

539.186

РЕЗОНАНСЫ В РАССЕЯНИИ ЭЛЕКТРОНОВ НА АТОМАХ И ИОНАХ***В. И. Лендъел, В. Т. Навроцкий, Е. Н. Сабад*****СОДЕРЖАНИЕ**

1. Введение	425
2. Теория	427
2.1. Метод сильной связи	429
2.2. Диагонализационный метод	430
2.3. матричный метод	432
3. Экспериментальная техника	433
4. Атом водорода	438
5. Атом гелия	440
6. Ион гелия	443
7. Атомы щелочных металлов	445
7.1. Атом лития	446
7.2. Атом натрия	447
7.3. Атом калия	449
7.4. Атом цезия	449
8. Ионы щелочных и щелочноземельных элементов	451
9. Атомы второй группы	456
10. Поляризационные эффекты в рассеянии	460
11. Заключение	463
Список литературы	464

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы наблюдается возрастание интереса к процессам рассеяния электронов на атомах и ионах. Это связано с тем, что данные об элементарных процессах, происходящих при столкновениях электронов с атомами и ионами, оказываются важными для успешного развития таких направлений современной физики и новой техники, как физика плазмы, лазерная техника, термоядерная энергетика, квантовая химия, астрофизика, физика верхней атмосферы, физика ядерных реакций с тяжелыми ионами и т. д. Так, одним из способов накачки газовых лазеров является возбуждение атомов и ионов электронным ударом. Во всех этих процессах важную роль играют квазистационарные состояния системы «мишень + налетающий электрон», распад которых приводит к сложной резонансной структуре сечений рассеяния. Оказывается, имеет место поразительное подобие между этими резонансами и давно известными резонансами в рассеянии нуклонов на ядрах, проходящими через компаунд-состояние. Более того, резонансы такого типа были обнаружены и в рассеянии «элементарных» частиц друг на друге (например, **πN -рассеянии**), что как раз свидетельствует о сложной (кварковой) структуре этих частиц.

На III Международной конференции по электрон-атомным столкновениям в 1963 г. Г. Мессии охарактеризовал открытие этих резонансов как одно из наиболее волнующих достижений в атомной физике за последние двадцать лет. С тех пор теоретические и экспериментальные исследования резонансов неизменно остаются важным направлением современной атомной физики.

Первые указания на существование квазистационарных состояний атомных систем были получены Дж. Франком с сотрудниками еще в 1921 г. при исследовании некоторых особенностей разряда в неоне. Для объяснения этих особенностей Франк предположил, что когда электрон из внешней оболочки атома неона возбуждается на незаполненную орбиталь, возможен захват налетающего электрона и образование возбужденного отрицательного иона неона.

Спустя некоторое время аналогичные явления были обнаружены также и в других атомах. Однако из-за трудностей получения достаточно интенсивных источников монохроматических электронов, а также из-за отсутствия интереса, связанного с приложениями, эти работы не получили дальнейшего развития. Обширные систематические экспериментальные исследования резонансов были возобновлены лишь в начале 60-х годов, так как к этому времени были получены пучки электронов с достаточно высокой степенью моноэнергетичности при довольно сильных токах ($\sim 10^{-7}$ А).

Возрождению широкого интереса к резонансам в атомных системах способствовало появление пионерской теоретической работы Уго Фано ¹, в которой было показано, что интерференция дискретного квазистационарного состояния с прилегающим континуумом приводит к резонансам в сечениях упругого рассеяния и возбуждения. Доведение теоретических результатов до конкретного числа требовало выполнения большого объема вычислительной работы, что стало возможным лишь с использованием современных быстродействующих ЭВМ. Были развиты методы, которые еще до появления экспериментальных работ позволили рассчитать резонансные эффекты в процессах рассеяния электронов на атоме водорода. Например, в работе Бэрка и Шэя ² было обнаружено существование резонанса в упругом рассеянии электрона на водороде ниже порога возбуждения. Объяснение механизма возникновения этих резонансов было предложено Гайлитисом и Дамбургом ³.

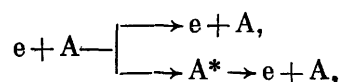
Первым экспериментально обнаруженным резонансом был ²S-резонанс, обнаруженный Шульцем ⁴ в упругом $e + \text{He}$ рассеянии, который лежит примерно на 0,5 эВ ниже порога ²S He.

В дальнейшем, в связи со значительно возросшим интересом к проблеме исследования резонансной структуры сечений, были найдены резонансы при рассеянии электронов на атомах и ионах инертных газов ^{5,6}, щелочных ⁷⁻⁹ и щелочноземельных элементов ¹⁰⁻¹¹, атомах ртути ¹², а также на молекулах ¹³.

Вопросу изучения резонансных явлений в рассеянии посвящен целый ряд превосходных обзоров (см., например, ¹⁴⁻²⁰). Однако за последние годы было выполнено большое количество новых экспериментальных и теоретических работ, посвященных изучению резонансов. Поэтому представляет несомненный интерес освещение современного состояния этого вопроса.

Рассмотрим столкновение электрона с некоторой сложной мишенью, которая может быть атомом либо ионом. Ниже мы ограничимся рассмотрением области энергий электрона, при которых может возбуждаться лишь ограниченное число низших возбужденных состояний мишени А. Оказывается, что при некоторых энергиях налетающего электрона возможно возбуждение мишени с одновременным захватом электрона, в результате чего образуется короткоживущее квазисвязанное состояние системы $e + A$. В случае, если А есть однократный положительный ион, эти состояния представляют собой возбужденные состояния нейтрального атома, расположенные в области непрерывного спектра. Их называют резонансными или автоионизационными состояниями (АИС), так как они могут самопроизвольно распадаться на электрон и ион в основном, либо в возбужденном состоянии. В случае же, если мишенью является нейтральный атом, образующиеся состояния представляют собой состояния отрицательного иона, которые также могут распадаться на электрон и атом в основном, либо возбужденном состоянии. Та-

кие состояния в литературе обычно называют автоотрывными. Тем не менее, и в этом случае иногда употребляют термин «автоионизационные состояния». В целях упрощения терминологии мы также будем пользоваться этим термином. Вообще говоря, АИС могут распадаться и радиационным путем, когда продуктами распада является фотон и атом (ион) в основном или возбужденном состоянии. Однако в дальнейшем мы ограничимся рассмотрением процессов с участием таких АИС, радиационными распадами которых можно пренебречь. Тогда в процессе рассеяния при определенной энергии налетающего электрона имеются две возможности



где A — мишень в основном, либо в возбужденном состоянии, A^* — система в автоионизационном состоянии. Эти две возможности интерферируют, в результате чего возникает сложная резонансная структура сечения. В дальнейшем о первой возможности будем говорить как о прямом рассеянии или рассеянии через открытый канал, а о второй — как о рассеянии через закрытый канал.

Так как АИС являются нестабильными состояниями, то они характеризуются определенной шириной Γ , которая с одной стороны указывает на величину неопределенности их энергии, а с другой стороны — представляет собой вероятность распада АИС в единицу времени (мы пользуемся атомной системой единиц).

Ниже мы ограничимся рассмотрением низкоэнергетических АИС, образующихся путем возбуждения электрона только из внешней оболочки мишени с последующим захватом налетающего электрона. Это означает, что мы, например, не будем рассматривать резонансы, обусловленные АИС, которые возникают путем образования вакансий во внутренних оболочках атома, либо связаны с возбуждением нескольких электронов из внешней оболочки.

Целью теоретического и экспериментального изучения резонансов в рассеянии является определение параметров АИС (энергий и ширин) и их влияния на сечения процессов рассеяния. Изучаются сечения как упругого, так и неупругого рассеяния (последнее также называют сечением возбуждения).

Исследование этих вопросов имеет как фундаментальное, так и прикладное значение. Оно позволяет вскрыть тонкие детали механизма взаимодействия электронов с атомами и ионами. В частности, оказывается, что здесь важную роль играют межэлектронные корреляции. В ряде случаев резонансные явления доминируют в процессах рассеяния. Они играют роль также и в смежных процессах — фотовозбуждения, многофотонной ионизации и других.

2. ТЕОРИЯ

При столкновении электрона с атомом могут происходить, в зависимости от его энергии, кроме упругого рассеяния, также одновременно процессы возбуждения и ионизации атома. Процессы, разрешенные при заданной энергии электрона, определяют открытые каналы. Энергетически же запрещенные процессы определяют закрытые каналы. Именно с закрытыми каналами связаны резонансы в сечениях рассеяния, получившие название резонансов Фешбаха или резонансов закрытых каналов. Механизм их возникновения состоит в захвате мишенью налетающего электрона в АИС в одном из закрытых каналов. Однако электрон может быть временно захвачен мишенью и в открытом канале. Условием этого является наличие в определенном открытом канале потенциала специфической формы — барьера с ямой, в которой возможно существование квазисвязанного состояния. Захват электрона мишенью с последующим распадом образовавшегося квазисвязанного состояния приводит в этом случае к так называемому резонансу

формы. В отличие от резонансов Фешбаха, расположенных под порогами возбуждения мишени, резонансы формы располагаются при энергиях, лишь слегка ($\sim 0,1$ эВ) превышающих порог процесса, в сечении которого они возникают.

Образовавшиеся при захвате электронов АИС за время $\tau \sim 1/\Gamma$ распадаются на атом и электрон в непрерывном спектре. Наиболее вероятным каналом распада АИС является распад на ближайшее нижележащее по энергии состояние атома (если такой распад не запрещен законами сохранения). Ширины резонансов формы будут значительно больше ширин резонансов Фешбаха, так как интервал между энергией АИС и энергией атома в конечном состоянии в случае резонансов формы намного меньше, чем в случае резонанса Фешбаха.

Рассмотрим механизм возникновения резонансов закрытого канала. Используем для этого формализм проекционных операторов, предложенный Фешбахом. Задача рассеяния электрона на N -электронной атомной мишени сводится к решению уравнения Шрёдингера

$$(H - E) \Psi = 0 \quad (1.1)$$

с соответствующими граничными условиями. Здесь H — гамильтониан системы «мишень + электрон», Ψ — волновая функция системы. Пусть $\{\Phi_\gamma\}$ — полная система волновых функций мишени (атома или иона) в основном и возбужденных состояниях. Тогда волновую функцию Ψ системы «мишень + электрон» можно представить в виде разложения

$$\Psi = \sum_{\gamma} A[\Phi_{\gamma} F_{\gamma}], \quad (1.2)$$

в котором под суммой по γ подразумевается также интегрирование по непрерывному спектру. Функции F_{γ} описывают движение внешнего (рассеянного) электрона, A — оператор антисимметризации. Сумма по γ содержит как конечное число членов, описывающих открытые каналы, так и бесконечное число членов, соответствующих закрытым каналам. Если γ соответствует открытому каналу, то функция F_{γ} на бесконечности содержит расходящуюся волну, в противном случае функция F_{γ} квадратично интегрируема.

Введем Q — оператор проектирования на подпространство состояний, ортогональных состояниям $A[\Phi_{\gamma} \bar{F}_{\gamma}]$, где γ соответствуют открытым каналам, а $\bar{F}_{\gamma}$ — произвольная функция с асимптотикой того же вида, что и асимптотика функции F_{γ} . Тогда оператор $P = 1 - Q$ является оператором проектирования на подпространство состояний открытых каналов. Так как $P^2 = P$, $Q^2 = Q$, $PQ = QP = 0$, $P + Q = 1$, то уравнение Шрёдингера (1.1) может быть переписано в виде

$$P(H - E)(P + Q)\Psi = 0, \quad (1.3)$$

$$Q(H - E)(P + Q)\Psi = 0. \quad (1.4)$$

Исключая $Q\Psi$ из уравнений (1.3)–(1.4), получаем уравнение

$$[P(H - E) + W]P\Psi = 0, \quad (1.5)$$

где

$$W = PHQ[Q(E - H)Q^{-1}]QHP. \quad (1.6)$$

Оператор W представляет собой нелокальный, зависящий от энергии E , комплексный потенциал. Потенциал W называют оптическим (иногда — поляризационным) потенциалом. Он описывает эффект всех закрытых каналов. Именно этот потенциал приводит, при определенных условиях, к существованию резонансов Фешбаха. Условием их появления является существование дискретного спектра состояний Φ_{μ} оператора QHQ ²¹

$$QHQ\Phi_{\mu} = \varepsilon_{\mu}\Phi_{\mu}.$$

Если энергия E близка к одному из собственных значений ϵ_μ , то в оптическом потенциале возможно образование связанного состояния, приводящего к резонансу в сечениях.

Поскольку уравнение (1.1) точно решить не представляется возможным, явное выражение для оптического потенциала W не может быть получено, и различные методы расчета резонансов в сечениях соответствуют замене оптического потенциала различными приближенными выражениями. Рассмотрим некоторые из этих методов.

2.1. Метод сильной связи

Одним из наиболее часто применяемых приближенных методов решения уравнения (1.1) является метод сильной связи (МСС), получивший распространение благодаря работам Бэрка и Ситона^{14,15,22}, Дамбурга и Гайлитиса²³ и др. Мы не будем здесь излагать подробно этот метод и отсылаем читателя к обзору Гайлитиса²¹.

В МСС приближенное решение уравнения (1.1) ищут в виде разложения (1.2), в которое включены все члены, соответствующие открытым каналам и лишь конечное число членов, описывающих закрытые каналы. Для практических расчетов в разложении (1.2) необходимо перейти к представлению полных моментов и выделить радиальные части функции F_ν . В схеме LS -связи состояние системы характеризуется набором квантовых чисел $\Gamma = Q L S M_L M_S$, где $Q = \alpha L_T S_T$ — набор квантовых чисел мишени (L_T и S_T — орбитальный и спиновый моменты мишени), L , S , M_L и M_S — полные моменты системы и их проекции на ось Z . Обозначим через $\Psi(\Gamma X, X_{N+1})$ решение уравнения (1.1) при условии, что начальное состояние системы характеризовалось квантовыми числами Γ . Здесь $X = (x_1, \dots, x_N)$, $x_i = (\mathbf{r}_i, \sigma_i)$ обозначает совокупность пространственных $\mathbf{r}_i$ и спиновых σ_i координат i -го электрона. Тогда разложение (1.2) запишется в виде

$$\Psi(\Gamma X, \mathbf{x}_{N+1}) = (N+1)^{-1/2} \sum_{p=1}^{N+1} (-1)^{N+1-p} \sum_{\Gamma'}^N \Psi(\Gamma' X \hat{\mathbf{r}}_p \sigma_p) \frac{F_{\Gamma\Gamma'}(r_p)}{r_p}, \quad (1.7)$$

где N — число каналов.

Функция $\Psi'(\Gamma' X \hat{\mathbf{r}}_p \sigma_p)$ включает в себя не только волновую функцию мишени, но и спин-орбитальную часть волновой функции внешнего электрона.

Используя вариационный принцип, состоящий в требовании стационарности функционала $\langle \Psi | H - E | \Psi \rangle$ при варьировании функций $F_{\Gamma\Gamma'}$ с определенным ограничением на асимптотику этих функций, можно получить²⁴ систему интегро-дифференциальных уравнений для радиальных функций $F_{\Gamma\Gamma'}$. Решая затем численно эту систему уравнений, находят радиальные функции и матрицу рассеяния.

Точность расчетов в МСС тем выше, чем больше закрытых каналов включено в рассмотрение. Однако при увеличении количества учитываемых каналов возрастает число уравнений для радиальных функций. Очевидно, это число ограничено возможностями ЭВМ. Потому достаточно точные результаты получаются только при низких энергиях, когда число открытых каналов невелико. Кроме того, МСС дает надежные результаты лишь в случае, когда можно ограничиться учетом небольшого числа закрытых каналов. Это имеет место, когда поляризуемость атома обусловлена в основном небольшим числом виртуальных переходов. В большинстве же случаев вклад в поляризацию дают много промежуточных состояний. Применение МСС к таким атомам затруднено из-за слабой сходимости разложения (1.2),

В этом случае повысить точность расчетов без сильного увеличения объема вычислений иногда удается добавлением в разложение (1.2) некоторого числа так называемых псевдосостояний $\bar{\Psi}_\nu$. Псевдосостояния призваны

в какой-то мере учесть закрытые каналы, не включенные в разложение (1.2), функции $\bar{\varphi}_\gamma$ подбираются так, чтобы семейство учтенных состояний φ_γ и псевдосостояний $\bar{\varphi}_\gamma$ давало экспериментально наблюдаемое значение поляризуемости атома. Однако недостатком этого подхода является то, что введение псевдосостояний иногда приводит к возникновению ложных резонансов.

Другой способ повышения точности расчетов состоит в том, что в разложение (1.2) добавляют так называемые корреляционные члены χ_μ , представляющие собой заданные функции типа связанных состояний:

$$\Psi = \sum_\gamma A [\varphi_\gamma F_\gamma] + \sum_\mu C_\mu \chi_\mu. \quad (1.8)$$

В этом случае уравнение Шрёдингера приводит к системе связанных интегро-дифференциальных уравнений для радиальных функций $F_{\Gamma\Gamma'}$ и алгебраических уравнений для коэффициентов C_μ . Модифицированный таким образом МСС получил название метода сильной связи с корреляционными функциями (МССКФ).

В рамках МСС и МССКФ был выполнен целый ряд расчетов по рассеянию электронов на атомах и ионах, результаты которых мы рассмотрим ниже. Однако эти расчеты отличаются исключительной громоздкостью и трудоемкостью и требуют очень больших затрат времени мощных ЭВМ.

Громоздкость МСС обусловлена, по крайней мере, тремя обстоятельствами:

- а) необходимостью совместного решения большого числа интегро-дифференциальных уравнений, описывающих как открытые, так и закрытые каналы;
- б) необходимостью решать систему уравнений с очень малым шагом по энергии, чтобы достаточно точно определить форму резонансов;
- в) необходимостью дополнительного численного фитирования рассчитанного сечения для определения параметров (энергий и ширин) резонансов.

2.2. Д и а г о н а л и з а ц и о н н ы й м е т о д

Гораздо менее трудоемким является диагонализационный метод (ДМ), предложенный Балашовым с сотрудниками²⁵ для описания резонансной ионизации атомов фотонами и электронами и в дальнейшем развитый для решения задач резонансного рассеяния медленных электронов на атомах и ионах в работах^{26–29}. В ДМ в разложении (1.7) удерживают только члены, соответствующие открытым каналам Γ' , а учет закрытых каналов и возможность захвата мишенью налетающего электрона учитывается путем добавления в разложение волновых функций АИС, которые являются многоконфигурационными функциями и находятся из условия

$$\langle \Phi_\mu | H | \Phi_\nu \rangle = \epsilon_\mu \delta_{\mu\nu}. \quad (1.9)$$

Тогда вместо (1.7) имеем разложение

$$\Psi(\Gamma X, \mathbf{x}_{N+1}) = (N+1)^{-1/2} \sum_{p=1}^{N+1} (-1)^{N+1-p} \sum_{\Gamma'} \Psi(\Gamma' X, \hat{r}_p \sigma_p) \frac{F_{\Gamma\Gamma'}(r_p)}{r_p} + \sum_{\mu} \Lambda_{\mu}^{\Gamma} \Phi_{\mu}(\Gamma \mathbf{x}_1 \dots \mathbf{x}_{N+1}), \quad (1.10)$$

где суммирование по Γ' производится только по открытым каналам. Функции $F_{\Gamma\Gamma'}$ и коэффициенты Λ_{μ}^{Γ} являются неизвестными величинами задачи.

Построение функций Φ_{μ} основано на так называемом методе наложения конфигураций, который подробно изложен, например, в^{16, 25, 29}. Функции Φ_{μ} строятся в виде линейной комбинации одноконфигурационных волновых функций $(N+1)$ -электронной системы, а коэффициенты смешивания кон-

фигурации находятся из условия (1.9). Базис конфигураций, из которых строятся функции Φ_μ , выбирается так, что функции Φ_μ ортогональны к функциям открытых каналов, входящим в сумму по Γ' в (1.10). Функции Φ_μ и энергии ε_μ имеют, таким образом, смысл волновых функций и энергий АИС в приближении, когда связь между открытыми и закрытыми каналами выключена. В ДМ эта связь учитывается в первом порядке теории возмущений и ее учет приводит к сдвигу энергий АИС и конечному времени их жизни.

Отметим, что разложение (1.10) лишь приближенно учитывает закрытые каналы, так как функции Φ_μ по всем переменным экспоненциально убывают, в то время как функции $F_{\Gamma\Gamma'}$ в (1.7) могут убывать гораздо медленнее, например, степенным образом. Вследствие этого в разложении (1.10) поляризация атома налетающим электроном учитывается несколько хуже, чем в МСС.

С другой стороны, параметры АИС в ДМ могут быть получены иногда даже точнее благодаря возможности расширения без особого труда базиса волновых функций, из которых строятся Φ_μ . Пример такой ситуации будет рассмотрен в разделе 8.

