

**Шаленов Е.О.\* , Джумагулова К.Н., Рамазанов Т.С., Джумагулов М.Н.**

НИИЭТФ, Казахский национальный университет им. аль-Фараби,  
Казахстан, Алматы, \*e-mail: shalenov.erik@mail.ru

## **ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ВОЗБУЖДЕНИЯ ВНУТРЕННИХ СОСТОЯНИЙ АТОМА ВОДОРОДА**

В данной работе представлены процессы возбуждения электронных уровней атома водорода при электронном ударе. Вычислены сечения возбуждения при разных значениях безразмерных параметров плазмы, определяющих состояние системы. Для теоретического исследования процессов возбуждения электронных состояний атома использовался метод квантовой механики. Для нахождения фазовых сдвигов было решено уравнение Калоджеро с эффективным потенциалом взаимодействия между электроном и атомом в частично ионизированной водородной плазме. Этот эффективный потенциал учитывает квантово-механический эффект дифракции на маленьких расстояниях, эффект экранировки на больших расстояниях, и имеет конечное значение на расстояниях близких к нулю. Сечение возбуждения определялось с помощью интегрирования дифференциального сечения рассеяния по углам рассеяния, минимальный угол рассеяния соответствовал при этом столкновению с передачей энергии, равной энергии возбуждения. Полученные результаты показали хорошее согласие с экспериментальными данными.

**Ключевые слова:** сечения рассеяния, сечения возбуждения, неидеальная квазиклассическая плазма, уравнение Калоджеро, эффективный потенциал взаимодействия.

Shalenov E.O.\* , Dzhumagulova K.N., Ramazanov T.S., Dzhumagulov M.N

IETP, al-Farabi Kazakh national university,  
Kazakhstan, Almaty, \*e-mail: shalenov.erik@mail.ru

## **Investigation of the excitation of the internal states of hydrogen atom**

In this paper, the processes of the excitation of electron levels of hydrogen atom in an electron impact are presented. Excitation cross sections for different values of plasma dimensionless parameters are calculated that determine the state of the system. The method of quantum mechanics was used to theoretically study the processes of excitation of electron states of atom. To find the phase shifts, the Calogero equation was solved with an effective interaction potential between electron and atom in partially ionized hydrogen plasma. This effective potential takes into account the quantum-mechanical diffraction effect at small distances, the screening effect at large distances, has a finite value at distances close to zero. The excitation cross section was determined by integrating the differential scattering cross section over the scattering angles, the minimum scattering angle corresponding to this collision with the energy transfer equal to the excitation energy. The obtained results showed good agreement with the experimental data.

**Key words:** scattering cross section, excitation cross section, nonideal semiclassical plasma, equation Calogero, effective interaction potential.

Шаленов Е.О.\* , Жұмағұлова К.Н., Рамазанов Т.С., Жұмағұлов М.Н.

ЭТФҒЗИ, әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті,  
Қазақстан, Алматы, \*e-mail: shalenov.erik@mail.ru

## **Сутегі атомының ішкі күйлерінің қозу процесін зерттеу**

Бұл жұмыста электрондық соққы кезінде сутегі атомының электрондық деңгейлерінің қозу процестері көрсетілген. Жүйенің күйін анықтайтын плазма өлшемсіз параметрлерінің әр түрлі

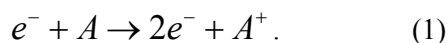
мәндері үшін қозу қималары есептелінді. Атомның электрондық күйлерінің қозу процестерін теориялық тұрғыдан зерттеу үшін кванттық механика әдісі пайдаланылды. Фазалық ығысуды анықтау үшін жартылай иондалған сутек плазмасындағы электрон мен атом арасындағы эффективті әсерлесу потенциалымен Калоджеро теңдеуі шешілді. Бұл эффективті потенциал аз арақашықтықта кванттық механикалық дифракция эффектін, ал үлкен арақашықтықта экрандалу эффектін ескереді, ал нөлге жақын арақашықтықта шекті мәнге ие. Дифференциалдық қозу қимасын шашырау бұрышы бойынша интегралдау көмегімен қозу қимасы анықталды, минимал шашырау бұрышы қозу энергиясына тең энергия беретін соқтығысқа сәйкес келеді. Алынған нәтижелер эксперименттік мәліметтермен жақсы келісім береді.

**Түйін сөздер:** шашырау қимасы, қозу қимасы, идеалды емес квазиклассикалық плазма, Калоджеро теңдеуі, эффективті әсерлесу потенциалы.

