

Т. 50
АКАДЕМИЯ НАУК СССР

43

ЖУРНАЛ
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ
И
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ
ФИЗИКИ

Том 50

Вып. 1

(Отдельный оттиск)

13

МОСКВА · 1966

Глава ...

ИОНИЗАЦИЯ ПРИ МЕДЛЕННОМ СТОЛКНОВЕНИИ ДВУХ АТОМОВ

Ю. Н. Демков, И. В. Комаров

Рассмотрен случай, когда один терм системы АВ пересекает бесконечную систему параллельных термов, примыкающих к основному терму системы АВ⁺. Для этой цели использован общий математический метод, позволяющий получить в виде контурного интеграла волновую функцию для нестационарной задачи о взаимодействии системы параллельных термов с одним термом, пересекающим эту систему. Получена вероятность ионизации и образования сильно возбужденных состояний, причем прослежен плавный переход между дискретным спектром (возбуждение) и сплошным (ионизация). Рассмотрены пределы применимости теории.

§ 1. Введение

Рассмотрим реакцию типа



До столкновения атомы могут находиться в основном или в возбужденном состоянии, однако мы будем предполагать, что энергия возбуждения меньше, чем потенциал ионизации, так что механизм ионизации, предложенный Пеннингом (см., например, книгу Капцова [1]), не работает в данном случае. Если пренебречь взаимодействием исходного состояния системы АВ с теми состояниями, в которых один из электронов является почти или совсем свободным, то может оказаться, что при сближении атомов ближе некоторого критического расстояния R_0 энергия этого состояния станет больше, чем энергия основного состояния системы $A + B^+$, т. е. связанное электронное состояние будет находиться при $R < R_0$ на фоне сплошного энергетического спектра системы АВ. Тогда можно ожидать, что при определенных условиях сечение ионизации даже при медленных столкновениях будет значительным и сравнимым с геометрическим сечением πR_0^2 . Именно такое рассмотрение было проведено ранее [2]. В этом последнем случае связанное состояние действительно может исчезать, сливаясь со сплошным спектром, и, зная форму потенциальных кривых АВ⁻ и АВ в окрестности точки слияния, можно рассчитать распределение энергии электронов, вероятность отрыва и т. п. Слабо связанный электрон находится в этом случае в поле двух атомов А и В, которое быстро спадает на больших расстояниях. Задача об ионизации является более сложной в том отношении, что вылетающий электрон находится на больших расстояниях в эффективном кулоновском поле системы АВ⁺. Это приводит к тому, что наряду со сплошным спектром будет иметься еще бесконечное число связанных состояний со сколь угодно малой энергией связи. Соответствующие энергетические термы системы АВ будут идти почти параллельно основному терму АВ⁺, но ниже его, образуя кулоновское сгущение. Очевидно, что при описании процесса необходимо учитывать все эти уровни и, следовательно, наряду с ионизацией рассматривать вероятность образования сильно возбужденных состояний атома В. Со-

гласно теореме Неймана — Вигнера, пересечение исходного терма с каждым из бесконечного множества термов кулоновского сгущения невозможно, так что после учета взаимодействия общий ход термов в окрестности точки R_0 будет примерно таким, как на рис. X.

Задача сводится, таким образом, к рассмотрению взаимодействия одного терма с бесконечным числом параллельных термов и со сплошным спектром. Математический аппарат, позволяющий описать такое взаимо-

