

объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

P4-94-143

Г.Я.Коренман¹, О.Лхагва*, Х.Цоохуу², Р.Бадамдамдин²

НЕУПРУГИЕ СТОЛКНОВЕНИЯ
ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ МЮОНОВ И АДРОНОВ
С МЕТАСТАБИЛЬНЫМИ АТОМАМИ ВОДОРОДА

Направлено в журнал «Вестник МГУ», серия «Физика и астрономия»

¹ Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва

² Монгольский национальный университет, Улан-Батор

* Постоянный адрес: Монгольский национальный университет,
Улан-Батор

1 Введение

Теоретическое исследование столкновений медленных отрицательных мюонов и адронов с атомами и молекулами необходимо для физики процессов в веществе под действием элементарных частиц [1, 2, 3]. Современные подходы к этой проблеме развиты для столкновений с малоэлектронными системами (H , He , H_2). Для простейшей мишени (атома H) применено несколько различных методов:

- метод адиабатического состояния [4],
- полуклассические решения уравнений связи двухчастичного и трехчастичного каналов [5, 6],
- метод классических траекторий трех частиц [7],
- временные уравнения Хартри для задачи рассеяния [8],
- квантово-классическое приближение самосогласованного поля [9].

Результаты этих подходов в целом удовлетворительно согласуются между собой.

Для столкновений частиц M^- с атомом гелия были применены [10, 11] первые два из перечисленных подходов. На основе результатов для атомов H и He сформулирована микроскопическая модель [12] для столкновений с молекулой H_2 . Полученные сечения позволяют рассчитать измеренные кинетические характеристики (время замедления мюонов в гелии и молекулярном водороде, относительные вероятности кулоновского захвата в смеси этих элементов). Результаты [11, 12] хорошо согласуются с экспериментальными данными. Открытие долгоживущих адронных состояний в гелии и экспериментальное определение их первичных заселенностей [13, 14, 15, 16] дают возможность прямой проверки [17] теории образования адронных атомов в гелии.

Дальнейшее развитие теории столкновений медленных частиц M^- с атомами, наряду с улучшением и уточнением используемых подходов, может включать их применение к другим мишеням. В частности, представляют интерес столкновения частиц с возбужденными (метастабильными) атомами гелия. Эти процессы, в принципе, могут быть исследованы экспериментально. Время жизни состояния $He(2^3S)$ довольно велико ($8 \cdot 10^3$ с), а техника приготовления мишеней, содержащих возбужденные атомы, хорошо разработана [18, 19].

В настоящей работе рассмотрены неупругие столкновения частиц M^- с метастабильными атомами водорода на основе полуклассического решения уравнений связи двух- и трехчастичных каналов. Выбор атома H обусловлен методическими соображениями. (Результаты для гелия публикуются в [20].) Расчеты выполнены как в адиабатическом, так и в неадиабатическом базисе. В следующем разделе даны необходимые для дальнейшего изложения результаты полуклассического решения уравнений связи двухчастичных и трехчастичных

каналов [11] с учетом особенностей рассматриваемой задачи, в третьем разделе приведены расчеты потенциалов и параметров неупругих столкновений $M^- - H(2s)$. В 4-м и 5-м разделах приведены соответственно результаты расчетов сечений и кинетических характеристик. Всюду, если не указано иное, используется атомная система единиц ($\hbar = m_e = e = 1$).

2 Уравнения для связанных каналов и полуклассическое приближение

Полуклассический метод решения квантовых уравнений сильной связи двухчастичного и трехчастичного каналов для неупругих столкновений тяжелых частиц M^- с малоэлектронными системами развит в работах [5, 6, 11]. Конкретные результаты получены в пренебрежении связью с другими двухчастичными каналами, а также "свободно-свободными" переходами между трехчастичными каналами. Основное отличие задачи о столкновении с атомом $H(2s)$ связано с вырождением уровней $2s$ и $2p$, что приводит к дипольной (дальнодействующей) связи этих каналов. Чтобы избавиться от этой трудности, мы используем "штарковский" диабатический базис $\Phi_{n_1 n_2 m}(\mathbf{r}) = |n_1, n_2, m\rangle$. Направим ось квантования вдоль вектора $\mathbf{R} = \mathbf{R}_M - \mathbf{R}_N$, который проведен от ядра к частице. Тогда в подпространстве с фиксированным n дипольная часть взаимодействия диагональна. Более того, как видно из расчетов, недиагональный матричный элемент связи состояний $|2100\rangle$ и $|2010\rangle$ в наиболее интересной (см. раздел 3) области $R \geq 1$ на порядок меньше разности термов. Поэтому с хорошей точностью можно не учитывать связь этих двухчастичных каналов. В адиабатическом базисе состояния электрона $\Phi_{kqm}(\mathbf{r}; R)$ параметрически зависят от R , а квантовые числа k и q дают число узлов соответственно квазирадиальной и квазиугловой функций [21]. При $R \rightarrow \infty$ адиабатические состояния переходят в "штарковские". В рассматриваемой задаче ($Z_2 = -Z_1 = 1$) при выбранном выше направлении оси квантования $n_1 = q, n_2 = k$. Входному каналу соответствует $2s$ -состояние, которое содержит оба состояния $|2100\rangle$ и $|2010\rangle$ с равными вероятностями. В интегральных сечениях неупругих процессов интерференцией переходов через эти состояния можно пренебречь и принять

$$\sigma_r^{2s} = (\sigma_r^{10} + \sigma_r^{01})/2. \quad (1)$$

Для получения сечений, входящих в правую часть этого соотношения, можно уже использовать упомянутый выше полуклассический метод решения уравнений связи двухчастичного и трехчастичных каналов. Для удобства последующего изложения ниже приведены основные моменты этого подхода и введены определения применительно к столкновениям частицы с возбужденным атомом водорода.

