

120, p. 1857. [8] Абрамовский В. А., Грибов В. Н., Канчели О. В. Ядерная физика, 1973, 18, с. 595. [9] Иофа М. З., Пухов А. Е. Там же, 1985, 42, с. 745. [10] Bozzo M. et al. Phys. Lett., 1984, B147, p. 392. [11] Anisovich V. V., Braun V. M., Shabel'ski Yu. M. Z. Phys. C, 1985, 27, p. 77. [12] Dunaevsky A. M., Pashkov S. V., Slavatinsky S. A. Proc. Int. Symp. Cosm. Ray and Part. Phys., Tokyo, 1984, p. 178. [13] Пашков С. В. Автореф. канд. дис. ФИАН, 1985.

Поступила в редакцию
25.02.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1986, т. 27, № 2

УДК 539.186

МОДИФИКАЦИЯ ПРИБЛИЖЕНИЯ БРИНКМАНА—КРАМЕРСА С УЧЕТОМ КУЛОНОВСКИХ ИСКАЖЕНИЙ

Ю. А. Шурыгина, М. И. Карбованец, А. М. Попова, Я. А. Теплова

(НИИЯФ)

Значительный интерес проявляется в последнее время к процессам захвата электрона многозарядными ионами. Описание сечений этих процессов с помощью существующих теоретических методов затруднено необходимостью проведения трудоемких численных расчетов. Исключение составляет известное приближение Бринкмана—Крамерса (ОБК), позволяющее получить аналитическое выражение для сечений электронного захвата, которое, однако, приводит к значениям сечений, существенно превышающим экспериментальные.

В данной работе проводится модификация приближения ОБК на основе квазиклассического варианта метода искаженных волн, когда относительное движение сталкивающихся частиц описывается классически. Амплитуда электронного захвата, полученная путем приближенного решения системы уравнений сильной связи, в первом порядке теории возмущений имеет вид [1]

$$a_{if}(+\infty) = -i \int_{-\infty}^{\infty} dt \frac{h_{pt} - S_{pt} h_{tt}}{1 - S^2} \exp(-i\omega t - i\gamma), \quad (1)$$

где

$$\gamma = \gamma_t - \gamma_p; \quad \gamma_t = \int_{-\infty}^t \frac{h_{tt} - S_{tp} h_{pt}}{1 - S^2} dt'; \quad \gamma_p = \int_{-\infty}^t \frac{h_{pp} - S_{pt} h_{tp}}{1 - S^2} dt';$$

$$S_{tp} = \int \Phi_f^* \Phi_i e^{i\mathbf{v}\mathbf{r}} dr = S_{pt}^*; \quad h_{tt} = \int \Phi_i^* [-Z_p/r_p] \Phi_i dr; \quad h_{pp} = \int \Phi_f^* [-Z_t/r_t] \Phi_f dr;$$

$$h_{pt} = \int \Phi_f^* [-Z_p/r_p] \Phi_i e^{-i\mathbf{v}\mathbf{r}} dr; \quad h_{tp} = \int \Phi_i^* [-Z_t/r_t] \Phi_f e^{i\mathbf{v}\mathbf{r}} dr;$$

Φ_i и Φ_f — стационарные волновые функции мишени и налетающей частицы с собственными значениями энергий ϵ_t и ϵ_p соответственно; $\omega = \epsilon_t - \epsilon_p$; r_t , r_p и r описывают положение электрона по отношению к атому мишени с ядерным зарядом Z_t , налетающему иону с ядерным зарядом Z_p и центру инерции системы; v — скорость налетающей частицы. При рассмотрении быстрых соударений ($Z_t/v < 1$; $Z_p/v < 1$) неортогональностью волновых функций начального и конечного состояний электрона можно пренебречь, и выражение (1) для амплитуды электронного захвата примет вид

$$a_{if}(+\infty) = -i \int_{-\infty}^{\infty} dt \langle \chi_f | -\frac{Z_p}{r_p} e^{-i\mathbf{v}\mathbf{r}} | \chi_i \rangle \exp(-i\omega t), \quad (2)$$