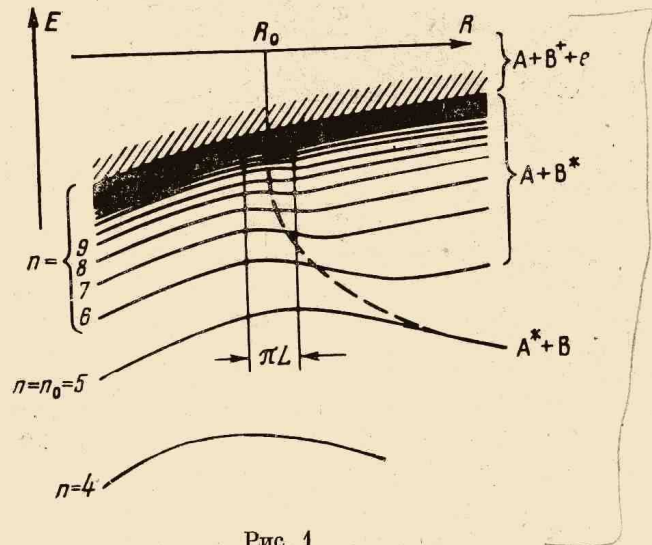


Рис. 1

действие, изложен в [4], а простейшие примеры его приложения в [2, 3]. Мы будем предполагать, что кинетическая энергия атомов значительно больше, чем потенциал ионизации. В этом случае движение ядер можно рассматривать классически и решать соответствующую нестационарную задачу. При квантовом описании движения ядер, которое необходимо, когда энергия ядер близка к порогу, разработанный метод применим, если только система параллельных термов горизонтальна или достаточно пологая. Мы не будем рассматривать здесь этой задачи.

§ 2. Исходное приближение

Для того чтобы решить задачу, нужно выбрать не зависящий от времени оператор H_0 , который описывает систему параллельных термов и сплошной спектр системы АВ. В данном случае, очевидно, простейшим H_0 будет оператор энергии частицы в кулоновском поле системы AB^+ . Состояние, которое соответствует исходному терму, мы можем характеризовать функцией φ , причем, предполагая, что за все время процесса R мало меняется, оставаясь все время близким к R_0 , мы будем считать, что φ не зависит от времени. Если, наконец, предположить, что в отсутствие взаимодействия терм, соответствующий начальному состоянию φ , зависит от времени линейно, то волновая функция нестационарной задачи может быть представлена в виде контурного интеграла

$$|\psi\rangle = N \int_c (H_0 - E)^{-1} |\varphi\rangle \exp\left(iA \int^E \langle \varphi | (H_0 - E')^{-1} |\varphi\rangle dE' - iEt\right) dE, \quad (2)$$

и задача об определении вероятностей перехода сводится к исследованию

свойств функции $\langle \varphi | (H_0 - E)^{-1} | \varphi \rangle$, причем нужно определить вычеты в полюсах при $E < 0$ и скачок мнимой части Δ на разрезе при $E > 0$ (за нуль мы принимаем энергию системы АВ⁺). Функция Грина для задачи о движении частицы в кулоновском поле известна [6] и имеет вид

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}', E) = \frac{\Gamma(1-n)}{\pi(x-y)} \left[W_{n, \frac{1}{2}}\left(\frac{x}{n}\right) M'_{n, \frac{1}{2}}\left(\frac{y}{n}\right) - W'_{n, \frac{1}{2}}\left(\frac{x}{n}\right) M_{n, \frac{1}{2}}\left(\frac{y}{n}\right) \right], \quad (3)$$

$$x = r + r' + |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|, \quad y = r + r' - |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|, \quad n = (-2E)^{-1/2},$$

где функции $M_{\lambda, \nu}$ и $W_{\lambda, \nu}$ связаны с вырожденными гипергеометрическими функциями и определены, например, в [6]. Таким образом, для чисто кулоновского поля в H_0 задача решается до конца в квадратурах. Однако такое решение не представляет особого интереса, ибо реальное поле является кулоновским только на больших расстояниях, и спектр нашей системы и спектр чисто кулоновского поля совпадают только при малых энергиях, т. е. при больших n . Для того, чтобы согласовать точность решения с точностью исходных предположений, мы воспользуемся асимптотическим видом функции Грина при больших n , который можно получить, используя асимптотические представления для функций $M_{\lambda, \nu}(x/\lambda)$, $W_{\lambda, \nu}(x/\lambda)$ с большим первым значком [7]¹⁾. Получаем

$$G \sim \frac{1}{x-y} \left(\frac{\partial}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial y} \right) (xy)^{1/2} J_1(2\sqrt{y}) [\text{ctg } \pi n \cdot J_1(2\sqrt{x}) + N_1(2\sqrt{x})], \quad (4)$$