## Введение

Атомные столкновения в горячей плотной плазме являются предметом постоянного интереса в последние несколько десятилетий. Наибольший интерес определяется проблемами спектроскопии такой плазмы и поэтому процессы, связанные с электронным ударом (возбуждение, ионизация, рекомбинация и т.д.), получают большое внимание. Эти исследования охватывают как слабо, так и сильно неидеальную плазму. В случае слабой связи с хорошим приближением является приближение Дебая-Хюккеля, учитывающее эффект экранировки в плазме. Однако, в сильно неидеальной плотной плазме помимо эффекта экранировки сильное влияние оказывает квантовомеханические эффекты, такие как эффект дифракции. В плотной плазме среднее расстояние между частицами уменьшается и волновые свойства проявляются сильнее.

Проблема определения сечений возбуждения атомов электронным ударом связана с проблемой определения сечения ионизации атома электронным ударом. Одной из первых формул для ионизации атома электронным ударом явилась формула Томсона (1912 г.). Ее вывод был основан на представлениях классической механики и электродинамики. Ионизация атома представляется в виде формулы:



Томсон исходил из представления, что столкновение электрона происходит с валентным электроном атома, которому в результате столкновения передается энергия  $E > I$  ( $I$  – энергия ионизации). В момент столкновения связью валентного электрона и атома можно пренебречь. Для энергии, переданной атому

электроном в зависимости от угла рассеивания  $\theta$ , записывается следующая формула:

$$\begin{aligned} \Delta E &= 0.5(mv_1^2/2) \cdot (1 - \cos \theta) = \\ &= 0.5 \cdot E(1 - \cos \theta) \end{aligned} \quad (2)$$

После интегрирования выражения для  $d\sigma$  от энергии ионизации  $I$  до энергии налетающего электрона  $E$  получается следующее выражение ( $E = mv_1^2/2$ ):

$$\sigma_i = \int_{\Delta E=I}^{\Delta E=E} d\sigma = \frac{\pi e^4}{E} \left( \frac{1}{I} - \frac{1}{E} \right). \quad (3)$$

Для сечения ионизации атома водорода электронным ударом формула Томсона имеет вид:

$$\sigma_i = \frac{\pi e^4}{E} \left( \frac{1}{I} - \frac{1}{E} \right). \quad (4)$$

Впоследствии был получен универсальный вид формулы Томсона при учете безразмерной функции  $f(x)$  для атома, имеющего  $n$  валентных электронов:

$$\begin{aligned} \sigma_i &= \frac{n\pi e^4}{I^2} f\left(\frac{E}{I}\right), \\ f(x) &= \frac{10(x-1)}{x(x+8)}, \quad x = \frac{E}{I}. \end{aligned} \quad (5)$$

В работах [1-4] были исследованы теоретические и экспериментальные данные, касающиеся упругого рассеяния, образования позитрония, дискретных сечений возбуждения и ионизации при столкновении позитронов с атомами водорода. В работе [6] представлены теоретические расчеты углового дифферен-

циального и полного сечения возбуждения для перехода 1s-2s при столкновении позитрона с атомом водорода. В решении этой задачи использовалась поляризованная орбитальная модель искаженной волны (DWPO) и метод классических траекторий Монте-Карло (СТМС) [6]. Метод СТМС используется для теоретического описания процессов ионно-атомных

столкновений, а также для исследования столкновения позитрона с атомом [7-8]. Основное отличие метода СТМС состоит в учете всех реакционных каналов, которые могут быть приняты во внимание в рамках классической динамики. Для DWPO модели дифференциальное сечение возбуждения для атома водорода представлено в следующем виде:

$$\frac{d\sigma_{21}}{d\Omega} = \frac{4}{k_1^3 k_2} \left| \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \exp i(\delta_1^l + \delta_2^l) \int_0^{\infty} g_2^l(r) V_{21}(r) u_1^l(r) dr P_l(\cos \theta) \right|^2, \quad (6)$$

где  $P_l(\cos \theta)$  – полином Лежандра первого рода,  $l$  – орбитальное число,  $u_1^l(r)$  и  $g_2^l(r)$  – радиальная волновая функция,  $k$  – волновой

вектор налетающей частицы,  $\delta$  – фазовые сдвиги. Угловое интегрирование сечения возбуждения представлено в следующем виде:

$$\sigma_{21} = \frac{16}{k_1^3 k_2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \left[ \int_0^{\infty} g_2^l(r) V_{21}(r) u_1^l(r) dr \right]^2. \quad (7)$$

Для метода СТМС дифференциальные и полные сечения вычисляются по следующим формулам:

$$\frac{d\sigma_{exc}}{d\Omega} = \frac{2\pi b_{\max} \sum_j b_j^{(exc)}}{N \Delta\Omega}, \quad (8)$$

$$\sigma_{exc} = \frac{2\pi b_{\max} \sum_j b_j^{(exc)}}{N}, \quad (9)$$

где  $N$  – общее число траекторий, рассчитанных для прицельных параметров меньше, чем  $b_{\max}$ ,  $b_j^{(exc)}$  – прицельные параметры для сечения возбуждения,  $\Delta\Omega$  – телесный угол.

