

ЭФФЕКТИВНОЕ ПОПЕРЕЧНОЕ СЕЧЕНИЕ ГАЗОВЫХ МОЛЕКУЛ
ПО ОТНОШЕНИЮ К МЕДЛЕННЫМ ЭЛЕКТРОНАМ И ИОНАМ**К. Рамзауэр и Р. Коллат, Берлин — Рейникендорф*

I. Электроны

В. Результаты измерений эффективного поперечного сечения**

В дальнейшем при графическом изображении результатов измерения эффективного поперечного сечения оно будет наноситься по оси ординат, выраженное в $\frac{\text{см}^2}{\text{см}^3}$ при 1 мм Hg и 0°C; по оси абсцисс будет откладываться скорость электронов в $\sqrt{V}$.

Прежде всего мы приведем некоторые примеры совпадения и расхождения результатов измерений различными методами. Затем мы дадим сводку наиболее важных проделанных до сего времени измерений эффективного поперечного сечения (э. п. с.). Далее мы изложим подробности о наиболее интересных кривых э. п. с., взятые из отдельных оригинальных работ. Наконец, в заключение раздела будет дана таблица, в которой в алфавитном порядке по авторам сведены все произведенные до сих пор измерения э. п. с.

§ 13. Наиболее вероятный ход кривой э. п. с. Измерения при различной степени однородности пучка были произведены Грином¹ и Пальмером². В обоих случаях измерения производились при помощи уставки, подобной изображенной на рис. 7,*** причем применялась только одна ловушка *H*, а диафрагма 3 имела переменное отверстие. Результаты измерений представлены в виде зависимости величины э. п. с. от размеров отверстия диафрагмы. В противоположность Грину, не обнаружившему для He, Ar, H₂ и паров ртути заметной зависимости э. п. с. от размеров диафрагмы, Пальмер нашел для He и паров Hg более или менее сильную зависимость между э. п. с. и размерами диафрагмы. Исходя из соображений о распределении рассеянных электронов по направлениям, следует считать, что результаты Пальмера ближе к истине. Здесь нужно отметить, что при работе с двумя ловушками при одинаковых размерах отверстий диафрагм обеих ловушек

* Handb. d. Phys., 2 изд., т. XXII, ч. 2, стр. 263 — 296; пер. с нем Н. Хлебникова.

** Продолжение (см. Успехи физич. наук XIV, вып. 8, 1934).

*** См. У. Ф. Н. XIV 969, 1934.

зависимость от размеров дифрагм в интервале применяемых скоростей не должна обнаруживаться, так как наличие двух ловушек действует подобно сильному сужению отверстий диафрагм (§ 27).

Совпадение результатов различных авторов в общем достаточно хорошо, как это, например, видно из кривых рис. 1 для аргона. Следует отметить, что — как и на этом чертеже — вообще значения э. п. с., полученные Рамзауэром, оказываются наиболее высокими, числа Броде — наиболее низкими, причем повторение измерений Броде Нормандом, как правило, дает более высокие значения. Числа, полученные Брюхе, занимают обычно промежуточное положение. Данные Тоунсенда при малых значениях скоростей приблизительно совпадают с результатами других авторов, но по мере возрастания скоростей электронов обнаруживаются заметные отклонения в сторону меньших значений. Объяснение этих расхождений может быть получено лишь в результате весьма подробных специальных исследований. До того как это будет сделано, нужно условиться принимать чьи-либо результаты за „правильные“.

Нормандом³ в целом ряде участков кривых э. п. с. была обнаружена „тонкая структура“, т. е. наличие отклонений от плавного хода — появление малых максимумов и минимумов.

Для гелия и окиси углерода при скоростях около 1 V результаты Норманда хорошо совпадают с более старыми измерениями Рамзауэра и Коллата⁴. Для некоторых других газов, в особенности для неона, измерения Норманда не подтверждаются прежними измерениями Брюхе⁵. В таких случаях кривые Норманда даются наряду с более старыми кривыми. В таких областях обе кривые вычерчены пунктиром.

При самых малых скоростях электронов (меньше 1 V) построение количественных кривых до сих пор встречает затруднения, так как измерения Рамзауэра и Коллата⁴ и Норманда³ (единственные, произведенные для этой области непосредственно количественным методом) в незначительной части дают разнящиеся друг от друга результаты. В этой области за результаты Рамзауэра и Коллата говорят данные, полученные по методу Тоунсенда (III а) и качественные измерения Руша (II с)⁶.

Повторение измерений для аргона и водорода при помощи совершенно отличного метода (I), произведенное Гертнером⁷, дало для водорода тот же ход кривой, что был получен Рамзауэром и Коллатом. В случае аргона Гертнер качественно подтвердил положе-

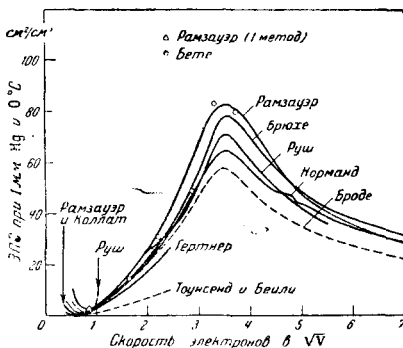


Рис. 1. Сопоставление результатов измерения э.п.с. для аргона по данным различных авторов.

ние минимума. Поэтому обнаруженный только Нормандом новый подъем кривой для H_2 , N_2 и CO в области очень малых скоростей мы не считаем верным, тем более что измерения Тоунсенда для области между 0,2 и 0,4 V и отдельные точки, полученные Уэли-

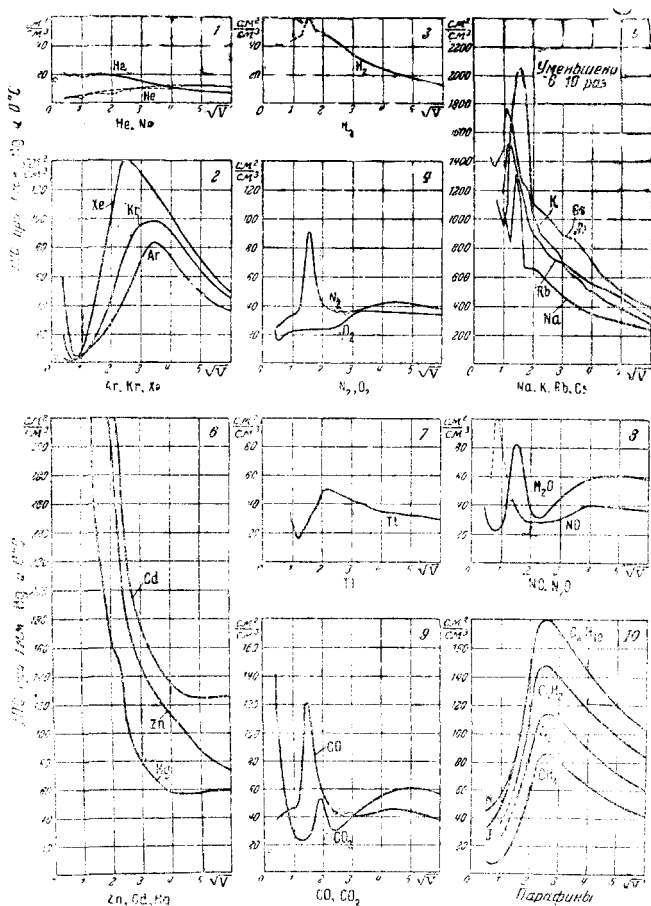


Рис. 2. Э.п.с. в зависимости от скорости электронов в различных газах и парах.

ном⁸ для скорости в 0,17 V, как раз для этих трех газов дают резкое спадание кривых в сторону очень малых скоростей.

На рис. 2 изображены наиболее существенные кривые э. п. с. для газов и паров. Область скоростей электронов простирается от 0 до 6 V и имеет достаточную ширину для того, чтобы увидеть наиболее существенные особенности хода изменения э. п. с. Следует, однако, отметить, что для ряда газов и паров э. п. с.

было исследовано в значительно более широких пределах, например, у Броде⁹ и Норманда³ скорости достигали 20 V, а в отдельных случаях у Броде доходили до 50 V. На кривых не приведены данные, относящиеся к сложным химическим соединениям, исследованные Брюхе¹⁰ и особенно Шмидером¹¹, Гольстом и Гольтсмарком¹². К этим работам мы обратимся в следующем разделе в связи с вопросом о зависимости э. п. с. от структуры молекул.

Проведение частей некоторых кривых пунктиром указывает, что эти части еще не могут рассматриваться как достоверные в количественном отношении. Наличие двух пунктирных участков одной и той же кривой указывает на то, что нельзя было отдать предпочтение какому-либо из обоих измерений. В отношении абсолютной высоты кривых мы, простоты ради, следуем сопоставлению, сделанному Коллатом,¹³ давая ниже пояснения по поводу каждой из кривых относительно ее происхождения.

§ 14. Пояснения к кривым. *Гелий* (черт. 1). Выше $1,5\sqrt{V}$ — среднее между кривыми Рамзауэра¹⁴ и Норманда³ и совпадает с результатами Брюхе⁵. В области ниже $1,5\sqrt{V}$ — тонкая структура, обнаруженная Рамзауэром и Коллатом¹⁵ и Нормандом³, ход кривой по Рамзауэру и Коллату. Окончание кривой при $0,17\sqrt{V}$ по Уэлину⁸.

Неон (черт. 1). Ход кривой по Рамзауэру¹⁴, Брюхе⁵ и Рамзауэру и Коллату¹⁵. Тонкая структура по Норманду³.

Аргон, криптон, ксенон (черт. 2). Ход кривой по Рамзауэру¹⁴ и Рамзауэру и Коллату¹⁵. Тонкая структура для аргона по Норманду³. Конечная точка кривой для аргона при $0,17\sqrt{V}$ по Уэлину⁸.

Водород (черт. 3). Выше $1\sqrt{V}$ — среднее между кривыми Брюхе¹⁶ и Норманда³. Тонкая структура по Норманду³. Ниже $1\sqrt{V}$ — согласно Рамзауэру и Коллату¹⁷. Конечная точка при $0,17\sqrt{V}$ по Уэлину⁸.

Азот (черт. 4). Выше $1\sqrt{V}$ — среднее между кривыми Брюхе¹⁶ и Норманда³. Тонкая структура при $2,5\sqrt{V}$. Ниже $1\sqrt{V}$ — на 10% пониженная (для лучшего совпадения) кривая Рамзауэра и Коллата¹⁷.

Кислород (черт. 4). Выше $1\sqrt{V}$ — по Брюхе¹⁸, ниже — по Рамзауэру и Коллату¹⁷.

Щелочные металлы (черт. 5). По Броде¹⁹ — единственному, исследовавшему щелочные металлы.

Цинк, кадмий, ртуть (черт. 6). По Броде²⁰ с учетом сравнимости всех трех кривых, из которых кривые для цинка и кадмия имеются только у Броде.

Таллий (черт. 7). По Броде²¹.

Оксид азота (черт. 8). Выше $1\sqrt{V}$ — по Брюхе¹⁸, ниже $1\sqrt{V}$ — пунктир по Скинкеу и Уайту²².

Закись азота (черт. 8). По Брюхе¹⁸ и Рамзауэру и Коллату²³.

Окись углерода (черт. 9). Выше $1\sqrt{V}$ — среднее между кривыми Брюхе²⁴ и Норманда³. Ниже $1\sqrt{V}$ — среднее между кривыми Рамзауэра и Коллата¹⁷ и Норманда³, существующий по Норманду подъем в области самых малых скоростей не принят во внимание.

Углекислый газ (черт. 9). По Брюхе²⁴ и Рамзауэру и Коллату¹⁷.

Парафины (черт. 10). По Брюхе²⁴ с учетом сравнимости всех четырех кривых. Для метана ниже $1\sqrt{V}$ — по Рамзауэру и Коллату¹⁷. При малых скоростях согласно Брюхе²⁵ кривая для бутана расщепляется на две, соответствующие обоим его изомерам — нормальному бутану (N) и изобутану (J).

§ 15. О некоторых кривых э. п. с. Теперь мы рассмотрим некоторые особенно замечательные из кривых рис. 2, обратившись к соответствующим оригинальным работам.

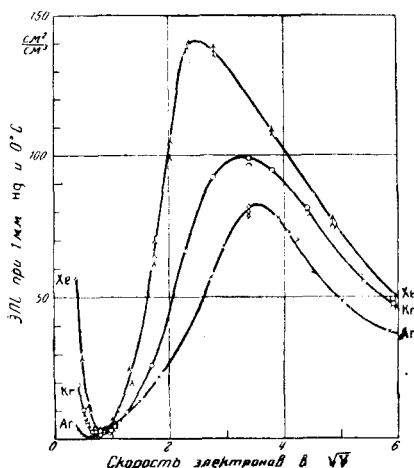


Рис. 3. Э.п.с. тяжелых благородных газов (по Рамзауэру и Коллату).