В системе центра масс полный гамильтониан системы $M^- + H$ можно пред-

ставить в виде

$$H = T - \frac{1}{R} + V + H_A, \quad (2)$$

где четыре слагаемых представляют соответственно оператор кинетической энергии относительного движения частицы и атома, потенциалы взаимодействия частицы с ядром и с электронами, внутренний гамильтониан атома. С точностью до отношения m_e/M_e можно считать центр масс атома совпадающим с положением ядра. Будем рассматривать относительное движение частицы M^- и атома во вращающейся системе координат с осью Oz вдоль вектора \mathbf{R} . В качестве базиса для решения уравнения Шредингера с гамильтонианом (2) выберем функции

$$F_{\nu m}^{JM\lambda}(\mathbf{r}, \theta, \varphi) = \sqrt{(2J+1)(2-\delta_{m0})/16\pi} \cdot \left[(-1)^m D_{Mm}^J(\phi, \theta, 0) \Phi_{\nu m}(\mathbf{r}) + \lambda (-1)^J D_{M-m}^J(\phi, \theta, 0) \Phi_{\nu, -m}(\mathbf{r}) \right] \quad (m \geq 0), \quad (3)$$

где D -функции определены согласно [22], а функции $\Phi_{\nu m}(\mathbf{r})$ - либо собственные функции гамильтониана H_A с собственными значениями ε_ν (adiaбатический базис), либо собственные функции гамильтониана

$$h = H_A + V \quad (4)$$

задачи двух центров (adiaбатический базис). Кроме того, функции (3) являются собственными функциями квадрата полного момента системы, проекции полного момента на неподвижную ось Z_{lab} , проекции орбитального момента электрона на направление \mathbf{R} и четности всей системы. Соответствующие квантовые числа обозначены через J , M , m и λ . Для состояний континуума индекс ν включает энергию электрона ε и его (асимптотический) орбитальный момент l .

Волновую функцию системы $M^- + H$ представим в виде разложения по полному набору функций (3):

$$\Psi = R^{-1} \sum_{\nu m} \chi_{\nu m}^{\lambda}(R) \cdot F_{\nu m}^{JM\lambda}(\mathbf{r}, \theta, \varphi; R), \quad (5)$$

где сумма имеет обобщенный смысл, т.е. включает также интегрирование по энергии континуума. Функции $\chi_{\nu m}^{\lambda}$ удовлетворяют бесконечной системе связанных интегродифференциальных уравнений с обычными граничными условиями (сходящиеся и расходящиеся волны во входном канале, расходящиеся волны в остальных открытых каналах и экспоненциально затухающие асимптотики в закрытых каналах).

Обычно во многих задачах атомной и ядерной физики ограничиваются учетом конечного числа наиболее важных двухчастичных каналов. Однако в задачах о столкновениях частицы M^- с атомом необходимо учесть связь входного двухчастичного канала ($M^- + A$) с континуумом трехчастичных каналов ионизации ($M^- + A^+ + e^-$). Эта связь остается сильной даже при самых малых

энергиях [5, 6, 11], тогда как связь с другими каналами менее важна и в обсуждаемом подходе не учитывается. В пренебрежении кориолисовым взаимодействием проекция момента электрона на ось \mathbf{R} не меняется, $m = 0$, поэтому в дальнейшем индексе m опускаем. Таким образом, для связи каналов с определенным полным моментом приходим к системе уравнений того же вида, что и в [6, 11]:

$$\begin{aligned} -\frac{1}{2\mu} \chi''_{\nu}(R) + \left[\frac{J(J+1)}{2\mu R^2} + U_{\nu}(R) - \mathcal{E} \right] \chi_{\nu}(R) &= \sum_l \int_0^{\infty} d\varepsilon V_{\nu,el}(R) \chi_{el}(R), \\ -\frac{1}{2\mu} \chi''_{el}(R) + \left[\frac{J(J+1)}{2\mu R^2} + U_{el}(R) + \varepsilon - \mathcal{E} \right] \chi_{el}(R) &= \sum_{\nu} V_{el,\nu}(R) \chi_{\nu}(R), \end{aligned} \quad (6)$$

где $\mathcal{E} = E + \varepsilon_A$ - полная энергия системы, E - кинетическая энергия во входном канале, ε_A - энергия атома в начальном состоянии.

$$U_{\nu}(R) = -\frac{1}{R} + W_{\nu}(R). \quad (7)$$

$$W_{\nu}(R) = \langle \nu | h | \nu \rangle + \frac{\langle \nu | \mathbf{j}^2 | \nu \rangle}{2\mu R^2}. \quad (8)$$

$$U_{el}(R) = -1/R. \quad (9)$$

$$V_{el,\nu}^{(-)}(R) = \langle \Phi_{el}^{(-)} | V | \Phi_{\nu} \rangle. \quad (10)$$

Волновая функция континуума нормирована на δ -функцию от энергии. Второе слагаемое в (8) учитывает центробежную энергию электрона во вращающейся системе координат.