В работах [9-10] было исследовано сечение возбуждения для перехода 1s→2s при столкновении протонов с атомами водорода при энергиях в пределах 5 – 26 кэВ/ а.е.м. (а.е.м.= атомная единица массы). В следующих работах представлены теоретические расчеты при разных энергиях: низких [11-17], промежуточных [15-17] и высоких [18-20]. В работах [9, 21-23] представлены экспериментальные данные сечения возбуждения для перехода 1s→2p при столкновении протонов с атомами при энергиях в интервалах 0.6-700 кэВ/а.е.м. и теоретические расчеты показаны в работах [12-17, 20]. В работе [24] даны экспериментальные

расчеты полного сечения возбуждения для перехода 1s→(n=2) в диапазоне энергий 16 – 200 кэВ / а.е.м., также были сравнены с другими теоретическими данными [15-17, 25], которые согласуются с экспериментальными данными в пределах 10 – 15%.

### Оценки сечений возбуждения на основе эффективного потенциала взаимодействия электрона с атомом

Перейдем теперь к описанию квантовомеханических методов исследования процессов рассеяния. Общий подход в вычислениях сечений рассеяния в квантовомеханическом описании заключается в анализе изменения волновой функции частицы после столкновения, если до столкновения она была известна.

Метод парциальных волн был предложен Факсеном и Хольцмарком и аналогичен подходу, развитому Рэлеем в классической теории рассеяния. Отправной точкой является уравнение Шрёдингера для частицы, рассеивающейся некоторым центральным полем с потенциалом  $U(r) = \frac{2m}{\hbar^2} \Phi(r)$ . Решение уравнения Шрёдингера ищется в виде

$$\psi(r) \rightarrow \exp(ikz) + \frac{\exp(ikr)}{r} f(\vartheta), \quad (10)$$

которое на больших расстояниях описывает падающую плоскую волну (распространяющуюся вдоль оси  $z$ ) и расходящуюся сферическую волну; здесь  $k$  - модуль волнового вектора рассеивающейся частицы,  $\vartheta$  - угол между направлениями рассеянной ( $\vec{k}'$ ) и падающей волн ( $\vec{k}$ ). Величина  $f(\vartheta)$ , имеющая размерность длины, получила название амплитуды рассеяния, дифференциальное сечение рассеяния равно:

$$d\sigma = |f(\vartheta)|^2 d\Omega = |f(\vartheta)|^2 \sin \vartheta d\vartheta d\varphi. \quad (11)$$

Решение уравнения Шредингера позволяет определить величину, количественно описывающую эффект рассеяния, так называемую фазу рассеяния  $\delta_l(k)$  (фазовый сдвиг). Можно перейти от уравнения Шредингера к уравнению непосредственно для фазы рассеяния. Уравнение для нахождения фазовых функций  $\delta_l(k, r)$  имеет вид:

$$\begin{cases} \frac{d\delta_l^{\alpha\beta}(k, r)}{dr} = -\frac{1}{k} U(r) \left[ \cos \delta_l^{\alpha\beta}(k, r) \cdot J_l(kr) - \sin \delta_l^{\alpha\beta}(k, r) \cdot n_l(kr) \right]^2, \\ \delta_l^{\alpha\beta}(k, 0) = 0, \end{cases} \quad (12)$$

здесь  $J_l(kr)$  и  $n_l(kr)$  - функции Риккати - Бесселя. Фазовые сдвиги находятся из решения уравнения (12) для  $\delta_l(r)$  на больших расстояниях:

$$\delta_l^{\alpha\beta}(k) = \lim_{r \rightarrow \infty} \delta_l^{\alpha\beta}(k, r). \quad (13)$$

$$f(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) [\exp(2i\delta_l(\infty)) - 1] P_l(\cos(\theta)) \quad (14)$$

где  $P_l(\cos(\theta))$  - есть полином Лежандра  $l$ -го порядка,  $\delta_l(\infty)$  - фазовый сдвиг на бесконечности [27].

Отметим, что хотя уравнение для фаз рассеяния эквивалентно уравнению Шредингера, оно имеет ряд преимуществ. Основным преимуществом метода фазовых функций является то, что решение фазового уравнения хоть и имеет свои определенные трудности, но все же проще решения уравнения Шредингера. Кроме того, заметно уменьшается количество операций и, следовательно, время счета.

