

УДК 539.17.01:539.186

ТРЕХТЕЛЬНЫЙ ПОДХОД К РЕАКЦИЯМ ПЕРЕДАЧИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ЯДЕРНОЙ И АТОМНОЙ ФИЗИКЕ

Г. В. Аваков, А. Р. Ашуров, Л. Д. Блохинцев, А. М. Мухамеджанов,
Д. А. Савин

1. **Введение.** Многие задачи в ядерной и атомной физике могут рассматриваться как проблема трех тел. Математический аппарат для описания систем трех частиц, взаимодействующих посредством короткодействующих потенциалов, был создан Л. Д. Фаддеевым [1]. В последние годы разработаны методы, позволяющие путем модификации уравнений Фаддеева учесть дальнедействующее кулоновское взаимодействие в трехчастичных системах. К таким методам относятся: 1) метод обращения, предложенный А. М. Веселовой и применимый при энергиях ниже трехчастичного порога [2]; 2) подход, развитый С. П. Меркурьевым, применимый и выше трехчастичного порога [3]; 3) метод Альта — Зандхаса — Цигельмана (АЗЦ) [4] и близкий к нему метод работы [5]; фредгольмовский характер полученных в этих методах уравнений доказан пока только ниже трехчастичного порога.

В настоящей работе формализм АЗЦ применяется для описания а) систем, в которых наряду с кулоновским существует и короткодействующее ядерное взаимодействие, и б) систем, в которых кулоновское взаимодействие является единственным и определяет всю динамику; для последних систем уравнения АЗЦ требуют определенной модификации.

2. **Кулоновские эффекты в фаддеевском подходе к реакциям передачи нуклонов при низких энергиях.** В настоящем разделе путем решения уравнений АЗЦ для системы трех частиц, две из которых одноименно заряжены, а третья нейтральна, рассматривается реакция передачи нуклона ниже трехчастичного порога. Насколько известно авторам, такие расчеты проводятся впервые. Уравнения АЗЦ для реакции $(\beta\gamma) + \alpha \rightarrow \beta + (\alpha\gamma)$ имеют вид [4]

$$X_{\beta\alpha} = Z_{\beta\alpha} + \sum_{\delta=1,2,3} X_{\beta\delta} \tilde{G}_{\delta} Z_{\delta\alpha},$$

где $(\beta\gamma)$ — связанное состояние частиц β и γ , $Z_{\beta\alpha}$ — эффективный потенциал, $X_{\beta\alpha}$ — амплитуда реакции, \tilde{G}_{δ} — эффективная двухчастичная функции Грина. При вычислении $Z_{\beta\alpha}$ и $X_{\beta\alpha}$ соответствующие операторы берутся в обкладках из кулоновских искаженных волн. Если передаваемая частица γ нейтральна, эффективный потенциал $Z_{\beta\alpha}$ есть сумма амплитуд полюсной и треугольной диаграмм, «искаженных» двухчастичным («оптическим») кулоновским взаимодействием в начальном и конечном состояниях. Для упрощения расчетов эта сумма аппроксимировалась перенормированной амплитудой полюсной диаграммы с помощью формул (12) и (13) работы [6]. В случае передачи заряжен-

ной частицы потенциал $Z_{\beta\alpha}$ отвечает амплитуде «искаженной» полюсной диаграммы.

Диагональный эффективный потенциал $Z_{\alpha\alpha}=0$, если частица α нейтральна; для заряженной частицы α $Z_{\alpha\alpha}$ определяется (см. [4]) разностью между амплитудой треугольной диаграммы, содержащей вершину кулоновского рассеяния частицы α на второй заряженной частице, и фурье-компонентой потенциала, описывающего кулоновское взаимодействие между частицей α и центром инерции системы ($\beta\gamma$). Учет $Z_{\alpha\alpha}$ позволяет исследовать кулоновские поляризационные поправки к оптическим кулоновским потенциалам для точечных частиц.

