

LXXII МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ ЯДРО–2022:  
ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ И ПРИЛОЖЕНИЯ

## СТРУКТУРА АТОМНОГО ЯДРА: ТЕОРИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТ

Столкновительное разрушение долгоживущих состояний  
пионного гелия  ${}^4\text{He}$ А. В. Бибииков,<sup>1</sup> Г. Я. Коренман,<sup>1</sup> С. Н. Юдин<sup>1,\*</sup><sup>1</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,  
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына. Россия,  
119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

(Поступила в редакцию 20.09.2022; после доработки 30.09.2022; принята к публикации 02.10.2022)

Столкновения метастабильных пионных атомов гелия с атомами гелия среды приводят к разрушению этих состояний, а также к сдвигам и уширению E1-спектральных линий переходов между состояниями пионного гелия. В работе для получения матрицы потенциала взаимодействия ( $\pi^- \text{He}^+$ ) – He выполнены расчеты поверхности потенциальной энергии (ППЭ) в неограниченном методе Хартри–Фока с учетом электронных корреляций во втором порядке теории возмущений (MP2). С этим потенциалом численно решается система уравнений сильной связи каналов. При вычислениях используются различные техники, устраняющие вырождение матрицы решений в окрестности малых расстояний между сталкивающимися подсистемами, которое возникает из-за сильного межканального взаимодействия в этой области, в результате чего численные решения «забывают» граничные условия слева. Рассчитываются сечения и скорости столкновительных переходов ( $N\sigma v$ ). Получено, что скорость столкновительного перехода  $(n, l) = (17, 16) \rightarrow (17, 15)$  ( $n, l$  – главное квантовое число и угловой момент соответственно) для плотности среды  $N = 0.2 \times 10^{23} \text{ см}^{-3}$  меньше  $10^3 \text{ с}^{-1}$ , это позволяет не учитывать влияние столкновительного разрушения долгоживущих состояний пионного гелия в прецизионных лазерно-спектроскопических экспериментах.

PACS: 36.10.-k, 34.20.-b, 32.70.Jz. УДК 539.12+539.189.

Ключевые слова: пионный гелий, поверхность потенциальной энергии, связь каналов, численное решение системы дифференциальных уравнений, столкновительное разрушение состояний пионного гелия.

DOI: [10.55959/MSU0579-9392.78.2310602](https://doi.org/10.55959/MSU0579-9392.78.2310602)

## ВВЕДЕНИЕ

Около 60 лет назад Г. Кондо [1] было предсказано существование долгоживущих состояний пионного и каонного атомов гелия ( $\pi^- \text{He}^+$  и  $K^- \text{He}^+$ ), что позволило объяснить существование двухпроцентной фракции отрицательных мезонов, спонтанно распадающейся после остановки в гелиевой среде. Это обусловлено тем, что некоторые мезоны захватываются на высоковозбужденные ридберговские состояния, радиационные переходы с которых медленны; то же самое касается и оже-переходов с орбит с высоким угловым моментом (круговые  $l = n - 1$  и близкие к ним орбиты), так как такие переходы возможны лишь с высокой мультипольностью из-за ограничений по энергии. Экспериментальное подтверждение существования подобных состояний было получено из анализа наблюдений временного спектра распада  $K^-$  и запаздывающего ядерного поглощения для  $K^-$  и  $\pi^-$ . Обнаружение метастабильных состояний антипротонного гелия [2] открыло целую область экспериментального изучения экзотических атомов и получения

с высокой точностью фундаментальных характеристик антипротона [3, 4]. Недавно были впервые проведены эксперименты по лазерному индуцированию переходов в пионном гелии [5, 6]. Сама возможность дальнейшего проведения высокоточных лазерно-спектроскопических экспериментов в этой системе зависит, в частности, от стабильности состояний при столкновениях с атомами среды. Мы рассматриваем столкновительные штарковские переходы между высоковозбужденными состояниями

$$(\pi^- \text{He}^+)_{nl}^* + \text{He} \rightarrow (\pi^- \text{He}^+)_{n'l'}^* + \text{He} \quad (l' \neq l), \quad (1)$$

которые, как ожидается, являются наиболее вероятными благодаря относительно небольшой разнице энергий начального и конечного состояний. Сечения и столкновительные скорости переходов получаются из решения системы уравнений на связанные каналы, включающей состояния с различными орбитальными моментами пиона  $l$  при фиксированном главном квантовом числе  $n$ . Для нахождения взаимодействия между сталкивающимися подсистемами вычисляется поверхность потенциальной энергии (ППЭ) трехэлектронной системы, состоящей из трех тяжелых частиц (две  $\alpha$ -частицы и  $\pi^-$ ) и трех электронов.