Если терм двухчастичного канала $W_{\nu}(R)$ выходит в континуум в точке R_{ν} ,

$$W_{\nu}(R) > W_{\nu}(R) \quad \text{при} \quad R < R_{\nu}, \quad (11)$$

то систему уравнений (6) с соответствующими граничными условиями можно решить в полуклассическом приближении [5, 6] и получить S-матрицу. Пренебрегая затем интерференцией переходов на двух ветвях классической траектории частицы, можно записать [11] вероятность реакции при параметре столкновения b

$$Q_{\nu}(E, b) = 1 - P_{\nu}^2(b, E), \quad (12)$$

где

$$P_{\nu}(b, E) = \mathcal{P}_{\nu}^2(R'_{\nu}(b, E), R_{\nu}), \quad (13)$$

$$\mathcal{P}_{\nu}(R, R') = \exp \left[- \int_R^{R'} \frac{\Gamma_{\nu}(R)}{v_{\nu}(E, b, R)} dR \right], \quad (14)$$

$$v_{\nu}(E, b, R) = \left\{ \frac{2}{\mu} [\mathcal{E} - U_{\nu}(R)] - \left(\frac{J+1/2}{\mu R} \right)^2 \right\}^{1/2}, \quad (15)$$

R'_ν - классическая точка поворота, в которой локальная радиальная скорость частицы во входном канале $\nu_\nu(E, b, R)$ обращается в нуль. Величина $\Gamma_\nu(R)$ в адиабатическом подходе имеет вид

$$\Gamma_\nu(R) = 2\pi\delta(\epsilon - \omega_\nu(R)) \sum_l \left| \langle \phi_{cl}^{(-)} | V | \Phi_\nu \rangle \right|^2, \quad (16)$$

где

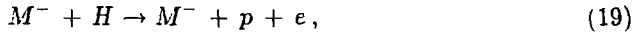
$$\omega_\nu(R) = U_\nu(R) - U_c(R). \quad (17)$$

В адиабатическом базисе аналогичное выражение для $\Gamma_\nu(R)$ содержит матричные элементы неадиабатической связи входного канала с континуумом. Величина $\Gamma_\nu(R)$ может рассматриваться как ширина автоионизационного состояния квазимолекулы ($M^- + H$). Сечение реакции в данном канале выражается через вероятность обычным образом:

$$\sigma_r^\nu(E) = 2\pi \int_0^{b_\nu(E)} Q_\nu(E, b) b db. \quad (18)$$

Здесь $b_\nu(E)$ - наибольшее значение прицельного параметра, при котором частица в канале ν достигает точки R_ν выхода терма в континуум. Величина R_ν играет роль радиуса неупругого взаимодействия в данном канале. Для начального состояния $2s$ сечение реакции определяется выражением (1).

Выражение (12) определяет полную вероятность реакции, которая учитывает как собственно ионизацию



так и ионизацию с захватом частицы в состоянии финитного движения



В последнем процессе конечная энергия относительного движения $M^- - p$ отрицательна. Энергия выбитого электрона равна разности термов,

$$\epsilon = \omega_\nu(R), \quad (21)$$

поэтому процесс (20) происходит на той части траектории, где

$$\omega(R) \geq E - I_A. \quad (22)$$

Здесь I_A - потенциал ионизации начального атома. Пусть $R_*^\nu(\epsilon)$ - решение уравнения (21) относительно R . Если $\omega_\nu(R)$ - монотонно убывающая функция от R (как для атомов H и He в основном состоянии [6]), то условие (22) выполняется при всех $R \leq R_*^\nu(\epsilon = E - I_A)$. Введем прицельный параметр $b_c^\nu(E)$ такой, что при $b \leq b_c^\nu(E)$ частица в канале ν доходит до точки $R_*(E - I_A)$. Тогда при $E > I_A$ сечение захвата в этом канале имеет вид

$$\sigma_c^\nu(E) = 2\pi \int_0^{b_c^\nu(E)} \mathcal{P}_\nu(R_*^\nu(E - I_A), R_\nu) \left[1 - \mathcal{P}_\nu^2(R_*^\nu(E, b), R_*^\nu(E - I_A)) \right] b db. \quad (23)$$

При $E < I_A$ сечение захвата совпадает с полным сечением реакции (18).

