных электронов в атомах, взаимодействие между A^+ и B будет происходить медленно, в силу чего перестройка состояния электронов будет происходить в соответствии с возмущением, вызванным взаимодействием, без электронных переходов. В этой ситуации столкновение будет происходить почти адиабатически (или квазиадиабатически в термодинамическом понимании – обмен энергией будет происходить только между частицами, не будет происходить обмен энергией с внешней средой). Задачу эту Мессе рассматривал с классических позиций, представляя взаимодействие частиц как вынужденные колебания осциллятора с собственной частотой ν под действием возмущающей силы. Если предположить, что зависимость возмущения от времени выражается

функцией $F(t)$, ее можно представить в виде интеграла Фурье. Основной вклад в возбуждение вынужденных колебаний осциллятора будут вносить только те члены разложения, частота которых будет близка к ν . Тогда время столкновения τ не должно быть большим по сравнению с одним периодом собственных колебаний осциллятора, т. е. $\tau/T \leq 1$ или $\tau\nu \leq 1$. Это неравенство служит условием сильного взаимодействия. Соответственно возмущение будет слабым, если $\tau\nu \gg 1$. Если l – радиус взаимодействия A^+ и B , т. е. расстояние, при достижении которого происходит взаимодействие, то $\tau \approx \frac{l}{\nu}$, где ν – относительная скорость сближения частиц, и тогда условие слабого взаимодействия можно переписать так:

$$\frac{l\nu}{\nu} \gg 1. \quad (13.1)$$

Если использовать квантово-механический подход, то частоте колебаний будет соответствовать величина $\frac{\Delta E}{h}$. В этом случае условие малости вероятности электронного перехода при перезарядке будет иметь следующий вид:

$$\frac{l\Delta E}{h\nu} \gg 1, \quad (13.2)$$

а l приобретает смысл параметра адиабатичности столкновений. Для каждой пары взаимодействующих частиц величины l и ΔE являются заданными, хотя параметр адиабатичности и не может быть точно определен. Отсюда следует, что если скорость ν соответствует адиабатической области кинетической энергии, т. е. если $\nu \ll \frac{l\Delta E}{h}$, то эффективное сечение будет малым. С увеличением скорости до значения

$$\nu^* \approx \frac{l\Delta E}{h} \quad (13.3)$$

столкновения перестают быть адиабатическими, так как время столкновений становится сравнимым со временем перехода $h/\Delta E$, и, следовательно, сечение перезарядки уже нельзя считать малым. При достижении значения энергии, соответствующего скорости ν^* , сечение перезарядки достигнет своего максимального значения, которое может быть достаточно большим. Эта энергия может быть вычислена:

$$E = E^* = \frac{m\nu^{*2}}{2} = \frac{(\Delta E)^2}{2h} ml^2 \text{ эВ}, \quad (13.4)$$

где m – масса бомбардирующей частицы, l – радиус взаимодействия. Эта формула известна как критерий Мессе. Она определяет энергию бомбардирующей частицы, при которой должен наблюдаться максимум сечения асимметричной перезарядки. Но известно [4], что критерий Мессе применим и к другим столкновительным процессам с участием тяжелых частиц. В случае ионизации вместо дефекта энергии в (13.4) следует подставить значение энергии ионизации, а при исследовании процессов возбуждения – энергии возбуждения соответствующего уровня.

Таким образом, в рамках адиабатической гипотезы можно предсказать, что сечение асимметричной перезарядки должно быть очень малым при низких энергиях взаимодействия, достигать максимума при энергии $E_{(maxq)}$, а затем быстро спадать с ростом энергии. Действительно, при увеличении кинетической энергии сечение в конце концов должно уменьшаться, так как время взаимодействия становится недостаточным для осуществления электронного перехода. В адиабатической области сечение приближенно описывается формулой

$$10q_{01} = ke \frac{l\Delta E}{4h\nu}, \quad (13.5)$$

где k – константа, зависящая от типа рассматриваемой асимметричной перезарядки. Однако, известно, что

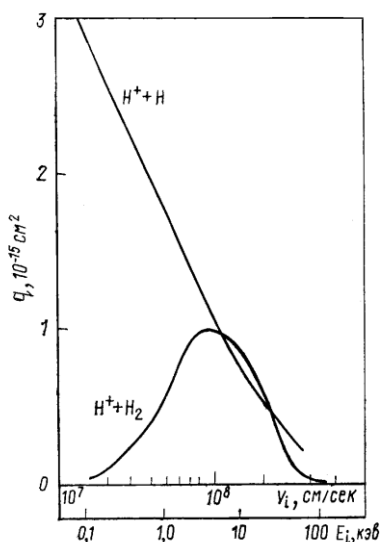


Рис. 13.1. Зависимости сечений резонансной и нерезонансной перезарядки в водороде

экстраполяция экспериментальных данных по формуле для $10q_{01}$ на область тепловых энергий может привести к ошибочным результатам. Дело не только в том, что нерезонансные процессы вообще мало эффективны при тепловых энергиях, но и в том, что сечение перезарядки для эндотермических реакций равно нулю при $E_{цм} < \Delta E$, где $E_{цм}$ – кинетическая энергия относительного движения в системе центра масс. Это справедливо, если в реакции $A^+ + B \rightarrow A + B^+$ энергия ионизации частицы A меньше, чем для частицы B ($E_A < E_B$).

При симметричной перезарядке сечение для атомных ионов должно монотонно возрастать с уменьшением энергии взаимодействия. При тепловых энергиях сечение такой реакции обычно достигает значения, существенно превосходящего газокинетическое, которое составляет примерно

$5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$. О закономерностях резонансной симметричной перезарядки молекулярных ионов AB^+ в реакции $AB^+ + AB \rightarrow AB + AB^+$ при низких энергиях известно меньше, чем об аналогичных закономерностях для атомных ионов, но сечение, вероятно, остается конечным при энергиях, стремящихся к нулю. Обычные экспериментальные методы не могут быть использованы для измерения сечений перезарядки ионов газов при энергиях около нескольких эВ. Но некоторые данные можно получить из измерений скорости дрейфа ионов через газ в электрических полях. Оценки эти для перезарядки молекул кислорода и азота дают сечения порядка 10^{-14} см^2 . На рис. 13.1 показан характерный вид зависимостей резонансной и нерезонансной перезарядки на водороде (атомарном и молекулярном) [4].

Как известно, адиабатическое приближение не может привести к точным результатам, а позволяет сделать лишь качественные выводы. Для получения точных данных необходимо проводить квантово-механические расчеты конкретных систем.

В заключение несколько слов еще об одной классической реакции, в которой сталкивающиеся атомные или молекулярные частицы неодинаковые, но дефект энергии очень мал ($\Delta E \approx 0$). Такие реакции называют асимметричной (или случайной) резонансной перезарядкой.

Примеры: $O^+(^4S) + H(1s) \rightarrow O(^3P_J) + H^+$ и $He^{2+} + H(1s) \rightarrow He^+(2s \text{ или } 2p) + H^+$. Теоретические оценки разных авторов (1957 – 1963 гг.) дают различную трактовку поведения сечения перезарядки (существуют разные утверждения: сечения перезарядки с $\Delta E \approx 0$ того же порядка, что и при симметричной резонансной перезарядке, максимум при малых энергиях; этим двум процессам соответствуют совершенно разные

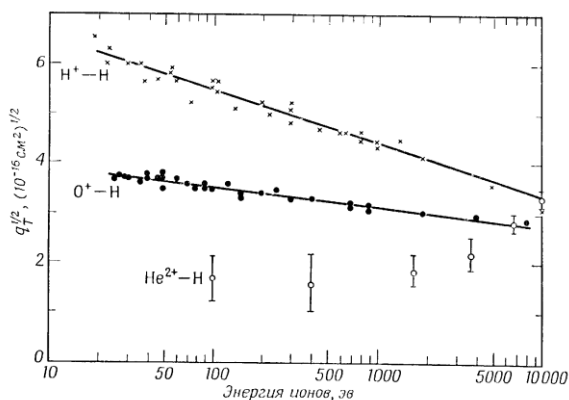


Рис. 13.2. Симметричная и асимметричная резонансная перезарядка на атомарном водороде

кривые зависимости сечения от энергии, и т. д.). Но есть результаты измерения первых двух процессов и реакции $H^+ + H(1s) \rightarrow H(1s) + H^+$ (рис. 13.2). Из приведенного на рисунке видно, что кривая сечения для реакции $He^{2+} - H$ носит нерезонансный характер (сечение нарастает с ростом энергии). Что же касается кривых зависимостей сечения реакций $H^+ - H$ и $O^+ - H$, то из графиков нельзя сделать однозначный вывод о характере взаимодействия, так как первая точка лежит в области

энергии $E \approx 25$ эВ, а как ведет себя кривая в области малых энергий из этих данных определить невозможно. Поэтому, эти экспериментальные данные не противоречат теории, но и не подтверждают ее.

Рассмотрим постановку эксперимента по исследованию процесса перезарядки при низких энергиях, основанного на методе одного пучка, который заключается в пропускании пучка положительно заряженных ионов через нейтральный невозбужденный газ – мишень [2]. Эффекты объемного заряда и рассеянного поля не позволяют проводить измерения при энергиях порядка нескольких эВ. В рассматриваемом диапазоне энергий энергией частиц мишени пренебрегают, поскольку она на несколько порядков величины меньше энергии ионизации. Сечение ионизации, ионизации с перезарядкой и реакции срыва очень малы, и поэтому в газовой мишени образуются в основном положительно заряженные ионы и небольшое количество свободных электронов. Образующиеся положительные ионы обладают пренебрежимо малой кинетической энергией, и рассеянные частицы проходят область взаимодействия, лишь незначительно изменяя направление своего движения. Следует заметить, что если процесс сопровождается диссоциацией молекул, то энергия ионов может быть порядка нескольких эВ за счет выделяющейся внутренней энергии диссоциирующей молекулы.

Благодаря всему этому сечение перезарядки можно определить, позволяя бомбардирующим частицам свободно пролетать через объем, где происходят соударения, и собирая образующиеся медленные положительно заряженные ионы. При этом мишень должна быть «тонкой». Сечение перезарядки q_n определяется уравнением

$i_s = i_o N q_n x$, где i_s – ток медленных ионов на коллектор, i_o – начальный ток пучка, N – плотность газа мишени, x – эффективная толщина мишени.

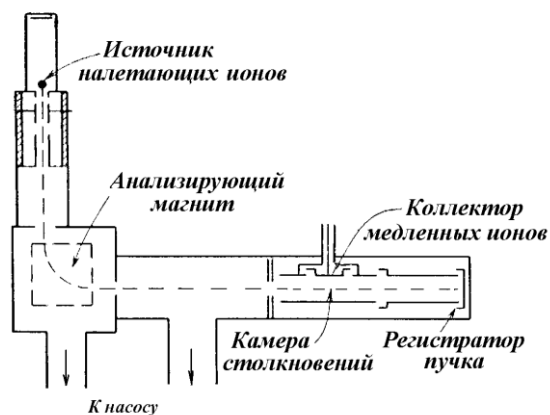


Рис. 13.3. Типичная схема установки для измерения сечения перезарядки ионов низкой энергии на нейтральных молекулах

Строго говоря, здесь речь идет об измерении кажущегося сечения перезарядки, так как собираются и анализируются медленные ионы, образующиеся в различных зарядовых состояниях. Однако основной вклад, как правило, дает однократная перезарядка.

На рисунке 13.3 показана схема установки для измерения сечения перезарядки ионов низкой энергии

на нейтральных молекулах. Такой метод измерения сечения еще называют методом конденсатора из-за геометрии системы электродов, собирающей медленные ионы. Для сбора медленных ионов на коллектор подавался отрицательный потенциал, в результате чего в области коллектора существовало поперечное электрическое поле. Экспериментальные данные, полученные разными авторами с помощью этого устройства представлены на следующих рисунках (см. рис. 13.4 и 13.5). На рис. 13.5 кружочками обозначены экспериментальные данные, точками – результаты вычислений.

Анализ результатов измерений сечений перезарядки при малых энергиях показывает, что абсолютные значения сечений невелики (но и не маленькие, сравнимы с сечением упругих столкновений и сечением ионизации). Так, из рис. 13.4

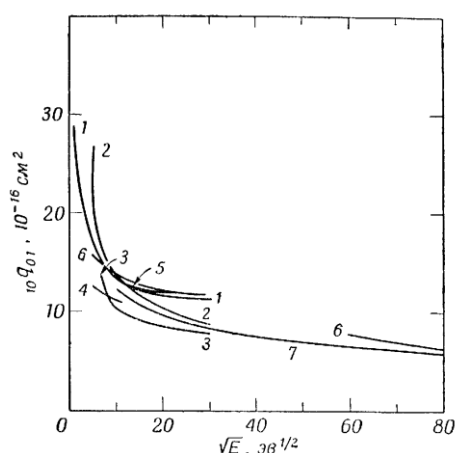


Рис. 13.4. Сечения симметричной перезарядки He^+ на He

видно, что при симметричной перезарядке He^+ на He в максимуме сечение равно $10^9 q_{01} \approx 3 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$, из рис. 13.5 – для процесса перезарядки H^+ на H $10^9 q_{01} \approx 4 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$. На всех графиках $10^9 q_{01} \approx n \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$, где n – единицы или десятки. Самое большое значение имеет сечение перезарядки Cs^+ на Cs – [2] $q^{max} \approx 4 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$, максимумы кривых

приходятся на энергии порядка 5 – 20 эВ. Кроме перезарядки известны и другие процессы неупругих взаимодействий

тяжелых частиц, при которых электронный переход не происходит и которые при тепловых энергиях могут происходить с большой скоростью. Такие процессы называются ионно-молекулярными реакциями. Они играют важную роль в верхних слоях атмосферы, в некоторых лабораторных экспериментах с ионизованными газами, по-видимому, в плазмохимических процессах, в разрядах на молекулярных газах. Здесь будет идти речь только об одном типе ионно-молекулярных реакций.

Этот тип реакций нужно отнести к реакциям ионно-атомного обмена, в которых атом переходит от одной сталкивающейся частицы к другой. Приведем примеры реакций тяжелых частиц, которые могут происходить в ионосфере:

Этот тип реакций нужно отнести к реакциям ионно-атомного обмена, в которых атом переходит от одной сталкивающейся частицы к другой. Приведем примеры реакций тяжелых частиц, которые могут происходить в ионосфере:

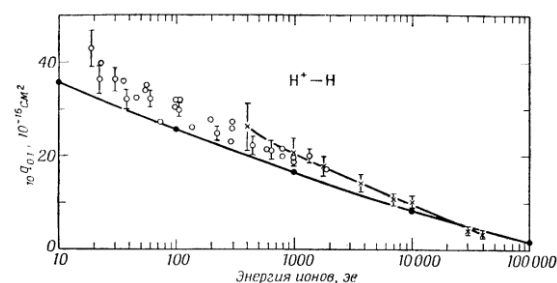
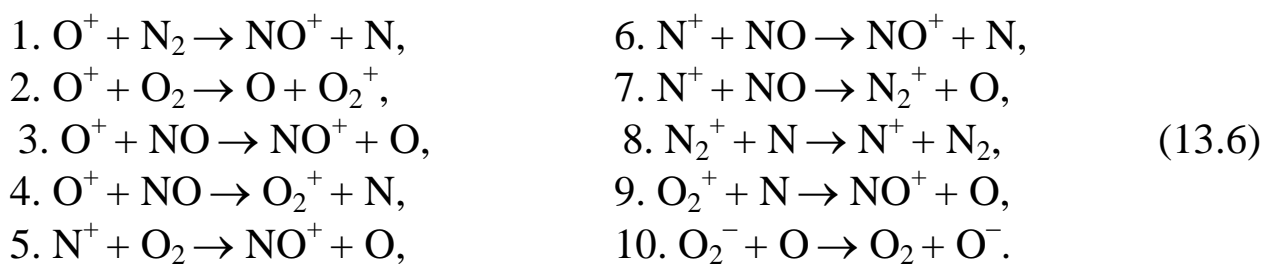


Рис. 13.5. Сечения перезарядки ионов H^+ на атомарном водороде



Скорости ионно-молекулярных реакций при малых энергиях активации могут достигать величин порядка 10^{-9} см⁻³/с. Зная скорость реакции, а также плотность бомбардирующих частиц и их скорость, плотность частиц мишени n , можно вычислить сечение реакции Q , а, следовательно, и q_s .

Реакции, о которых идет речь, важны еще и потому, что они приводят к эффективному преобразованию атомарных ионов, обладающих обычно очень малыми коэффициентами электронной рекомбинации, в молекулярные, рекомбинация которых может протекать достаточно быстро. Ионно-атомный обмен, на который как на важный процесс впервые обратил внимание Бейтс в 1955 г., аналогичен обычным химическим реакциям.

Еще одним процессом взаимодействия тяжелых частиц, о котором нужно упомянуть, являются реакции ионизации и срыва (или «обдирки»). Хотя сечения этих процессов невелики, тем не менее интерес к ним обусловлен задачами, связанными с физикой плазмы, ударными волнами, химией высоких энергий (плазмохимией). Именно при решении подобных задач требуются данные по сечениям ионизации и срыва с образованием свободных электронов в диапазоне энергий порядка $10 \div 100$ эВ.

Кроме процессов, в которых вылет электронов происходит за счет кинетической энергии сталкивающихся частиц, известен также механизм ионизации Пеннинга, при котором вылет электрона вызывается переходом внутренней энергии возбуждения от одной частицы к другой. Такой процесс может протекать при тепловых энергиях, когда метастабильный атом сталкивается с атомом или молекулой, у которых энергия ионизации меньше энергии возбуждения метастабильного атома. Заметим, что времена жизни обычных возбужденных состояний так малы по сравнению со средним временем столкновений, что пеннинговская ионизация может наблюдаться только для метастабильных состояний. Времена жизни частиц (по отношению к спонтанному излучению), находящихся в обычных возбужденных состояниях, порядка 10^{-8} с, тогда как для

метастабильных состояний они лежат в пределах от 10^{-4} с до нескольких минут.

И наконец, имеется много информации о диссоциации простых ионов и молекул при низких энергиях столкновений.

Все эти процессы (перезарядка, ионизация и срыв, диссоциация, возбуждение) исследовались также и при энергиях бомбардирующих частиц > 500 эВ. Экспериментальные данные, представленные в этом разделе, касаются экспериментов при энергиях в интервале от нескольких сотен эВ до 1,5 МэВ. Интерес к этой области энергий и этим процессам обусловлен как чисто теоретическими проблемами, так и с практической точки зрения, важной для геофизики, физики верхних слоев атмосферы, УТС, решения задач, связанных с инжекцией потоков горячих частиц в удерживаемую плазму, с охлаждением плазмы (перезарядка ионов водорода, дейтерия на атомах примесей и т. д.

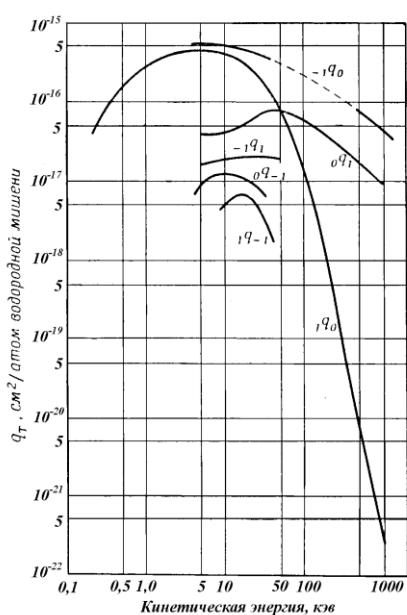


Рис. 13.6. Сечения перезарядки ионов H^- и H^+ и атомов H^0 , движущихся в газообразном водороде

сечения в максимуме $\approx 5 \cdot 10^{-16}$ см². Ход зависимости сечения от энергии, как мы видим, типичный.

Обширный теоретический материал накоплен по исследованию столкновений как в рамках классической механики, так и квантовой. При анализе атомных столкновений можно использовать подход в двух вариантах – с учетом зависимости процесса от времени и без него (стационарный случай). Как правило, во второй постановке в основном и рассматриваются задачи. При этом основным уравнением является стационарное волновое уравнение Шредингера для системы сталкивающихся частиц. Вычисляется сечение процесса. На рисунках 13.7 и 13.8 приведены для сравнения кривые теоретических расчетов зависимости сечения ионизации атомарного

Экспериментальные исследования при больших энергиях имеют ряд особенностей, связанных с применением источников быстрых ионов (в том числе ускорителей), с регистрацией вторичных частиц. Хотя в целом постановка эксперимента идеологически не отличается от диапазона до 500 эВ.

Если посмотреть на данные по сечениям перезарядки ионов H^+ и H^- и атомов H (рис. 13.6), то следует отметить, что максимум сечения приходится на диапазон энергий $E \approx 3 \div 10$ кэВ,

и молекулярно водорода с экспериментально измеренными их величинами. На рис. 13.7 точками показаны экспериментальные данные Файта, Стеббингса, Хаммера и Брэкмана, а кружочками – экспериментальные данные Айрленда и Гилбоди. Сплошная кривая – результат вычислений в борновском приближении, проделанных Бейтсом и Гриффингом. На рис. 13.8 точки 1 – данные Хупера и др., 2 – экспериментальные данные Афросимова и др., 3 (пунктирная кривая) – теоретические данные Бейтса и Гриффинга. Теоретические значения были получены путем пересчета данных, относящихся к атомарному водороду.