Применяя уже упоминавшийся вариационный принцип к функции (1.10) (причем вариации подлежат как функции $F_{\Gamma\Gamma'}$, так и коэффициенты Λ_μ^Γ), получим следующую систему связанных алгебро-интегро-дифференциальных уравнений для определения этих величин (здесь и в дальнейшем индексы каналов Γ , Γ' мы заменяем на индексы i , j и т. д.):

$$\sum_{j'} \mathcal{L}_{ij'} F_{j'j} = - \sum_v \Lambda_v^j U_{iv}(r), \quad (1.11)$$

$$(\varepsilon_\mu - E) \Lambda_\mu^j + \sum_i \int U_{i\mu}(r) F_{ij}(r) dr = 0, \quad (1.12)$$

где

$$\mathcal{L}_{ij} = -\frac{1}{2} \left[\frac{d^2}{dr^2} - \frac{l_i(l_i+1)}{r^2} + \frac{2Z}{r} + k_i^2 \right] \delta_{ij} + V_{ij} + W_{ij}. \quad (1.13)$$

В (1.13) V_{ij} — матричный элемент кулоновского взаимодействия между волновыми функциями дискретных состояний. Фактически V_{ij} представляет собой потенциал прямого-взаимодействия налетающего электрона с мишенью, W_{ij} — соответствующий потенциал обменного взаимодействия. Явный вид этих потенциалов приведен в²⁴. Функции $U_{i\mu}(r)$ зависят от выбора конкретного атома или иона и представляют собой матричные элементы кулоновского взаимодействия между функциями Φ_μ и волновыми функциями мишени^{26, 29}.

Решение системы уравнений (1.11) представим в виде

$$F_{ij}(r) = F_{ij}^0(r) - \sum_v \sum_{j'} \int dr' G_{ij'}(r, r') U_{j'v}(r') \Lambda_v^j, \quad (1.14)$$

где F_{ij} — регулярное решение системы (1.11) без правой части. В (1.14) G — матрица Грина, удовлетворяющая уравнению

$$\mathcal{L}_{ij'} G_{j'j}(r, r') = \delta_{ij'} \delta(r - r'). \quad (1.15)$$

Если подставить (1.14) в (1.12) и сделать предположение, что можно пренебречь недиагональными членами

$$\int dr dr' U_{i\mu}(r) G_{ij}(r, r') U_{iv}(r'), \quad v \neq \mu, \quad (1.16)$$

по сравнению с диагональными, когда $v = \mu$, то удастся исключить Λ_v^i из (1.11), (1.12). Это так называемое диагонализационное предположение²⁵ справедливо в случае, когда резонансы хорошо разрешимы, т. е. расстояние между ними больше их ширин. В подавляющем большинстве случаев это именно так. Тогда можно показать²⁹, что

$$T_{ij} = T_{ij}^0 + 2i \sum_\mu \alpha_{\mu i} \alpha_{\mu j} \left(E - \varepsilon_\mu - \Delta_\mu + \frac{i}{2} \Gamma_\mu \right)^{-1}; \quad (1.17)$$

здесь T_{ij}^0 — элементы матрицы нерезонансного рассеяния, а второе слагаемое описывает резонансное рассеяние и является обобщением известной формулы Брейта — Вигнера на многоканальный случай. Возможность явного выделения такой резонансной части является важным преимуществом ДМ. Величины T_{ij}^0 , так же как и величины $\alpha_{\mu i}$, Δ_μ и Γ_μ , выражаются через решения F_{ij}^0 системы (1.11) без правой части, т. е. системы уравнений МСС, в которую не включены закрытые каналы. Величины Δ_μ имеют смысл сдвигов резонансных энергий ϵ_μ за счет взаимодействия дискретных состояний Φ_μ с прилегающим континуумом, а полные ширины резонансов

$$\Gamma_\mu = \sum_i \Gamma_{\mu i}, \quad \Gamma_{\mu i} = |\alpha_{\mu i}|^2, \quad (1.18)$$

где $\Gamma_{\mu i}$ — парциальная ширина μ -го резонанса, обусловленная его распадом в i -й канал.

Итак, в ДМ, так же как и в МСС, реализуется приближенное динамическое описание резонансного рассеяния, т. е. параметры резонансов описываются, в терминах исходного гамильтониана без привнесения каких-либо произвольных подгоночных параметров.

2.3. R-матричный метод

В описанном выше ДМ диагонализация гамильтониана на подпространстве закрытых каналов проводится решением системы алгебраических уравнений, в то время как его диагонализация на подпространстве открытых каналов требует решения системы интегро-дифференциальных уравнений. В настоящее время в теории электрон-атомных столкновений широко используется такой метод решения системы уравнений сильной связи, в котором задача диагонализации гамильтониана на пространстве как закрытых, так и открытых каналов сводится, по существу, к решению системы алгебраических уравнений. Это так называемый R-матричный метод.

Главная идея метода состоит в разделении конфигурационного пространства $(N+1)$ -электронной системы атом + электрон на две области: внутреннюю область $r < a$ и внешнюю $r > a$, где a — расстояние от электрона до центра атома. Радиус внутренней области a выбирают минимальным, но таким, чтобы все радиальные волновые функции $P_{nl}(r)$ атомных электронов с заданной точностью обращались в нуль при $r \geq a$. Рассмотрим решение U_i системы уравнений системы сильной связи в области $r \leq a$ при граничных условиях

$$U_i(0) = 0, \quad a \frac{dU_i(r)}{dr} \Big|_{r=a} = BU_i(a), \quad (1.19)$$

где B — произвольное фиксированное вещественное число (например, нуль). Оказывается, что такие решения существуют лишь при определенных дискретных значениях E_λ энергии системы. Обозначим их через $U_{i\lambda}$. Способ нахождения $U_{i\lambda}$ описан, например, в³⁰. Он состоит в том, что функции $U_{i\lambda}$ представляют в виде линейной комбинации известных функций $U_{i\lambda}^0$, удовлетворяющих тем же граничным условиям, что и функции $U_{i\lambda}$. Функции $U_{i\lambda}^0(r)$ описывают радиальное движение электрона в некотором потенциальном поле $V(r)$, моделирующем поле мишени. Тогда задача нахождения $U_{i\lambda}$ сводится к решению системы алгебраических уравнений для коэффициентов разложения. Затем можно показать³⁰, что значения функций F_j и их производных на границе $r = a$ связаны соотношением

$$F_{ij}(a) = \sum_{i'} R_{ii'}(B, E) \left(a \frac{dF_{i'j}}{dr} - b F_{i'j} \right)_{r=a}, \quad (1.20)$$

где R-матрица имеет вид

$$R_{ij}(B, E) = \frac{1}{2a} \sum_{\lambda} \frac{U_{i\lambda}(a) U_{j\lambda}(a)}{E_{i\lambda} - E}. \quad (1.21)$$

Коль скоро R -матрица найдена, легко найти решение F_{ij} системы интегро-дифференциальных уравнений во внешней области, удовлетворяющее заданному асимптотическому условию. Действительно, во внешней области все короткодействующие и обменные потенциалы равны нулю, и поэтому в этой области легко найти полную совокупность линейно независимых частных решений. Тогда искомое решение F_{ij} можно представить в виде линейной комбинации этих частных решений, а коэффициенты линейной комбинации найти из условия (1.20) и асимптотического условия при $r \rightarrow \infty$.

Заметим, во-первых, что хотя R -матрица и зависит от конкретного выбора констант a и b , наблюдаемые величины от них зависеть не будут. Во-вторых, отметим важное преимущество R -матричного метода, заключающееся в том, что зависимость R -матрицы от E , как это видно из (1.21), содержится лишь в знаменателе, поэтому найти ее для разных E можно тривиально, раз известны величины $U_{ik}(a)$.

Отметим также некоторые другие теоретические методы, которые использовались для исследования резонансных явлений в электронных столкновениях сравнительно реже. Это такие методы, как теория квантового дефекта (ТКД), приближение случайных фаз с обменом (ПСФО) и вариационный алгебраический метод³⁴. Мы не будем здесь останавливаться на их сколько-нибудь подробном изложении и отсылаем читателя к работам^{31–34}.

ТКД использовался для исследования сходящихся к различным возбужденным состояниям иона серий резонансов в электрон-ионных столкновениях. В ТКД, так же как и в R -матричном методе, конфигурационное пространство разделяется на две области. Во внешней области волновая функция рассеянного электрона берется чисто кулоновской, а во внутренней строится с помощью квантового дефекта³¹. Несмотря на свою простоту, этот метод в случаях, когда резонансы находятся вблизи порога, дает довольно точные результаты.

ПСФО представляет собой вариант метода возмущений в теории многих тел, использующий суммирование определенных последовательностей диаграмм для вычисления амплитуд различных процессов электрон-атомных столкновений. Однако в качестве промежуточных состояний ПСФО берутся состояния системы типа «частица — дырка», и поэтому с его помощью можно описать только резонансы формы и резонансы в процессах ионизации атома электронами, обусловленные АИС, которые образуются при одноэлектронном возбуждении внутренних оболочек атома. Для описания резонансов Фешбаха, обусловленных двухэлектронными возбуждениями, необходимо обобщение ПСФО, включающее в число промежуточных состояния типа «две частицы — две дырки». Такое обобщение было сделано недавно и применено к описанию ионизации атомов в работах^{33, 35}.

Таким образом, в настоящее время имеется ряд теоретических методов, которые, как будет показано ниже, дают хорошее количественное описание рассеяния электронов на атомах и ионах при низких энергиях и позволяют получать достаточно точные значения параметров низколежащих резонансов. Что касается высоколежащих резонансов, находящихся в области энергий, где имеется много открытых каналов, то их теоретическое описание в настоящее время находится за пределами возможностей современных методов.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Остановимся коротко на наиболее распространенных методах экспериментального изучения резонансов в процессах рассеяния электронов на атомах и ионах.

В экспериментах по изучению резонансов в электрон-атомных столкновениях моноэнергетический пучок электронов претерпевает рассеяние либо проходя через газ в столкновительной камере, либо пересекая атомарный пучок. Сведения о резонансах в электрон-ионных столкновениях получают

из экспериментов с пересекающимися пучками электронов и ионов. Существует четыре основных типа экспериментов, в зависимости от того, что регистрируется после рассеяния. В первом типе экспериментов, которые можно назвать электрическими, регистрируются электроны. Во втором типе — оптическом — регистрируется излучение атома или иона, возбужденного в результате столкновения. В случае, если время жизни возбужденного атома или иона больше времени его пролета к детектору, может быть использован

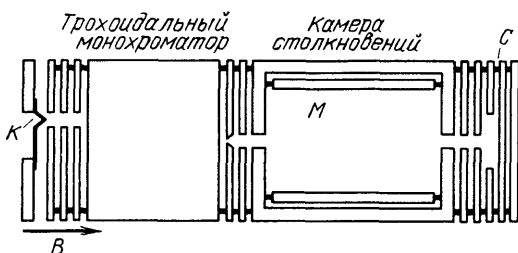


Рис. 1. Схема трансмиссионного эксперимента³⁸

третий тип экспериментов — регистрация атомов или ионов в метастабильном возбужденном состоянии, получивший название «метод метастабиль-спектроскопии». Четвертый тип экспериментов использует технику совпадений. В этих экспериментах в качестве регистрируемых частиц могут выступать различные пары частиц — продуктов столкновения.

В большинстве случаев резонансы имеют ширину 10^{-1} — 10^{-3} эВ

и меньше. Следовательно, чтобы обнаружить резонанс, нужно получить пучок электронов с шириной распределения электронов по энергии того же порядка. Обычно в качестве величины, характеризующей моноэнергетичность пучка, берут ширину ΔE функции распределения электронов по энергии на половине максимума. В дальнейшем для краткости величину ΔE будем называть моноэнергетичностью пучка.

Обычно применяемые электронные пушки Пирса дают в лучшем случае разброс $\sim 0,3$ эВ. Поэтому для получения более узкого энергетического

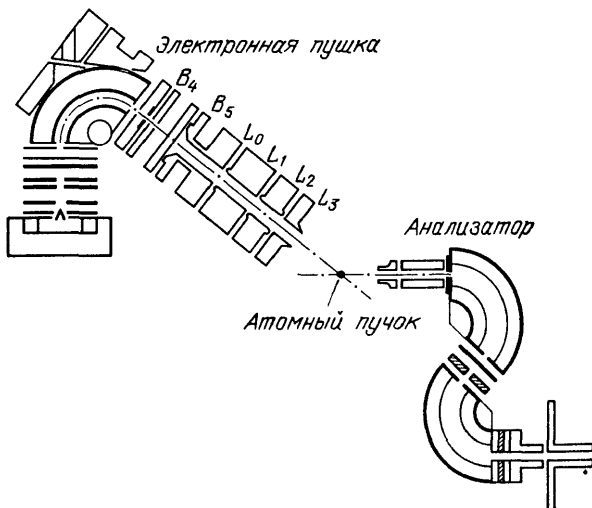


Рис. 2. Схема спектрометра Эйба и Хоффмана³⁹

распределения следует применить селекцию электронов по скоростям. Для этого применяются монохроматоры с различными конфигурациями электрических и магнитных полей. В настоящее время наиболее широко используются трохоидальный электронный монохроматор (рис. 1), работающий в продольном магнитном поле, величиной 100—200 Э, а также электростатические монохроматоры — 127°-й цилиндрический (рис. 2) и 180°-й полусферический. В последних двух монохроматорах электрическое поле создается между двумя цилиндрическими

или сферическими поверхностями определенных радиусов. С помощью указанных монохроматоров получены пучки с моноэнергетичностью ~ 20 — 40 мэВ.

Моноэнергетические электроны можно также получить с помощью фотоионизации атомов монохроматическим излучением. Таким методом Штумпт и Галахер³⁶ получили электронный пучок с $\Delta E = 7$ мэВ и использовали его для изучения резонансов в рассеянии электронов на атомах инертных газов. Есть основания ожидать, что таким методом можно будет достигнуть моноэнергетичности $\Delta E \sim 1$ мэВ³⁷.

Важной характеристикой электронного пучка является также величина его тока I_0 . Чем больше этот ток (при заданной энергии электронов), тем большее число столкновений электронов с атомами происходит в единицу времени и тем больше отношение полезного сигнала к фоновому. Но, с другой стороны, увеличение тока приводит к увеличению плотности пространственного заряда в пучке, что, в свою очередь, приводит к ухудшению моноэнергетичности ΔE на пути транспортировки пучка к камере столкновений. С помощью цилиндрического монохроматора удастся получить пучок с $\Delta E \sim 20$ мэВ при токе $I_0 \sim 10^{-8}$ А.

Существует несколько разновидностей экспериментов электрического типа, в зависимости от того, какое сечение измеряется. Приведем краткое описание некоторых из них.

Для измерения полного сечения взаимодействия электронов с атомами используют так называемый «трансмиссионный» эксперимент — эксперимент по прохождению электронного пучка через газ. Схема такого эксперимента, усовершенствованного в работе³⁸ Санча и Шульца, представлена на рис. 1. Пучок электронов, испускаемых катодом K , попадал на вход тороидального монохроматора, внутри которого продольное магнитное поле B производит селекцию электронов по скоростям. При токе $5 \cdot 10^{-9}$ А энергетический разброс составлял 30 мэВ. Ускоренные до нужной энергии электроны направлялись в камеру столкновений, наполненную газом при давлении 10^{-2} торр. Прошедшие через газ и не испытавшие рассеяния электроны попадали на коллектор C . Потерявшие в результате столкновения энергию электроны задерживались потенциалом электрода, установленного перед коллектором. Конечно, на коллектор попадают также и электроны, испытавшие упругое рассеяние вперед, но при подходящем образом выбранной геометрии ими можно пренебречь. Тогда ток I на коллекторе связан с током I_0 на входе в камеру столкновения соотношением

$$I = I_0 e^{-Nl\sigma}, \quad (2.1)$$

где σ — искомое полное сечение взаимодействия, l — путь электрона в камере столкновения, N — число атомов в единице объема. Соотношение (2.1) позволяет, таким образом, находить σ по измеренному току I и известным I_0 , N и l .

Для увеличения чувствительности эксперимента энергия электронного пучка модулировалась малым переменным напряжением 0,005–0,06 В, которое подавалось на цилиндр M , расположенный внутри камеры столкновений. Сигнал рассеяния, пропорциональный производной сечения по энергии, выделялся на частоте модуляции синхронным детектором. Так как $\Delta I/I = Nl\Delta\sigma$ и при изменении энергии электронного пучка относительное изменение $\Delta I/I$ больше относительного изменения сечения $\Delta\sigma/\sigma$ в σNl раз, то при $\sigma Nl > 1$ метод позволяет эффективно выделить изменения в сечении, вызванные резонансами, из медленно меняющегося фона.

Эксперименты по измерению полного сечения не дают информации, которая бы помогла установить классификацию резонансов, т. е. определить конфигурацию, полный угловой L и спиновый S моменты АИС. Такую информацию представляют эксперименты, в которых измеряется дифференциальное сечение какого-либо процесса упругого или неупругого рассеяния электрона. Если, например, атом в начальном и конечном состояниях обладает нулевым орбитальным моментом, то полный момент L совпадает с моментом рассеянного электрона l , и угловая зависимость дифференциального сечения при резонансной энергии определяется в основном угловой зависимостью полинома Лежандра P_l . Так, P -резонанс наиболее отчетливо проявляется при угле рассеяния $\theta = 0^\circ$ и 180° и совсем не наблюдается при $\theta = 90^\circ$, поскольку $P_1(\cos \theta) = \cos \theta$.

Для измерения дифференциального сечения рассеяния электронов на атомах используют электронные спектрометры. Электронный спектрометр —

это совокупность монохроматора и анализатора электронов. Монохроматор формирует моноэнергетический пучок электронов. Рассеянные на определенном угле в камере столкновений электроны, имеющие энергию, на которую настроен анализатор, проходят через него и детектируются. Анализатор электронов действует на том же принципе, что и монохроматор, т. е. при помощи электрического или магнитного поля производится селекция рассеянных электронов по энергиям.

На рис. 2 представлена типичная схема спектрометра, которую Эйб и Хоффман³⁹ применили для изучения рассеяния электронов на атомах щелочных элементов.

Электроны из электронной пушки фокусируются системой линз на вход 127° цилиндрического монохроматора. После селекции по энергиям электроны фокусируются на атомный пучок системой линз B_4-L_3 . Двойной 127° цилиндрический анализатор может вращаться вокруг атомного пучка в пределах от -100° до $+150^\circ$. Анализатор должен пропустить электроны, рассеянные под определенным углом и имеющие определенную энергию. Для этого анализатор устанавливается в нужное положение, а рассеянные электроны ускоряются до энергии пропускания анализатора и фокусируются системой линз на его вход. Электроны, прошедшие анализатор, ускоряются и фокусируются на электронный умножитель линзой (на рис. 2 внизу справа). Угловое разрешение спектрометра составляло $\pm 1,5^\circ$, а энергетическое — около 70 мэВ.

При фиксированной энергии падающих электронов и фиксированном угле рассеяния можно также измерять зависимость числа рассеянных электронов от энергии, потерянной ими при столкновении, т. е. получать спектр потерь.

Электрическими методами, в которых регистрируются изменения, происшедшие с налетающими на мишень электронами, удастся изучить только низлежащие резонансы, так как разрешение лучших электронных спектров составляет ≈ 20 мэВ, а с увеличением энергии резонансы располагаются все гуще. Оптический метод лишен этого недостатка.

Этот метод состоит в исследовании оптических функций возбуждения спектральных линий излучения атома, измеренных с высоким разрешением по энергии падающих электронов, которая достигается использованием тех же монохроматоров падающих электронов, что и в электрических методах. Излучение из камеры столкновений, как правило, выводится под прямым углом к электронному пучку, затем системой линз направляется в спектральный прибор, выделяющий излучение нужной длины волны.

Перейдем к рассмотрению электрон-ионного рассеяния. Наиболее надежные экспериментальные данные по рассеянию электронов ионами получаются в экспериментах оптического типа с пересекающимися электронным и ионным пучками. Однако экспериментальное определение сечений возбуждения в пучковых экспериментах связано с рядом трудностей, основной из которых является взаимное влияние объемного заряда пучков. Кроме того, так как обычно плотность ионов в пучке составляет $\sim 10^6-10^7$ см⁻³, что значительно меньше плотности остаточного газа в камере столкновений, выход продуктов реакции (обычно фотонов) необходимо регистрировать в присутствии значительного фонового сигнала, величина которого иногда на 2 порядка превосходит полезный сигнал. В связи с этим возникает необходимость создания сверхвысокого вакуума в камере столкновений в условиях непрерывного поступления в нее рабочего вещества ($\sim 10^{-8}$ тор).

На рис. 3 приведена схема эксперимента⁴⁰ по изучению сечений возбуждения ионов щелочноземельных элементов электронами.