Конкретные расчеты проводились для реакции $d(100 \text{ кэВ}) + A \rightarrow N + B$, где $d=n+p$ — дейтрон, A — тяжелый бесструктурный заряженный остов, $N=n$ (нейтрон) или $N=p$ (протон), $B=N+A$ — связанное состояние N и A . Все ядерные взаимодействия описывались сепарабельными потенциалами типа Ямагучи, параметры которых дают энергию связи нейтрона в ядре B $\epsilon_n=5,32$ МэВ и энергию связи дейтрона $2,223$ МэВ. Энергия связи протона в ядре B ϵ_p , вычисленная с учетом кулоновского взаимодействия p и A , варьировалась путем изменения параметров ядерного взаимодействия N и A при фиксированном ϵ_n . Кулоновское взаимодействие в трех- и четырехлучевых вершинах рассматриваемых диаграмм бралось в борновском приближении. Хотя малыми величинами порядка m_N/m_A пренебрегалось (m_i — масса частицы i), потенциал, отвечающий передаче остова A , учитывался. Рассматривалось только S -состояние сталкивающихся частиц, дающее главный вклад в амплитуду реакции при низких энергиях. Все частицы считались бесспиновыми.

Расчеты проводились для двух значений заряда остова A : $Z_A=1$ и 2 . Результаты представлены в таблице. В 3-м столбце таблицы показано отношение сечений передачи протона (σ_p) и нейтрона (σ_n). Отношения сечений передачи, рассчитанных без учета ($\tilde{\sigma}_N$) и с учетом (σ_N) кулоновских поляризационных поправок, приведены в 4-м и 5-м столбцах.

Z_A	ϵ_p , МэВ	σ_p/σ_n	$\tilde{\sigma}_p/\sigma_p$	$\tilde{\sigma}_n/\sigma_n$
1	4,37	1,2	1,2	1,1
1	4,23	1,2	1,1	1,1
1	3,80	1,0	1,2	1,1
2	3,26	1,5	1,2	1,1
2	2,94	1,3	1,2	1,1

Основной результат наших расчетов состоит в том, что $\sigma_p/\sigma_n \geq 1$, причем это отношение растет с увеличением Z_A и ϵ_p . Отметим, что экспериментальные данные по сечениям реакций ${}^2\text{H}(d, n){}^3\text{He}$ и ${}^2\text{H}(d, p){}^3\text{H}$ [7] находятся в качественном согласии с нашим результатом. Для количественного сравнения теории с экспериментом необходимо проведение расчетов с реалистическими ядерными потенциалами, учитывающих вклад P -волны, спиновые эффекты и конечность отношения m_N/m_A . Подчеркнем, что различие между σ_p и σ_n возникает в результате решения уравнений АЗЦ и не может быть получено в упрощенных подходах, таких, как метод искаженных волн. Анализ уравнений АЗЦ показывает, что неравенство $\sigma_p \geq \sigma_n$ есть проявление трехчастичных кулоновских эффектов, возникающих из-за внеэнергетической динамики в промежуточных двухчастичных каналах.

Второй главный результат заключается в том, что вклад кулоновских поляризационных эффектов в σ_p и σ_n мал при $Z_A \ll 2$. Этот факт значительно упрощает расчеты термоядерных реакций.

3. Применение трехчастичных методов к атомным процессам перезарядки. В данном разделе процесс передачи электрона в ион-атомных столкновениях рассматривается как задача трех тел (два иона и электрон). Рассмотрение основано на уравнениях Фаддеева, записанных в квазидвухчастичной форме АЗЦ [4]. Используется полученная нами новая форма уравнений АЗЦ, применимая для случая чисто кулоновского взаимодействия.