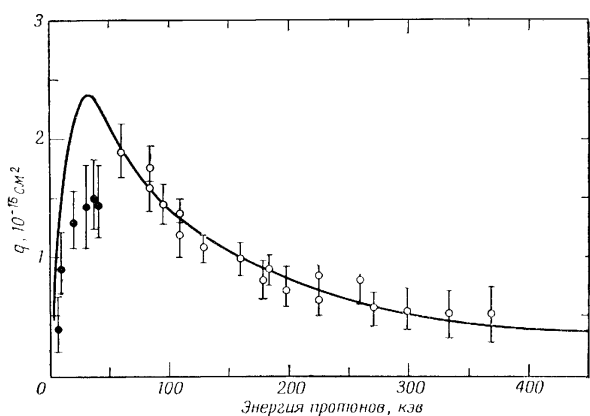


Рис. 13.7. Сравнение экспериментальных и теоретических значений сечения ионизации атомарного водорода протонами

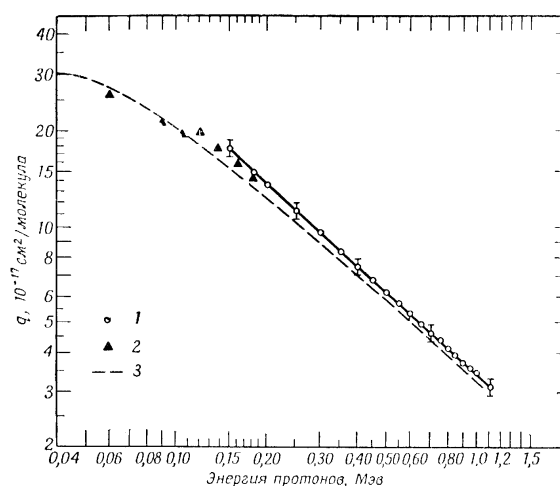


Рис. 13.8. Сравнение экспериментальных и теоретических значений сечения ионизации молекулярного водорода протонами

Подводя итог рассмотрению результатов исследований неупругих столкновений тяжелых частиц, можно утверждать, что основные неупругие процессы при столкновениях тяжелых частиц (атомов и ионов) существенны лишь при энергиях порядка 1 кэВ и больше [3]. В газоразрядной лабораторной плазме средние энергии ионов и атомов обычно не превышают 10 эВ, в высокотемпературной термоядерной плазме энергии частиц \sim кэВ. При малых энергиях неупругие процессы тяжелых частиц не играют заметной роли. Существенными в таких условиях могут быть только упругие столкновения ионов и атомов и неупругие столкновения с очень малым дефектом энергии ($\Delta E < 1$ эВ). Такие резонансные (или, точнее, почти резонансные) процессы возможны в смесях газов. В качестве примера можно напомнить об эффекте Пеннинга в смеси Ar и Ne. В этом процессе дефект энергии всего 0,7 эВ ($E_i(\text{Ne}) = 16,5$ эВ – $E_i(\text{Ar}) = 15,8$ эВ) и его

сечение даже при малых энергиях атомов порядка атомного. В связи с этим даже малая добавка аргона к неону приводит к резкому увеличению эффективности ионизации неона и облегчает пробой газа и формирование разряда. Этот эффект может наблюдаться и в других смесях газов.

14. Процессы образования и гибели отрицательно заряженных ионов

Отрицательно заряженный ион – атом, молекула или молекулярная группа с полным отрицательным зарядом. Известно существование отрицательных ионов в газах, жидкостях и твердых телах. В разных средах поведение их различно. В электролитах и ионных кристаллах ионы чаще всего многозарядные, имеющие сложное строение. Пути образования отрицательных ионов в газах – это захват свободных электронов, диссоциация нейтральных молекул и молекулярных ионов на положительно и отрицательно заряженные ионы, в результате передачи одного или нескольких электронов при столкновениях тяжелых частиц (двойная перезарядка, например), а также при взаимодействии с поверхностью твердого тела [2]. Интерес к процессам образования отрицательных ионов проявляется и в связи с необходимостью решения проблемы примесей в термоядерных реакторах.

Рассмотрим качественно механизм образования отрицательно заряженного иона на примере атомарных ионов. Если к атому приближается свободный электрон, то он попадет в поле сил притяжения атома, спадающее с расстоянием гораздо быстрее, чем то, которое действует на электроны в нейтральном атоме. В нейтральном атоме на больших расстояниях поле соответствует кулоновскому. Между тем потенциальная энергия сил притяжения, действующих на дополнительный электрон в поле, например, атома водорода спадает пропорционально четвертой степени расстояния r . Мессии в пренебрежении эффектами поляризации показал, что потенциальная энергия электрона на расстоянии r от атома H в основном состоянии ведет себя как $V(r) = -e^2 \exp\left(-\frac{2r}{a_0}\right) \cdot \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{a_0}\right)$, где a_0 – радиус первой орбиты Бора водородоподобного атома. Однако эффекты поляризации могут изменять характер поведения потенциала, приближая его к зависимости $\sim 1/r^4$.

Отрицательный ион можно рассматривать на основе представлений о стационарных состояниях электрона в поле сил притяжения, очень быстро убывающих с расстоянием r . При этом число стационарных состояний должно быть конечным, а не бесконечным, как в кулоновском поле. Это обстоятельство, а также принцип Паули, сильно ограничивает число элементов, способных образовывать отрицательно заряженные ионы.

Рассмотрим качественно, как атом водорода H может перейти в новое состояние – ион водорода H⁻. В атоме водорода H имеется вакансия в низшем состоянии $1s$, поскольку там могут находиться два электрона, как в атоме He. Следовательно, на уровень $1s$, т. е. в состояние, близкое к ядру, может быть помещен второй электрон. Экранирование поля ядра уже имевшимся ранее электроном $1s$ будет достаточно слабым, и второй электрон сможет находиться в поле ядра в связанном состоянии. Поэтому ион H⁻ известен уже давно и наблюдается экспериментально.

Другая ситуация складывается в атоме гелия He, где уровень $1s$ заполнен полностью и, следовательно, дополнительный электрон может быть помещен только на уровень с $n = 2$ ($2s, 2p$) или на уровень с еще большим n . На расстояниях, соответствующих оболочке с $n > 1$, экранирование атомными электронами значительно ослабляет поле ядра в атоме He. Поэтому долго полагали, что ион He⁻ вообще принципиально не сможет существовать. Однако такие ионы наблюдали экспериментально. Ион He⁻ образуется через метастабильное дважды возбужденное состояние $1s2s2p, ^4P_{5/2}$, хотя время их жизни весьма ограничено ($\tau \sim 10^{-5}$ с). Впервые ион гелия He⁻ был обнаружен в качестве примеси в масс-спектрометрических опытах Хайби в 1939 г.

Вообще следует отметить, что атомы с полностью заполненными оболочками неохотно образуют отрицательные ионы. Дополнительный электрон в таких атомах мог бы находиться лишь в одном из состояний с большим значением n , чем у самых внешних электронов нейтрального атома, но силы притяжения на соответствующих этим состояниям расстояниях от атомного ядра обычно оказываются слишком малыми. Из всех атомов легче всего захватывают дополнительный электрон те, у которых имеются одиночные вакантные места на внешних уровнях.

Это все общие соображения по поводу причин образования (и не образования!) отрицательно заряженных ионов. В дополнение к этим сформулируем энергетические соображения.

При каких условиях могут образоваться отрицательно заряженные ионы? Чтобы отрицательный ион определенного вида был

устойчивым, его энергия связи должна быть больше, чем энергия связи соответствующего нейтрального атома. Критерий образования отрицательного иона, образованного атомом с числом электронов z , можно представить в виде неравенства

$$E_1 + \sum_{i=1}^z E_i^- > \sum_{i=1}^z E_i^0 \quad (14.1)$$

или

$$E_1 - \sum_{i=1}^z (E_i^0 - E_i^-) > 0, \quad (14.2)$$

где E_i^0 – энергия связи i -го атомного электрона до прилипания дополнительного электрона, т. е. до образования отрицательного иона, E_i^- – энергия связи того же атомного электрона после прилипания дополнительного электрона, E_1 – энергия связи испытывавшего прилипание дополнительного электрона.

Величину, стоящую в левой части второго неравенства, называют сродством атома к электрону и она представляет собой разность полной энергии основных состояний атома и отрицательно заряженного иона. Эту же величину, обозначаемую как EA , можно определить как энергию, необходимую для отрыва от иона наиболее слабо связанного электрона (энергия отрыва для иона), т. е.

$$EA = E_1 - \sum_{i=1}^z (E_i^0 - E_i^-). \quad (14.3)$$

Заметим, что в случае молекулярных ионов это равенство может и не выполняться. Положительная величина сродства к электрону указывает на стабильность отрицательного иона. Нужно подчеркнуть, что значения энергии связи E_i^- относятся к внутриатомному полю, измененному присутствием дополнительного электрона. Изменение поля, возникающее в результате «прилипания» к атому дополнительного электрона, может иметь решающее значение в вопросе о том, будет ли ион стабильным.

Величины E_i^0 и E_i^- , вообще говоря, не являются экспериментально измеряемыми, они были придуманы в ходе мысленного эксперимента по застройке уровней атома или иона путем последовательного добавления электронов, что является обычным приемом теоретиков. Смысл понятия «энергия сродства к электрону» становится физически осязаемым, если EA определить как разность полных внутренних энергий атома и иона в основных состояниях, а затем указать, что эта разность энергий равна той минимальной энергии фотона, например, которая необходима для отрыва валентного электрона от отрицательно

заряженного иона в процессе $h\nu + A^- \rightarrow A + e$. Энергию связи валентного электрона можно найти из следующего выражения, учитывающего вклад всех электронов в полную энергию связи атома и иона:

$$E_1 = EA + \sum_{i=1}^z (E_i^0 - E_i^-). \quad (14.4)$$

Характерные значения энергий сродства к электрону для атомов, молекул и радикалов приведены в таблицах 14.1 и 14.2 [13]. Видно, что для атомов пределы изменения EA изменяются в интервале 0,08 (He) ÷ 3,82 эВ (Cs). Поэтому пороги фотопоглощения должны лежать, в основном, в ИК и видимой области спектра.

Таблица 14.1

Сродство атомов к электрону

Атом	EA, эВ	Атом	EA, эВ	Атом	EA, эВ
H	0,754	O+2e ⁻	6,76 ± 0,04	Fe	0,5
He	0,08	F	3,40 ÷ 3,62	Ni	1,3
Li	0,6; 0,82	Ne	He существует	Cu	1,9 ÷ 2,4
Be	He существует	Na	0,35 ÷ 1,21	Sr	He существует
B	0,3	Mg	He существует	Mo	1,3
C	1,2	Cl	3,82 ± 0,06	Cs	0,23
C+4e ⁻	30,7	Ar	He существует	Hf	He существует
N	0,2; 0,69	K	0,3 ÷ 0,69	Ta	0,2
N+3e ⁻	23,7	Ca	He существует	Pt	2,6
O	1,46	Mn	He существует	Au	2,1; 2,8

Таблица 14.2

Сродство к электрону молекул и радикалов

Соединение	EA, эВ	Соединение	EA, эВ	Соединение	EA, эВ
H ₂	0,72	CH	~ 1,65	Графит	4,39
O ₂	0,3 ÷ 0,87	CH ₂	0,95	NH ₂	1,21
O ₃	2,89	CH ₃	1,08; 1,8	Br ₂	2,6
OH	1,73 ± 2,65	C ₂ H ₄	1,81	H ₂ O	0,9
N ₂	He существует	C ₂ H ₅	1,4	OH	1,73 ± 2,65
NO	3,2 ± 0,2	H-C ₃ H ₇	1,0	Cl ₂	≤ 1,7
NO ₂	1,62; 3,82 ± ± 0,06	изо-C ₃ H ₇ ,	1,0	CCl ₃	> 2, 10 ± 0, 35
NO ₃	3,88	C ₆ H ₆	0,54	ClO ₄	5,81
C ₂	3,1	C ₆ H ₅ CH ₂	1,8	AgCl	3,79
C ₃	1,8	C ₆ H ₅ CH=CH ₂	0,29	CN	3,7 ± 0,2

Для молекул и радикалов энергия сродства изменяется в более широких пределах – от 0,29 эВ для молекулы C_8H_8 до 5,81 эВ для ClO_4 . Часто используются другие единицы $EA - см^{-1}$ или ккал/моль ($1 \text{ эВ} = 8066,0 \text{ см}^{-1} = 23,069 \text{ ккал/моль}$). Поскольку энергии сродства невелики, то пороги фотопоглощения должны лежать в основном в ИК и видимой области спектра. В газах вероятность образования многозарядных ионов невелика. Действительно, поскольку выигрыш в энергии при присоединении к атому уже первого дополнительного электрона весьма мал, а второй электрон должен к тому же испытывать сильное электростатическое отталкивание, то вероятность прилипания второго электрона должна быть крайне малой.

Что же касается отрицательно заряженных молекулярных частиц, то особенности образования отрицательно заряженных молекулярных ионов связаны со строением молекул. При рассмотрении этих особенностей нужно вспомнить, что для молекулы характерно три вида внутримолекулярного движения: электронное, колебательное и вращательное. Частоты этих движений очень сильно различаются, на много порядков величины, а их взаимодействие сравнительно невелико. Поэтому в первом приближении (приближение Борна-Оппенгеймера) атомные ядра рассматриваются как неподвижные и вычисляется энергия определенного электронного состояния для различных значений r . Так находят потенциальную кривую для молекулы. Затем для этой потенциальной кривой определяют колебательные уровни. Вращательное движение учитывается в виде расщепления колебательных уровней. В силу этого для молекул появляется большое

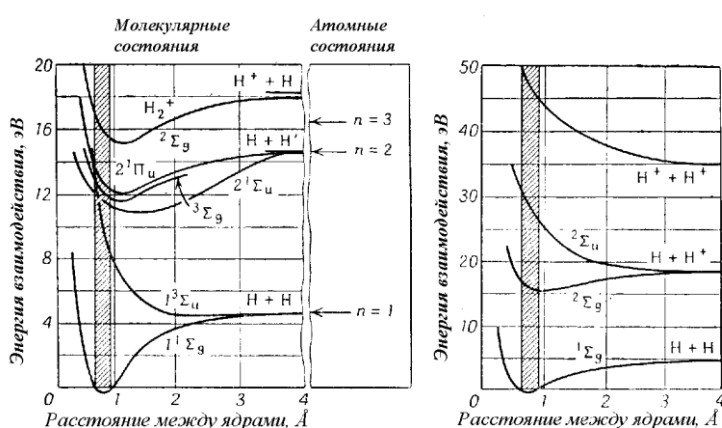


Рис. 14.1. Кривые потенциальной энергии электронных состояний H_2 и H_2^+

число возможных состояний молекулы, и, соответственно, большое число возможных механизмов образования молекулярных ионов (см. рис. 14.1). В зависимости от того, из какого состояния происходит диссоциация молекулы H_2 , в результате мы получим H , H^+ , H_2^+ . При этом механизмы образования

могут быть разными, затраты энергии также разные. На рис. 14.1 показан целый ряд кривых потенциальной энергии, относящихся к различным состояниям молекулы водорода и молекулярного иона H_2^+ . Кривые a относятся к состояниям, лежащим не далее 20 эВ от основного, а кривые

б – к состояниям с большей энергией (верхняя кривая соответствует кулоновскому отталкиванию двух протонов).

В связи с этим известны по крайней мере две особенности образования отрицательных молекулярных ионов, связанные с возможностью разделения движения ядер и движения электронов в молекулярных системах.

1. Отрицательные молекулярные ионы могут обладать большим числом возбужденных электронных состояний, в которых они не подвержены быстрому развалу за счет автоионизации, так как, как правило, молекулы имеют больше низко лежащих электронных уровней, чем атомы. Каждое из таких состояний обладает тем же набором колебательных и вращательных уровней, что и нейтральная молекула.

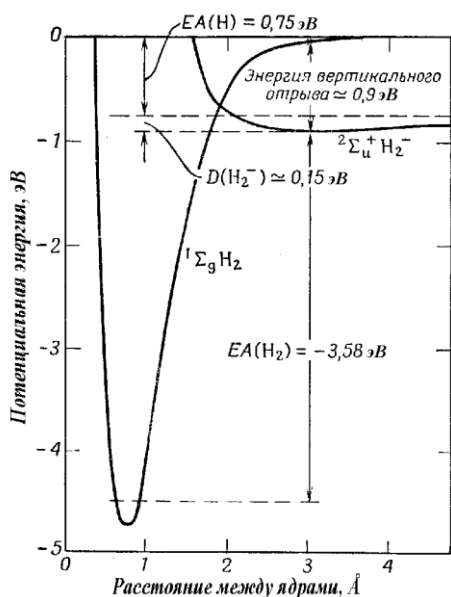


Рис. 14.2. Одна из пар расчетных кривых потенциальной энергии для основных состояний иона H_2^- и молекулы H_2

2. Между сродством молекулы к электрону и энергией, необходимой для отрыва электрона от отрицательного молекулярного иона, нет простого соотношения. Если кривая потенциальной энергии молекулярного иона обладает минимумом при большем расстоянии между ядрами, чем аналогичная кривая для нейтральной молекулы, то энергия, необходимая для фотоотрыва или отрыва электронным ударом, может очень сильно отличаться от сродства молекулы к электрону и даже быть другого знака (см. рис. 14.2).

По определению, сродство молекулы к электрону – это разность энергий нейтральной молекулы и соответствующего молекулярного иона при условии, что обе системы находятся в основных состояниях как в отношении движения электронов, так и в отношении движения атомных ядер. На рисунке 14.2 показана кривая потенциальной энергии для нижнего состояния H_2^- ($2\Sigma_u^+$), а также кривая для основного состояния H_2 ($1\Sigma_g$).

В качестве примеров приведем некоторые механизмы образования отрицательных ионов. В зависимости от внешних условий работает тот или иной механизм.

1. Радиационный захват свободного электрона нейтральным атомом – $A + e \rightarrow A^- + h\nu$.

2. Захват свободного электрона нейтральным атомом с передачей избыточной энергии третьей частице – $A + e + B \rightarrow A^- + B + E_{\text{кин}}$.

3. Захват свободного электрона молекулой с колебательным возбуждением молекулярного иона и его последующим возвращением в основное состояние в результате столкновения с другой молекулой – $AB + e \rightarrow [AB]^{-*}, [AB]^{-*} + C \rightarrow [AB]^- + C + E_{\text{кин}} + E_{\text{пот}}$.

4. Диссоциативный захват – захват свободного электрона молекулой с передачей избытка энергии на диссоциацию этой молекулы – $AB + e \rightarrow [AB]^{-*} \rightarrow A + B^-$.

5. Образование пары ионов – развал молекулы на положительно и отрицательно заряженные ионы при электронном ударе без захвата электрона – $AB + e \rightarrow A^+ + B^- + e$. Этот механизм работает при энергиях свыше 20 эВ.

6. Передача одного или нескольких электронов нейтральной частице или положительному иону в процессе соударения с другой частицей – $A + B \rightarrow A^+ + B^-$ или $C^+ + D \rightarrow C^+ + D^{2-}$. Это реакция тяжелой частицы с перезарядкой (см. предыдущую лекцию).

7. Образование отрицательных ионов при взаимодействии частиц с поверхностью.

Теперь несколько слов о механизмах разрушения отрицательно заряженных ионов [2]. Перечисленные выше механизмы образования отрицательных ионов уравниваются обратными процессами, приводящими к разрушению ионов, к отрыву дополнительного электрона. Эффективное сечение каждой из реакций захвата связано с сечением соответствующего обратного процесса отрыва принципом микроскопической обратимости, так что данные о каком либо конкретном процессе можно получить из сведений об обратном процессе, исходя из принципа детального равновесия. Это очень важно, так как процесс отрыва исследовать экспериментально значительно сложнее, что связано прежде всего с трудностями получения достаточно больших плотностей отрицательных ионов, но легче получить большие концентрации электронов.

Без учета реакций с участием положительных ионов, а также явлений на поверхности, перечень механизмов отрыва электрона выглядит так:

1) столкновение отрицательного иона с возбужденным атомом – $A^- + B^* \rightarrow A + B + e$;

2) поглощение ионом электромагнитного излучения (фотоотрыв) – $A^- + h\nu \rightarrow A + e$;

3) столкновение с электроном или с быстрыми ионами и молекулами (сечение отрыва могут превышать газокинетические сечения) – $A^- + e \rightarrow A + 2e$;

4) столкновения с ионами и молекулами малой энергии – $A^- + B^+ \rightarrow A + B$;

5) столкновения с нейтральными атомами, приводящие к образованию молекулы (ассоциативный отрыв) – $A^- + B \rightarrow AB + e$.

В присутствии положительных ионов работают другие механизмы разрушения отрицательных ионов (в частности, трехчастичная рекомбинация, взаимная нейтрализация, нейтрализация на поверхности твердого тела и т. д.).

Очевидно, что возможности образования отрицательных ионов при столкновении молекул газа с электронами сильно зависят от природы частиц и энергии электронов. Вероятность того, что электрон подвергается захвату, обычно характеризуют либо эффективным сечением прилипания (захвата), либо величиной вероятности прилипания электрона в зависимости от энергии частиц. Термин «эффективное сечение захвата» имеет обычный смысл. Вероятность прилипания электрона есть, по определению, вероятность захвата электрона данным видом нейтральной молекулы или атома при одном столкновении. Максимальная величина вероятности прилипания за одно столкновение для большинства электроотрицательных газов составляет от 10^{-5} до 10^{-3} . Вероятность образования отрицательных ионов в диссоциативных процессах без захвата электрона нельзя, строго говоря, описывать вероятностью прилипания. Данные о вероятности таких процессов представляют в виде соответствующих эффективных сечений. Вероятность разрушения отрицательных ионов характеризуют либо сечением отрыва электрона либо вероятностью отрыва электрона в одном столкновении.

Понятие вероятности прилипания играет очень важную роль при анализе опытов методом электронного облака, и его, как правило, относят к усредненному поведению электронов облака. Определенную выше указанным способом вероятность прилипания обозначим буквой h . Эта величина связана со средним эффективным сечением прилипания \bar{q}_a равенством

$$\bar{q}_a = h \cdot \bar{q}_t, \quad (14.5)$$

где \bar{q}_t – среднее полное эффективное сечение рассеяния электронов.