\* E-mail: [yudinsn@gmail.com](mailto:yudinsn@gmail.com)

# 1. ПОВЕРХНОСТЬ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ И ПОТЕНЦИАЛЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ( $\pi^- \text{He}^+$ ) – He

Система состоит из трех тяжелых частиц и трех электронов. Пусть  $m_{\pi^-}$ ,  $M_a$ ,  $M_b$  и  $\mathbf{r}_{\pi^-}$ ,  $\mathbf{R}_a$ ,  $\mathbf{R}_b$  – массы и координаты пиона, ядра  $a$  в  $\pi^-$ -атоме и атома гелия (координаты атома и ядра  $b$  совпадают с точностью до  $m_e/M_b$ ). Введем координаты Якоби тяжелых частиц:  $\mathbf{r} = \mathbf{r}_{\pi^-} - \mathbf{R}_a$  и  $\mathbf{R} = \mathbf{R}_b - (\lambda \mathbf{r}_{\pi^-} + \nu \mathbf{R}_a)$ , где  $\lambda = M_a/(M_a + m_{\pi^-})$ ,  $\nu = m_{\pi^-}/(M_a + m_{\pi^-})$ . Тяжелые частицы движутся гораздо медленнее электронов, поэтому можно использовать адиабатическое приближение и представить энергию взаимодействия между пионным и обычным атомами в виде

$$V(r, R, \cos \theta) = 4/|\mathbf{R} + \nu \mathbf{r}| - 2/|\mathbf{R} - \lambda \mathbf{r}| + E_e(r, R, \cos \theta) - E(\text{He}) - E(\pi^- \text{He}^+), \quad (2)$$

где два первых члена – кулоновское взаимодействие ядра  $b$  с ядром  $a$  и пионом,  $E(\text{He})$  и  $E(\pi^- \text{He}^+)$  – внутренние энергии изолированных подсистем,  $\cos \theta = (\mathbf{R} \cdot \mathbf{r})/Rr$ . Энергия трех электронов  $E_e(r, R, \cos \theta)$ , а также внутренняя энергия пионного атома рассчитывались в неограниченном приближении Хартри–Фока с учетом электрон-электронных корреляций во втором порядке теории возмущений. Использовался расширенный набор молекулярных базисных функций aug-cc-pV5Z [8], учитывающий корреляции и валентную поляризацию, с параметрами из [9]. Электронные орбитали центрировались на ядрах гелия. Численные расчеты были выполнены по оригинальной программе, использующей метод RI (resolution of identity) для вычислений интегралов электрон-электронного взаимодействия, существенно снижающий ресурсоемкость расчетов в методе Хартри–Фока при рассмотрении больших систем или систем с большим числом конфигураций [10, 11].

С помощью ППЭ можно получить систему уравнений на связанные каналы, решающую задачу о переходах в элементарном процессе столкновения. Для этого воспользуемся подходом, примененным для описания столкновительных процессов в антипротонном гелии в работе [12]. Начнем с выделения угловой зависимости в (2): разложим  $V(r, R, \cos \theta)$  по полиномам Лежандра

$$V(r, R, \cos \theta) = \sum_{k=0}^{\infty} V^k(r, R) P_k(\cos \theta), \quad (3)$$

где

$$V^k(r, R) = (k + 1/2) \int_{-1}^1 V(r, R, t) P_k(t) dt. \quad (4)$$

Выполненные расчеты показывают, что при  $R \gtrsim r$  ППЭ (2) слабо зависит от  $\cos \theta$  (см. рис. 1), поэтому

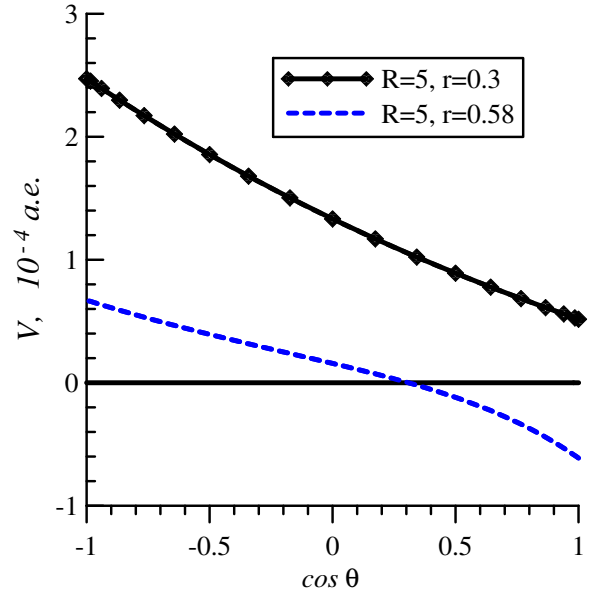


Рис. 1. Зависимость потенциала взаимодействия между пионным и обычным атомами гелия от  $\cos \theta$  при фиксированных расстояниях  $r, R$  (а.е.)