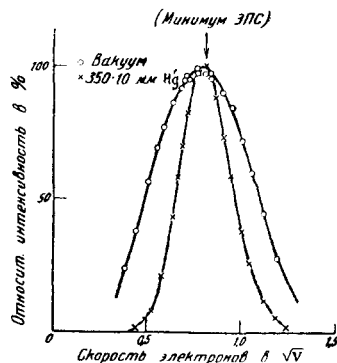


Рис. 4. Распределение по скоростям в области минимума э.п.с. ксенона.

Кривые черт. 2 рис. 2. Эти кривые в более детальном виде можно видеть на рис. 3, взятом из работ Рамзауэра²⁶ и Коллата¹⁵. О том, насколько ярко обнаруживает себя существование минимума э. п. с., можно судить на основании рис. 4, изображающего форму кривой распределения электронов по скоростям, снятую по методу Ис для вакуума и после впуска в прибор ксенона. Электронный пучок, средняя скорость которого как раз соответствует минимуму поперечного сечения молекулы аргона, оказывается после прохождения сквозь газ ($\times$ — $\times$) более однородным в смысле скоростей, чем до прохождения ($\circ$ — $\circ$).

Кривые черт. 3 рис. 2. Для водорода в области скоростей ниже $2\sqrt{V}$ различными авторами получены весьма противоречивые результаты, как это можно видеть из рис. 5, взятого из работы Гертнера⁷. При обсуждении этих противоречий нужно прежде всего иметь в виду, что подъем кривой в области очень

малых скоростей, наблюдавшийся Норманом³, противоречит результатам всех других исследований, а потому вряд ли может считаться действительно существующим. Кривые Тоунсенда²⁷ и Руша⁶ можно сравнивать с другими, лишь имея в виду их качественный характер. Они согласуются с остальными в том смысле, что дают максимум при скоростях, больших $1 \sqrt{V}$. Остается противоречие между первой²⁸ и второй²⁹ кривой Брюхе. Но вторая кривая этого автора хорошо согласуется с кривой Рамзауэра и Коллата¹⁷, включая и отдельные точки, найденные Рамзауэром²⁶. Особенности первой кривой Брюхе частично могут быть объяснены его методикой, как это будет видно из § 27. Кривая Гертнера имеет тот же характер, что и вторая кривая Брюхе, причем можно полагать, что значительные различия в величинах ординат удовлетворительно могут быть объяснены особенностями примененного Гертнером метода (продольное магнитное поле). В общем и целом противоречия между измерениями различных авторов даже в этом исключительном случае оказываются не столь большими, как это кажется с первого взгляда.

Кривые черт. 4 рис. 2. Внезапный подъем кривой э. п. с. для кислорода в области самых малых скоростей является настолько неожиданным, что этот

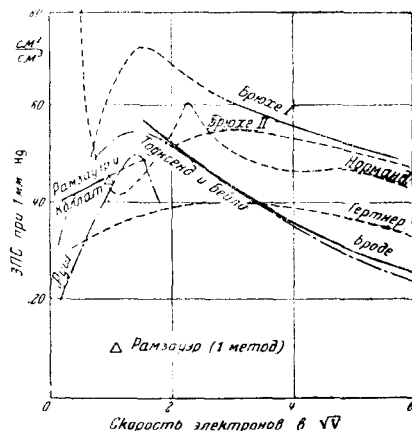


Рис. 5. Э. п. с. для водорода по данным различных авторов

результат следует подкрепить данными об измерениях. На рис. 6, заимствованном из работы Рамзауэра и Коллата²⁹, даны „прямые давлений“ при скоростях, указанных в таблице на том же рисунке. Легко усмотреть постепенное уменьшение э. п. с. в пределах от 0,5 до 0,8 $\sqrt{V}$, сопровождающееся затем резким подъемом, продолжающимся вплоть до границы измерений, лежащей при 0,4 $\sqrt{V}$.

Кривые черт. 5 рис. 2. На рис. 7 изображены кривые э. п. с. для калия, полученные Броде¹⁹. В том же масштабе нанесена (пунктиром) кривая для аргона.

Кривые черт. 6. рис. 2. На рис. 8 мы приводим целый ряд измерений э. п. с. для ртутных паров, исследованных многими авторами по причине представляемого ими интереса для техники. Положение двух точек, найденное Бэте³⁰ для малых скоростей, является, повидимому, ошибочным, в то время как его остальные измерения хорошо совпадают с результатами других исследователей и весьма ясно показывают скачок кривой при 4,9 V (потенциал возбуждения).

Кривые черт. 9 рис. 2. На примере кривых для окиси угле-

рода (рис. 9) хорошо видна тонкая структура кривой э. п. с., обнаруженная Норманом³ при $1\sqrt{V}$ и между 2 и 3 $\sqrt{V}$. Детали хода кривой при $1\sqrt{V}$ согласно Брюхе¹⁸ подтверждаются измене-

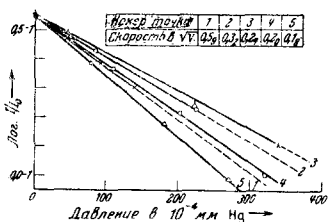


Рис. 6. Прямые давлений для кислорода при различных скоростях электронов (по Рамзауэру и Коллату).



Рис. 7. Э.п.с. для калия (по Броду) и аргона в одинаковом масштабе.

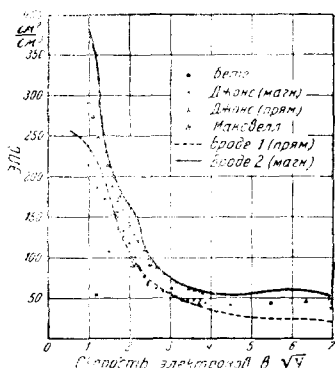


Рис. 8. Э.п.с. молекул ртутного пара по данным различных авторов.

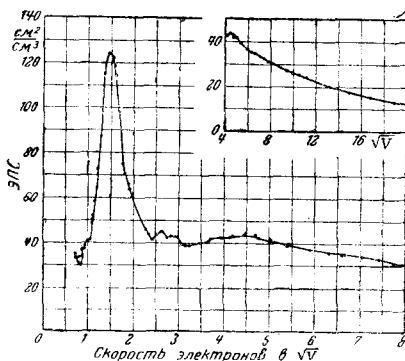


Рис. 9. Тонкая структура э.п.с. молекул окиси углерода (по Норманду)

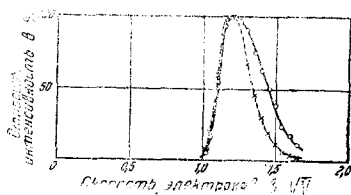


Рис. 10. Тонкая структура э.п.с. молекул окиси углерода (изгиб кривой при 1, 2 $\sqrt{V}$ по Брюхе)

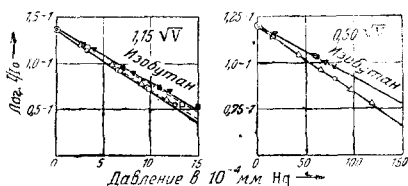


Рис. 11. Прямые давления для нормального бутана и изобутана (по Брюхе).

нием формы кривой распределения (ПС), что показано на рис. 10; при $1,2\sqrt{V}$ кривая для газа вдруг отходит от вакуумной, и по мере уменьшения скорости это расхождение все увеличивается.

Столь же ясно это было обнаружено Рамзауэром и Коллатом¹⁷, причем скачок лежал при $1,15 \sqrt{V}$.

Кривые черт. 10 рис. 2. Существование расхождения между кривыми для нормального бутана и изобутана при малых скоростях электронов с полной очевидностью следует из кривых рис. 11, заимствованного из работы Брюхе²⁴. Расхождение между „прямыми давлений“ лежит далеко за пределами возможных ошибок опыта.

§ 16. Сводная таблица измерений э. п. с. Таблица, в которой в алфавитном порядке (по авторам) перечислены все сделанные до сих пор измерения э. п. с., находится на стр. 136.

С. Применения опытного материала

§ 17. Разряды в газах. Наиболее значительной областью явлений, в которой находят себе применение исследования, вкратце рассмотренные нами в предыдущем разделе, являются разряды в газах, где мы встречаемся с прохождением электронов сквозь пространство, наполненное газом. Явления разряда в газах и парах играют, как известно, в новейшей электротехнике все большую и большую роль, причем протекающие при этом процессы исследованы еще далеко не полно. В общих чертах нам известно лишь, какие факторы определяют собой ход газового разряда. Точного же знания количественных закономерностей всех явлений, имеющих место при разряде, мы сможем достигнуть, лишь изучив все элементарные процессы и их совместное протекание.

Основой всех элементарных процессов является взаимодействие между молекулами газа и электронами. Первым существенным вопросом является вопрос о вероятности возникновения какого-либо взаимодействия. На него можно ответить, имея в своем распоряжении кривые э. п. с. Ниже мы покажем на нескольких примерах, каким образом на основании столь скромных сведений могут быть получены некоторые интересные заключения качественного характера относительно разрядов в газах. Следующим вопросом является вопрос о роде взаимодействий между молекулами и электронами. Этот вопрос еще в достаточной мере неясен. Кое-что известное об этом будет изложено в следующем разделе.

До того как были обнаружены „аномалии“ э. п. с., число столкновений между молекулами и электронами вычислялось на основании данных кинетической теории газов. К каким ошибкам это могло приводить, легко показать на нескольких примерах.

Разрядная трубка, наполненная парами ртути (рис. 2, черт. 6). Молекулы ртути действуют на электроны с тем большего расстояния, чем меньше скорость последних. Таким образом сначала, пока электроны не приобрели еще значительной скорости, мы имеем процесс, напоминающий диффузию в сравнительно плотном газе. Чем больше становится скорость электронов под действием ускоряющего напряжения, тем меньше сопротивления их движению оказывает ртутный пар. Так продолжается до примерно

ТАБЛИЦА 1

Исследования э. п. с. (в алфавитном порядке по авторам)

А в т о р	Журнал	Метод	Интервал скоростей, V	Исследованные газы и пары
N. Åkesson	Lunds. Arsskr. N F. Ård. 2, 12, 1916	II a	0—16	N_2O , CO в смеси, CO_2 , N_2O , CH_4 , C_3H_8
V. A. Bailey a. W. E. Duncanson	Phil. Mag. 10, 145, 1930	III a	0,06—2,1	NH_3 , H_2O , HCl
J. Bannona a. H. L. Bröse	" 6, 817, 1928	III a	0,08—3,5	C_2H_4
H. Beuthe	Ann. Phys. 84, 949, 1927	I c	1,4—5,8	Ar, Hg
E. B. Brode	Phys. Rev. 23, 664, 1924	I c	2—360	He, Ne, CH_4
"	" 25, 636, 1925	I c	2—360	He, Ar, H, N_2 , CO , CH_4
"	Proc. Roy. Soc. (London) 109, 397, 1925	I b	1—50	Zn, Cd, Hg
"	Proc. Roy. Soc. (London) 125, 134, 1929	I c	0,5—400	Hg
"	Phys. Rev. 34, 673, 1929	I c	0,5—400	Na, K, Rb, Cs
"	" 35, 504, 1930	I c	1—400	Cd, Zn
"	" 37, 570, 1931	I c	0,8—400	Th
"	" 39, 547, 1932	I c	300—2500	Ar
H. L. Bröse	Phil. Mag. 50, 536, 1925	III a	0,2—56	O_2
E. Brüche	Ann. Phys. 81, 537, 1926	I a, II a	1—36	H_2 , N_2
"	" 82, 25, 1927	I c	4—30	HCl
"	" 82, 912, 1927	I c	1,7—50	H_2 , H_2
"	" 83, 1065, 1927	I c, II b	1—50	O_2 , CO , NO , CO_2 , N_2 , CH_4
"	" 84, 279, 1927	I c, II b	1—50	He, Ne, Ar
"	" 1, 93, 1929	I c, II b	1,5—50	H_2O , NH_3
"	" 2, 909, 1929	I c, II b	1—40	C_2H_2 , C_2H_4
"	" 4, 387, 1930	I c, II b	0,5—40	CH_4 , C_2H_6 , C_3H_8 , C_4H_{10}
"	" 5, 281, 1930	I c, II b	0,2—50	C_4H_{10} (изомеры)