Скорость образования отрицательных ионов составляет величину, определяемую формулой

$$\nu^- = \bar{\nu} \cdot \bar{q}_a n_e N, \quad (14.6)$$

где $\bar{\nu}$ – средняя скорость электронов, n_e и N – плотности электронов и нейтральных частиц соответственно.

Рассмотрим электронное облако, дрейфующее через газ с постоянной средней скоростью ν_d под действием электрического поля. Пусть λ – средняя длина свободного пробега, а ν – частота столкновений электронов. Доля электронов, теряемая в результате прилипания за время дрейфа электронного облака на расстоянии dx , составляет $\frac{dn}{n} = -\left(\frac{h\bar{\nu}}{\lambda\nu_d}\right) dx = -\left(\frac{h\nu}{\nu_d}\right) dx$. Поэтому, если в точке $x = 0$

облако состоит из n_0 электронов, то после дрейфа на расстояние d в нем останутся только те электроны с плотностью

$$n = n_0 \exp\left(-\frac{h\bar{\nu}}{\lambda\nu_d} d\right), \quad (14.7)$$

которые избежали прилипания. Это уравнение или его модификация используется для определения вероятности прилипания h .

В заключение перечислим используемые методы экспериментального изучения процессов образования отрицательных ионов. Это методы «электронного облака», методы пучка. В исследованиях обратного процесса – отрыва электрона – проводятся измерения при отрыве электронов при столкновениях частиц, при отрыве в электрическом поле, при фотоотрыве [2].

15. Рекомбинация

Рекомбинация – столкновительный процесс заряженных частиц разного знака, приводящий к их взаимной нейтрализации. Вообще говоря, об истинной рекомбинации можно говорить как об обратном захвате образовавшегося иона (электрона), если между актом ионизации и актом рекомбинации прошло время, меньшее, чем время, необходимое для выхода электрона и иона из поля взаимного притяжения. Термин «рекомбинация» дословно означает «воссоединение» [2].

Различают ион-ионную и электрон-ионную рекомбинацию в зависимости от того, какие заряженные частицы участвуют в этих процессах.

Первые работы по рекомбинации в газах, по-видимому, были выполнены в 1896 г. Томсоном и Резерфордом в Кембридже. Они пытались объяснить рекомбинацией постепенное уменьшение

электропроводности газа, которая происходит вслед за его ионизацией импульсом рентгеновского излучения.

Коэффициент рекомбинации α характеризует рекомбинацию двух противоположно заряженных частиц и определяется как число актов рекомбинации в единице объема в единицу времени R , деленное на произведение плотности носителей заряда n^+ и n^- , т. е.

$$\alpha = \frac{R}{n^+ \cdot n^-}. \quad (15.1)$$

Размерность в системе СГС – $\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$. $\alpha > 0$. Коэффициент рекомбинации α связан с сечением рекомбинации $q_r(v_0)$ следующим соотношением:

$$\alpha = \int_0^{\infty} v_0 q_r(v_0) f(v_0) dv_0, \quad (15.2)$$

где $f(v_0)dv_0$ – доля таких столкновений между положительно и отрицательно заряженными частицами, при которых относительная скорость лежит в пределах от v_0 до $v_0 + dv_0$. В большинстве случаев α может приближенно определяться как

$$\alpha = \bar{v}_0 q_r(\bar{v}_0), \quad (15.3)$$

где \bar{v}_0 – среднее значение скорости v_0 .

В простой двухкомпонентной плазме скорость рекомбинации определяется и равна скорости убывания плотности каждого из двух сортов заряженных частиц при условии, что потерей зарядов за счет диффузии можно пренебречь, а источник ионизации отсутствует. Тогда для такой системы, а это пример распадающейся плазмы, существующей после выключения источника энергии, можно записать уравнение баланса частиц в виде

$$\frac{dn^+}{dt} = \frac{dn^-}{dt} = -\alpha n^+ n^- \quad (\text{т. е.} = -R). \quad (15.4)$$

Если в плазме выполняется условие нейтральности ($n^+ = n^- = n$) и при $t = 0$ $n = n_0$ решение уравнения принимает следующий вид:

$$\frac{1}{n} = \frac{1}{n_0} + \alpha t. \quad (15.5)$$

Видно, что обратная плотность является линейной функцией времени с угловым коэффициентом α .

Таким образом, если плазма удовлетворяет условию нейтральности (или квазинейтральности), то коэффициент рекомбинации можно получить, зная скорость убывания плотности заряженных частиц в газе. Измеренная величина α не зависит от времени только в том

случае, если ионы с самого начала имеют случайное пространственное распределение, как микроскопическое, так и макроскопическое. Для этого требуется, чтобы ионы противоположного знака никоим образом не группировались попарно и чтобы не было значительного градиента плотности ионов на расстояниях, сравнимых с размерами аппаратуры.

Если в двухкомпонентной плазме имеется источник ионизации, создающий Q ионов/см³, и если единственным механизмом убывания плотности ионов является рекомбинация, то

$$\frac{dn}{dt} = Q - \alpha n^2, \quad (15.6)$$

причем здесь, как и ранее, $n^+ = n^- = n$. Предположив теперь, что $n = 0$ при $t = 0$ в результате интегрирования получаем

$$n = \left(\frac{Q}{\alpha}\right)^{1/2} \frac{e^{2\sqrt{\alpha Q}t} - 1}{e^{2\sqrt{\alpha Q}t} + 1}. \quad (15.7)$$

Плотность ионов возрастает от нуля при $t = 0$ до равновесного значения

$$n_{\infty} = \sqrt{\frac{Q}{\alpha}}. \quad (15.8)$$

А как будет происходить рекомбинация в многокомпонентной плазме? Обычно в плазме присутствует несколько сортов ионов и электроны. Заметную роль могут играть диффузия, прилипание электронов, ионно-молекулярные реакции. Впервые анализ процесса рекомбинации в многокомпонентной плазме был проведен Кункелем для объяснения экспериментальных данных Джонсона и Мак-Клури по рекомбинации электронов с атомарными и молекулярными ионами He. Пусть n – плотность электронов, M – плотность молекулярных ионов, A – плотность атомарных ионов, α_1 и α_2 – коэффициенты молекулярной и атомарной рекомбинации, β – вероятность (в единицу времени) соединения атомарного иона и нейтрального атома с образованием молекулярного иона. По результатам эксперимента полагали, что α_1 , α_2 и $\beta = const$, а потерями за счет диффузии и электронного прилипания пренебрегали. С учетом этих предположений процесс рекомбинации описывался уравнениями в виде:

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dt} &= -\alpha_1 Mn - \alpha_2 An, \\ \frac{dM}{dt} &= -\alpha_1 Mn + \beta A, \\ \frac{dA}{dt} &= -\alpha_2 An - \beta A \end{aligned} \quad (15.9)$$

и решали их путем численного интегрирования. Для молекулярных ионов, которые образуются полностью за счет ионов атомарных, коэффициент рекомбинации велик по сравнению с коэффициентом рекомбинации атомарных ионов. Коэффициенты α_1 , α_2 и β зависят от T , P и природы газа. Одну из переменных в системе уравнений можно исключить в силу условия

$$\frac{dn}{dt} - \frac{dM}{dt} - \frac{dA}{dt} = 0, \quad (15.10)$$

или $n - M - A = \delta = n_0 - M_0 - A_0$ (условие некомпенсированности плазмы), где n_0 , M_0 , A_0 – начальные значения n , M и A . Так как система уравнений (15.9) нелинейная, простые решения для всех известных случаев получить нельзя. Кункель получил решение для случая, когда $\alpha_2 \cdot n \ll \beta$, случая, который реализовался в опытах Джонсона. У него $n \leq 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $\alpha_2 < 10^{-8}$ и $\beta = 10^4$, следовательно, условие $\alpha_2 \cdot n \ll \beta$ выполнялось ($10^3 < 10^4$). В этом частном случае уравнение для $\frac{dA}{dt}$ принимает следующий вид:

$$\frac{dA}{dt} = -\beta A. \quad (15.11)$$

Его решение – $A = A_0 e^{-\beta t}$. (15.12)

Поскольку теперь A – величина известная, то $n - M = A + \delta$. После подстановки в уравнение (15.9) для $\frac{dn}{dt}$ имеем

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha_1 n^2 + [(\alpha_1 - \alpha_2) A_0 \cdot e^{-\beta t} + \alpha_1 \delta] \cdot n. \quad (15.13)$$

Его решение можно получить в виде

$$\frac{1}{n} = \frac{1}{g} \left(\frac{1}{n_0} + \alpha_1 \int_0^t g dt \right), \quad (15.14)$$

где $g = \exp \left[\delta \alpha_1 t + \frac{A_0 (\alpha_1 - \alpha_2)}{\beta (1 - e^{-\beta t})} \right]$. В частном случае, когда $\alpha_1 = \alpha_2$, $A_0 = 0$

или $\beta = \infty$, имеем (из уравнения для $1/n$ (15.14)) решение в виде

$$\frac{1}{n} - \frac{1}{\delta} = \left(\frac{1}{n_0} - \frac{1}{\delta} \right) \cdot e^{-\delta \alpha_1 t}. \quad (15.15)$$

Это решение получено для простого случая, когда имеются два вида носителей заряда, причем один из них с избыточной плотностью δ . Если $\delta \alpha_1 t \ll 1$, то приближенное решение принимает такой вид:

$$\frac{1}{n} = \frac{1}{n_0} + \alpha_1 \left(1 - \frac{\delta}{n_0} \right) \cdot t. \quad (15.16)$$

Уравнение (15.16) показывает, как влияет избыток одного носителя на кажущийся коэффициент рекомбинации. В предельном случае равенства плотностей (т. е. при выполнении условия нейтральности) последнее равенство изменяется: $\frac{1}{n} = \frac{1}{n_0} + \alpha_1 t$, мы получили уже

известное нам уравнение. Интеграл $\int_0^t g dt$ в конечной форме не берется, поэтому его следует представить в виде ряда. С учетом предположений (суммарная плотность заряда равна нулю, $\delta = 0$) ряд можно записать в виде

$$\int_0^t g dt = \left\{ t - \frac{1}{\beta} \sum_{k=1}^{\infty} \left[\frac{A_0(\alpha_1 - \alpha_2)^k}{\beta} \cdot \frac{1 - e^{-k\beta t}}{k \cdot k!} \right] \right\} \exp \frac{A_0(\alpha_1 - \alpha_2)}{\beta}. \quad (15.17)$$

В случае, когда суммарная плотность заряда равна нулю, $\delta = 0$, ряд сходится (когда $A_0(\alpha_1 - \alpha_2) \leq \beta$). Условие $A_0(\alpha_1 - \alpha_2) \leq \beta$ становится понятным, если вспомнить, что $\delta = 0$ означает $A_0 \leq n_0(n - M - A) = \delta = n_0 - M_0 - A_0$. Далее в процессе линеаризации уже накладывалось требование $\alpha_2 n_0 \ll \beta$ и, следовательно, $\alpha_1 A_0 \leq \beta$. Если $\alpha_2 \ll \alpha_1$, то это условие более сильное, чем начальное $\alpha_2 n_0 \ll \beta$. Если так $A_0(\alpha_1 - \alpha_2) \ll \beta$ (как в опытах Джонсона), то в выражении для разложения интеграла $\int_0^t g dt$ в ряд все члены с $k > 1$ могут быть отброшены. В этом случае решение можно получить в виде

$$\frac{1}{n} \approx \frac{1}{n_0} + \alpha_1 t - \frac{A_0(\alpha_1 - \alpha_2)}{\beta} \cdot \left[\left(\frac{1}{n_0} + \frac{\alpha_1}{\beta} \right) \cdot (1 - e^{-\beta t}) - \alpha_1 t e^{-\beta t} \right]. \quad (15.18)$$

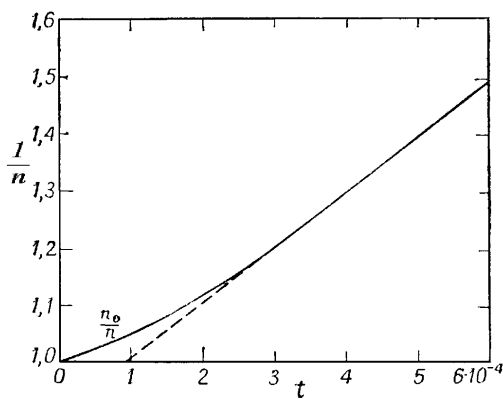


Рис. 15.1. Решение уравнения рекомбинации (15.18)

Этот результат отличается от полученного ранее для простой двухкомпонентной плазмы с $\delta = 0$ лишь малой поправкой. Графически решение (15.18) можно представить в виде, показанном на рис. 15.1. График построен для случая, когда два положительных иона, например, ионы He^+ и He_2^+ , рекомбинируют с электронами. При столкновениях с атомами He ион He^+ , для которого коэффициент рекомбинации мал, превращается в ион He_2^+ , для которого этот коэффициент велик. График построен при численных значениях,

соответствующих параметрам, взятым из работы Джонсона и Мак-Клури ($\alpha_1 = 10^{-8}$, $\alpha_2 < 10^{-10}$, $\beta = 10^4$, $n_0 = 10^{11}$, $M_0 = 5 \cdot 10^9$, $A_0 = 9,5 \cdot 10^{10}$).

Нужно отметить, что зависимость $1/n$ от t линейна по t при $t > 3 \cdot 10^{-4}$ с, но отличается от таковой при малых t . Асимптотическая форма предыдущей формулы имеет вид $\frac{1}{n} \approx \frac{1}{n_0} - \frac{A_0(\alpha_1 - \alpha_2)}{\beta n_0} + \alpha_1 t$, она

описывает прямую линию, пересекающую горизонтальную ось $\frac{1}{n} = \frac{1}{n_0}$ при $t_1 \approx \frac{A_0(\alpha_1 - \alpha_2)}{n_0 \alpha_1 \beta}$. Таким образом, если величина n_0 измерена, то

сразу можно определить $\left(\frac{A_0}{\beta}\right) \cdot \left(1 - \frac{\alpha_2}{\alpha_1}\right)$. Поскольку α_1 равна угловому коэффициенту прямой, описываемой асимптотической формулой, остается только определить отдельно A_0 или β . Соотношение между A_0 и β можно получить, например, из измерений рекомбинационного излучения (подробнее об этом см. в [2]).

Речь идет о том, что равенства для δ ($n - M - A = \delta = n_0 - M_0 - A_0$), $A = A_0 e^{-\beta t}$ и (15.18) $\frac{1}{n} \approx \frac{1}{n_0} + \alpha_1 t - \frac{A_0(\alpha_1 - \alpha_2)}{\beta} \cdot \left[\left(\frac{1}{n_0} + \frac{\alpha_1}{\beta} \right) \cdot (1 - e^{-\beta t}) - \alpha_1 t e^{-\beta t} \right]$,

дают основание для графического определения зависимости n и $M = n - A$, а следовательно, и (nM) от t . В силу малости α_2 интенсивность рекомбинационного излучения (см. [2]) пропорциональна nM . Следовательно, максимум интенсивности должен иметь место, когда $(nM)^{1/2}$ достигает наибольшего значения, т. е. в момент времени,

определяемый из уравнения $e^{\beta t} = \left(1 + \frac{\beta}{\alpha_1 M}\right) \cdot \frac{A_0}{2n}$. Так как величины α_1 , n_0

и t , соответствующие максимуму излучения, можно определить экспериментально, формула эта обеспечивает независимый способ получения соотношения между A_0 и β .

Кроме этого Кункель исследовал возможность ионизации в газе после «выключения» внешнего источника. Если атомы одного из компонентов газовой смеси обладает метастабильными состояниями, энергия возбуждения которых больше энергии ионизации атомов другого сорта, то столкновения метастабильных атомов с нейтральными могут приводить к ионизации последних. Такие реакции могут происходить, например, в He с примесью ртути: $\text{Hg} + \text{He}^m \rightarrow \text{Hg}^+ + e + \text{He}$. Речь идет об эффекте Пеннинга (см. выше). В таких чистых газах, как He, ионизация может также явиться результатом столкновений двух метастабильных атомов, если сумма их энергий возбуждения больше

энергии ионизации основного состояния атома. Пример такой реакции в гелии: $\text{He}^m + \text{He}^m \rightarrow \text{He}^+ + e + \text{He}$.

Несколько слов о возможных механизмах ион-ионной рекомбинации [2]. При рекомбинации двух противоположно заряженных ионов их полная внутренняя энергия должна в результате реакции уменьшиться. В случае атомарных ионов такое уменьшение энергии равно разности между энергией ионизации и сродством к электрону. Как только ионы противоположного знака вступают во взаимодействие, вероятность их рекомбинации оказывается зависящей от того, в какой мере система способна избавиться от этого избытка энергии. Высвобождение энергии осуществляется различными путями: может увеличиваться кинетическая энергия нейтрализовавшихся частиц, энергия может передаваться третьей частице, энергия может переходить в электромагнитное излучение или в электронное возбуждение нейтрализованных атомов (позже они дезактивируются в результате других процессов).

Поскольку в процессе рекомбинации должен сохраняться импульс и момент импульса (поскольку это неупругое столкновение!), переход энергии рекомбинации в кинетическую энергию практически невозможен. Отсюда следует, что ион-ионная рекомбинация может происходить в соответствии с одним из следующих механизмов:

1. $A^+ + B^- + C \rightarrow A + B + C$ – рекомбинация с участием третьей частицы.

2. $A^+ + B^- \rightarrow A + B + h\nu$ – радиационная рекомбинация.

3. $A^+ + B^- \rightarrow A^* + B^*$ – взаимная нейтрализация с перезарядкой.

При давлениях, больших нескольких мм рт. ст., наиболее вероятной является рекомбинация с участием третьей частицы (1). Реакции (2) и (3) – радиационная рекомбинация и взаимная нейтрализация с перезарядкой – преобладают при низких давлениях. Если в процессе участвуют молекулярные ионы, то может осуществляться диссоциативная нейтрализация – $AB^+ + C^- \rightarrow A + B + C$.

Приведем также некоторые наиболее часто встречающиеся механизмы электрон-ионной рекомбинации [2].

1. $A^+ + e \rightarrow A + h\nu$ – радиационная рекомбинация. Процесс этот играет важную роль в физике верхних слоев атмосферы. Энергия рекомбинации переходит в излучение. Обратный процесс – фотоионизация.

2. $A_i^+ + e \rightarrow A_d^* \rightarrow A_b^* + h\nu$ – диэлектронная рекомбинация. В этом процессе электрон захватывается ионом в одно из возбужденных состояний, а избыток энергии рекомбинации поглощается вторым

электроном, который затем также занимает другое возбужденное состояние.

3. $(AB)^+ + e \rightarrow (AB)^* \rightarrow A^* + B^*$ – диссоциативная рекомбинация. Образовавшиеся атомы могут находиться в возбужденных состояниях или дезактивироваться в результате последующих процессов.

4. $A^+ + e + C \rightarrow A^* + C$ либо $A^+ + e + e \rightarrow A^* + e$ – рекомбинация в присутствии третьей частицы или трехчастичная рекомбинация.

5. Ударно-радиационная рекомбинация.

16. Явления на поверхности твердого тела

Вопрос о поверхностных явлениях достаточно большой и сложный. Мы коснемся лишь тех вопросов, которые имеют непосредственное отношение к экспериментам в области физики плазмы и газового разряда. В связи с проблемой управляемого термоядерного синтеза и проектом ITER на повестку дня были вынесены вопросы, связанные со взаимодействием потоков частиц с первой стенкой реактора. В понятие «первая стенка» обычно включают все высокотемпературные элементы конструкций (экраны, пластины дивертора, лимитеры), находящиеся в непосредственном контакте с плазмой [14]. Инженерные работы по созданию термоядерного реактора выявили новые проблемы. Так, например, предложение использовать углеграфитовые материалы в качестве экранов первой стенки или диверторных пластин потребовало более подробного изучения взаимодействия плазмы с этими материалами. Наряду с целым рядом положительных свойств углеграфитовых материалов, таких как малый атомный номер, высокая стойкость к тепловому удару, малое сечение захвата нейтронов, существуют и определенные трудности, связанные с применением графита в реакторах термоядерного синтеза. Если раньше наиболее опасным видом эрозии графита считалось химическое распыление при взаимодействии с атомами изотопов водорода, то в 80-е годы прошлого столетия был обнаружен эффект ускоренного распыления графита при высоких температурах, обусловленный процессом радиационно-индуцированной сублимации атомов углерода, который делает большой вклад в эрозию графита, нежели химическое распыление. Высокая степень удержания трития в графите, обусловленная наличием в нем пор, дефектов структуры и радиационно-генерируемых ловушек, является другой трудностью, связанной с применением углеграфитовых материалов в термоядерных реакторах.

Другая новая проблема, вызванная термоядерными работами, – поведение материалов при мощном тепловом воздействии. Эта задача связана с тем, что нет полной гарантии предотвращения срывов плазмы в токамаках, и первая стенка должна быть рассчитана на некоторое количество срывов.

Работы по таким традиционным вопросам, как распыление, отражение и проникновение ионов в мишень также дали новые сведения как в целом об этих процессах, так и об их особенностях при взаимодействии плазмы с различными материалами.

В связи с этим, в данном разделе внимание будет уделено вопросам, связанным с адсорбцией газов на поверхностях, столкновениям тяжелых частиц и электронов с поверхностью, которые сопровождаются отражением ионов от поверхности, проникновением ионов в мишень (имплантацией ионов), физическим и химическим распылением, радиационно-индуцированной сублимацией, а также термоэлектронной эмиссией, поверхностной ионизацией.