3 Термы и параметры неупругих столкновений

Вычисление матричных элементов, входящих в выражение (8), с волновыми функциями атома водорода можно выполнить аналитически. Для состояний с $n=2$, $m=0$ получаем:

$$\langle \nu | h | \nu \rangle = -\frac{1}{8} + 3(n_1 - n_2)/R^2 + 6/R^3 - f_\nu(R)e^{-R}, \quad (24)$$

$$\langle \nu | j^2 | \nu \rangle = [n^2 - 1 - (n_1 - n_2)^2] / 2, \quad (25)$$

где индекс ν содержит квантовые числа $(n_1, n_2) = (0, 1)$ или $(1, 0)$,

$$f_{01}(R) = 1/4 + 1/R + 3/R^2 + 6/R^3, \quad (26)$$

$$f_{10}(R) = R^2/4 + R + 13/4 + 7/R + 9/R^2 + 6/R^3. \quad (27)$$

Поведение термов $U_\nu(R)$ и $U_c(R)$ показано на рис. 1. Для сравнения приведен также терм $U_0(R)$, соответствующий основному состоянию атома H. Термы

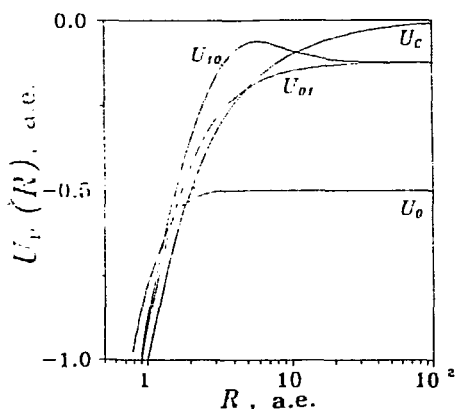


Рис.1. Адиабатические термы основного (U_0) и первых возбужденных (U_{01} , U_{10}) "штарковских" состояний атома H в поле частицы M^- . Терм U_c определяет границу континуума

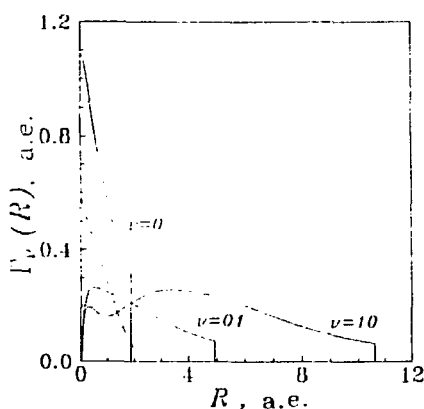


Рис.2. Поведение $\Gamma_\nu(R)$ для разных состояний системы $\mu^- + H(\nu)$. Пунктиром показаны результаты из [4]

0, 01 и 10 выходят в континуум в точках R_0 , R_{01} и R_{10} соответственно. Каждый из возбужденных термов пересекает терм основного состояния в двух точках R'_ν и R''_ν . Точка R''_ν лежит вблизи нуля ($R''_\nu \approx 0.08$). Ее существование обусловлено последним членом в (8). На промежуточных расстояниях термы расходятся вследствие штарковского расщепления уровней, а на малых и больших расстояниях они сливаются.

В табл.1 приведены значения R_ν и значения потенциалов $V_\nu(R) = U_\nu(R) - \varepsilon_\nu$ в этих точках. Возбужденные термы выходят в континуум на расстояниях,

Таблица 1. Точки выхода термов в континуум R_ν и значения потенциалов в этих точках для диабатического (D) и адиабатического (A) базисов.

Для адиабатического базиса в скобках указаны также значения критического расстояния R_{qm} , при которых терм сливается с континуумом, если не учитывать неадиабатическую поправку

ν	0		01		10	
	D	A[6]	D	A	D	A
R_ν	1.86	1.24 (0.639)	4.93	2.5 (0.639)	10.60	8.7 (7.546)
V_ν	-0.037	-0.31	-0.07809	-0.385	0.031	0.275

в несколько раз превышающих аналогичную величину для основного терма. В этой же таблице приведены значения параметров, полученные в адиабатическом представлении с учетом диагональной неадиабатической поправки. Отметим, что адиабатическая энергия терма $\varepsilon_{kqm}(R)$ электрона в поле двух противоположных зарядов ($Z_2 = -Z_1 = 1$) обращается в нуль [21] (сливается с континуумом) в точке R_{qm} , не зависящей от k (значения R_{qm} приведены в табл. 1 в скобках). Однако учет неадиабатической поправки существенно меняет поведение терма [23], так что в точке R_{qm} эффективно возникает бесконечное отталкивание, а терм выходит в континуум при значении $R_\nu > R_{qm}$. Значения R_ν и $V_\nu(R_\nu)$ для адиабатического базиса получены с приближенным выражением [23] для неадиабатической поправки, справедливым, строго говоря, вблизи точки R_{qm} .

При вычислении $\Gamma_\nu(R)$ в диабатическом подходе использовались кулоновские функции электронного континуума в поле единичного заряда. Результаты расчетов $\Gamma_\nu(R)$ показаны на рис. 2. Для возбужденных термов эти величины заметно меньше, чем для основного состояния, однако они отличны от нуля в гораздо более широкой области значений R . На очень малых расстояниях они стремятся к нулю из-за центробежной энергии электрона.