где

$$\chi_i = \Phi_i e^{-i\gamma'_t}; \quad \chi_f = \Phi_f e^{-i\gamma'_p}; \quad \gamma'_t = \int_{-\infty}^t h_{tt} dt'; \quad \gamma'_p = \int_{-\infty}^t h_{pp} dt'.$$

Величины γ_t' и γ_p' описывают искажение волновой функции электрона в поле налетающей частицы и мишени соответственно. Матричные элементы h_{tt} и h_{pp} вычисляются аналитически, и в частном случае 1S—1S-перехода

$$h_{tt} = -\frac{Z_p}{R} + \frac{Z_p}{R} (1 + Z_t R) e^{-2Z_t R}; \quad h_{pp} = -\frac{Z_t}{R} + \frac{Z_t}{R} (1 + Z_p R) e^{-2Z_p R}. \quad (3)$$

Рассмотрим искажения γ_t' и γ_p' в приближенном виде, обеспечивающем выполнение асимптотических условий для волновых функций χ_i и χ_f [2]:

$$\chi_i \xrightarrow{t \rightarrow -\infty} \Phi_i(r_t) \exp \left\{ -i \frac{Z_p}{v} \ln(R - vt) \right\}; \quad \chi_f \xrightarrow{t \rightarrow \infty} \Phi_f(r_p) \exp \left\{ i \frac{Z_t}{v} \ln(R + vt) \right\}. \quad (4)$$

Для этого в выражении (3) сохраним только дальнедействующую часть, определяющую асимптотическое поведение волновых функций. Далее, используя тот факт, что

$$\lim_{t \rightarrow -\infty} \ln \frac{R - vt}{r_p - z_p} = 0; \quad \lim_{t \rightarrow \infty} \ln \frac{R + vt}{r_t + z_t} = 0,$$

представим γ_t' и γ_p' в окончательном виде:

$$\gamma_t' = (Z_p/v) \ln(r_p - z_p); \quad \gamma_p' = -(Z_t/v) \ln(r_t + z_t), \quad (5)$$

при этом асимптотическое поведение χ_i и χ_f не изменяется [2]. Заметим, что преобразования искажающих множителей имеют разный смысл для γ_p и γ_t . Если провести аналогно с традиционным методом искаженных волн в *prior*-форме, то χ_f представляет собой приближенное выражение для точной волновой функции в конечном состоянии. Существуют различные способы выбора χ_f [2—4], при этом вид оператора перехода не изменяется. Что касается χ_i , то любое искажение волновой функции в начальном состоянии вызывает, вообще говоря, изменение оператора перехода. Однако в нашем случае это изменение приводит к появлению в операторе перехода членов, зависящих только от межъядерного расстояния R , которые мы можем исключить из рассмотрения, поскольку считаем волновые функции начального и конечного состояний электрона ортогональными. Преобразование γ_t' при переходе от выражения (4) к выражению (5) соответствует пиковому приближению [3] $|\gamma_t(Z_p; R)| \xrightarrow{r_t \rightarrow 0} \gamma_t'(Z_p; r_p)$, справедливому при $Z_t > Z_p$, так как $\Phi_i(r_t)$ имеет максимум при $r_t \rightarrow 0$ тем более острый, чем больше значение Z_t .

Вычисление амплитуды (2), где γ_t' и γ_p' имеют вид (5), на основе метода преобразования Фурье [4] позволяет получить выражение для сечения захвата электрона из 1S-оболочки мишени в 1S-оболочку налетающего иона в виде

$$\sigma_{1S-1S} = \sigma_{1S-1S}^{\text{ОБК}} \alpha(v, Z_t) \beta(v, Z_p), \quad (6)$$

где

$$\alpha(v, Z_t) = \frac{\pi \eta Z_t}{\text{sh}(\pi \eta Z_t)} \exp \left[-2\eta Z_t \left(\frac{\omega \eta + v/2}{Z_t} \right) \right] \left\{ 1 + \frac{5}{12} \left[\eta \omega + \frac{v}{2} \right]^2 \eta^2 + \frac{1}{6} Z_t^2 \eta^2 - \frac{5}{4} \left[\eta \omega + \frac{v}{2} \right] \eta \right\};$$

$$\beta(v, Z_p) = \frac{\pi \eta Z_p'}{\text{sh}(\pi \eta Z_p')} \exp \left[-2\eta Z_p' \left(\frac{\omega \eta - v/2}{Z_p} \right) \right]; \quad \eta = \frac{1}{v}.$$