16.1. Адсорбция газов на поверхности твердого тела [2]

Начнем с определения понятия «чистая (атомно-чистая) поверхность» и можно ли в реальных условиях получить такую? Атомно-чистой принято называть поверхность, на которой находятся только атомы того же состава, что и в объеме твердого тела. Далее речь будет идти только о процессе адсорбции (от лат. *ad* – на, у, при и *sorbere* – поглощать, всасывать), т. е. о «прилипании» частиц к поверхности тела. Адсорбцию следует отличать от абсорбции (от лат. *absorptio* – поглощение). Рассмотрим качественно, что же происходит с атомно-чистой поверхностью при попадании на нее атомов стороннего газа. Падающие на поверхность атомы с большой вероятностью «прилипают» к ней до тех пор, пока на поверхности не образуется первый моноатомный слой или, другими словами, пока не будут заняты все свободные для адсорбции участки поверхности, соответствующие максимуму энергии связи в расчете на атом. Это достигается тогда, когда один адсорбированный атом газа приходится в среднем примерно на четыре атома поверхности, что соответствует плотности адсорбированного покрытия примерно $2,5 \cdot 10^{14}$ атом/см². Для моноатомного слоя энергия адсорбции обычно составляет $2 \div 4$ эВ/атом, а для последующих слоев вероятность прилипания и энергия связи с ростом номера слоя быстро уменьшается. При комнатной температуре на поверхности может адсорбироваться несколько атомных слоев. Через некоторое время устанавливается динамическое равновесие. В равновесных условиях число атомов газа, уходящих с поверхности

в единицу времени вследствие термического возбуждения, равно числу вновь адсорбированных атомов.

А как образуются адсорбированные слои частиц газа? Если температура атомно-чистой поверхности невелика, первый моноатомный (или мономолекулярный) слой частиц образуется достаточно быстро. Оценим время образования моноатомного слоя азота при давлении $P = 1$ мм рт. ст. и комнатной температуре $T = 20^\circ\text{C}$ ($293,16^\circ\text{K}$).

Согласно кинетической теории газов, число частиц, попадающих за 1 с на поверхность твердого тела с площадью 1 см^2 , помещенную в газ, движущихся со средней скоростью \bar{v} частиц с плотностью N , равно $\frac{N\bar{v}}{4}$. Среднюю скорость частиц можно вычислить, если известна

температура газа, по формуле $\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$, где k – постоянная Больцмана,

m – масса частиц. Полагая, что основными частицами являются молекулы азота ($m = 4,68 \cdot 10^{-23}$ г), вычислим среднюю скорость частиц

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} = \left[\frac{8 \cdot 1,38 \cdot 10^{-16} \text{ эрг.град} \cdot 293,16}{3,14 \cdot 4,68 \cdot 10^{-23}} \right]^{1/2} = 4,693 \cdot 10^4 \text{ см/с.}$$

При давлении $P = 1$ мм рт. ст. и температуре $T = 293,16^\circ\text{K}$ плотность частиц будет равна (5.26) – $N = 3,294 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Тогда число частиц, падающих на

поверхность площадью 1 см^2 за 1 с, $\frac{N\bar{v}}{4} = \frac{3,294 \cdot 10^{16} \cdot 4,693 \cdot 10^4}{4} =$

$= 3,865 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Если принять вероятность прилипания частиц, равной 0,5, то число частиц, попавших на поверхность, будет равно $1,932 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Так как диаметр молекул азота равен

$D_{N_2} = 3,75 \cdot 10^{-8} \text{ см}$, то на 1 см^2 при плотной упаковке разместится $7,11 \cdot 10^{14}$ частиц. Следовательно, первый монослой молекул азота

образуется за время, равное $t = \frac{7,111 \cdot 10^{14}}{1,932 \cdot 10^{20}} = 3,68 \cdot 10^{-6} \text{ с} \approx 3,7 \text{ мкс}$. Таким

образом, если атомно-чистую поверхность поместить в газообразный азот при давлении $P = 1$ мм рт. ст. и комнатной температуре $T = 20^\circ\text{C}$, то через $t = 3,7$ мкс на ней образуется моноатомный слой азота. Даже при давлении $P = 10^{-6}$ мм рт. ст. время образования слоя частиц $t \sim 3$ с. Для образования второго слоя вследствие уменьшения вероятности прилипания после возникновения первого слоя при давлении $P = 10^{-6}$ мм рт. ст. потребуется несколько секунд, а для достижения равновесия – несколько минут. Из этих оценок можно сделать практически важный вывод – для того чтобы в ходе экспериментов атомно-чистые

поверхности не загрязнялись (при $T = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$), необходимо поддерживать давление $P \sim 10^{-9}$ мм рт. ст.

Величина адсорбции газа и стойкость адсорбированных слоев в значительной мере определяются структурой молекул газа. Так, например, молекулы водорода сильно адсорбируются вследствие своих малых размеров ($D_{\text{H}_2} = 2,74 \cdot 10^{-8}$ см, $D_{\text{He}} = 2,18 \cdot 10^{-8}$ см.). Хагструм показал, что трудно получить чистую поверхность вольфрама в присутствии водорода, а в азоте можно. Инертные газы вследствие их очень малой химической активности слабо адсорбируются, хотя более тяжелые из них, обладающие высокой поляризуемостью, адсорбируются в виде одного или двух монослоев.

Важную роль играют и свойства поверхности. Тому же Хагструму не удавалось получить атомно-чистую поверхность тантала, а вольфрама – удавалось. По-видимому, адсорбированные молекулы газа проникают вглубь металла при нагревании тантала, а при охлаждении вновь выходят на поверхность.

Какова роль адсорбции и, соответственно, десорбции в плазменном эксперименте?

1. При десорбции одного моноатомного слоя с внутренней поверхности вакуумной камеры с объемом $V = 10\text{ см}^3$ давление внутри повышается на $4 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст. При этом плотность частиц примеси может оказаться равной плотности молекул рабочего газа.

2. Если на поверхности присутствуют слои адсорбированного газа, то изменяется работа выхода этого материала. Так, например, работа выхода чистого тантала равна 4,1 эВ, а загрязненного – 4,9 эВ.

Как можно приготовить атомно-чистую поверхность?

1. При нагревании поверхности до $700\text{ }^{\circ}\text{K}$ в вакууме (данные Роуза и Кларка) можно удалить все адсорбированные атомы или молекулы, кроме нескольких последних моноатомных (мономолекулярных) слоев, а при температуре поверхности $1300\text{ }^{\circ}\text{K}$ – все, кроме последнего монослоя. При $T = 2200\text{ }^{\circ}\text{K}$ можно получить чистую поверхность вольфрама.

2. Используя ионную бомбардировку также можно приготовить атомно-чистую поверхность. Хагструм экспериментально получал атомно-чистую поверхность германия, чего не удавалось достигнуть нагреванием в течение 3 час до температуры $T = 1170\text{ }^{\circ}\text{K}$ (на $40\text{ }^{\circ}\text{K}$ меньше температуры плавления).

16.2. Столкновения тяжелых частиц с поверхностью

Что происходит на поверхности при бомбардировке ее тяжелыми частицами, например, атомами или ионами?

Отражение ионов от поверхности представляет собой первичный процесс в ряду явлений, определяющих судьбу изотопов водорода и гелия в стенке термоядерного реактора. Отражение характеризуется следующими наиболее важными параметрами [14]:

– коэффициент отражения частиц R , определяемый как отношение полного числа частиц, рассеянных назад (еще до остановки в мишени), к числу частиц, упавших на поверхность;

– коэффициент отражения энергии R_E , определяемый как отношение полной рассеянной назад энергии к энергии частиц, упавших на поверхность;

– средняя относительная энергия отраженных частиц, определяемая как R_E / R .

Коэффициенты R и R_E зависят от энергии ионов E , угла падения θ , отсчитываемого от нормали к поверхности, от заряда и массы иона Z_1 , M_1 и атомов мишени Z_2 , M_2 . При энергиях $E \approx 10 \div 100$ эВ зависимости R и R_E хорошо описываются некоторой универсальной зависимостью от безразмерной энергии:

$$\varepsilon = \frac{E}{E_L}; \quad E_L = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{a} \frac{M_1 + M_2}{M_2}, \quad (16.1)$$

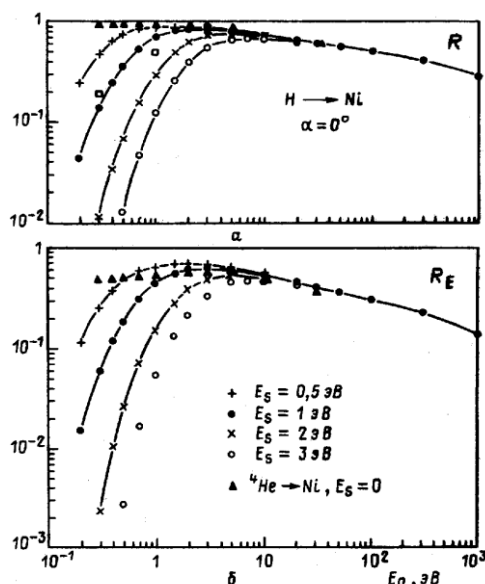


Рис. 16.1. Зависимости коэффициентов отражения частиц R и энергии R_E от энергии падающих ионов водорода E_0

где $a = 0,88 a_0 (\sqrt{Z_1} + \sqrt{Z_2})^{2/3}$, $a_0 = 0,529 \text{ \AA}$ – боровский радиус (радиус первой боровской орбиты). Так например, значение E_L при бомбардировке углерода C_{12}^6 протонами равно 458 эВ. В зависимости от свойств мишени и налетающего иона E_L может достигать величин порядка нескольких кэВ. Для сложных мишеней при расчете E_L приближенно можно брать средние значения Z_2 и M_2 , получаемые усреднением по всем элементам, содержащимся в материале мишени. Известна аппроксимация для зависимости R от энергии ε и угла падения θ , которая может быть выражена следующей формулой:

$$R = 1 \left(1 - \frac{20}{\pi} \right) [0,237 \lg(\varepsilon) + 0,81] \quad (16.2)$$

На рис. 16.1 показано, как ведут себя коэффициенты отражения частиц и энергии при изменении энергии падающих на поверхность никеля ионов водорода. Параметром этих зависимостей является энергия связи водорода с поверхностью E_s . Видно, что при энергиях ионов, меньших или сравнимых с энергией связи иона с поверхностью, коэффициенты отражения стремятся к нулю в области малых энергий. Этот факт обусловлен притяжением отраженного иона к поверхности. Величина $E_s \sim 1$ эВ зависит от вида иона и материала мишени, а также от степени загрязнения поверхности. Поправка на поверхностное притяжение может быть учтена умножением выражения (16.2) на функцию

$$f(E) = \frac{E}{E + E_s} \quad (16.3)$$

Зарядовое состояние отраженных частиц также зависит от энергии падающих протонов. При скоростях ионов около $2 \cdot 10^8$ см/с, меньших скорости электронов в атоме, отраженные частицы нейтральные. Доля положительных ионов водорода растет пропорционально скорости, а доля отрицательных проходит через максимум при энергии $E \approx 2 \div 3$ кэВ и составляет для большинства мишеней несколько процентов от полного числа отраженных частиц (см. рис. 16.2).

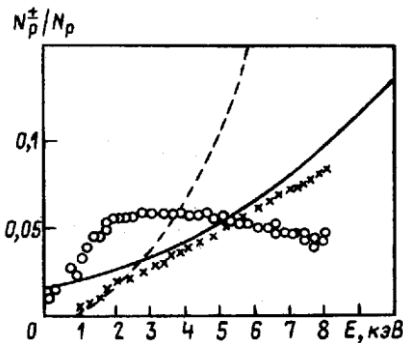


Рис. 16.2. Зависимость числа положительных (+) и отрицательных (o) ионов от энергии налетающих протонов E

Я. М. Фогель с сотрудниками из Харьковского физико-технического института в свое время предложили масс-спектрометрический метод, позволяющий одновременно определять выход положительных и отрицательных ионов и коэффициент

отражения падающих ионов. Исследовали они мишени из Mo, Ta, W, Cu и Fe при бомбардировке различными ионами в интервале энергий от 5 до 40 кэВ.

Перейдем к рассмотрению процессов выбивания вторичных электронов и тяжелых частиц из поверхностей под действием ионов и нейтральных частиц.

Выбивание вторичных электронов

Вторичные электроны могут выбиваться электронами, ионами и нейтральными частицами (атомами, молекулами).

Выход «вторичных» электронов характеризуется коэффициентом вторичной эмиссии, который равен среднему числу выбиваемых электронов, приходящемуся на одну падающую частицу. В случае бомбардировки тяжелыми частицами коэффициент эмиссии обозначают буквой γ , а коэффициент вторичной эмиссии под действием электронов – δ .

Эффект вторичной эмиссии используется в электронных умножителях, при изготовлении ФЭУ-детекторов заряженных частиц, фотонов, детектирования по вторичным электронам пучков частиц.

Вторичная электронная эмиссия может играть отрицательную роль в измерениях токов заряженных частиц с помощью коллекторов. Так, например, при измерении ионного тока, равного 100 мкА, и коэффициенте вторичной эмиссии $\gamma_i = 0,5$ измеренное значение тока на коллектор будет равно 150 мкА. Следовательно, ошибка в измерении величины тока составит 50 %. С целью подавления этого нежелательного эффекта в электрофизических измерениях токов используют коллекторы в виде цилиндра Фарадея, а также внешние электрические или магнитные поля.

Говоря о механизме выбивания вторичных электронов тяжелыми частицами, необходимо вспомнить о том, что при попадании на поверхность твердого тела тяжелой частицы происходит передача ее кинетической или внутренней потенциальной энергии, связанной с ионизированным или метастабильным состоянием частицы, электрону молекулы или свободному электрону материала мишени. В силу этого различают «кинетическое» и «потенциальное» выбивание. В результате может произойти возбуждение молекулы, электрон перейдет на более высокий уровень. При достаточной энергии электрон может перейти в область сплошного спектра уровней кинетической энергии, лежащую над поверхностным потенциальным барьером.

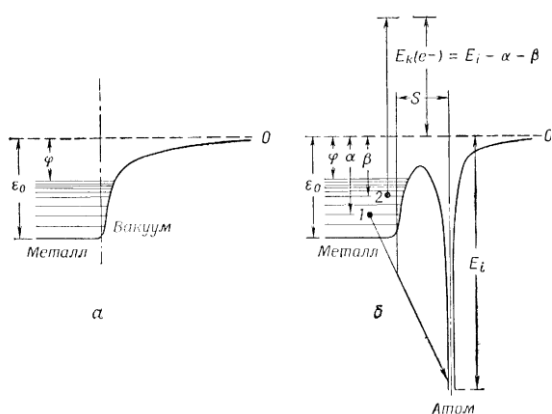


Рис. 16.3. Распределение потенциала вблизи поверхности металла

Рассмотрим более подробно механизм потенциального выбивания электронов [2] (одни из первых работ были выполнены в 1953 – 1954 гг. Хагструмом). Потенциальное выбивание из металлов происходит в результате электронного взаимодействия между падающим ионом и электронами проводимости в металле, когда ион находится на расстояниях в несколько ангстрем от

поверхности мишени. Потенциальное выбивание работает, когда энергия ионизации более чем в 2 раза превышает работу выхода материала поверхности мишени. Электрон как частица, не обладающая энергией внутреннего возбуждения, не может приводить к потенциальному выбиванию вторичных электронов.

Вблизи металлической поверхности в вакууме распределение потенциала имеет вид, представленный на рис. 16.3. На рис. 16.3а показана энергетическая диаграмма для металла в вакууме, а на рис. 16.3б – энергетическая диаграмма для случая, когда к металлической поверхности приблизился ион на расстояние в несколько Å. Здесь ε_0 – глубина зоны проводимости по отношению к уровню нулевой кинетической энергии в континууме, а φ – работа выхода. Видно (см. рис. 16.3б), что распределение потенциала принципиально изменяется, если к поверхности металла на расстояние s приблизился ион. Отличие заключается в возникновении образованной ионом глубокой потенциальной ямы (или расщелины) вблизи поверхности. Горизонтальная пунктирная линия соответствует нулевой кинетической энергии континуума. Энергия самого низкого возможного уровня энергии в металле в зоне проводимости равна $-\varepsilon_0$. Таким образом, глубина заполненной части зоны проводимости равна $\varepsilon_0 - \varphi$. Сплошными горизонтальными линиями показана плотность уровней энергии внутри зоны проводимости. E_i – энергия ионизации бомбардирующего иона.

В такой ситуации ион испытывает прямую нейтрализацию Оже. Электрон №1 совершает туннельный переход через понизившийся потенциальный барьер непосредственно в основное состояние иона, нейтрализует его, а избыточная энергия передается электрону №2. Если избыточная энергия ($E_i - \alpha$) больше минимальной энергии вылета β , то электрон №2 покинет поверхность металла, его кинетическая энергия вне поверхности будет равна $E_k(e^-) = E_i - \alpha - \beta$. Очевидно, что максимальное и минимальное значения энергии выбитого электрона равны, соответственно, $E_i - 2\varphi$ и $E_i - 2\varepsilon_0$. ($E_i - \alpha - \beta$, если $\alpha = \beta = \varphi$, то $E = E_i - 2\varphi$, а если $\alpha = \beta = \varepsilon_0$, то $E = E_i - 2\varepsilon_0$.) В присутствии столкновений минимальная энергия выбивания снижается вплоть до нуля. Образование внешнего вторичного электрона невозможно при $E_i < 2\varphi$, а нейтрализация иона в результате этого процесса может происходить и практически всегда происходит при $E_i > \varphi$.

Потенциальное выбивание также возможно в результате двухступенчатого процесса Оже (см. рис. 16.4, отражающий процесс потенциального выбивания, когда поверхность молибдена бомбар-

дируется ионами He^+). Такой механизм «работает», когда у иона разрешен метастабильный уровень, энергия которого равна энергии некоторого уровня ε в зоне проводимости металла. Электрон металла №1 (*ступень 1* на рис. 16.4) совершает туннельный переход через потенциальный барьер на метастабильный уровень, нейтрализуя ион, но оставляя его в возбужденном состоянии. Таким образом, *ступень 1* процесса – это резонансный захват электрона проводимости на метастабильный уровень 3S атома He, единственный возбужденный уровень, изоэнергетический с заполненным уровнем в металле.

На следующем этапе (*ступень 2*) возбужденный атом He переходит в свое основное состояние в результате процесса Оже, при котором второй электрон металла совершает туннельный переход в основное состояние атома, одновременно отдавая свою избыточную энергию «метастабильному» электрону. Кинетическая энергия выбитого метастабильного электрона равна $E_K(e^-) = E_i - \alpha - \beta$. Величина $E_K(e^-)$ – кинетическая энергия, которой обладает «возбужденный» электрон, если он вылетает из металла.

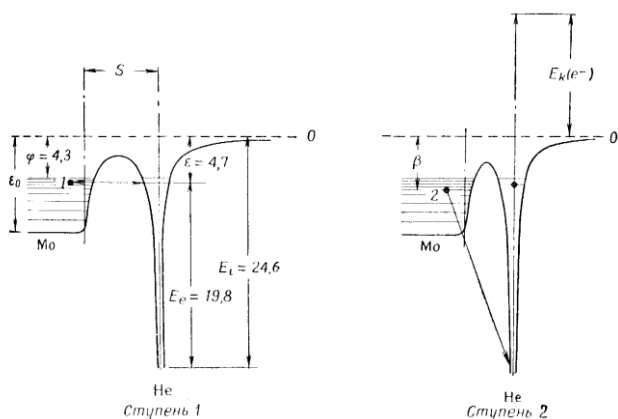


Рис. 16.4. Электронные переходы, характерные для двухступенчатого процесса потенциального выбивания в случае падающих на поверхность молибдена Mo ионов He^+ .

Соответственно максимальное и минимальное значения кинетической энергии равны $E_i - \varepsilon - \varphi$ и $E_i - \varepsilon - \varepsilon_0$. Этот процесс включает резонансную нейтрализацию и высвечивание Оже. Отметим, что данный процесс энергетически невозможен при $E_i < \varepsilon + \varphi$. Переход возбужденного атома в основное состояние может также происходить без электронного обмена между металлом и ионом.

Вероятность такого процесса, который состоит из перехода «метастабильного» электрона в основное состояние и «возбуждения» второго электрона металла в континууме, значительно меньше вероятности первого описанного типа распада.

Может показаться, что если энергетические требования выполнены, то на каждый падающий ион должен испускаться электрон, коэффициент вторичной эмиссии должен быть равен единице. На самом деле это далеко не так. Согласно теории, каждый падающий ион возбуждает один электрон, но не каждый электрон может покинуть поверхность металла (начальная скорость электрона может быть направлена вглубь металла, электроны могут отразиться от

потенциального барьера у поверхности). Таким образом, выход вторичных электронов будет значительно меньше единицы.

Кинетическое выбивание объясняется возбуждением связанных поверхностных электронов. Существует теория, в которой выход электронов из металла рассматривается как результат рекомбинации Оже электрона проводимости с дыркой, причем энергию, освобождающуюся при этой рекомбинации, получает второй электрон проводимости. Авторы считают, что такой механизм дает хорошее согласие с экспериментальными результатами. Однако эта теория не оговаривает, каково должно быть распределение вырванных электронов по энергии, а потому трудно оценить ее достоверность.