Для получения пучков положительных ионов использовался источник, в котором могли быть реализованы два способа ионизации атомов. Первый способ — поверхностный, при котором атомы из нагреваемого резервуара 1 диффундируют в камеру 2 и ионизируются на поверхности раскаленного

катода. При втором способе ионы образовывались в дуге низковольтного разряда между катодом и передней стенкой ионизационной камеры. Плотность ионного пучка менялась вплоть до $6 \cdot 10^{-6}$ А/см².

Образованные ионы вытягивались из ионизационной камеры, ускорялись и формировались в пучок ионно-оптической системой 3, состоящей из трех линз, а затем проходили селекцию по энергии и отделялись от атомов в 90°-ом электростатическом конденсаторе 4. Часть внешней обкладки конденсатора была изготовлена из вольфрамовой сетки, прозрачной для атомов, которые диффундировали из источника и улавливались ловушкой 5. Пучок ионов в камере столкновений пересекался с пучком электронов, а затем попадал в цилиндр Фарадея 8.

Пучок моноэнергетических электронов формировался 90°-ным цилиндрическим электростатическим монохроматором 7, а затем попадал в коллектор 6. Плотность тока электронов в интервале энергий 2–20 эВ составляла $2,5 \cdot 10^{-5}$ А/см² — $6,0 \cdot 10^{-4}$ А/см². Моноэнергетичность пучка изменялась в диапазоне 100–300 мэВ. Сечения ионного и электронного пучков составляли 6,25 и 0,3 мм² соответственно.

Излучение из области столкновений под углом 90° к плоскости столкновения попадало в монохроматор с дифракционной решеткой и детектировалось фотоумножителем в режиме счета отдельных фотонов. Для выделения полезного сигнала из фона, обусловленного возбуждением ионных состояний при столкновениях ионов с нейтральными атомами остаточного газа и рабочего вещества, была использована методика модуляции обоих пучков прямоугольными, сдвинутыми по фазе на 1/4 периода, импульсами и регистрации импульсного сигнала на два счетных канала, которые переключались синхронно с импульсами модуляции.

Достигнутая в настоящее время моноэнергетичность ионных и электронных пучков недостаточна для обнаружения отдельных резонансов в электрон-ионных столкновениях. Обнаруженные особенности в сечениях фактически обусловлены усредненным суммарным вкладом целых серий резонансов.

Методом метастабиль-спектроскопии можно измерять как полные, так и дифференциальные сечения возбуждения метастабильных состояний. Описание метода можно найти в работе ⁴¹, в которой измерялись дифференциальные сечения возбуждения метастабильных состояний атомов инертных газов. В этих экспериментах интенсивный пучок атомов ($\sim 10^{15}$ атомов/см² с) диаметром ~ 2 мм создавался газодинамическим источником с использованием сверхзвукового сопла. Угловая расходимость пучка $< 1^\circ$, энергетический разброс ~ 60 мэВ для He и ~ 50 –80 мэВ для Ne, Ar, Kr и Xe. Атомный пучок пересекался под прямым углом с электронным пучком ($\Delta E < 80$ мэВ), формируемым электростатическим 127° монохроматором. Образовавшиеся в результате столкновения атомы в метастабильном состоянии под действием электронов испытывали отдачу, изменяли первоначальное направление движения и образовывали широкое угловое распределение. Для измерения этого углового распределения использовался каналный электронный умно-

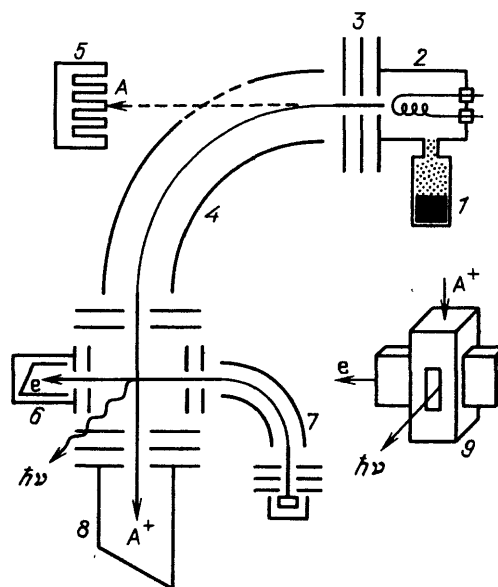


Рис. 3. Схема эксперимента с пересекающимися пучками ионов и электронов ⁴⁰

житель, устанавливаемый под различными углами наблюдения. При каждом фиксированном значении энергии электронов измерялась угловая зависимость интенсивности потока метастабильных атомов. Получены важные данные об особенностях в сечениях, в том числе о резонансах.

Техника совпадений наиболее широко была использована в так называемых ($e, 2e$) экспериментах по ионизации атомов электронным ударом, в которых детектируются на совпадение рассеянный и испущенный электроны. Так как в таких экспериментах измеряются энергии и направления движения рассеянного и испущенного электронов, то они полностью определяют кинематику процесса. Как показал Балашов с сотрудниками⁴², подобные измерения дают возможность получать информацию об ионизации через возбуждение АИС атома и о симметрии самих АИС.

В последнее время эксперименты на совпадение стали применяться также для изучения процессов возбуждения атомов электронами⁴³. Это так называемые ($e, e'\gamma$) эксперименты, в которых детектируются как электрон, который возбудил атом и рассеялся на определенный угол, так и фотон, испущенный в определенном направлении возбужденным атомом. Для проведения подобных экспериментов требуется высокое временное разрешение аппаратуры (порядка 1 нс). Естественно, что при изучении резонансов остаются требования к высокой моноэнергетичности пучка электронов. Эксперименты на фотон-электронное совпадение дают возможность изучать амплитуды возбуждения вырожденных по магнитному квантовому числу подуровней данного уровня (так называемое когерентное возбуждение)⁴⁴.

Другое бурно развивающееся направление в экспериментальном исследовании электрон-атомных столкновений — эксперименты с поляризованными пучками атомов и электронов. Информация, которую получают в этих экспериментах, оказывается очень ценной для проведения классификации резонансов. Более подробно на поляризационных экспериментах мы остановимся в разделе 10.

В заключение этого раздела отметим, что в основном усилия экспериментаторов были направлены на определение полных сечений. В то же время работ по определению дифференциальных сечений, а также работ с использованием поляризованных пучков выполнено пока очень мало.

4. АТОМ ВОДОРОДА

Атом водорода является объектом номер один в теоретических исследованиях. К сожалению, экспериментальное изучение рассеяния электронов на атомах водорода затруднено из-за сложности получения атомарного водорода. Поэтому неудивительно, что проведению эксперимента по рассеянию электронов на атоме водорода предшествовало интенсивное теоретическое изучение этого процесса. Однако только в 1962 г. в расчетах методом сильной связи каналов, выполненных Смитом с сотрудниками⁴⁵, было обнаружено очень резкое возрастание полного сечения упругого рассеяния ниже порога возбуждения уровня $n=2$ атома H, связанное с быстрым увеличением 1S - и 3P -фаз рассеяния. Почти одновременно аналогичные результаты были получены Бэрком и Шеером², которые на основе детального исследования поведения фаз рассеяния в припороговой области предсказали существование 1S -резонанса при энергии $E = 9,61$ эВ с шириной $\Gamma = 0,109$ эВ. Впоследствии Бэрк с сотрудниками уточнили параметры этого резонанса, и полученные в⁴⁶ величины $E = 9,56$ эВ и $\Gamma = 0,0475$ эВ являются ныне общепринятыми.

Объяснение механизма образования резонансов в сечениях рассеяния электронов атомами водорода было предложено Гайлитисом и Дамбургом³. Гайлитис и Дамбург исходили из того, что хотя атом в состоянии с определенной четностью не обладает дипольным моментом, однако в случае существования вырожденных уровней возможны состояния с определенной энер-

гией и неопределенной четностью, дипольный момент которых будет отличен от нуля. Примером такого состояния может быть состояние $(2s + 2p)/\sqrt{2}$ атома Н. Притягивающий потенциал атома в таком состоянии ведет себя на асимптотике как α/r^2 . Гайлитис и Дамбург показали, что в случае водорода α таково, что в поле α/r^2 возможен набор связанных состояний, которые превращаются в автоионизационные состояния при учете связи с открытым каналом. При этом система уровней иона H^- будет состоять из бесконечных серий двукратно возбужденных состояний. Каждая такая серия характеризуется определенным значением главного квантового числа n того уровня атома Н, к которому сходится данная серия, и несколькими возможными при данном n значениями полного орбитального момента. Каждый уровень серии характеризуется, таким образом, квантовыми числами $n = 2, L = 0-2; n = 3, L = 0-4; n = 4, L = 0-6$ и т. д., причем энергии уровней, сходящихся к ионизационному пределу, образуют геометрическую прогрессию.

Первое экспериментальное подтверждение существования резонанса вблизи энергии 9,6 эВ было получено Шульцем в 1964 г.⁴⁷ в трансмиссионном эксперименте, в котором электронный пучок с энергией, меньшей чем 10,2 эВ, проходил через частично диссоциированный водород, Шульц определил энергию резонанса $E = 9,77 \pm 0,15$ эВ, однако из-за плохой моноэнергетичности электронного пучка (0,3 эВ) ширина резонанса не была определена. В последующих экспериментах, выполненных Клайнлоппеном и Рэйблом⁴⁸, а также МакГоуэном с сотрудниками⁴⁹ с лучшей моноэнергетичностью электронного пучка (~0,08 эВ), которая была достигнута использованием 127° электростатического селектора, также наблюдалась структура сечения вблизи 9,6 эВ.

Кроме того, в работе⁴⁹ была обнаружена дополнительная структура сечения упругого рассеяния под порогом $n = 2$ атома Н. В работе⁵⁰ был выполнен анализ полученных в⁴⁹ результатов с использованием метода сильной связи каналов. Дифференциальное сечение упругого рассеяния на угол 90° было рассчитано с учетом нижних 1S - и 1D -резонансов. Результаты расчетов показали, что ответственным за пик в сечении ниже порога $n=2$ является 1D -резонанс ($E = 10,126$ эВ, $\Gamma = 0,0088$ эВ). Проведенные недавно измерения дифференциального сечения упругого рассеяния с высокой моноэнергетичностью электронного пучка (~25 мэВ) в области энергий $< 10,2$ эВ подтвердили наличие сложной резонансной структуры сечения, обусловленной 1S -, 1D - и 3P -резонансами⁵¹ (рис. 4).

Изучению резонансов в сечениях возбуждения $2s$ - и $2p$ -уровней водорода посвящен ряд экспериментальных (см., например,⁵²) и теоретических⁵³ работ. Характерным для сечений σ_{1s-2s} и σ_{1s-2p} является их конечность в пороге

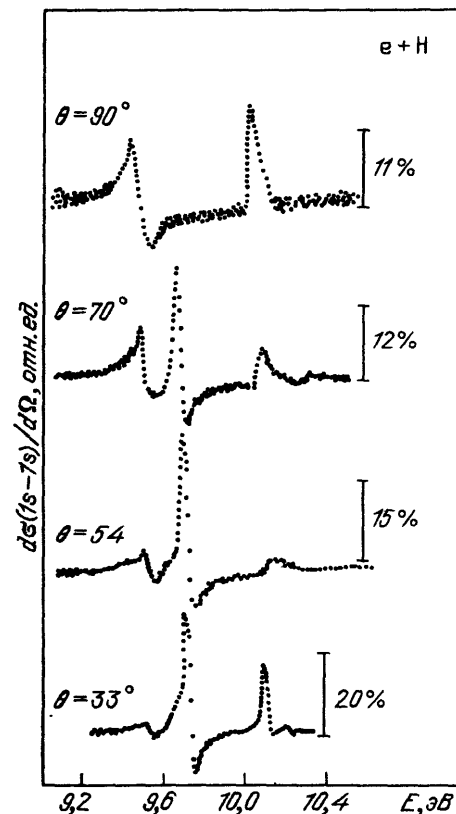


Рис. 4. Дифференциальное сечение упругого $e + H$ -рассеяния⁵¹. Вертикальные линии показывают величину резонансных особенностей относительно прямого процесса рассеяния

и наличие резонанса формы при энергии $E = 10,2207$ эВ с шириной $\Gamma = 0,02$ эВ⁵³. Однако сравнение результатов теории и эксперимента стало возможным лишь в середине 70-х годов, когда была достигнута моноэнергетичность электронного пучка $\Delta E = 16$ мэВ. На рис. 5 представлены теоретические и экспериментальные сечения возбуждения 2s-уровня атома водорода. Вертикальными линиями указаны вычисленные положения резонансов. Абсолютная величина экспериментальных сечений была измерена с точностью 15–17%. Хотя на рис. 5 представлено теоретическое сечение, не усредненное по энергиям электронов в пучке, видно, что имеется качественное согласие между рассчитанными и измеренными сечениями.

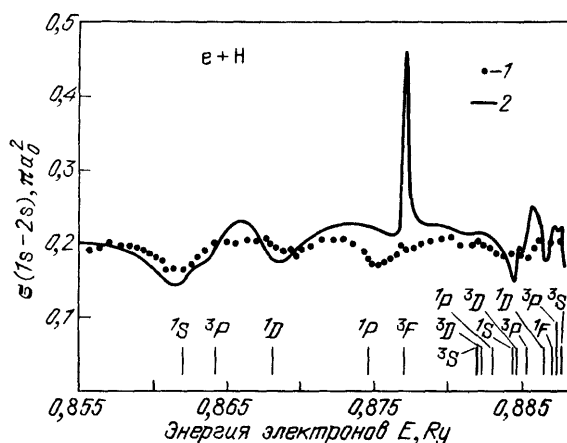


Рис. 5. Полное сечение возбуждения 2s-уровня H электронным ударом.
1 — эксперимент⁵²; 2 — расчет⁵³

В целом водород является объектом, бросающим вызов экспериментаторам. Экспериментальные трудности работы с атомарным водородом не преодолены полностью до сегодняшнего дня. Пока обширные теоретические расчеты резонансов не получили количественного детального экспериментального подтверждения из-за низкой моноэнергетичности электронного пучка. Для достижения этой цели желательно проведение экспериментов с моноэнергетичностью пучка $\Delta E \sim 1$ мэВ.

В целом водород является объектом, бросающим вызов экспериментаторам. Экспериментальные трудности работы с атомарным водородом не преодолены полностью до сегодняшнего дня. Пока обширные теоретические расчеты резонансов не получили количественного детального экспериментального подтверждения из-за низкой моноэнергетичности электронного пучка. Для достижения этой цели желательно проведение экспериментов с моноэнергетичностью пучка $\Delta E \sim 1$ мэВ.

В целом водород является объектом, бросающим вызов экспериментаторам. Экспериментальные трудности работы с атомарным водородом не преодолены полностью до сегодняшнего дня. Пока обширные теоретические расчеты резонансов не получили количественного детального экспериментального подтверждения из-за низкой моноэнергетичности электронного пучка. Для достижения этой цели желательно проведение экспериментов с моноэнергетичностью пучка $\Delta E \sim 1$ мэВ.

5. АТОМ ГЕЛИЯ

Примерно в 1962 г. Шульц приступил к исследованию процесса упругого рассеяния электронов на атомах гелия. Его целью было изучение так называемых вигнеровских каспов, т. е. изломов в упругом сечении при энергиях, соответствующих порогам неупругих процессов. Поскольку первый канал неупругого рассеяния открывается при энергии 19,8 эВ, Шульц сосредоточил свои усилия именно в этой энергетической области и действительно обнаружил глубокий провал в дифференциальном сечении упругого рассеяния на угол 72° при этой энергии. Однако после того, как он тщательно откалибровал свою энергетическую шкалу, оказалось, что наблюдаемая особенность проявляется при энергий 19,3 эВ, т. е. расположена на 0,5 эВ ниже 2^1S -порога и, вследствие этого, вигнеровским каспом быть не может⁴. Последующий анализ, основанный на теоретических расчетах, показал, что эта особенность является резонансом, обусловленным существованием квазисвязанного состояния отрицательного иона He^- с конфигурацией $1s2s^2\ ^2S$. В дальнейшем рядом коллективов были выполнены прецизионные эксперименты по определению $1s2s^2\ ^2S$ -резонанса. Результаты этих экспериментов приведены в табл. I.

Наиболее точные теоретические расчеты упругого рассеяния $e + \text{He}$ были выполнены методом R -матрицы Бэрком с сотрудниками⁵⁴ с учетом связи 11-ти (1^1S , $2^1,3S$, $2^1,3P^0$, $3^1,3S$, $3^1,3P^0$, $3^1,3D$) состояний He. Как видно из табл. I, результаты теоретических расчетов превосходно согласуются с экспериментальными параметрами резонанса. В дальнейшем были выполнены эксперименты по обнаружению других резонансов в упругом $e + \text{He}$ -рассеянии, обусловленных высоколежащими АИС, сходящимися к порогам

Т а б л и ц а I

Параметры $1s2s^2S$ автоотрывного состояния He^-

	Теория			Эксперимент		
	По ¹⁶⁶	По ¹⁷⁵	По ¹⁶⁷	По ⁵⁵	По ¹⁷⁴	По ¹⁶⁸
E , эВ	19,38	19,37	19,376	$19,35 \pm 0,02$	$19,367 \pm 0,009$	19,37
Γ , мэВ	15,1	11,72	11,56	13,0	$9,0 \pm 1$	9,0

$n = 2$ He. Наиболее обильные данные были получены Голденом⁵⁵, который наблюдал 13 резонансных особенностей в области энергий 19,3–21,3 эВ (рис. 6), 5 из которых находятся ниже 2^3S -порога. В этих экспериментах измерена производная тока по энергии электронов. Именно это обстоятельство, как об этом говорилось в разделе 2, и позволило четко выявить резонансные особенности в сечении. К настоящему времени теоретических данных, подтверждающих эту резонансную структуру, не получено, и более того, в некоторых более поздних экспериментах⁵⁶ резонансная структура сечения, обнаруженная Голденом, не подтвердилась.

Большой теоретический и экспериментальный интерес представляют процессы неупругого рассеяния электронов на атомах гелия, в частности, возбуждение $2^1,3S$ - и $2^1,3P^0$ -уровней He. Был выполнен ряд работ по исследованию резонансов в сечениях возбуждения^{57, 58}, в которых была найдена структура сечений, обусловленная как резонансами закрытого канала, так и резонансами формы.

В работе⁵⁷ были измерены функции возбуждения 3, 4, 5 $1^1,3S$, 6 1^1S -уровней He при энергиях от 22,5 эВ до порога ионизации ($E = 24, 54$ эВ). Были обнаружены $1sn^2^2S$ -, $nsnp^2^2P$ -, $1snp^2^2D$ - и 1^1S -резонансы. Недавно были выполнены эксперименты с высоким разрешением по изучению возбуждения 2^3S - и 2^1S -уровней при энергиях от 19,8 эВ до 22,7 эВ⁵⁹. Результаты этих экспериментов и их сравнение с наиболее точными теоретическими расчетами⁵⁴ приведены на рис. 7.

В последнее время экспериментаторы проявляют все больший интерес к определению функций возбуждения атомов из возбужденных, в частности, метастабильных состояний. Недавно такие оптические функции возбуждения He были изучены Гедлом, Киссингом и Курепой⁶⁰, которые определили функции $4^3S \rightarrow 2^3P$ -, $4^1S \rightarrow 2^1P$ - и др. переходов. На многих из этих функций также выявлена резонансная структура.