Для вычисления сечения наряду с шириной и точками пересечения нужны значения точки поворота и максимального прицельного параметра $b_\nu(E)$. Уравнение для определения точек поворота

$$E = \frac{Eb^2}{R_t^2} + V_\nu(R_t) \quad (28)$$

решалось численно. На рис. 3 а, б, в показано положение правой точки поворота для разных каналов в зависимости от прицельного параметра при разных энергиях мюона. Для состояний $\nu = 00$ и 10 при малых энергиях функция $R_t(b)$ разрывна, что связано с возникновением трех точек поворота. Для терма $\nu = 01$ при всех b и E точка поворота только одна. Точки выхода терма в

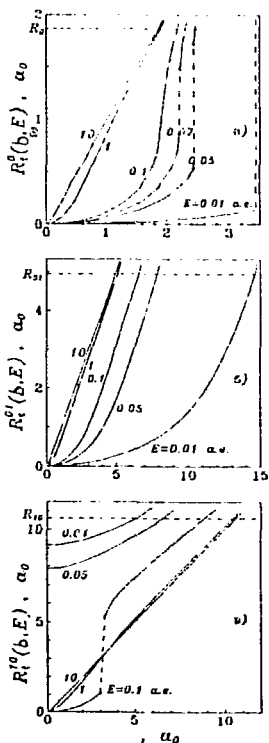


Рис.3. Зависимость точки поворота в канале ν от прицельного параметра b при разных энергиях (а- основные состояние атома H, б- канал 01, в- канал 10). Горизонтальные пунктирные линии показывают выхода в континуум R_ν

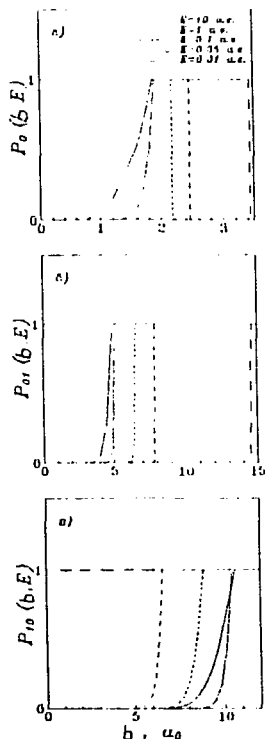


Рис.4. Фактор выживания $P_\nu(b, E)$ как функция прицельного параметра b при разных энергиях (части а, б, в соответствуют тем же каналам, что и на рис. 3)

континуум на этих рисунках показаны горизонтальной пунктирной линией. Ее пересечение с соответствующей кривой даст максимальное значение $b_\nu(E)$ прицельного параметра неупругого взаимодействия в канале ν . Если точка поворота только одна, то $R_\nu = R_\nu$ при $b = b_\nu$, так что из (28) имеем:

$$b_\nu(E) = R_\nu \sqrt{1 - V_\nu(R_\nu)/E}. \quad (29)$$

При самых малых энергиях ($E < 0.04$ а.е.) для состояний $\nu = 0$ и $\nu = 10$ эта формула неприменима из-за наличия трех точек поворота.

Зависимость факторов выживания $P_\nu(b, E)$ от прицельного параметра при разных энергиях показана на рис. 4 а, б, в. При $b > b_\nu(E)$ фактор $P_\nu = 1$ для любых E . При $b < b_\nu(E)$ фактор выживания быстро спадает до нуля, причем тем быстрее, чем меньше энергия. Поэтому при $E \leq 10$ а.е. фактор выживания

можно аппроксимировать ступенчатой функцией

$$P_\nu = \Theta(b - b_\nu(E)). \quad (30)$$

Тогда сечение реакции (18) в данном канале сводится к простому выражению

$$\sigma_r^\nu(E) = \pi b_\nu^2(E). \quad (31)$$

Отметим, что в канале 10 при энергиях E ниже высоты барьера $E_1 = \max V_{10} - V_{10}(\infty)$ частица не доходит до области неупругого взаимодействия независимо от b , так что $b_{10} = 0$ при $E < E_1$.

4 Сечения неупругих M^-H - столкновений

Полученные в предыдущем разделе потенциалы, ширины и параметры термов позволяют рассчитать сечения ионизации и кулоновского захвата при столкновениях частицы M^- с атомом водорода в состояниях $n = 2$. Для проверки работы программ предварительно были проведены расчеты сечений для $1s$ -состояния. Результаты в целом хорошо согласуются с известными ранее [4, 5, 6].

Сечения неупругих столкновений мюона с атомом H в состояниях 01 и 10

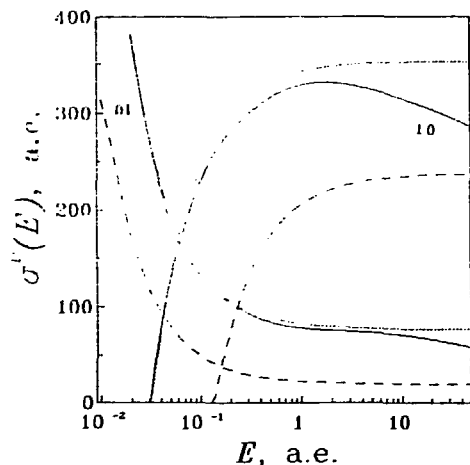


Рис.5. Сечения реакции для атома водорода в состояниях 01 (монотонно спадающие кривые) и 10 (кривые, растущие от нуля). Сплошные кривые - расчеты в адиабатическом подходе, пунктирные кривые - то же с дополнительным приближением (31), штриховые кривые - расчеты в приближении (31) с параметрами R_ν и U_ν из адиабатического подхода с неадиабатической поправкой