где J_1 , N_1 — функции Бесселя и Неймана. Член с функцией N_1 вообще не зависит от n , стремится к бесконечности при стремлении $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ к нулю и не представляет для нас интереса. В оставшейся, регуляризованной части функции Грина, как видно из формулы (4), происходит разделение энергетической и координатных переменных, так что матричный элемент $\langle \varphi | G | \varphi \rangle$ имеет при больших n (малых E) вид

$$\langle \varphi | G | \varphi \rangle \sim -D \text{ctg } \pi n, \quad D > 0, \quad (5)$$

и вся специфика системы сведена, таким образом, к одной константе D . Формула (4) справедлива при не слишком больших значениях r , r' , когда точки \mathbf{r} , \mathbf{r}' лежат вдали от границы области, классически разрешенной при данном значении E .

Кроме того, формула (4) непригодна для отрицательных n , поскольку истинная функция Грина не имеет полюсов (только логарифмический разрез) при отрицательных n . Однако в правой полуплоскости n (физический лист E), включая мнимую ось (положительные E), формула (4) верна.

Асимптотическое представление (4) отражает тот физический факт [8], что вдали от точки поворота все волновые функции высоковозбужденных состояний с разными n , но одинаковыми l , m , близки друг к другу и отличаются только нормировочным множителем. Множитель при члене $\text{ctg } \pi n$ пропорционален матрице плотности для совокупности вырожденных по l и m кулоновских функций с энергией, равной нулю (см. [8]).

¹⁾ Заметим, что формулы [7], которые здесь нужно использовать, содержат ошибки.

§ 3. Вероятности перехода

Таким образом, волновая функция, правильно отражающая вклад высоковозбужденных состояний, будет иметь вид

$$|\psi\rangle = N \int_0^E G|\varphi\rangle \exp\left(-iB \int_0^E \operatorname{ctg} \pi(-2E')^{-1/2} dE' - iEt\right) dE, \quad (6)$$

где константа $B > 0$ включает в себя как D , так и константу A в (2), характеризующую скорость изменения со временем терма, соответствующего функции φ .

Вычеты функции $\operatorname{ctg} \pi n$ равны

$$R_n = \frac{1}{\pi} \frac{dE}{dn} = \frac{1}{\pi n^3}, \quad (7)$$

а скачок мнимой части на разрезе равен

$$\Delta = 2 \operatorname{cth} \pi v, \quad v = (2E)^{-1/2}, \quad (8)$$

или же, для малых E , при которых только и справедливо это приближение, просто $\Delta \approx 2$.

Используя общие формулы [4], наиболее простой результат получаем для суммарной вероятности $W(E)$ перехода системы во все состояния с энергией, большей чем E . При $E = E_n = -2^2/n^2 < 0$

$$W(E_n) = W_0 \exp\left(-2\pi B \sum_{k=n_0}^n R_k\right) = W_0 \exp\left(-2B \sum_{k=n_0}^n k^{-3}\right) \quad (9)$$

и для $E > 0$ (сплошной спектр)

$$\begin{aligned} W(E) &= W_0 \exp\left(-2\pi B \sum_{k=n_0}^{\infty} R_k - B \int_0^E \Delta(E') dE'\right) = \\ &= W_0 \exp\left[-2B \left(E + \sum_{k=n_0}^{\infty} k^{-3}\right)\right]. \end{aligned} \quad (10)$$

В этих формулах суммирование начинается с некоторого значения n_0 , с которого наше приближение становится правильным. Величина W_0 есть вероятность того, что система при сближении атомов достигнет терма $E_0 = E(n_0)$. Эта величина связана с детальным поведением термов при малых n и не может быть вычислена в общем виде.

