

УДК 539.186.3.01

ВЛИЯНИЕ ДАЛЬНОДЕЙСТВУЮЩИХ СИЛ НА ПЕННИНГ-ИОНИЗАЦИЮ

Манаков Н. Л., Овсянников В. Д., Островский В. Н., Ястребков В. Н.

Проведен асимптотический расчет вероятности, обусловленной дальнедействующими дисперсионными силами пеннинг-ионизации атома при столкновении с метастабильными атомами инертных газов. Асимптотические выражения для вероятности пеннинговского перехода представлены в виде $\Gamma(R) = a_n/R^n$, и рассчитаны величины a_n для 2^1S_0 -состояния гелия ($n=12$) и $3P_2$ -состояний остальных инертных газов ($n=14$).

1. Процесс Пеннинга является одним из наиболее эффективных механизмов тушения метастабильных состояний и ионизации нейтральных атомов при тепловых столкновениях. Этот процесс играет также важную роль в поддержании плазмы в ионизованном состоянии и представляет поэтому большой интерес для экспериментального и теоретического изучения. Разработанный в последние годы метод пеннинговской электронной спектроскопии стал одним из важнейших методов исследования процессов атомных столкновений, позволившим получить новую информацию о свойствах межатомных сил и квазимолекулярных термов [1-3].

К настоящему времени накоплен достаточно обширный набор экспериментальных данных по сечениям пеннинг-ионизации σ_n различных атомов при столкновениях с метастабильными атомами инертных газов. Однако последовательная обработка и интерпретация этих данных затруднена из-за отсутствия надежных теоретических методов определения σ_n . Простой способ оценки сечений σ_n основан на расчете сечений захвата $\sigma_{\text{захв}}$ сталкивающихся частиц полем вандерваальсовского взаимодействия [1, 3, 4]. Такой подход фактически не делает различия между пеннинговским и резонансным процессами столкновительной ионизации и представляется поэтому весьма грубым. Более точный расчет требует знания вероятности перехода $\Gamma(R)$ (т. е. автоионизационной ширины термина квазимолекулы) как функции межъядерного расстояния R , информация о которой в настоящее время практически отсутствует. В этой связи становится важным определение поведения $\Gamma(R)$ при асимптотически больших R и использование этих данных для вычисления σ_n . Следует отметить, что возможность использования асимптотического метода для описания пеннинг-эффекта может быть обоснована тем, что сечения σ_n существенно превосходят поперечные размеры атомов [1, 2].

Обычно принято считать, что асимптотическая вероятность автоионизационного перехода в квазимолекуле в процессах типа Пеннинга (когда запрещен дипольными правилами отбора прямой электромагнитный переход атома А из метастабильного в основное состояние за счет дальнедействующего электростатического взаимодействия $V(R)$ при соударении с легко ионизирующимся атомом В) имеет экспоненциальный вид (см., напр., [4])

$$\Gamma(R) = C \exp(-R/R_0),$$

обусловленный обменным взаимодействием. Однако при этом не учитывается возможность распада во втором и более высоких порядках теории возмущений по $V(R)$. Учет указанных эффектов приводит, очевидно, к степенной зависимости вероятности

$$\Gamma(R) = a_n/R^n, \quad (1)$$

и, следовательно, в асимптотической области роль дальнедействующих сил является определяющей, так что при достаточно больших a_n они могут давать существенный вклад в полное сечение процесса. Выяснению этого вопроса на примере пеннинг-ионизации и посвящена данная работа.

2. Для учета дальнедействующих сил в высших порядках достаточно в общих формулах для вероятности столкновительного распада резонансного уровня [4, 6] произвести замену простого матричного элемента перехода $\langle 1|V(R)|2\rangle$ на составной

$$\langle 1|V(R)G_{E_\infty}V(R)\dots V(R)|2\rangle,$$

$|1\rangle \equiv |A^* + B_0\rangle$ — начальное, $|2\rangle \equiv |A_0 + B^+ + e\rangle$ — конечное состояние, G_E — функция Грина, E_∞ — энергия квазимолекулы A^*B_0 при $R \rightarrow \infty$, т. е. в приближении невзаимодействующих атомов. Для оператора $V(R)$ электростатического взаимодействия атомов A и B удобно использовать разложение по неприводимым тензорным операторам

$$V(R) = \sum_{l_1, l_2=1}^{\infty} V_{l_1 l_2}(n)/R^{l_1+l_2+1},$$

$$V_{l_1 l_2}(n) = (-1)^{l_2} \sqrt{\frac{(2l_1+2l_2)!}{(2l_1)! (2l_2)!}} (C_{l_1+l_2}(n) \{Q_{l_1}^A \otimes Q_{l_2}^B\}), \quad n = \frac{\mathbf{R}}{R}, \quad (2)$$

$C_{lm}(n)$ — модифицированная сферическая функция, \hat{Q}_{lm} — оператор 2^l -польного момента атома.