Достоинством полученного выражения (6) является то, что возмущение волновых функций, возникающее за счет взаимодействия электрона с атомом мишени и ионом налетающей частицы, описывается не зависящими друг от друга коэффициентами α и β , что существенно облегчает анализ влияния возмущений на сечение электронного захвата, а также допускает простое обобщение на случай захвата электрона в возбужденные состояния. Величина α совпадает с соответствующим выражением, полученным в работе [4] в рамках эйконольного приближения.

Поведение α и β в зависимости от скорости и заряда налетающего иона представлено на рис. 1 и 2 соответственно для случая захвата электрона ядрами в водороде. Расчеты показали, что учет взаимодействия электрона с атомом мишени в выходном канале существенно уменьшает величину сечений захвата при малых энергиях, а в области больших энергий $\alpha \rightarrow 0,48$. Взаимодействие электрона с налетающим ионом во входном канале также приводит к уменьшению сечений захвата

при малых энергиях, поскольку при $v < 1$ значение возмущения χ_1 становится большим и процесс захвата принимает существенно нерезонансный характер. В области средних скоростей $\beta > 1$, так что сечение захвата увеличивается по сравнению с эйкональным сечением [4], оставаясь меньше сечения ОБК. Этому можно найти простое физическое объяснение: притягивающее взаимодействие атомного электрона с налетающим ионом увеличивает вероятность захвата электрона аналогично тому, как в эйкональном приближении взаимодействие электрона с атомным остатком уменьшало сечение захвата по сравнению с ОБК-сечением. В области больших скоростей $\beta \rightarrow 1$, так как с ростом скорости электрон все слабее взаимодействует с на-

летающим ионом. Необходимо отметить, что расчеты, приведенные на рис. 1 и 2, в области больших скоростей можно рассматривать только как приближенные, так как при выводе формулы (6) релятивистские эффекты не учитывались.

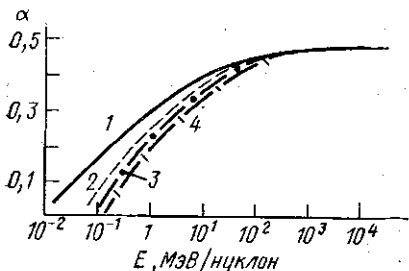


Рис. 1. Зависимость α от скорости и заряда налетающих ионов для процесса захвата электрона ядрами в водороде: $Z_p=1$ (1), 2 (2), 3 (3) и 4 (4)

тающим ионом. Необходимо отметить, что расчеты, приведенные на рис. 1 и 2, в области больших скоростей можно рассматривать только как приближенные, так как при выводе формулы (6) релятивистские эффекты не учитывались.

На рис. 3 представлена зависимость сечений захвата электрона протонами в Не от энергии налетающих протонов. Волновая функция начального состояния электрона

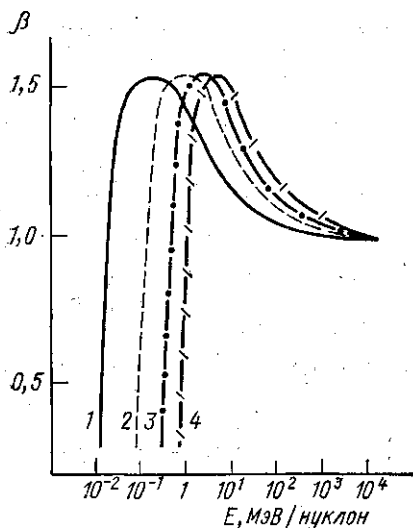


Рис. 2. Зависимость β от скорости и заряда налетающих частиц для процесса захвата электрона ядрами в водороде. Обозначения те же, что на рис. 1

