

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ИОНИЗАЦИИ УДАРОМ МАТЕРИАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ *

Г. Кальман и Б. Розен, Берлин

ж) Ионизационные процессы в адсорбированных слоях газа.

з) Ионизация твердых тел.

II. Вероятность ионизации.

Добавления.

1. Очерк теории ионизационных процессов. 1. Классическая теория.

2. Квантовая механическая теория столкновения.

II. Методика эксперимента. 1. Объекты исследования и трудности.

2. Метод I. Направленная струя пара 3. Метод II. Дифференциальная откачка. 4. Метод III. Низкое однородное давление.

(Цифры около фамилий авторов относятся к литературному указателю в конце статьи.)

ж) Ионизационные процессы в Адсорбированных Слоях газа

Рассмотрим еще кратко ионизационные процессы на твердых телах. При этом следует различать между процессами, происходящими в слое газа, адсорбированного на поверхности, и процессами, протекающими в самом твердом теле.

Процессы на поверхности только несколько раз были предметом подробного исследования. Здесь прежде всего следует упомянуть работы Вольфенден¹²² и Кистяковского^{123, 124}. При электронной бомбардировке металлической поверхности, находящейся в разреженном газе, часто можно наблюдать наступление ионизации уже при потенциалах, которые на несколько вольт ниже ионизационного потенциала газа, находящегося в объеме. При этом эти по-

* Продолжение, см. „Успехи физических наук“, т. XII, вып. 1.

тенциалы зависят и от вида поверхности. Эти эффекты можно объяснить, допуская, что ионизация происходит в слоях газа, адсорбированных на поверхности. Повидимому, адсорбированные молекулы находятся в другом энергетическом состоянии, чем молекулы в объеме, а иногда они адсорбируются даже не в виде молекул, а в виде атомов. Эти обстоятельства, повидимому, снижают энергию ионизации. Мы ограничимся тем, что приведем сводку исследованных до сих пор процессов такого рода (табл. VIII). Возможно, что кроме приведенных в таблице процессов многие случаи, когда наблюдалось возникновение различных сортов ионов при столь малых потенциалах, что теоретически они не могли возникнуть из нормальных молекул, тоже объясняются аналогичными процессами.

ТАБЛИЦА VIII

Ионизация адсорбированных слоев газа
(по Кистяковскому)

Адсорбирующая поверхность	Потенциал ионизации адсорбир. азота	Потенциал ионизации адсорбир. водорода
Активное железо	11,1	12,9
Обыкновен. железо	10,8	13,0
„ никель	10,8	13,1
„ медь	10,8	13,3
„ платина	11,0	13,3

Таково, например, возникновение H^+ из H_2 при 16,5 V¹²⁵ и O^+ и CO^+ из CO_2 при 17 и, соответственно, 18 V.

з. Ионизация твердых тел ^{127—148.}

Для исследования ионизационных процессов в твердых телах прежде всего следует тщательно обезгазить поверхность, которая подвергается электронной бомбардировке. После этого исследуют вторичные электроны, вырванные первичными электронами, и пытаются отсюда сделать заключения о самом процессе ионизации. Главная трудность та-

кого рода исследований заключается в том, что вследствие появления рентгеновых лучей, само возникновение которых обязано первичной ионизации атомов часто не удается определенно решить, какие вторичные электроны вырваны рентгеновыми лучами и какие первичными электронами.

В основном существуют два метода, которыми можно исследовать электроны, вырванные в поверхности. Первый метод, состоящий в том, что скорость вырванных электронов спектроскопируется магнитом или задерживающим полем, за последнее время был особенно усовершенствован Рудбергом¹³⁰. Второй метод — это метод Ричардсона и его сотрудников^{132—138} в основном заключается в том, что исследуется отношение интенсивности первичного электронного пучка к интенсивности вторичного в зависимости от скорости первичных электронов.

При спектроскопировании скорости вторичных электронов оказывается, что, с одной стороны, определенная часть всех электронов обладает той же скоростью, что и первичные электроны (это те вторичные электроны, которые претерпели многократное рассеяние¹²⁸ без заметной потери скорости), с другой же, что главная масса электронов обладает совсем малыми скоростями^{139—148}. Это, очевидно, электроны, вырванные ударом первичных электронов из атома и получившие при этом еще некоторую кинетическую энергию.

Распределение скоростей этих электронов в первом приближении не зависит от скорости первичных электронов^{140, 141}. В то же время число вторичных электронов, образовавшихся на один первичный электрон, растет с увеличением скорости, и выход их при больших первичных скоростях превышает 100%. То, что выход может превысить 100%, объясняется тем, что первичные электроны на своем пути могут ионизовать несколько раз и что более быстрые вторичные электроны тоже могут ионизовать.

Кроме этих двух групп электронов в спектре скоростей вырванных электронов наблюдались электроны, энергия которых была на определенную величину меньше энергии

первичных электронов, причем от обоих названных выше групп они были отделены глубоким минимумом в спектре скоростей. Это, повидимому, рассеянные, первичные электроны, претерпевшие неупругое столкновение о твердое тело, ибо одни и те же потери энергии имеют место при различных скоростях первичных электронов. Механизм этих столкновений еще не вполне объяснен. Потери энергии по большей части зависят от вещества твердого тела. Для некоторых веществ, хорошо обезгаженных путем накала в вакууме, значения таких потерь энергии приведены в табл. IX.

ТАБЛИЦА IX

Дискретные потери (в V) электронов, отраженных от твердых тел (по Рудбергу ¹³⁰)

Cu	3,4	6,9	12,3	25,5	34,5
Ag	4,6	7,4	24,8		
Au	7,3	10,1	25,9	35,2	
Pt	6,5	9,4	24,8	33,7	
Pt'	6,6	11,7	24,8	34,8	
MgO	6,9	11,7	17,5	22,7	33,8
CaO	9,4	13,8	20,0	29,4	36,7
Sr	7,3	9,6	13,2	24,9	31,6
Ba	10,6	16,8	25,3	32,7	

Ричардсон и его сотрудники определяли отношение всех электронов, отлетающих от поверхности (т. е. сумму всех групп скоростей), к числу первичных электронов в зависимости от первичной скорости. Они находят, что это отношение интенсивностей оказывается при определенных потенциалах прерывным, и ставят это в связь с наблюдаемыми Рудбергом потерями скоростей. Анализ этой прерывности заставляет Ричардсона ¹³² думать, что при этом дело идет о возбуждении имеющихся в кристаллах так называемых структурных электронов, не связанных с атомами, но и не идентичных со свободными электронами. Вопрос о том, можно ли все явления при ударе электрона о твердые тела объяснить возбуждением или ионизацией таких электронов, пока что еще не решен.

II. ВЕРОЯТНОСТЬ ИОНИЗАЦИИ

Разберем теперь несколько подробнее вопрос о вероятности ионизации. Прежде всего обратимся к ионизации медленными электронами; при этом дело идет только об ионизации наиболее слабо связанных электронов. При измерении выхода ионов, вообще говоря, измеряют только общее число ионов одного сорта, приходящихся на один электрон. При этом не различают, вызвано ли образование этих ионов различными возбуждениями; часто даже измеряют вместе различные сорта ионов. Но так как большей частью один сорт ионов оказывается сильно преобладающим, то ошибки не велики и могут быть легко исправлены. При таких измерениях выхода интересными бывают два обстоятельства. Во-первых, абсолютное значение эффективного сечения по отношению к ионизации σ , во-вторых, зависимость выхода ионов от скорости.

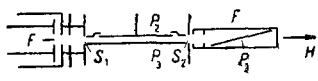


Рис. 8. Аппаратура Смита ¹⁵⁷ для измерения выхода ионов при электронном ударе.

Эти вопросы за последнее время подробно исследовались во многих работах ^{149-159a}. Более старые работы разобраны в книге Франка и Иордана ¹.