Предполагая, что метастабильный атом A^* находится в состоянии с полным моментом J_i и проекцией на ось квантования M_i , а в конечном состоянии соответствующие квантовые числа есть $J_f M_f$, дифференциальная (по направлениям $\hat{\mathbf{k}}$ вылета пеннинг-электрона) вероятность 2^{l_1} -польно— 2^{l_2} -польного распада метастабильного атома во 2-м порядке (ионизуемый атом совершает диполь-дипольный переход) представляется в виде

$$\frac{d\Gamma(\mathbf{R})}{d\Omega_{\mathbf{k}}} = \frac{(2l_1+1)(l_1+1)(2l_1+3)(2l_2+1)(l_2+1)(2l_2+3)}{2R^{2l_1+2l_2+8} [1 + \delta_{l_1 l_2}]^2 (2J_f+1)} \left| \sum_{\substack{p_1 p_2 p_3 \\ \lambda_1 \lambda_2 \lambda_3}} C_{p_3 \lambda_3 p_2 \lambda_2}^{p_1 \lambda_1} \times \right.$$

$$\times C_{l_2+1 \ 0 \ l_1+1 \ 0}^{p_1 \ 0} C_{J_i M_i p_3 \lambda_3}^{J_f M_f} C_{p_1 \lambda_1}^*(n) \sum_{J_l l_f m_f} (2p_2+1)(2p_3+1) \exp\left(i\left(\delta_{l_f} - \frac{\pi l_f}{2}\right)\right) \times$$

$$\times C_{l_f m_f}(\hat{\mathbf{k}}) C_{l_i m_i p_2 \lambda_2}^{l_f m_f} \left\{ \begin{matrix} 1 & 1 & p_2 \\ l_f & l_i & l \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} 1 & l_1 & l_1+1 \\ 1 & l_2 & l_2+1 \\ p_2 & p_3 & p_1 \end{matrix} \right\} \left[\begin{matrix} l_2 & l_1 & p_3 \\ J_f & J_i & J \end{matrix} \right] \mathfrak{R}_{J_l}^{l_f}(l_1, l_2) +$$

$$\left. + (-1)^{l_1+l_2+p_2+p_3} \left\{ \begin{matrix} l_1 & l_2 & p_3 \\ J_f & J_i & J \end{matrix} \right\} \mathfrak{R}_{J_l}^{l_f}(l_2, l_1) \right|^2. \quad (3)$$

Здесь использованы общепринятые обозначения $3nj$ -символов Рака и коэффициентов Клебша—Гордона. При выводе (3) предполагалось, что основной вклад во взаимодействие атомов (2) вносят внешние (валентные) электроны. При этом приведенные составные матричные элементы

$$\mathfrak{R}_{J_l}^{l_f}(l_1, l_2) = \langle n_A J_i; O_{B l_i} \| \hat{Q}_{l_2}^A \hat{d}_{g J_l}^{A^* B_0} \hat{Q}_{l_1}^A \hat{d}_{l_i}^{A B} \| O_A J_f; E l_f \rangle \quad (4)$$

можно рассчитать в рамках метода модельного потенциала для валентного электрона [7] ($\hat{d}^B = \hat{Q}_1^B$ — оператор дипольного момента атома B , $g_{J_l}^{A^* B_0}$ — радиальная функция Грина). Поскольку конечное состояние атома B $|E l_f\rangle$ — состояние непрерывного спектра с фазой рассеяния δ_{l_f} , тонкую структуру уровней атома B можно не учитывать.