В табл. II приведены результаты измерений энергий резонансов различными методами. Как видно из табл. II, к настоящему времени существуют значительные экспериментальные рассогласования в вопросе о существовании многих резонансов, а также их энергетических положениях. В связи с отсутствием точных теоретических данных вопрос о существовании многих из этих резонансов следует считать пока открытым. Так, например, Месси⁶¹ считает,

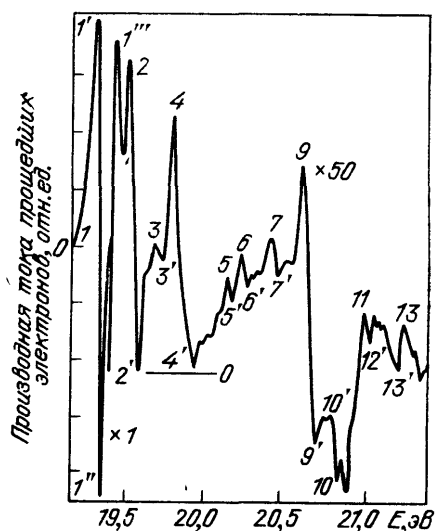
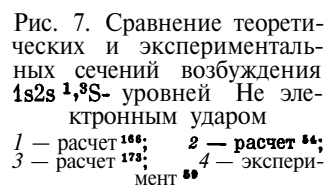


Рис. 6. Производная по энергии тока электронов, прошедших через гелий, как функция энергии электронов согласно эксперименту⁵⁵



Существует обширная литература, посвященная резонансам в рассеянии электронов на атомах других благородных газов. Однако она посвящена

Т а б л и ц а П

Энергии резонансов в $e+He$ рассеянии, полученные в различных экспериментах¹⁹

Обозначение на рис. 6	По 55			По 38		По 169		По 5		По 170	По 171	Класси- фика- ция 55	Энергия состоя- ния 55
	Макс.	Нуль	Мин.	Макс.	Мин.	Макс.	Мин.	Макс.	Мин.				
1-1'-1"-1'''	19,32	19,34	19,36	19,37	19,30	19,30	19,40	19,31	19,37		19,30	2 ² S He-	
2-2'	19,43		19,55			19,43	19,47	19,43	19,47			2 ² P He-	
3-3'	19,51		19,73			19,58	19,62						
4-4'	19,69		19,93	19,80	19,80	19,818		19,818				2 ³ S He	19,818
5-5'	19,825		20,14			20,04	20,10						
6-6'	20,23		20,27			20,17	20,21						
7-7'	20,40		20,44			20,30	20,35						
8-8'	20,45									20,34	20,45	2 ² P He-	
9-9'	20,61		20,69	20,58	20,62	20,59		20,59				2 ¹ S He	20,614
10-10'	20,86		20,82										
11-11'	20,98					20,93	21,22					2 ³ P He	20,962
12-12'			21,02							20,99	21,00	2 ² D He-	
13-13'	21,24		21,19		21,19							2 ¹ P He	21,216

в основном резонансам, возникающим при возбуждении электрона из внутренних оболочек или возбуждении двух электронов из внешней оболочки. Так, в работе⁶² рассматриваются резонансы, обусловленные АИС с конфигурациями $[nsnp^6] mlm'l'$ и $[ns^2np^4] mlm'l'm''l''$. Поскольку резонансы этого типа выходят за рамки рассматриваемого в данной статье материала, мы отсылаем читателя к оригинальной статье⁶² (см. также^{63, 64} и литературу, цитированную там). В работе⁴¹ методом метастабиль-спектроскопии (см. раздел 3) выполнены измерения полных и дифференциальных сечений возбуждения метастабильных состояний атомов Ne, Ar, Kr и обнаружены резонансы. Так, при рассеянии электронов на атоме Ne обнаружены резонансы $2p^5(^4P_{3/2,1/2})3s3p^3P$ при энергии электронов 16,91 эВ и $2p^5(^2P_{3/2,1/2})3p^3^1S, ^1D$ при энергии 18,67 эВ. Подробный обзор экспериментов по обнаружению резонансов в низкоэнергетическом рассеянии электронов на атомах благородных газов сделан недавно Ридом⁶⁶. Теоретические расчеты резонансного рассеяния электронов на атомах инертных газов были выполнены в работе⁶⁶. Результаты расчетов находятся в хорошем согласии с экспериментом.

6. ИОН ГЕЛИЯ

По сравнению с атомом водорода резонансная структура сечений рассеяния электронов на изoeлектронном ему ионе гелия является значительно более богатой из-за наличия дальнедействующего кулоновского притягивающего потенциала.

Первый эксперимент по исследованию сечения возбуждения уровня He^+ электронами был выполнен в 1966 г. методом пересекающихся пучков Гарри-соном с сотрудниками⁶⁷. Несмотря на то, что моноэнергетичность электронного пучка составляла $\sim 1,5$ эВ, уже в этом первом эксперименте при энергии 48 эВ в сечении был обнаружен широкий максимум.

Наиболее тщательный эксперимент по изучению возбуждения 2s-уровня He^+ был выполнен Питом и Долдером⁶⁸ с использованием методики, аналогичной⁶⁷. Полученная в этом эксперименте резонансная структура сечения хорошо согласуется по форме как с данными эксперимента⁶⁷, так и с данными расчета⁶⁹.

Эксперименты по изучению возбуждения 2p-уровня He^+ были начаты в 1974 г. в Ужгородском университете под руководством Запесочного^{70,71} на установке с пересекающимися модулированными электронными и ионными лучками. Эффективность возбуждения уровня определялась путем регистрации излучения с длиной волны $\lambda = 304 \text{ \AA}$, возникающего при переходе $1s^2S_{1/2} - 2p^2P^0_{1/2, 3/2}$. Эти первые эксперименты не выявили структуры в функции возбуждения. Первое экспериментальное указание на существование резонансов в сечении возбуждения 2p-уровня He^+ в области 45–55 эВ появилось в⁶, а в эксперименте⁷², выполненном уже совсем недавно, была получена четкая резонансная структура сечения в виде широких максимумов, два из которых находятся ниже ($n = 3$)-порога He^+ .

Что же касается теоретических расчетов резонансов в сечениях $e - He^+$ рассеяния, то они проводились методом сильной связи каналов (см., например,⁶⁹ и приведенные там ссылки), методом сильной связи каналов с корреляционными функциями^{46,73}, алгебраическим вариационным методом⁷⁴, а также диагонализационным методом^{26, 29}.

На рис. 8 приведены теоретические и экспериментальные полные сечения возбуждения 2s-уровня He^+ . Как видно из рисунка, результаты расчетов по МССКФ и ДМ хорошо согласуются между собой. Особенно хорошее согласие получено для положения и формы первого глубокого минимума в сечении при энергии 44,8 эВ, который обусловлен нижними 1S - и $^3P^0$ -АИС He . В нерезонансной же области сечение, полученное ДМ, на 25% превышает сечение, рассчитанное МССКФ, что связано с менее полным учетом в ДМ поляризации мишени более высоколежащими состояниями по сравнению с МССКФ,

Сравнение теоретических сечений с экспериментальными показывает, что теоретические сечения значительно ($\sim$ в 1,5–2 раза) превышают экспериментальные. Анализ причин столь большого рассогласования, выполненный недавно Генри ⁷⁶, показывает, что, по-видимому, приведенное в ⁷⁵ экспериментальное сечение является существенно заниженным из-за трудностей

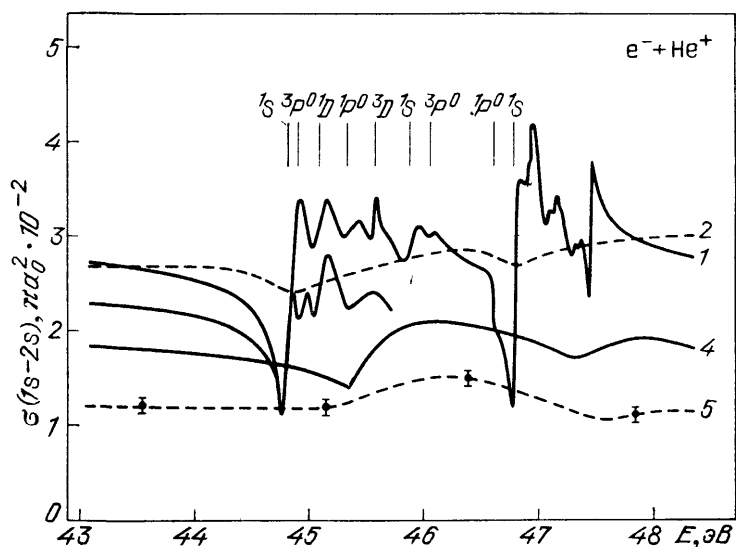


Рис. 8. Полное сечение возбуждения 2s-уровня He^+ электронным ударом. 1 — сечение, полученное диагонализационным методом ²⁶; 2 — сечение, полученное диагонализационным методом, и проинтегрированное с функцией распределения Гаусса шириной 1,5 эВ ⁴⁸; 3 — расчет по МССКФ; 4 — эксперимент ⁴⁸; 5 — эксперимент ⁷⁶. Вертикальными линиями отмечены энергетические положения $(3, n\alpha)$ АИС He

нормировки экспериментальной кривой. В то же время сечение, полученное ДМ и усредненное по распределению электронов в пучке шириной 1,5 эВ, выбранной в соответствии с условиями, реализованными в эксперименте ⁶⁸, хорошо согласуется по форме с экспериментальными сечениями. Это показывает, что межэлектронное корреляционное взаимодействие, ответственное за резонансные эффекты, в расчетах ДМ учитывается достаточно точно.

На рис. 9 приведены теоретические и экспериментальные сечения возбуждения резонансного 2p-уровня He^+ . Сравнение сечения, рассчитанного ДМ и проинтегрированного с функцией распределения Гаусса шириной 1,5 эВ, с экспериментальным сечением ⁷² (см. рис. 9) показывает, что рассчитанное сечение хорошо согласуется по форме (в области энергий между порогами $n = 2$ и $n = 3\text{He}^+$) с экспериментом, хотя и несколько превышает последнее. Таким образом, наблюдавшаяся в ⁷² резонансная структура сечения может быть полностью объяснена оже-распадом АИС атома He, сходящимся к порогам $n = 3$ и $n = 4\text{He}^+$.

Отметим недавно выполненную работу ¹⁵⁶, в которой посредством МСС с учетом двадцати состояний и псевдосостояний He^+ рассчитаны параметры АИС He ниже порога $n = 2\text{He}^+$. В работе показано, что в нерезонансной области энергий основную роль играют короткодействующие электрон-электронные корреляции, в то время как в области резонансов более важными являются дальнедействующие корреляции.

В заключение подчеркнем, что для детального сравнения рассчитанной к настоящему времени резонансной структуры сечений возбуждения $n = 2$ уровней He^+ с экспериментом необходимо проведение эксперимента с монокинетичностью электронного пучка, по крайней мере, 0,1–0,2 эВ. Учитывая значительные успехи, достигнутые в последнее время в совершенствовании экспериментальной техники, это является весьма реальной задачей. Кроме

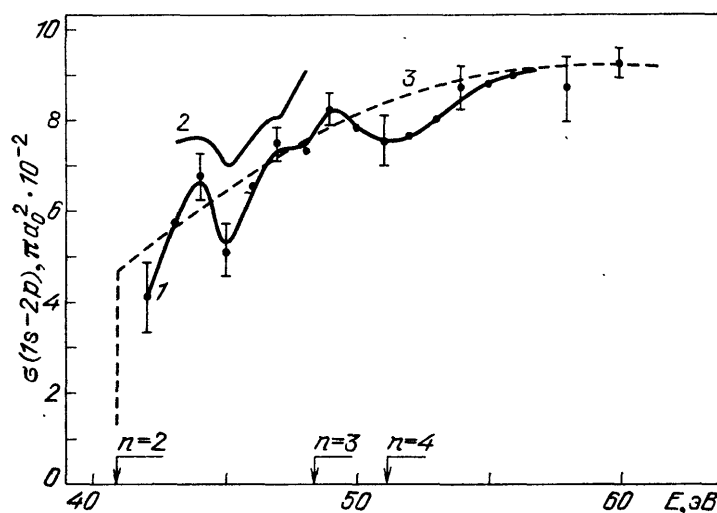


Рис. 9. Сравнение усредненного теоретического и экспериментального сечений возбуждения 2p-уровня He^+ электронным ударом.

1 — эксперимент⁷²; 2 — сечение, полученное диагонализационным методом и проинтегрированное с функцией распределения Гаусса шириной 1,5 эВ⁸⁰; 3 — эксперимент⁷².

того, для получения надежных экспериментальных результатов, необходимо решить проблему измерения абсолютных сечений, поскольку в настоящее время для получения абсолютных сечений была использована процедура нормировки экспериментальной кривой на расчет в борновском приближении в области 100–300 эВ, что является не всегда оправданным.

7. АТОМЫ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ

Отличительной чертой рассеяния медленных электронов на щелочных атомах является наличие четко выраженного ^3P -резонанса формы в сечении упругого рассеяния. Впервые этот резонанс был предсказан в теоретических расчетах, выполненных методом сильной связи $ns - np$ -состояний Каруле⁷⁷. Впоследствии существование ^3P -резонанса было подтверждено и другими теоретическими расчетами^{78–80}. Экспериментально ^3P -резонанс наблюдался Джонстоном и Барроу⁸¹ и Сайли и Лукасом⁸². Результаты теоретических и экспериментальных исследований положений ^3P -резонанса формы приведены в табл. III. Отметим, что резонансы формы в упругом рассеянии электронов на щелочных атомах в десятки раз превышают фоновое значение сечения. Это сказывается в изменении теплопроводности, электропроводности

Таблица III

Энергия (в эВ) ^3P -резонанса формы при рассеянии электронов на щелочных металлах

Элемент	Теория			Эксперимент	
	По ⁷⁸	По ⁸²	По ⁷⁹	По ⁸¹	По ⁸²
Li	0,06				
Na	0,10				
K	0,0024	0,02		$0,08 \pm 0,02$	
Rb				$< 0,05$	
Cs			0,00075		0,15–0,30

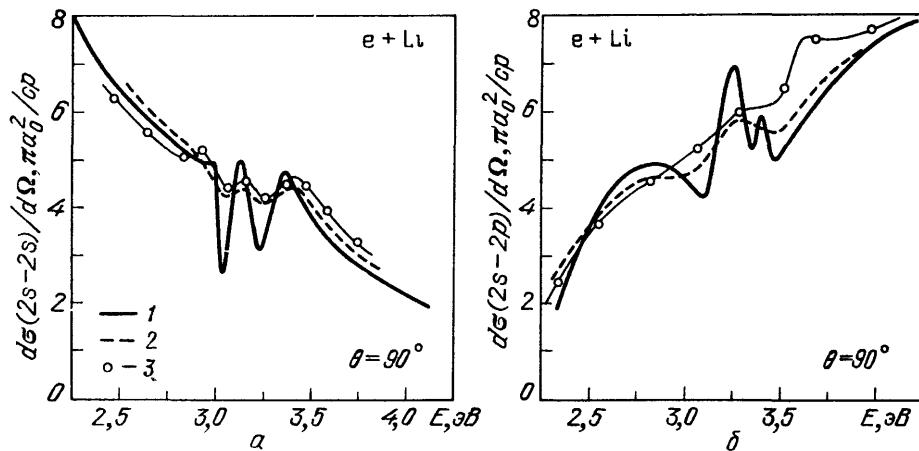


Рис. 11. Дифференциальные сечения упругого $e + \text{Li}$ -рассеяния (а) и возбуждения $2p$ -уровня (б) на угол 90° как функция энергии²⁸.

1 — расчет диагонализационным методом; 2 — сечение, полученное диагонализационным методом и проинтегрированное с функцией распределения Гаусса шириной 0,3 эВ; 3 — эксперимент

В 1984 г. выполнены²⁸ экспериментальное и теоретическое исследования дифференциальных сечений упругого и неупругого рассеяния электронов на атоме Li в области выше $2p$ 1P -порога возбуждения. Измерялись дифференциальные сечения упругого рассеяния и возбуждения $2p$ 3P -уровня на угол 90° . Моноэнергетичность пучка электронов составляла 0,3 эВ. Расчеты были выполнены диагонализационным методом с учетом двух открытых каналов. В рассчитанных парциальных сечениях резонансы проявляются вполне отчетливо. Вклад резонансов в полные и дифференциальные сечения проявляется менее отчетливо. Связано это с тем, что резонансы проявляются лишь в 1S -, 3S - и $^3P^0$ -волнах, которым соответствуют парциальные сечения, малые по сравнению с парциальными сечениями для D-, F- и G-волн, дающих основной вклад в сечение. На рис. 11 приведены результаты работы²⁸. Так как величина дифференциальных сечений была измерена в произвольных единицах, то для сравнения с расчетом экспериментальная кривая была так сдвинута по вертикали, чтобы вдали от резонансов отклонение двух кривых было минимальным.

7.2. Атом натрия

Автоионизационные состояния Na^+ изучались методом сильной связи каналов (см., например,⁷⁸) и методом наложения конфигураций^{85,88}. В⁸⁵ были предсказаны 1P -, 1D - и 1S -АИС с энергиями 2 эВ и 3,04 эВ соответственно (энергии отсчитаны от энергии основного состояния атома Na).

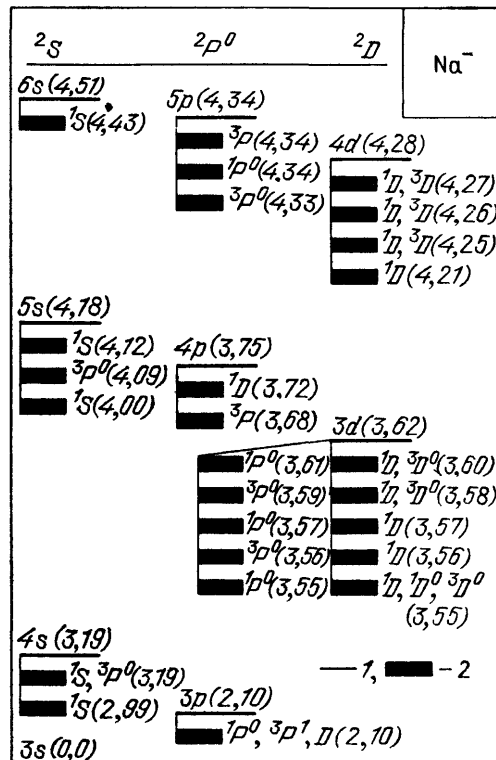


Рис. 12. Схема АИС иона Na^+ ⁸⁸. 1 — уровни Na; 2 — уровни Na^- . В скобках указаны энергии в эВ

Результаты более полных расчетов, выполненных в ⁸⁸, приведены на рис. 12. В этой работе в качестве базиса выбиралось до 30 хартри-фокских конфигураций, рассчитанных с учетом поляризации $2p^6 1S$ -остова. Поляризация остова учитывалась введением в гамильтониан двухпараметрического потенциала. Расчеты выявили 28 АИС, лежащих ниже $6s$ -порога атома Na. Выше этого порога расчеты не проводились. Среди этих АИС имеются и 3 низших состояния $1P$, $1D$, $1S$, предсказанные в ⁸⁵. Как видно из рис. 12,

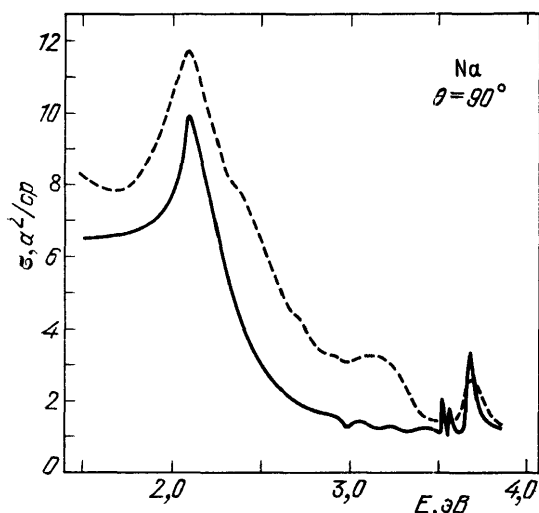


Рис. 13. Дифференциальные сечения упругого рассеяния электронов на атоме Na ^{90,91}

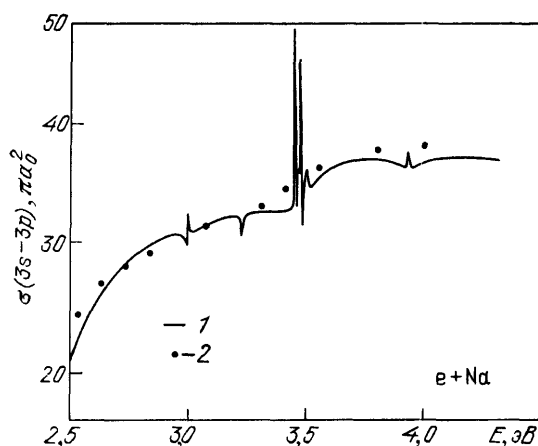


Рис. 14. Полное сечение возбуждения $3p \ 2P^0$ -уровня атома Na электронным ударом. 1 — расчет диагонализационным методом ⁸⁸, 2 — эксперимент ⁸⁸

симумы, соответствующие $1S$ -, 1^3P^0 -, $1D$ -АИС, находящимся под порогами $4s$, $3d$, $4p$. Вблизи порога возбуждения $3p \ 2P^0$ -уровня атома Na наблюдалась особенность в сечениях, обусловленная влиянием $1P$ - и $1D$ -АИС иона Na- и эффектом открытия нового канала в рассеянии S-волны. Теоретическому изучению влияния выше лежащих АИС на полные сечения упругого и неупругого рассеяния электронов на атомах Na посвящена работа ⁸⁸. Результаты приведены на рис. 14. Сравнение рис. 13 и 14 наглядно демонстрирует преимущества изучения резонансов путем измерения дифференциальных сечений по сравнению с измерением полных сечений.

под $3d$ - и $4d$ -порогами образуется несколько АИС с одинаковым термом. Это свидетельствует о том, что атом Na обладает в возбужденных $2D$ -состояниях наиболее сильным притягивающим потенциалом.