Здесь мы опишем лишь самый новейший метод измерения выхода при ионизации. Он состоит в применении масс-спектрографа Блэки ²², лишенного части аппаратуры, служащей для измерения $\frac{e}{m}$. Аппаратура изображена на рис. 8. Она находится в магнитном поле H , так что электроны, испускаемые нитью накала, фокусируются в очень узкий пучок. Ионы, образующиеся между P_2 и P_3 , притягиваются слабым полем к пластине P_2 . Если точно известен электронный ток, проходящий через диафрагму S_2 , то при известном (достаточно малом) давлении выход ионов непосредственно определяется отношением измеренного ионного тока к ионизирующему электронному току. При этом особенно следят за тем, чтобы избежать всяческого отражения электронов от стенок. Это достигается тем, что электроны ловят особым фарадеевым цилиндром F , в который попадают все отразившиеся от стенок электроны (между P_1 и F при-

ложено сильное электрическое поле, притягивающее к стенке F все вырванные из P_1 электроны).

ТАБЛИЦА X

Эффективное сечение для ионизации при скоростях электронов, которые отвечают максимальным выходам

	Газкинетич. э. с. $\times 10^{16}$	Э. с. для ионизации $\times 10^{16}$
A +	27,2	3,2
A ++	27,2	0,32
A +++	27,2	0,01
Ne +	17,5	0,98
Ne ++	17,5	0,06
He +	11,1	0,51
N ₂	30,8	3,04
H ₂	18,1	1,1
Hg +	10	6,2
Hg ++	10	0,9
Hg ³⁺	10	0,2
Hg ⁴⁺	10	0,04
HCl	54,9	5,28

Преимущество такой установки, предложенной Джонсом¹⁵⁴ и еще несколько усовершенствованной Смесом¹⁵⁷, заключается в том, что имеется очень хорошо очерченный электронный пучок и что, повидимому, удается избежать всех вторичных процессов и отражений. С этой установки измеряют только общий выход ионов всех сортов.

Если же одновременно с этим измерять еще по методу Блэкини^{155, 158} относительные выходы ионов различных сортов, то получают абсолютные выходы отдельных сортов ионов.

Измерения с этой методикой в общих чертах подтвердили результаты Комптона и ван-Вургиса^{151, 152} и Йессе¹⁵⁰, полученные с менее совершенными установками. Результаты всех этих работ приведены на рис. 9—13*.

* В более новой работе^{159а} Смес приводит кривую ионизации Hg, несколько отличную от кривых Блэкини (см. рис. 9); N достигает мак-

На них изображены выходы различных ионов в зависимости от энергии ударяющих электронов, причем за меру

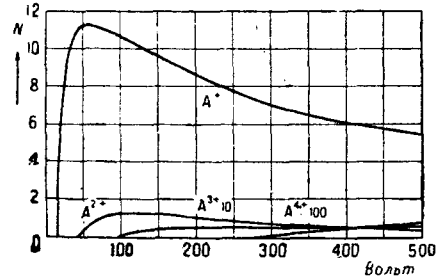
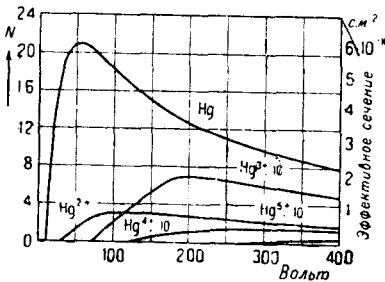


Рис. 9. J-кривые однократно и многократно заряженной ртути (по Блекни ¹⁵⁸).

Рис. 10. J-кривые однократно и многократно заряженного аргона (по Блекни ¹⁵⁸).

выхода ионов принимается число N ионов, образованных на 1 электрон на 1 см пути при давлении в 1 мм Hg и 0°.

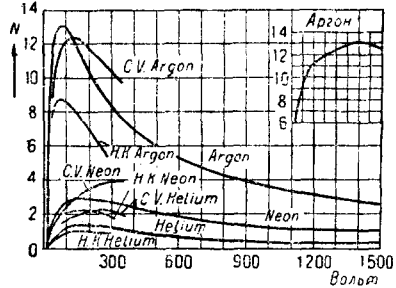
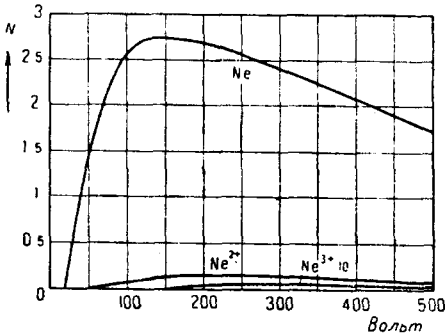


Рис. 11. J-кривые однократно и многократно заряженного неона (по Блекни ¹⁵⁸).

Рис. 12. J-кривые благородных газов по Смиуту ¹⁵⁷, по измерениям Комптона и ван-Вургиса ^{151, 152} по измерениям Юза и Клейна ¹⁴⁹.

Ясно видно, что выход всех ионов растет с увеличением энергии электронов, а что максимум достигается, только когда эта энергия в несколько раз превышает энергию

симума при 85 V и равно лишь 19,4. И спадание при больших скоростях тоже не такое крутое.

ионизации (а не в два раза, как это должно было бы быть по классической теории Томсона⁵⁾). После максимума выход медленно уменьшается.*

Из этих данных легко подсчитать эффективные сечения для различных ионизационных процессов. Эти значения даны в табл. X (третья графа).

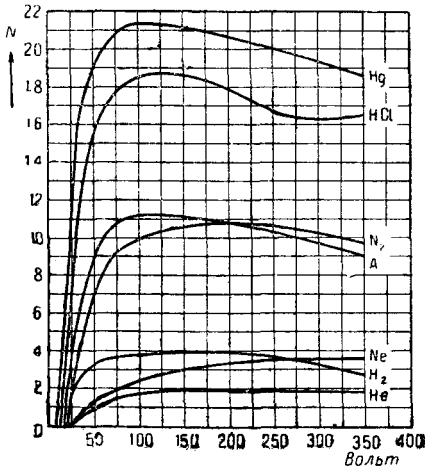


Рис. 13. J-кривые по Комптону и Ван-Вургису¹⁵².

В первой графе помечен вид ионов, появляющихся при только что описанном процессе, во второй — для сравнения — газокинетические эффективные сечения соответствующих нейтральных атомов или молекул газа.

Как видно, максимальные эффективные сечения при ионизации значительно (примерно в 10—20 раз) меньше газокинетических эффективных сечений (за

исключением Hg, у которой ионизационное эффективное сечение равно около 60% газокинетического). Эффективные сечения для многократной ионизации для всех газов значительно меньше, чем для простой ионизации. В среднем они равны, примерно, 5—10% эффективного сечения для ионизации. Только у Hg эффективное сечение еще довольно велико и для многократной ионизации.

В некотором противоречии с этими результатами как будто бы находятся измерения Гипселя¹⁵³ и Функа¹⁵⁶, определявших выход ионов совсем другим, очень изящным

* Тэт дал на основании измерений Смиса¹⁵⁷ эмпирическую формулу, достаточно точно представляющую ионизационную функцию в He между $V_a = 60$ и 4500 V. Она гласит: $\epsilon = 3,383 (V_o/V_a)^{1/2} [1 - e^{-54 V_o/V_a}]^{1/2} \times [1 - e^{-(V_a - V_o)/2,28 V_o}]$, где V_a — энергия ионизации.

методом. Они ионизовали пучок атомов при помощи перпендикулярного к нему пучка электронов и мерили количество ионов, образовавшихся в атомном пучке. Правда, из таких измерений можно получить абсолютный выход лишь путем довольно сложного расчета. Авторы находят максимум ионизации уже при энергии электронов, равной удвоенной энергии ионизации (совпадение с теорией Томсона). Они измеряли только выходы в Na, K и Hg. Результаты для Na и K видны на рис. 14. Для Hg были найдены совершенно другие значения, чем по методу Блэки. Нам кажется,

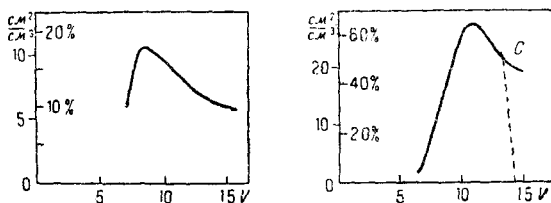


Рис. 14. Функции ионизации натрия и калия по Функу¹⁵⁶. Абсциссы — скорость электронов. Ординаты слева — эффективное сечение в $\text{см}^2/\text{см}^3$, справа — выход в процентах газокINETического э. с. Слева — кривая для калия (ионизационный потенциал 4,3). Справа — то же для натрия (ионизационный потенциал 5,1).