Исследование взаимодействия между частицами и разных свойств плазменных систем представляет большой интерес во многих областях физики. Оно также важно для

уравнение (12) впервые было получено Друкаревым, Кинчем, Ольсоном и Калоджеро [26].

В выражении (13) амплитуда рассеяния находится через сдвиги фаз на бесконечном удалении частиц друг от друга как:

развития технологий, связанных с применением плазмы. Мы использовали разработанный нами ранее оригинальный потенциал взаимодействия между электроном и атомом в частично ионизированной водородной плазме, который был представлен в работах [28]. Этот и другие авторские потенциалы взаимодействия частиц неидеальной плазмы получили широкое применение при исследовании свойств квазиклассической плазмы среди ученых ближнего и дальнего зарубежья и имеют большой индекс цитируемости. Этот эффективный потенциал учитывает квантово-механический эффект дифракции на маленьких расстояниях, эффект экранировки на больших расстояниях, имеет конечное значение на расстояниях близких к нулю. Он имеет следующий вид:

$$\Phi_{ea}(r) = -\frac{e^2 \alpha}{2r^4 (1 - 4\lambda_{ea}^2 / r_d^2)} \left( e^{-Br} (1 + Br) - e^{-Ar} (1 + Ar) \right)^2 \quad (15)$$

$$A^2 = \left( 1 + \sqrt{1 - 4\lambda_{ea}^2 / r_D^2} \right) / 2\lambda_{ea}^2 \quad B^2 = \left( 1 - \sqrt{1 - 4\lambda_{ea}^2 / r_D^2} \right) / 2\lambda_{ea}^2$$

$\lambda_{ea} = \hbar / (2\pi\mu_{ea}k_B T)^{1/2}$  – длина волны де-Бройля,  $r_D = \sqrt{k_B T / (8\pi n e^2)}$  – радиус Дебая,  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $\mu_{ea} = m_e m_a / (m_e + m_a) \approx m_e$  приведенная масса атома и электрона,  $\alpha$  – коэффициент электронной поляризуемости, для атома водорода  $\alpha = 4.5a_B^3$ ,  $a_B = \hbar^2 / (m_e e^2)$  радиус Бора.

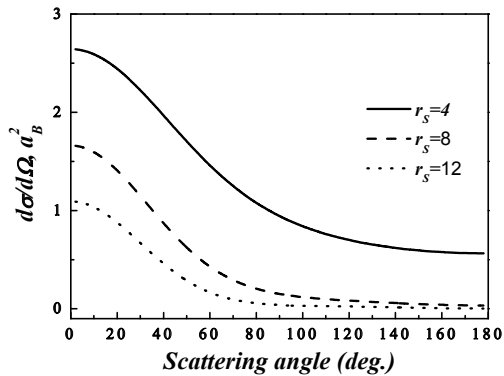


Рисунок 1 – Зависимость дифференциального сечения рассеяния электрона на атоме водорода от угла при  $\Gamma = 0,7$ ,  $k = 0.8a_B^{-1}$

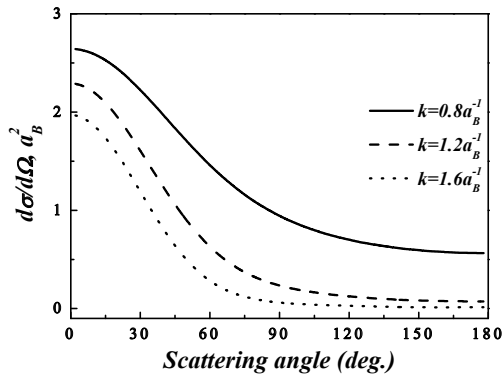


Рисунок 2 – Зависимость дифференциального сечения рассеяния электрона на атоме водорода от угла при  $\Gamma = 0,7$ ,  $r_s = 5$

Численные результаты расчетов дифференциального сечения рассеяния для различных параметров плазмы приведены на рисунках 1-2.

Из сравнения этих рисунков следует, что дифференциальное сечение рассеяния сильно зависит от параметра плотности и от параметра связи, а также  $k$ . С ростом энергии налетающего электрона дифференциальное сечение рассеяния убывает быстрее при фиксированных параметрах связи и плотности (см. рисунок 2).