H. Gärtner	Ann. Phys. 8, 134, 1931	I d	0,16—6	An, H ₂
J. D. Mc Gee a. J. C. Jaeger	Phil. Mag. 6 1107, 1928	III a	0,06—2,9	C ₂ H ₁₀
G. Glocker	Proc. Nat. Acad. Am. 10, 155, 1924	II a	0—25	He, Ar, H ₂ , N ₂ , CH ₄
M. C Green	Phys. Rev. 36, 239, 1930	I a	1—196	He, Ar, Hg, H ₂
W. Holst a. J. Holtsmark	D. Kong. Norske Vid. Selskab 4, 89, 1931	I c	0,3—25	CCl ₄ , CHCl ₃ , CH ₂ Cl ₂ , CH ₃ Cl, C ₆ H ₆
T. J. Jones	Phys. Rev. 32, 459, 1928	I a, I c	0,2—400	Hg
P. Lenard	Ann. Phys. 12, 714, 1903	I a	4—4000	Ar, H ₂ , CO ₂ , воздух
L. B. Loeb	Phys. Rev. 19, 24, 1922	III c	0,3	N ₂
"	" 20, 397, 1922	III c	0,3	H ₂
"	" 23, 157, 1924	III c	0,03	He
L. R. Maxwell	Proc. Nat. Acad. Am. 12, 509, 1926	I a	0,5—1000	Hg
F. Mayer	Ann. Phys. 45, 24, 1914	I a	0,5—4,2	Воздух
H. F. Mayer	" 64, 451, 1921	I a	0,2—40	He, Ar, H ₂ , N ₂ , CO ₂
R. Minkowski	Z. Physik 18 258, 1923	III b	0—12	Zn, Cd, Hg
R. Minkowski u. H. Spöner	" 15, 399, 1923	III b	0—40	He, Ne, Ar, Kr, Xe
C. E. Normand	Phys. Rev. 35, 1217, 1930	I c	0,3—400	He, Ne, Ar, H ₂ , N ₂ , CO
L. S. Ornstein a. W. Elenbaas	Proc. Amsterdam 32, 1345, 1929	III d	30—76	He
L. S. Ornstein a. W. Elenbaas	Z. Physik 59, 306, 1930	III d	30—76	He
L. S. Ornstein a. A. M. v. Dommelen	Proc. Amsterdam 33, 683, 1930	III d	20—30	He, Hg
R. R. Palmer	Phys. Rev. 37, 70, 1931	I a	20—135	He, Hg
C. Ramsauer	Phys. Z. 21, 576, 1920	I c	0,7—1	He, Ar, H ₂ , N ₂
"	Ann. Phys. 64, 513, 1921	I c, II b	0,7—1,1	He, Ar, H ₂ , N ₂ , воздух
"	" 66, 545, 1921	I c	0,8—50	He, Ne, Ar
"	" 72, 345, 1923	I c	0,8—100	Ar, Kr, Xe
"	" 83, 1129, 1927	I c	0,9—1,4	CO ₂
C. Ramsauer u. R. Kollath	" 3, 536, 1929	I c, II b	0,16—2,2	He, Ne, Ar, Kr, Xe

А в т о р	Журнал	Метод	Интервал ско- ростей, V	Исследованные газы и пары
C. Ramsauer u. R. Kol- lath	Ann. Phys. 4, 91, 1930	I c, II b	1,16—1,5	H ₂ , N ₂ , O ₂ , CO, CO ₂ , CH ₄
C. Ramsauer u. R. Kol- lath	" " 7, 176, 1930	I c	0,16—9	H ₂ , N ₂ O
J. Robinson	" " 31, 769, 1910	I a	3,2—1650	O ₂ , N ₂ , H ₂ , CO
M. Rusch	Phys. Z. 26, 718, 1925	I b, II b	0 —2	Ne, Ar, Kr, H ₂
"	Ann. Phys. 80, 707, 1926	I d	3,5—29	Ar
F. Schmieder	Z. Elektrochem. 36, 700, 1930	I c, II b	1,2—50	C ₂ H ₂ , HCN, C ₆ H ₆ O, CH ₃ F, CH ₃ OH, CH ₃ NH ₂ , (CH ₃) ₂ — NH, (CH ₃) ₂ —CH ₂ , (CH ₃) ₃ — N, (CH ₃) ₃ —CH ₂
H. Sponer	Z. Physik 18, 249, 1923	III b	0—1	Ar, Kr, Xe
M. F. Skinker	Phil. Mag. 44, 994, 1922	III a	0,04—5,2	CO ₂
M. F. Skinker a. J. V. White	" " 46, 630, 1923	III a	0,12—3,2	CO, NO
J. S. Townsend	" " 42, 873, 1921	III a	0,2 —6,7	H ₂ , N ₂ , O ₂ , воздух
J. S. Townsend a. V. A. Bailey	" " 43, 593, 1922	III a	2—10,2	Ar
J. S. Townsend a. V. A. Bailey	" " 44, 1033, 1923	III a	0,15—12	Ar, H ₂
J. S. Townsend a. V. A. Bailey	" " 46, 657, 1923	III a	0,07—6,5	He
H. B. Wahlin	Phys. Rev. 21, 517, 1923	III c	0,03	CO
"	" " 23, 169, 1924	III c	0,03	N ₂
"	" " 27, 588, 1926	III c	0,03	He, H ₂
"	" " 37, 260, 1931	III c	0,03	Ar

4,9 V, когда электроны начинают возбуждать свечение атомов ртути, полностью или частично теряя при этом скорость и поэтому начиная вновь испытывать большое сопротивление движению. Весь процесс тогда повторяется сначала. Явление в целом протекает приблизительно таким образом, как можно было бы ожидать, не зная ничего о ходе кривой э. п. с., а именно — влияние молекул оказывается тем слабее, чем больше скорость электронов.

Разрядная трубка, наполненная аргоном (рис. 2, черт. 2). При самых малых скоростях э. п. с. имеет некоторую среднюю величину, уменьшающуюся по мере возрастания скорости и достигающую около 0,4 V того значения, которое оно должно было бы иметь согласно кинетической теории газов, чтобы затем при 13 V оказаться больше чем втрое превышающим газкинетическое. Иными словами, при 13 V аргон оказывает в 150 раз большее сопротивление движению электронов, чем при 0,4 V. Это диаметрально противоположно тому, чего следовало бы ожидать на основании распространенных представлений, и существенным образом расходится с допущением постоянства поперечного сечения, принимаемого кинетической теорией.

Разрядная трубка, наполненная парами щелочного металла, например калия (рис. 2, черт. 5) (или добавление такого пара к уже имеющемуся наполнению, например аргоном или ртутью; добавления этого рода вследствие малой величины ионизационного потенциала паров щелочного металла могут быть выгодными). При скорости электронов в 2 V атомы калия имеют э. п. с. в 8 раз большее, чем атомы ртути, и в 160 раз большее, чем атомы аргона при той же скорости. Поэтому небольшое добавление паров калия может оказать совершенно несоразмерное влияние на разряд. Если бы в основу расчетов положить сечения атомов, полученные на основании других измерений, то при 2 V мы имели бы значения примерно в 50 раз меньшие действительных и на этом основании стремились бы получить совершенно неподходящее количество паров.

§ 18. Э. п. с. и строение молекул. О связи между величиной э. п. с. молекул и их структурой в *Ergebnisse der Exakten Naturwissenschaften* была помещена обзорная статья Брюхе³¹, к которой мы и отсылаем интересующихся деталями вопроса. Мы же остановимся лишь на нескольких характерных примерах, особенно из работ Шмидера¹¹ и Гольста и Гольтсмарка¹², которые ко времени появления обзора Брюхе еще не были опубликованы.

Рис. 2 показывает, с одной стороны, большое разнообразие встречающихся типов кривых, с другой же — очевидное даже при беглом взгляде сходство некоторых кривых между собой. При этом оказывается возможным отчетливо разграничить отдельные группы кривых э. п. с., имеющих одинаковый характер. Таковы, например, группы кривых для тяжелых благородных газов (черт. 2), для паров щелочных металлов (черт. 5), для паров цинка, кадмия и ртути (черт. 6), а также для парафинов (черт. 10). Некоторые

кривые обнаруживают между собой сходство, близкое к полному совпадению. Таковы, например, случаи азота и окиси углерода, метана и криптона (рис. 12). Как показал в своих исследованиях Брюхе, причина подобного сходства кроется в строении внешних электронных оболочек молекул соответствующих газов.

Помимо таких общих вопросов, изучение э. п. с. позволяет ставить и решать и другие несравненно более частные, касающиеся

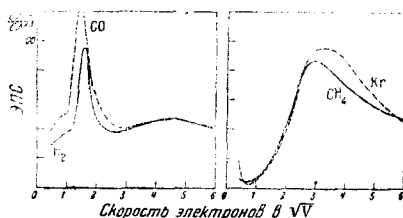


Рис. 12. Кривые для молекул одинакового строения (по Брюхе).

деталей, вопросы, как, например, каким образом происходит соединение атома водорода с каким-нибудь другим, например, атомом углерода или азота? В какой мере подобны кривые э. п. с. молекул, долженствующие иметь одинаковые свойства согласно закону Гримма? Каким образом проявляют себя в ходе кривых э. п. с. дипольные свойства молекул? Различаются ли

кривые э. п. с. для двух молекул, имеющих одинаковый химический состав, но различное строение (изомеры)? и т. д.

В современном своем виде метод имеет тот недостаток, что химический смысл каждой отдельной кривой не может быть указан непосредственно, и это становится возможным лишь путем собирания обширного опытного материала через сравнение отдельных кривых между собой.

Не имея возможности углубляться здесь в этот вопрос, ограничимся лишь несколькими примерами. На рис. 13 изображены

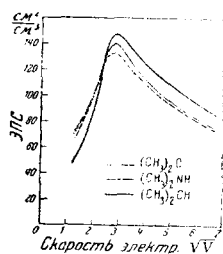


Рис. 13. Замещение O_2 на NH_3 , или CH_2 (по Шмидеру)

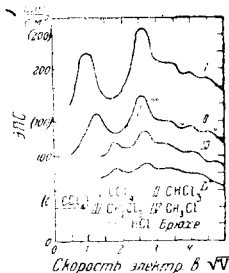


Рис. 14. Э.п.с. молекул CCl_4 , $CHCl_3$, CH_2Cl_2 и CH_3Cl (по Гольцеву и Гольцмарку).

результаты измерений, проделанных Шмидером¹¹ над соединениями CH_3 . При замене O на NH или CH_2 кривая изменяется только количественно, характер же ее остается неизменным. На рис. 14 показаны результаты, полученные Гольстом и Гольцмарком¹².

Авторы полагают на основании своих результатов и сравнения с измерениями Брюхе (хлористый водород)²⁹, что максимум, лежащий между $2,6-2,7 \sqrt{V}$, характерен для атома хлора. Как уже указывалось выше, подобные заключения не могут считаться вполне обоснованными до тех пор, пока дело идет лишь об отдельных случаях.

§ 19. Теоретическое объяснение кривых э. п. с. Здесь мы должны прежде всего сказать, что мы не имеем в виду дать исчерпывающую теорию зависимости э. п. с. от скорости. Такой теории, которая предсказывала бы ход кривых для различных газов в соответствии с экспериментом, сегодня еще не существует, хотя с помощью волновой механики мы уже значительно продвинулись в этом направлении. Так например, прозрачность атомов аргона для медленных электронов поддается без особого труда качественному объяснению, в то время как еще несколько лет назад, пытаясь сделать это с помощью классической теории, приходилось прибегать к крайне искусственным допущениям. Ниже мы приведем существенные для развития теории работы, причем ограничимся в отношении каждой из них изложением основных идей и сравнением некоторых результатов вычислений с опытами.

Ф. Гунд³² первый теоретически рассматривал вопрос о прозрачности атомов аргона для медленных электронов. В своей работе он исследовал, при каких допущениях возможно объяснение этого эффекта с помощью классической теории. Эти допущения оказались, однако, настолько искусственными, что во второй части своей работы он пытался вести исследование с помощью квантовой теории.

Ф. Цвикки³³ пытался объяснить ход кривой э. п. с. для аргона на основе классической теории, предполагая, что при определенном значении скорости электронов пучка между ними и атомными электронами возникают явления резонанса. Количественное рассмотрение оказалось невозможным.

М. Борн³⁴ первый рассмотрел задачу о столкновении между молекулами и электронами с точки зрения квантовой механики. Он построил общую теорию столкновений и дал решение уравнений для случая электронов, обладающих большими скоростями.

Л. Мензинг³⁵ рассчитал с помощью уравнений волновой механики процесс столкновения между атомами и электронами, считая атомы заряженными твердыми сферами. Результаты оказываются значительно отличающимися от тех, которые получаются в аналогичной оптической проблеме (рассеяние света малыми частицами). Количественные данные получены не были, так как подобная модель атома оказалась слишком грубым приближением к действительности.

В. Эльзассер³⁶ также пытался рассматривать явление как подобие рассеяния света мелкими частицами, причем электроны трактовались (как и в работе Борна) как волны с длиной, определяемой соотношением Де-Бройля.