при описании тепловых столкновений можно ограничиться лишь низшими мультиполями в разложении (3).

Полная энергия  $E_{nl}$  изолированного экзотического атома ( $\pi^- \text{He}^+$ ) в адиабатическом приближении является собственным значением гамильтониана

$$H_{\pi} = T_r - \frac{2}{r} + \epsilon_e(r), \quad (5)$$

где  $T_r$  – кинетическая энергия пиона. Потенциальная энергия электрона  $\epsilon_e(r)$  в пионном гелии рассчитывалась аналогично описанному выше методу в неограниченном приближении Хартри–Фока. Затем численно решалась задача нахождение собственных функций и собственных значений гамильтониана (5). В таблице сравниваются полученные нами энергии для некоторых состояний пионного гелия и энергии, полученные как результат высокоточных вариационных расчетов [13].

Таблица. Энергии (в а.е.) некоторых состояний пионного гелия, полученных в работе [13] (Вариационный метод) и описываемым в данной работе методом «Адиабатическое приближение»

(n, l)	Вариационный метод	Адиабатическое приближение
(16,15)	-2.82854939373(4)	-2.82776
(17,14)	-2.70984178(2)	-2.70806
(17,15)	-2.68542722(2)	-2.68441
(17,16)	-2.6575124385017(1)	-2.65722

Найденные радиальные волновые функции пиона  $u_{nL}(r)$  использовались для усреднения потенциала взаимодействия между сталкивающимися подси-

стемами ( $\pi^- \text{He}^+$ ) –  $\text{He}$ , после выделения угловой зависимости, по пионной координате  $r$

$$V_{nl}^0(R) = \int_0^\infty u_{nl}^2(r) V^0(r, R) r^2 dr \quad (6)$$

$$V_{nl, n'l'}^1(R) = \int_0^\infty u_{nl}(r) u_{n'l'}(r) V^1(r, R) r^2 dr \quad (l' = l \pm 1). \quad (7)$$

Таким образом, взаимодействие между пионным и обычным атомами гелия сводится к потенциалу, зависящему от одной переменной – расстояния между подсистемами. Для матричных элементов взаимодействия можно написать выражение

$$\begin{aligned} \langle n'l', L' : JM | V(r, \cos \theta, R) | nl, L : JM \rangle = \\ = \delta_{l'l} \delta_{LL'} V_{nl}^0(R) + \\ + \langle l' L' : JM | \cos \theta | l L : JM \rangle \cdot V_{nl, n'l'}^1(R) + \dots, \quad (8) \end{aligned}$$

где  $L$  – орбитальный момент относительного движения ( $\pi^- \text{He}^+$ ) –  $\text{He}$ ,  $J, M$  – полный момент и его проекция соответственно. На рис. 2 и рис. 3 приведены зависимости монополярной и дипольной частей потенциала (8).

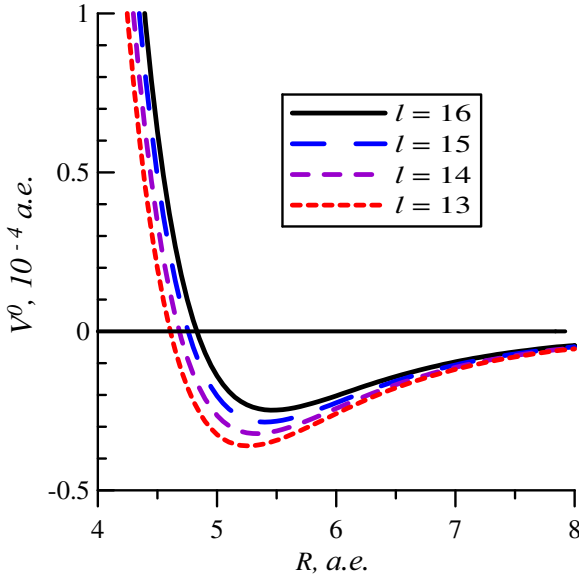


Рис. 2. Радиальная зависимость монополярных членов потенциалов взаимодействия между пионным и обычным атомами  ${}^4\text{He}$  ( $n = 17, l = 13\nabla \cdot 16$ )