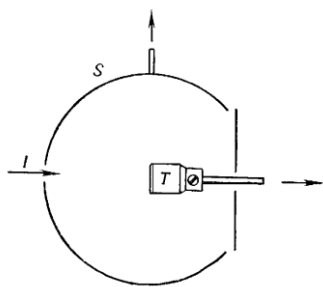


Рис. 16.5. Принципиальная схема экспериментальной установки Хагструма

Прежде чем перейти к анализу результатов исследований вторичной эмиссии электронов, рассмотрим принципиальную схему постановки экспериментов в этой области. Схема эксперимента Хагструма по измерению коэффициента вторичной эмиссии электронов приведена на рис. 16.5. Исследуемый материал в виде металлической полоски, согнутой таким образом, чтобы та часть ее поверхности, на

которую падает пучок ионов I , была плоской и располагалась перпендикулярно плоскости чертежа, помещался на мишень T . В

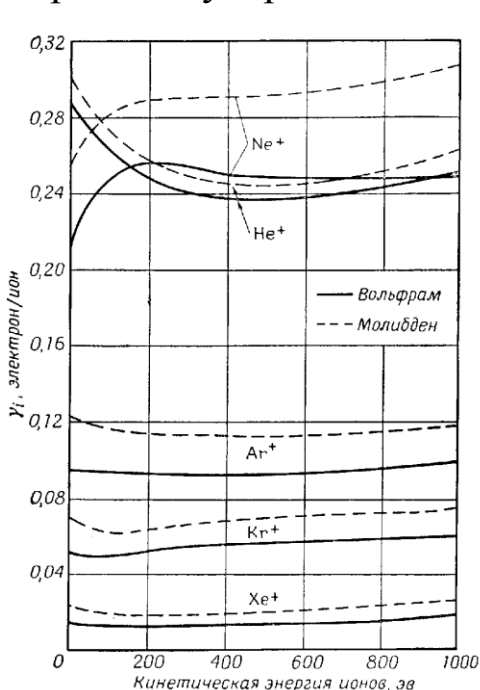


Рис. 16.6. Выход электронов при бомбардировке атомно-чистых вольфрама и молибдена ионами инертных газов

процессе эксперимента измерялись токи на мишень T и сферический коллектор S . Изменяя задерживающую разность потенциалов между мишенью и коллектором, снималась вольт-амперная характеристика, по которой строилась функция распределения вторичных электронов по энергии. При анализе токов авторы учитывали наличие ненейтрализованных ионов, отразившихся от поверхности мишени, ионов, которые стали резонансно-нейтрализованными и отразились в виде метастабильных атомов, а также вторичных электронов, вышедших из мишени, и, кроме того, электронов, выбиваемых из коллектора всеми тремя указанными типами частиц.

В качестве примера результатов измерений по бомбардировке металлической поверхности ионами рассмотрим график зависимости

выхода вторичных электронов, представленный на рис. 16.6, на котором мы видим кривые выхода для атомно-чистых вольфрама и молибдена при бомбардировке однократно заряженными ионами различных инертных газов. В диапазоне энергий ионов до 1000 эВ выход для ионов Ar, Kr и Xe практически не зависит от величины кинетической энергии ионов. Можно полагать, что в этих случаях механизмом образования вторичных электронов является потенциальное выбивание. По данным других авторов существенную роль здесь играет лишь прямой процесс Оже. Если это действительно так, то выход из данного металла должен быть монотонно возрастающей функцией потенциальной энергии бомбардирующей частицы, т. е. энергии ионизации атома инертного газа, из которого образовался ион. Известно, что энергия ионизации инертных газов монотонно уменьшается при переходе от самых легких атомов к самым тяжелым. Данные на рисунке на примере ионов Ar, Kr и Xe подтверждают такую зависимость от потенциальной энергии.

При малых значениях энергии ионов, а Хагструм получал пучки ионов с минимальной энергией 10 эВ, основным для ионов He и Ne, а также и для более тяжелых ионов является, по-видимому, прямой процесс Оже. Однако с ростом энергии наблюдаются различия. Первоначальный спад выхода электронов с увеличением энергии иона Ne объясняется теорией нейтрализации Оже. Этот спад происходит в результате уменьшения эффективного потенциала ионизации и расширения распределения по энергиям по мере того, как оже-

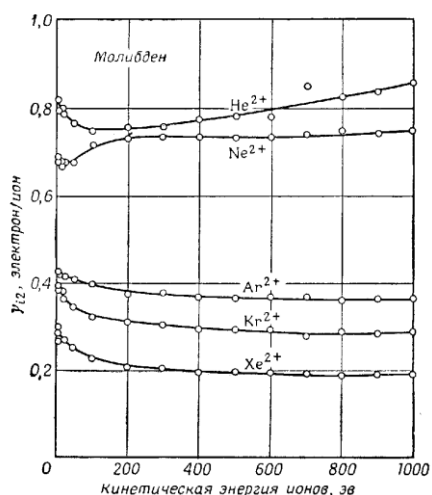


Рис. 16.7. Выход электронов при бомбардировке атомно-чистого молибдена двукратно заряженными ионами инертных газов

нейтрализация иона Ne происходит все ближе и ближе к поверхности, или, другими словами, по мере того, как он приближается к поверхности со все большей скоростью. Но теория предсказывает монотонное падение выхода электронов и не может объяснить наблюдаемый рост γ_i для энергий выше 500 эВ, который был приписан другому процессу, происходящему в этом интервале энергий. В случае ионов Ne имеются указания на то, что, когда энергия иона увеличивается приблизительно до 200 эВ, примерно в 10% столкновений имеет место двухступенчатый процесс Оже. Более высокая вероятность выхода электрона при этом вызывает

увеличение γ_i . Кстати говоря, неон обнаруживает аномальное поведение и в процессе фотопоглощения.

На рис. 16.7 приведены кривые выхода вторичных электронов для многократно заряженных ионов He, Ne, Ar, Kr и Xe, бомбардирующих атомно-чистую поверхность молибдена. И опять мы видим, что выход вторичных электронов увеличивается с ростом энергии ионизации.

Внедрение тяжелых частиц в материал мишени

При бомбардировке поверхности ионами с достаточной энергией становится возможным их проникновение в мишень. Зависимость средней глубины проникновения ионов дейтерия в графит показана на рис. 16.8. Видно, что с ростом энергии ионов дейтерия растет и средняя глубина проникновения, причем ее значение при энергии ионов 1,5 кэВ достигает величины более 250 Å. При больших энергиях $\langle z \rangle$ убывает с ростом угла падения, хотя при малых энергиях практически не зависит от него. При нагревании мишени становится заметной диффузия внедренных атомов, причем атомы диффундируют как вглубь образца, так и к поверхности. Граничные условия на поверхности определяются десорбцией и распылением. Как правило, экспериментально наблюдается уменьшение количества внедренного дейтерия в графит с ростом температуры образца. При маленьких

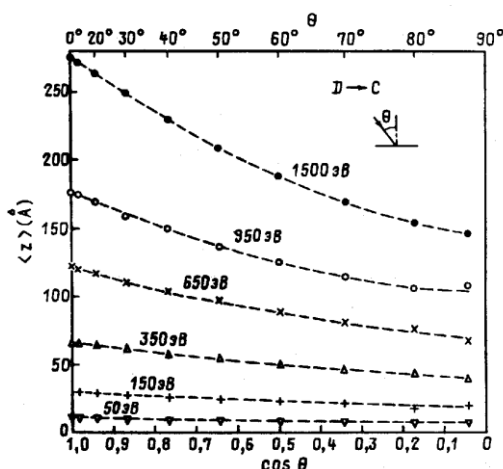


Рис. 16.8. Зависимость средней глубины проникновения $\langle z \rangle$ ионов дейтерия в графит от $\cos \theta$

температурах, когда роль диффузии незначительна, количество внедренного дейтерия растет с ростом энергии. Концентрация изотопов водорода вблизи поверхности хотя и убывает с ростом температуры, всегда остается на порядок выше, чем внутри образца. Поэтому коэффициент диффузии является фактором, определяющим поток водорода через стенку. Исключение составляют случаи, когда используются специальные пассивирующие покрытия поверхности, которые при контакте с плазмой мало эффективны вследствие распыления.

Движение внедренных или имплантированных в металл ионов определяется кинетикой атомных соударений в течение времени $\sim 10^{-13}$ с, необходимых для уменьшения кинетической энергии вплоть до тепловой. При этом вблизи траектории иона образуется область, содержащая вакансии, междоузельные атомы и другие радиационные дефекты. Обычно количество радиационных дефектов в 100 ÷ 1000 раз превосходит число имплантированных атомов. Как следует из результатов экспериментов, на профиль внедренной примеси могут

оказывать влияние эффекты ускоренной диффузии, обусловленной высокой концентрацией точечных дефектов при облучении и наличии избытка подвижных атомов внедрения. Обычно эффект радиационно-стимулированной диффузии становится заметным при температурах существенно меньших тех, при которых имеет место термическая диффузия, связанная с термически генерируемыми вакансиями [14].

Распыление мишени

Среди процессов взаимодействия тяжелых частиц с поверхностью важную роль играет распыление – выбивание тяжелых частиц (нейтральных атомов, молекул, положительных или отрицательных ионов) с поверхности. Впервые распыление поверхности наблюдал Гров еще в 1852 г. Распылением поверхности объясняется эрозия первой стенки в установках для УТС и связанная с этим проблема примесей, эрозия космических аппаратов и т. д. Процесс распыления определяет срок службы катодов с косвенным подогревом в электронных лампах, в которых эрозия катода связана с бомбардировкой ионами остаточного газа. С другой стороны, процесс распыления используется при получении тонких пленок, для чистки поверхности твердого тела, в ионно-адсорбционных насосах.

Различают физическое распыление (когда речь идет о передаче импульса от бомбардирующей частицы поверхности) и химическое, когда в результате реакции, например, типа $H + C \rightarrow CH^{\uparrow}$ образуются летучие соединения. При химическом распылении энергия налетающих частиц не играет определяющего значения.

При экспериментальном исследовании процесса физического распыления используют, как правило, пучки ионов, поскольку в этом случае имеются практически неограниченные возможности по управлению такими пучками. Используются в основном два метода. В первом методе ионный пучок направляют на поверхность мишени и для регистрации продуктов эрозии применяются масс-спектрометры, устанавливаемые приблизительно под углом зеркального отражения ионного пучка от поверхности. Если энергии ионов меньше 1 кэВ, даже при самых больших плотностях тока не удается поддерживать поверхность твердого тела атомно-чистой. В результате в спектре масс присутствуют частицы примесей. Второй метод исследования заключается во введении исследуемого образца в сильно ионизированную плазму, находящуюся при низком давлении. Мишень при этом играет роль отрицательного ленгмюровского зонда. На поверхности мишени плотность ионного тока достаточна для

поддержания поверхности атомно-чистой даже при небольших энергиях ионов.

Зависимость выхода распыленных частиц от кинетической энергии бомбардирующих частиц имеет ряд особенностей [2]. При энергиях, лежащих ниже некоторой пороговой величины (обычно около $8 \div 25$ эВ), заметного распыления материала мишени не происходит. С ростом энергии выход растет линейно, проходит широкий максимум в области килоэлектронвольт и падает медленно при очень больших энергиях.

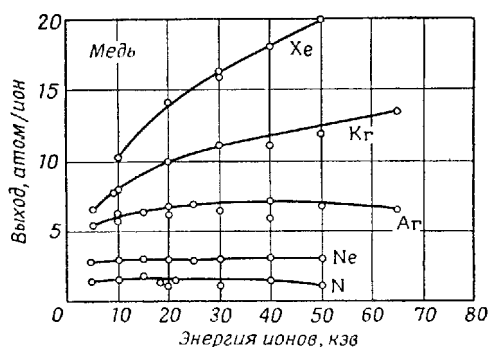


Рис. 16.9. Выход распыления меди, бомбардируемой различными ионами

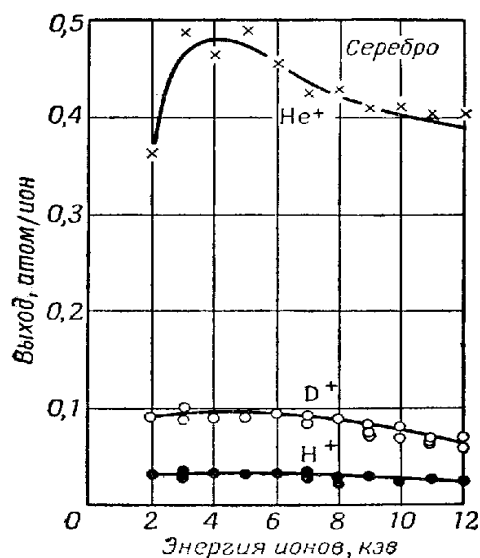


Рис. 16.10. Выход распыления серебра при бомбардировке ионами H⁺, D⁺ и He⁺

Такой ход зависимости выхода от энергии связан с изменяющейся глубиной проникновения падающих частиц в мишень. С увеличением глубины проникновения растет доля энергии, теряемой частицей при столкновениях, которые не приводят к распылению. Ионы малых размеров (например, протоны) легко проникают в мишень и максимум выхода в этих случаях достигается при малых энергиях. Тяжелые ионы (например, ионы ксенона) характеризуются максимумом выхода при энергиях больше 50 кэВ. Результаты измерений выхода распыления меди на рис. 16.9, серебра – на рис. 16.10. Видно, что ионы разных масс, падающие на медную мишень, выбивают разное количество атомов при одинаковой энергии ионов. Из рис. 16.10 следует, что ионы разных сортов, бомбардирующие одну и ту же мишень, приводят к разным выходам атомов. Причем серебро обладает существенно меньшими выходами распыленных частиц. Результаты, приведенные на рис. 16.9 и 16.10, относятся к случаю нормального падения ионов на поверхность. При увеличении угла падения ион теряет больше энергии на столкновениях вблизи поверхности, поэтому выход должен

увеличиваться с ростом угла падения, т. к. остается постоянной длина пути, который проходит ион в металле, а глубина проникновения уменьшается. Этот эффект отражен на рис. 16.11, на котором видно,

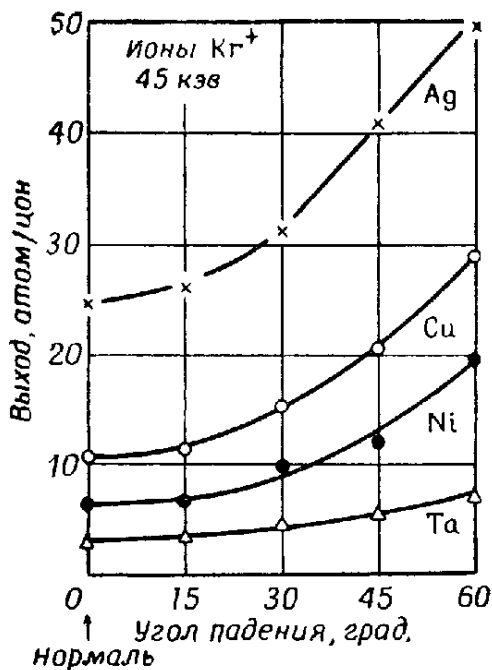


Рис. 16.11. Зависимость выхода распыленных атомов для различных металлов, бомбардируемых ионами криптона с энергией 45 кэВ от угла падения ионов

как растет выход распыленных атомов при увеличении угла падения ионов (угол отсчитывается от нормали).

Выход распыления зависит и от атомной структуры мишени (рис. 16.12). Наблюдается характерное возрастание выхода внутри различных периодов, связанное с заполнением электронных оболочек (особенно d -оболочек). Заполненные оболочки становятся менее прозрачными для падающей частицы.

Отражение частиц от поверхности мишени

Падающие на поверхность положительно заряженные ионы могут также отражаться от поверхности в виде нейтральных атомов. Если $E_i > \phi$ (работы выхода данного материала мишени), то большая часть ионов Оже нейтрализуется

у поверхности, и отраженная доля падающих ионов мала. Для ионов с низкой потенциальной энергией, например, ионов щелочных металлов, коэффициенты отражения велики. Хагструм исследовал отражение ионов более легких инертных газов от атомно-чистых и от

слегка загрязненных

поверхностей. Он определял

долю R_{ii} падающего ионного пучка, отраженную в виде ионов, и долю R_{im} , отраженную в виде метастабильных частиц. На рис. 16.13 и 16.14 представлены зависимости $R_{ii}(E_i, \text{эВ})$ и $R_{im}(v_i)$.

На рис. 16.13 показано, как изменяется R_{ii} с ростом энергии ионов He, Ne и Ar на чистой поверхности вольфрама. Видно, что отраженная доля мала и слабо зависит от энергии падающих ионов, а из рис. 16.14 – что доля

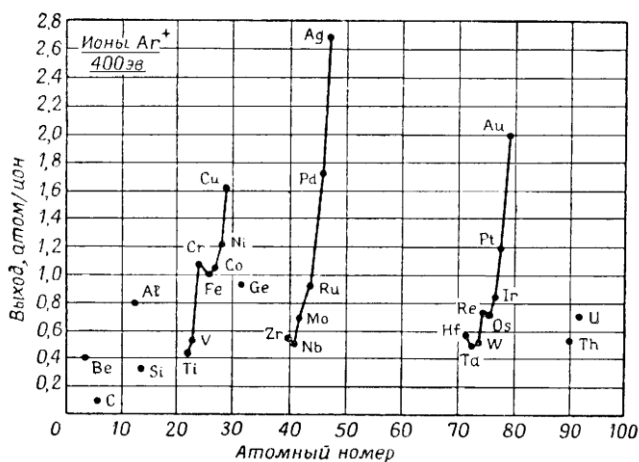


Рис. 16.12. Выход распыления 28 элементов при бомбардировке ионами аргона с энергией 400 эВ в зависимости от атомного номера

слабо зависит от энергии падающих ионов, а из рис. 16.14 – что доля

ионов, отраженная в виде метастабилей сильно зависит от энергии и не зависит от сорта бомбардирующих частиц (в эксперименте были использованы пучки ионов тех же инертных газов). По-видимому, ионы исследованных инертных газов в опытах Хагструма отражаются от поверхности, а не адсорбируются и затем распыляются.

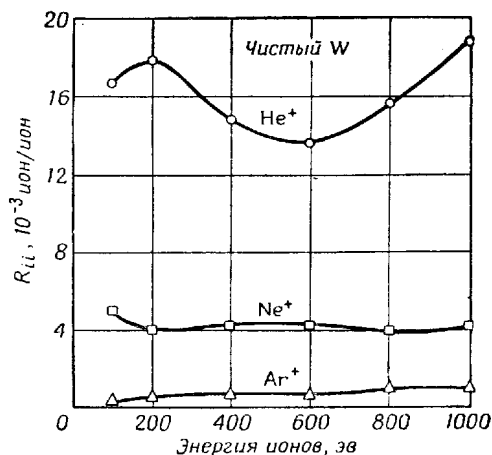


Рис. 16.13. Зависимость коэффициента отражения ионов R_{ii} от кинетической энергии ионов при бомбардировке чистого вольфрама ионами He, Ne и Ar

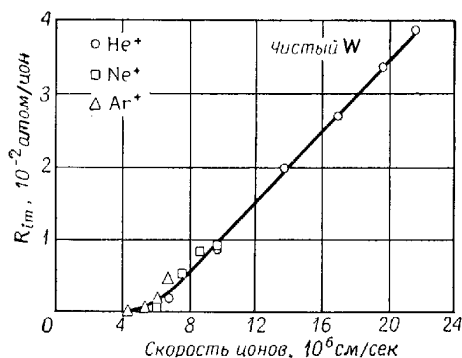


Рис. 16.14. Зависимость R_{im} от скорости ионов He, Ne и Ar, падающих на поверхность чистого вольфрама

Позже была создана аналитическая теория распыления аморфных материалов [14], справедливая также для легких ионов и энергий от 10^4 до 10^5 эВ. Из-за громоздкости формулы для коэффициента распыления мы не будем приводить ее здесь, а только укажем, что для его вычисления необходимо знание энергии связи поверхностных атомов, максимальной энергии, которую атом может получить от налетающего иона, среднее межатомное расстояние и дифференциальное сечение рассеяния иона на атоме мишени с передачей энергии.

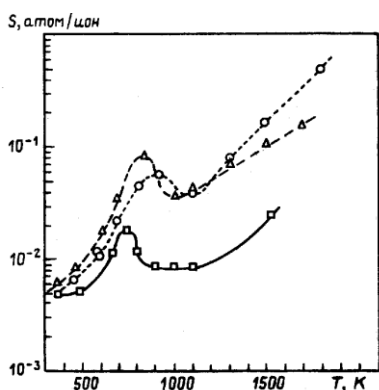


Рис. 16.15. Температурная зависимость коэффициентов распыления различных сортов графита ионами водорода с энергией 10 кэВ

Из-за громоздкости формулы для коэффициента распыления мы не будем приводить ее здесь, а только укажем, что для его вычисления необходимо знание энергии связи поверхностных атомов, максимальной энергии, которую атом может получить от налетающего иона, среднее межатомное расстояние и дифференциальное сечение рассеяния иона на атоме мишени с передачей энергии.

Химическое распыление поверхности

Процесс распыления за счет десорбции легколетучих молекул, образующихся при взаимодействии бомбардирующих ионов с атомами мишени, называют процессом химического распыления. В отличие от физического, химическое распыление сопровождается выходом молекул сложного состава, что имеет место при бомбардировке графита ионами водорода и

дейтерия. Еще в 1926 г. Гюнтершульце показал, что в разряде на водороде при напряжении 800 В графит распыляется главным образом за счет образования углеводородов типа C_nH_n . При этом коэффициент химического распыления графита существенно превышал коэффициент физического распыления. Характерной особенностью химического распыления является зависимость процесса от температуры (см. рис. 16.15). В области температур $600 \div 900$ °К кривые проходят через максимум. Масс-спектроскопические измерения показали, что в этом диапазоне температур в спектрах присутствуют в основном молекулы C_nH_n . Максимальный коэффициент распыления составляет 0,08 атома/ион, что примерно в 13 раз превышает значение коэффициента физического распыления. Если бы все атомы водорода покидали поверхность графита в связанном состоянии, то коэффициент распыления составил бы величину 0,25 атома/ион. При $T = 800$ °К коэффициент распыления всего в три раза меньше этого предельного значения. Скорость образования метана уменьшается при охлаждении поверхности и при $T \approx 600 \div 500$ °К скорость радиационной диссоциации молекул метана становится больше скорости их образования, химическое распыление поверхности подавляется. Это происходит при тем большей температуре, чем больше плотность ионного тока.