В обозначениях АЗЦ, амплитуда процесса $\alpha \rightarrow \beta$ записывается в виде

$$\langle \mathbf{q}_\beta | X_{\beta\alpha} | \mathbf{q}_\alpha \rangle = \langle \mathbf{q}_\alpha' | T_{\alpha}^c | \mathbf{q}_\alpha \rangle \delta_{\beta\alpha} + \langle \psi_\beta^c | R_{\beta\alpha} | \psi_\alpha^c \rangle, \quad (1)$$

где $|\mathbf{q}_\alpha\rangle$ — плоская волна, описывающая свободное движение частицы α относительно центра масс системы $(\beta + \gamma)$, ψ_α^c и T_α^c — «оптическая» кулоновская волновая функция и соответствующая T -матрица для рассеяния частицы α на связанном состоянии $(\beta + \gamma)$. Второй член в правой части формулы (1) определяется квазидвухчастичными уравнениями типа АЗЦ:

$$\langle \psi_\beta^c | R_{\beta\alpha} | \psi_\alpha^c \rangle = \langle \psi_\beta^c | \Delta_{\beta\alpha} | \psi_\alpha^c \rangle + \sum_\gamma \langle \psi_\beta^c | \Delta_{\beta\gamma} | \psi_\gamma^c \rangle \tau_\gamma \langle \psi_\gamma^c | R_{\gamma\alpha} | \psi_\alpha^c \rangle,$$

где $\Delta_{\beta\alpha} = Z_{\beta\alpha} - U_\alpha^c \delta_{\beta\alpha}$, $\tau_\gamma = (E - E_\gamma - q_\gamma^2 / 2\mu_\gamma + i0)^{-1}$, $Z_{\beta\alpha}$ — эффективный потенциал, U_α^c — кулоновский оптический потенциал, действующий между частицей α и центром масс $(\beta + \gamma)$, τ_γ — свободный пропагатор, описывающий относительное движение (с импульсом q_γ и приведенной массой μ_γ) частицы γ и связанного состояния двух других частиц, $E_\gamma < 0$ и E — энергия связи этого состояния и полная энергия системы соответственно.

Эффективные потенциалы $Z_{\beta\alpha}$ удовлетворяют уравнениям типа фаддеевских. В настоящих расчетах мы аппроксимируем $Z_{\beta\alpha}$ первой итерацией этих уравнений, т. е. амплитудой простейшего одноступенчатого механизма передачи электрона. Кроме того, мы заменяем τ_γ на $\tau_\gamma' = -i\pi\delta(E - E_\gamma - q_\gamma^2 / 2\mu_\gamma)$, тем самым пренебрегая сходом с энергетической поверхности. В результате получаются следующие уравнения для амплитуды перезарядки $X_{\beta\alpha}$ ($\alpha \neq \beta$):

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{q}_\beta | X_{\beta\alpha}^{\sigma 1} | \mathbf{q}_\alpha \rangle &= \langle \psi_\beta^c | R_{\beta\alpha}^{\sigma 1} | \psi_\alpha^c \rangle, \\ \langle \psi_\beta^c | R_{\beta\alpha}^{\sigma 1} | \psi_\alpha^c \rangle &= \langle \psi_\beta^c | Z_{\beta\alpha}^{\sigma 1} | \psi_\alpha^c \rangle + \\ &+ \sum_{\nu, \lambda} \langle \psi_\beta^c | Z_{\beta\alpha}^{\sigma\nu} | \psi_\alpha^c \rangle \tau_{\alpha, \nu}' \langle \psi_\alpha^c | Z_{\alpha\beta}^{\nu\lambda} | \psi_\beta^c \rangle \tau_{\beta, \lambda}' \langle \psi_\beta^c | R_{\beta\alpha}^{\lambda 1} | \psi_\alpha^c \rangle. \end{aligned} \quad (2)$$

Уравнения (2) содержат только амплитуды на энергетической поверхности. Каждый из индексов σ , ν и λ обозначает набор квантовых чисел (n, l, m) связанного электрона в промежуточных и конечном состояниях. Индекс 1 относится к начальному основному состоянию электрона. Зависимость от l и m в уравнениях (2) может быть исключена с помощью приближенной формулы для суммирования по этим квантовым числам.