## 2. СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ НА СВЯЗАННЫЕ КАНАЛЫ

Для разложения волновой функции системы ( $\pi^- \text{He}^+$ ) –  $\text{He}$  используется следующий набор базисных состояний:

$$|j\rangle \equiv |nl, L : JM\rangle = u_{nl}(r) (Y_l(\Omega_r) \otimes Y_L(\Omega_R))_{JM}. \quad (9)$$

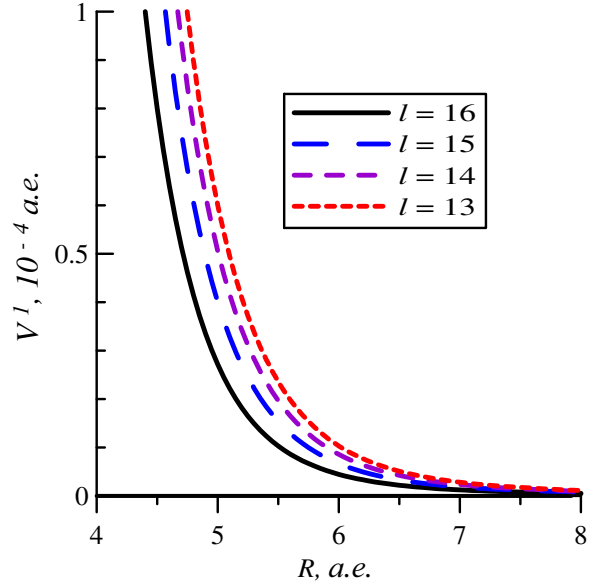


Рис. 3. Радиальная зависимость дипольных членов потенциалов взаимодействия между пионным и обычным атомами  ${}^4\text{He}$  для  $(n, l) = (17, l) \rightarrow (17, l - 1)$ , где  $l = 13\nabla \cdot 16$

Напомним, что мы ограничиваемся рассмотрением переходов с сохранением  $n$ . Тогда полная волновая функция системы пионный атом–обычный атом гелия ( $(\alpha)$  – номер входного канала)

$$\Psi^{(\alpha)}(\mathbf{R}, \mathbf{r}) = \sum_j |j\rangle \psi_j^{(\alpha)}(R)/R. \quad (10)$$

Подставляя (10) в уравнения Шредингера, можно получить систему уравнений на связанные каналы:

$$\begin{aligned} \psi_j^{(\alpha)}(R) + [k_j^2 - L_j(L_j + 1)/R^2] \psi_j^{(\alpha)}(R) = \\ = 2m \sum_k V_{jk}(R) \psi_k^{(\alpha)}(R), \quad (11) \end{aligned}$$

где

$$k_j^2 = \begin{cases} 2m(E - E_{nl}) \\ \text{действительное для } l_j \geq 2, \\ 2m(E - E_{nl} + \epsilon_{nl} + \frac{1}{2}\Gamma_{nl}) \\ \text{комплексное для } l_j \leq 1, \text{Im}(k_j) > 0. \end{cases}$$

Граничные условия в каналах  $l_j, l_\alpha \geq 2$  обычные, но в каналах  $l_j \leq 1, l_\alpha \geq 2$  условие меняется на  $\psi_j^{(\alpha)}(R) \xrightarrow{R \rightarrow \infty} \sim \exp(-\text{Im}(k_j)R)$  и  $\psi_j^{(\alpha)}(R) = 0$  при  $l_\alpha \leq 1$  из-за ядерного поглощения.

Если ограничиться только монополярным и дипольным членами разложения потенциала (10), то

$$\begin{aligned} V_{ij}(R) = \delta_{ij} V_{nl}^0(R) + (-1)^J \hat{L} \hat{L}' \hat{U}^i \times \\ \times \begin{pmatrix} L & L' & 1 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l & l' & 1 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \left\{ \begin{matrix} l' & 1 & l \\ L & J & L' \end{matrix} \right\} V_{nl, n'l'}^1(R), \quad (12) \end{aligned}$$

где  $\hat{L} = \sqrt{2L+1}$ ,  $\begin{pmatrix} \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot \end{pmatrix}$  – 3J-символы,

а  $\left\{ \begin{matrix} \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot \end{matrix} \right\}$  – 6J-символы.