Согласно эмпирическим моделям химического распыления, образование углеводородных молекул имеет место только на поверхности образца, а поступление атомов водорода на поверхность происходит либо за счет диффузии, либо в результате движения поверхности в процессе распыления. Имеется информация и о том, что образование метана может происходить и в глубине материала [14].

Состав распыленных углеводородов зависит от энергии ионов водорода. На процесс химического распыления существенное влияние оказывает структура поверхности графита и наличие в нем примесей. Введение в графит добавок В, SiC, TiC приводит к значительной химической эрозии.

В области температур выше 1000 °К при бомбардировке графита ионами изотопов водорода была обнаружена сильная температурная зависимость коэффициента распыления (см. рис. 16.15) [14]. Так, при температуре 2000 °К величина коэффициента эрозии графита в 20 – 40 раз больше, чем при температуре комнатной. Было показано, что эффект усиленной высокотемпературной эрозии имеет место при бомбардировке ионами любых элементов. Вместе с тем, при температуре уже 1200 °К химическое распыление не происходит,

а имеет место эмиссия частиц углерода в основном в виде атомов. Отношение молекулярных ионов C_2 и C_3 к атомам C существенно отличается от наблюдаемого вследствие сублимации графита ($C_2/C = 0,04$, $C_3/C = 0,025$ при $T = 2100^\circ K$ в первом случае и $C_3/C = 0,3$ – во втором). На основании многочисленных данных пришли к выводу о том, что в области температур выше $1300^\circ K$ работает механизм радиационно-ускоренной сублимации графита, связанной с сублимацией диффундирующих к поверхности междоузельных атомов углерода, образующихся в процессе ионной бомбардировки.

В исследованиях распределений эмитированных атомов углерода с поверхности для различных сортов графита была отмечена

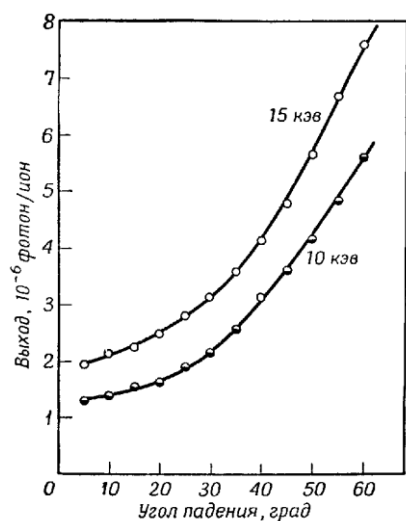


Рис. 16.16. Выход фотонов, соответствующих линии CuI ($\lambda = 3247 \text{ \AA}$) в зависимости от угла падения, град

зависимость формы спектров от температуры мишени. Если при температуре ниже $1300^\circ K$ спектр имеет форму широкого распределения с максимумом при 45 эВ, то при $T = 1400^\circ K$ интенсивность в области энергии 45 эВ уменьшается, а превалирующим становится узкий пик в районе 7 эВ. При $T = 1750^\circ K$ он становится основным. На основе этих результатов был предложен механизм двухстадийного высокотемпературного распыления графита, включающего формирование под действием ионной бомбардировки поверхностного слоя атомов углерода, находящихся в состоянии сорбции,

с последующей радиационно-стимулированной десорбцией этих атомов.

Электромагнитное излучение с поверхности мишени

При бомбардировке поверхности твердого тела возможно также возникновение электромагнитного излучения. Этот эффект используется для генерации, в частности, рентгеновского излучения, которое известно давно и широко используется в практических целях. Под действием пучков быстрых ионов или нейтральных частиц может возникать электромагнитное излучение в других диапазонах, и вследствие процессов фотоионизации и фотовозбуждения это излучение может оказывать серьезное влияние на результаты измерений.

Флюит и др. исследовали распыление медной мишени под действием положительно заряженных ионов меди, аргона и неона. Они наблюдали фотоны и метастабильные атомы. Излучение измерялось

с помощью спектрометра с дифракционной решеткой. При энергии бомбардирующих частиц 15 кэВ полный выход фотонов $\approx 7 \cdot 10^{-5}$ фотонов на распыленный атом меди. Большая часть этих фотонов соответствует резонансным линиям CuI ($\lambda = 3247 \text{ \AA}$ и $\lambda = 3274 \text{ \AA}$). Выход фотонов сильно зависит от угла падения ионного пучка (см. рис. 16.16, угол падения отсчитывается от нормали к поверхности). Быстрое увеличение выхода фотонов с ростом угла падения пучка свидетельствует о том, что возбужденные состояния в мишени возникают вблизи поверхности, тогда как нормальное распыление происходит глубже, внутри материала. Авторы наблюдали большой выход метастабильных атомов меди ($3 \cdot 10^{-2}$ метастабильных частиц на один распыленный атом меди). Распределение распыленных метастабильных частиц по энергии имеет максимум при энергии 11 эВ.

17. Столкновения электронов с поверхностью. Термоэмиссия

При столкновениях электронов с поверхностью твердого тела наблюдается ряд других важных явлений. Здесь рассматриваются явления выбивания вторичных электронов (выбивание тяжелых частиц маловероятно из-за малости отношения масс частиц) и отражения электронов от поверхности, электромагнитное излучение.

17.1. Вторичная электрон-электронная эмиссия

Вторичная электрон-электронная эмиссия была впервые обнаружена в 1902 г., однако исследования в этой области продолжаются [2]. Явление вторичной электрон-электронной эмиссии важно с практической точки зрения, поскольку оно играет важную роль в физическом эксперименте (в электронных приборах, в рентгеновских трубках, при измерении токов с помощью коллектора и т. д.).

Физика вторичной эмиссии и отражения от поверхности достаточно сложна. Часть первичных электронов, ударяясь о мишень, отражается от нее из-за существования потенциального барьера. Как известно из квантовой механики, пучок бомбардирующих частиц всегда частично отражается, так как на границе вакуум-металл существует значительное изменение потенциала. При этом не имеет принципиального значения, увеличивается или уменьшается потенциал в направлении движения частиц. Кинетическая энергия электрона, входящего в твердое тело, уменьшается на несколько электронвольт, когда он проходит поверхностный барьер. Но большая часть падающих на поверхность частиц проходит поверхностный барьер и взаимо-

действует с ядрами и электронами материала мишени. В результате таких взаимодействий первичные электроны теряют энергию и рассеиваются (аналогично быстрым нейтронам, которые замедляются и диффундируют в среде). В мишенях с малым z уменьшение энергии происходит быстрее, чем идет процесс диффузии, а в мишенях с большим z – наоборот.

Некоторые из диффундирующих первичных электронов рано или поздно рассеиваются в направлении «назад», к поверхности, и если они сохраняют при этом достаточную энергию, то могут преодолеть поверхностный потенциальный барьер и выйти из мишени. Но в процессе замедления первичные электроны будут вызывать возбуждение и ионизацию частиц внутри твердого тела при взаимодействии с электронами внешних оболочек. Электроны, освобожденные внутри твердого тела в результате таких процессов, называют истинными вторичными электронами. Эти вторичные электроны также будут испытывать замедление и диффундировать в результате столкновений, и та их доля, которой удастся достигнуть поверхности и выйти из мишени, состоит из наблюдаемых истинных вторичных электронов.

Характерное распределение вторичных электронов по энергии имеет следующий вид (см. рис.17.1). Видно, что здесь можно выделить три области энергий. Первая – содержит электроны с энергией $E \approx E_p$, где E_p – энергия первичного пучка. Это первичные электроны, испытавшие упругое рассеяние от поверхности. Третья область определяется большим числом электронов, энергия которых лежит вблизи максимума, соответствующего нескольким электронвольтам.

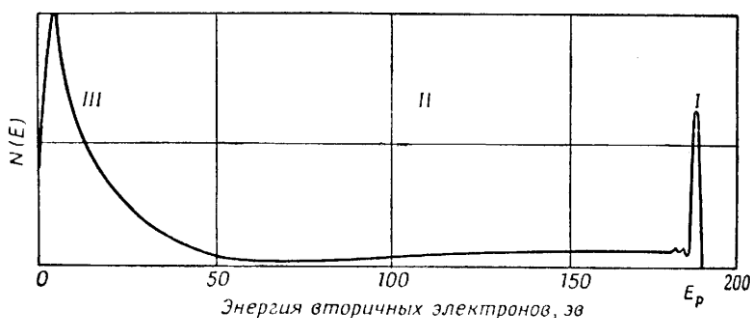


Рис.17.1. Типичное распределение вторичных электронов по энергии. Величина E_p – энергия первичных электронов, вызывающих вторичную эмиссию

Число таких электронов, представляющих собой истинные вторичные электроны, может превосходить число первичных электронов. И наконец, во второй области энергии содержится некоторое количество истинных вторичных электронов с большими энергиями, но главным

образом здесь есть первичные электроны, испытавшие многократные столкновения внутри мишени. О таких первичных электронах, выходящих на поверхность в результате диффузии, уже шла речь.

Разделить эти первичные электроны, диффундирующие к поверхности, и истинные вторичные электроны практически невозможно, поэтому граница между второй и третьей областями чисто условна. Лежит она примерно в области энергий $E \approx 50$ эВ.

Эффективность вторичной эмиссии характеризуется величиной «выход вторичной электронной эмиссии». Полным выходом вторичной электронной эмиссии δ называется среднее число внешних электронов, создаваемое одним первичным (падающим на поверхность) электроном. Истинный выход вторичной электронной эмиссии $\delta_{ист}$ равен среднему числу внешних электронов в интервале энергий $E = 0 \div 50$ эВ, создаваемых одним первичным электроном. Наконец, коэффициентом обратного рассеяния η называется среднее число внешних электронов с энергиями, большими 50 эВ, приходящиеся на один падающий электрон. Учитывая эти определения, можно записать, что

$$\delta = \delta_{ист} + \eta. \quad (17.1)$$

В некоторых частных случаях коэффициент обратного рассеяния η может быть малым по сравнению с δ , однако это условие выполняется не всегда. Несмотря на это, вместо термина «вторичные» часто используют другой термин – «истинно вторичные» и наоборот. Данные по вторичной эмиссии часто выражают через δ , а не через $\delta_{ист}$. В отечественной литературе, чтобы избежать путаницы, принято обозначать полный выход буквой σ , а истинный выход – δ . Тогда полный выход вторичной эмиссии равен $\sigma = \delta + \eta$.

Типичная зависимость выхода вторичных электронов δ от энергии

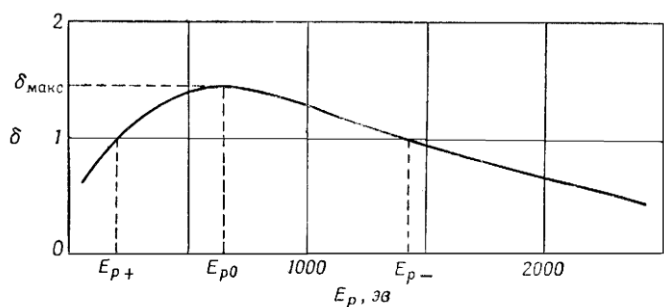


Рис. 17.2. Типичная зависимость выхода вторичных электронов δ от энергии первичных

первичных электронов E_p имеет следующий вид (см. рис. 17.2). Здесь E_{p0} – значение энергии, при которой наблюдается максимальный выход, т. е. при $\delta = \delta_{max}$, E_{p+} и E_{p-} – значения энергии при $\delta = 1$. Значения энергий характерны для чистых металлов и многих

полупроводников. Приведенная на рисунке зависимость $\delta(E_p)$ показывает, что при малых энергиях первичных электронов энергия большого числа вторичных электронов мала по сравнению с работой выхода, в результате они не могут выйти за пределы мишени. При больших энергиях большая часть вторичных электронов образуется глубоко в материале мишени. В результате при обратном проходе они

рассеиваются и тоже не могут выйти и стать вторичными электронами. В таблице 17.1 приведены данные по различным материалам, в которой табулированы значения E_{p0} , E_{p+} , E_{p-} . Видно, что значения δ_{max} изменяются в пределах от 0,5 до 1,7. В таблице 17.2 – тоже для некоторых полупроводников и диэлектриков.

Таблица 17.1

Максимальный выход вторичных электронов δ_{max}
для некоторых металлов

Металлы	Атомный номер	δ_{max}	E_{p0}	E_{p+}	E_{p-}
Li	3	0,5	85	–	–
Al	13	0.95	300	–	–
Fe	26	1,3	(400)	120	1400
Cu	29	1,3	600	200	1500
Mo	42	1,25	375	150	1300
Ag	47	1,47	800	150	>2000
Ba	56	0,82	400	–	–
Ta	73	1,3	600	250	>2000
W	74	1,35	650	250	1500
Au	79	1,45	800	150	>2000
Tl	81	1,7	650	70	>1500

Выход вторичных электронов зависит от загрязнения поверхности, от ее шероховатости. За счет этих причин значения δ_{max} могут различаться примерно на 10 %. Кроме этого высокий выход вторичных электронов наблюдается при больших плотностях и у металлов с большой работой выхода. Зависит он и от строения электронных оболочек атомов различных элементов (грубо говоря, выход вторичных электронов пропорционален числу электронов на внешнем уровне). С другой стороны, выход вторичных электронов у металлов практически не зависит от температуры в интервале от 20 до 400 °С. Однако для некоторых полупроводников и диэлектриков выход падает с ростом температуры. Это связано, по-видимому, с уменьшением средней длины свободного пробега для рассеяния на колебаниях решетки.

Максимальный выход вторичных электронов из некоторых полупроводников и диэлектриков при электронной бомбардировке [2]

Группа	Вещество	δ_{\max}	E_{p0}
Полупроводниковые элементы	Ge (монокристалл)	1,2 – 1,4	400
	Si (монокристалл)	1,1	250
	Se (аморфный)	1,3	400
	Se (кристалл)	1,35 – 1,40	400
	C (алмаз)	2,8	750
	C (графит)	1	250
Полупроводниковые соединения	Cu ₂ O	1,19 – 1,25	400
	PbS	1,2	500
	MoS ₂	1,10	
	MoO ₂	1,09 – 1,33	
Интерметаллические соединения	SbCs ₃	5-6,4	700
	SbCs	1,9	550
	BiCs ₃	6 – 7	1000
	Bi ₂ Cs	1,9	1000
Диэлектрики	NaF (слой)	5,7	
	NaCl (слой)	6 – 6,8	600
	NaCl (монокристалл)	14	1200
	Al ₂ O ₃ (слой)	1,5 – 9	350 – 1300
	SiO ₂	2,4	400
	Слюда	2,4	300 – 384
Стекла	Технические стекла	2 – 3	300 – 420
	Кварцевое стекло	2,9	420

При исследовании вторичной эмиссии с поверхности диэлектрических материалов возникают проблемы, связанные с поверхностным зарядом.

В угловых распределениях вторичных электронов отмечается интересная зависимость δ от угла падения первичных электронов. Для данного материала и фиксированной энергии E_p выход вторичных электронов тем выше, чем больший угол с нормалью к поверхности образует падающий пучок. Причина заключается в том, что чем меньший угол с поверхностью образует падающий пучок, тем ближе к поверхности (в среднем) образуются вторичные электроны. Таким образом, при более наклонном падении вторичные электроны имеют большую вероятность достигнуть поверхности, и, кроме того, те из них, которые доходят до поверхности, имеют большие энергии и, соответственно, большую вероятность преодолеть потенциальный

барьер и выйти с поверхности. Вторичные электроны, образующиеся на больших глубинах, чем 100 \AA от поверхности, имеют малую вероятность вылета (для KCl – $\approx 500 \text{ \AA}$).

О распределении вторичных электронов по энергии и по углам подробнее см. в [2].

Что касается теории вторичной электронной эмиссии, то здесь необходимо отметить, что различают две стадии процесса – первая соответствует возбуждению вторичных электронов, вторая – диффузии этих электронов через материал мишени и выходу их с поверхности.

Есть квантовая теория, а есть теория, основанная на представлении Зоммерфельда о газе свободных электронов в твердом теле.

Тот факт, что выход вторичных электронов для металлов не зависит от температуры, говорит о том, что колебания кристаллической решетки не играют большой роли во вторичной эмиссии. Следовательно, электроны в металлах можно рассматривать как свободный газ. Но в таком случае вторичная эмиссия невозможна, так как первичный электрон не может рассеяться в обратном направлении в лабораторной системе отсчета при столкновениях со свободными электронами. Если же электроны рассматривать как свободные в процессе возбуждения, но считать, что они могут рассеиваться решеткой после возбуждения, то картина вторичной эмиссии будет выглядеть более реальной. Такую модель предложил Баруди Е. М. В своей теории «вторичной эмиссии свободных электронов» он предположил, что взаимодействие между падающим электроном и свободными электронами – кулоновское. Кроме того, скорость падающего электрона велика по сравнению со скоростями проводимости. Результаты Баруди качественно согласуются с экспериментальными данными. Общая форма кривой выхода и кривой распределения по энергиям предсказаны правильно.

17.2. Отражение электронов от поверхности

Отражение электронов от поверхности [2] характеризуют коэффициентом обратного рассеяния η , который определяется по кривой, подобной изображенной на рис. 17.1, путем интегрирования по участкам *I* и *II*. Упруго рассеянные электроны, образующие большой максимум на участке *I*, обычно составляют малую долю всех электронов, рассеянных в обратном направлении. Эта доля уменьшается с увеличением энергии первичных электронов. Форма кривой на участке *II* похожа на распределение по энергиям в пучке электронов, который проходит через тонкую пленку. Небольшие пики вблизи E_p соответствуют электронам, испытавшим в мишени неупругие

столкновения. Положение этих пиков должно быть характерным для материала мишени. Потери энергии при неупругих столкновениях могут быть связаны с возбуждением плазменных колебаний в электронном газе мишени. Значения коэффициента обратного рассеяния для различных материалов достигают значений $0,2 \div 0,3$ в интервале энергий $10^2 \div 10^3$ эВ и $0,3 \div 0,5$ при энергиях $10^3 \div 10^4$ эВ.

17.3. Фотоэлектронная эмиссия

Фотоэлектронная эмиссия [2] возникает под действием электромагнитного излучения, падающего на поверхность твердого тела. В результате в нем могут возбуждаться электроны и переходить с внутренних уровней в непрерывный спектр кинетических энергий, лежащий над поверхностным барьером. Это явление получило название «фотоэлектронная эмиссия» или «внешний фотоэлектрический эффект». Впервые его наблюдал Герц в 1887 г. Мы рассмотрим только фотоэлектронную эмиссию из металлов, а информацию об эмиссии из полупроводников и диэлектриков можно найти в различных литературных источниках.

Фотоэлектронная эмиссия количественно характеризуется квантовым выходом γ_p , который равен среднему числу внешних фотоэлектронов, приходящихся на один квант падающего излучения. Число фотоэлектронов, испускаемых за единицу времени единичной поверхностью данного материала, пропорционально числу фотонов, падающих на поверхность в единицу времени. Следовательно, квантовый выход (в силу такого определения) не зависит от интенсивности излучения. Максимальная кинетическая энергия выбиваемых электронов также не зависит от интенсивности. На основании этих выводов Эйнштейн в 1905–1906 гг. получил закон фотоэмиссии, в котором максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов выражается через энергию квантов падающего излучения и работу выхода поверхности:

$$\left(\frac{m\nu^2}{2} \right)_{\max} = h\nu - \varphi. \quad (17.2)$$

Квантовый выход зависит от частоты и угла падения излучения и, конечно, от природы материала (точнее, от строения материала), мишени и состояния ее поверхности. Выход может зависеть также от направления поляризации излучения, особенно тогда, когда основная часть падающего излучения поглощается вблизи поверхности мишени.

В некоторых случаях для поляризованного излучения с электрическим вектором, лежащим в плоскости падения (перпендикулярен

поверхности), выход более чем в 10 раз превышает выход для поляризованного излучения, электрический вектор которого перпендикулярен плоскости падения (параллелен поверхности).

Для чистых металлов квантовый выход составляет всего лишь $10^{-4} \div 10^{-3}$ электрон/фотон в видимой и кварцевой ультрафиолетовой области спектра ($7000 \div 1800 \text{ \AA}$). Некоторые другие материалы дают в этой области спектра значительно больший выход электронов. Например, для полупроводника Cs_3Sb максимальный выход на длине волны $\lambda = 3600 \text{ \AA}$ равен уже 0,25 электрон/фотон. Малый выход у металлов в длинноволновой области отчасти объясняется тем, что значительная доля падающего излучения отражается от поверхности. Другая возможная причина заключается в том, что фотон не может передать свою энергию (совершенно) свободному электрону, поскольку при таком процессе не могут одновременно выполняться законы сохранения энергии и импульса. Если электрон связан в атоме, то другие электроны в атоме могут обеспечивать необходимое перераспределение импульса, но в металле электроны проводимости в какой-то мере свободны и поэтому с трудом возбуждаются фотонами. При малых длинах волн отражательная способность поверхностей металлов мала и фотоны энергетически способны возбуждать сильно связанные электроны. Этим и объясняется высокий выход (от 10^{-2} до 10^{-1} электрон/фотон), наблюдаемый в крайней УФ-области.

Внешний фотоэффект в некотором смысле аналогичен вторичной эмиссии. Оба процесса представляются как состоящие из двух стадий – возбуждения электронов и их последующего выхода через потенциальный барьер. В обоих процессах электроны могут возбуждаться либо вблизи поверхности, либо на глубине порядка 100 \AA внутри твердого тела. Если возбуждение происходит глубоко внутри мишени, то электроны испытывают многократные столкновения при диффузии в твердом теле, и только часть из них может выйти из мишени через потенциальный барьер.