что метод Блэки благодаря своей простоте дает более надежные результаты.

Кривые, представляющие ионизационную функцию, вообще говоря, монотонны, за исключением их первой части. Никаких намеков на ионизацию внутренних оболочек найдено не было. Только в одном случае, а именно у калия были найдены перегибы при повышении потенциала, а именно, при 40,81 и 122 V, причем второй максимум на 18%, а третий на 11% больше первого¹⁵⁹. Из появившегося краткого сообщения об этом неясно, как можно объяснить эти максимумы. Перегибы в начале ионизационной кривой, т. е. при потенциалах, очень мало превышающих ионизационный порог, были подробно разобраны на стр. 113.

Рассмотренные до сих пор кривые выходов ионизации соответствуют ионизации внешних оболочек атома. Ионизация внутренних оболочек атома тоже была исследована

в целом ряде работ ^{160—172}. Для определения выхода ионов определялся количественно выход рентгеновых К-лучей, возникающих при бомбардировке твердых тел быстрыми электронами. При этих измерениях возникало два ряда трудностей. Во-первых, экспериментально полученная интенсивность излучения зависит не только от прямого возбуждения излучения электронами, но отчасти и от фотоэлектрического возбуждения всем возникающим в твердом теле (антикатод) рентгеновским излучением. Затем скорость электронов внутри твердого тела неоднородна вследствие торможения, и потому измеряют всегда только интегральный выход ионов, полученных от удара электронов различных скоростей. Эту последнюю трудность можно до некоторой степени обойти, производя измерения в достаточно тонких слоях (Вебстер ^{165—167} мерил в тонком слое серебра толщиной в 20—300 Å, на подкладке из бериллия; Лоренц ^{161, 162} — в тонких слоях алюминия). Другой путь — это измерение мешающих эффектов и внесения соответствующих поправок в полученные значения (Wishak ¹⁶⁸ для Cu, Cr, Mo, Ag).

Полученные таким образом результаты показывают, что вероятность ионизации растет с увеличением вольтажа. По Вебстеру ¹⁶⁶ максимум вероятности ионизации для серебра лежит при электронной энергии, в три раза превосходящей энергию возбуждения.

Вишак находит значения, меньшие удвоенной энергии ионизации. Повидимому, с убыванием порядкового числа ионизованного атома максимум приближается к удвоенной энергии ионизации. Для Al максимум согласно измерениям Джонсона ¹⁷² наступает при энергии, в 2,6 раза превосходящей энергию ионизации.

Однако до сих пор не существует точных количественных данных относительно вероятности ионизации при определенной скорости электронов.

ДОБАВЛЕНИЕ I

ОЧЕРК ТЕОРИИ ИОНИЗАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ

1. КЛАССИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ

ПРИМЕНЕНИЕ ЗАКОНА СОХРАНЕНИЯ ЭНЕРГИИ И КОЛИЧЕСТВА ДВИЖЕНИЯ

Обозначим ударяющую частицу через S , ударяемый атом или молекулу через A и отлетающий от A электрон через e . При столкновении S с A , электрон e может вследствие энергии взаимодействия между S и A (обозначим эту энергию через W) воспринять достаточно энергии, чтобы отделиться от A . Вычислить минимальную начальную (относительно A) скорость v частицы S , при которой еще возможна ионизация, можно, применяя ко всей системе SA и e до и после столкновения закон сохранения энергии и количества движения. А именно: на ионизацию может идти только энергия

$$E = \frac{Mv^2}{2} = \frac{m_A}{m_S + m_A} T_S, \quad (1)$$

где

$$M = \frac{m_S m_A}{m_S + m_A}$$

(T_S — кинетическая энергия ударяющей частицы в системе, в которой A покоится. Массой электрона атома m_e можно пренебречь по сравнению с m_A .)

Итак, вследствие закона сохранения движения центра тяжести всей системы для ионизации может быть использована только часть начальной кинетической энергии ударяющей частицы.

Если ударяющей частицей является электрон, то практически ионизация имеет место только при

$$T_S > J (M \sim m_S, m_S \ll m_A), \quad (1a)$$

где J — потенциал ионизации A . При ударе ионов и нейтральных частиц ($m_S \sim m_A$) ионизация возможна лишь при большей кинетической энергии. Если, например, $m_S = m_A$, то ионизация может идти лишь при

$$T_S > 2J. \quad (1b)$$

Для более подробного разбора элементарного процесса ионизации надо детальнее взглянуть в механизм этого процесса и сделать несколько специальных гипотез.

Так, например, Томсон⁵ указывает метод, позволяющий приближенно вычислить выход ионов хотя бы в области достаточно больших скоростей (ср. также литературу 6—10). Этот прием основан на предположении, что

надо принимать во внимание только столкновение ударяющей частицы с атомными электронами, т. е. можно пренебречь влиянием атомного ядра на ударяющую частицу. В дальнейшем пренебрегают и собственной скоростью системы атом-электрон. Это приближенно возможно в тех случаях, когда скорость ударяющей частицы достаточно велика и когда электрону передается достаточно энергии. Тогда предполагается, что ионизацию вызывает каждое столкновение, при котором электрону атома передается энергия, превышающая энергию ионизации. Таким образом вероятность ионизации оказывается равной вероятности передачи частицей S электрону e энергии, большей J . Эти вероятности формально описываются эффективным сечением. Формально эффективное сечение Φ_W для столкновений двух заряженных частиц с зарядами Z_S и Z_e и массами m_S и m_e , при которых передается энергия, превышающая W , равно

$$\Phi_W = \frac{z_S^2 z_e^2 m_S}{4T_S m_e} \left[\frac{1}{W} - \frac{1}{4T_S} \frac{(m_S + m_e)^2}{m_S m_e} \right], \quad (2)$$

предполагая, что начальная скорость e равна нулю. Значит эффективное сечение для ионизации есть

$$\Phi_J = \frac{z_S^2 z_e^2 m_S}{4T_S m_e} \left[\frac{1}{J} - \frac{1}{4T_S} \frac{(m_S + m_e)^2}{m_S m_e} \right].$$

Чтобы вообще могла произойти ионизация, второй член выражения в скобках должен быть $< \frac{1}{J}$. Отсюда получается условие для возмож-

ности ионизации, налагаемое на кинетическую энергию $T_S = \frac{m_S v_S^2}{2}$,

$$T_S > \frac{J(m_S + m_e)^2}{4m_e m_S}. \quad (3)$$

Для электронного удара это значит

$$T_S > J.$$

По этой теории ионизация при электронном ударе начинается при $T_S = J$, выход растет от $T_S = J$ до $T_S = 2J$, а затем снова уменьшается. При больших скоростях выход уменьшается пропорционально $\frac{1}{T_S}$. При ударе ионов ионизация по этой теории может начаться только при $T_S = \frac{m_S}{m_e} J$, т. е. при энергии, в $\frac{m_S}{m_e}$ раз превышающей энергию ионизации. Суще-

ствуют, однако, многочисленные опыты, показывающие, что ионизация начинается значительно раньше. Несогласие с теорией, повидимому, происходит оттого, что теория эта верна только для больших скоростей ударяющей частицы (больших по отношению к скорости движения электрона по боровской орбите). Отсюда уже видно, как опасно было бы слишком далеко экстраполировать эту теорию, поэтому сомнительно также, можно ли применять ее к электронному удару при энергиях электронов, близких к энергии ионизации. Вероятно, с этим связано и то обстоятельство, что максимум вероятности ионизации не всегда наступает при удвоенной энергии ионизации, как того требует эта теория, а, вообще говоря, лежит значительно выше. Правда, при больших скоростях формулы теории Томсона позволяют правильно оценить порядок величины потери энергии ударяющей частицей. Эта классическая теория была усовершенствована Томасом¹⁰, который учел еще и скорость электрона атома в начале его состояния, т. е. на его боровской орбите, а также и влияние атомного ядра.