показаны на рис. 5. Сплошные кривые получены в адиабатическом представлении с полным учетом фактора выживания согласно (12) - (18). Пунктирные кривые также соответствуют адиабатическому подходу, но получены в приближении (31), а штриховые кривые соответствуют адиабатическому подходу с использованием (31). Как видно из рисунка, использование приближения (31) в рамках адиабатического подхода приводит к отклонению от более последовательного расчета только в области сравнительно больших энергий (≥ 10 а.е.).

Количественное расхождение между результатами адиабатического и неадиабатического подходов для возбужденного атома довольно велико, в отличие от результатов для атома в основном состоянии [6]. Необходимо, однако, иметь в виду, что параметры адиабатического подхода, особенно учет неадиабатической поправки к потенциалу, в настоящем расчете определены довольно грубо (см. раздел 3). Качественное поведение сечений в обоих подходах одинаково.

Поскольку сечение реакции для терма 01 падает с энергией, а для терма 10, напротив, возрастает от нулевого значения при $E = E_1$, то сечение реакции для атома в $2s$ -состоянии, вычисленное по формуле (1), имеет четко

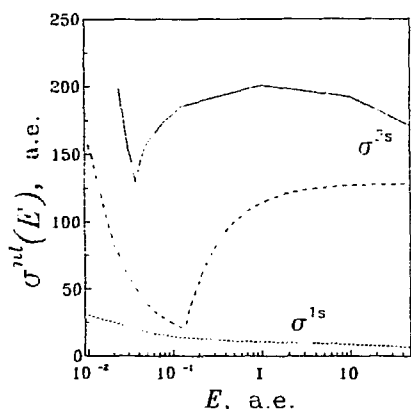


Рис.6. Сечение реакции при столкновении $\mu^- + H(2s)$, рассчитанное в адиабатическом (сплошная кривая) и неадиабатическом (штриховая кривая) подходах. Для сравнения показано сечение реакции для атома в основном состоянии (пунктирная кривая)

выраженный провал вблизи точки $E = E_1$ (см. рис. 6). В рассматриваемой области энергий сечение реакции для $2s$ -состояния много больше сечения для $1s$ -состояния (пунктир на рис. 6) и имеет качественно иную энергетическую зависимость. На рис. 7 показаны сечения неупругого взаимодействия разных частиц M^- с атомом $H(2s)$ в зависимости от скорости.

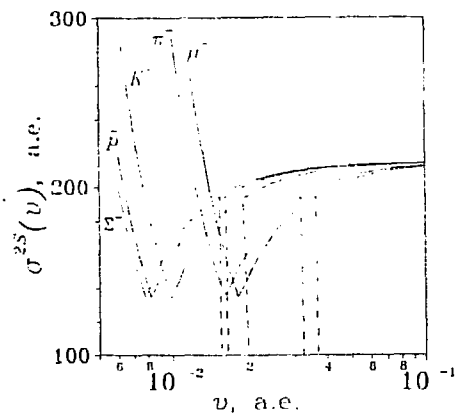


Рис.7. Сечения неупругого взаимодействия разных частиц M^- с атомом $H(2s)$ в зависимости от скорости. Вертикальные пунктирные прямые показывают значения v , ниже которых происходит атомный захват частицы

5 Кинетические характеристики

В обычных экспериментах водородная мишень состоит из молекул. Однако кинетика замедления и захвата частиц в среде из атомов $H(2s)$ может представлять интерес с методической точки зрения, если иметь в виду последую-

ющее рассмотрение для принципиально более возможной гелиевой мишени с некоторым содержанием метастабильных атомов. Поэтому основная цель настоящего раздела - выяснить, каковы качественные отличия кинетических характеристик частиц в среде из метастабильных атомов.

К основным характеристикам кинетики замедления и кулоновского захвата частиц M^- в веществе относятся время замедления и первичные заселенности образующихся экзотических атомов. Время замедления частицы в мишени от начальной энергии E_0 до атомного захвата при энергии E_c можно оценить с помощью соотношения

$$t_s = \frac{1}{N} \int_{E_c}^{E_0} \frac{dE}{v(E) \kappa(E)}, \quad (32)$$

где $\kappa(E)$ - эффективное торможение (потери энергии частицы на единицу пути на один атом). В области энергий, где применимы рассмотренные выше сечения, потери энергии обусловлены, в основном, ионизацией атомов. Энергия, теряемая частицей в с.д.и. при ионизации, складывается из потенциала ионизации и энергии выбитого электрона. Расчеты для $Hc(g.s.)$ [11] показывают, что средняя энергия выбитого электрона мала, поэтому для оценки можно принять:

$$\kappa(E) = I \sigma_r(E), \quad (33)$$

где I - потенциал ионизации атома в данном состоянии ($I_{1s} = 1/2$, $I_{2s} = 1/8$ для атома H). Оценки времени замедления t_{1s} и t_{2s} для мюонов и адронов в