### 3. ОСОБЕННОСТИ РЕШЕНИЯ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ ШРЕДИНГЕРА В УСЛОВИЯХ СИЛЬНОГО МЕЖКАНАЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

При обычном решении системы дифференциальных уравнений Шредингера с заданием начальных условий вблизи  $R = 0$  мы обнаружили особенность поведения решения системы, приводящую к вырождению системы решений на правой границе интервала. Это демонстрируется на примере рис. 4, где для наглядности граничные условия слева заданы в точке, достаточно удаленной от нуля —  $R = 0.5$  (здесь и далее мы используем атомные единицы (а.е.), если явно не указано иное). Граничными условиями для случаев «старт 1» и «старт 2» служат отличные от нуля функции в каналах 1 и 2 соответственно. На интервале  $R = 0.50 \nabla \cdot 0.52$  функции очень малы, поэтому эта область увеличено показана на вставке. Видно, что уже при  $R = 0.55$  кривые становятся практически неразличимы. Это вырождение системы решений приводит к невозможности выполнить корректную сшивку волновой функции с ее асимптотикой на правой границе интервала интегрирования, что, в свою очередь, не позволяет получить надежное значение для сечений переходов.

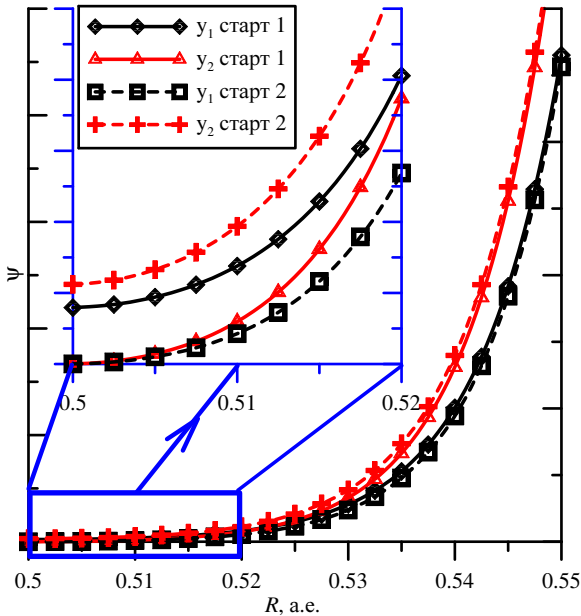


Рис. 4. Пример вырождения системы решений уравнений на правой границе. Область «старта из нуля»  $R = 0.50 \nabla \cdot 0.52$  а.е. увеличено показана на вставке

Для устранения вырождения весь интервал решения системы дифференциальных уравнений  $(x_{min}, x_{max})$  был разбит на большое количество отрезков  $(x_n, x_{n+1})$ ,  $n$  — номер отрезка. Из значений функции и производной составим вектор  $\mathbf{Y}^{(\alpha)}$ :

$$|\mathbf{Y}^{(\alpha)}\rangle = \begin{pmatrix} y_i^{(\alpha)} \\ y_i'^{(\alpha)} \end{pmatrix}. \quad (13)$$

Выходные значения на правой границе каждого отрезка использовались как входные граничные условия на левой границе для следующего отрезка. В (13)  $i$  — номер канала,  $\alpha$  — номер варианта граничных условий,  $y_i^{(\alpha)}$  — волновая функция, решение системы уравнений. При этом на границе каждого отрезка контролировалось вырождение решений, для чего вычислялась матрица скалярных произведений:

$$A = \langle \mathbf{Y}^{(\alpha)} | \mathbf{Y}^{(\beta)} \rangle = \sum_i \left[ y_i^{(\alpha)} y_i^{(\beta)} + y_i'^{(\alpha)} y_i'^{(\beta)} / (k_i^2 + \delta_{reg}) \right]. \quad (14)$$

Включение в определение скалярного произведения и функции, и производной позволяет избежать проблем с обнулением нормы вектора в точках, где функция или ее производная пересекают ось. В (14)  $\delta_{reg}$  — параметр, предназначенный для устранения проблем при малых  $k_i$ .

Для матрицы скалярных произведений решаем систему на собственные векторы и собственные значения

$$A |a^j\rangle = \lambda^j |a^j\rangle, \quad (15)$$

где  $a^j$  — собственный вектор с собственным значением  $\lambda^j$ . Это позволяет построить новую систему ортонормированных векторов

$$|\mathbf{Y}_{new}^{(\alpha)}(x_n)\rangle = \sum_j |a_j\rangle 1/\sqrt{\lambda^j} \langle a_j | \mathbf{Y}^{(\alpha)}(x_n) \rangle, \quad (16)$$

где  $|\mathbf{Y}_{new}^{(\alpha)}(x_n)\rangle$  — уже образуют такую систему.

Переход от векторов  $|\mathbf{Y}^{(\alpha)}(x_n)\rangle$  к новым векторам  $|\mathbf{Y}_{new}^{(\alpha)}(x_n)\rangle$  выполняется линейным преобразованием, что позволяет сохранить все линейно независимые решения и избежать вырождения матрицы решений на правой границе интервала.