2. КВАНТОВО-МЕХАНИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ СТОЛКНОВЕНИЯ

Перейдем теперь к квантово-механической теории столкновений. Разумеется, и эта теория вводит те же ограничительные условия (1), (1a) и (1b), что и классическая теория. В основе вычислений здесь лежит следующее предположение. Считается, что дана некая плоская монохроматическая волна (волна ударяющей частицы), падающая на атом, в котором имеется движущийся электрон. Исследуется, как под влиянием этой волны возбуждаются различные состояния атома. Нас интересует прежде всего возбуждение состояний, соответствующих непрерывному спектру. В этих состояниях электрон, как известно, уже не обращается вокруг ядра, но удаляется в бесконечность. Значит, возбуждение непрерывного спектра означает ионизацию атома. Квантово-механическую задачу можно решить с помощью приближенного приема Борна¹¹. Так как это приближенное вычисление практически сводится к разложению в ряд по степеням $\left(\frac{v_0}{v}\right)^2$ (где v_0 — скорость электрона на боровской орбите, а v — скорость ударяющей частицы) и так как при практическом осуществлении этого приема можно располагать только первым, а в лучшем случае вторым приближением, то это решение правильно передает результаты только для больших скоростей частиц (T_s велико по сравнению с энергией ионизации). Решение это зависит только от v^2 . Таким образом для частиц разной массы, но одинаковой скорости получается одна и та же степень приближения.

Таким образом самая интересная область, — когда энергия ударяющей частицы равна или больше (но не на много больше) ионизационного потенциала, — пока еще недоступна для более точного теоретического

расчета. Но и формула, полученная для больших скоростей, тоже дает замечательные результаты, поэтому мы еще вкратце остановимся на ней.

Бетэ¹⁴, с наибольшей полнотой разработавший эту теорию, дает, следующее выражение для выхода ионов. Он рассчитывает частоту процесса, при котором ударяющая частица претерпевает изменение импульса $M(v - v')$, а кинетическая энергия электрона после удара равна

$$E_k = \frac{h^2}{8\pi^2 m_e} k^2,$$

где k равно умноженному на $\frac{2\pi}{h}$ импульсу электрона после удара, v и v' — относительные скорости частицы и атома до и после удара, а

$$M = \frac{m_S m_A}{m_S + m_A}$$

есть приведенная масса. Значит, Mv и соответственно Mv' суть импульсы частиц, отнесенные к системе, покоящейся относительно центра тяжести.

Если обозначить через q умноженную на $\frac{2\pi}{h}$ разность импульсов до и после

удара, т. е. положить $q = \frac{2\pi}{h} M(v - v')$, то q определяется через началь-

ный импульс, через уменьшение кинетической энергии $\Delta E = -E_0 + E_k$ ($-E_0 =$ энергии ионизации атома) и через угол ϑ рассеяния ударяющей частицы, т. е.

$$q^2 = \frac{8\pi^2}{h^2} M \left\{ (Mv^2 - \Delta E) - \sqrt{Mv^2 (Mv^2 - 2\Delta E) \cos \vartheta} \right\}. \quad (4)$$

Вероятность (а следовательно и эффективное сечение) для элементарного процесса, при котором q лежит между q и $q + dq$, начальный импульс равен Mv , а электрону передается энергия E , равная

$$d\Phi_k(q) = \frac{2h^2}{\pi M^2 v^2 a^2} \left(\frac{M}{m_e} z \right)^2 \frac{dq}{q^3} |\varepsilon_k|^2, \quad (5)$$

где z — заряд ядра, a — радиус атома водорода, $|\varepsilon_k|^2$ — сумма матричных элементов вида

$$\left| \frac{\Sigma}{j} \int e^{i(qr_j)} \Psi_0 \Psi_k(r_j) d\tau \right|^2,$$

где сумма по j простирается на различные электроны в атоме, Ψ_0 — характеристическая функция атома в нормальном состоянии, Ψ_k — характеристическая функция непрерывного спектра, при которой электрон обладает кинетической энергией E_k . Зависимость от угла, на который откло-

нится ударяющая частица, содержится в q , ибо при данном Mv и E_k q зависит только от ϑ . Значит, для того, чтобы получить весь выход электронов определенной энергии, надо проинтегрировать (5) по q от $\vartheta = 0$ до $\vartheta = \pi$.

При этом можно в первом приближении, когда $\Delta E \ll \frac{Mv^2}{2}$, выразить q^2 следующим образом:

$$q^2 = \frac{8\pi^2}{h^2} M \left\{ (Mv^2 - \Delta E) (1 - \cos \vartheta) + \frac{(\Delta E)^2}{2Mv^2} \cos \vartheta \right\}. \quad (6)$$

Вследствие наличия в (5) множителя $\frac{1}{q^3}$ эффективное сечение для ударов с малым q , т. е. для малых отклонений, гораздо больше, чем для больших отклонений. Практически вообще большая часть ионизации происходит вследствие этих столкновений с малыми отклонениями. Для таких столкновений формула (5) упрощается и гласит:

$$d\Phi_k(q) = \frac{2h^2}{m_e^2 v^2} \cdot \frac{z^2}{a^2} |x_{ок}|^2 \frac{dq}{q}, \quad (7)$$

где $|x_{ок}|^2$ — сумма матричных элементов вида

$$\int_j^\Sigma x_j \Psi_0 \Psi_k(r_j) d\tau.$$

Так как вероятность оптических переходов тоже равна $|x_{ок}|^2$, то и вся ионизация быстрыми электронами оказывается, примерно, пропорциональной вероятности оптических переходов. В частности, если с ионизацией связано еще и возбуждение другого уровня (колебание ядра или возбуждение второго электрона), то вероятности возбуждения такого рода ионизацией должны были бы вести себя как вероятности оптических возбуждений. Все до сих пор разобранные результаты годятся для любых атомов.

Атом водорода

Для атомов водорода имеем:

$$|x_{ок}|^2 = \frac{2^8}{3} \cdot \frac{\alpha^6 k}{(\alpha^2 + k^2)^5} \cdot \frac{e^{-\frac{4}{k} \arctg \frac{k}{\alpha}}}{1 - e^{-2\pi \frac{\alpha}{k}}}, \quad \left(\alpha = \frac{1}{a} \right). \quad (8)$$

Из этой формулы следует, что вероятность ионизации гораздо больше для тех процессов, при которых электрон атома воспринимает очень мало кинетической энергии. При этом k определяется из уравнения:

$$E_k = \frac{h^2}{8\pi^2 m_e} k^2.$$

Вероятность того, что при ионизации электронным ударом электрон ионизируемого атома сверх энергии ионизации получит еще в 4 раза большую порцию кинетической энергии, уже в тысячу раз меньше, чем вероятность ионизации с кинетической энергией, равной нулю. Если ударяющая частица претерпит сильное отклонение при ионизации, то электрон атома, вообще говоря, получит значительное количество кинетической энергии. Но такие процессы вообще сравнительно редки.

Общее число первично образованных ионов можно получить из (5) путем интегрирования по q , или соответственно по θ и по k . Таким образом получаем

$$\Phi_i = 0,285 \frac{2\pi e^4 z^2}{Rhm_e v^2} \ln \frac{2mv^2}{0,048 Rh}. \quad (9)$$

Этот результат верен для ударяющих частиц любой массы, если только скорость v значительно больше скорости электрона на его бортовой орбите. R здесь константа Ридберга; значит, Rh равно энергии ионизации H-атома. Если выразить $m_e v^2$ через $Rh = \frac{e^2}{2a}$, то получаем

$$\Phi_i = 1,14 \frac{z^2}{x} \pi a^2 \ln \frac{2m_e v^2}{0,048 Rh}.$$

Значит, эффективное сечение при ионизации меньше газокинетического сечения атома H (равного πa^2), а именно — оно равно этому последнему, умноженному на логарифмический множитель и множитель $\frac{z^2}{x}$.