Таблица 2. Время замедления t_s (нс) различных частиц в среде атомов H(1s) и H(2s). ($E_0 = 2$ кэВ, $N = 1.6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$)

частица	μ^-	π^-	K^-	p	Σ^-
H(1s)	404.0	464.4	873.5	1204	1360
H(2s)	75.1	86.3	162	224	253

атомарном водороде при давлении $p = 0.25 \text{ торр}$ ($N = 1.6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$), $E_0 = 2$ кэВ, $E_c = I_n$ приведены в табл. 2. Как видно из таблицы, в среде возбужденных атомов H частицы замедляются быстрее примерно в 5 раз, причем более легкие частицы тормозятся эффективнее.

В рамках приближения (33), согласно которому частица в каждом неупругом столкновении теряет в с.д.и. энергию I , распределение вероятности захвата по кинетической энергии в L -системе однородно в интервале от нуля до $I(1 + m_\mu/m_H)$, где m_μ и m_H - масса частицы и атома соответственно. Тогда распределение захваченных частиц по главному квантовому числу даст выражение [6]

$$\rho_n = \frac{1}{I} \Theta(E_n - \varepsilon_A) \Theta(\varepsilon_A + I - E_n) |dE_n/dn|. \quad (34)$$

где $E_n = -\mu/2n^2$ - энергия образовавшегося экзотического атома. Сравнение кривых ρ_n для захвата на атоме водорода в 1s- и 2s-состояниях показано на рис. 8. При захвате на возбужденном атоме кривые сильно смещены

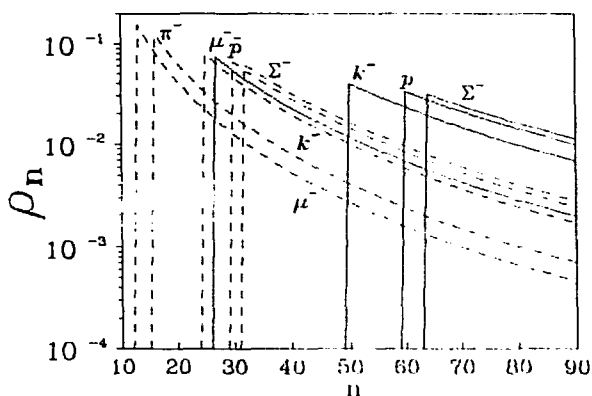


Рис.8. Первичные заселенности ρ_n уровней экзотического атома водорода при захвате частицы атомом H в состояниях 1s (пунктирные кривые) и 2s (сплошные кривые)

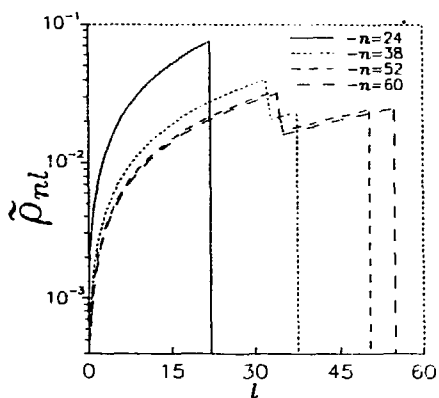


Рис.9. Относительное распределение заселенностей $\tilde{\rho}_{nl} = \rho_{nl}/\rho_n$ уровней мюонного атома по l при разных n после захвата на атомс $H(2s)$

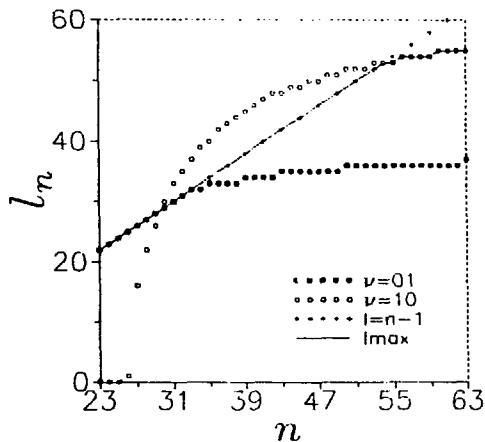


Рис.10. Максимальный угловой момент мюона в состоянии с главным квантовым числом n после захвата атомом $H(2s)$ (сплошная кривая). Ограничения на l_n в канале $\nu = 01$ показаны темными квадратиками, в канале $\nu = 10$ - светлыми кружочками. Граница $l \leq n - 1$ показана крестиками

в область больших n , поскольку выражение (34) отлично от нуля только при $n \geq \nu_0 = \sqrt{\mu/2I}$.