Однако даже после устранения проблемы вырождения матрицы решений остаются проблемы численного решения данной системы, в частности проблема недостаточно хорошей унитарности  $S$ -матрицы и, соответственно, принципа детального равновесия. Это связано с тем, что значения диагональных элементов  $S$ -матрицы оказались на  $\sim 10$  порядков больше интересующих нас недиагональных элементов, например, для перехода  $(n, l) = (17, 16) \rightarrow (17, 15)$ , и ошибки на уровне  $10^{-8} \nabla \cdot 10^{-6}$  в симметрии и отклонении от унитарности  $S$ -матрицы могут оказаться критическими.

Для повышения точности расчета и тем самым устранения проблем унитарности и симметрии  $S$ -матрицы, применялся полуаналитический подход, в котором реальный потенциал аппроксимиро-

вался модельным ступенчатым:

$$V_{ij}(x \in (x_n, x_{n+1})) = 2m \langle V_{ij}^1(x) \rangle_{x \in (x_n, x_{n+1})} + \\ + \delta_{ij} \left[ l(l+1) \langle \frac{1}{x_i^2} \rangle_{x \in (x_n, x_{n+1})} + \right. \\ \left. + 2m \langle V_i^0(x) \rangle_{x \in (x_n, x_{n+1})} - E_i \right]. \quad (17)$$

Здесь  $\langle f(x) \rangle_{x \in (x_n, x_{n+1})}$  означает усреднение функции  $f(x)$  на интервале  $(x_n, x_{n+1})$ . Отметим, что в диагональные элементы матрицы потенциалов мы формально включили энергию системы  $-E_i$  и множитель  $2m$ .

Такое приближение позволяет точно решить систему дифференциальных уравнений на каждом участке с постоянными потенциалами, а потом, аналогично предыдущему разделу, двигаться последовательно слева направо, используя значение функции и производной на правой границе  $n$ -го отрезка как граничные условия на левой границе для решения системы уравнений на следующем  $(n+1)$ -м отрезке. При уменьшении шага разбиения результат должен стремиться к точному решению.

Матрицу потенциалов можно также диагонализировать и выразить через ее собственные функции и собственные значения:

$$\sum_j V_{ij} a_j^{(s)} = \lambda^{(s)} a_i^{(s)} \quad (18)$$

где  $a_j^{(s)}$  — собственные вектора матрицы потенциалов с собственными значениями  $\lambda^{(s)}$ . Тогда уравнение Шредингера с учетом определения (17) сводится к

$$y_i'' = \sum_j V_{ij} y_j \quad (19)$$

и после подстановки

$$y_i(r) = \sum_s a_i^{(s)} f^{(s)}(r) \quad (20)$$

приводится к виду

$$y_i''(r) = \sum_s a_i^{(s)} f''^{(s)}(r) = \sum_{sj} V_{ij} a_j^{(s)} f^{(s)}(r) = \\ = \sum_s \lambda^{(s)} a_i^{(s)} f^{(s)}(r) \quad (21)$$

и сводится к условию на  $f^{(s)}(r)$

$$\Rightarrow f''^{(s)}(r) = \lambda^{(s)} f^{(s)}(r), \quad (22)$$

которое легко решается:

$$f^{(s)}(r) = \begin{cases} A^{(s)} \sin \left[ \sqrt{-\lambda^{(s)}} r \right] + B^{(s)} \cos \left[ \sqrt{-\lambda^{(s)}} r \right] & \text{при } \lambda^{(s)} < 0, \\ A^{(s)} \exp \left[ \sqrt{\lambda^{(s)}} r \right] + B^{(s)} \exp \left[ -\sqrt{\lambda^{(s)}} r \right] & \text{при } \lambda^{(s)} > 0. \end{cases} \quad (23)$$

Граничные условия на левой границе 0-го отрезка задаются как «старт из нуля»:

$$y_i^{(\alpha)}(r) = \delta_{i\alpha} r^{L_i+1} \quad (24)$$

и, соответственно,

$$y_i'^{(\alpha)}(r) = \delta_{i\alpha} (L_i + 1) r^{L_i} \quad (25)$$

— для каждого из  $N$  каналов задается вариант граничных условий ( $\alpha$ ), при котором значения функции и производной отличны от нуля только для канала с тем же номером  $i = \alpha$ .

С помощью такого полуаналитического подхода в приближении ступенчатого потенциала удалось снизить отклонение  $S$ -матрицы от условий симметричности и унитарности до уровня  $10^{-15}$ . Это позволяет рассчитывать, что ошибки вычислений, связанные с решением системы дифференциальных уравнений, примерно на 5 порядков ниже полученных значений сечений переходов.