Я. Гольтсмарк³⁷ в целом ряде работ весьма подробно исследовал э. п. с. с теоретической стороны. Он рассчитывал (аналогично рассеянию света маленькими шарами) рассеяние электронных волн в силовом поле, обладающем шаровой симметрией, причем внутри такой сферы величина потенциала (коэффициент преломления) является функцией координат. В этом непостоянстве коэффициента

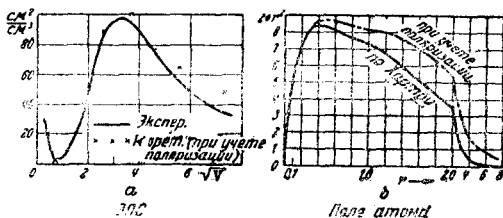


Рис. 15. Вычисленное э.п.с. для атомов криптона (по Гольтсмарку).

преломления и лежит усложнение проблемы по сравнению с оптической. Несмотря на то, что вычисления оказались исключительно сложными, Гольтсмарку удалось получить точные решения уравнений. Этот метод оказался, однако, практически применимым лишь к тяжелым благородным газам, атом-

ные поля которых были известны благодаря исследованиям Гартри³⁸. Полученные вычислением кривые э. п. с. хорошо согласуются с экспериментальными. Для того чтобы получить количественное совпадение, необходимо принимать определенную зависимость поляризации атома от расстояния между ним и электроном пучка.

На рис. 15а приведены кривые э. п. с. криптона, экспериментальная, (—), полученная Рамзауэром³⁹ и Рамзауэром и Коллатом¹⁵, и вычисленная Гольтсмарком⁴⁰ (+++). Рис. 15б изображает поле атома криптона, вычисленное Гартри (—), и поле с учетом поляризации (---).

Аллис и Морзе⁴¹ вычислили кривые э. п. с. по тому же способу, что и Гольтсмарк, считая только ради упрощения атом состоящим из ядра с единственной электронной оболочкой. Благодаря этому значительному упрощению авторы смогли найти числовые величины э. п. с. для многих атомов (рис. 16). Форма вычисленных кривых качественно хорошо совпадает с экспериментальными данными. Особенно интересно резкое различие абсолютной высоты кривых и ясно выступающая зависимость высоты от положения соответствующего атома в периодической системе.

Оппенгеймер⁴² усовершенствовал метод Борна, учтя возмож-

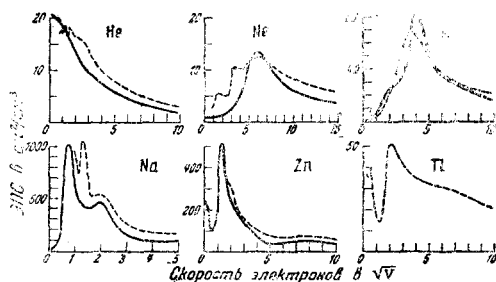


Рис. 16. Кривые э.п.с. для различных элементов. Пунктир — экспериментальные; сплошная линия — теоретические, по Аллису и Морзе.

ность так называемого обмена электронами. При волномеханическом рассмотрении проблемы столкновений, вследствие неразличимости между электронами, принадлежащими пучку и атому, и на основании принципа Паули в решении появляется добавочный член (член обмена). Оппенгеймер дал приближенное решение для такой концепции, но применения его к конкретным случаям не сделал.

Массей и Мор⁴³ применили теорию Оппенгеймера к медленным электронам и получили хорошее совпадение с опытными данными. Главная ценность этой работы заключается в определении функции возбуждения определенных спектральных линий и в исследовании распределения упруго отраженных электронов по направлениям. Здесь обнаружилось (о чем еще будет сказано в конце раздела), что лишь путем „обмена электронами“ можно получить в некоторых случаях согласие между теорией и опытом.

В заключение мы попытаемся, не останавливаясь на подробностях, кратко дать общий ход мыслей, лежащий в основе волномеханического рассмотрения проблемы.

Основной процесс при рассеянии электронных волн можно представить себе согласно Мотту⁴⁴ следующим образом:

1. Атом представляет собой силовое поле с определенным распределением потенциала. Каждый элемент объема рассеивающего атома является источником сферической волны, амплитуда которой пропорциональна потенциалу соответствующего элемента объема и амплитуде существующих там колебаний, которые возникают за счет сферических волн, посылаемых остальными элементами объема. Таким образом здесь учитывается противоположное влияние различных элементов объема атома на рассеяние (Факсен и Гольтсмарк, Аллис и Морзе).

2. При больших скоростях электронов пучка рассеивающая амплитуда обратно пропорциональна их скорости. Поэтому в рассматриваемом случае амплитуда рассеянных колебаний мала по сравнению с амплитудой падающих. Благодаря этому в определенной точке атома колебание состоит, главным образом, из падающей волны. Таким образом каждый элемент объема атома посылает волну, амплитуда которой пропорциональна потенциалу этой точки и амплитуде падающей волны. Отсюда следует, что при больших скоростях электронов противоположным влиянием различных элементов атома на рассеяние можно пренебречь (Борн).

При рассмотрении проблемы согласно п. 2 получается хорошее совпадение между теорией и опытом для быстрых электронов. Однако соответствующий п. 1 общий случай не изображает правильно явлений при малых скоростях электронов. Это может иметь следующие основания:

3. Приближающийся электрон электростатически влияет на распределение зарядов, а следовательно, и на распределение потенциала в рассеивающем атоме. Эти влияния могут быть учтены введением в вычисление энергии поляризации (Гольтсмарк).

4. Для многих случаев, например для сильного обратного рас-

сеяния медленных электронов в гелии и водороде, оказывается недостаточным одного учета поляризации. В этом случае весьма плодотворным оказалось допущение обмена электронов (Оппенгеймер, Массей и Мор).

Д. Экспериментальное исследование элементарных процессов

§ 20. Слагающие э. п. с. В предыдущем мы интересовались только вопросом о том, каково число электронов, подвергающихся воздействиям при столкновении с молекулами газа при определенных условиях опыта. Теперь мы рассмотрим, в чем состоит воздействие молекул на электроны.

В основном воздействие молекулы на электрон можно разбить на два типа:

- 1) изменение направления движения электрона и
- 2) изменение (уменьшение) скорости.

Оба типа воздействий могут сочетаться друг с другом произвольным образом.

Посмотрим, каковы могут быть эти комбинации и каким образом можно установить различие между ними экспериментальным путем. На основании опыта мы должны признать, во-первых, что изменение направления движения электронов может происходить без изменения его скорости, во-вторых—что потеря скорости электроном происходит скачком. Особенное положение занимают случаи, когда скорость уменьшается до нуля. Механизм явления в этом случае отличен от соответствующего частичным потерям скорости.

Таким образом мы различаем три рода воздействия на электрон:

- а) „отклонение“ (без изменения скорости),
- б) „потеря скорости“ (при наличии или без изменения направления),
- с) „захватывание“ (приведение скорости электрона по величине и направлению к скорости соответствующей молекулы).

Явление, помещенное нами в рубрику „а“, называется по Ленарду „фиктивной абсорбцией“; „истинной абсорбцией“ он называл то, что мы называем „захватыванием“. Из рубрики „б“ видно, что потери скорости, не сопровождающиеся изменением направления, являются частным случаем потери скорости вообще.

Потери скорости (рубрика „б“) существенным образом сказываются на форме кривых э.п.с. обычно лишь в области скоростей, больших соответствующих потенциалу возбуждения и ионизации молекул. Это явление подробно разобрано в статье Грота и Пеннинга (Handb. d. Phys. XXIII, первая половина).

Захватывание (рубрика „с“) в рассматриваемом нами случае играет весьма второстепенную роль, потому что для части интересующих нас газов оно вообще отсутствует, в тех же случаях, когда оно имеется налично, это явление не сказывается существенно на величине э. п. с. По данным Лэба ⁴⁵, например, для случая

кислорода из 5 000 столкновений к захватыванию приводит только одно. Таким образом „захватывающее“ поперечное сечение составляет лишь $0,02\%$ всего э. п. с. Явление само по себе представляет, конечно, большой интерес, так как в нем обнаруживаются силы притяжения между электроном и нейтральной молекулой. Однако рассмотрение его выходит за пределы задач настоящего обзора.

Таким образом для области малых скоростей электронов играет роль лишь отнесенное нами в рубрику „а“ явление — отклонение без потери скорости. Наметим ход мыслей, следуя которому мы подробно рассмотрим его в следующем параграфе.

Отклонения без потери скорости (рубрика „а“) могут быть обнаружены уже при сравнительно высоких скоростях электронов. По мере уменьшения скорости число этих отклонений все больше приближается к числу электронов, вообще подвергшихся воздействию, и наконец, при скоростях, ниже некоторой, характерной для каждого газа границы, становится единственным родом взаимодействия между электронами и молекулами. Таким образом при малых скоростях число электронов, подвергшихся воздействию, равно числу электронов, испытавших отклонение без потери скорости. Поскольку эту число в результате измерения э. п. с. определено для многих газов и паров, нам остается только рассмотреть вопрос о том, что происходит с каждым отдельным электроном, т. е. в каком направлении он отклоняется. Мы вернемся к этому в параграфе, посвященном рассмотрению распределения электронов по направлениям.

Сейчас же мы дадим обзор результатов некоторых работ, посвященных отклонению электронов вообще и в своем развитии приведших к исследованию распределения по направлениям отклоненных и рассеянных молекулами электронов. * Затем мы опишем методы, с помощью которых производится исследование распределения электронов по направлениям, дадим примеры результатов, полученных различными авторами, произведем сравнение результатов некоторых теоретических работ с этим опытным материалом и, наконец, обсудим влияние распределения электронов по направлениям на величину э. п. с. при измерениях его различными методами.

§ 21. Работы по вопросу о существовании отклонений без потери скорости. Первые опыты, доказавшие существование отражения электронов без потери скорости (упругое отражение), были поставлены Франком и Гертцем⁴⁶. Они пользовались установкой, схема которой изображена на рис. 17. Электроны, вылетающие из накаливаемой нити F , приобретают желаемую скорость в электрическом поле между F и сеткой N_1 и поступают затем в свободное от поля пространство S , где сталкиваются с молекулами газа (пластинку P следует представлять себе при этом удаленной

* Ниже словом „отклонение“ мы будем обозначать процесс отклонения одного электрона; „рассеяние“ же будет относиться к отклонению многих электронов.

из положения, занимаемого ею на рисунке). Некоторые из попавших в S электронов отражаются от молекул под большими углами и, пройдя сетку N_2 , попадают на улавливающий электрод — кольцеобразную пластинку R , соединенную с гальванометром G_2 . Распределение этих электронов по скоростям может быть определено из кривых задерживающего потенциала (накладываемого между N_2 и R) и сравнением с распределением для электронов, вылетающих из нити. Последнее распределение определяют, помещая подвижную пластинку P , соединенную с гальванометром G_1 , против сетки и измеряя ее заряд в функции наложенного задерживающего потенциала. Как оказывается, обе кривые распределения простираются до одного и того же значения максимальной скорости (на

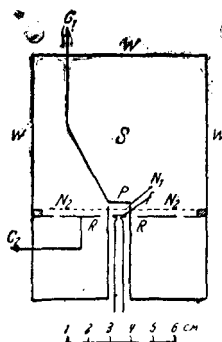


Рис. 17. Доказательство существования упругого отражения в газах (по Франку и Герцу).

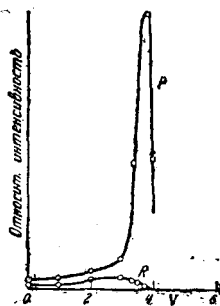


Рис. 18. Распределение по скоростям первичных и отраженных электронов.

рис. 18 показаны кривые для гелия при максимальной скорости электронов в 4 V). Из равенства максимальных скоростей для обоих распределений следует, что по крайней мере часть отраженных электронов испытывает отражение без потери скорости. В случае водорода были получены аналогичные результаты, но там уже можно было заметить потерю скорости, которая особенно ясно обнаружилась для кислорода.

Эти опыты были затем повторены для водорода Бервальдом⁴⁷, который, пользуясь несколько видоизмененной аппаратурой, помимо подтверждения изложенных результатов, получил данные о зависимости количества отраженных электронов от их скорости и от давления газа.

Так как на основании описанных выше опытов Франка и Герца было неясно, какая именно часть отклонений происходит без потери электронами скорости, ими было предпринято новое исследование⁴⁸ при помощи аппаратуры, изображенной на рис. 19. Электроны из нити F ускоряются между F и N и попадают в задерживающее поле между N и улавливающим электродом P , соединенным с галь-

ванометром G . Расстояние x между F и N может быть изменяемо путем передвижения пластинки с прикрепленной к ней нитью F . При неизменном давлении снимались кривые задерживающего потенциала для различных расстояний x (кривые I и II , рис. 20). Несмотря на значительно возросшее при увеличении x (кривая II) число столкновений электронов с молекулами, распределение первых по

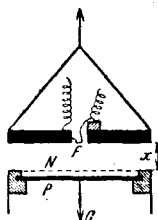


Рис. 19. Доказательство существования упругого отражения в газах (установка по Франку и Герцу).