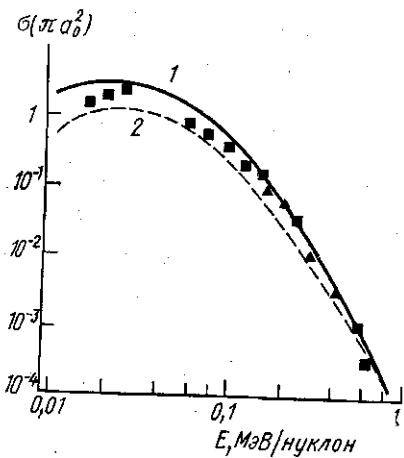


Рис. 3. Сечения электронного захвата для процесса $H^+ + He(1S^2)$ в зависимости от энергии налетающих протонов: 1 — расчеты по формуле (2), захват в $1S$ -состояние; расчеты (2) и экспериментальные данные из работы [5]

в атоме Не выбиралась в виде водородоподобной функции с зарядом 1,6875. Из анализа рисунка видно, что расчеты по формуле (6) хорошо согласуются как с экспериментальными данными, так и с более сложными расчетами [5].

Таким образом, проведенная модификация ОБК-приближения позволила представить сечение захвата электрона в виде произведения ОБК-сечения на коэффициенты α и β , описывающие возмущение волновых функций за счет взаимодействия электрона с атомом мишени в выходном канале и налетающим ионом во входном канале соответственно. Показана важность учета возмущений в обоих каналах при

малых и средних энергиях. Расчеты $1S-1S$ -захвата находятся в хорошем соответствии с экспериментальными данными и расчетами, выполненными в рамках других приближений.

Авторы выражают благодарность В. С. Сенашенко за многочисленные плодотворные обсуждения данной работы и критические замечания по тексту.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Бейтс Д. В кн.: Атомные и молекулярные процессы. М.: Мир, 1964, с. 478.
[2] Belkic Dz. et al. Phys. Rep., 1979, 56, N 6, p. 279. [3] Miraglia J. E. Phys. Rev. A, 1984, 30, p. 1721. [4] Eichler J., Chan F. T. Ibid., 1979, 20, p. 104.
[5] Maidagan J., Rivaola R. J. Phys. B, 1984, 17, p. 2477.

Поступила в редакцию
13.05.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1986, т. 27, № 2

РАДИОФИЗИКА

УДК 537.86:534.21

ДИФРАКЦИОННАЯ ТОМОГРАФИЯ В ЗОНЕ ФРЕНЕЛЯ

В. Е. Куницын

(кафедра общей физики для физического факультета)

Достигнутый уровень развития вычислительной техники обусловил интенсивное развитие в последнее десятилетие томографических методов исследования структуры неоднородных объектов, начало которому было положено созданием рентгеновского томографа. Алгоритмы реконструкции, применяемые в практической рентгеновской томографии, основаны на прямолинейной аппроксимации лучевых траекторий. В математическом отношении такие задачи сводятся к восстановлению функций ослабления или коэффициента преломления по совокупности линейных интегралов, к восстановлению объекта по его проекциям [1]. Вслед за рентгеновским излучением сейчас для целей реконструктивной томографии пытаются использовать практически все известные виды излучений и волн [2]. В связи с тем что в томографических исследованиях с использованием оптических, ультразвуковых, СВЧ и других волн прямолинейная аппроксимация лучевых траекторий часто не приводит к хорошим результатам, актуальна разработка алгоритмов реконструкции, учитывающих эффекты рефракции и дифракции волн. Теория задач реконструктивной томографии с учетом дифракции, как отмечается в обзоре [3], только начинает развиваться.

В данной работе решается задача томографической реконструкции показателя преломления с учетом дифракции в рамках известных в теории волн приближений: метода плавных возмущений и борновского приближения. Анализ основан на решении уравнения Гельмгольца, к которому сводятся многие задачи с указанными типами волн,

$$\Delta U + \frac{\omega^2}{c^2} n^2(\mathbf{r}, \omega) U = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0), \quad (1)$$

где ω — частота волн, c — скорость волн в свободном пространстве, $n(\mathbf{r}, \omega)$ — показатель преломления. Дельта-функция $\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)$ соответствует точечному зондирующему источнику с радиус-вектором \mathbf{r}_0 . Под объектом реконструкции будем понимать ограниченную неоднород-