В представлении прицельного параметра система уравнений (2) переходит в систему алгебраических уравнений для амплитуд перезарядки, отвечающих образованию связанного состояния электрона с главным квантовым числом n при фиксированном значении прицель-

ного параметра. Искажением ионных траекторий из-за ион-ионного взаимодействия пренебрегается. Число учтенных связанных состояний электрона в промежуточных и конечном состояниях определялось точностью расчета полного сечения перезарядки ($\sim 1\%$).

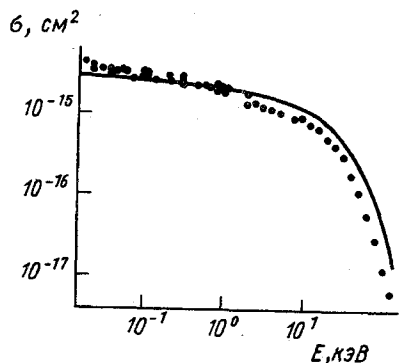


Рис. 1. Полное сечение реакции $H^+ + H(1s) \rightarrow H + H^+$ как функция энергии налетающего иона. Сплошная линия — теоретический расчет, экспериментальные точки из работ [8]

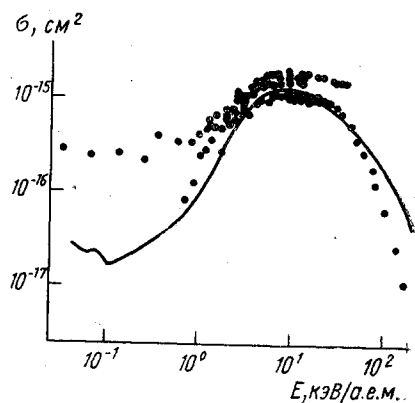


Рис. 2. То же, что на рис. 1, для реакции $He^{2+} + H(1s) \rightarrow He^+ + H^+$. Экспериментальные точки из работ [9]

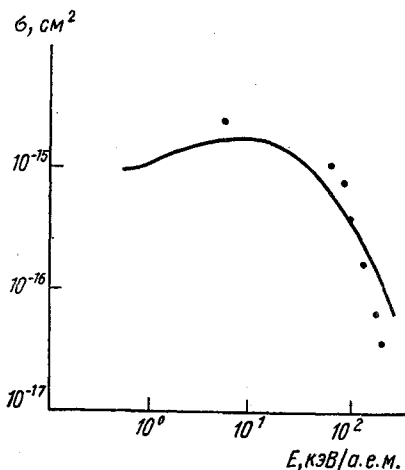


Рис. 3. То же, что на рис. 1, для реакции $B^{3+} + H(1s) \rightarrow B^{2+} + H^+$. Экспериментальные точки из работы [10]

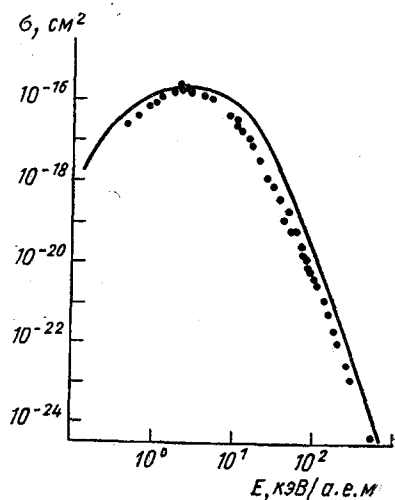


Рис. 4. То же, что на рис. 1, для реакции $H^+ + He(1s) \rightarrow H + He^+(1s)$. Экспериментальные точки из работ [11]

Ионизационный канал не рассматривался. Рассчитанные амплитуды удовлетворяют условию двухчастичной унитарности.