17.4. Термоэмиссия

Термоэмиссией называют явление испускания электронов и ионов поверхностью твердого тела, нагреваемого до высоких температур. При комнатной температуре ток из любого твердого тела слишком мал и не имеет практического значения. Термоэлектронные и термоионные эмиттеры работают при температуре $T \approx 1000 \div 2500 \text{ }^\circ\text{K}$. Испускают ли они электроны или ионы, или те и другие, зависит от природы материала и температуры. В качестве эмиттеров применяются

металлы, полупроводники. Из металлических эмиттеров наиболее широкое применение нашел вольфрам.

Термоэлектронная эмиссия – основной способ получения электронов в электронных лампах, в лабораторных устройствах.

В принципе, явление термоэлектронной эмиссии понимается так. У поверхности любого твердого тела существует потенциальный барьер, высота которого составляет несколько электронвольт и который препятствует прохождению большинства электронов через поверхность и выходу за ее пределы. Но у некоторых электронов энергия достаточно велика для того, чтобы пройти через барьер при $T \neq 0$, хотя, как уже говорилось, при комнатной температуре таких электронов слишком мало. Термоэлектронный ток является быстро возрастающей функцией температуры.

Термоэлектронная эмиссия сильно зависит от атомного состава и кристаллической структуры твердого тела, а также состояния его поверхности. (По Ноттингему существуют чистые кристаллографически однородные поверхности, чистые неоднородные поверхности, поверхности простого состава, сложные поверхности.)

Точной теоретической интерпретации поддаются только опыты по термоэмиссии на монокристаллических и первых поверхностях. Поскольку величина термоэлектронного тока и его зависимость от температуры определяются кристаллографической структурой эмиттера и его атомным составом, то при исследовании чистых неоднородных (поликристаллических) поверхностей получают данные, характерные только для конкретного образца, а структуру его нельзя точно описать. О чистом однородном материале или поликристаллическом материале, покрытом каким-либо моноатомным или мономолекулярным слоем, говорят как о поверхности простого состава. Слой толщиной значительно меньшей даже мономолекулярного слоя может очень сильно изменить термоэлектронную эмиссию с поверхности, особенно если он состоит из молекул с высокой поляризуемостью. Сложные поверхности наименее понятны, но они имеют наиболее важное практическое значение (имеются в виду оксидные катоды).

Оксидный катод представляет собой металлическую подложку (обычно из никеля или платины), на которую нанесен специально обработанный слой кристаллических окислов щелочноземельных металлов (обычно твердых растворов бария и стронция). Такие слои обеспечивают большие термоэлектронные токи при достаточно низких температурах, причем плотность тока эмиссии достигает значений

0,5 А/см² при температуре $T = 1000$ °К. Для сравнения, для чистого вольфрама $J = 0,3$ А/см² при $T = 2500$ °К, для торированного вольфрама $J = 1,0$ А/см² при $T = 1900$ °К.

Для конкретной чистой однородной поверхности при абсолютной температуре предельное значение плотности тока термоэлектронной эмиссии определяется формулой Ричардсона

$$J = AT^2 e^{-\varphi/kT}, \quad (17.3)$$

где A – универсальная константа термоэлектронной эмиссии, φ – работа выхода электрона, которая может зависеть от температуры, или

$$A = \frac{4\pi mk^2 e}{h^3} = 120 \text{ А/см}^2 \cdot \text{град}^2. \quad (17.4)$$

Формула Ричардсона не дает непосредственно термоэлектронного тока, получаемого экспериментально, так как она не учитывает внутреннее отражение электронов от поверхностного барьера, влияния пространственного заряда за пределами мишени и пр. (отражение на границах зерен). Она получена на основании общих термодинамических соображений. Можно получить ее из квантовой статистики Ферми свободных электронов в твердом теле.

Формула Ричардсона практически неприменима в случае неоднородных поверхностей, даже если они чистые (применима только для чистых однородных поверхностей). Поэтому Ноттингем в 1956 г. предложил вместо формулы Ричардсона использовать эмпирическую формулу в виде

$$J = aT^2 e^{-\Phi/kT}, \quad (17.5)$$

где a – термоэлектронная постоянная, определяемая для конкретного эмиттера экспериментально, Φ – коэффициент выхода, зависящий от природы образца, формы и структуры поверхности. У Ноттингема есть таблицы эмпирических констант.

Существует более развернутое выражение для плотности тока насыщения:

$$J = AT^2(1-r)e^{-\Phi/kT} \cdot e^{-E^{1/2}e^{3/2}/kT} \text{ А/см}^2, \quad (17.6)$$

где r – коэффициент отражения электронов от потенциального барьера (для чистых металлов $r \approx 0,05$). Множитель $e^{-E^{1/2}e^{3/2}/kT}$ учитывает влияние электрического поля поверхности на термоэлектронную эмиссию.

Термоэлектронная эмиссия из полупроводников также описывается формулой Ричардсона.

В заключение одно замечание. Известно, что обычными термоэлектронными эмиттерами нельзя пользоваться в газах при $P \geq 10^{-3}$ мм рт. ст. Причина – отравление катода и сильная бомбардировка поверхности положительными ионами, в результате чего наблюдается снижение срока службы катода. В газах при больших давлениях можно пользоваться катодами на основе торированного иридия. Катоды из этого материала способны работать в течение нескольких месяцев даже в газах, вызывающих коррозию при $P \approx$ мм рт. ст.

Давно и хорошо известна термоионная эмиссия положительно и отрицательно заряженных ионов из нитей с нанесенными на них покрытиями. Некоторые металлы могут эмитировать положительные ионы без покрытий при нагревании их почти до точки плавления (хотя этот процесс и не представляет особого практического интереса). В частности, Комптон и Ленгмюр в 1930 г. показали, что вольфрам при температуре 2800 °К испускает один ион на каждые 4000 испаряющихся нейтральных атома. Блюэтт и Джонс (1936 г.) изготовили хорошие (эффективные) источники ионов щелочных металлов, нагревая до температуры 1000 °С синтетические алюмосиликаты щелочных металлов. Они показали, что при нагревании до температуры белого каления окисла соответствующего металла на нити вольфрама испускаются ионы Mg, Ca, Sr, Ba, Fl, Ga, In, Ti, V, Mn, Y, Ge. Получали токи положительных ионов $i^+ \sim 10^{-10} \div 10^{-3}$ А. Ионы примесей в несколько процентов (или даже меньше) от полного ионного тока исключаются с помощью масс-спектрометра. Блюэтт и Джонс установили, что наилучшим эмиттером Li^+ является минерал β -эвкрипит, представляющий собой химическое соединение следующего вида: $Li_2O \cdot Al_2O_3 \cdot 2SiO_2$. Они показали, что эмиссия остается высокой даже тогда, когда из нити вылетит 60% содержащихся в ней первоначально атомов Li . Аллисон и Камегау (1961) описали способ изготовления искусственного β -эвкрипита и источника ионов Li (при $i^+ = 100$ мкА срок службы эмиттера около 100 часов).

Предложенные в работе сотрудников ИФП ННЦ «ХФТИ» Степаненко И. А., Комарова А. Д., Козачка А. С., Набоки В. А., Голубева Р. А. и Ткача Ю. А. твердотельные термоэмиттеры щелочных металлов обладают высокой эффективностью [15]. Для получения литиевого ионного пучка в источнике используется катод из искусственной смеси окислов $Li_2CO_3(1) + Al_2O_3(1) + 2SiO_2(2)$. Кроме косвенного нагрева смеси, использовался и лазерный нагрев поверхности катода. Созданные твердотельные источники ионов

позволили получить пучки Li^+ с плотностями токов до $1,7 \text{ А/см}^2$, K^+ – $0,7 \text{ А/см}^2$ и Cs^+ – $0,15 \text{ А/см}^2$.

17.5. Поверхностная ионизация

Поверхностная ионизация [2] может происходить в условиях, когда атомы или молекулы адсорбируются на поверхности нагретых тел, а затем испаряются в виде ионов. Могут образовываться при этом как положительно, так и отрицательно заряженные ионы. Хорошо известно, что, например, каждый атом цезия, падающий на поверхность вольфрама при температуре $1200 \text{ }^\circ\text{K}$, теряет один электрон и отражается в виде положительного иона. То же происходит и с атомами калия, рубидия и других атомов. На этом эффекте основана работа источников ионов с поверхностной ионизацией, а также метод измерения абсолютной интенсивности некоторых атомных и молекулярных пучков. На этом же основана работа детектора Тейлора, используемого для измерения интенсивности пучка нейтральных атомов, о котором речь шла выше.

Приложение

Фундаментальные физические постоянные [13]

Скорость света $c = 2,9979 \cdot 10^8 \text{ м/с} = 2,9979 \cdot 10^{10} \text{ см/с}$.

Заряд электрона $e = 1,6022 \cdot 10^{-19} \text{ Кл} = 4,8032 \cdot 10^{-10} \text{ ед. СГСЭ}$.

Масса покоя электрона $m_e = 9,1095 \cdot 10^{-31} \text{ кг} = 9,1083 \cdot 10^{-28} \text{ г}$.

Масса покоя протона $m_p = 1,00727 \text{ а.е.м.} = 1,6726 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 1,6726 \cdot 10^{-24} \text{ г}$.

Масса покоя нейтрона $m_n = 1,00866 \text{ а.е.м.} = 1,6749 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 1,6749 \cdot 10^{-24} \text{ г}$.

Атомная единица массы (а.е.м.) $= 1/12 m_a (\text{C}) = 1,6606 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 1,6606 \cdot 10^{-24} \text{ г}$.

$m_p / m_e = 1836,46$.

$e / m_e = 1,7591 \cdot 10^{11} \text{ Кл} \cdot \text{кг}^{-1} = 5,2734 \cdot 10^{17} \text{ ед. СГСЭ} \cdot \text{г}^{-1}$.

Постоянная Больцмана $k = R/N_a = 1,3806 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/град} = 1,6024 \cdot 10^{-19} \text{ Дж/эВ} = 1,3806 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/град} = 1,6023 \cdot 10^{-12} \text{ эрг/эВ} = 8,6176 \cdot 10^{-5} \text{ эВ/град}$.

Универсальная газовая постоянная $R = 8,3145 \cdot 10^3 \text{ Дж/кмоль} \cdot \text{град} = 8,3145 \cdot 10^7 \text{ эрг/моль} \cdot \text{град} = 1,9858 \text{ ккал/кмоль} \cdot \text{град}$.

Число Авогадро $N_a = 6,0221 \cdot 10^{26} \text{ кмоль}^{-1} = 6,0221 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$.

Постоянная Планка $h = 6,6262 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с} = 6,6262 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{с}$.

$\hbar = h/2\pi = 1,0546 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с} = 1,0546 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{с}$.

Радиус Бора $a_0 = 5,2918 \cdot 10^{-11} \text{ м} = 5,2918 \cdot 10^{-9} \text{ см}$. $\pi a_0^2 = 0,88 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$.

Основные формулы из конспекта лекций

$I_s(\theta, \varphi)d\Omega_{лс} = dI_s(\theta, \varphi)$ – определение дифференциального микроскопического сечения упругого рассеяния в лабораторной системе отсчета. Оно равно $dI_s(\theta, \varphi) = \frac{N_s(\theta, \varphi)d\Omega_{лс}}{N_p N_t}$ [см²/частица-мишень].

$$q_s = \int dI_s(\theta, \varphi) = \int I_s(\theta, \varphi)d\Omega_{лс} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} I_s(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi. \quad (d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi) \quad -$$

полное микроскопическое сечение упругого рассеяния (или эффективное сечение столкновений).

$Q_s = Nq_s$ – макроскопическое или массовое сечение рассеяния.

$$I_s(\theta_1, \varphi)_{лс} = \frac{(\gamma^2 + 2\gamma \cos \theta + 1)^{3/2}}{1 + \gamma \cos \theta} I_s(\theta, \varphi)_{цм}, \quad (\gamma = \frac{m_1}{m_2}) \quad - \quad \text{соотношение}$$

между дифференциальным микроскопическим сечением упругого рассеяния в лабораторной системе отсчета и системе центра масс.

$v_{цм} = v_0 \cdot \frac{\mu}{M}$ – скорость центра масс, $E_{цм} = \frac{1}{2} \mu v_0^2$ – кинетическая энергия центра масс.

$$\theta_2 = \frac{1}{2}(\pi - \theta) = \frac{1}{2}(\pi - \theta_1') \quad \text{и} \quad \text{tg } \theta_1 = \frac{\sin \theta}{\gamma + \cos \theta}, \quad \text{где} \quad \gamma = \frac{m}{M} = \frac{v_{цм}}{v_0 - v_{цм}} \quad -$$

связь углов рассеяния частиц в лабораторной системе отсчета θ_1 и θ_2 с углом рассеяния в системе центра масс θ .

$$\lambda_s = \frac{1}{Q_s} = \frac{1}{Nq_s} \quad - \quad \text{длина свободного пробега.}$$

$$q = q_i + q_j + q_k + \dots, \quad \frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\lambda_i} + \frac{1}{\lambda_j} + \frac{1}{\lambda_k} + \dots, \quad - \quad \text{определение сечения}$$

процесса и длины свободного пробега, когда в системе происходят одновременно несколько элементарных процессов.

$$q = \frac{1}{N} P_c, \quad \text{где} \quad P_c = Nq_{1мм \text{ рт.ст.}} = Q_{1мм \text{ рт.ст.}} \quad - \quad \text{вероятность столкновений,}$$

откуда $q = \frac{1}{3,54 \cdot 10^{16}} P_c = 0,283 \cdot 10^{-16} P_c \text{ (см}^2\text{)} = 0,322 \cdot P_c \text{ (}\pi a_0^2\text{)}$. Тогда длина

свободного пробега может быть вычислена так: $\lambda = \frac{1}{p_0 P_c}$, где

$$p_0 = 273,16 \frac{P}{T} \quad - \quad \text{приведенное давление.}$$

$N = 2,6868 \cdot 10^{19} \cdot \left(\frac{P}{760}\right) \cdot \left(\frac{273}{T}\right) \text{ см}^{-3}$ – концентрация частиц в газе при давлении P и температуре T .

$\nu = \frac{v}{\lambda}$ – частота столкновений.

$\tau = \frac{1}{\nu} = \frac{\lambda}{v}$ – среднее время между двумя последовательными столкновениями или время свободного пробега.

$\frac{1}{\tau} = \frac{v}{\lambda} = \nu p_0 P_c = 5,93 \cdot 10^7 E^{1/2} p_0 P_c \text{ с}^{-1}$, где $E = eU = \frac{mv^2}{2}$ – энергия частицы в эВ, $v = \sqrt{\frac{2E}{m}} \approx 5,93 \cdot 10^7 \cdot \sqrt{E(\text{эВ})} \text{ см/с}$ – скорость движения электронов в электрическом поле с напряженностью E .

$V = \frac{n\nu}{\lambda} = Qn\nu = Q\varphi$ – скорость реакции.

$\varphi = n\nu$ – плотность потока частиц.

$\varphi = \int_0^{\infty} n(E)\nu dE = \int_0^{\infty} \varphi(E)dE$ – полный поток бомбардирующих частиц с произвольным распределением частиц по энергии.

$V = \int_0^{\infty} Q(E)n(E)\nu dE = \int_0^{\infty} Q(E)\varphi(E)dE = \bar{Q}\varphi$ – скорость реакции для неподвижных частиц мишени.

$\bar{\lambda} = \frac{\int_0^{\infty} \lambda(E)\varphi(E)dE}{\int_0^{\infty} \varphi(E)dE}$ – длина свободного пробега.

$q_D = \int I_s(\theta)(1 - \cos\theta)d\Omega_{\text{цм}} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} I_s(\theta)(1 - \cos\theta)\sin\theta d\theta d\varphi$ – сечение переноса импульса (сечение диффузии или транспортное сечение).

$\lambda_m = \frac{1}{Nq_D}$ – длина свободного пути переноса импульса или средняя

длина переноса импульса.

$\nu_m = \frac{\bar{v}_0}{\lambda_m}$ – частота столкновений переноса импульса.

$E_2' = \frac{m_2 v_2'^2}{2} = \frac{4m_1 \cdot m_2}{(m_1 + m_2)^2} \cdot \frac{m_1 v^2}{2} \cdot \sin^2 \frac{\theta}{2}$ – энергия, которой будет обладать рассеиваемая частица в результате столкновения.

Поскольку $v = v_1$ ($v_2 = 0$), то $E_2' = \frac{4m_1 \cdot m_2}{(m_1 + m_2)^2} E_1 \cdot \sin^2 \frac{\theta}{2}$, здесь E_1 –

начальная энергия налетающей частицы. При лобовом ударе $E_2' = \frac{4m_1 \cdot m_2}{(m_1 + m_2)^2} E_1$, ($\sin^2 \frac{\theta}{2} = 1$), или $E_2' = \delta \cdot E_1$, где $\delta = \frac{4m_1 \cdot m_2}{(m_1 + m_2)^2}$.

Среднее значение передаваемой при столкновении энергии равно $E_2' = \frac{2m_1 \cdot m_2}{(m_1 + m_2)^2} E_1$, теперь $\delta = \frac{2m_1 \cdot m_2}{(m_1 + m_2)^2}$.

$I = I_0 e^{-Qx} = I_0 e^{-Nq_s x} = I_0 e^{-p_0 Q_{1mm} p_{т.ст.} x} = I_0 e^{-p_0 P_c}$ – связь тока нерассеянной компоненты с сечением и вероятностью рассеяния.

$$d\sigma = \pi \left(\frac{\alpha}{m v^2} \right)^2 \frac{\cos \frac{\theta}{2}}{\sin^3 \frac{\theta}{2}} d\theta = \pi \left(\frac{\alpha}{2E_1} \right)^2 \frac{\cos \frac{\theta}{2}}{\sin^3 \frac{\theta}{2}} \quad \text{или}$$

$$d\sigma = \left(\frac{\alpha}{2m v^2} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} = \left(\frac{\alpha}{4E_1} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad \text{– формула Резерфорда [7].}$$

$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{m}}$ – плазменная или ленгмюровская частота частицы с зарядом e и массой m .

$r_{D\alpha} = \frac{v_{T\alpha}}{\omega_{p\alpha}}$ – дебаевский радиус экранирования частиц разного сорта

$\alpha = e, i$, где $v_{T\alpha} = \sqrt{\frac{kT_\alpha}{m_\alpha}}$ – тепловая скорость частиц сорта α ,

$$r_{D\alpha} = \sqrt{\frac{kT_\alpha}{4\pi n_\alpha e^2}}.$$

Для электронов $r_{De} = 7,43 \cdot 10^2 \sqrt{\frac{T_e(\text{эВ})}{n_e(\text{см}^{-3})}}$ см.

Соотношение между температурой плазмы, выраженной в эВ и град. К: $T(\text{эВ}) = kT_K(\text{град } K)$, где постоянная Больцмана $k = 8,6179 \cdot 10^{-5}$ эВ/град $= 1,602 \cdot 10^{-12}$ эрг/эВ $= 1,3806 \cdot 10^{-16}$ эрг/град $= 1,3806 \cdot 10^{-23}$ Дж/град.

1 эВ = 8066,0 см⁻¹ = 23,069 ккал/моль.

$$\rho_{\alpha} = \frac{v_{T\alpha}}{\omega_{B\alpha}} - \text{ларморовский радиус частиц сорта } \alpha, \quad \omega_{B\alpha} = \frac{eB}{m_{\alpha}c} -$$

циклотронная частота. Для электронов $\rho_e \approx 2,38 \frac{\sqrt{T_e(\text{эВ})}}{B(\text{Э})} \text{ см}$, для ионов

водорода $\rho_{H^+} \approx 1,45 \cdot 10^2 \frac{\sqrt{T_i(\text{эВ})}}{B(\text{Э})} \text{ см}$.

$$K = \frac{e\lambda}{m v_T} - \text{коэффициент подвижности частиц, где } \lambda - \text{средняя длина}$$

свободного пробега, одинаковая для всех молекул и ионов, m , v_T – масса и средняя тепловая скорость частиц.

$\vec{J} = -D \vec{\nabla} n$ – закон Фика, где D – коэффициент диффузии.

$\vec{v}_d = K \vec{E}$ – скорость дрейфа, где K – коэффициент подвижности заряженной частицы в электрическом поле.

$$K = \frac{eD}{kT} - \text{уравнение Эйнштейна.}$$

$$\frac{dn}{dt} = Q - \alpha n^2 - \text{уравнение рекомбинации для двухкомпонентной}$$

плазмы с источником ионизации.

$$\left(\frac{m v^2}{2} \right)_{\max} = (h\nu - \varphi) - \text{формула Эйнштейна для фотоэмиссии.}$$

$$J = AT^2 e^{-\varphi/kT} - \text{формула Ричардсона, где } A = \frac{4\pi m k^2 e}{h^3} = 120 \text{ А/см}^2 \cdot \text{град}^2$$

– универсальная константа термоэлектронной эмиссии.