ПРИМЕНЕНИЕ К АТОМАМ СО МНОГИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

Для более сложных атомов со многими электронными оболочками можно приближенно определить [вычислить из (7)] эффективное сечение для ионизации n -, l -оболочки, пользуясь водородоподобными характеристическими функциями

$$\Phi_i^{nl} = \frac{2\pi e^4 z^2}{m_e v^2} \cdot \frac{c_{nl} Z_{nl}}{-E_{nl}} \ln \frac{2mv^2}{c_{nl}}. \quad (10)$$

Здесь Z_{nl} — количество электронов в (n, l) -оболочке. E_{nl} — работа вырывания электрона из (n, l) -оболочки, примерно равна $-E_{nl}$; c_{nl} — константа, лежащая для различных оболочек примерно между 0,3 и 0,05; значения ее для различных оболочек суть:

1s	2s	2p	3s	3p	3d	4s	4p	4d	4f
0,28	0,21	0,13	0,17	0,14	0,07	0,15	0,13	0,09	0,04

Таким образом всегда несколько труднее возбудить оболочку с большим азимутальным квантом, чем оболочку с меньшим азимутальным квантом. В остальном же ионизация различных оболочек обратно пропорциональна

работе вырывания и квадрату скорости ударяющей частицы. Изложенная на стр. 301—302 классическая теория дала бы для соответствующего эффективного сечения значение

$$\frac{2\pi e^4 z^2}{m_e v^2} \cdot \frac{z_{nl}}{-E_{nl}}.$$

Это значение сходно со значением, полученным из квантово-механической теории, только без логарифмического члена и без множителя c_{nl} . Проверка этих формул по опытам Wisshak¹⁶³ над возбуждением линии k_α в зависимости от скорости показала, что опыты скорее согласуются с классической, чем с квантово-механической формулой.

При этом нельзя, однако, забывать, что опыты эти производились в области, лежащей несколько выше энергии ионизации, т. е. там, где эти формулы заведомо еще не строго верны.

Мы относительно подробно остановились на самой теории ионизации, потому что это единственный до сих пор полученный теоретический количественный результат в этой области. Итак, значит, вероятность ионизации для быстрых частиц примерно пропорциональна вероятности оптических переходов и обратно пропорциональна v^2 , причем преобладают те процессы, при которых электроны атома приобретают лишь малые скорости. Теория эта годится только для больших скоростей и для заряженных частиц. Если ударяющей частицей является ион, то надо учесть влияние электронной оболочки иона.

Следует еще заметить, что теория эта не учитывает того факта, что при электронном ударе ударяющая частица и атомные электроны суть частицы одного сорта. При учете этого обстоятельства оказалось бы, что выходы ионизационных процессов, при которых появляются очень быстрые атомные электроны, были бы несколько меньше. Для области, непосредственно примыкающей к энергии ионизации, до сих пор не существует удовлетворительной теории*.

В этой главе, имеющей целью описать известные элементарные процессы, мы столкнемся и с ионизационными процессами несколько иного характера, как, например, перезарядка и т. п. Но так как при этом будет идти речь только об отдельных группах опытов, то теория этих явлений подробнее будет дана в дальнейшем, при обсуждении самих этих процессов.

Добавление II

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА*

1. ОБЪЕКТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ И ТРУДНОСТИ

Всякая установка, естественно, представляет собой некий компромисс между всеми различными требованиями, предъявляемыми к ней. Перечислим эти требования:

* Заимствовано из статьи S m u t h, Rev. of Mod. Phys. 3, 347, 1931.

- а) возможность контроля энергии электронов,
- б) большая интенсивность, или чувствительность,
- с) отсутствие столкновений в анализаторе,
- д) большая разрешающая сила анализатора,
- е) отсутствие термической диссоциации.

Выполнение условия (а) представляет те же трудности, которые возникают при обычных опытах для нахождения ионизационных потенциалов. Лучше всего можно их избежать калиброванием установки при помощи газа, ионизационный потенциал которого известен. Этот метод не особенно труден, но не безупречен. Но главные трудности представляет выполнение последних четырех условий, взаимно мешающих друг другу. Так, например, чтобы была большая интенсивность ионизации, должно быть много столкновений, т. е. большая плотность газа в ионизационной камере, и щели масс-спектрографа должны быть широкими. Но эти условия мешают выполнению требований (с) и (д). Если же стараться повышать число столкновений путем повышения мощности электронного испускателя, то придется употреблять горячую нить с большой поверхностью, что противоречит условию (е).

Насколько удалось обойти все эти трудности, будет видно из детального рассмотрения различных экспериментальных методов, применявшихся в этой области. Эти методы, естественно, распадаются на три класса, отличающиеся друг от друга тем, как они отвечают требованиям (б) и (с). Назовем их методами I, II и III. Приступим теперь к их описанию.

2. МЕТОД I. НАПРАВЛЕННАЯ СТРУЯ ПАРА

Ясно, что один из путей удовлетворить условиям (б) и (с) состоит в том, чтобы плотность газа в области ионизации была выше, чем

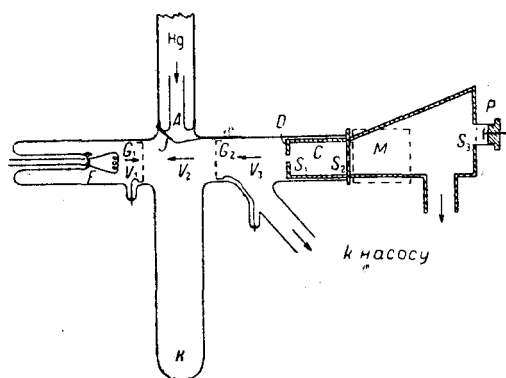


Рис. 15. Метод I. Направленная струя пара.

в анализаторе. Это и было осуществлено в первых опытах автора путем направленной струи пара, пересекающей ионизационную трубку перпендикулярно к потоку электронов, как показано на рис. 15.

Пары ртути из нагреваемого резервуара попадают в трубку А и конденсируются на ловушке с жидким воздухом К. Электроны с нити F ускоряются полем V_1 и сталкиваются с атомами Hg в пространстве I. Слабое задерживающее поле V_2 вытягивает все образовавшиеся ионы к G_2 , откуда более сильное ускоряющее поле V_3 ускоряет их до пла-

стинки D . Щели S_1 и S_2 вырезают пучок, проходящий через поперечное магнитное поле в пространстве M . Для некоторых значений $\frac{e}{m}$, V_3 и H ионы отклонятся как раз настолько, что попадут на щель S_3 и зарядят пластину P , соединенную с высоко чувствительным квадратным электрометром. Ток через электрометр рассматривается как функция H или V_3 при различных значениях V_1 . Таким образом определяют относительное количество ионов с различными $\frac{e}{m}$, созданных ударом электронов различных скоростей. Этот метод был разработан автором* для изучения паров ртути и несколько позднее Кондратьевым и Семеновым** для изучения паров ряда солей.

В течение нескольких лет метод этот не получал дальнейшего развития, хотя он, безусловно, является самым лучшим для изучения паров. Недавно Нильсен*** воспользовался им для изучения отрицательных ионов в парах ртути, а Дитчборн и Арнотт**** воспользовались им при изучении ионизации паров калия. Эта последняя работа представляет особый интерес. Изучая фотоионизацию и ионизацию положительными ионами из Кунемановского источника*****, Дитчборн и Арнотт сделали первый шаг к применению общего метода анализа положительных ионов к процессам ионизации, происходящим не при электронном ударе.

3. Метод II. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНАЯ ОТКАЧКА

Во многих старых работах с положительными лучами принято было держать давление в разрядной трубке более высоким, чем в анализаторе; чтобы осуществить это, „канал“ в катоде делался чрезвычайно узким. Такой прием очень желателен и для наших целей, ибо он удовлетворяет условию (с). Но требования (а) и (б) затрудняют его применение.