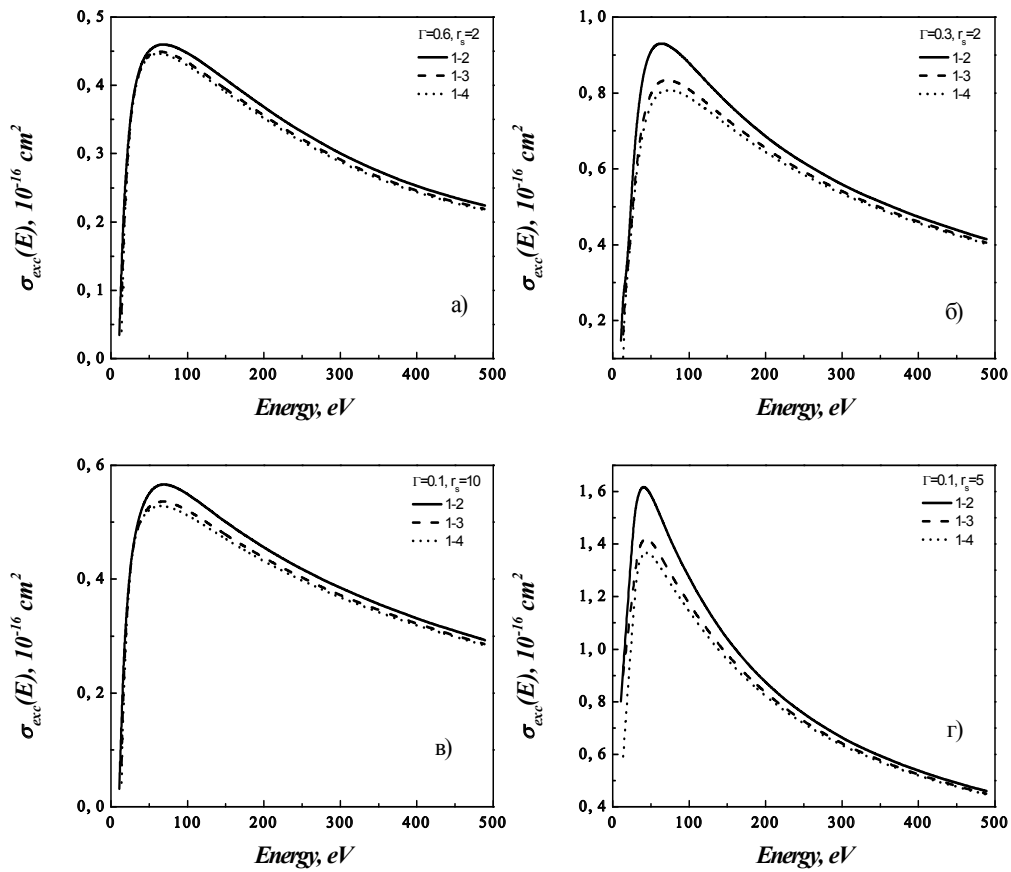
Обмен энергий между налетающим (с энергией  $E_k$ ) и атомным электронами учитывается на основе законов сохранения энергии и импульса, которые приводят к следующей связи между передаваемой энергией  $\Delta E_k$  и углом рассеяния:

$$\Delta E_k = E_{exc} \Rightarrow E_{exc} = E_k \sin^2 \left( \frac{\theta_{min}}{2} \right) \Rightarrow \theta_{min} = 2 \arcsin \left( \sqrt{\frac{E_{exc}}{E_k}} \right). \quad (16)$$

Найденное дифференциальное сечение рассеяния используется для вычисления сечения возбуждения. При этом нижний предел интегрирования по углам рассеяния заменяется минимальным углом, определяемым соотношением (16):

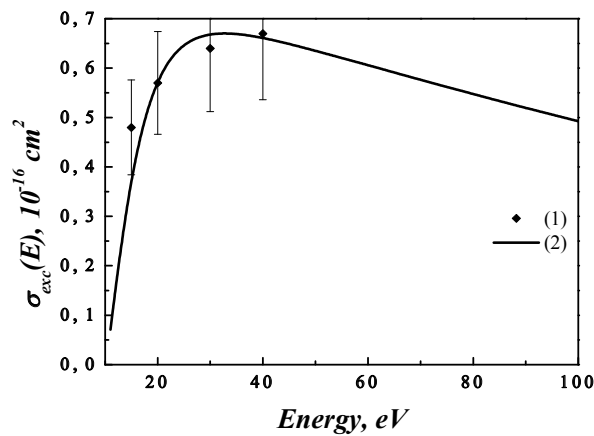
$$\sigma_{exc} = 2\pi \int_{\theta_{min}}^{\pi} d\sigma(\theta) \sin(\theta) d\theta. \quad (17)$$

На рисунке 3 приведены результаты численного расчета сечения возбуждения в зависимости от энергии электронов на основе потенциала (15) для разных параметров плазмы.