Заметим, что в процессы упругого рассеяния четные Р-АИС и нечетные D-АИС вклад не дают вследствие сохранения четности и полного орбитального момента (в приближении LS -связи). Они должны проявляться в фотопоглощении, в сверхупругом рассеянии и в возбуждении с $3p$ -уровня.

Одним из первых экспериментов по рассеянию электронов на атоме Na был эксперимент ⁸⁹ по изучению полного сечения. Однако в этом эксперименте был выбран слишком большой шаг по энергии и никаких резонансных особенностей в сечении не наблюдалось. В последнее время более точный эксперимент с моноэнергетичностью электронного пучка 150 мэВ и с малым шагом по энергии был выполнен Казаковым и др. ⁹⁰ по определению дифференциального сечения упругого рассеяния на угол 90° , который позволил выявить целый ряд особенностей в сечении. На рис. 13 эти данные сравниваются с результатами расчетов, выполненных ДМ ⁹¹. Как видно из этого рисунка, в структуре сечения четко проявляются мак-

7.3. Атом калия

В работе ⁹² с помощью МСС в приближении 4s-4p-3d-состояний были рассчитаны фазы упругого рассеяния электронов на атоме К. При этом оказалось, что **¹P⁰- и ³P⁰-фазы** имеют резонансное поведение, обусловленное образованием АИС иона **K⁻** под порогом возбуждения 4p ³P-состояния. Попытка ⁹³ подтвердить существование этих АИС в расчетах с использованием метода гиперсферических координат (см. ниже) не увенчалась успехом. Как отметил Лин ⁸⁶, это связано с использованием в ⁹³ слишком грубого приближения, а именно — потенциала Германа — Скилмана для описания поля остова. В то же время в экспериментальной работе ⁹⁴ было выявлено резонансное поведение дифференциального сечения рассеяния между порогом возбуждения 4p- и 5p-уровней. Авторы объясняют такое поведение образованием при рассеянии промежуточных АИС иона **K⁻** с полным моментом $L = 0$, $L = 1$ (или $L = 3$) и $L = 2$ с энергиями 2,4, 2,68 и 2,6 эВ соответственно. Однако теоретическое описание этих особенностей в сечении до сих пор не дано. Детальные данные по определению дифференциального сечения упругого рассеяния и возбуждения 4p-уровня были сообщены в ⁹⁰.

7.4. Атом цезия

Изучению рассеяния электронов низких энергий на атомах Cs посвящен целый ряд работ (см., например, ⁹⁵⁻⁹⁸). Однако до сих пор не имеется экспериментальных результатов по детальному изучению резонансов в $e + \text{Cs}$ -рассеянии, хотя проведение таких экспериментов планируется в ближайшем будущем ⁹⁸. Поэтому основным источником наших знаний об АИС иона **Cs⁻** и их роли в $e + \text{Cs}$ -рассеянии в настоящее время являются теоретические исследования. Наиболее полные расчеты резонансов в $e + \text{Cs}$ -рассеянии были выполнены R-матричным методом с учетом спин-орбитального взаимодействия в работах ^{97, 98}. Была выявлена сложная структура сечений вблизи **6p ²P_{1/2, 3/2}** и **5d ²D_{3/2, 5/2}** порогов возбуждения. На рис. 15 приведены полные сечения упругого рассеяния и возбуждения **²P_{1/2, 3/2} уровней**.

Для обнаружения и классификации резонансов авторы ⁹⁸ подробно проанализировали энергетическую зависимость суммы собственных фаз (т. е. фаз элементов матрицы, получающейся в результате диагонализации S-матрицы) при каждом фиксированном $J = 0, 1, 2, 3, 4$ и фиксированной четности $\pi = \pm 1$. Ими было выявлено 25 резонансов, каждому из которых (кроме двух) приписана определенная конфигурация (см. табл. IV). В этой таблице каждое семейство резонансов, имеющих одну и ту же конфигурацию, орбитальный момент и спин и расположенных под одним и тем же порогом, обозначено прописной буквой.

Среди выявленных резонансов имеются такие (в табл. IV они отмечены буквами А и К), которые обусловлены захватом падающего электрона на

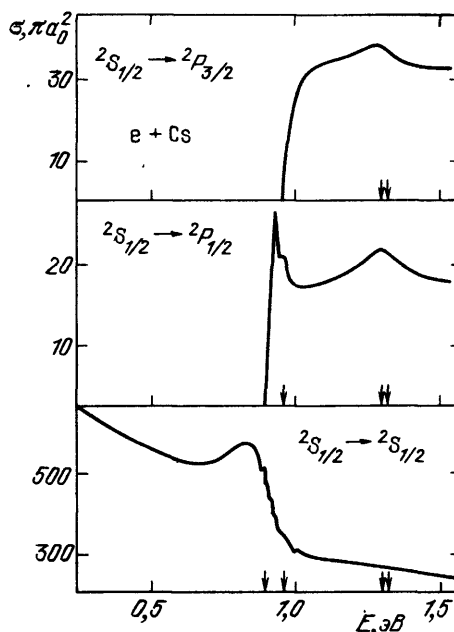


Рис. 15. Полные сечения рассеяния и возбуждения **²P_{1/2, 3/2}-уровней** Cs электронным ударом. Стрелками указаны **²P_{1/2}, ²P_{3/2}, ²D_{3/2}** и **²D_{5/2}**-пороги Cs

большом расстоянии дальнедействующим потенциалом возбужденного атома Cs. Следует однако подчеркнуть, что вследствие сильного межконфигурационного взаимодействия классификация резонансов на основе приписыва-

Таблица IV
Конфигурации резонансов,
обнаруженных в e^+Cs -рассеянии⁹⁸

A	$6p7s\ ^3P_{0,1,2}$	G	$6p5d\ ^1D_{1,2,3}$
B	$6p5d\ ^3D_{1,2,3}$	H	$6p^2\ ^1S_0$
C	$6s6p\ ^1P_1$	I	$6p^2\ ^3P_{0,1,2}$
D	$6p5d\ ^3F_{2,3,4}$	J	$6s5d\ ^3D_{1,2,3}$
E	$6p5d\ ^1D_2$	K	$6p7p\ ^3D_{1,2,3}$
F	$6p5d\ ^1F_3$		

нания им определенных конфигураций является весьма приближительной. Что касается положений этих резонансов, то резонансы A, D, H и I расположены непосредственно под порогом $^2P_{1/2}$, C, E и K — между порогами $^1P_{1/2}$ и $^2P_{3/2}$, B и F — между порогами $^2P_{3/2}$ и $^2D_{3/2}$, а G — между порогами $^2D_{3/2}$ и $^2D_{5/2}$. Отметим, что в сечениях резонансы проявляются менее отчетливо.

Это связано с тем, что большое количество резонансов различной симметрии перекрываются по энергии и сильно интерферируют в полном сечении.

Сделаем теперь несколько обобщающих замечаний о роли межэлектронных корреляций в образовании АИС отрицательных ионов щелочных атомов.

Для описания однократно возбужденных состояний атомов в большинстве случаев применима модель независимых электронов. В этой модели предполагается, что каждый электрон движется в поле, создаваемом ядром и остальными электронами, и обладает собственной волновой функцией. При этом каждое состояние атома характеризуется определенной конфигурацией. Эта модель, однако, плохо описывает АИС атомов. Тем более она оказывается несостоятельной при попытках применить ее к описанию АИС отрицательных ионов, поскольку в этом случае межэлектронные корреляции играют еще большую роль.

Все проведенные расчеты АИС ионов щелочных атомов указывают на сильное межконфигурационное смешивание. При этом характер смешивания таков, что можно выявить два крайних способа образования АИС^{99,100}. В одном случае возбужденный атомный и захваченный электроны образуют сильно скоррелированную пару и движутся приблизительно на одинаковом расстоянии от ядра. При этом существенной является радиальная корреляция в движении электронов. Во втором случае захват налетающего электрона происходит на далеком расстоянии. При этом средние расстояния электронов до ядра значительно различаются и имеется сильная угловая корреляция в их движении. Очень подробно корреляции в движении двух возбужденных электронов рассмотрены в превосходном обзоре Фано¹⁰⁰.

Наиболее распространенным способом расчета параметров АИС отрицательных ионов является многоконфигурационный метод Хартри — Фока и метод наложения конфигураций. Однако эти методы не позволяют дать сколько-нибудь естественную классификацию АИС. В связи с этим большой интерес представляет метод гипертсферических координат^{100, 101–105}, в котором волновая функция двух электронов представляется в виде разложения по собственным функциям оператора «углового момента» в 6-мерном пространстве. Этот метод позволяет не только проводить систематическое описание параметров, но и дать естественную классификацию АИС. Однако он довольно сложен в реализации, в связи с чем до сих пор с его помощью выполнено сравнительно мало расчетов.

Следует отметить, что в настоящее время теоретических данных о резонансах в столкновениях электронов с щелочными атомами гораздо больше, чем экспериментальных. Как мы видели, в случае легких щелочных атомов резонансы лежат почти в порогах и очень близки друг к другу. Поэтому для их обнаружения необходимо иметь высокоразрешающую аппаратуру.

Так как резонансы в случае атомов Li, Na, K намного четче проявляются в дифференциальных сечениях, нежели в полных, для их обнаружения и надежной идентификации необходимо иметь больше экспериментальных данных по дифференциальным сечениям, особенно их абсолютным значениям. Также весьма ценными были бы результаты, полученные в экспериментах с моноэнергетичными поляризованными (см. раздел 10) пучками электронов и щелочных атомов в резонансной области энергий. С теоретической точки зрения требуются дальнейшие более точные расчеты параметров резонансов, учитывающие с очень высокой точностью межэлектронные корреляции, а также разработка методов расчета сечений возбуждения с возбужденных уровней.

8. ИОНЫ ЩЕЛОЧНЫХ И ЩЕЛОЧНОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Интерес к ионам щелочноземельных элементов обусловлен тем, что процессы с их участием играют чрезвычайно важную роль в астрофизических и термоядерных исследованиях, при проведении экспериментов в околоземном космическом пространстве, в лазерной технике и других перспективных научно-технических направлениях. Так, например, в начале 60-х годов астрофизическими исследованиями солнечной хромосферы было установлено¹⁰⁶, что мощность излучения хромосферы на длине волны $\lambda = 2800 \text{ \AA}$, соответствующей переходу $3s \ ^2S_{1/2} \rightarrow 3p \ ^2P_{1/2,3/2} \text{ Mg}^+$, занимает второе место после излучения линий L_α атомарного водорода. Известна также важность в астрофизике излучения ионизированного кальция и бария. В частности, резонансные К- и Н-линии Ca^+ являются важнейшими источниками сведений о солнечной хромосфере.

Для импульсных газовых ОКГ перспективным является использование генерации на самоограниченных переходах ионов Ca^+ , Ba^{+100} , а также в послесвечении разряда на переходах Mg^+ , Ca^+ , Sr^+ , Ba^{+111} . Следует ожидать, что в процессах рассеяния электронов на ионах роль резонансов по сравнению с рассеянием электронов на атомах будет более значительной. Это связано с тем, что, как показал Пресняков¹¹², в отличие от атомов здесь имеется бесконечная серия резонансов под каждым порогом возбуждения иона. Более того, эта роль будет возрастать с увеличением зарядности иона¹¹³. Действительно, недавно выполнены новые эксперименты по изучению сечений возбуждения Mg^+ и Sr^+ электронами малых энергий^{114, 115}, в которых впервые наблюдалась четкая резонансная структура этих сечений.

Так как до настоящего времени отсутствуют какие-либо экспериментальные данные о сечениях упругого рассеяния электронов на ионах щелочноземельных элементов, рассмотрим эксперименты по исследованию возбуждения этих ионов электронами. Имеется весьма ограниченное количество работ, в которых исследовалась резонансная структура сечения возбуждения ионов электронами.

Для иона Be^+ существует единственный эксперимент, выполненный группой Данна, в котором изучалось сечение возбуждения резонансного уровня $2p \ ^2P^0_{116}$, однако резонансная структура сечения в околопороговой области обнаружена не была (рис. 16).

Первый эксперимент по исследованию возбуждения резонансного уровня $3p \ ^2P^0$ иона Mg^+ был выполнен в Ужгородском университете¹¹⁹. Сечение возбуждения резонансного уровня иона Mg^+ было измерено при энергиях от порога возбуждения до 100 эВ. В околопороговой области наблюдалась заметная структура, которая авторами¹¹⁹ была сперва объяснена эффектами каскадного заселения резонансного уровня Mg^+ . Недавно этими же авторами оптическим методом были выполнены более тщательные эксперименты по возбуждению электронами $3p \ ^2P^0$ -уровня Mg^+ ¹¹⁴ с существенно лучшей (~0,3 эВ) моноэнергетичностью электронного пучка (~1 эВ в¹¹⁹). В результате была выявлена очень четкая резонансная структура сечения возбужде-

ния, которая была объяснена эффектами захвата электронов в АИС Mg (рис. 17).

Этой же группой выполнены исследования резонансов в сечении возбуждения np^2P^0 уровней ионов Ca^+ ($n = 4$)¹²⁰, Si^+ ($n = 5$)¹¹⁵ и Ba^+ ($n = 6$)¹²¹

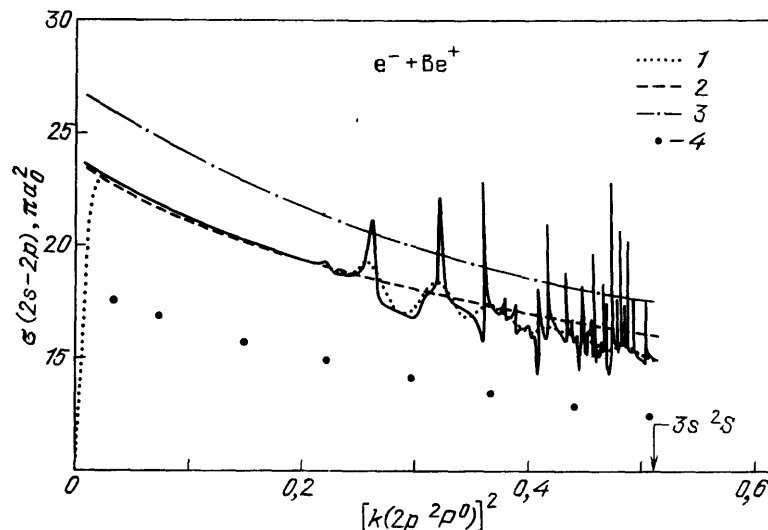


Рис. 16. Полное сечение возбуждения $2p^2P^0$ -уровня Be^+ электронным ударом¹¹⁷. 1 — сечение, полученное диагонализационным методом и проинтегрированное с функцией распределения Гаусса шириной 0,3 эВ¹¹⁷; 2 — МСС с учетом 2s-и 2p-состояний Be^+ ¹¹⁸; 3 — приближение Кулона—Борна¹¹⁸; 4 — эксперимент¹¹⁸.

с моноэнергетичностью электронного пучка 0,2 эВ. Причем, так как тонкое расщепление 2P -уровней в ионах тяжелых щелочноземельных элементов достигает значительной величины ($\sim 0,028$ эВ для Ca^+ , $\sim 0,099$ эВ для Si^+

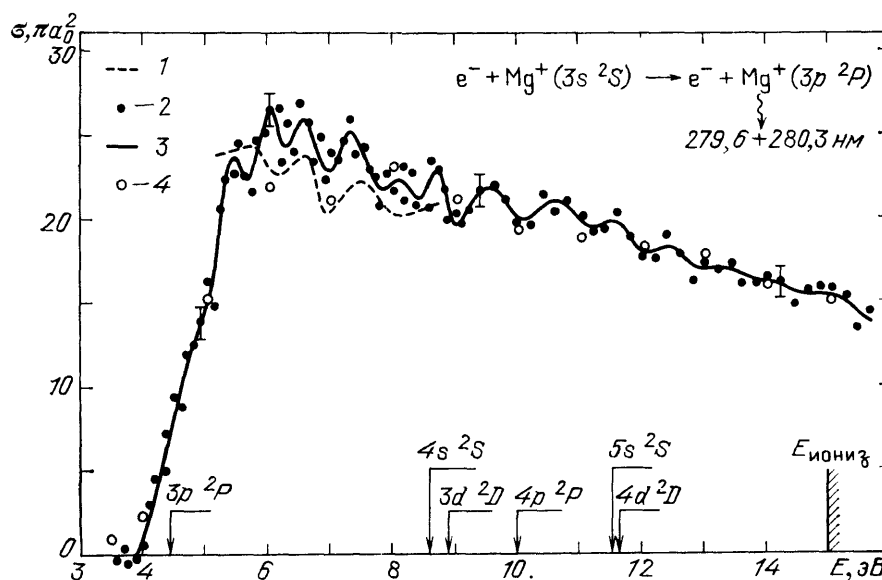


Рис. 17. Полное сечение возбуждения $3p^2P^0$ -уровня Mg^+ электронным ударом. 1 — сечение, полученное диагонализационным методом и проинтегрированное с функцией распределения Гаусса шириной 0,3 эВ¹¹⁴; 2 — эксперимент¹¹⁴; 3 — обработка результатов эксперимента¹¹⁴ методом цифровой фильтрации; 4 — эксперимент¹¹⁹.

и 0,210 эВ для Ba^+), то оказалось возможным изучить отдельно резонансную структуру сечений возбуждения подуровней с $j = 1/2$ и $j = 3/2$. Результаты этих экспериментов для иона Ba^+ приведены на рис. 18.

Для измеренных сечений возбуждения характерно следующее поведение: быстрый рост сечения в пороге, наличие особенностей в виде нескольких максимумов, резкий спад сечений в 2—3 раза в интервале от 6 эВ до потенциала ионизации и спад при больших энергиях по закону $\sigma \sim E^{-1}$.

Что же касается теоретических расчетов резонансов в сечениях рассеяния электронов на ионах щелочноземельных элементов, то к настоящему времени такие расчеты выполнены лишь для дифференциальных сечений упругого рассеяния $e^- + \text{Be}^+$ и $e^- + \text{Mg}^+$ в рамках ДМ²⁷, а также сечений возбуждений $2p\ ^2P^0$ -уровня Be^+ — ДМ и уровня $3p\ ^2P^0\text{Mg}^+ 123$ — МСС,¹¹⁷ — ДМ. Какие-либо расчеты резонансов в сечениях возбуждения ионов Ca^+ , Sr^+ , Ba^+ , в настоящее время отсутствуют.

В работе²⁷ изучена энергетическая зависимость дифференциального сечения упругого рассеяния $e^- + \text{Be}^+$ при различных углах рассеяния, а также получены положения резонансов с $\Gamma \gg 10^{-4}$ эВ. Установлено, что наиболее явно резонансы проявляются при рассеянии на большие углы. В отличие от сечения фотоионизации Be с основного состояния, где вся структура полностью определяется широкими $2pns\ ^1P^0$ - и узкими $2pnd\ ^1P^0$ -резонансами, основной вклад в структуру сечения упругого рассеяния $e^- + \text{Be}^+$ вносят триплетные $2pnd\ ^3P^0$ -, $2pnp\ ^3D$ - и $2pnd\ ^3F^0$ -, а также синглетные $2pnd\ ^1F^0$ -резонансы. Синглетные же S-, P- и D-резонансы дают значительно меньший вклад. При угле рассеяния $\theta = 180^\circ$ $1,3\ F^0$ -резонансы приводят к появлению в сечении серии отчетливых пиков, на фоне которых $2pnd\ ^3P^0$ - и $2pnp\ ^3D$ -резонансы проявляются в виде узких минимумов.

Резонансная структура дифференциального сечения упругого рассеяния электронов на ионе Be^+ является значительно более богатой и качественно отличается от структуры соответствующего сечения для иона He^+ . Это объясняется тем, что ширины $2pnl$ -АИС Be в целом существенно больше ширины $(2n, \alpha)$ -АИС He . Если для $L = 1$ ширины $2pnd\ ^3P^0$ -АИС Be лишь в два раза больше ширины $2pns\ ^3P^0$ -АИС He , то для $L = 2$ значения ширины $2pnp\ ^3D$ -АИС Be более чем на порядок превышают значения ширины $(2n, \alpha)\ ^3D$ -АИС He , а для АИС с $L = 3$, определяющих поведение сечения упругого рассеяния электронов на Be^+ , эта разница увеличивается уже до двух порядков.