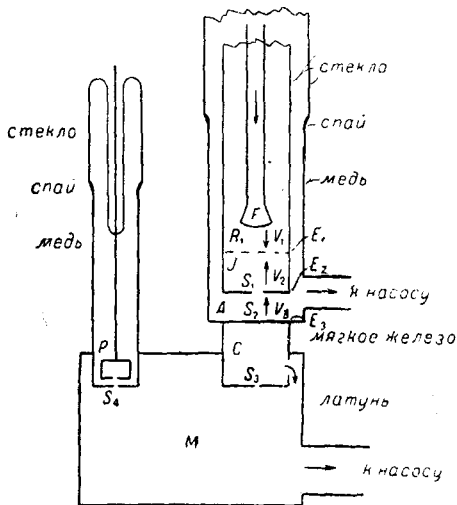


Рис. 16. Метод II. Дифференциальная откачка (Смит).

* Smyth, Proc. Roy. Soc., 102 A, 283 (1922).

** Kondratieff u. Semenov, Z. Physik, 22, I (1924).

*** Nielsen, Proc. Nat. Acad., 16, 721 (1930).

**** Ditchborn a. Arnott, Proc. Roy. Soc., 123 A, 516 (1929).

***** Fe_2O_3 с небольшой примесью соли соответствующего щелочного металла. Прим. перев.

К счастью, за разработку этой проблемы взялись вскоре после того, как диффузионные насосы, позволяющие осуществить больший контроль над давлением, получили всеобщее распространение, что и дало возможность построить аппарат типа, показанного на рис. 16.

В этом аппарате газ постоянно подается в ионизационную камеру $У$ и откачивается из ускоряющего пространства A , фокусирующего пространства E и магнитного пространства M . Таким путем между $У$ и M поддерживается разница давлений в отношении от 10/1 до 1000/1 в зависимости от аппарата и области давления.

Расположение электрических и магнитных полей практически идентично с методом I, а именно — имеется поле, ускоряющее электроны от F к E_1, V_2 , — слабое задерживающее поле, притягивающее ионы к E_2, V_3 —

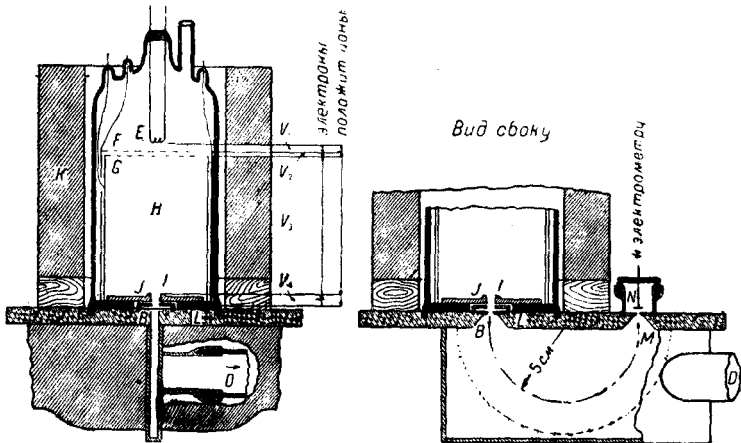


Рис. 17. Метод II. Дифференциальная откачка (Хогнесс и Лэн).

сильное поле, ускоряющее ионы между S_1 и E_2 , и H — поперечное магнитное поле, отклоняющее ионы к V и к фарлееву цилиндру.

В пространстве C нет электрического поля, и оно экранировано от магнитного поля. Отклонение в магнитное поле — 180° , благодаря чему этот аппарат для анализа ионов практически идентичен с установкой Демпстера* для изучения изотопов.

Описанный только что метод с рядом небольших изменений употребляли автор, Хогнесс, Кальман и их сотрудники, причем этот метод позволил нам получить большую часть достигнутых нами результатов. Мы не будем подробно обсуждать установки разных авторов. Установка, изображенная на рис. 17, принадлежит Хогнесс и Лэн**. Она отли-

* Dempster, Phys. Rev., 11, 316 (1918).

** Hogness a. Lunn, Phys. Rev., 26, 44 (1925).

чается от изображенной на рис. 3 в двух существенных пунктах, а именно: ионизационная камера *I* гораздо длиннее, а фокусирующее пространство *C* почти совсем исчезло. Подробности можно найти в оригинальной статье.

Упомянем здесь лишь одну установку, так как в ней специально предусмотрено условие (e) — отсутствие термической диссоциации. Смес и Штюкельберг*, работавшие с N_2O и NO_2 , специально старались уменьшать термическую диссоциацию.

Для этого они 1) употребляли оксидный катод, который действует при низкой температуре, и 2) сконструировали такую установку, что помимо откачки из S_1 ток газа все время шел из ионизационной камеры *I* мимо нити наружу. Их установка показана на рис. 18. В очень недавней работе Стюарт и Олсон**, работая с пропаном и бутаном, сделали почти то же самое, поместив узкую щель между пространством, где находилась нить, и ионизационной камерой. Они могли поддерживать в пространстве с нитью давление в 10^{-5} мм, в то время как в ионизационной камере оно было 10^{-2} мм. Они не приводят никаких численных данных, быть может, потому, что их интенсивности были слишком малы, чтобы можно было определить критические потенциалы.

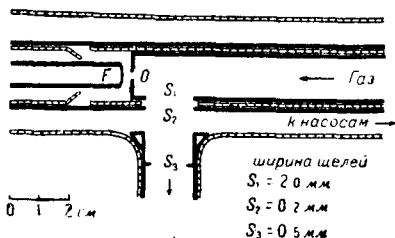


Рис. 18. Метод II. Дифференциальная откачка. Специальные предосторожности для избежания термической диссоциации (Смес и Штюкельберг).

4. Метод III. Низкое однородное давление

В этом методе, использованном Демпстером и недавно Блэки***, давление во всем приборе было настолько низкое, что длина свободного пути ионов была больше их пути в анализаторе. Блэки удовлетворял требованию (b) тем, что область ионизации была у него очень длинной и параллельной щелям, тоже длинным. Его анализатор тоже отличается от анализаторов, употребляющихся в методе I и II. Чертежи его прибора даны на рис. 19 и 20.

Весь прибор находится внутри соленоида, фокусирующего электроны из электронной пушки *FS* в узкую ленту от *S* к *P*. Ионы вытягиваются полем V_2 к щели *B*. В пространстве между пластинами конденсатора *C* и *V* на них действует магнитное поле *H* и электрическое поле *E*, ком-

* Smiths a. Stueckelberg, Phys. Rev., 36, 472 (1930).

** Stewart a. Olson, J. A. C. S., 53, 1236 (1931).

*** Bleakny, Ph. Rev., 34, 157, (1929).

пенсирующие друг друга, когда $\frac{e}{m} = \frac{E^2 c^2}{V H^2}$, где V — часть V_2 , ускоряющая ионы.

Поэтому ионы с этим значением $\frac{e}{m}$ достигают коллектора K , и опыт состоит в изучении тока на K , как функции от E .

Ясно, что эта компенсация не является неотъемлемой принадлежностью метода, соленоид же такой частью является, ибо требуется очень длинное однородное магнитное поле. Это налагает ограничения на величину магнитного поля. Этот факт, а также и то, что ионизирующих столкновений так мало, что даже при большой длине щелей получают малые интенсивности, обуславливают серьезный недостаток этого метода, а именно—его малую разрешающую силу. Автору кажется, что всякий метод, при котором применяется однородное давление, до некоторой степени подвержен этому недостатку. С другой стороны, надо заметить,

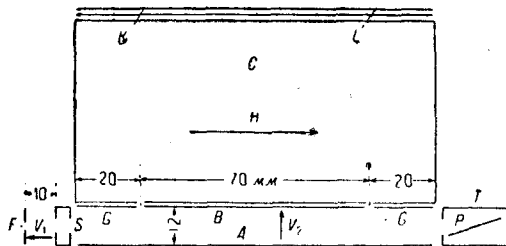


Рис. 19. Метод III. Низкое однородное давление. Схема Блекни; вид сбоку.