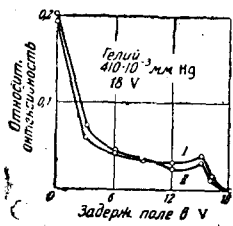


Рис. 20. Кривые задерживающего потенциала (по Франку и Герцу). Кривая I — расстояние между нитью накала и пластинкой 4 мм. Кривая II — 18 мм.

скоростям не изменилось. Из этого следует, что все столкновения происходят без потери скорости.

В дальнейших работах, появившихся много позднее (через 10 и более лет), было исследовано распределение электронов по скоростям для определенных углов отклонения. С очень малыми углами (диффузия) работали Бауман ⁴⁹, Цахман ⁵⁰ и Гольцман ⁵¹. Отклонения на углы порядка 90° были исследованы Коллатом ⁵² и Вернером ⁵³.

В работах первой группы путем измерения распределения интенсивности электронного пучка по обе стороны от его середины исследовалось его расширение при различных давлениях и при различных газах. Применявшаяся для этой цели установка схематически представлена на рис. 21. Электроны вылетают из накаливаемого волоска F и, пролетев диафрагмы 1 и 2 , попадают в свободное от поля пространство S . Электронный прожектор может вращаться вокруг оси, причем угол поворота отсчитывается при помощи указателя на круговой шкале. Против прожектора расположено (неподвижно) приспособление для улавливания электронов, состоящее из узкой щелевой диафрагмы 3 , перпендикулярной плоскости рисунка, и находящегося за щелью фарадеева цилиндра K . Сетки N_1 и N_2 служат для задерживания электронов, обладающих скоростями меньше начальной. На рис. 22 изображены результаты измерений Цахмана для аргона при различных скоростях электронов. В то

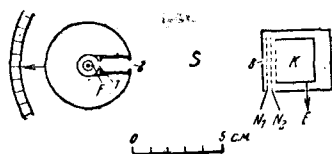


Рис. 21. Измерение рассеяния под малыми углами (по Цахману).

время как при скорости электронов в 6,5 V не обнаруживается никакого заметного расширения пучка при впуске газа, при 11 V расширение оказывается весьма заметным. Если, следуя Цахману, построить зависимость расширения кривой (измеренную на половине ее высоты) от скорости электронов при неизменном давлении газа, то для водорода получится непрерывный подъем кривой в интер-

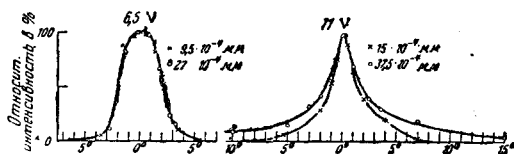


Рис. 22. Распределение по направлениям для аргона при различных давлениях и скоростях (по Цахману).

вале скоростей от 5,5 до $1,5\sqrt{V}$. Для аргона, наоборот, наблюдается максимум при $3,5\sqrt{V}$ с резким спаданием в сторону малых скоростей.

Во второй группе работ были исследованы отклонения под углами, лежащими в определенных узких пределах, благодаря чему можно было получить количественные данные о зависимости угла отклонения от давления газа и скорости электронов. Методика, примененная Коллатом ⁵², состояла в следующем: электроны, испускаемые накалившимся волоском F (рис. 23), образуют, проходя сквозь диафрагмы 1 и 2 пучок, движущийся затем сквозь пространство рассеивания S и улавливаемый фарадеевым

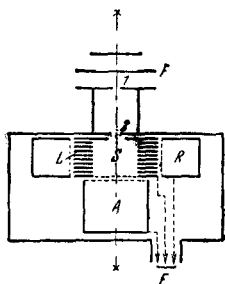


Рис. 23. Измерение рассеяния под прямым углом (по Коллату).

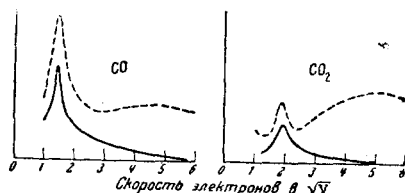


Рис. 24. Э. п. с. (пунктир) и отклонение под прямым углом (сплошная линия).

цилиндром A . Устройство (установка рис. 23 обладает цилиндрической симметрией относительно оси x — x служит для того, чтобы в кольцеобразную ловушку R попадали только те из рассеянных в пространстве S электронов, углы отклонения которых близки к 90° (точнее лежат между 87° и 93°). С этими попадающими в R электронами можно произвести два независимых измерения. Во-первых, можно накладывать на R отрицательные потенциалы различной величины и определять таким образом скорости попадающих в R электронов. Измерения этого рода показали, что во всех исследо-

ванных газах (He, Ne, Ar, Kr, H₂, N₂, CO, CO₂, N₂O, CH₄) имеют место отклонения, не связанные с потерей скорости.* Во-вторых, можно количественно сравнить число электронов, попавших в R , не потеряв скорости (высокий отрицательный потенциал на R), с числом электронов пучка, попадающих в S .

Нанося измеренные таким путем количества электронов в функции их скоростей, мы получаем кривые (рис. 24), имеющие, например в случае окиси углерода и углекислого газа максимумы, лежащие при $1,5 \sqrt{V}$ и $2 \sqrt{V}$ соответственно, т. е. как раз там же, где лежат первые максимумы кривых э. п. с. Что касается вторых максимумов кривых э. п. с., они очевидно, не имеют никакого отношения к упругим соударениям.

Вернер⁵³ с целью подтверждения формулы рассеяния Мотта исследовал в своей работе число отклоненных под углом в 90° электронов при более высоких скоростях (от 40 до 300 V). Он обнаружил вплоть до наивысших из исследованных им скоростей измеримые количества электронов, отклоняющихся под углом 90° без потери скорости.

Следующим шагом исследования распределения электронов по направлениям является нахождение распределения по всем направлениям. Здесь можно различать две группы методов. В первой из них применяются подвижные ловушки, во второй пользуются многими жестко закрепленными ловушками.

§ 22. Способ подвижной ловушки. Этот способ, впервые предложенный Димондом⁵⁴, применялся в дальнейшем с небольшими изменениями многими авторами. Для уяснения существенных черт метода мы рассмотрим простую схему (рис. 25), а к особенностям оригинальных работ вернемся позднее.

Электроны испускаются накалившимся катодом F и, пройдя диафрагмы 1 и 2, попадают в виде пучка в пространство рассеяния S . Неподвергшиеся столкновению электроны пролетают в фарадеев цилиндр A . Для того чтобы можно было все время наблюдать определенную точку пучка (центр S на рис. 25), улавливающее приспособление, состоявшее из диафрагм 3 и 4 и ловушки (фарадеев цилиндр) K , устроено передвигным, причем так, что в любом положении продолжение оси цилиндра и диафрагм проходит через исследуемую точку. При таком расположении, очевидно, исследова-

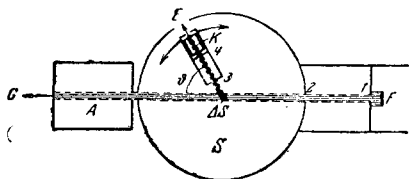


Рис. 25. Рассеяние электронов в газах. Устройство с подвижной ловушкой.

* Данные о потере скорости, получаемые по этому методу, конечно, не отличаются такой определенностью, как в опытах Франка и Герца, потому что здесь скорость электрона определяется после одного единственного столкновения, тогда как в опытах Франка и Герца измеряется скорость электрона после многочисленных столкновений.

нию доступно рассеяние электронов, происходящее в объеме ΔS , определяемом сечением пучка и конфигурацией, а также расположением диафрагм улавливающего приспособления. Этот в высшей степени элегантный метод выделения области рассеяния требует большой точности измерений.

Изменяя угол ϑ между направлениями $F \rightarrow A$ (первичный пучок) и $\Delta S \rightarrow K$ (рассеянный пучок), который мы будем называть углом рассеяния, будем измерять заряд ловушки K , соответствующий каждому значению ϑ . В вакууме не будет наблюдаться никакого заряда до тех пор, пока направления первичного и рассеянного пучков не сблизятся почти до совпадения. При этом начнется быстрое возрастание заряда, достигающего максимальной величины и затем вновь быстро спадающего до нуля. При повторении таких же измерений при

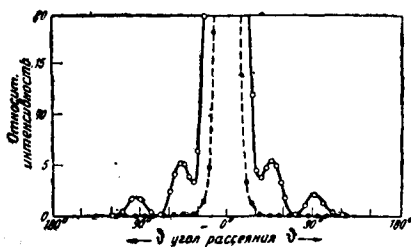


Рис. 26. Рассеяние в ртутном паре при 379 V (по Арноту).

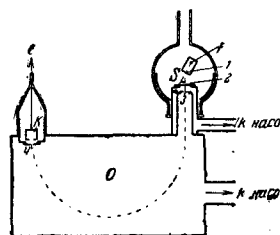


Рис. 27. Установка для исследования распределения по направлениям (по Димонду).

наличии в приборе газа мы будем получать величины заряда, определяемые числом рассеянных в ΔS в данном направлении электронов. Строя кривые, выражающие заряд ловушки, как функцию угла ϑ для вакуума и газа, мы получаем картину, подобную изображенной на рис. 26, заимствованном из работы Арнота⁵⁵. Количеством рассеянных электронов мы будем называть разность между ординатами кривых для вакуума и газа. Кривая, выражающая зависимость этой разности от угла рассеяния, будет искомой кривой распределения. Здесь нужно отметить, что измерения между $\vartheta = +15^\circ$ и $\vartheta = -15^\circ$ выпадают по причине конечности размеров первичного пучка и диафрагм улавливающего приспособления.

Исследование распределения электронов по скоростям может быть в нашем случае осуществлено путем создания задерживающих полей между K и диафрагмой 4 (рис. 25). Наложив достаточно высокий задерживающий потенциал, мы можем непосредственно определять число электронов, рассеиваемых без потери скорости.

При помощи заряжения A оказывается возможным избежать помех со стороны вторичных электронов и положительных ионов. Благодаря этому, описанный метод вполне пригоден для работы с быстрыми электронами. При очень малых скоростях возникают некоторые трудности, обусловленные тем, что количество улавливае-

мых K электронов составляет по причине геометрических особенностей прибора лишь ничтожную часть первичного пучка.

Как уже было указано, первым, применившим установку такого рода к исследованию распределения электронов по направлениям, был Димонд ⁵⁴. В его оригинальном методе, в противоположность только что описанному, неподвижными являлись диафрагмы 2 и 3 улавливающего приспособления (рис. 27), передвигался же источник рассеянных электронов являлась точка пересечения первичного (направление $F \rightarrow I$) и рассеянного пучков (направление $2 \rightarrow 3$). Диафрагмы 2 и 3 и ловушка K у Димонда были разделены для того, чтобы иметь возможность исследовать распределение электронов по скоростям с помощью магнитного поля.

Рассеянные электроны поступают из S сквозь диафрагмы 2 и 3 в D и движутся там под действием магнитного поля по полуокружности, попадая, наконец через диафрагму 4 в K . * Магнитное поле позволяло, с одной стороны, вести исследование распределения электронов по скоростям (способом, описанным в § 10), а с другой — определить число электронов, рассеянных без потери скорости.

Аппаратура, примененная Гарнвеллом ⁵⁶, почти не отличается от таковой Димонда. Различие состояло в способе исследования распределения электронов по скоростям. Гарнвелл пользовался радиальным электрическим полем, отклонявшим электроны на 90° . Следует отметить, что радиальное электрическое поле создает очень хорошую фокусировку при отклонении электронов на угол в 127° . Это было показано Юзом и Мак Милленом ⁵⁷, работавшими с установкой, идентичной с установкой Гарнвелла, но с отклонением электронов вместо 90° на 127° .

В заключение остановимся на конструкции установки, принадлежащей Булларду и Массею ⁵⁸ (рис. 28), интересной потому, что этими авторами были получены весьма ценные результаты как раз для области очень медленных электронов. Источник электронов F вместе с диафрагмами 1 и 2 укреплен неподвижно. Приспособление для улавливания электронов, состоящее из двух направляющих диафрагм 3 и 4 и ловушки K , может поворачиваться при помощи шлифа J . Таким образом схема рис. 28 очень близка к изображенной на рис. 25.

Не следует думать, что во всех изложенных методах получалось совершенно одинаковое направление рассеяния, как это можно

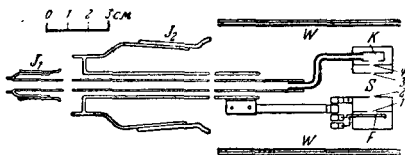


Рис. 28. Установка для исследования распределения по направлениям (по Булларду и Массею).