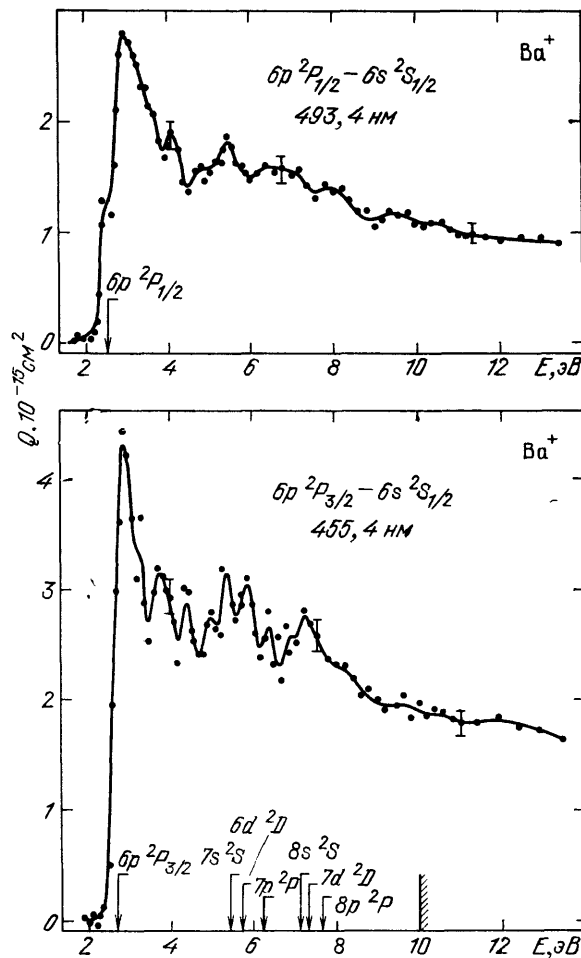


Рис. 18. Полное сечение возбуждения компонент $6p\ ^2P^0_{1/2, 3/2}$ -уровня Ba^+ электронным ударом¹²¹.

На рис. 19 представлена энергетическая зависимость дифференциального сечения упругого рассеяния электронов на ионе Mg^+ , а также отмечены положения и конфигурации соответствующих АИС Mg . Видно, что здесь также структуру сечения определяют в основном триплетные резонансы, причем особенно четко виден нижний $3p3d\ ^3F^0$ -резонанс с шириной $\Gamma = 0,264$ эВ.

Что же касается очень широких $3pns\ ^1P^0$ -резонансов, которые полностью определяют форму сечения фотоионизации Mg с основного состояния в припороговой области энергий, то их вклад в сечение упругого рассеяния можно

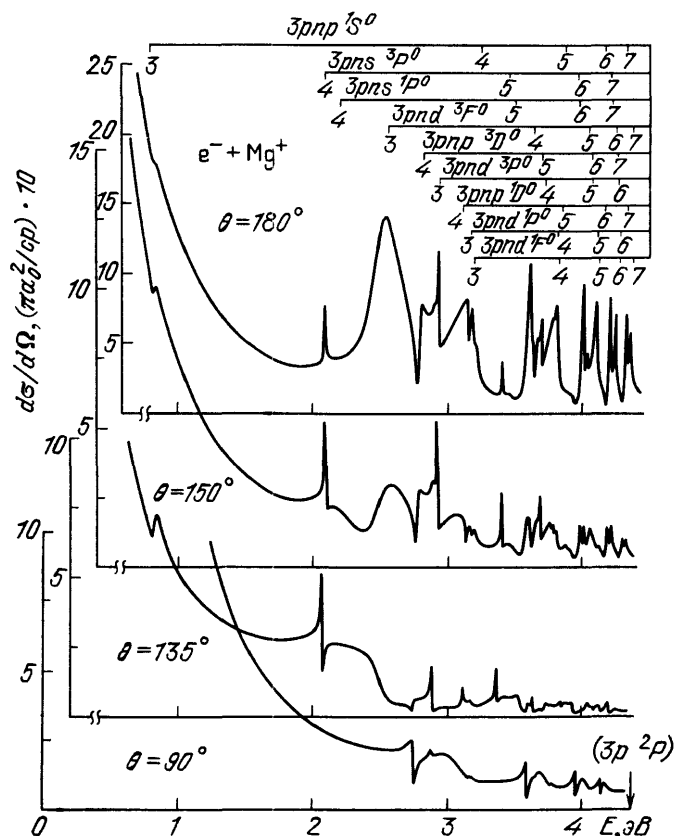


Рис. 19. Энергетическая зависимость дифференциального сечения упругого рассеяния электронов на ионе Mg^+ при различных углах рассеяния²⁷

заметить лишь при углах $\theta = 135^\circ$, когда пики, обусловленные $1,3\ F^0$ -резонансами почти полностью исчезают. При этих углах рассеяния нижний $3p4s\ ^1P^0$ -резонанс ($\Gamma = 0,585$ эВ) проявляется в виде очень пологого максимума в области энергий 2 эВ.

Отсутствие каких-либо других (теоретических, а также экспериментальных) результатов по дифференциальным сечениям упругого рассеяния электронов на ионах Be^+ и Mg не позволяет выполнить сравнительный анализ приведенных выше теоретических данных, полученных диагонализационным методом. Весьма желательной была бы постановка эксперимента по этим процессам, так как теоретически предсказываемая резонансная структура сечений упругого рассеяния является очень четко выраженной (особенно в случае иона Mg^+) и может быть зарегистрирована с помощью методики пересекающихся электронного и ионного пучков с использованием существующей в настоящее время экспериментальной аппаратуры.

На рис. 16 приведены результаты расчетов полного сечения возбуждения резонансного уровня Be^+ , а также результаты эксперимента¹¹⁶. Как и следо-

вало ожидать, в области далекой от резонансов ($k^2 \leq 0,2$ Ry), рассчитанное ДМ сечение совпадает с сечением, полученным в ¹¹⁸ методом сильной связи $2s - 2p$ -состояний Be^+ . В резонансной области сечение обнаруживает значительную структуру, основной вклад в которую вносят триплетные резонансы с $L \geq 1$. При увеличении энергии ($k^2 > 0,4$ Ry) резонансы сгущаются и наблюдаются в виде сплошной сетки очень узких пиков в сечении, превышающих общую величину сечения на $(3-5) \pi a_0^2$.

Для оценки влияния резонансов на сечение возбуждения в условиях реального эксперимента теоретическое сечение было усреднено по функции распределения энергии электронов в пучке с шириной 0,3 эВ.

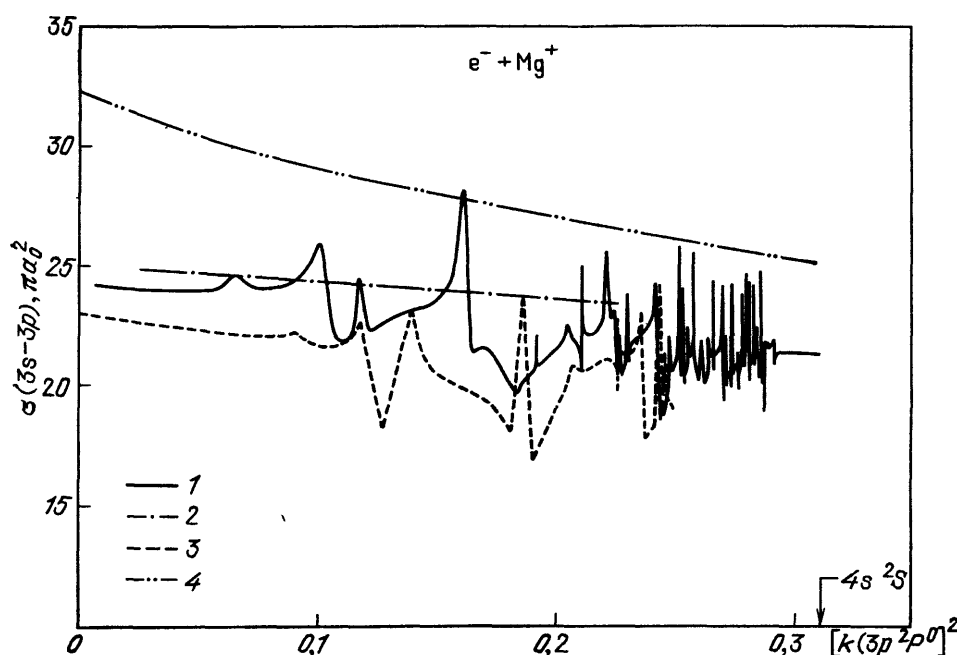


Рис. 20. Сравнение результатов расчетов полного сечения возбуждения $3p \ ^2P^0$ -уровня Mg^+ электронным ударом.

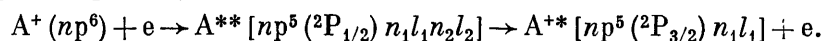
1 — сечение, полученное диагонализационным методом ¹¹⁴; 2 — МСС трех $(3s - 3p - 3d)$ состояний $\text{Mg}^+ \ ^{122}$; 3 — МСС четырех $(3s - 3p - 4s - 3d)$ состояний $\text{Mg}^+ \ ^{122}$; 4 — приближение Кулона — Борна ¹¹⁴; $(\frac{1}{2} (3p^2P^0))^2$ — энергия электронов в канале возбуждения $3p \ ^2P^0$ -уровня Mg^+ (в Ry)

На рис. 17 приведены результаты расчетов ДМ возбуждения резонансного уровня Mg^+ совместно с результатами недавно выполненного эксперимента Запесочного и др. ¹¹⁴. Как видно из рис. 17, рассчитанное посредством ДМ сечение, усредненное в соответствии с условиями эксперимента, очень хорошо согласуется как по величине, так и по форме с экспериментальным сечением, полученным путем дополнительной обработки результатов измерений методами цифровой фильтрации. Некоторое превышение экспериментального сечения над рассчитанным (~6%) объясняется, по-видимому, не совсем корректной процедурой нормировки экспериментального сечения на теоретическое, полученное в приближении Кулона — Борна при энергии 100 эВ.

На рис. 20 рассчитанное посредством ДМ сечение сравнивается с результатами других теоретических расчетов. Видно, что полученная в ¹²² МСС резонансная структура сечения возбуждения хорошо коррелирует с формой резонансов в расчете ДМ. Однако, несмотря на то, что относительное расположение резонансных особенностей на кривых очень хорошо согласуется между собой, на кривой, полученной МСС, они сдвинуты в область больших энергий приблизительно на 0,25 эВ. Этот энергетический сдвиг резонансов Mg в область больших энергий связан с тем, что в ¹²² не была учтена часть кор-

реляций, обеспечивающих дипольную поляризуемость $4s^2S$ -состояния Mg^+ . В расчетах ДМ дипольная поляризуемость была учтена путем включения в базис $4np$ (s , d)-конфигураций. Как видно из рис. 17, это позволило получить очень хорошее согласие между резонансной структурой сечения возбуждения $3p^2P^0$ -уровня Mg^+ , обнаруженной в эксперименте и полученной в расчетах диагонализационным методом¹¹⁴.

Перейдем теперь к краткой характеристике ситуации с ионами щелочных элементов. В последнее время получены весьма интересные результаты по возбуждению ионов щелочных элементов электронами¹²⁴. Впервые исследовано излучение, испускаемое при неупругих столкновениях ионов K^+ , Rb^+ , Cs^+ с электронами в области энергий 8–400 эВ. Полученная ярко выраженная структура указывает на резонансный характер взаимодействия. Авторы¹²⁴ полагают, что распад некоторых АИС на резонансный уровень иона происходит без изменения квантовых чисел n_1 , l_1 возбужденного электрона (процесс Костера — Кронига);



Характерно, что чем ниже находится резонансный уровень иона, тем богаче резонансная структура в сечении возбуждения этого уровня. Аналогичная ситуация наблюдалась в случае возбуждения электронами иона Ti^+ ¹²⁵. К сожалению, до настоящего времени теоретические расчеты, которые подтвердили либо опровергли бы сказанное относительно ионов щелочных элементов, не проводились.

Подводя итоги, отметим, что ситуация с изучением резонансов в электрон-ионных столкновениях менее благоприятна, чем в случаях рассеяния электронов на атомах. Экспериментальная информация бедна. Полное отсутствие экспериментальных данных по дифференциальным сечениям затрудняет в ряде случаев классификацию резонансов. Из-за большого энергетического разброса электронного пучка невозможно детальное сравнение теории с экспериментом.

9. АТОМЫ ВТОРОЙ ГРУППЫ

Поскольку два валентных электрона атомов II группы таблицы Менделеева образуют замкнутую ns^2 подоболочку, у них, в отличие от щелочных атомов, не существует стабильных отрицательных ионов. Однако при рассеянии электронов на этих атомах могут образовываться нестабильные состояния отрицательных ионов, распад которых проявляется в виде особенностей как в сечениях рассеяния, так и в оптических функциях возбуждения. И действительно, такие особенности были обнаружены в целом ряде теоретических и экспериментальных работ.

Остановимся сначала на резонансах формы, обнаруженных в сечениях упругого рассеяния электронов на атомах II группы.

В трансмиссионном эксперименте¹²⁶ были обнаружены 2P -резонансы формы в упругом рассеянии электронов на атомах Mg , Cd , Zn , Hg . В более поздних экспериментах^{11, 127}, проводившихся методом пересекающихся атомного и электронного пучков с регистрацией рассеянных электронов, были измерены полные сечения рассеяния электронов на атомах Mg , Ca , Sr и Ba в интервале энергий 0–10 эВ. В этих экспериментах было подтверждено наличие 2P -резонанса в $e + Mg$ рассеянии (рис. 21) и обнаружены 2D -резонансы формы в упругом рассеянии электрона на атомах Ca , Sr , Ba .

Теоретически существование 2P -резонансов формы в упругом рассеянии электронов на атоме Be и Mg было предсказано в многих работах (см., например,^{129, 130}). В¹²⁹ задача рассеяния решалась в одноканальном приближении с потенциалом $V = V_s + V_{pol}$, где V_s — статический потенциал атома, а V_{pol} — феноменологический поляризационный потенциал. В¹³⁰ сечения упругого $e + Be$ - и $e + Mg$ -рассеяния было рассчитано в приближении сильной связи трех состояний: n^1S , n^1P и n^3P ($n = 3, 4$ для Be и Mg соответ-

ственно). При этом 2P -резонанс в расчетах ¹³⁰ был обнаружен только для $e + \text{Be}$ -рассеяния. Причина отсутствия резонанса в расчетах ¹³⁰ для атома Mg состоит, возможно, в том, что расчет проводился с недостаточно малым шагом по энергии.

Расчет упругого $e + \text{Ca}$ рассеяния проводился методом сильной связи двух и трех состояний в ¹³⁰ и с применением ПСФО ¹³¹. Полученные в ¹³¹ результаты указывают на существование двух максимумов (рис. 22), которые авторы интерпретируют как резонансы формы. Первый максимум, образованный p -волной при энергии 0,27 эВ, не был обнаружен в эксперименте ¹¹. Второй максимум образован в основном d -волной и лежит при энергии $\sim 1,35$ эВ. В эксперименте ¹¹ в упругом сечении обнаружены два 2D -резонанса, однако первый, резонанс формы, расположен при гораздо меньшей энергии $\sim 0,7$ эВ, а второй, появляющийся при энергии $\sim 1,7$ эВ, авторы ¹¹ классифицируют как резонанс Фешбаха. В расчетах же ¹³⁰ P -резонанс вблизи упругого порога вообще отсутствует. Авторы ¹³¹ объясняют этот факт тем, что расчет ¹³⁰ проводился с грубыми полуфеноменологическими волновыми функциями атома Ca .

Таблица V

Энергии и ширины резонансов формы в упругом рассеянии электронов на атомах второй группы

	E , эВ	Γ , эВ
Mg	0,15	0,14
Cd	0,33	0,33
Zn	0,49	0,45
Hg	0,63	0,4

Теоретическое исследование $e + \text{Sr}$ и $e + \text{Ba}$ рассеяния проводилось МСС двух и трех состояний в работе ¹³⁰. Расчет обнаружил 2D -резонанс формы в упругом $e + \text{Sr}$ -рассеянии, наблюдавшийся в эксперименте ¹¹. Однако 2D -резонанс формы в упругом $e + \text{Ba}$ рассеянии, также наблюдавшийся в ¹¹, обнаружен не был. Возможно, что причина этого, как и в случае $e + \text{Mg}$ рассеяния, состоит в выборе при расчетах недостаточно малого шага по энергии.

В табл. V приведены положения и ширины резонансов формы в упругом рассеянии электронов на обсуждавшихся атомах второй группы.

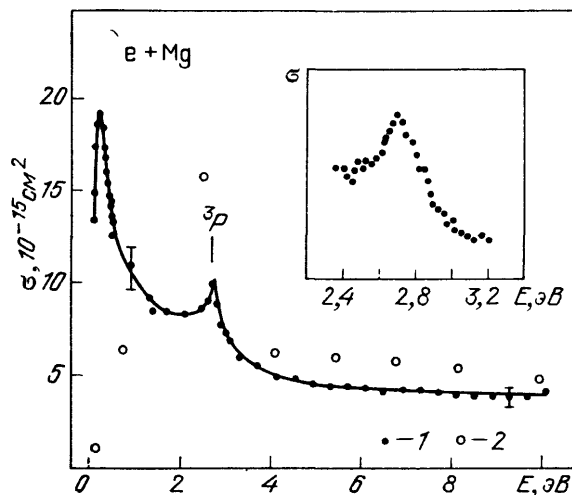


Рис. 21. Полное сечение рассеяния электронов на атомах Mg .

1 — эксперимент ¹²⁸; 2 — расчет ¹³⁰

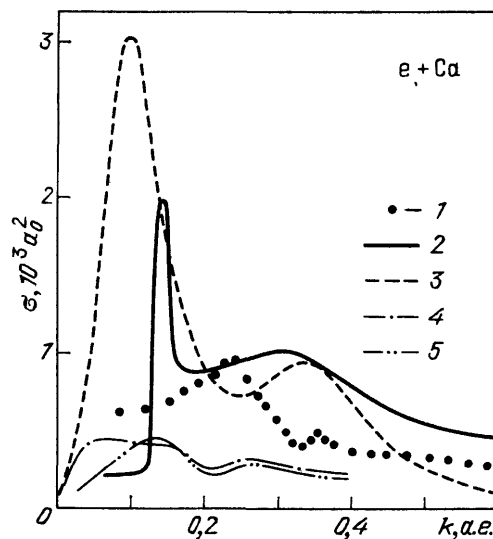


Рис. 22. Полное сечение упругого рассеяния медленных электронов на атоме Ca .
1 — эксперимент ¹¹; 2 — расчет методом ПСФО ¹³¹; 3 — расчет упрощенным методом ПСФО ¹³¹; 4 — МСС $4s - 4p - 4p$ -состояний Ca ¹³⁰; 5 — МСС $4s - 4p$ -состояний Ca ¹³⁰

Перейдем теперь к резонансам Фешбаха, наблюдавшимся при столкновении электронов с атомами II группы таблицы Менделеева.

Резонанс под порогом возбуждения 3^3P -уровня атома Mg при энергии 2,7 эВ был впервые обнаружен в эксперименте¹⁰. Авторы считают, что этот резонанс обусловлен $3s3p^2D$ -состоянием иона Mg^+ , и связывают с D-резонансом, теоретически рассчитанным в¹³⁰ и расположенным при энергии 2,6 эВ. Этот же резонанс наблюдался и в уже упоминавшихся экспериментах^{127, 128} при энергии 2,7 эВ (см. рис. 22). В¹¹ были обнаружены резонансы под первым порогом возбуждения и в рассеянии электронов на атомах Ca и Sr (см. рис. 22). Заметим, что хотя в эксперименте не наблюдались резонансы под первым порогом возбуждения атома Ba, в расчетах¹³⁰ четко проявляется довольно широкий максимум в парциальном сечении $\sigma(L=1)$ при энергии ~2,04 эВ. Большое число резонансов было обнаружено в сечениях возбуждения уровней атома Mg в работе¹³² при измерении оптических функций возбуждения.

Первая работа, в которой исследовались резонансы в сечениях возбуждения атомов Zn и Gd, была выполнена Шпеником с сотрудниками оптическим методом^{7, 133}. На измеренных с высокой моноэнергетичностью $\Delta E \sim \sim 80$ мэВ оптических функциях возбуждения 5^3S_0 и 6^3S_1 атомов Zn и Cd соответственно был обнаружен ряд особенностей, которые после выделения вклада каскадных переходов удалось интерпретировать как резонансы Фешбаха.

В табл. VI сведены экспериментальные и теоретические результаты по определению положений и классификация резонансов в сечениях упругого рассеяния (кроме резонансов формы) и сечениях возбуждения для атомов Ca, Sr, Ba, Mg, Zn, Cd.