Распределение по орбитальному моменту при захвате атомом $H(2s)$ имеет

вид:

$$\rho_{nl} = \rho_n \tilde{\rho}_{nl}, \quad (35)$$

где ρ_{nl} содержит вклады от двух каналов ($\nu = 01$, и 10):

$$\tilde{\rho}_{nl} = \frac{1}{2} \sum_{\nu} \frac{2l+1}{(l_n^{\nu}+1)^2} \theta(l_n^{\nu} - l), \quad (36)$$

$$l_n^{\nu} = \min\left\{(n-1), \text{Entier}\left(-\frac{1}{2} + \sqrt{2\mu R_{\nu}^2 [E_n - E_0 + (U_{\nu}(R_{\nu}) - U_{\nu}(\infty))]\right)}\right\} \quad (37)$$

Зависимость величины $\tilde{\rho}_{nl}$ от l при нескольких значениях n для мюонов показана на рис. 9. Вклад двух значений ν проявляется при больших n (кривые с изломом). На рис. 10 показана зависимость от n максимального углового момента мюона l_n после захвата возбужденным атомом водорода в состояниях 01 (темные квадратикки), 10 (светлые кружки) без учета ограничения $l \leq n-1$ и $2s$ (сплошная кривая) с учетом условия $l \leq n-1$.

6 Заключение

В работе рассмотрены неупругие столкновения медленных отрицательных мюонов и адронов с атомами водорода в метастабильном $2s$ -состоянии на основе полуклассического решения уравнений связи двух- и трехчастичных каналов с использованием как днабатического, так и адиабатического базиса. Расчеты показывают, что оба подхода предсказывают одинаковые качественные особенности неупругих сечений. Кинетические характеристики для среды из возбужденных атомов $H(2s)$ существенно отличаются от аналогичных величин для атомов в основном состоянии. В частности, время замедления в среде $H(2s)$ уменьшается в несколько раз, распределение захваченных частиц по главному квантовому числу сдвинуто в сторону больших n , так что n_{\min} вдвое больше, а распределение по l имеет более сложный вид, чем при захвате атомом $H(1s)$.

Литература

- [1] Герштейн С. С., Петров Ю. В., Пономарев Л. И. *УФН*, **160**, 1990, с. 3
- [2] Cohen J. S. in: *Electromagnetic Cascade and Chemistry of Exotic Atoms*. Proc. of Inter. School of Exotic Atoms, 5th Course, Erice, Sicily, ed. by Simons L. M. et al., Plenum Press, New York, 1990, p. 1
- [3] Measday D. F. *ibid.*, p. 53
- [4] Cohen J. S., Martin R. L. and Wadt W. R. *Phys. Rev.*, **A24**, 1983, p. 33
- [5] Коренман Г. Я. в сб: *Проблема нескольких тел в физике*, IX Европ. конф., Тбилиси, ТГУ, 1984, с. 42;
Коренман Г. Я., Попов В. П., Цоохуу Х. Тезисы докл. IX Всес. конф. по физ. электронных и ат. столкн., Рига, ИФАН Латв. ССР, 1984, т. 2, с. 148
- [6] Коренман Г. Я., в сб: *Мезоны в веществе*, Тр. Междун. симп. по пробл. взаимодействия мюонов и пионов с веществом, ОИЯИ, Дубна, Д14-87-799, 1987, с. 398
- [7] Cohen J. S. *Phys. Rev.*, **A27**, 1983, p. 167
- [8] Garcia J. D., Kwong N. H. and Cohen J. S. *Phys. Rev.*, **A35**, 1987, p. 4068
- [9] Kwong N. H., Garcia J. D. and Cohen J.S. *J. of Phys.*, **B22**, 1989, p. L633
- [10] Cohen J. S., Martin R. L. and Wadt W. R. *Phys. Rev.*, **A27**, 1983, p. 1821
- [11] Dolinov V. K., Korenman G. Ya., Moskalenko I. V. and Popov V. P. *Muon Catalyzed Fusion*, **4**, 1989, p. 169
- [12] Korenman G. Ya., Popov V. P. and Fesenko G. A. *Muon Cat. Fusion*, **7**, 1992, p. 179
- [13] Yamazaki T., Aoki M., Iwasaki M. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **63**, 1989, p. 1590
- [14] Nakamura S. N., Iwasaki M., Outa H. et al. *Phys. Rev.*, **A45**, 1992, p. 6202
- [15] Iwasaki M., Nakamura S. N., Shigaki K. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 1991, p. 1246
- [16] Yamazaki T., Widmann E., Hayano R. S. et al. *Nature*, **361**, 1993, p. 238
- [17] Коренман Г. Я., Юдин С. Н. *Письма в ЖЭТФ*, **58**, 1993, с. 10
- [18] Wuilleumier F., Edrer D. L. and Picque J. L. *Adv. At. Phys.*, **32**, 1988, p. 197
- [19] Fabrikant I. I., Shpencik O. B., Sncgursky A. V. and Zaviorpulo A. N. *Phys. Rep.*, **199**, 1988, p. 1

- [20] Коренман Г. Я., Лхагва О., Цоохуу Х. *Препринт ОИЯИ* Р4- 94- 146, Дубна, 1994
- [21] Комаров П. В., Пономарев Л. П., Славянов С. Ю. *Сфероидальные и кулоновские сфероидальные функции*. М.: Наука, 1976
- [22] Бор О., Моттельсон Б. *Структура атомного ядра*, т. 1, М.: Мир, 1971
- [23] Коренман Г. Я. *ЯФ*. **35**. 1982. с. 390

**Рукопись поступила в издательский отдел
21 апреля 1994 года.**