* Магнитное поле создавалось с помощью большой катушки, расположенной около D , и компенсировалось для других частей аппаратуры катушкой, включенной в обратном направлении,

заключить, исходя из схематического чертежа рис. 25. В действительности дело всегда идет не об отдельном направлении, а о целой группе, лежащей в пределах некоторого угла, определяемого, с одной стороны, расхождением первичного электронного пучка, а с другой — геометрическими соотношениями в улавливающем приспособлении. Так, например, в опытах Буллара и Массея этот интервал углов составлял 11° .

§ 23. Способ неподвижных ловушек. Характерной особенностью описанных до сих пор методов являлась подвижность источника электронов и улавливающего приспособления друг относительно друга. В противоположность этому возможно также пользоваться установками, все части которых неподвижны, но которые зато содержат несколько улавливающих приспособлений, отдельных для каждого направления рассеяния.

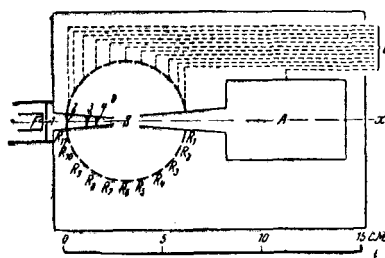


Рис. 29. Схема установки с неподвижными ловушками (по Рамзауэру и Коллату).

Подобное устройство, изображенное на рис. 29, применялось, например, Рамзауэром и Коллатом⁵⁹. Источником электронов являлась нить накала F ; электронный пучок образовывался при помощи диафрагм 1, 2, 3 и 4. Пучок пробегал камеру S и улавливался фардеевым цилиндром A . Вокруг точки S радиусом в 3 см описан шар, состоящий из 11 зон (R_1 — R_{11}) равной ширины, служащих улавливающими приспособлениями (установка рис. 29 симметрична

относительно оси $X-X'$). Этими зонами улавливаются рассеянные газом в области S по различным направлениям электроны. Угол рассеяния в первом приближении дается углом между осью $X-X'$ и линией, соединяющей центр S с серединой соответствующей зоны. Каждая из зон имеет независимый вывод к электрометру, могущему быть присоединенным для измерения заряда к любой из зон при помощи переключателя. Одновременно с этим остальные зоны и цилиндр A присоединяются ко второму электрометру. Таким образом путем последовательного присоединения электрометра к 11 зонам получаются 11 интенсивностей, соответствующих 11 определенным углам рассеяния (точнее, 11 областям рассеяния), величина которых определяется геометрически из величины пути рассеяния пучка и положения зоны. Каждое из полученных значений соответствует некоторому среднему углу рассеяния ϑ_m . Опыт показал, что с помощью этих 11 зон можно с достаточной точностью построить кривую рассеяния. Размеры области рассеяния определяются в этом методе не его существом, а геометрическими свойствами аппаратуры. Нет никаких причин, которые препятствовали бы доведению степени точности этого метода по меньшей мере до свойственной методу подвижной ловушки, тем более что

в отношении интенсивности рассеянных пучков описываемый метод имеет преимущества.

Для области быстрых электронов этот метод применим лишь до известного предела. А именно, для скоростей, лежащих выше потенциала возбуждения молекул, он не дает возможности различать между упруго и неупруго отраженными электронами, при скоростях же, больших потенциала ионизации, результаты искажаются благодаря наличию положительных ионов и вторичных электронов, от которых здесь невозможно избавиться, как это делается в методах с подвижной ловушкой. Зато этот метод чрезвычайно удобен для области весьма малых скоростей, так как благодаря большой поверхности улавливающих рассеянные электроны зон можно работать с очень малыми интенсивностями первичного пучка. Так, например, оказалось возможным без каких-либо неприятностей в смысле недостатка интенсивности или явлений пространственного заряда вести исследования при скоростях в 1 V и ниже.

Полноты ради нужно отметить, что описанное устройство имело предшественника. Рамзауэром и Коллатом применялась первоначально установка с тремя зонами для сравнения рассеяния в прямом (первая зона от 5 до 75°) и обратном (третья зона от 175 до 110°) направлениях. Идея о неподвижном улавливающем приспособлении, регистрирующем электроны определенного направления, имеет еще большую давность и восходит к установке Коллата, описанной в § 21, где электроны, рассеянные под углом в 90°, улавливались неподвижной кольцеобразной ловушкой.

§ 24. Оформление результатов опыта. Прежде чем говорить о результатах опытов, нужно сказать несколько слов о способах их изображения, которых существует два. Оба они обладают своими преимуществами и своими недостатками.

Количество рассеянных электронов может быть отнесено: а) к единице телесного угла; б) к единичной сферической зоне. В первом случае, считая рассеивающую молекулу лежащей в центре сферы, под количеством электронов, рассеянных под углом ϑ , понимают число электронов, попадающих в направлении ϑ внутрь достаточно малого телесного угла (равного, например, $1/100$ единичного). Во втором случае молекула считается лежащей в центре сферы, обладающей осью, совпадающей с направлением первичного пучка. Рассеянными под углом ϑ считаются электроны, падающие в направлении ϑ на сферическую зону, соответствующую углу в 1°. Оба способа связаны переходным множителем, представляющим собой произведение постоянной на синус угла рассеяния; постоянная легко может быть вычислена. Она не играет, однако, существенной роли для дальнейшего, так как в большинстве случаев определяется лишь относительная высота различных частей кривой распределения.

При графическом изображении результатов по каждому из способов можно пользоваться как прямоугольными, так и полярными

координатами, и таким образом оказывается всего четыре способа изображения. Полярные координаты предпочтительнее в смысле наглядности, декартовы—более удобны для вычислений. Для пояснения всех четырех способов оформления результатов рассмотрим простой пример—равномерное рассеяние по всем направлениям, имеющее место, например, при упругом рассеянии пучка малых шаров на большом шаре. На рис. 30 представлен этот случай во всех возможных четырех видах. Постоянство рассеянного количества, хорошо видимое на черт. a_1 и a_2 , переходит на b_1 и b_2 во все более сильное возрастание по мере приближения угла ϑ к 90° , что происходит вследствие пропорциональности поверхности зон синусу этого угла. Изображение с помощью зон имеет тот недостаток, что подробности хода кривой вблизи 0 и 180° выступают очень слабо, так как вследствие умножения на $\sin \vartheta$ концы кривой смазываются. С другой стороны, этот способ в форме b_1 (рис. 30) имеет одно

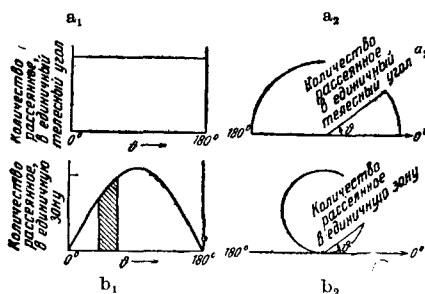


Рис. 30. Различные способы изображения количества рассеянных электронов в функции угла рассеяния.

существенное преимущество: площадь между осью абсцисс, кривой и двумя ординатами (заштрихована на рис. 30, b_1) является непосредственной мерой полного числа рассеянных электронов. Многие авторы пользовались этим для установления связи между измерениями рассеяния и измерениями ε . п. с.

Для того чтобы не затруднять сравнения результатов отдельных опытов между собой,

бой, мы всюду придерживаемся только одного из указанных четырех способов, а именно, способа a_1 . Таким образом все дальнейшие кривые построены в прямоугольных координатах, причем по оси абсцисс откладываются углы от 0 до 180° , а по оси ординат—количества электронов, отнесенные к единице телесного угла.

§ 25. Результаты измерений распределения по направлениям. Относительно распределения подвергшихся рассеянию электронов по направлениям в настоящее время имеется весьма богатый опытный материал. Ход кривых рассеяния для Ne, Ar, Kr, Xe, H_2 и CO_2 известен в интервале от 800 до 1 V, для паров ртути от 800 до 8 V, для N_2 и CH_4 от 800 до 4 V и для CO_2 от 10 до 1 V. Нужно отметить, что результаты различных авторов не только не противоречат друг другу, но, наоборот, хорошо совпадают между собой.

Все произведенные до сих пор измерения перечислены в алфавитном порядке по авторам в табл. 2. Наиболее существенные результаты принадлежат Арноту, работавшему по преимуществу с высокими скоростями (от 800 до 30 V), Булларду и Массею, исследовавшим область средних скоростей (30—4 V), и наконец,

Рамзауэру и Коллату, изучавшим рассеяние при скоростях ниже потенциала возбуждения и доходившим до 0,5 V. Все приводимые здесь данные взяты нами из работ этих авторов, так как их результаты целиком охватывают и результаты всех других как в отношении области исследованных скоростей, так и в отношении углов. Все авторы, за исключением Рамзауэра и Коллата, применявших для исследования аппаратуру, описанную в § 23, пользовались способом подвижной ловушки.

Мы начнем с прекрасных кривых Арнота⁵⁵, относящихся к ртутному пару при скоростях электронов от 800 до 8 V (рис. 31 и 32). Абсциссами являются значения угла ϑ , изменяющегося от 0 до

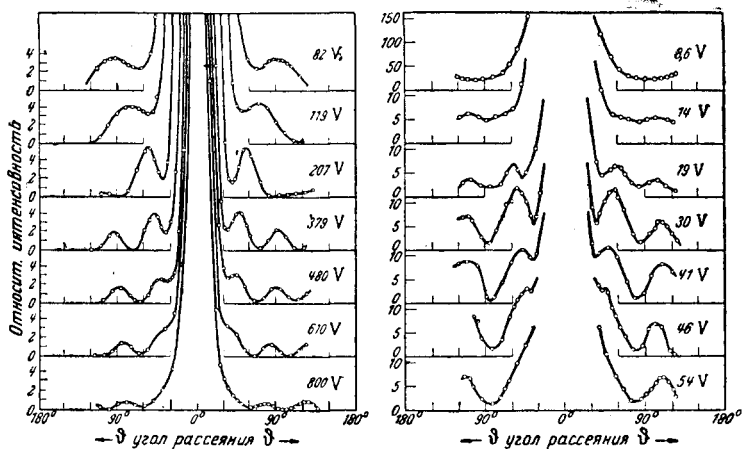


Рис. 31 и 32. Рассеяние в парах ртути при различных скоростях электронов (по Арноту).

180°, ординатами — количества рассеянных электронов в относительных единицах. При этом, следуя Арноту, мы пользуемся двусторонним изображением, при котором угол рассеяния пробегает значения от 0 до 180° в обе стороны от направления пучка. Таким образом на каждом из чертежей рис. 31 и 32 находится по две кривых, если их понимать в смысле черт. а, рис. 30.

Уже сам Арнот указал на большое сходство кривых рассеяния электронов с кривыми рассеяния света на беспорядочно распределенных маленьких шариках. Последнее явление состоит, как известно, в том, что в направлении распространения пучка наблюдается главный максимум интенсивности, вокруг которого на равных расстояниях располагаются побочные максимумы, высота которых убывает по мере удаления от главного максимума. Эти побочные максимумы, имеющие на рисунке порядок до четвертого включительно, в полном согласии с тем, что наблюдается при рассеянии света, по мере уменьшения длины волны, т. е. увеличения скорости электронов, все более и более приближаются к главному

ТАБЛИЦА 2

Исследования распределения по направлениям (в алфавитном порядке по авторам). (Последние три работы появились после написания статьи и кратко реферируются в добавлении)

А в т о р	Журнал	Интервал скоростей, V	Интервал углов, °	Исследованные газы
F. L. Arnot	Proc. Roy. Soc. (London) 125 660, 1929	80	5—70	Hg
„	Proc. Roy. Soc. (London) 130, 655, 1931	8,6—800	18—126	Hg
„	Proc. Roy. Soc. (London) 133, 615, 1931	30—800.	10—120	Ne, Ar, Kr, Xe, H ₂ , N ₂ , CO, CH ₄
E. C. Bullard a. H. S. Mas- sey	Proc. Roy. Soc. (London) 130, 579, 1931	4—40	15—125	Ar
E. C. Bullard a. H. S. Mas- sey	Proc. Roy. Soc. (London) 133, 637, 1931	4—40	10—130	He, Ne, H ₂ , N ₂ , CH ₄
E. G. Dymond	Nature 118, 336, 1926	100—400	0—90	He
„	Phys. Rev. 29, 433, 1927	50—400	0—90	He
E. G. Dymond a. E. E. Wat- son	Proc. Roy. Soc. (London) 122, 571, 1929	100—400	0—60	He

G. P. Harnwell	Proc. Nat. Acad. Am. 14, 546, 1928	200—800	—	He, H ₂
.	Phys. Rev. 33, 559, 1929	70—360	0—90	He, Ne, H ₂ , N ₂
A. L. Hughes a. J. H. Mc Millen	. . . 39, 589, 1932	50—550	10—170	Ar
J. H. Mc Millen	. . . 36, 1034, 1930	50—150	7—60	He, Ar, H ₂
J. M. Pearson a. W. N. Arn- guist	. . . 37, 970, 1931	100—200	30—120	Hg
C. Ramsauer u. R. Kollath	Naturwiss. 32, 688, 1931	1—20	15—167	He, Ne, Ar, H ₂ , CO, CO ₂
" "	Phys. Z. 32, 867, 1931	1—20	15—167	He, Ne, Ar, H ₂ , CO, CO ₂
" "	Ann. Phys. 12, 529, 1932	1—20	15—167	He, Ne, Ar, H ₂ , CO, CO ₂
" "	. . . 12, 837, 1932	0,6—20	15—167	Ar, Kr, Xe
D. C. Rose	Canad. Journ. Res. 3, 174, 1930	8—49	0—50	He, Hg—He
A. L. Hughes a. J. H. Mc Millen	Phys. Rev. 41, 39, 1932	35—340	0—170	H ₂
A. L. Hughes, J. H. Mc Millen a. G. M. Webb.	. . . 41, 159, 1932	25—700	0—170	He
J. T. Tate a. R. R. Palmer	. . . 40, 731, 1932	80—700	10—130	Hg

и в конце концов становятся недоступными наблюдению. Эта точная аналогия между рассеянием электронов и рассеянием света сохраняется, однако (в существенных чертах), лишь для больших скоростей электронов и не распространяется на область, где обнаруживаются индивидуальные особенности кривых э. п. с. Отклонения от нее, наблюдающиеся в парах ртути при медленных электронах, объясняются тем, что с возрастанием скорости внешний максимум сначала движется наружу и только затем, следуя упомянутой аналогии, начинается двигаться внутрь.