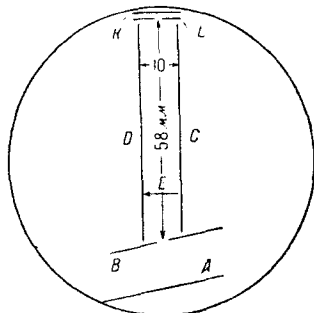


Рис. 20. То же. Перпендикулярное сечение.

что применение соленоида и длинных щелей можно сочетать с дифференциальной откачкой. Но все же оставалось бы ограничение величины магнитного поля, и метод вряд ли мог бы дать большую разрешающую силу за исключением случая очень легких ионов или специально сконструированных мощных соленоидов.

Эти три описанных метода можно варьировать в применении к различным проблемам, но изменения эти не настолько существенны, чтобы стоило здесь вдаваться в обсуждение различных типичных установок и получаемых с ними результатов.

ЛИТЕРАТУРНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

Книги и статьи обзорного характера

1. Franck und Jordan, Anregungen von Quantensprüngen durch Stöße, J. Springer, Berlin, 1925.
2. Compton und Mohler, Ionisierungs- und Anregungsspannungen. Gebr. Borntraeter, Berlin, 1926.
- 2a. Bloch, Ionisation et Résonance des Gas et des Vapeurs, Paris, 1925.
3. Compton und Langmuir, Rev. of mod. Phys. 2, 124, 1930.
4. Darrow, Bell. Syst. Techn. Journ. IX, 668, 1930.
- 4a. Condon, Rev. of modern Phys. 3, 43, 1931.
- 4в. H. D. Smyth, Rev. of Modern Phys. 3, 347, 1931.

Теория электронного удара

5. Thomson, Phil. Mag. 23, 339, 1912.
6. Bohr, Z. Physik. 34, 142, 1925.
7. Rosseland, Phil. Mag. 45, 65, 1923.
8. Bothe, Handb. d. Physik 24, 62.
9. V. Hippel, Ann. d. Phys. 87, 1035, 1928.
10. Thomas, Proc. Cambr. 23, 829, 1927.
11. Born, Z. Physik 38, 803, 1926.
12. Gaunt, Cambr. Proc. 23, 732, 1927.
13. Elsasser, Z. Physik 45, 522, 1928.
14. Bethe, Ann. d. Phys. 5, 325, 1930 (dort. die ältere Lit.).
15. Williams, Phys. Roy. Soc. 130, 310, 1931.⁴
16. " " Phys. Roy. Soc. 130, 328, 1931.
17. Wentzel, Physik Z. 29, 321, 1928.

Экспериментальные методы

18. Langmuir und Jones, Phys. Rev. 31, 357, 1928.
19. Smith, Phys. Rev. 36, 1293, 1930.
20. Lawrence, Phys. Rev. 28, 947, 1926.
21. Dempster, Phys. Rev. 11, 316, 1918.
22. Bleakney, Phys. Rev. 34, 157, 1929.
23. Bartels, Z. Physik 47, 61, 1928.
24. Bartels u. Gliwitzky, Z. Physik 47, 68, 1928.
25. Bartky und Dempster, Phys. Rev. 33, 1019, 1929.
26. Kallmann und Rosen, Z. Physik 61, 332, 1930.
- 26a. Murawkin, Ann. d. Physik 8, 203, 1931.

Потенциалы ионизации атомов

27. Joss, Handb. d. Exp. Phys. 22, S. 222 ff.
28. Rabinowitsch u. Thilo, Z. physik. Chemie, B. 6, 284, 1930.
29. Grotrian, Graph. Darst. d. Spektra, Berlin, Springer, 1928.
30. Pauling und Goudsmit, The Structure of line Spektra Mc. Graw-Hill Book Comp., New-York, 1930.

31. Landolt-Börnstein, Hauptbd. S. 844; 1. Erg. Bd. S. 377; 2. Erg. Bd. S. 567 (dort weiter Literatur).

Ультраионизационные потенциалы

32. Lawrence, Phys. Rev. 28, 947, 1926 (Hg).
 33. Morris, Phys. Rev. 32, 447, 1928 (Hg).
 34. Nielsen, Phys. Rev. 37, 87, 1931 (Hg).
 35. Smith, Phys. Rev. 37, 100, 1931 (Hg).
 36. Smith, Phys. Rev. 37, 808, 1931 (Hg).
 37. Haupt, Phys. Rev. 37, 229, 1931 (Hg).
 38. Hughes u. van Atta, Phys. Rev. 36, 214, 1930 (K u. Hg).
 39. Lawrence u. Eldersen, Phys. Rev. 34, 1056, 1929 (K).

Потенциалы ионизации молекул

40. Franck, Trans. Far. Soc. 21, 1925.
 41. Condon, Phys. Rev. 27, 640, 1926; 28, 1182, 1926; 32, 858, 1928.
 42. Burrau, Nat. 15, 16, 1927 (H₂).
 43. Finkelstein u. Horowitz, Z. Physik 48, 118, 1928 (H₂).
 44. Richardson u. Davidson, Proc. Roy. Soc. 123, 466, 1929 (H₂).
 45. Bleakney u. Tate, Phys. Rev. 35, 1180, 1930 (H₂).
 46. Sporer, Z. Physik 34, 622, 1925 (N₂).
 47. Turner und Samson, Phys. Rev. 34, 747, 1921 (N₂).
 48. Freudenberg, Z. Physik 67, 417, 1930 (Cs₂).
 49. Mohler u. Boeckner, Bureau of Standart Journ. of Research 5, 831, 1930 (Cs₂).
 50. Landolt, Börnstein, Hauptbd., S. 848 (dort weiter Lit.).

Ионизация молекул, связанная с распадом молекул

а) Ионизация и диссоциация, происходящие в одном элементарном акте

- 51. Bleakney, Phys. Rev. 35, 1180, 1930 (H₂).
 52. Dorsch u. Kallmann, Z. Physik 44, 565, 1928 (H₂N₂).
 52a. Turner und Samson, Phys. Rev. 34, 743, 1929.
 — 53. Vencov, C. R. 189, 27, 279, 1073, 1929 (H₂).
 — 53a. Vencov, Ann. de Phys. 15, 131, 1931 (H₂).
 — 54. Richardson, Proc. Roy. Soc. 113, 368, 1927 (H₂).
 — 55. Rusk, Phys. Rev. 29, 354, 1927 (H₂).
 — 56. Kallmann und Rosen, Z. Physik 58, 52, 1929 (N₂, O₂, CO, CO₂).
 — 57. " " " Z. Physik 61, 332, 1930 (O₂, C₂, CN).
 — 58. Stueckelberg, Phys. Rev. 34, 65, 1929 (O₂).
 — 59. Lockrow, Astrophys. Journ. 63, 205, 1926 (O₂).
 60. Hogness und Harkness, Phys. Rev. 32, 784, 1928 (I₂).
 61. Smyth und Stueckelberg, Acta. Helv. 2, 303, 1929 (O₂CO₂).
 62. Fruth, Phys. Rev. 31, 614, 1928 (J₂).
 63. Hogness u. Harkness, Phys. Rev. 32, 936, 1928 (CO).