а)  $\Gamma = 0.6, r_s = 2$ ; б)  $\Gamma = 0.3, r_s = 2$ ; в)  $\Gamma = 0.1, r_s = 10$ ; г)  $\Gamma = 0.1, r_s = 5$ .

**Рисунок 3** – Сечение возбуждения в атоме водорода при столкновении с электронами в зависимости от энергии электронов на основе потенциала (15)



1 – экспериментальные данные [29]; 2 – вычисления на основе потенциала (15);

**Рисунок 4** – Сечение возбуждения в атоме водорода при столкновении с электронами в зависимости от энергии электронов



Анализ проведенных зависимостей сечения возбуждения квазиклассической плазмы от безразмерных параметров плазмы показывает, что сечение возбуждения увеличивается с уменьшением параметра плотности  $r_s$  (плотность увеличивается) и уменьшением параметра связи  $\Gamma$ . Этот факт, очевидно, связан с усилением влияния корреляционных эффектов на экранировку поля. При фиксированных значениях параметра плотности и параметра связи сечение возбуждения было сравнено с экспериментальными данными [29]. На рисунке 4 можно увидеть хорошее согласие экспериментальных и теоретических данных.

### Заключение

На основе эффективного потенциала взаимодействия частиц неидеальной квазикласси-

ческой плазмы, который учитывает эффект экранировки поля заряженных частиц на больших расстояниях и эффект дифракции на малых расстояниях, был исследован процесс возбуждения атома.

На основе полученных сдвигов фаз рассеяния рассчитаны дифференциальные и сечения возбуждения электронным ударом в рамках квантовомеханического подхода. Учет корреляционных эффектов приводит к более резкому снижению сечения возбуждения при больших энергиях налетающего электрона. Полученные результаты показали хорошее согласие с экспериментальными данными.

**Благодарность:** Работа была выполнена в рамках Гранта 3102/ГФ4 Министерства образования и науки Республики Казахстан.

### Литература

- 1 Walters H.R.J. Positron scattering by atomic hydrogen at intermediate energies: 1s–1s–2s and 1s–2p transitions // J. Phys. B. – 1988. – Vol. 21. – P. 1893–1906.
- 2 Kernoghan A.A., Robinson D.J.R., McAlinden M.T., Walters H.R.J. Positron scattering by atomic hydrogen // J. Phys. B. – 1996. – Vol. 29. – P. 2089–2102.
- 3 Zhou S., Li H., Kaupilla W.E., Kwan C.K., Stein T.S. Measurements of total and positronium formation cross section for positrons and electrons scattered by hydrogen atoms and molecules // Phys. Rev. A. – 1997. – Vol. 55. – P. 361–368.
- 4 Jones G.O., Charlton M., Slevin J., Laricchia G., Koeber A., Poulsen M.R., Nic Chormaic S. Positron impact ionization of atomic hydrogen // J. Phys. B. – 1993. – Vol. 26. – P. 483–488.
- 5 Lugosi L., Paripas B., Gyemant I.K., Tokesi K. Differential cross sections for positron impact excitation of hydrogen // Radiation Physics and Chemistry – 2003. – Vol. 68. – P. 199–203.
- 6 Olson R.E. n 1 distributions in  $A^{q+}+H$  electron capture collisions // Phys. Rev. A. – 1981. – Vol. 24. – P. 1726–1733.
- 7 Shultz D.R., Reinhold C.O., Olson R.E. Large-angle scattering in positron-helium and positron-krypton collisions // Phys. Rev. A. – 1989. – Vol. 40. – P. 4947–4958.
- 8 Tokesi K., Koeber A. Electron capture to the continuum at 54.4 eV positron-argon collisions // J. Phys. B. – 1996. – Vol. 33. – P. 3067–3077.
- 9 Morgan T.G., Geddes J. and Gilbody H.B. Formation of H(2p) and H(2s) atoms in collisions of 2–26 keV protons with hydrogen atoms // J. Phys. B. – 1973. – Vol. 6. – P. 2118.
- 10 Chang Y.P. and Fite W.L. Cross section for production of the metastable H(2s) state in proton collision with atomic hydrogen // Phys. Rev. A. – 1977. – Vol. 16. – P. 933.
- 11 Kimura M. and Thorson W.R. Molecular-state studies of charge transfer in  $Li^{3+}-H$ ,  $Be^{4+}-H$  and  $B^{5+}-H$  collisions // J. Phys. B: At. Mol. Phys. – 1983. – Vol. 16. – P. 1471.
- 12 Winter T.G. and Lin C.D. Triple-center treatment of electron transfer and excitation in p-H collisions // Phys. Rev. A. – 1984. – Vol. 29. – P. 567.
- 13 Janev R.K. and Krstic P.S. Excitation and ionization processes in slow collisions of ground-state and excited hydrogen atoms with protons // Phys. Rev. A. – 1992. – Vol. 46. – P. 5554.
- 14 Luedde H.J. and Dreizler R.M. Direct and capture processes in proton hydrogen scattering. II Total cross sections for bombarding energies of 1 to 50 keV // J. Phys. B. – 1982. – Vol. 15. – P. 2703.
- 15 Fritsch W. and Lin C.D. Coupled-state calculations for excitation, charge transfer, and ionization in 1–75-keV proton-hydrogen-atom collisions // Phys. Rev. A. – 1983. – Vol. 27. – P. 3361.
- 16 Shakeshaft R. Coupled-state calculations of proton–hydrogen-atom scattering using a scaled hydrogenic basis set // Phys. Rev. A. – 1978. – Vol. 18. – P. 1930.
- 17 Fitchard E., Ford A.L. and Reading J.F. Hydrogen-atom excitation and ionization by proton impact in the 50- to 200-keV energy region // Phys. Rev. A. – 1977. – Vol. 16. – P. 1325.
- 18 Freeman E.L. and Jones E.M. Atomic Collision Processes in Plasma Physics Experiments: I // UKAEA Rept. No. CLM-R137 (Culham Laboratory, Abingdon, England, 1974); and: Jones E.M. Atomic Collision Processes in Plasma Physics Experiments: II // UKAEA Rept. No. CLM-R175 (Culham Laboratory, Abingdon, England, 1977).