Таблица VI

Энергии (в эВ) и классификация резонансов
в сечениях упругого рассеяния и в сечениях
возбуждения атомов второй группы

Атом	Эксперимент	Теория	Конфигурация, терм
Ca	1,7±0,1 ¹³²	1,77 ¹³⁰	3d ² 4s или 3d4s4p P
Sr	1,2±0,1 ¹³²	0,95 ¹³⁰	4d ² 5s или 4d5s5p D
Ba	3,92 ¹³²		5s5p6s P
Mg	2,7±0,3 ¹³² 3,1 ¹³² 4,4 ¹³² 4,7 ¹³² 5,2 ¹³² 5,7 ¹³² 6,3 ¹³² 6,5 ¹³² 6,7 ¹³² 7,0 ¹³² 7,4 ¹³²	2,58 ¹³⁰	3s3p ² D 3s ² 3d ² D 3s ² 4p ² P ⁰ 3s3p ³ S 3s3p ² P 3s3p4s ⁴ P ⁰ 3s3p3d ² D ⁰ 3s3p3d ² P ⁰ 3s3p5s ² P ⁰ 3s3p4d ² P ⁰ 3s3p5d ² P ⁰
Zn	7,18 ¹³³ 7,56 ¹³³		
Cd	6,75 ¹³³ 7,24 ¹³³		

Очень детально изучены резонансы в сечениях возбуждения атомов Hg. Впервые указания на их существование появились в работах Шпеника и др. еще в 1965 г.^{7, 133}. На рис. 23 в качестве примера приведены полученные ими функции возбуждения линий атома ртути $\lambda = 5461 \text{ \AA}$ ($6^3P_2 - 7^3S_1$) и $\lambda = 2537 \text{ \AA}$ ($6^1S_0 - 6^3P_1$).

В том же 1965 г. появилась работа⁵, в которой было обнаружено 13 особенностей в энергетической зависимости тока электронов, прошедших сквозь пары ртути. Анализ, проведенный Фано и Купером¹³⁴, позволил дать

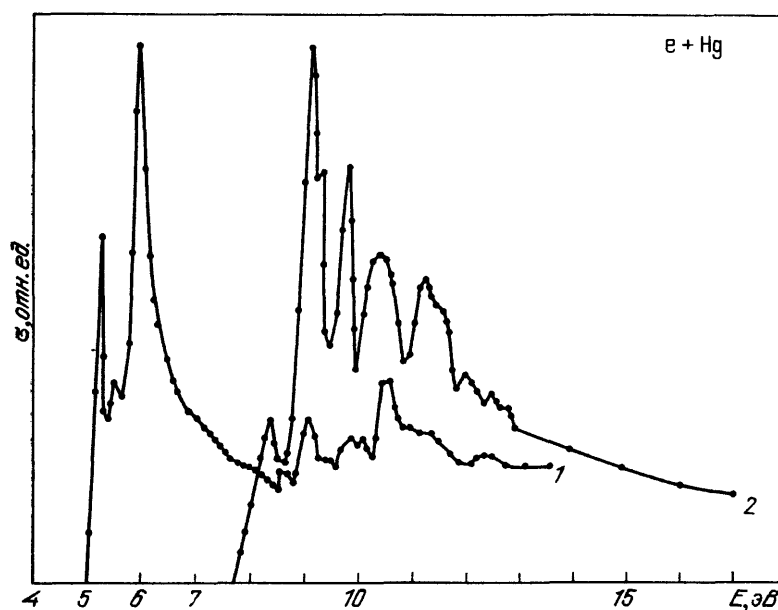


Рис. 23. Энергетическая зависимость сечений возбуждения линий атома ртути⁷.
1 — $\lambda = 2537 \text{ \AA}$ ($6^1S_0 - 6^3P_1$); 2 — $\lambda = 5461 \text{ \AA}$ ($6^3P_2 - 7^3S_1$)

интерпретацию некоторых из этих особенностей, объяснив их происхождение образованием короткоживущих состояний иона Hg^- . Позже Оттли и др.¹³⁵ измерили оптическую функцию возбуждения интеркомбинационной линии ртути и ее поляризацию. Результаты работы¹³⁵ хорошо согласуются с результатами прецизионного исследования оптических функций возбуждения (разрешение $\sim 0,04 \text{ мэВ}$) в работе¹², в которой в области энергий от 4,5 до 12,5 эВ было выделено 15 резонансов.

Впоследствии изучению резонансов в $e + Hg$ -рассеянии было посвящено довольно большое количество работ. Недавно весьма прецизионные измерения сечения возбуждения метастабильных уровней Hg с энергетическим разрешением 25 мэВ были выполнены Ньюменом и др.¹³⁶, которыми была обнаружена богатая резонансная структура в области от 8,5 до 11 эВ.

Измерения дифференциальных сечений упругого рассеяния в области 4,5—6 эВ были выполнены Албертом и др.¹³⁷. Эти измерения, а также теоретический анализ всех результатов по резонансам, проделанный Хеддлом¹³⁸, позволили дать надежную классификацию резонансов в этой области энергий.

В работе Казакова и др.¹³⁹ также были измерены дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяний электронов на атомах Hg на угол 90° . Их результаты по упругому рассеянию подтверждают данные, полученные в предыдущих работах.

Наиболее полная теоретическая интерпретация упругого $e + Hg$ -рассеяния и возбуждения состояний $6s6p^3P_{0,1,2}$ и $6s6p^1P_1$ была выполнена Бэрком и др.¹⁴⁰ с помощью R -матричного метода с учетом пяти состояний в при-

Таблица VII

Энергии и классификация резонансов в e^+Hg -рассеянии.
Энергии приведены в эВ

Классификация ^{141, 145}	По ⁵	По ¹²⁶	По ¹²	По ¹³⁵	По ¹³⁷	По ¹⁴⁰
$6s^26p\ ^2P$		0,63				
$6s6p^2\ ^4P_{1/2}$	4,07				4,55	4,7
$6s6p^2\ ^4P_{3/2}$	4,30		4,70		4,71	4,7
$6s6p^2\ ^4P_{5/2}$	4,89		4,90	4,92	4,94	4,9
$6s6p^2\ ^2D_{3/2}$				5,23		5,5
$6s6p^2\ ^2D_{5/2}$				5,50	5,51	5,5

пороговой области энергий. Как видно из табл. VII, теоретические результаты¹⁴⁰ весьма хорошо согласуются с экспериментальными данными^{12, 135, 137}.

В последнее время в связи с усовершенствованием экспериментальной техники стало возможным наблюдение возбуждения электронами возбужденных атомов (ступенчатое возбуждение). Недавно эксперимент по возбуждению атома Na с уровня 3p был выполнен Галлахером³⁶. Обширная программа исследований выполнена Алексахиним и др. по возбуждению Na*, Ca*, Ba* и Si*^{141, 142}. Интересным является то, что сечения ступенчатого возбуждения значительно, иногда даже в сотни раз, превышают сечения возбуждения этих же уровней из основного состояния. Вблизи порога явственно проявляется значительный максимум, который, возможно, является резонансом формы. Пока еще теоретической интерпретации этих результатов не существует.

10. ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В РАССЕЯНИИ

Для более глубокого понимания процессов столкновений в атомной физике весьма важными являются поляризационные эксперименты. Прогресс в создании источников поляризованных электронов, а также интенсивных атомных пучков, поляризованных лазерным излучением, дал новый толчок к изучению зависящих от спина эффектов в электрон-атомных столкновениях.

Напомним, что первичными величинами теории являются амплитуды, зависящие при заданной энергии от проекций спинов налетающего электрона и атомной мишени в начальном и конечном состояниях. Полное сечение получается путем интегрирования по углам, суммирования по проекциям спинов конечного состояния и усреднения по проекциям спинов начального состояния. Следовательно, измерение только полных сечений не позволяет получить исчерпывающую информацию об амплитуде. Эксперимент, который позволяет определить величину и фазу амплитуды при заданных значениях спиновых переменных, называют полным экспериментом. Он дает максимальную информацию о процессе и позволяет наиболее полно производить сравнение теории с экспериментом. В частности, он дает возможность определить по отдельности сечения прямого и обменного рассеяния. Мы уже говорили, что эксперименты на совпадение позволяют определить величины и относительные фазы амплитуд возбуждения атома на различные магнитные подуровни данного уровня. Эксперименты с поляризованными пучками дают информацию о спиновой зависимости электрон-атомных столкновений. С помощью же эксперимента на совпадение с поляризованными пучками можно, в принципе, определить амплитуду рассеяния^{143—145}. Общие вопросы теории поляризационных явлений в электрон-атомных столкновениях изложены в^{146, 147}.

В поляризационных экспериментах поляризованный или неполяризованный пучок электронов рассеивается на поляризованных или неполяризованных атомах.

Поляризованные пучки электронов и атомов могут быть получены различными способами. Для этого используют различные физические процессы — химионизацию оптически ориентированных атомов He в состоянии 2^3S , эффект Фано при рассеянии электронов на атомах щелочных металлов, фотоионизацию поляризованных атомов и др. (см., например, ^{148, 149} и приведенную там подробную библиографию). В настоящее время весьма распространенным является использование фотоэмиссии из GaAs-го катода, освещаемого циркулярно поляризованным излучением лазера ¹⁴⁹. В ¹⁴⁹ был получен электронный пучок с поляризацией 43% при токе 20 мкА и моноэнергетичности $\Delta E = 150$ мэВ. Осуществлены также эксперименты, в которых поляризованные электроны получают в результате рассеяния пучка неполяризованных электронов на какой-либо мишени. Это так называемые эксперименты по двойному рассеянию ¹⁵⁰. Поляризованные атомы можно получить, пропустив неполяризованный атомный пучок через неоднородное магнитное поле (опыт Штерна — Герлаха). В настоящее время широко используется техника оптической накачки циркулярно поляризованным лазерным излучением определенного подуровня сверхтонкой структуры атома ¹⁵¹. Таким способом была достигнута поляризация атомного пучка 85 %.

Существуют два типа экспериментов, в зависимости от того, какие величины измеряются. В экспериментах первого типа измеряют либо сечения процессов с заданными спиновыми состояниями частиц после рассеяния, либо различные величины, характеризующие спиновые состояния электронов и атомов после рассеяния. В экспериментах второго типа измеряют поляризацию фотонов, испущенных возбужденными в процессе столкновения атомами.

К экспериментам первого типа относятся работы по изучению процессов возбуждения поляризованных атомов щелочных металлов поляризованными электронами, выполненные Баумом, Шредером и др. ¹⁵². В этих работах была измерена асимметрия A_{ns-np} , которая определяется как

$$A_{ns-np} = \frac{\sigma(\uparrow\uparrow) - \sigma(\uparrow\downarrow)}{\sigma(\uparrow\uparrow) + \sigma(\uparrow\downarrow)};$$

Здесь $\sigma(\uparrow\uparrow)$ и $\sigma(\uparrow\downarrow)$ — сечения возбуждения, когда спины электрона и атома параллельны и антипараллельны соответственно.

Для параллельной спиновой конфигурации начального состояния частиц процесс описывается триплетным сечением σ_T . Для антипараллельной спиновой конфигурации, которая является смесью синглетных и триплетных состояний, сечение имеет вид

$$\frac{1}{2}(\sigma_T + \sigma_S).$$

Поэтому в терминах синглетного и триплетного сечения асимметрия может быть записана в виде

$$A_{ns-np} = \frac{\sigma_S - \sigma_T}{4\sigma},$$

где σ — полное сечение, определяемое соотношением

$$\sigma = \frac{1}{4}\sigma_S + \frac{3}{4}\sigma_T.$$

На рис. 24 приведены результаты исследования величины параметра асимметрии A_{2s-2p} для атома Li. Эксперимент был выполнен Шредером ¹⁵³, а теоретические данные получены ДМ ¹⁵⁴ и МСС ¹⁵⁵. Как видно из рисунка, эксперимент указывает на наличие **1D -резонанса** в припороговой области. В то же время резонансы, связанные с возбужденными состояниями атома Li, обнаружены не были.

На рис. 25 приведены результаты теоретического расчета ⁹⁸ вектора поляризации рассеянных электронов в процессе $e + Cs(6s) \rightarrow e + Cs(6s)$

для различных углов рассеяния и различных состояний поляризации пучков. Если пучок падает вдоль направления оси Z , а плоскость рассеяния (x, z), то вектор поляризации $\mathbf{P}$ перпендикулярен этой плоскости и отличная от нуля составляющая P_y ($|P_y| \leq 1$) равна разности вероятностей W_1 и W_2 проекций спина электрона $S_y = 1/2$ и $S_y = -1/2$. Как видно из рисунков, вне

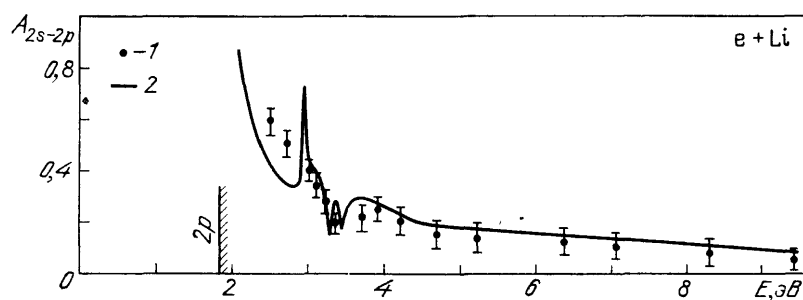


Рис. 24. Параметр асимметрии $A_{2s-2p} e + Li$ -рассеяния. 1 — эксперимент¹⁵³; 2 — расчет диагонализационным методом¹⁵⁴.

резонансной области P_y мало, а в области резонансов на кривой имеется структура, сильно зависящая от угла рассеяния. К сожалению, до сих пор нет экспериментальных данных, которые можно было бы сравнить с этими теоретическими расчетами. Такие данные существуют для $e + Hg$ -рассеяния.

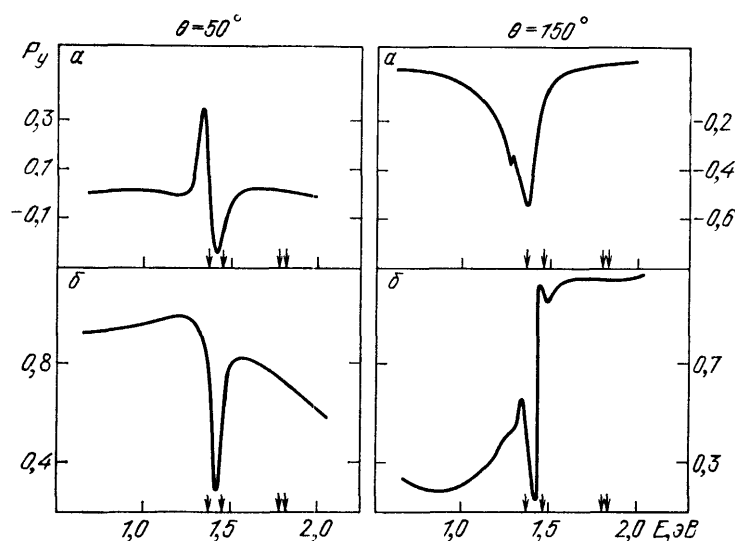


Рис. 25. Вектор поляризации P_y в $e + Cs$ -рассеянии для различных углов рассеяния и различных состояний поляризации пучков.
а — Электронный пучок неполяризован. б — Электронный пучок поперечно поляризован

Например, в работе¹³⁷ была измерена спиновая поляризация упруго рассеянных атомами ртути электронов как функция энергии в области 4—6 эВ для нескольких углов. По данным измерения авторы установили положения и классификацию трех резонансов: $^2S_{1/2}$ (4,55 эВ), $^2D_{3/2}$ (4,71 эВ), $^2D_{5/2}$ (4,49 эВ).

Эксперименты второго типа с неполяризованными в начальном состоянии электронами и атомами проводились уже давно, но только в последнее десятилетие они были проведены также с поляризованными пучками атомов и электронов. Так, в работе¹⁵⁷ была измерена степень поляризации излуче-

ния поляризованных атомов Na, возбуждаемых неполяризованным электронным пучком. Однако в этом эксперименте резонансы специально не исследовались и какого-либо их проявления на кривой, представляющей зависимость поляризации от энергии падающих электронов, не наблюдалось. Эксперимент по измерению циркулярной поляризации излучения, испущенного после возбуждения $6s6p\ ^2P$ -уровня атома ртути, был использован для классификации резонансов в работе ¹⁵⁸.

Несмотря на относительную малочисленность работ по исследованию резонансов в поляризационных экспериментах в настоящее время, стремительный прогресс в усовершенствовании техники получения поляризованных атомов и электронов, наметившийся в последнее время, позволяет надеяться, что в ближайшем будущем в этом направлении будет получено много интересных данных.

11. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изложенный выше материал свидетельствует о том, что изучение резонансов в сечениях рассеяния электронов на атомах и ионах в настоящее время является важной и актуальной задачей как теории, так и эксперимента. Резонансы существенно влияют на сечение рассеяния электронов на атомах и еще в большей степени на сечения рассеяния электронов на ионах, причем это влияние возрастает с ростом зарядности иона. Как было отмечено Смирновым ^{159, 160}, наличие АИС многозарядных ионов сильно сказывается на характере спектра излучения высокотемпературной плазмы. Образование и распад АИС существенно влияет на кинетику заселенностей уровней низкотемпературной лазерной плазмы. Вопрос о роли АИС в плазме подробно исследован в ¹⁶¹.

В настоящее время насчитывается едва ли больше десятка атомов, для которых имеется достаточно полная картина резонансов. Сегодня написаны только первые страницы спектроскопии АИС атомов и ионов. Резонансные явления являются «пробным» камнем отбора теоретических моделей для описания многочастичных взаимодействий. Существующие в настоящее время методы, такие, как метод сильной связи каналов, диагонализационный, R -матрицы и др., обеспечивают в значительной степени адекватное описание резонансных явлений в области низких энергий. Однако, несмотря на достигнутые успехи, все еще недостаточно изучена роль межэлектронных корреляций в образовании автоионизационных состояний. Как видно из обзора, основная часть как экспериментальных, так и теоретических работ посвящена изучению столкновений электронов с легкими атомами. По-видимому, в будущем усилия исследователей будут сосредоточены на более детальном изучении тяжелых атомов. Эта задача представляется вполне разрешимой, учитывая значительный прогресс, достигнутый в настоящее время в релятивистской теории атома.

Следует отметить, что важность рассматриваемой проблемы обусловлена еще и тем, что область резонансных явлений выходит за рамки электрон-атомных столкновений и включает в себя также резонансы в рассеянии электронов на молекулах, в атом-атомных столкновениях, в ядерном рассеянии, в рассеянии элементарных частиц. Здесь мы не касались также таких интересных и важных процессов, в которых проявляются резонансы, как рекомбинация ионов, ионизация электронным ударом, одно- и многофотонная ионизация атомов и молекул, процессы перезарядки атомов на ионах. Каждому из этих разделов посвящено громадное количество работ и отдельные монографии ^{162–164}.

При бомбардировке поверхности металла положительными ионами также происходит образование отрицательных ионов на поверхности. Можно надеяться, что расширение этих исследований приведет к новым направлениям исследования вещества.

Укажем еще на одну область исследований, в которой важную роль играют АИС. В связи с потребностями релятивистской ядерной физики возникает необходимость изучения ионизации атомов и ионов релятивистскими электронами¹⁶⁵. При энергиях электронов в несколько МэВ возбуждаются АИС, обусловленные образованием вакансий в глубоких оболочках. Теоретически задача рассеяния релятивистских электронов требует решения релятивистского аналога уравнения Шрёдингера — уравнения Дирака. В настоящее время такие расчеты в полном объеме пока не проведены. Эти процессы относятся к так называемым процессам с перераспределением частиц. Их теория пока не разработана в достаточной мере. Здесь большие надежды связываются с подходом, основанным на использовании уравнений Фаддеева.

Поскольку во всех этих случаях мы имеем дело с проблемой многих тел, привлекательной является задача построения единой теории описания резонансов в столкновениях сложных систем. Рассмотренная нами область электрон-атомных столкновений может служить полигоном для апробации такой общей теории, поскольку потенциал взаимодействия между частицами здесь известен. Эта цель может быть достигнута, однако, лишь после дальнейшего накопления экспериментальной информации. Здесь очень важно получение более детальных сведений о полных сечениях, полученных в экспериментах с высокомонокинетичными пучками, а также информации, содержащейся в дифференциальных сечениях, проведение фазового анализа, выполнение экспериментов с поляризованными пучками.