Выражение (3) выведено для произвольного выбора оси квантования угловых моментов. В отсутствие внешних полей этой осью в адиабатическом приближении является межъядерная ось \mathbf{n} . При этом

$$C_{lm}(n) = \delta_{m0}.$$

и выражение (3) описывает угловое распределение пеннинг-электронов относительно межъядерной оси. В частности, при столкновении атомов в s -состояниях

$$\frac{d\Gamma(\mathbf{R})}{d\Omega_{\mathbf{k}}} = \frac{2}{9R^{12}} \left| \mathfrak{R}_{11}^0(1, 1) + e^{i(\delta_2 - \delta_0)} \frac{1}{\sqrt{2}} \mathfrak{R}_{11}^2(1, 1) P_2(\cos \Theta) \right|^2, \quad (5)$$

где Θ — угол между векторами \mathbf{n} и \mathbf{k} , $P_2(x)$ — полином Лежандра.

После суммирования по конечным и усреднения по начальным состояниям системы в (2) получим полную вероятность вылета пеннинг-электрона в виде

$$\Gamma(R) = \frac{2\pi(2l_1+1)(2l_1+3)(l_1+1)(2l_2+1)(2l_2+3)(l_2+1)}{R^{2l_1+2l_2+8}(2J_i+1)(2l_i+1)(1+\delta_{l_1 l_2})^2} \sum_{p_1, p_2, p_3, l_f} (C_{l_2+1, 0, l_1+1, 0}^{p_1, 0})^2 \times \\ \times (2p_2+1)(2p_3+1) \left\{ \begin{matrix} 1 & l_1 & l_1+1 \\ 1 & l_2 & l_2+1 \\ p_2 & p_3 & p_1 \end{matrix} \right\} \left| \sum_{J_l} \left\{ \begin{matrix} 1 & 1 & p_2 \\ l_f & l_i & l \end{matrix} \right\} \left[\begin{matrix} l_2 & l_1 & p_3 \\ J_f & J_i & J \end{matrix} \right] \right|^2 \times \\ \times \left| \mathfrak{R}_{J_l}^{l_f}(l_1, l_2) + (-1)^{l_1+l_2+p_2+p_3} \left\{ \begin{matrix} l_1 & l_2 & p_3 \\ J_f & J_i & J \end{matrix} \right\} \mathfrak{R}_{J_l}^{l_f}(l_2, l_1) \right|^2. \quad (6)$$

Усреднение по проекциям моментов начального состояния эквивалентно усреднению по взаимным ориентациям атомов А и В (по направлениям вектора \mathbf{n}), поэтому полученное выражение не зависит от \mathbf{n} .

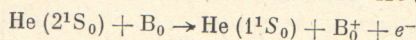
3. Таким образом, определение вклада в вероятность пеннинг-эффекта дальнедействующих сил сводится к расчету двухатомных радиальных составных матричных элементов второго порядка. Технические трудности таких расчетов связаны с необходимостью двукратного суммирования по полному набору состояний сталкивающихся атомов. При этом энергии возбуждения сталкивающихся атомов ω_{n_A} , ω_{n_B} величины одного порядка, что не позволяет использовать приближение, применяемое при расчете постоянной Ван-дер-Ваальса для атомов с сильно различающимися потенциалами возбуждения [6].

Однако для атомов можно использовать приближенное представление радиальной функции Грина

$$g_{J_l}^{A^*B_0}(r_A, r'_A; r_B, r'_B) \approx \frac{\delta(r_A - r'_A) \delta(r_B - r'_B)}{\bar{\omega}_{J_A} + \bar{\omega}_{J_B}} \quad (7)$$

через эффективные энергии возбуждения $\bar{\omega}$, которые могут быть определены с помощью известных величин — сумм сил осцилляторов отдельных атомов. Такое представление позволяет выразить двухатомные составные матричные элементы в виде произведения одноатомных, как это показано в рассмотренных ниже конкретных примерах.

а. Вероятность тушения метастабильных атомов He (2^1S_0) в процессе



в асимптотической области в низшем порядке по $1/R$ представляется в виде (атом B_0 — в сферически симметричном S -состоянии)

$$\Gamma(R) = \frac{8\pi}{9R^{12}} \left[\rho_0 + \frac{1}{5} \rho_2 \right],$$

где $\rho_l = \langle 2^1S_0; O_B | r_{\text{He}} r_B g_{11}^{\text{He}^*B_0}(r_{\text{He}}, r'_{\text{He}}; r_B, r'_B) r'_{\text{He}} r'_B | 1^1S_0; El \rangle$ — радиальный матричный элемент. С помощью (7) ρ_l можно представить в виде

$$\rho_l \approx \frac{\langle 2^1S_0 | r^2 | 1^1S_0 \rangle \langle O_B | r^2 | El \rangle}{\bar{\omega}_{\text{He}} + \bar{\omega}_B}.$$

Используя величины $\bar{\omega}$, полученные из приближенного соотношения для статической поляризуемости атома

$$\alpha_n = \frac{2}{3} \frac{\langle n | r^2 | n \rangle}{\bar{\omega}},$$

а также величины одноатомных матричных элементов пеннинг-переходов, рассчитанные по методу модельного потенциала [7], мы получили численные значения параметра $D = R^{12} \Gamma(R)$, приведенные в табл. 1.