- 19 Celiberto R., Janev R.K., Laricchimta A., Capitelli M., Wadehra J.M. and Atems D.E. Cross section data for electron-impact inelastic processes of vibrationally excited molecules of hydrogen and its isotopes // *At. Data Nucl. Data Tables.* – 2001. – Vol. 77(2). – P. 161-214.
- 20 Saxena S., Gupta G.P. and Mathur C.K. Excitation of the hydrogen atom from its ground and metastable states by positron and proton impact at intermediate energies// *J.Phys. B.* – 1984. – Vol. 17. – P. 3743.
- 21 Kondow T., Girnius R.J., Chong Y.P. and Fite W.L. Production of Lyman- $\alpha$  radiation in collisions of protons and hydrogen atoms // *Phys. Rev. A.* – 1974. – Vol. 10. – P. 1167.
- 22 Young R.A., Stebbings R.F. and McGowan J.W. Lyman- $\alpha$  Production and Polarization in He<sup>+</sup> Collisions with H and H<sub>2</sub> // *Phys. Rev.* – 1968. – Vol. 171. – P. 85; Stebbings R.F. et al. Lyman-Alpha Production in H<sup>+</sup>-H(1s) Collisions // *Phys. Rev.* – 1965. – Vol. 138. – P. 1312.
- 23 Schartner K.H., Detleffsen D. and Sommer B. Excitation of the 2p level in atomic hydrogen by He<sup>+</sup> and H<sup>+</sup> impact between 70 and 700 keV // *Phys. Lett. A.* – 1989. – Vol. 136. – P. 55.
- 24 Park J.T., Adlag J.E., George J.M. and Peacher J.L. Cross sections for excitation of atomic hydrogen to the n=2, 3, and 4 states by 15-200-keV protons // *Phys. Rev. A.* – 1976. – Vol. 14. – P. 608.
- 25 Reinhold C.O., Olson R.E. and Fritsch W. Excitation of atomic hydrogen by fully stripped ions // *Phys. Rev. A.* – 1990. – Vol. 41. – P. 4837.
- 26 Друкарев Т.Ф. Теория столкновений электронов с атомами. – М.: Физматгиз, 1963. – 37 с.
- 27 Бабиков В.В. Метод фазовых функций в квантовой механике. – М.: Наука, 1976. – 287 с.
- 28 Ramazanov T.S., Dzhumagulova K.N., Omarbakiyeva Y.A. Effective polarization interaction potential “charge-atom” for partially ly ionized dense plasma // *Phys.Plasmas.* – 2005. – Vol.12.- P.092702
- 29 Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров С.А. Основы физики плазмы. – М.: Атомиздат, 1977. – С. 47-64.