Для дальнейшего опытного материала аналогия со светом представляет также определенную ценность, по крайней мере до тех пор, пока скорость электронов не становится слишком малой.

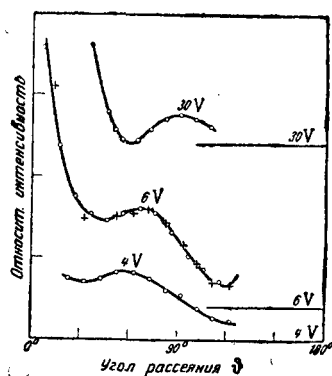


Рис. 33. Рассеяние в аргоне (из кривых Булларда и Массея).

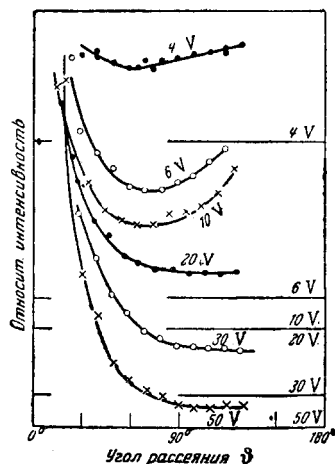


Рис. 34. Рассеяние в гелии (по Булларду и Массею).

Кривые рис. 33, заимствованные из работы Булларда и Массея⁶⁰, имеют тот же характер, что и кривые для паров ртути, причем, однако, первый побочный максимум движется по мере возрастания скорости наружу. Это подобие с ртутными парами обнаруживают также и благородные газы Ne, Ar, Kr, Xe, как это было показано для быстрых электронов Арнотом. Кривая для 50 V на рис. 34 (заимствован из работы Булларда и Массея⁶¹) также может быть подведена под аналогию со светом, если считать, что первый минимум настолько далеко распространился наружу, что первый побочный максимум стал ненаблюдаем, как это бывает в оптике при очень мелких частицах (подобные же явления наблюдал Арнот в CO, H₂, N₂ и CH₄ для скоростей от 800 до 30 V⁶²). Из остальных кривых рис. 34 можно видеть, как минимум постепенно становится все более ясно выраженным по мере уменьшения скорости электронов и движется внутрь. Особо следует отметить еще сильное уменьшение рассеяния под малыми углами по мере уменьшения скорости электронов. Например, в гелии при 4 V наблюдается

почти равномерное распределение рассеянных электронов по направлениям.

Явления рассеяния становятся исключительно разнообразными при дальнейшем понижении скорости электронов — в пределах 1 В и ниже. Чтобы показать разнообразие кривых для этого интервала скоростей, на рис. 35—37 схематически показано „прямое“ (рис. 35),

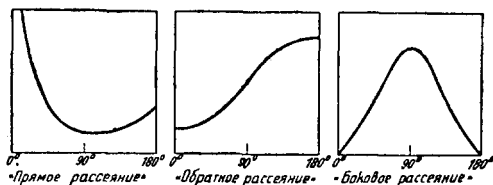


Рис. 35—37. Различные типы кривых рассеяния при самых малых скоростях электронов.

„обратное“ (рис. 36) и „боковое“ (рис. 37) рассеяние. Данные, касающиеся этой области, заимствованы из работ Рамзауэра и Коллата⁶³, единственных, посвященных рассеянию электронов при скоростях ниже 4 В.

„Обратное“ рассеяние наблюдается у водорода при скоростях ниже 2 В, у СО — ниже 1,5 В, у гелия — около 4—5 В. Вследствие

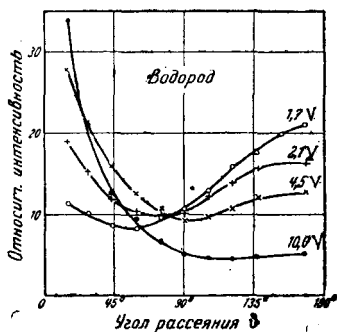


Рис. 38. Переход от прямого к обратному рассеянию в водороде (по Рамзауэру и Коллату).

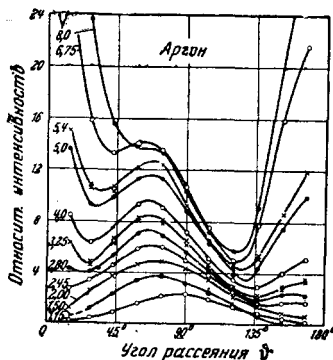


Рис. 39. Переход к боковому рассеянию в аргоне (по Рамзауэру и Коллату).

этого эти явления отмечены у Булларда и Массея лишь для гелия (при 4 В). На рис. 38 можно видеть, как по мере уменьшения скорости электронов „прямое“ рассеяние в водороде превращается в „обратное“. Весьма отчетливо видно (с правой стороны рис. 38), как по мере уменьшения числа вольт уменьшается число электронов, рассеянных под малыми, и возрастает число электронов, рассеянных под большими углами. Это „обратное“ рассеяние было обнаружено Рамзауэром и Коллатом⁶⁹ при помощи их при-

бора с тремя зонами. „Отношение рассеяния“ для скорости в 1 V в водороде и окиси углерода было равно $\frac{1}{2}$, т. е. на переднюю половину сферы попадало примерно вдвое меньше электронов, чем на заднюю.

„Боковое“ рассеяние в чистом виде обнаруживается для аргона при скоростях около 2 V, для криптона—между 2 и 1,5 V. Рис. 39 показывает, как рассеяние для аргона при 4 V переходит по мере уменьшения скорости в „боковое“ рассеяние.

В заключение покажем на нескольких примерах, насколько хорошо совпадение между измерениями различных авторов, несмотря на то, что исследования велись различными методами. На рис. 40 изображены кривые, полученные Арнотом⁵⁵ и Пирсоном и Арнквистом⁶⁴ для ртутных паров при скоростях электронов в 200 V, на

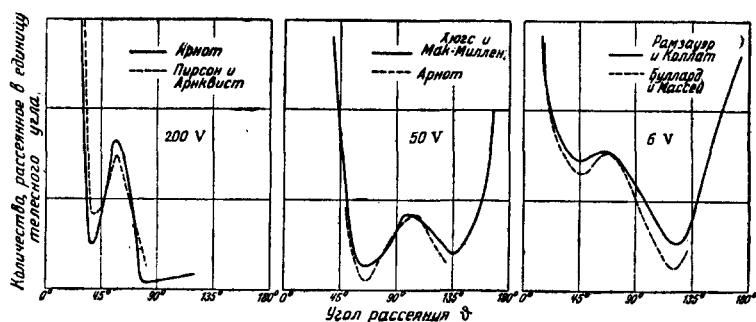


Рис. 40—42. Распределение по направлениям (по различным авторам).

рис. 41—кривые Юза и Мак-Миллена и Арнота для аргона при 50 V и, наконец, на рис. 42—кривые Булларда и Массея⁶⁰ и Рамзауэра и Коллата⁶⁵ для аргона при 6 V. Во всех этих случаях, как и во многих других, результаты различных авторов вполне согласуются между собой и ни в одном случае не наблюдается противоречий.

§ 26. СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ И ТЕОРЕТИЧЕСКИХ ДАННЫХ О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ЭЛЕКТРОНОВ ПО НАПРАВЛЕНИЯМ. Теоретическое вычисление кривых распределения по направлениям находится в определенной связи с теоретическим исследованием полного э. п. с. (Напомним о возможности вычисления э. п. с. непосредственно из кривых распределения по направлениям (§ 24) при допущении, что взаимодействия между электронами и молекулами сводятся исключительно к отклонению электронов.) Поэтому сейчас мы дадим краткий обзор сделанных до сих пор попыток вычисления кривых распределения по направлениям в связи с теориями, предложенными для объяснения э. п. с.

На рис. 43 приведены кривые, полученные путем расчетов на основании теории Борна⁶⁶. Они хорошо воспроизводят результаты опыта для быстрых электронов. Эта теория, однако, не могла объ-

яснить подъем кривых для больших значений углов рассеяния. Теория Гольтсмарка⁶⁷, применимость которой не ограничивается областью высоких скоростей электронов, хорошо воспроизводит в качественном отношении сложное распределение по направлениям, наблюдаемое для тяжелых благородных газов при медленных электронах (рис. 44). (Следует иметь в виду, что на рис. 43 и 44 для различных кривых ось абсцисс в целях большей наглядности сдвинута; ее истинное положение относительно соответствующих кривых указывается горизонтальными черточками в правой части рисунков). Вычисления с помощью упрощенных представлений о силовых полях атомов по способу Аллиса и Морзе⁴¹ дают удовлетворительное совпадение с опытом для скоростей электронов

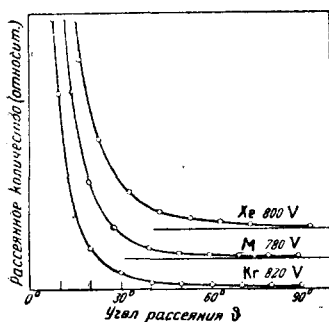


Рис. 43. Рассеяние при больших скоростях электронов (кружки—данные опыта по Арноту, прямые—результаты вычислений Арнота по теории Борна).

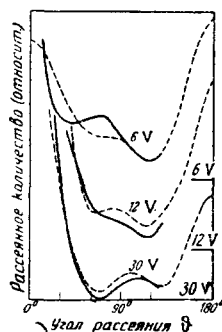


Рис. 44. Кривые рассеяния в аргоне (сплошная линия — данные опыта по Булларду и Массею; пунктир — результаты вычислений Булларда и Массея по теории Гольтсмарка).

между 40 и 20 V. Для скоростей меньших 20 V эти упрощения оказываются уже недопустимыми. Теория Оппенгеймера⁴², учитывающая «обмен электронами», вносит в исследование совершенно новые моменты. Массей и Мор⁴³, проводившие вычисления по методу Оппенгеймера, показали, что этот метод может дать качественное воспроизведение результатов опытов в отношении замечательного факта появления «обратного» рассеяния для водорода и гелия при малых скоростях (рис. 45). Объединения теорий Гольтсмарка и Оппенгеймера, т. е. одновременный учет поляризации атомов и обмена электронами, до сих пор еще не сделано.

§ 27. Следствия из распределения по направлениям. Ниже мы рассмотрим значение, которое имеют кривые распределения по направлениям для измерений э. п. с., в особенности же влияние размеров диафрагм при использовании прямыми методами. В связи с этим мы коротко остановимся на различии между измерениями «диффузионного» (Тоунсенд) и эффективного (Рамзауэр)

поперечного сечения. Для наглядности будут приведены некоторые примеры.