Если R_0 достаточно велико, то при малых n мы находимся в подбарьерной области и вычеты R_n экспоненциально малы, так что ими можно пренебречь, и n_0 определяется тогда равенством $E_0 = (2n_0^2)^{-1} \approx R_0^{-1}$. То же самое можно сделать, если энергия отрыва электрона до столкновения невелика (например, если атомы А или В находились в возбужденном состоянии). Тогда терм начального состояния вообще не сближается с термами, соответствующими малым n , и вероятность перехода на них мала. В этом случае порядок величины E_0 определяется этой энергией отрыва. Таким образом, при благоприятных для ионизации обстоятельствах W_0 может быть лишь немного меньше единицы, а энергия E_0 может быть малой — порядка одного или даже долей электронвольта ($n_0 \sim 4-5$).

Вводя функцию $F(E)$:

$$F(E) = \begin{cases} E & E > 0, \\ \sum_{k \geq (-2E)^{-1/2}}^{\infty} -k^{-3}, & E < 0, \end{cases} \quad (11)$$

график которой изображен на рис. 2, мы можем объединить формулы (9) и (10) и написать

$$W = W_0 \exp [-2B(E_0 + F(E))]. \quad (12)$$

Из рисунка видно, что определение $F(E) = E$ может быть приближенно

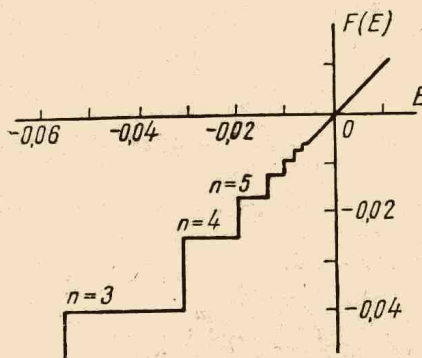


Рис. 2

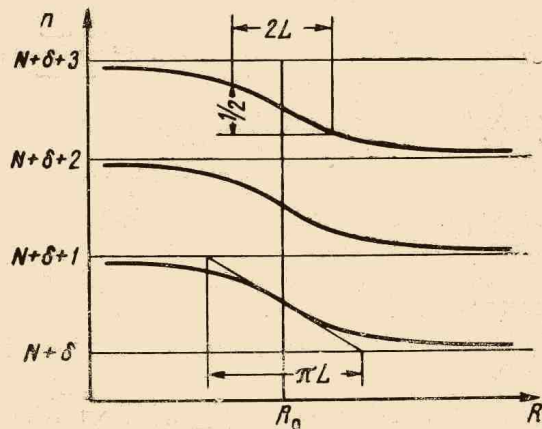


Рис. 3

продолжено в сторону малых отрицательных E , где ступенчатый характер $F(E)$ почти незаметен. Тогда получаем формулу

$$W(E) = W_0 \exp \{-2B(E_0 + E)\}, \quad (13)$$

справедливую с достаточной для нашего приближения точностью как в дискретном, так и в сплошном спектрах.

Выясним теперь природу входящей в эту формулу константы B . Для этого воспользуемся тем фактом [1], что точки перегиба в формулах (2), (6) совпадают с мгновенными собственными значениями оператора энергии. Из формулы (6) получаем

$$B \operatorname{ctg} \pi n + t = 0, \\ n = -\frac{1}{\pi} \operatorname{Arcctg} \frac{t}{B} = -\frac{1}{\pi} \operatorname{Arcctg} \frac{R_0 - R}{vB}, \quad (14)$$

где v — скорость сближения ядер при $R = R_0$.

Мы видим, таким образом, что если вместо энергии E использовать переменную n , то все кривые $n(R)$ для высоковозбужденных состояний ведут себя одинаково в окрестности R_0 , как это изображено на рис. 4. Если ввести имеющую размерность длины величину L по формуле $vB = L$, то смысл этой константы ясен из рис. 3: $2L$ есть интервал изменения R в окрестности R_0 , в котором происходит изменение на 0,5 главного квантового числа n для высоковозбужденных термов. Константа L может быть выражена через производную по R в точке R_0 от квадрата модуля проек-

ции функции φ на подпространство собственных функций, соответствующих нулевой энергии. Если же такой расчет трудно произвести, то L остается единственной неопределенной константой, характеризующей относительное распределение вероятностей образования возбужденных состояний и ионизации с различной энергией вылетевшего электрона.