Литература

1. Франк-Каменецкий Д. А. Лекции по физике плазмы. – М.: Атомиздат, 1964. – 283 с.
2. Мак-Даниель И. Процессы столкновений в ионизованных газах. – М.: Мир, 1967. – 832 с.
3. Энгель А., Штенбек М. Физика и техника электрического разряда в газах. – Т.1. – М–Л.: ОНТИ–НКТИ, 1935. – 251 с.
4. Голант В. Е., Жилинский А. П., Сахаров И. Е. Основы физики плазмы. – М.: Атомиздат, 1977. – 384 с.
5. Мак-Даниель И., Мэзон Э. Подвижность и диффузия в газах. – М.: Мир, 1976. – 422 с.
6. Гурин А. А., Пасечник Л. Л., Попович А. С. Диффузия плазмы в магнитном поле. – Киев: Наукова думка, 1979. – 268 с.
7. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика. – М.: Наука, 1969. – 271 с.
8. Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда. – М.: Гос. изд-во лит. в области атомной науки и техники, 1961. – 323 с.
9. Мигдал А. Б., Крайнов В. П. Приближенные методы квантовой механики. – М.: Наука. 1966. – 152 с.
10. Месси Г., Бархоп Е. Теория атомных столкновений. – М.: ИЛ, 1951. – 547 с.
11. Месси Г., Бархоп Е. Электронные и ионные столкновения. – М.: ИЛ, 1958. – 756 с.
12. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика: Нерелятивистская теория. – М.: Физматгиз, 1963. – 702 с.
13. Таблицы физических величин. / Справочник. Под ред. акад. И. К. Кикоина. – М., Атомиздат, 1976. – 1008 с.
14. Гусева М. И., Мартыненко Ю. В. Взаимодействие частиц плазмы с поверхностью // Итоги науки и техники. Сер. Физика плазмы. Т. 2. – М.: ВИНТИ, 1990. – С. 150–190.
15. Степаненко И. А., Комаров А. Д., Козачек А. С., Набока В. А., Голубев Р. А., Ткач Ю. А. Твердотельные термоэммиттеры щелочных металлов в квазистационарном режиме с лазерным нагревом. – Препринт ХФТИ, 1991.

Навчальне видання

Власов Вячеслав Васильович

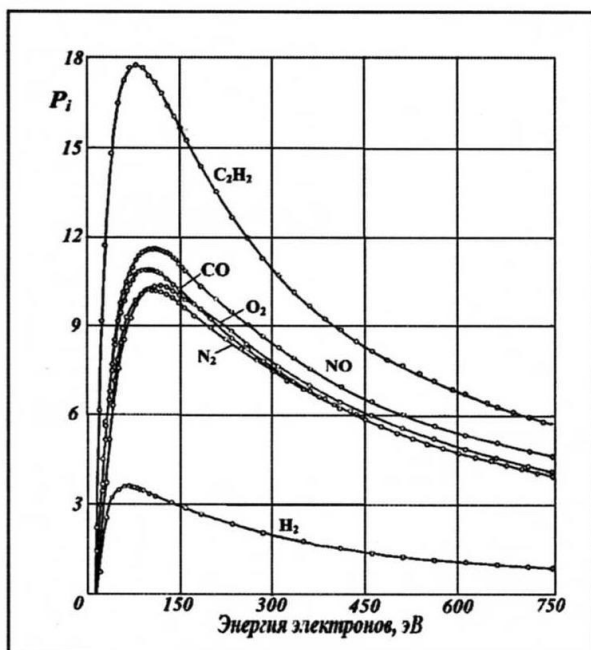
**Елементарні процеси у плазмі
газового розряду**

Коректор Л. Є. Ткаченко
Комп'ютерна верстка О. С. Чистякова
Макет обкладинки І. М. Дончик

Підписано до друку 28.12.2008. Формат 60x84/16.
Папір офсетний. Друк ризографічний.
Обл.-вид. арк.11,04. Умов. - друк. арк.8,83.
Наклад 100 прим. Ціна договірна

61077, Харків, пл. Свободи, 4,
Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна,
Видавництво ХНУ імені В. Н. Каразіна

Свідоцтво про державну реєстрацію ДК № 3367 від 13.01.09



ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПЛАЗМЕ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА

Власов Вячеслав Васильевич

Кандидат физико-математических наук, доцент кафедры физики плазмы Харьковского национального университета имени В. Н. Каразина. Родился 9 мая 1945 года в г. Хмельницкий. Окончил физико-технический факультет Харьковского государственного университета имени А. М. Горького в 1968 году. Работает на факультете с 1969 г. Специализируется в области физики плазмы. В 1976 г. защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук «Экспериментальное исследование низкочастотных параметрических неустойчивостей в неоднородной плазме». Читает лекции студентам 3–5 курсов кафедры физики плазмы физико-технического факультета «Элементарные процессы в плазме газового разряда», «Физика и техника сверхвысоких частот», «Физико-химические процессы в низкотемпературной плазме». Область научных интересов — коллективные эффекты в плазме, газовый разряд, взаимодействие полей с плазмой, физика сверхвысоких частот. Имеет более 80 научных работ, 5 методических разработок и учебных пособий.

Примеры задач к курсу лекций.

1. Вычислите длину свободного пробега электрона в атмосфере молекулярного азота N_2 при давлении $P = 760$ мм рт. ст. и температуре $T = 20$ °С. Считать, что электроны движутся со скоростью $v = 2$ эВ^{1/2}. Пучок электронов считать моноэнергетическим, в объеме происходят только упругие столкновения.

2. Вычислите длину свободного пробега электрона в атмосфере аргона при давлении $P = 4 \cdot (10^{-5})$ мм рт. ст. и комнатной температуре. Энергия налетающих электронов равна 75 эВ. Определяющими являются неупругие столкновения, приводящие к ионизации аргона.

3. Вычислите частоту столкновений электронов с атомами гелия при давлении $P = 5 \cdot (10^{-4})$ мм рт. ст. и температуре $T = 18$ °С. Считать, что электроны движутся со скоростью $v = 7$ эВ^{1/2} (пучок моноэнергетический), а в объеме происходят только упругие столкновения.

4. Вычислите среднее время между двумя последовательными столкновениями протонов в атмосфере молекулярного водорода при давлении $P = 1 \cdot (10^{-5})$ мм рт. ст. и комнатной температуре. Скорость протонов v равна $1,4 \cdot 10^7$ см/с, а в объеме происходят только неупругие столкновения, приводящие к ионизации молекулярного водорода.

5. Вычислите скорость упругого столкновения (скорость реакции) электрона с атомами ксенона при давлении $P = 1 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст. и комнатной температуре. Считать, что электроны движутся со скоростью $v = 5$ эВ^{1/2}, а плотность электронов $n = 10^5$ см⁻³.

6. Вычислите длину свободного пробега электрона в атмосфере атомарного водорода при давлении $P = 1 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст. и температуре $T = 20$ °С. Энергия электронов равна 20 эВ, основными являются столкновения, в результате которых атомарный водород переходит из основного состояния в метастабильное состояние $2S$.

7. Вычислите длину свободного пробега электрона в атмосфере неона при давлении $P = 1 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст. и комнатной температуре. Электроны движутся со скоростью $v = 7$ эВ^{1/2}, при вычислении учесть упругие столкновения и столкновения, приводящие к ионизации.

8. Вычислите длину свободного пробега протонов в атмосфере гелия при давлении $P = 1 \cdot 10^{-1}$ мм рт. ст. и температуре $T = 18$ °С. Считать, что энергия протонов равна 200 кэВ, столкновения неупругие, а процесс описывается уравнением $H + p \rightarrow H^+ + p + e$.

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ

Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина

Институт высоких технологий

«Утверждаю»

Проректор из учебной работе

«_____» _____ 200 г.

ПРОГРАММА

учебного курса «Элементарные процессы в плазме газового разряда»
по требованиям кредитно-модульной системы

Разработчик: доцент Власов В.В.

Рецензент: профессор Муратов В.И.

Харьков – 2008

Утверждено Ученым советом Института высоких технологий Харьковского национального университета им. В.Н. Каразина.

Протокол № от «___» _____ 2008 г.

Структура программы учебного курса
«Элементарные процессы в плазме газового разряда»

1. Описание предмета учебного курса

Элементарные процессы в плазме газового разряда – одна из составных частей программы подготовки специалистов в области физики плазмы и физики газового разряда. В программе курса изучение теоретических и экспериментальных методов исследования элементарных процессов, которые объясняют качественный состав газоразрядной плазмы и динамику движения частиц различных сортов в ней.

ВЕСЕННИЙ СЕМЕСТР.

Курс и подготовка бакалавров	Направление, специальность, освітньо-кваліфікаційний рівень	Характеристика учебного курса
Количество кредитов, соответствующих ECNS: 3. Модулей: 2 (аудиторная работа, самостоятельная работа). Содержательных модулей: 2. Общее количество часов – 34 Недельных часов – 2.	Прикладная физика Бакалавр	Обязательный. Лекций – 34 ч. Самостоятельная работа – 74 часа. Вид контроля – зачет.

Цель курса:

Студенты должны усвоить основные понятия и методы исследования процессов столкновений различных частиц в плазме, научиться использовать их для решения конкретных задач физики газового разряда и физики плазмы, существенно расширить мировоззрение.

Программа.

Зачетный кредит 1

Содержательный модуль 1. Основные положения физики элементарных взаимодействий. Упругие столкновения.

Тема 1. Место элементарных процессов в физике плазмы.

Простейшее газоразрядное устройство. Протекание тока через разрядный промежуток. Движение частиц в разрядном промежутке. Типы заряженных частиц, обеспечивающие прохождение тока через разрядный промежуток. Объемная ионизация газа и ионизация на поверхности. Роль элементарных и коллективных процессов в поддержании газового разряда. Степень ионизации

плазмы. Особенности движения заряженных частиц в плазме. Дебаевский радиус экранирования. Типичные параметры плазмы.

Тема 2. Подвижность и диффузия частиц в плазме.

Закон Фика. Коэффициент диффузии. Коэффициент подвижности ионов. Соотношение Эйнштейна.

Тема 3. Классификация столкновений. Соотношения между некоторыми физическими величинами в разных системах отсчета.

Классификация элементарных процессов в плазме. Упругие и неупругие процессы. Неупругие процессы I и II рода. Задача об упругом столкновении двух частиц. Соотношения между скоростями частиц в лабораторной системе отсчета и системе центра масс. Геометрическая интерпретация результатов. Углы рассеяния частиц. Соотношение между углами рассеяния в лабораторной системе отсчета и в системе центра масс (с.ц.м.).

Тема 4. Постановка задачи об упругих столкновениях частиц.

Доля энергии, передаваемая при упругом столкновении. Рассеяние частицы с массой m в поле $U(r)$ неподвижного силового центра. Прицельный параметр. Эффективное сечение. Угол рассеяния. Формула Резерфорда.

Тема 5. Сечения рассеяния и другие параметры элементарных процессов.

Определение микроскопического сечения упругого рассеяния. Дифференциальное микроскопическое сечение упругого рассеяния. Размерность. Полное микроскопическое сечение упругого рассеяния. Единицы измерения микроскопического сечения. Связь вероятности рассеяния частицы внутри элемента телесного угла с полным микроскопическим сечением рассеяния. Макроскопическое сечение рассеяния и средняя длина свободного пробега для рассеяния. Определение сечения рассеяния и общей средней длины свободного пробега для систем, в которых одновременно происходит несколько элементарных процессов. Скорость реакции и плотность потока частиц для случая моноэнергетичного пучка бомбардирующих частиц. Понятия вероятности столкновения P , частоты столкновений и среднего времени свободного пробега.

Тема 6. Исследования упругих процессов. Эффект Рамзауэра-Таунсенда.

Исследования упругих столкновений. Измерение полного сечения упругого рассеяния. Опыты Рамзауэра. Экспериментальная установка и методика проведения измерений. Эффект Рамзауэра-Таунсенда. Трудности проведения измерений сечений упругого рассеяния с помощью пучков. Другие методы измерения сечений упругого рассеяния.

Тема 7. О других методах измерения сечений упругого рассеяния.

Сечение диффузии (сечение переноса импульса). Средняя длина свободного пути переноса импульса. Частота столкновений для переноса импульса. Измерение вероятности столкновений для переноса импульса СВЧ методом. Измерение углового распределения упруго рассеянных электронов. Вычисление электронных сечений переноса импульса по данным о дифференциальном сечении рассеяния. Вычисление сечений упругого рассеяния электронов.

Тема 8. Упругое рассеяние тяжелых частиц.

Методы исследования. Особенности измерения рассеяния тяжелых частиц. Методика эксперимента по изучению упругих столкновений тяжелых частиц, движущихся с тепловыми скоростями.

Содержательный модуль 2. Неупругие процессы. Явления на поверхности.

Тема 9. Неупругие столкновения.

Неупругие столкновения, классификация. Процессы возбуждения и ионизации частиц в газовом разряде. Возможные механизмы ионизации. Соотношение величин энергий возбуждения низших уровней и ионизации из основного состояния. Методы измерения сечений ионизации. Метод одного пучка. Кажущиеся и истинные сечения ионизации. Методика измерения истинных сечений ионизации электронным ударом (эксперименты Бликни). Результаты измерений.

Тема 10. Анализ данных по ионизации. Ионизационный коэффициент Таунсенда.

Анализ результатов экспериментов по изучению ионизации стабильных атомов. Схема установки Ноттингейма для измерений вероятности ионизации. Первый ионизационный коэффициент (первый коэффициент Таунсенда). «Эффект Пеннига» при ионизации газов. Ионизационный коэффициент в переменных электрических полях.

Тема 11. Исследование ионизации нестабильных мишеней при электронном ударе, опыты с пересекающимися пучками.

Угловое и энергетическое распределение неупруго рассеянных электронов. Диссоциативная ионизация. Опыты Данна и Киффера.

Тема 12. Возбуждение атомов и молекул электронным ударом.

Общие методы определения сечений возбуждения. Классификация электронных термов атомов и молекул. Эксперименты по измерению сечений возбуждения. Установка Стеббингса. Результаты измерений.

Тема 13. Неупругие столкновения тяжелых частиц.

Классификация неупругих столкновений атомарных ионов. Перезарядка. Экспериментальные методы исследования процесса перезарядки при низких энергиях. Метод одного пучка. Схема установки.

Тема 14. Процессы образования и гибели отрицательно заряженных ионов.

Возможные пути образования отрицательных ионов. Отрицательные атомарные ионы. Энергия сродства к электрону. Отрицательные молекулярные ионы. Механизмы образования отрицательных ионов. Механизмы разрушения отрицательных ионов. Величины, характеризующие вероятности образования и разрушения отрицательных ионов. Методы экспериментального исследования образования отрицательных ионов.

Тема 15. Рекомбинация.

Коэффициент рекомбинации. Рекомбинация в многокомпонентной плазме. Механизмы ион-ионной и электрон-ионной рекомбинации.

Тема 16. Явления на поверхности твердого тела.

Адсорбция газов на поверхности. Понятие атомно-чистой поверхности. Оценка времени образования моноатомного слоя. Роль адсорбции в плазменных экспериментах. Способы получения атомно-чистых поверхностей. Выбивание вторичных электронов с поверхности твердых тел. Механизмы выбивания вторичных электронов тяжелыми частицами. Кинетическое и потенциальное выбивание. Выбивание тяжелых частиц – распыление поверхности. Отражение

положительных ионов от поверхностей. Электромагнитное излучение, испускаемое поверхностями при бомбардировке.

Тема 17. Столкновения электронов с поверхностью. Эмиссия электронов с поверхности.

Столкновения электронов с поверхностями. Вторичная электронная эмиссия. Определение полного и истинного выхода вторичной эмиссии электронов, коэффициента обратного рассеяния. Связь между ними. Зависимость выхода вторичных электронов от энергии первичных электронов и угла их падения. Фотоэлектронная эмиссия (внешний фотоэффект). Определение квантового выхода фотоэлектронной эмиссии. Закон Эйнштейна для фотоэлектронной эмиссии. Термоэмиссия. Термоэлектронная эмиссия. Формула Ричардсона для плотности тока термоэлектронной эмиссии.

ЗАЧЕТНЫЙ КРЕДИТ 1

Тема	Модуль 1	Модуль 2
	Лекции (ч.)	Самостоятельная работа (ч.)
Содержательный модуль 1. Основные положения физики элементарных взаимодействий. Упругие столкновения.		
Тема 1. Место элементарных процессов в физике плазмы.	2	
Тема 2. Подвижность и диффузия частиц в плазме.	2	2
Тема 3. Классификация столкновений. Соотношения между некоторыми физическими величинами в разных системах отсчета.	2	2
Тема 4. Постановка задачи об упругих столкновениях частиц.	2	2
Тема 5. Сечения рассеяния и другие параметры элементарных процессов.	2	2
Тема 6. Исследования упругих процессов. Эффект Рамзауэра-Таунсенда.	2	2
Тема 7. О других методах измерения сечений упругого рассеяния.	2	2
Тема 8. Упругое рассеяние тяжелых частиц.		
Содержательный модуль 2. Неупругие процессы. Явления на поверхности.		
Тема 9. Неупругие столкновения.	2	2
Тема 10. Анализ данных по		

ионизации. Ионизационный коэффициент Таунсенда. Тема 11. Исследование ионизации нестабильных мишеней при электронном ударе, опыты с пересекающимися пучками.	2	2
Тема 12. Возбуждение атомов и молекул электронным ударом.	2	2
Тема 13. Неупругие столкновения тяжелых частиц.	2	2
Тема 14. Процессы образования и гибели отрицательно заряженных ионов.	2	2
Тема 15. Рекомбинация.	2	2
Тема 16. Явления на поверхности твердого тела.	2	2
Тема 17. Столкновения электронов с поверхностью. Эмиссия электронов с поверхности.	2	
Всего часов	34	74

Распределение баллов, которые присваиваются студентам.

ЗАЧЕТНЫЙ КРЕДИТ 1

Модуль 1 (Текущее тестирование)		Модуль 2 (Самостоятельная работа)	Зачет	Сумма
Содержательные модули				
1	2			
15	15	20	50	100

Таблица 1.

% от максимальной суммы баллов по всем формам	Оценка в ECTS	Оценка по национальной шкале	
		экзамен	зачет
90–100	A	отлично	зачтено
80–89	B	хорошо	
70–79	C	хорошо	
60–69	D	удовлетворительно	
50–59	E	удовлетворительно	
1–49	F	неудовлетворитель	не зачтено

Таблица 2.

Вид контроля.	Темы лекций	Кол-во часов	Максимальное кол-во баллов	Примечание
Контрольная работа по модулю №1.	1 – 8	16	15	
Контрольная работа по модулю №2.	9 – 17	18	15	
Посещение лекций	1 – 17		5	
Зачетная работа в конце семестра	1 – 17		50	
Самостоятельная работа	1 – 17	74	15	
Всего		108	100	

МЕТОДИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ:

Конспект лекций в электронном виде и учебное пособие «Элементарные процессы в плазме газового разряда».

ЛИТЕРАТУРА

Рекомендованная литература

1. Франк-Каменецкий Д. А. Лекции по физике плазмы. – М.: Атомиздат, 1964. – 283 с.
2. Мак-Даниель И. Процессы столкновений в ионизованных газах. – М.: Мир, 1967. – 832 с.
3. Энгель А., Штенбек М. Физика и техника электрического разряда в газах. – Т.1. – М–Л.: ОНТИ–НКТИ, 1935. – 251 с.
4. Голант В. Е., Жилинский А. П., Сахаров И. Е. Основы физики плазмы. – М.: Атомиздат, 1977. – 384 с.
5. Мак-Даниель И., Мэзон Э. Подвижность и диффузия в газах. –

М.: Мир, 1976. – 422 с.

6. Гурин А. А., Пасечник Л. Л., Попович А. С. Диффузия плазмы в магнитном поле. – Киев: Наукова думка, 1979. – 268 с.

7. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика. – М.: Наука, 1969. – 271 с.

8. Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда. – М.: Гос. изд-во лит. в области атомной науки и техники, 1961. – 323 с.

9. Мигдал А. Б., Крайнов В. П. Приближенные методы квантовой механики. – М.: Наука. 1966. – 152 с.

10. Месси Г., Бархоп Е. Теория атомных столкновений. – М.: ИЛ, 1951. – 547 с.

11. Месси Г., Бархоп Е. Электронные и ионные столкновения. – М.: ИЛ, 1958. – 756 с.

12. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика: Нерелятивистская теория. – М.: Физматгиз, 1963. – 702 с.

13. Таблицы физических величин. / Справочник. Под ред. акад. И. К. Кикоина. – М., Атомиздат, 1976. – 1008 с.

14. Гусева М. И., Мартыненко Ю. В. Взаимодействие частиц плазмы с поверхностью // Итоги науки и техники. Сер. Физика плазмы. Т. 2. – М.: ВИНТИ, 1990. – С. 150–190.

15. Степаненко И. А., Комаров А. Д., Козачек А. С., Набока В. А., Голубев Р. А., Ткач Ю. А. Твердотельные термоэммиттеры щелочных металлов в квазистационарном режиме с лазерным нагревом. – Препринт ХФТИ, 1991.

Дополнительная литература

1. Месси Г., Бархоп Е. Электронные и ионные столкновения. М.: ИЛ, 1958. – 756 с.

2. Мотт Н., Месси Г. Теория атомных столкновений. М.: Мир, 1969. – 756 с.

3. Атомные и молекулярные процессы. Под ред. Д. Бейтса. М.: Мир, 1964. – 777 с.

4. Ховатсон А. М. Введение в теорию газового разряда. И.: Атомиздат, 1980. – 182 с.

5. Мигдал А. Б., Крайнов В. П. Приближенные методы квантовой механики. М.: Наука. 1966. – 152 с.

6. Мак-Доналд А. Сверхвысокочастотный пробой в газах. М.: Мир, 1969. – 206 с.

7. Хастед Дж. Физика атомных столкновений. М.: Мир, 1965. – 512 с.

8. Смирнов Б. М. Ионы и возбужденные атомы. М.: Атомиздат, 1974. – 456 с.

9. Смирнов Б. М. Отрицательные ионы. М.: Атомиздат, 1978. – 176 с.

10. Смирнов Б. М. Физика слабоионизованного газа. М.: Наука, 1985. – 423 с.

11. Смирнов Б. М. Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме. М.: Атомиздат, 1968. – 363 с.

12. Месси Г. Отрицательные ионы. М.: Мир, 1979. – 754 с.

13. Завілопуло А. М., Ремета Є. Ю., Снігурський О. В., Шпеник О. Б. Метастабільні атоми і молекули. – Львів: Євросвіт, 2001. – 440 с.