Измерения с одной ловушкой. а) Вариирование размеров диафрагм применительно к методу одной ловушки производилось Гринем¹ для гелия, аргона, водорода и ртутных паров при скоростях электронов от 11 до 196 В и Пальмером²² для гелия и ртутных паров при скоростях между 20 и 135 В. В качестве

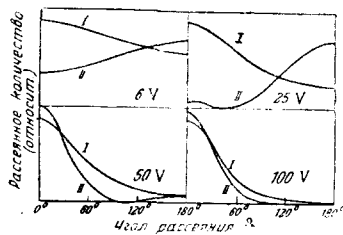


Рис. 45. Объяснение обратного рассеяния обменом электронов. I—без учета обмена (Борн), II—при учете рассеяния (Оппенгеймер). Кривые по Массею и Морзу.

примера рассмотрим ртутный пар при 82 В, т. е. случай, который в смысле соотношений, наблюдаемых в обычной области исследования э. п. с., должен рассматриваться как крайний. Для того чтобы уяснить себе действие установки с одной ловушкой, обратимся к рис. 31, из которого видно, что для ртутных паров при 82 В очень резко выражено рассеяние в интервале углов от 0 до 60°, и меньший максимум, лежащий при больших углах рассеяния, весьма мал по сравнению с ним. Для дальнейших

рассуждений идеализируем эту кривую, положив, что рассеяние происходит только в некотором среднем направлении, например под углом в 30°. В таком случае для прибора, изображенного на рис. 46а, для которого при узкой диафрагме 3 (не показанной на чертеже) поглощающий отрезок простирался бы от F до диафрагмы 3, при

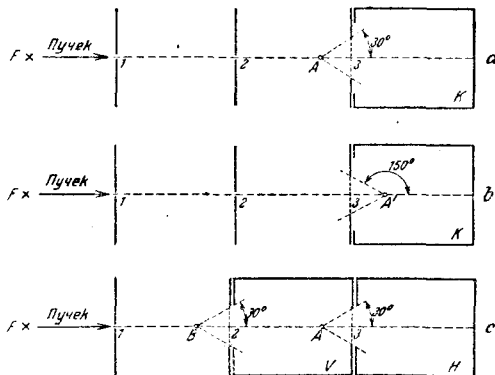


Рис. 46. Схемы установок для исследований э.п.с.

наличии широкой диафрагмы этот отрезок окажется простирающимся лишь от F до A, т. е. будет короче, чем ему следует. Произойдет это потому, что в ловушку в качестве „нерассеянных“ электронов будут попадать также и электроны, рассеянные в точке A под углом в 30°. Раз истинная длина пути поглощения оказа-

лась меньше, чем она принимается при вычислении $Q_{эфф}$ по формуле (4) § 7, величина l в знаменателе окажется больше действительной и вычисленное $Q_{эфф}$ будет меньше истинного. Числовая величина этого уменьшения $Q_{эфф}$ была определена Пальмером для паров ртути при 82 V при помощи введенных выше идеализированных соотношений. Он показал, что найденная им экспериментальная зависимость $Q_{эфф}$ от размеров диафрагмы приблизительно соответствует предсказываемой вычислениями. В противоположность этому Грин не нашел никакой заметной зависимости величины $Q_{эфф}$ от размеров диафрагмы.

б) Из рассуждений, совершенно подобных приведенным в п. „а“, следует, что при ярко выраженном рассеянии под большими углами величина $Q_{эфф}$, измеренная при больших диафрагмах, окажется слишком большой. В правильности этих результатов, кажущихся на первый взгляд неожиданными, легко можно убедиться, рассмотрев рис. 46 б, взяв для наглядности опять крайний случай, а именно считая, что все рассеянные электроны рассеиваются под углом 150° . При узкой диафрагме 3 (не показанной на рисунке) отрезок поглощения имел бы длину от F до 3. При широкой диафрагме он оказывается длиннее — равным расстоянию между F и A' , вследствие того, что электроны, рассеянные в точке A' под углом в 150° , еще не улавливаются ловушкой.

Из всего этого ясно, что при работе с одной ловушкой полученным результатам нельзя приписывать абсолютного значения, особенно в отношении высоты кривых, до тех пор пока не произведено точное исследование условий опыта.

Измерения с двумя ловушками. Как показывают приведенные выше примеры, для того чтобы избежать ошибок при измерениях с одной ловушкой, необходимо иметь диафрагмы бесконечно малых размеров. Того же самого можно, однако достигнуть и другим путем — пользуясь двумя ловушками. На рис. 46 рассмотрен случай применения двух ловушек при тех же условиях, что были рассмотрены в „а“ (рассеяние только под углом в 30°). Диафрагмы 2 и 3 должны быть одинаковой величины. * Измеряются количества электронов, попадающие в обе ловушки ($V+H$) и в одну вторую (H). Эти измерения дают нам, однако, интенсивности пучка не в точках 2 и 3, а в точках A и B , что совершенно ясно из рисунка. Рассеяние поглощения равно, таким образом, не отрезку $2 \rightarrow 3$, но отрезку $B \rightarrow A$. Это расстояние, однако, в точности равно входящей в уравнение (4) длине $2 \rightarrow 3$ ловушки V . Таким образом при работе с двумя ловушками с одинаковыми диафрагмами измеряемые значения э. п. с. принципиально не зависят от размеров диафрагм. Это, конечно, справедливо лишь постольку,

* При работе с двумя ловушками и сильно различающимися размерами диафрагм получается то же, что и при одной ловушке. Так, например, сильное расхождение результатов Брюхе для водорода и азота объясняется тем, что в первом методе (1а) им применялись диафрагмы весьма различной величины, тогда как во втором (1с) величина диафрагм была одинакова.

поскольку геометрические соотношения для обеих диафрагм могут поддерживаться в точности одинаковыми. Трудностей в этом направлении можно ожидать в тех случаях, когда количество электронов, действительно * рассеянных под весьма малыми (или весьма большими) углами, превосходит количество рассеянных под средними углами на порядок величины. В области скоростей меньших 50 V с таким положением встречаться не приходится.

„Диффузионное“ и „эффективное“ поперечное сечение. С помощью соображений, подобных изложенным выше, можно уяснить некоторые различия между измерениями э. п. с., произведенными по методу Тоунсенда и Рамзауэра. Расхождения должны наблюдаться вследствие существенного различия принципов, лежащих в основе обоих методов. Благодаря существованию распределений электронов по скоростям, быстро изменяющихся с изменением скорости электронов, должны наблюдаться не только различия в высоте кривых, но также и смещения максимумов кривых вдоль оси абсцисс.

Этим путем, положив в основу кривые э. п. с., полученные Брюхе¹⁶, распределение электронов по направлениям, найденное Рамзауэром и Коллатом⁶⁵, легко объяснить расхождение результатов исследования водорода тем и другим методом⁶⁸. Следует указать, однако, что изложенного недостаточно для объяснения всех расхождений, обнаруживающихся между результатами исследований по методу Тоунсенда и по методу Рамзауэра.

(Окончание следует)

ЛИТЕРАТУРА

1. M. C. Green, Phys. Rev. **36**, 239, 1930.
2. K. K. Palmer, Phys. Rev. **37**, 70, 1931.
3. C. E. Normand, Phys. Rev. **35**, 1217, 1930.
4. C. Ramsauer u. K. Kollath, Ann. d. Phys. **3**, 536, 1929; **4**, 91, 1930.
5. E. Brüche, Ann. d. Phys. **84**, 279, 1927.
6. M. Rusch, Phys. Z. **26**, 748, 1925.
7. H. Gärtner, Ann. d. Phys. **8**, 134, 1931.
8. H. B. Wahlin, Phys. Rev. **37**, 260, 1931.
9. R. B. Brode, Phys. Rev. **25**, 636, 1925; **39**, 547, 1932.
10. E. Brüche, Ann. d. Phys. **1**, 93, 1929; **2**, 909, 1929.
11. F. Schmieder, Z. Electrochem. **36**, 700, 1930.
12. W. Holst u. J. Holtsmark, D. Kong. Norske Vid. Selskab. **4**, 89, 1931.
13. R. Kollath, Phys. Z. **31**, 985, 1930.
14. C. Ramsauer, Jahrb. d. Radioakt. **19**, 345, 1923.
15. C. Ramsauer u. R. Kollath, Ann. d. Phys. **3**, 536, 1929.
16. E. Brüche, Ann. d. Phys. **82**, 912, 1927.
17. C. Ramsauer u. K. Kollath, Ann. d. Phys. **4**, 91, 1930.
18. E. Brüche, Ann. d. Phys. **83**, 1065, 1927.
19. R. B. Brode, Phys. Rev. **34**, 673, 1929.

* Т. е. не просто ординаты кривой распределения, но ординаты, умноженные на синусы углов рассеяния.

20. R. B. Brode, Phys. Rev. **35**, 504, 1930.
21. R. B. Brode, Phys. Rev. **37**, 570, 1931.
22. M. F. Skinner u. J. V. White, Phil. Mag. **46**, 630, 1923.
23. C. Ramsauer u. R. Kollath, Ann. d. Phys. **7**, 176, 1930.
24. E. Brüche, Ann. d. Phys. **4**, 387, 1930.
25. E. Brüche, Ann. d. Phys. **5**, 281, 1930.
26. C. Ramsauer, Ann. d. Phys. **64**, 513, 1921.
27. J. S. Townsend, Phil. Mag. **42**, 873, 1921.
28. E. Brüche, Ann. Phys. **81**, 537, 1926.
29. E. Brüche, Ann. Phys. **82**, 25, 1927.
30. H. Beuthe, Ann. Phys. **84**, 949, 1927.
31. E. Brüche, Ergebs. d. Exakt. Naturwiss. **VIII**, 185, 1929.
32. F. Hund, Z. Physik **13**, 241, 1923.
33. F. Zwicky, Phys. Z. **24**, 171, 1923.
34. M. Born, Z. Physik **38**, 803, 1926.
35. L. Mensing, Z. Physik **45**, 603, 1927.
36. F. Elsasser, Z. Physik **45**, 522, 1927.
37. H. Faxen u. J. Holtsmark, Z. Physik **45**, 307, 1927; J. Holtsmark, Z. Physik **48**, 231, 1928; **52**, 485, 1928; **55**, 437, 1929; **66**, 49, 1930.
38. D. R. Hartree, Proc. Cambridge, Phil. Soc. **24**, 89, 1928.
39. C. Ramsauer, Ann. Phys. **72**, 345, 1927.
40. J. Holtsmark, Z. Physik **66**, 46, 1930.
41. W. P. Allis u. P. M. Morse, Z. Physik **70**, 567, 1931.
42. J. R. Oppenheimer, Phys. Rev. **32**, 361, 1928.
43. H. S. W. Massey a. C. B. O. Mohr, Proc. Roy. Soc. (London) **132**, 605, 1931.
44. H. F. Mott, Proc. Roy. Soc. (London) **125**, 222, 1929.
45. L. B. Loeb, Phil. Mag. **43**, 229, 1922.
46. J. Franck u. F. Hertz, Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 373, 1913.
47. H. Bärnard, Ann. Phys. **76**, 829, 1925.
48. J. Franck u. G. Heitz, Verh. d. Phys. Ges. **15**, 613, 1913.
49. P. Baumann, Dissert. Heidelberg. 1923.
50. E. Zachmann, Ann. Phys. **84**, 20, 1927.
51. O. Holzman'n, Ann. Phys. **86**, 214, 1928.
52. R. Kollath, Ann. Phys. **87**, 259, 1928.
53. S. Werner, Proc. Roy. Soc. (London) **134**, 202, 1931.
54. J. G. Dymond, Phys. Rev. **29**, 433, 1927.
55. F. L. Arnot, Proc. Roy. Soc. (London) **130**, 655, 1931.
56. J. P. Harnwell, Phys. Rev. **31**, 634, 1928; **33**, 559, 1929.
57. A. L. Hughes u. J. H. Mc Millen, Phys. Rev. **34**, 291, 1929.
58. E. C. Bullard a. H. S. W. Massey, Proc. Roy. Soc. (London) **130**, 579, 1931; **133**, 637, 1931.
59. C. Ramsauer u. R. Kollath, Ann. Phys. **9**, 766, 1931; **12**, 529, 1932.
60. E. C. Bullard a. H. S. W. Massey, Proc. Roy. Soc. (London) **130**, 579, 1931.
61. E. C. Bullard a. H. S. W. Massey, Proc. Roy. Soc. (London) **133**, 637, 1931.
62. F. L. Arnot, Proc. Roy. Soc. (London) **133**, 615, 1931.
63. C. Ramsauer a. R. Kollath, Ann. Phys. **12**, 529, 1932; **12**, 837, 1932.
64. J. M. Pearson a. W. N. Arnquist, Phys. Rev. **37**, 970, 1931.
65. C. Ramsauer u. R. Kollath, Ann. Phys. **12**, 529, 1932.
66. F. L. Arnot, Proc. Roy. Soc. (London) **133**, 632, 1931.
67. E. C. Bullard a. H. S. W. Massey, Proc. Roy. Soc. (London) **133**, 647, 1931.
68. R. Kollath, печатается в Ann. Phys.