В рамках предложенного метода вычислены полные сечения реакций подхвата электрона полностью ободранными ионами с зарядами $Z=1-6$ на атомах водорода и гелия. Часть результатов этих расчетов представлена на рис. 1—4 сплошными кривыми.

Зависимость полного сечения реакции $H^+ + H(1s) \rightarrow H + H^+$ от энергии налетающего иона показана на рис. 1. В расчетах был учтен вклад трех низших состояний атома водорода, однако при энергиях $E < 10$ кэВ ощутимый вклад дает только основное состояние. Этот факт объясняется доминирующей ролью резонансных переходов при низких энергиях. Превышение теоретического сечения над экспериментальным при высоких энергиях на рис. 1 (а также на рис. 2—4) может быть связано с пренебрежением вкладом ионизационного канала.

На рис. 2 показано теоретическое сечение реакции $He^{2+} + H(1s) \rightarrow He^+ + H^+$ вместе с экспериментальными результатами, полученными различными группами. Отметим, что эти результаты существенно различаются между собой, особенно при низких энергиях. Для достижения необходимой точности в расчетах было учтено от 6 (при низких энергиях) до 13 (при высоких энергиях) состояний H и He^+ . Полное сечение реакции $B^{5+} + H \rightarrow B^{4+} + H^+$ представлено на рис. 3.

На рис. 4 показано сечение реакции $H^+ + He(1s^2) \rightarrow H + He^+(1s)$, в которой участвуют 4 частицы (протон, ядро гелия и два электрона). Однако эта реакция приближенно может быть рассмотрена как задача трех тел, если считать, что один из электронов все время находится в основном ($1s$) состоянии гелия. В этом случае связанное состояние второго электрона в атоме гелия приближенно описывалось водородоподобными волновыми функциями с эффективными зарядами.

В заключение можно сказать, что первые результаты, полученные в рамках простейшего варианта трехчастичного подхода, являются обнадеживающими. Для получения лучшего согласия с экспериментом следует уточнить расчет эффективных потенциалов. В частности, надо учесть треугольные диаграммы Фейнмана, содержащие вершины рассеяния падающего иона на электроне и на ядре мишени. При высоких энергиях может оказаться существенным вклад более сложных диаграмм, включающих трехчастичные промежуточные состояния и участвующих ионизационный канал.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Фаддеев Л. Д. Тр. МИАН СССР, 1963, 69, с. 3. [2] Веселова А. М. ТМФ, 1970, 3, с. 326. [3] Меркурьев С. П. Ядерная физика, 1976, 24, с. 289. [4] Alt E. O. et al. Phys. Rev., 1978, C17, p. 1981. [5] Kharchenko V. F., Stogozhenko S. A. Preprint ITP-75-53E, Kiev, 1975. [6] Dolinsky E. I., Mukhamedzhanov A. M. Czech. J. Phys., 1982, B32, p. 302. [7] Theus R. B. Nucl. Phys., 1966, 80, p. 273. [8] McClure G. V. Phys. Rev., 1966, 148, p. 47; Fite W. L. et al. Proc. Roy. Soc., 1962, A268, p. 527. [9] Shah M. B. et al. J. Phys. B, 1974, 7, p. 630; Bayfield J. E. et al. Phys. Rev. A, 1975, 12, p. 869; Olson R. E. et al. Ibid., 1977, 16, p. 1868; Natt W. L. et al. J. Phys., 1978, B11, p. 1457. [10] Goffe T. V. et al. J. Phys., 1979, B12, p. 3763. [11] De Heer F. J. et al. Physica, 1966, 32, p. 1766; Welsh L. M. et al. Phys. Rev., 1967, 158, p. 85; Toburen L. H. et al. Ibid., 1968, 171, p. 114; Barnett C. F. et al. Ibid., 1958, 109, p. 355.

Поступила в редакцию
24.06.85