Таблица 1

Численные значения параметра $D = R^{12}\Gamma(R)$ и сечения ионизации Пеннинга при температуре $T = 300$ К для процесса $\text{He}(2^1S_0) + \text{V}_0 \rightarrow \text{He}(1^1S_0) + \text{V}_0^+ + e^-$

V_0	D , ат. ед.	$10^{-16} \sigma_{\text{II}}^{\text{теор}}$, см^2	$10^{-16} \sigma_{\text{II}}^{\text{эксп}}$, см^2	V_0	D , ат. ед.	$10^{-16} \sigma_{\text{II}}^{\text{теор}}$, см^2	$10^{-16} \sigma_{\text{II}}^{\text{эксп}}$, см^2
H	75.6	7.3	33	He (2^1S_0)	2010	14.3	—
Li	85.9	8.3	—	He (2^3S_0)	117	8.55	—
Na	70.7	8.3	17	Ar	162	9.64	$7.6 \div 55$
K	107	8.95	—	Kr	285	10.7	$9 \div 64$
Rb	112	9.02	—	Xe	442	11.6	$12 \div 103$
Cs	117	9.1	22				

Примечание. $\sigma_{\text{II}}^{\text{эксп}}$ — экспериментальные данные.]

Как видно из этих данных, вероятность автоионизационного перехода квази-молекулы He^+V_0 за счет дальнедействующих эффектов становится сравнимой с вероятностью дипольно-разрешенных переходов 1-го порядка ($\omega \sim 10^8 \text{ с}^{-1}$) при $R \sim 10$ ат. ед.

Воспользуемся этими величинами для оценки сечения процесса Пеннинга в приближении классических прямолинейных траекторий движения сталкивающихся частиц аналогично случаю резонансных переходов [3, 4, 6]

$$\sigma_{\text{II}} = \pi \Gamma \left(\frac{9}{11} \right) \left(\frac{63\pi D}{256v} \right)^{2/11}, \quad (8)$$

где v — относительная скорость атомов. Оправданием подобного расчета, как и в случае резонансных переходов, служат большие значения σ_{II} по сравнению с поперечными размерами атомов. Получающиеся величины (табл. 1) достаточно близки к экспериментальным ($\sigma_{\text{II}}^{\text{эксп}} \sim 10^{-15} \text{ см}^2$ при $T = 300$ К). Поэтому можно думать, что найденная асимптотика $\Gamma(R)$ позволяет правильно оценить характерное значение параметра удара, ниже которого правильно оценить характерное значение параметра удара, ниже которого ионизация на траектории происходит с большой вероятностью.

Трудности экспериментального измерения σ_{II} приводят к тому, что данные разных авторов существенно различаются, поэтому в табл. 1 (а также ниже в табл. 2) даны верхняя и нижняя границы $\sigma_{\text{II}}^{\text{эксп}}$, взятые из [1-5]. Данные для тушения метастабильных состояний инертных газов щелочными атомами взяты из работ [8, 9].

Отметим, что обычно используемая на практике оценка σ_{II} по сечению захвата [1, 3] в потенциале вандерваальсовского взаимодействия атомов A^* и B дает, как правило, результаты, на порядок превышающие экспериментально наблюдаемые величины $\sigma_{\text{II}}^{\text{эксп}}$. Это свидетельствует о том, что и для траекторий, приводящих к захвату в потенциале Ван-дер-Ваальса, вероятность пеннинговского процесса оказывается значительно меньше единицы. Формула (8) использует более точное описание вероятности; при малых скоростях столкновения ее следует уточнить, учтя искривление траекторий.