Переходя к произвольным единицам, получаем для вероятности $W(E)$ окончательную формулу:

$$W(E) = W_0 \exp \left[-\frac{2L}{\hbar v} (E_0 + E) \right], \quad (15)$$

справедливую в интервале $-E_0 \lesssim E \lesssim E_0$. Характерный параметр L связан с поведением системы в окрестности $E = 0$ и $R = R_0$. Остальные параметры определяются поведением системы вдали от границы сплошного спектра и при $R > R_0$. Полная вероятность ионизации равна, очевидно,

$$W(0) = W_0 \exp \left(-\frac{2LE_0}{\hbar v} \right). \quad (16)$$

§ 4. Обсуждение

Полученные результаты верны, если только вероятности отдельных переходов $\exp(-2L/n^3v)$ все близки к единице. В противном случае, при достаточно малых n и v , нужно учитывать также обратное прохождение точки R_0 , когда оба атома расходятся. В дискретном спектре такой учет не меняет существенно характера заселения уровней, и мы не будем принимать его во внимание. В сплошном спектре следует выяснить, в какой мере волновой пакет, образовавшийся при $R = R_0$, успеет расплыться за время T , пока атомы находятся на расстояниях с $R < R_0$. Это расплывание можно рассматривать как нарушение когерентности различных компонент волнового пакета. Действуя тем же способом, что и в работе одного из авторов [2], мы получаем для вероятности обратного захвата выражение

$$w = \left| \frac{2L}{v} \int_0^\infty \exp \left[-\left(\frac{2L}{v} + iT \right) E \right] dE \right|^2 = \left(1 + \frac{v^2 T^2}{4L^2} \right)^{-1}. \quad (17)$$

Поскольку vT сравнимо по порядку величины с R_0 , то условие применимости теории $w \ll 1$ сводится к естественному требованию $L \ll R_0$, т. е. изменение n , скажем, на половину должно происходить в небольшом по сравнению с R_0 интервале изменения R . Однако полученные результаты будут, по-видимому, качественно верны и тогда, когда R_0 лишь ненамного превосходит L .

Формула (15) может показаться почти очевидной, поскольку она совпадает с обычными формулами для оценки вероятности неадиабатических переходов. Однако простота этой формулы существенно связана со спецификой кулоновского поля, ибо в других, на первый взгляд более простых случаях [2], мы получаем более сложные зависимости. Действительно, для столкновений $A^- + B$ или $A^- + A$ функции распределения вылетевших электронов при малых энергиях были пропорциональны $E^{1/2}$ и $E^{3/2}$. Здесь же функция распределения отлична от нуля уже при $E = 0$ — в самом пороге — и затем монотонно убывает с увеличением энергии. Это объясняется тем, что кулоновское сгущение уровней энергии около $E = 0$ увеличивает число состояний в этой области и приводит к плавному переходу между дискретным и сплошным спектрами (что отражается в виде функции F на рис. 2). Аналогичные результаты хорошо

известны для других задач, в которых существенную роль играет кулоновское поле, например для ионизации атома или иона электронным ударом, для функций возбуждения ионов и т. п. [10].

Кроме того, достоинством формулы (15) является то, что характеристическая длина, входящая в адиабатический критерий, в данном случае одна и та же для всех высоковозбужденных состояний ($E < 0$) и для сплошного спектра ($E > 0$) и весьма просто связана с поведением энергетических термов в окрестности $R = R_0$ и $E = 0$.

Наличие кулоновского поля, несмотря на формальное усложнение, по существу упрощает рассмотрение задачи и приводит к наиболее простой закономерности (15). Упрощение состоит также и в том, что изменения в теории, которые нужно произвести, когда исходное состояние обладает более высокой симметрией ($l \neq 0$ и т. п.), крайне невелики. При этом характер кулоновского сгущения термов не меняется, и мы получаем другие выражения лишь для координатной части функции Грина (4), т. е. изменяется лишь способ определения константы B . Наличие кулоновского поля оказывает настолько сильное влияние на всю систему, что учет симметрии, приводящий лишь к исключению из рассмотрения некоторых значений квантовых чисел l и m , мало влияет на окончательный результат.