Также это позволяет качественно объяснить причину возникновения вырождения решений на правой границе интервала. Рассмотрим модельные значения потенциалов (близкие к реалистичным) в области  $R = 0.5 \nabla \cdot 0.6$ :

$$\begin{pmatrix} V_{11} - E_1 & V_{12} \\ V_{12} & V_{22} - E_2 \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} 1.1 & 0.5 \\ 0.5 & 0.9 \end{pmatrix}. \quad (26)$$

Собственные значения этой системы  $\lambda^+ \approx 1.51$  и  $\lambda^- \approx 0.49$ , что дает  $k^+ = 105.9$  и  $k^- = 60.3$ . На интервале  $R = 0.5 \nabla \cdot 0.6$  длиной  $\Delta R = 0.1$  одно «быстрое» решение экспоненциально растет в  $\exp[k^+ \Delta R] \approx 4.0 \times 10^4$  раз, а «медленное» решение — лишь в  $\exp[k^- \Delta R] \approx 417$  раз. То есть «быстрое» решение вырастает в  $\exp[(k^+ - k^-) \Delta R]$  раза больше, чем «медленное», и на каждых  $\Delta R = 0.1$  обгоняет его на  $\sim 2$  порядка. В результате уже через несколько таких интервалов машинной точности (около  $\sim 15$  знаков) становится недостаточно, чтобы корректно вычислить «медленное» решение.

При указанном соотношении величин  $k^+ - k^- \approx 2V_{12}$ . Это значит, что именно недиагональный член потенциала приводит к вырождению решений на правой границе и необходимости дополнительного контроля и ортогонализации решений, примененных выше.

#### 4. СКОРОСТИ СТОЛКНОВИТЕЛЬНОГО РАЗРУШЕНИЯ СОСТОЯНИЙ ПИОННОГО ГЕЛИЯ

Используя полученные ППЭ и описанную в предыдущем пункте технику решения дифференциальных уравнений на сильную связь каналов, мы получили величины сечений и скоростей переходов ( $N\sigma v$ ) столкновительного разрушения состояний пионного гелия. На рис. 5 представлены зависимости скорости перехода  $l = n - 1 \rightarrow l = n - 2$  для  $n = 17$  от кинетической энергии сталкивающихся



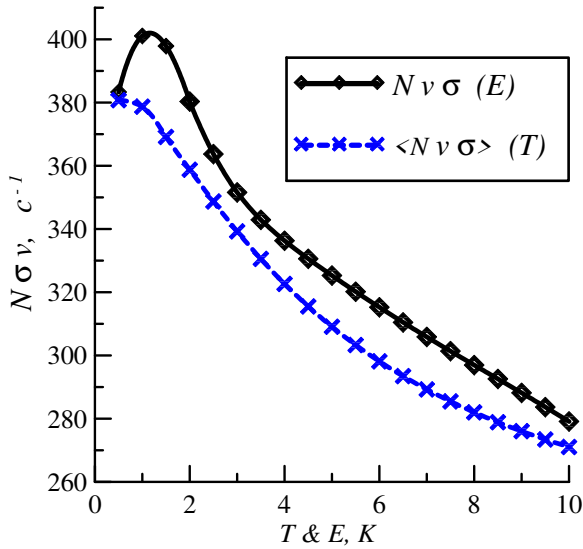


Рис. 5. Зависимости столкновительной скорости перехода  $N\sigma v$  от кинетической энергии сталкивающихся подсистем  $E$  и усредненной по тепловому движению скорости перехода от температуры  $T$  для  $(n, l) = (17, 16) \rightarrow (17, 15)$  при плотности гелия  $N = 0.2 \times 10^{23} \text{ см}^{-3}$

подсистем в системе центра масс  $E$  и от температуры при экспериментальной плотности гелия  $N = 0.2 \times 10^{23} \text{ см}^{-3}$ .

Вычисленная скорость столкновительного перехода из круговой в околокруговую орбиту при температуре  $T = 1.7 \text{ K}$  (экспериментальная температура) меньше  $10^3 \text{ с}^{-1}$ , поэтому, если рассматривать каскад переходов до взаимодействия пиона с атомным ядром (состояния пиона с  $l = 1, 2$ ), соответствующее время до захвата пиона будет больше 1 мс, что существенно больше характерных временных процессов, протекающих в пионных атомах гелия в гелиевой среде. Это позволяет сделать вывод о том, что столкновительное разрушение долгоживущих состояний можно не учитывать в высокоточных экспериментах по наблюдению переходов в пионном гелии.

Однако отметим, что упругие столкновительные сечения на много порядков больше неупругих, это вызывает существенные сдвиги ( $\sim 100 \text{ ГГц}$ ) и уширение ( $\sim 10 \text{ ГГц}$ ) линий переходов, как отмечалось в работах [7, 14].