### References

- 1 H.R.J. Walters, *J. Phys. B* **21**, 1893–1906, (1988). doi.org/10.1088/0953-4075/21/10/021
- 2 A.A. Kernoghan, D.J.R. Robinson, M.T. McAlinden, and H.R.J. Walters, *J. Phys. B* **29**, 2089–2102, (1996).
- 3 S. Zhou, H. Li, W.E. Kaupilla, C.K. Kwan, and T.S. Stein, *Phys. Rev. A* **55**, 361–368, (1997).
- 4 G.O. Jones, M. Charlton, J. Slevin, G. Laricchia, A. Koever, M.R. Poulsen, and S. Nic Chormaic, *J. Phys. B* **26**, 483–488, (1993).
- 5 L. Lugosi, B. Paripas, I.K. Gyemant, and K. Tokesi, *Radiation Physics and Chemistry* **68**, 199–203, (2003).
- 6 R.E. Olson, *Phys. Rev. A* **24**, 1726–1733, (1981).
- 7 D.R. Shultz, C.O. Reinhold, and R.E. Olson, *Phys. Rev. A* **40**, 4947–4958, (1989).
- 8 K. Tokesi, and A. Koever, *J. Phys. B* **33**, 3067–3077, (1996).
- 9 T.G. Morgan, J. Geddes and H.B. Gilbody, *J. Phys. B* **6**, 2118, (1973).
- 10 Y.P. Chang and W.L. Fite, *Phys. Rev. A* **16**, 933, (1977).
- 11 M. Kimura and W.R. Thorson, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **16**, 1471, (1983).
- 12 T.G. Winter, C.D. Lin, *Phys. Rev. A* **29**, 567, (1984). doi.org/10.1103/PhysRevA.29.567
- 13 R.K. Janev and P.S. Krstic, *Phys. Rev. A* **46**, 5554, (1992). doi.org/10.1103/PhysRevA.46.5554
- 14 H.J. Luedde and R.M. Dreizler, *J.Phys. B* **15**, 2703, (1982).
- 15 W. Fritsch and C.D. Lin, *Phys. Rev. A* **27**, 3361, (1977). doi.org/10.1103/PhysRevA.27.3361
- 16 R. Shakeshaft, *Phys. Rev. A* **18**, 1930, (1978). doi.org/10.1103/PhysRevA.18.1930
- 17 E. Fitchard, A.L. Ford and J.F. Reading, *Phys. Rev. A* **16**, 1325, (1977). doi.org/10.1103/PhysRevA.16.1325
- 18 E.L. Freeman and E.M. Jones, *Atomic Collision Processes in Plasma Physics Experiments: I* (UKAEA Rept. No. CLM-R137 (Culham Laboratory, Abingdon, England, 1974)); and: Jones E.M. *Atomic Collision Processes in Plasma Physics Experiments: II*, (UKAEA Rept. No. CLM-R175 (Culham Laboratory, Abingdon, England, 1977)).
- 19 R. Celiberto, R.K. Janev, A. Laricchimta, M. Capitelli, J.M. Wadehra and D.E. Atems, *At. Data Nucl. Data Tables* **77**, 161, (2001). doi: 10.1006/adnd.2000.0850
- 20 S. Saxena, G.P. Gupta and C.K. Mathur, *J.Phys. B* **17**, 3743, (1984).
- 21 T. Kondow, R.J. Girnius, Y.P. Chong and W.L. Fite, *Phys. Rev. A* **10**, 1167, (1974).
- 22 R.A. Young, R.F. Stebbings and J.W. McGowan, *Phys. Rev.* **171**, 85, (1968). doi.org/10.1103/PhysRev.171.85; R.F. Stebbings et al. *Phys. Rev.* **138**, 1312, (1965). doi.org/10.1103/PhysRev.138.A1312.
- 23 K.H. Schartner, D. Detleffsen and B. Sommer, *Phys. Lett. A* **136**, 55, (1989). doi.org/10.1016/0375-9601(89)90676-2
- 24 J.T. Park, J.E. Adlag, J.M. George and J.L. Peacher, *Phys. Rev. A* **14**, 608, (1976). doi.org/10.1103/PhysRevA.14.608
- 25 C.O. Reinhold, R.E. Olson and W. Fritsch, *Phys. Rev. A* **41**, 4837, (1990).
- 26 Т.Ф. Друкарев *Теория столкновений электронов с атомами*. (Moscow: Fizmatgiz, 1963), 37 p. (in Russ).
- 27 В.В. Бабиков *Метод фазовых функций в квантовой механике* (Moscow: Nauka, 1976), 287 p. (in Russ).
- 28 Т.С. Рамазанов, К.Н. Джумagulova, Я.А. Омарибакиева, *Phys.Plasmas* **12**, 092702, (2005)
- 29 В.Е. Голант, А.П. Жилинский, С.А. Сахаров *Основы физики плазмы* (Moscow: Atomizdat, 1977), pp. 47-64. (in Russ).