Из всех состояний с разными l , m , которые соответствуют данному значению главного квантового числа n , возбуждается лишь то, которое является проекцией состояния φ на подпространство состояний данного уровня энергии E_n . Все остальные состояния можно считать ортогональными φ , и они в нашем приближении не возбуждаются.

Если эффективная потенциальная яма для H_0 отклоняется от кулоновской на малых расстояниях, то это влияет, в основном, лишь на вид функции Грина при больших $|E|$, т. е. небольших $|n|$. При больших n это влияние можно, как известно, учесть, вводя так называемый квантовый дефект $\delta(n)$, стремящийся к константе δ при $n \rightarrow \infty$, который характеризует отклонение от целочисленных значений главного квантового числа n для высоковозбужденных уровней энергии. Тогда матричный элемент $\langle \varphi | G | \varphi \rangle$ при больших n будет иметь вид

$$\langle \varphi | G | \varphi \rangle \sim B \operatorname{ctg} \pi(n - \delta), \quad (18)$$

и все наши результаты остаются в силе, только нужно заменить в соответствующих формулах целые значения n нецелыми, сдвинутыми на величину δ .

Отклонение от кулоновского поля и от сферической симметрии на малых расстояниях снимает вырождение уровней по l и m . Это также не изменит основных формул работы и приведет лишь к тому, что функция F будет иметь большее число ступенек при отрицательных E и с тем большим правом может быть заменена в этой области линейной функцией. Конечно, величина ступенек может при этом сильно меняться от уровня к уровню, что может привести к существенно разным вероятностям заселения разных состояний (некоторые из них могут быть почти ортогональны φ), однако усредненная формула (15) останется при этом в силе.

§... § Простейшая сферически симметричная модель

Особенно просто решается задача, когда $R_0 = 0$ и φ есть δ -функция, т. е. когда, помимо кулоновского поля, имеется еще потенциальная яма малого радиуса переменной глубины в начале координат. Тогда регулярная часть функции Грина при $r = r' = 0$ легко вычисляется из формулы (3), если воспользоваться разложениями функций M и W при малых

значениях x и y [7]. Получаем

$$G_{reg}(0, 0, E) = \pi^{-1} [\ln n - \Psi(1 - n) - (2n)^{-1}] = \\ = \pi^{-1} [\ln n - \Psi(n) - \pi \operatorname{ctg} \pi n - (2n)^{-1}], \quad (19)$$

где Ψ — логарифмическая производная Γ -функции. Вычеты функции G_{reg} на плоскости E при целых n в точности равны $R_n = (\pi n^3)^{-1}$, а скачок мнимой части Δ равен

$$\Delta = 2 / (1 - e^{-2\pi\nu}), \quad \nu = + (2E)^{-1/2}. \quad (20)$$

Эти же величины можно получить и непосредственно из выражений для нормированных функций для дискретного и сплошного спектров; в данном случае

$$R_n = |\psi_{n, 0, 0}(0)|^2, \quad \Delta = \frac{1}{\pi} |\psi_{E, 0, 0}(0)|^2.$$

При больших n мы можем воспользоваться асимптотическим представлением для Ψ [8]. Получаем

$$G_{reg} = -\operatorname{ctg} \pi n + O(1/n^2), \quad (21)$$

причем это представление справедливо всюду, за исключением узкого сектора, вырезающего отрицательную вещественную полуось. Таким образом, для дискретного спектра мы по-прежнему получаем формулу (9), только в этом случае $n_0 = 1$ и результаты верны при всех, в том числе и при малых n . Для сплошного спектра получаем выражение

$$W(E) = \exp \left\{ -2B \left[\zeta(3) + \int_0^E \left(1 - \exp \frac{-2\pi}{\sqrt{2E'}} \right)^{-1} dE' \right] \right\}, \quad (22)$$

где

$$\zeta(3) = \sum_{n=1}^{\infty} n^{-3} \approx 1,202,$$

которое при малой энергии совпадает с полученным нами ранее. При большой энергии ($n \ll 1$) мы получаем $\Delta \approx (2\pi)^{-1} (2E)^{1/2}$ — то же, что и для свободной частицы. Иначе говоря, при больших энергиях кулоновское сгущение уровней перестает играть роль, и спектр становится таким же, как в том случае, когда силы короткодействующие и одно связанное состояние исчезает, сливаясь со сплошным спектром [9].