Ужгородский государственный университет
Ужгородское отделение ИЯИ АН УССР

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fano U. // Phys. Rev. Ser. A. 1961. V. 126. P. 1866.
2. Burke P. G., Shey H. M. // Ibidem. 1962. V. 126. P. 147.
3. Gailitis M., Damburg R. // Proc. Phys. Soc. 1963. V. 82. P. 192.
4. Schulz G. J. // Phys. Rev. Ser. A. 1964. V. 136. P. 650.
5. Kuypatt C. E., Simpson J. A., Mielzyarek S. R. // Ibidem. 1965. V. 138. P. 385.
6. Имре А. И., Семенюк Я. Н., Дашенко А. И. // VIII Всесоюзная конференция по физике электронных и атомных столкновений: Тезисы докладов. — Ленинград, 1981. — С. 177.
7. Запесочный И. П., Шпеник О. Б. // ЖЭТФ. 1966. Т. 50. С. 890.
8. Hafner H. // Phys. Lett. Ser. A. 1973. V. 43. P. 275.
9. Andrick D., Eub M., Hofmann M. // J. Phys. Ser. B. 1972 V. 5. P. L15.
10. Burrow D., Comer J. // Ibidem. 1975. V. 8. P. L92.
11. Романюк Н. И., Шпеник О. Б., Запесочный И. П. // Письма ЖЭТФ. 1980. Т. 32. С. 472.
12. Шпеник О. Б., Совтер В. В., Завилопуло А. Н., Запесочный И. П., Контрош Е. Э. // ЖЭТФ. 1975. Т. 69. С. 48.
13. Bardsley J. N., Mandl F. // Rep. Prog. Phys. 1968. V. 31. P. 471.
14. Burke P. G. // Adv. Phys. 1965. V. 14. P. 521.
15. Burke P. G. // Adv. Atom. and Molec. Phys. 1968. V. 4. P. 173.
16. Smith K. // Rep. Prog. Phys. 1966. V. 29. P. 373.
17. Ho Y. K. // Phys. Rep. 1983. V. 99. P. 1.
18. Schulz G. J. // Rev. Mod. Phys. 1973. V. 45. P. 378.
19. Golden D. E. // Adv. Atom. and Molec. Phys. 1978. V. 14. P. 1.
20. Callaway J. // Comm. Atom. and Molec. Phys. 1981. V. 10. P. 279.
21. Гайлитис М. К. // УФН. 1975. Т. 116. С. 665.
22. Burke P. G., Seaton M. J. // Meth. Comput. Phys. 1971. V. 10. P. 1.
23. Гайлитис М., Дамбург Р. // ЖЭТФ. 1963. Т. 44. С. 1644.
24. Smith K., Morgan L. A. // Phys. Rev. Ser. A. 1968. V. 165. P. 110.
25. Балашов В. В., Гришанова С. И., Круглова И. М., Сенашенко В. С. // Опт. и спектр. 1970. Т. 28. С. 859.
26. Гайсак М. И., Лендьел В. И., Навроцкий В. Т., Сабад Е. П. // УФЖ. 1980. Т. 25. С. 1329; 1982. Т. 27. С. 1617.
27. Лендьел В. И., Навроцкий В. Т., Сабад Е. П. // УФЖ. 1983. Т. 28. С. 1798; 1984. Т. 29. С. 1484.

28. Казачков С. М., Лендьял В. И., Масалович Э. А., Сабад Е. П., Христофоров О. В., Черленик И. И. // УФЖ. 1985. Т. 30. С. 502.
29. Гайсак М. И., Лендьял В. И., Навроцкий В. Т., Сабад Е. П. Препринт ИТФ АН УССР ИТФ-82-43Р.— Киев, 1982.
30. Burke P. G., Robb W. D. // Adv. Atom. and Molec. Phys. 1975. V. 11. P. 143.
31. Seaton M. J. // J. Phys. Ser. B. 1982. V. 15. P. 3899.
32. Amusia M. Ya., Cherepков N. A. // Case Studies Atom. Phys. 1975. V. 5. P. 47.
33. Amusia M. Ya., Kheifets A. S. // Phys. Lett. Ser. A. 1981. V. 82. P. 407.
34. Nesbet R. K. // Comput. Phys. Commun. 1973. V. 6. P. 275.
35. Амусья М. Я., Хейфец А. С. // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. С. 1217.
36. Stumpt B., Gallagher T. F. // 13th Intern. Conference on the Physics of Electronic and Atomic Collisions: Post-Postdeadline papers.— Berlin, 1983.— P. 3.
37. Ziesel J. P., Field D., Guyon P. M., Govers T. R., Lavollée M., Dutuint O. // 13th Intern. Conference on the Physics of Electronic and Atomic Collisions.— Berlin, 1983.— P. 706.
38. Sanche L., Schulz G. J. // Phys. Rev. Ser. A. 1972. V. 5. P. 1672.
39. Еуб М., Хофманн М. // J. Phys. Ser. B. 1975. V. 8. P. 1095.
40. Фронтов В. И., Дашенко А. И., Имре А. И., Гомонай А. Н., Запесочный И. П. // Процессы элементарных взаимодействий в атомах.— Ужгород: Ужгор. гос. университет, 1985.— С. 16.
41. Shpenik O. B., Zaviropulo A. N., Snegursky A. V., Fabrikant I. I. // J. Phys. Ser. B. 1984. V. 17. P. 887.
42. Balashov V. V., Lipovetsky S. S., Senashenko V. S. // Phys. Lett. Ser. A. 1972. V. 38. P. 103.
43. Weigold E. // Molecular Physics and Quantum Chemistry in '80 Workshop.— Wollongong, Febr. 1980.— P. 3.8.1.
44. Teubner R. J. O., Furst J. E., Riley J. L. // Austr. J. Phys. 1982. V. 35. P. 501.
45. Smith K., McEachran R. P., Fraser P. A. // Phys. Rev. Ser. A. 1962. V. 125. P. 553.
46. Burke P. G., Taylor A. J. // Proc. Phys. Soc. 1966. V. 88. P. 549.
47. Schulz G. J. // Phys. Rev. Lett. 1964. V. 13. P. 583.
48. Kleinpopen H., Railbe V. // Phys. Lett. Ser. A. 1965. V. 18. P. 24.
49. McGowan J. W., Clarke E. M., Curley E. K. // Phys. Rev. Lett. 1965. V. 15. P. 917.
50. Ormonde S., McEwen J., McGowan J. W. // Ibidem. 1969. V. 22. P. 1165.
51. Warner C. D., King G. C., Hammond P., Slevin J. // 14th Intern. Conference on the Electronic and Atomic Collisions.— Palo Alto, 1985.— P. 142.
52. Williams J. F. // J. Phys. Ser. B. 1976. V. 9. P. 1519.
53. Callaway J. // Phys. Rev. Ser. A. 1982. V. 26. P. 199.
54. Freitas L. C. G., Berrington K. A., Burke P. G., Hibbert A., Kingston A. E., Sinfailam A. L. // J. Phys. Ser. B. 1984. V. 7. P. L303.
55. Golden D. E., Schowengerdt F. D., Macek J. // Ibidem. 1974. V. 7. P. 478.
56. Andrick D., Langhas L. // Ibidem. 1975. V. 8. P. 1245.
57. Heddle D. W. O. // Proc. Roy. Soc. Ser. A. 1977. V. 352. P. 441.
58. Kessing R. G. W. // Ibidem. P. 429.
59. Spence D., Stuit D., Dillon M. A., Wang R. G. // ³⁷.— P. 117.
60. Heddle D. W. O., Kessing R. G. W., Kurepa J. M. // Proc. Roy. Soc. Ser. A. 1973. V. 334. P. 135.
61. Мессин Г. Отрицательные ионы.— М.: Мир, 1979.
62. Dassen H. W. et al. // 11th Intern. Conf. on Physics on Electronic and Atomic Collisions.— Gatlinburg, 1981.— P. 196.
63. Spence D. // J. Phys. Ser. B. 1981. V. 14. P. 129.
64. Dassen H. W., Gomes R. et al. // Ibidem. 1983. V. 16. P. 1481.
65. Read F. H. // Phys. Script. 1983, V. 27. P. 103.
66. Scott N. S., Bell K. L., Burke P. G., Taylor K. T. // J. Phys. Ser. B. 1982, V. 15. P. L627.
67. Dance D. F., Harrison W. F. A., Smith A. C. H. // Proc. Roy. Soc. Ser. A. 1966. V. 290. P. 73.
68. Peart B., Dolder K. T. // J. Phys. Ser. B. 1973. V. 6. P. 2415.
69. Ormonde S., Whitaker W., Lipsky L. // Phys. Rev. Lett. 1967. V. 19. P. 1161.
70. Дашенко А. И., Имре А. И., Запесочный И. П. // Письма ЖЭТФ. 1974. Т. 19. С. 223.
71. Дашенко А. И., Запесочный И. П., Имре А. И., Вукстич В. С., Данч Ф. Ф., Кельман В. А. // ЖЭТФ. 1974. Т. 67. С. 503.
72. Семенюк Я. Н. // УФЖ. 1984. Т. 29. 1252.
73. Burke P. G., Taylor A. J. // J. Phys. Ser. B. 1969. V. 2. P. 44.
74. Wakid S., Callaway J. // Phys. Lett. Ser. A. 1980. V. 78. P. 137.

75. Daly N. R., Powell R. E. // *Phys. Rev. Lett.* 1967. V. 19. P. 1165.
76. Henry R. J. W. // *Phys. Rep.* 1981. V. 68. P. 1.
77. Каруле Э. М. Эффективные сечения столкновений электронов с атомами. — Рига; Зинатне, 1965. — Вып. 3. С. 33.
78. Sinfaillam A. L., Nesbet R. K. // *Phys. Rev. Ser. A.* 1973. V. 7. P. 1987.
79. Каулакис В. Р. // *Опт. и спектр.* 1980. Т. 48. С. 574.
80. Фабрикант И. И. // *Ibidem.* 1982. Т. 53. С. 223.
81. Johnston A. R., Burrow P. D. // *J. Phys. Ser. B.* 1982. V. 15. P. L745.
82. Saelee H. T., Lukas J. // *J. Phys. Ser. D.* 1979. V. 12. P. 1257.
83. Биберман Л. М., Мнацаканян А. Х., Якубов И. Т. // *УФН.* 1970. Т. 102. С. 431.
84. Burke P. G., Taylor A. J. // *J. Phys. Ser. B.* 1969. V. 2. P. 859.
85. Fung A. C., Matese J. J. // *Phys. Rev. Ser. A.* 1972. V. 5. P. 22.
86. Lin C. D. // *J. Phys. Ser. B.* 1983. V. 16. P. 726.
87. Jadusliver B., Tino A., Bederson B. // *Phys. Rev. Ser. A.* 1981. V. 24. P. 1249.
88. Лендьел В. И., Сабад Е. П., Черленяк И. И. // *Элементарные процессы при атомных столкновениях.* — Чебоксары, 1984. — С. 21.
89. Perel J., Englander P., Bederson B. // *Phys. Rev. Ser. A.* 1962. V. 128. P. 1148.
90. Казakov S. M., Khristoforov O. V. // 14th Intern. Conference on the Physics of Electronic and Atomic Collisions: Post-Postdeadline papers. — Palo Alto, 1985. — P. 144.
91. Игнатишин В. В., Черленяк И. И. // ⁴⁰ — С. 53.
92. Mooges D. L. // *J. Phys. Ser. B.* 1976. V. 9. P. 1329.
93. Greene C. H. // *Phys. Rev. Ser. A.* 1981. V. 23. P. 661.
94. Eub M. // *J. Phys. Ser. B.* 1976. V. 9. P. 101.
95. Burke P. G., Mitchell J. F. // *Ibidem.* 1974. V. 7. P. 215.
96. Gehen W., Reichert E. // *Ibidem.* 1977. V. 10. P. 3105.
97. Scott N. S., Bartschat K., Burke P. G., Eissner W. B. // *Ibidem.* 1984. V. 17. P. L195.
98. Scott N. S., Bartschat K., Burke P. G., Nagy O., Eissner W. B. // *Ibidem.* P. 3755.
99. Read F. H. // *Austr. Phys.* 1982. V. 35. P. 475.
100. Fano U. // *Rep. Prog. Phys.* 1983. V. 46. P. 97.
101. Lin C. D. // *Phys. Rev. Ser. A.* 1974. V. 32. P. 760.
102. Никитин С. И., Островский В. Н. // *Физика молекул.* — Киев: ИТФ АН УССР, 1980. — Вып. 3. С. 3.
103. Жигутов В. П., Захарьев Б. Н. *Методы сильной связи каналов в квантовой теории рассеяния.* — М.: Атомиздат, 1974.
104. Смирнов Ю. Ф., Шитикова К. В. // *Физ. ЭЧАЯ.* 1977. Т. 8. С. 344.
105. Масек J. H. // *J. Phys. Ser. B.* 1968. V. 1. P. 851.
106. Athay R. G. // *Astrophys. J.*, 1966. V. 146. P. 223.
107. Гайсак М. И., Лендьел В. И., Пойда В. Ю. // *Теория возмущений в атомных расчетах.* — М.: Совет по спектроскопии АН СССР, 1985. — С. 128.
108. Гайсак М. И., Лендьел В. И., Пойда В. Ю. // *Тезисы докладов VII Всесоюзной конференции по физике вакуумного ультрафиолета и его взаимодействию с веществом.* — Эзерниеки: Латв. гос. университет, 1986. — С. 129.
109. Гайсак М. И., Лендьел В. И., Пойда В. Ю. // *Тезисы IX Всесоюзной конференции по теории атомов и атомных спектров.* — Ужгород, 1985. — С. 61.
110. Петраш Г. Г. // *УФН.* 1971. Т. 105. С. 645.
111. Жуков В. В., Кучеров В. С., Латуш Е. Л., Сэм М. Ф. // *КЭ.* 1977. Т. 4. С. 1257.
112. Пресняков Л. П., Урнов А. М. // *ЖЭТФ.* 1975. Т. 68. С. 61.
113. Базылев В. А., Чибисов М. И. // *УФН.* 1981. Т. 133. С. 617.
114. Запесочный И. П., Дашенко А. И., Фронтов В. И., Имре А. И., Гомонай А. Н., Лендьел В. И., Навроцкий В. Т., Сабад Е. П. // *Письма ЖЭТФ.* 1984. Т. 39. С. 45.
115. Фронтов В. И., Дашенко А. И., Имре А. И., Запесочный И. П. // *Тезисы докладов IX Всесоюзной конференции по физике электронных и атомных столкновений.* — Рига, 1984. — С. 33.
116. Taylor P. D., Phaneuf R. A., Dunn G. H. // *Phys. Rev. Ser. A.* 1980. V. 22. P. 435.
117. Лендьел В. И., Масалович Э. А., Навроцкий В. Т., Сабад Е. П. // *Изв. вузов. Сер. «Физика».* 1985. Вып. 2. С. 110.
118. Hayes M. A., Norcross D. W., Mann J. B., Robb D. W. // *J. Phys. Ser. B.* 1977. V. 10. P. L429.
119. Кельман В. А., Дашенко А. И., Запесочный И. П., Имре А. И. // *ДАН СССР.* 1975. Т. 220. С. 65.
120. Фронтов В. И. // *Опт. и спектр.* 1985. Т. 59. С. 460.

121. Фронтов В. И., Дашенко А. И., Имре А. И., Запесочный И. П.// УФЖ. 1985. Т. 30. С. 833.
122. Mendoza C.//J. Phys. Ser. B. 1981. V. 14. P. 2465.
123. Burke P. G., Moores D. L.//J. Phys. Ser. B. 1968. V. 1. P. 575.
124. Запесочный А. И., Имре А. И., Алексахин И. С., Запесочный И. П., Зацаринный О. И.//ЖЭТФ. 1986. Т. 90. С. 1972.
125. Запесочный И. П., Имре А. И., Контрош Е. Э., Запесочный И. П., Гомонай А. Н.//Письма ЖЭТФ. 1986. Т. 43. С. 463.
126. Burrow F. D., Micheida J. A., Comer J.//J. Phys. Ser. B. 1976. V. 9. P. 3225.
127. Shpenik O. B., Zapesochnyi I. P., Sovter V. V., Nepijrov E. I. et al.//10th Intern. Conference on the Physics of Electronic and Atomic Collisions.— Paris, 1977.— P. 1302.
128. Шпенник О. Б., Запесочный И. П., Контрош Е. Э., Непийпов Э. И., Романюк Н. И., Совтер В. В.//ЖЭТФ. 1979. Т. 76. С. 846.
129. Kurtz H. A., Ohn Y.//Phys. Rev. Ser. A. 1979. V. 19. P. 43.
130. Фабрикант И. И.//Атомные процессы.— Рига: Зинатне, 1975.— С. 80.
131. Амосья М. Я., Сосниевкер В. А., Черепков Н. А., Чернышова Л. В. Препринт ФТИ АН СССР № 863.— Ленинград, 1983.
132. Романюк Н. И. Автореферат канд. диссертации.— Ужгород, 1981.
133. Запесочный И. П., Шпенник О. Б.//ДАН СССР. 1965. Т. 160. С. 1053.
134. Fano U., Cooper J. W.//Phys. Rev. Ser. A. 1965. V. 138. P. 400.
135. Ottley T. W., Kleinpoppen H.//J. Phys. Ser. B. 1975. V. 8. P. 400.
136. Newman D. S., King G. C., Zubeck M.//³⁷— P. 104.
137. Albert K., Christian C., Heindorff T., Reichert E., Schön S.//J. Phys. Ser. B. 1977. V. 10. P. 3733.
138. Heddle D. W. O. //Ibidem. 1978. V. 11. P. L711.
139. Казаков С. М., Коротков А. И., Шпенник О. Б.//ЖЭТФ. 1980. Т. 78. С. 1687.
140. Scott N. S., Burke P. G., Bartschat K.//³⁷— P. 103.
141. Алексахин И. С., Загребин С. Б., Запесочный И. П., Озолиньш Д. А., Самсон А. В., Шафраньш И. И.//Фотопроцессы возбуждения и ионизации: Труды советско-югославского семинара.— Л., 1984.— С. 74.
142. Шафраньш И. И., Снегурская Т. А., Алексахин И. С.//⁴⁰— С. 98.
143. Hanne G. F.//Coherence and Correlation in Atomic Physics//Eds H. Kleinpoppen, J. Williams.— New York, 1980.
144. Khalid S. M., Kleinpoppen H.//J. Phys. Ser. B. 1984. V. 17. P. 243.
145. Gien T. T.//Ibidem. 1982. V. 15. P. 4617.
146. Друкарев Г. Ф., Обьедков В. Д.//УФН. 1979. Т. 127. С. 621.
147. Kessler J. Polarized Electrons.— Berlin; New York: Springer-Verlag, 1976.
148. Делоне Б. Н., Федоров М. В.//УФН. 1979. Т. 127. С. 651.
149. Pierce D. T. et al.//Rev. Sci. Instrum. 1980. V. 51. P. 478.
150. Hanne G. F., Kessler J.//J. Phys. Ser. B. 1976. V. 9. P. 791.
151. Hils D., Jitschin W., Kleinpoppen H.//Appl. Phys. 1981. V. 25, P. 39.
152. Baum G., Kisker E., Raith W., Schröder W., Sillmen U., Zenses D.//J. Phys. Ser. B. 1981. V. 14. P. 4377.
153. Schröder W. Ph. D. thesis.— Universität Bielefeld. 1982.
154. Лендьял В. И., Молнар М. М., Сабад Е. П., Черленяк И. И.//¹¹⁵— С. 36.
155. Baum G., Moede M., Raith W., Sillmen U.//⁵¹— P. 182.
156. Oza D. D.// Phys. Rev. Ser. A. 1986. V. 33. P. 824.
157. Jitschin W., Osimitsh S., Reihe H., Kleinpoppen H.//³⁷— P. 150.
158. Wolcke A., Bartschat K. et al.//J. Phys. Ser. B. 1983. V. 16. P. 639.
159. Смирнов Б. М. Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме.— М.: Атомиздат, 1968.
160. Смирнов Б. М. Возбужденные атомы.— М.: Энергоатомиздат, 1982.
161. Аглицкий Е. В., Сафронова У. И. Спектроскопия автоионизационных состояний атомных систем.— Энергоатомиздат, 1985.
162. Делоне Б. Н., Крайнов В. П. Атом в сильном световом поле.— М.: Энергоатомиздат, 1984.
163. Вайнштейн Л. А., Собельман И. И., Юков Е. А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий.— М.: Наука, 1979.
164. Аглицкий Е. В., Никитин Е. Е., Смирнов Б. М. Теория столкновений атомных частиц.— М.: Наука, 1981.
165. Perelstein E. A., Shirkov G. D. Preprint JINR E9-85-4.— Dubna 1985.
166. Berrington K. A., Burke P. G., Sinfaillam A. L.//J. Phys. Ser. B, 1975. V. 8. P. 1459.

- 167. Davis B. F., Chung K. T.//Phys. Rev. Ser. A. 1984. V. 29. P. 1878.
- 168. Kennerly R. E., van Brunt R. J., Gallagher A. C.//Ibidem. 1981. V. 23. P. 2430.
- 169. Golden D. E., Zecca A.//Ibidem. 1970. V. 1. P. 241.
- 170. Pichanick F. M. J., Simpson J. A.//Ibidem. 1968. V. 168. P. 64.
- 171. Ehrhardt H., Langhans L., Linder F., Taylor H. S.//Ibidem. V. 173. P. 222.
- 172. Blaha M.//Astron. and Astrophys. 1972. V. 16. P. 437.
- 173. Oberoi R. S., Nesbet R. K.//Phys. Rev. Ser. A. 1973. V. 8. P. 2969.
- 174. Cvejanovic S., Comer J., Read F. H.//J. Phys. Ser. B. 1974 V. 7. P. 468.
- 175. Burke P. G., Freitas L. C. G., Kingston A. E., Berrington K. A. // ³⁷.— P. 108.