- [1] Condo G.T. // Phys. Lett. **9**, P. 65. (1964).  
 [2] Iwasaki M., Nakamura S.N., Shigaki K. et al. // Phys. Rev. Lett. **67**, 1246 (1991)  
 [3] Yamazaki T., Morita N., Hayano R.S. et al. // Nature **361**, 238–240 (1993).  
 [4] Hayano R.S., Hori M., Horváth D. et al. // Rep. Prog. Phys. **70**, 1995–2065 (2007).  
 [5] Hori M., Aghai-Khozani H., Sótór A. et al. // Nature **603**, 411–415 (2022).  
 [6] Hori M., Aghai-Khozani H., Sótór A. et al. // Few-body systems **62**, 63 (2021).  
 [7] Obreshkov B., Bakalov D. // Phys. Rev. A. **93**. 062505 (2016).  
 [8] Dunning T.H. // J. Chem. Phys. **90**, 1007 (1989).  
 [9] <https://www.basissetexchange.org/>; Schuchardt K.L., Didier B.T., Elsethagen T. et al. // J. Chem. Inf. Model. **2007**, **47** (3), P. 1045.  
 [10] Artemyev A., Bibikov A., Zayets V., Bodrenko I. // J. Chem. Phys. **123**, 024103 (2005).  
 [11] Nikolaev A.V., Bodrenko I.V., Tkalya E.V. // Phys. Rev. A. **77**, 012503 (2008).  
 [12] Бибиков А.В., Кореньман Г.Я., Юдин С.Н. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. №.3. С. 18. (2020). (Bibikov A. V., Korenman G. Y. Yudin S. N. // Moscow Univ. Phys. Bull. **62**, 339–342 (2020).)  
 [13] Korobov V.I., Bekbaev A.K., Aznabayev D.T., Zhaugasheva S.A. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **48**, 245006 (2015).  
 [14] Zhi-Da Bai, Korobov V.I., Zong-Chao Yan et al. // Phys. Rev. Lett. **128**, 183001 (2022).

## Collisional Quenching of the Pionic Helium $^4\text{He}$ Long-Lived States

A. V. Bibikov, G. Ya. Korenman, S. N. Yudin<sup>a</sup>

*D.V.Skobeltzyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia*  
*E-mail: <sup>a</sup>yudinsn@gmail.com*

Collisions of metastable pionic helium atoms with helium atoms of the medium lead to the destruction of these states, as well as to the shifts and broadening of E1 spectral lines of transitions between the pionic helium states. In the paper, in order to obtain the interaction potential matrix ( $\pi^- \text{He}^+$ ) – He, calculations of the potential energy surface (PES) in the unrestricted Hartree-Fock method are performed taking into account electron correlations within the second-order perturbation theory (MP2). With this potential, the system of equations of strong channel coupling is solved numerically. Various techniques are used in the calculations that eliminate degeneracy of the solution matrix in the vicinity of small distances between colliding subsystems, which arises due to strong coupling of channels in this region, owing to which the numerical solutions “forget” boundary conditions. Cross sections and rates of collisional transitions are calculated ( $N\sigma v$ ). It is found that the collisional transition rate  $(n, l) = (17, 16) \rightarrow (17, 15)$  ( $n, l$  – the principal quantum number and the angular momentum respectively) for the density of the medium  $N = 0.2 \times 10^{23} \text{ см}^{-3}$  is lower than  $10^3 \text{ с}^{-1}$ , which indicates that it is possible to ignore the effect of collisional destruction of pionic helium long-lived states in precision laser spectroscopic experiments.

PACS: 36.10.-k, 34.20.-b, 32.70.Jz.

*Keywords:* pionic helium, potential energy surface, channel coupling, numerical solution of a system of differential equations, collisional destruction of pionic helium states.

*Received 20 September 2022.*

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2023. 78, No. 1. Pp. 107–112.

#### Сведения об авторах

1. Биби́ков Анто́н Валенти́нович — канд. физ.-мат. наук, науч. сотрудник; тел.: (495) 939-24-97, e-mail: [bibikov\\_anton@mail.ru](mailto:bibikov_anton@mail.ru).
2. Ко́ренман Григо́рий Яковле́вич — доктор физ.-мат. наук, вед. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-25-09, e-mail: [korenman@nucl-th.sinp.msu.ru](mailto:korenman@nucl-th.sinp.msu.ru).
3. Юди́н Серге́й Никола́евич — канд. физ.-мат. наук, науч. сотрудник; тел.: (495) 939-25-09, e-mail: [yudinsn@gmail.com](mailto:yudinsn@gmail.com).