Однако этот результат не представляет практического интереса, ибо уже при $n \lesssim 1$ реальную потенциальную яму нельзя считать короткодействующей, и функция распределения будет иметь в этой области другой вид. Тем не менее, можно утверждать, что функция распределения при больших n будет убывать быстрее, чем по формуле (15).

Отметим в заключение, что мы не учли здесь возможности образования квазистационарного состояния системы АВ при $R < R_0$. При этом может существенно уменьшиться вероятность распада волнового пакета при $R < R_0$ и увеличиться вероятность образования этого пакета. Это означает, что константа L , входящая в формулу, может оказаться очень малой, так что, хотя наша теория и будет по-прежнему верна при малых E , но вероятность того, что электрон после столкновения будет иметь малую энергию в интервале $-E_0 < E < E_0$ будет весьма мала; большая часть электронов будет вылетать с большой энергией и получить их функцию распределения можно только, исследуя процесс более детально. В этом случае электроны малой энергии будут преобладать лишь при

очень медленных столкновениях. Очевидно, что теория плохо применима и при быстрых столкновениях по тем же соображениям. Наше рассмотрение является квазиadiaбатическим, основано на рассмотрении волновых функций мгновенного оператора энергии нестационарной задачи и, очевидно, мало применимо, когда скорость ядер приближается к скорости электронов в начальном (но не в конечном) состоянии.

✓ Нетрудно было бы уточнить наши формулы, произведя усреднение по различным параметрам удара, подобно тому, как это сделано ранее [4] для задачи об отрыве электрона от отрицательного иона, однако такое усреднение лишь незначительно меняет результат, и мы его здесь производить не будем.

Ленинградский государственный
университет

Поступила в редакцию
28 августа 1965 г.

Литература

- X
- [1] Н. А. Капцов. Электрические явления в газах и вакууме, Гостехиздат, 1950, стр. 441.
 - [2] Ю. Н. Демков. ЖЭТФ, 46, 1127, 1964.
 - [3] Ю. Н. Демков. ЖЭТФ, 49, 885, 1965.
 - [4] Ю. Н. Демков. ДАН СССР (в печати).
 - [5] L. Hostler, R. H. Pratt. Phys. Rev. Lett., 10, 469, 1963.
 - [6] Е. Т. Уиттекер, Г. Н. Ватсон. Курс современного анализа, Физматгиз, 1962, гл. 16.
 - [7] L. J. Slater. Confluent Hypergeometric Functions, Cambridge University Press, 1960.
 - [8] Г. Бете, Е. Солпитер. Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами, Физматгиз, 1960.
 - [9] Ю. Н. Демков, И. В. Комаров. Вестник ЛГУ, 10, 18, 1965.
 - [10] Г. Ф. Друкарев. Теория столкновений электронов с атомами, Физматгиз, 1963, §§ 23, 24.
 - [11] И. С. Градштейн, И. М. Рыжик. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений, Физматгиз, 1963.

IONIZATION IN SLOW COLLISIONS BETWEEN TWO ATOMS

Yu. N. Demkov, I. V. Komarov

The case is considered when a term of a system AB intersects an infinite system of parallel terms adjacent to the ground term of system AB^+ . For this purpose a general mathematical method is employed which yields in the form of a contour integral the wave function for the nonstationary problem of the interaction between a system of parallel terms and a term intersecting the system. The probability for ionization and formation of highly excited states is obtained and the gradual transition from the discrete spectrum (excitation) to the continuous spectrum (ionization) is traced. The limits of applicability of the theory are considered.