Нормированное на единицу угловое распределение пеннинг-электронов при фиксированном R для столкновения сферически-симметричного атома с $\text{He}(2^1S_0)$ может быть представлено в виде

$$f(\theta) = \frac{1}{\Gamma(R)} \frac{d\Gamma(R)}{d\Omega_{\text{к}}} = \frac{1}{4\pi [(1 + (b^2/5))]^{1/2}} [1 + 2b \cos(\delta_2 - \delta_0) P_2(\cos \theta) + b^2 P_2^2(\cos \theta)], \quad (9)$$

где $b = \rho_2/\rho_0$. Таким образом, $f(\theta)$ содержит информацию как об относительной величине двухатомных составных матричных элементов, соответствующих вылету электронов атома B в s - и d -состояниях, так и о разности фаз рассеяния $\delta_2 - \delta_0$ для этих состояний. В качестве примера на рисунке приведен график функции $f(\theta)$ для пары $\text{H}(1^1S_0) - \text{He}(2^1S_0)$. Функция $f(\theta)$ в (9) не зависит от R , но определена относительно межъядерной оси, поворачивающейся в эксперименте. Для сравнения с экспериментом угловое распределение должно быть просуммировано по каждой траектории, а затем по параметрам удара. Рассмо-

Таблица 2

Численные значения параметра $d = R^{14}\Gamma(R)$ и сечения
ионизации Пеннинга при температуре $T = 300\text{ К}$
для процесса $A^* + B_0 \rightarrow A + B^+ + e$

$A^* - B_0$	d , ат. ед.	$\sigma_{\text{и}}, 10^{-16}\text{ см}^2$	$\sigma_{\text{и}}^{\text{EXP}}, 10^{-16}\text{ см}^2$	
Ne (3P_2)	{ -H	$8 \cdot 10^{-4}$	1.13	94 74 48 $2.0 \div 2.9$ 1.0 16.4
	{ -Li	$1.13 \cdot 10^{-3}$	1.19	
	{ -Na	$1.66 \cdot 10^{-4}$	0.89	
	{ -K	$4.76 \cdot 10^{-3}$	1.49	
	{ -Rb	$6.07 \cdot 10^{-3}$	1.54	
	{ -Cs	$7.62 \cdot 10^{-3}$	1.60	
	{ -Ar	$7.41 \cdot 10^{-4}$	1.12	
	{ -Kr	$1.67 \cdot 10^{-3}$	1.26	
	{ -Xe	$4.05 \cdot 10^{-3}$	1.45	
Ar (3P_2)	{ -Ne (3P_2)	$2.6 \cdot 10^{-5}$	0.73	— — — — — —
	{ -Li	1.08	3.42	
	{ -Na	0.44	2.98	
	{ -K	0.61	3.14	
	{ -Rb	1.0	3.38	
	{ -Cs	1.59	3.63	
Kr (3P_2)	{ -Ar (3P_2)	0.88	3.32	— — — — — —
	{ -Li	25.6	5.57	
	{ -Na	12.0	4.96	
	{ -K	6.43	4.50	
	{ -Rb	12.7	5.0	
	{ -Cs	23.3	5.49	
Xe (3P_2)	{ -Kr (3P_2)	15.3	5.14	— — — — — —
	{ -Li	126	7.12	
	{ -Na	65.8	6.44	
	{ -K	10.8	4.88	
	{ -Rb	30.3	5.72	
	{ -Cs	70.8	6.52	
	{ -Xe (3P_2)	10.1	5.32	

трим однако эксперимент, в котором используется атомный пучок и регистрируются только не смещенные по энергии электроны, соответствующие ионизации в асимптотической области. Максимальный вклад в образование таких электронов дает область наибольшего сближения атомов при столкновениях с большими параметрами удара. Это определяет эффективное направление R в формуле (9) — перпендикуляр к оси атомного пучка. Угловое распределение таких электронов, отсчитанное от указанного направления, можно непосредственно сравнивать с $f(\theta)$.

б. Пеннинговское тушение метастабильных 3P_2 -состояний инертных газов определяется, как следует из (5) и (6), асимптотической вероятностью вида

$$\Gamma(R) = \frac{8\pi}{9000R^{14}} |\langle ^3P_2 | r^3 | ^1S_0 \rangle \langle O_B | r^2 | Ed_B \rangle|^2 \left[\frac{\Delta_1}{(\bar{\omega}_1 + \bar{\omega}_B)^2} + \frac{3\Delta_2}{5(\bar{\omega}_2 + \bar{\omega}_B)^2} \right]^2, \quad (10)$$

где

$$\bar{\omega}_1 = \bar{\omega}_{2[3/2]_1}, \quad \bar{\omega}_2 = \bar{\omega}_{1[3/2]_2}, \quad \Delta_1 = \omega_{2[3/2]_1} - \omega_{2[1/2]_1}, \quad \Delta_2 = \omega_{1[3/2]_2} - \omega_{1[5/2]_2}$$