64. Mohler u. Foote, Phys. Rev. 29, 141, 1927 (CO).
65. Duffendack u. Fox, Astrophys. Journ. 65, 214, 1927 (CO).
66. Hogness u. Lunn, Phys. Rev. 30, 26, 1927 (NO).
67. Smyth und Stueckelberg, Phys. Rev. 36, 472, 1930 (CO₂).
68. " " " " Phys. Rev. 36, 478, 1930 (NO₂N₂O).
69. Barton u. Bartelett, Phys. Rev. 31, 822, 1928 (H₂O).
70. Bartlett, Phys. Rev. 33, 169, 1929 (H₂S, NH₃).
71. Waldie, Journ. Frankl. Inst. 200, 507, 1925 (NH₃).
72. Hogness u. Kvalnes, Phys. Rev. 32, 942, 1928 (CH₄).
73. Morris, Jr. Phys. Rev. 32, 456, 1928 (CH₄).
74. Glockner, Journ. Amer. chem. Soc. 48, 2021, 1926 (CH₄).
75. Pietsch, u. Wilcke, Z. Physik 43, 342, 1927 (CH₄).
76. " " u. Schwab, Z. Physik 55, 231, 1929 (CH₄).
77. Dorsch u. Kallmann, Z. Physik 69, 376, 1930 (C₂N₂).
78. Ditchburn und Arnot, Proc. Roy. Soc. (A) 123, 516, 1929 (K₂).

b) Распад путем перехода без излучения

79. Bonhoeffer und Farkas, Z. f. physik Chem. 134, 337, 1927.
80. de Kronig, Z. Physik 50, 347, 1928.
81. Rice, Phys. Rev. 34, 1451, 1929.
82. Villars und Condon, Phys. Rev. 35, 1028, 1930.
83. Herzberg, Z. Physik 61, 604, 1930.

c) Распад с возбуждением неравновесных состояний

84. Condon und Smyth, Proc. Nat. Acad. Soc. 14, 871, 1928.
85. Condon, Phys. Rev. 35, 658, 1930.
86. Bleakney u. Tate, Phys. Rev. 35, 658, 1930.
87. " " Phys. Rev. 35, 1180, 1930.
88. Lozier, Phys. Rev. 36, 1285, 1930.
89. " " Phys. Rev. 37, 101, 1931.

Ионизация с возбуждением флуоресценции

90. Turner, Phys. Rev. 34, 747, 1929 (N₂).
91. Sponer, Z. Physik 34, 747, 1929 (N₂).
92. Duncan, Astrophys. Journ. 62, 145, 1925.
93. Lockrow, Astrophys. Journ. 63, 205, 1926 (O₂).
94. Duffendack und Fox, Astrophys. Journ. 65, 214, 1927 (CO).
95. Mohler und Foote, Phys. Rev. 29, 141, 1927 (CO).
96. Lindh, Z. Physik 67, 67, 1931 (N₂).
97. Seeliger, Z. Physik 2, 405, 1921; 7, 93, 1921.
98. Schaffernicht, Z. Physik 63, 106, 1930 (Hg).
99. Larché, Z. Physik 67, 440, 1931 (Zn, Cd).

Образование многократно-заряженных ионов

100. Bleakney, Phys. Rev. 35, 139, 1930 (Hg).
101. " " Phys. Rev. 36, 1303, 1930 (He, Ne, Ar).

102. Wien, Handb. d. Exp. Phys. XIV, S. 591.
 103. Aston, Proc. Roy. Soc. 115, 508, 1927.
 103a. Aston, Phil. Mag. 40, 628, 1920.
 104. Conrad, Physik. Z. 31, 888, 1930.
 105. Jakobi, Physik. Z. 30, 568, 1929.
 106. Kallmann, Friedländer u. Rosen, Naturw. 19, 510, 1931.

Ионизация через оже-эффект

107. Meiter, Z. Physik 17, 54, 1923.
 108. Auger, C. R. 188, 169, 1923.
 109. " C. R. 180, 65, 1925.
 110. " Journ. d. Phys. 6, 205, 1925.
 111. Robinson, Proc. Roy. Soc. 113, 282, 1927.
 112. Auger, Ann. de Phys. 6, 183, 1926.
 113. Rudberg, Proc. Roy. Soc. 121, 321, 1928.
 114. Hornbosterl, Ann. d. Phys. 5, 991, 1930.

Скорость вторичных электронов в газах

115. Whiddington und Jones, Phil. Mag. 6, 889, 1928 (H₂).
 116. Harnwell, Phys. Rev. 33, 559, 1929 (H₂).
 117. " " Phys. Rev. 34, 661, 1929 (H₂).
 118. Withney, Phys. Rev. 34, 923, 1929 (Hg).
 119. Foard, Phys. Rev. 35, 1187, 1930 (Hg).
 119a. McMillen, Phys. Rev. 36, 1034, 1930 (He).
 120. Rudberg, Proc. Roy. Soc. 129, 628, 1930 (N₂).
 121. " " Proc. Roy. Soc. 130, 182, 1930 (CO, CO₂).
 121a. Roberts und Whiddington, Proc. Leeds phil. Soc. 2, 12, 1929 (O₂).

Ионизация на адсорбированных газовых слоях

122. Wolfenden, Proc. Roy. Soc. 110, 464, 1926.
 123. Kistiakowsky, Journ. phys. chem. 30, 1336, 1926.
 124. Kistiakowsky u. Taylor, Z. f. phys. Chem. 125, 341, 1927.
 125. Kallmann u. Bredig, Z. Physik 43, 16, 1927.
 126. Kallmann und Rosen, Z. Physik 58, 52, 1929.

Ионизация твердых тел

127. Lenard u. Becker, Handb. d. Exp. Phys. XIV, S. 215.
 128. Bothe, Z. f. Physik 54, 161, 1929.
 129. Rudberg, Proc. Roy. Soc. 121, 421, 1928.
 130. " " Proc. Roy. Soc. 127, 111, 1930.
 131. " " Proc. Roy. Soc. 129, 652, 1938.
 132. Richardson, Proc. Roy. Soc. 128, 63, 1930.
 133. " " u. Andrews, Proc. Roy. Soc. 128, 16, 1930.
 134. " " u. Rao, Proc. Roy. Soc. 128, 16, 1930.

135. Richardson u. Rao, Proc. Roy. Soc. 128, 37, 1930.
 136. Rao, Proc. Roy. Soc. 128, 41, 57, 1930.
 137. Richardson, Proc. Roy. Soc. 119, 60, 1928.
 138. „ „ Proc. Roy. Soc. 119, 531, 1928.
 139. Baltruschat u. Starke, Phys. Z. 23, 403, 1922.
 140. Becker, Ann. d. Phys. 78, 228, 1925.
 141. „ „ Ann. d. Phys. 78, 253, 1925.
 142. Kreffft, Ann. d. Phys. 84, 639, 1927.
 143. „ „ Phys. Rev. 31, 199, 1928.
 144. Stehberger, Ann. d. Phys. 86, 825, 1928.
 145. Wagner, Phys. Rev. 35, 98, 1930.
 146. Farnsworth, Phys. Rev. 31, 405, 1928.
 147. „ „ Phys. Rev. 34, 679, 1929.
 148. „ „ Phys. Rev. 36, 1190, 1930.

Вероятность ионизации и выход

а) При ударе медленными электронами

149. Hughes u. Klein, Phys. Rev. 23, 350, 1924.
 150. Jesse, Phys. Rev. 26, 208, 1925.
 151. Compton and v. Voorhis, Phys. Rev. 26, 436, 1925.
 152. „ „ Phys. Rev. 27, 724, 1926.
 153. v. Hippel, Ann. d. Phys. 87, 1035, 1928.
 154. Jones, Phys. Rev. 29, 822, 1927, 1926.
 155. Bleakney, Phys. Rev. 35, 139, 1930.
 156. Funk, Ann. d. Phys. 4, 149, 1930.
 157. Smyth, Phys. Rev. 36, 1293, 1930.
 158. Bleakney, Phys. Rev. 36, 1303, 1930.
 159. Kunz u. Himmel, Phys. Rev. 35, 123, 1930.
 159 a. Smyth, Phys. Rev. 37, 808, 1931.

б) При ударе быстрыми электронами

160. Kirchner, Handb. d. Exp. Phys., Bd. 24, S. 114 ff.
 161. Lorenz, Z. Physik 51, 71, 1928.
 162. „ „ Proc. Nat. Ac. 14, 582, 1928.
 163. Nikolas, Phys. Rev. 29, 619, 1927.
 164. Rumb, Z. f. Physik 43, 254, 1927.
 165. Webster, Proc. Nat. Ac. 14, 330, 339, 1928.
 166. „ „ Proc. Nat. Ac. 14, 679, 1928.
 167. „ „ Phys. Rev. 37, 115, 1931.
 168. Wisshak, Ann. d. Phys. 5, 507, 1930.
 169. Kuhlenskampf, Physik Z. 30, 777, 1930.
 170. Eisl, Ann. d. Phys. 3, 277, 1916.
 171. Ishino, Phil. Mag. 32, 202, 1916.
 172. Jönsson, Z. Physik 43, 845, 1927.