— тонкое расщепление нижних уровней с набором спиорбитальных квантовых чисел $l [k]_l$ (используются обозначения jl -схемы связи). Вследствие того что метастабильный атом A здесь совершает переход $J_i = 2 \rightarrow J_f = 0$ между состояниями с противоположной четностью, отличный от нуля вклад в вероятность процесса дают состояния с ненулевой проекцией момента M_i на межатомную ось. Поэтому для пеннинговского электрона возникает дополнительное правило отбора, связанное с сохранением проекции момента квазимолекулы и приводящее к тому, что орбитальный момент атома B в конечном состоянии $l_f = 2$. Этот же эффект обуславливает (в отличие от (9)) преимущественный вылет электронов в направлениях, перпендикулярных n , что можно показать с помощью (3).

В табл. 2 приведены вычисленные значения величины $d=R^{14} \Gamma(R)$ и сечений σ_n , полученных из оценки, аналогичной (8)

$$\sigma_n = \pi \Gamma \left(\frac{11}{13} \right) \left[\frac{231\pi d}{1024v} \right]^{2/13}. \quad (11)$$

Как видно из таблицы, асимптотическая вероятность пеннинг-ионизации атомов здесь значительно меньше, чем при столкновении с He (2^1S_0). Это связано с тем, что в приближении LS -схемы связи переход из метастабильного 3P_2 - в основное 1S_0 -состояние запрещен правилами отбора по спину. Запрет снимается лишь благодаря наличию примеси синглетного состояния, пропорциональной спинорбитальному расщеплению Δ . Поэтому $\Gamma(R)$, вычисленная в jl -схеме связи, пропорциональна этому расщеплению (см. (10)). Еще одним следствием того, что 3P_2 - и 1S_0 -состояния имеют противоположную четность и диполь-дипольный электрический переход 2-го порядка здесь запрещен, является то, что первый исчезающий член разложения по $1/R$, соответствующий дипольно-квадрупольному переходу $^3P_2-^1S_0$, дает $\Gamma(R) \sim 1/R^{14}$ (в отличие от $\Gamma(R) \sim 1/R^{12}$ для He (2^1S_0)).

Следует отметить, что электрические переходы из метастабильных 2^3S_1 -состояния гелия и 3P_0 -состояний других инертных газов запрещены во всех порядках теории возмущений. Поэтому дальнедействующие силы дают вклад

в пеннинг-ионизацию при столкновении с этими атомами только за счет магнитных эффектов, связанных со спинорбитальным взаимодействием. Малость таких сил приводит к тому, что распады 2^3S_1 - и 3P_0 -состояний происходят только на близких расстояниях R , где существенно перекрытие электронных оболочек атомов и энергия межатомного взаимодействия достаточно велика. Экспериментально этот факт подтверждается, в частности, тем, что сдвиг и ширина энергетического спектра пеннинг-электронов при столкновении атомов с метастабильным гелием в 2^3S_1 -состоянии, как правило, больше, чем в 2^1S_0 -состоянии [2].

В заключение отметим, что предложенный здесь метод может быть использован в расчетах асимптотических вероятностей различных столкновительных эффектов в атомарных газах.

Литература

- [1] Смирнов Б. М. УФН, 1981, т. 133, с. 569.
- [2] Куприянов С. Е., Кабанов С. П. Химия плазмы, Атомиздат, 1976, в. 3, с. 189.
- [3] Смирнов Б. М. Ионы и возбужденные атомы в плазме. Атомиздат, 1974.
- [4] Галицкий В. М., Никитин Е. Е., Смирнов Б. М. Теория столкновений атомных частиц. Наука, 1981, § 5.4.
- [5] Далидчик Ф. И. ЖЭТФ, 1975, т. 68, с. 908.
- [6] Смирнов Б. М. Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме. Атомиздат, 1968, § 3.5.
- [7] Манаков Н. Л., Овсянников В. Д., Рапопорт Л. П. Опт. и спектр., 1975, т. 38, в. 1, с. 206.
- [8] Фогель Д., Толмачев Ю. А. Опт. и спектр., 1980, т. 49, в. 5, с. 824.
- [9] Фогель Д. Автореф. канд. дис. Л.: ЛГУ, 1980.

Поступило в Редакцию 9 марта 1982 г.

