УДК 539.186

ВОЗБУЖДЕНИЕ АВТОИОНИЗАЦИОННЫХ СОСТОЯНИЙ АТОМОВ ЭЛЕКТРОННЫМ УДАРОМ В БОРНОВСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ ИСКАЖЕННЫХ ВОЛН

А. Н. Грум-Гржимайло, А. И. Магунов

(НИИЯФ)

В работах [1—3] была развита теория возбуждения и распада автоионизационных состояний (АС) при бомбардировке атомов быстрыми электронами. Применение этой теории к расчету резонансной ионизации атомов He, Ne, Ar, Na [1—6] позволило единым образом описать спектры рассеянных и выбитых электронов, а также спектры электронов, регистрируемых на совпадение. Ограничением подхода является использование плосковолнового борновского приближения для налетающего электрона, применение которого ненадежно при промежуточных энергиях электронов (100—300 эВ), характерных для большинства экспериментов.

Одним из наиболее распространенных методов уточнения плосковолнового борновского приближения является метод искаженных волн, в частности борновское приближение искаженных волн, широко применяемое для описания возбуждения электронами дискретных состояний атомов (см., например, [7]) и ионизации [8]. В настоящей работе проводится обобщение теории возбуждения АС электронами на основе борновского приближения искаженных волн. Обсуждаются особенности, к которым приводит учет искажений налетающей и рассеянной волн. Ранее [9] упрощенный вариант этой теории использовался для изучения резонансной ионизации кадмия с учетом возбуждения АС $4d^{-1}5p^1P$, распадающегося по одному каналу (не учитывалась интерференция амплитуд резонансной и прямой ионизации из-за малости последней). Полученные позднее экспериментальные данные [10] подтвердили расчеты [9] и показали важность учета искажений при больших углах рассеяния.

1. **Прямая ионизация.** В борновском приближении искаженных волн амплитуда ионизации атома электронным ударом имеет вид (используются атомные единицы)

$$T_{\text{dir}}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f, \mathbf{k}\mu) = -\frac{1}{2\pi}\left\langle \psi_{\mathbf{k}_f}^{(-)}(\mathbf{r})\, \Phi_{f,\mathbf{k}\mu}^{(-)}(x) \left| \sum_{j=1}^{z} \frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_j|} \right| \psi_{\mathbf{k}_i}^{(+)}(\mathbf{r})\, \Phi_i(x) \right\rangle, \quad (1)$$

где $\mathbf{k}_i$, $\mathbf{k}_f$ — импульсы налетающего электрона в начальном и конечном состояниях рассеяния; $\mathbf{k}$, μ — импульс и проекция спина выбитого электрона; x — совокупность координат атомных электронов; Φ_i, $\Phi_{f,\mathbf{k}\mu}^{(-)}$ — волновые функции атома в начальном и конечном состояниях; z — заряд ядра.

Волновые функции налетающего электрона $\psi_{\mathbf{k}_i}^{(+)}$ и $\psi_{\mathbf{k}_f}^{(-)}$ раскладываются по парциальным волнам

$$\psi_{\mathbf{k}}^{(\pm)}(\mathbf{r}) = \frac{1}{r}\sum_{l} i^{l}\hat{l}\,P_{kl}^{(\pm)}(r)\, Y_{ll}^{00}(\hat{\mathbf{k}}, \hat{\mathbf{r}}), \quad (2)$$

где $\hat{l} = \sqrt{2l+1}$; $Y^{LM}_{ll'}(\hat{\mathbf{n}}, \hat{\mathbf{n}}') = \sum_{mm'} C^{LM}_{lml'm'} Y_{lm}(\hat{\mathbf{n}}) Y_{l'm'}(\hat{\mathbf{n}}')$ — биполярная сферическая гармоника; $Y_{lm}(\hat{\mathbf{n}})$ — сферическая функция; $C^{LM}_{lml'm'}$ — коэффициент Клебша — Гордона; $\mathbf{n}$ — единичный вектор. Радиальные функции $P_{kl}(r)$ являются решениями уравнения Шредингера для центрально-симметричного искажающего потенциала и имеют асимптотику

$$P^{(\pm)}_{kl}(r) \xrightarrow[r\to\infty]{} \frac{\sqrt{4\pi}}{k} e^{\pm i\eta_l} \sin\left(kr - \frac{\pi l}{2} + \eta_l\right),$$

где η_l — фаза рассеяния. После интегрирования в (1) по координатам налетающего электрона получим

$$T_{\mathrm{dir}}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f, \mathbf{k}\mu) = -\frac{1}{2\pi}\left\langle \Phi^{(-)}_{f,\mathbf{k}\mu}(x) \left| \sum_{j=1}^{z} V(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f, \mathbf{r}_j) \right| \Phi_i(x) \right\rangle,$$

где

$$V(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f, \mathbf{r}_j) = \int [\psi^{(-)}_{\mathbf{k}_f}(\mathbf{r})]^* \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_j|} \psi^{(+)}_{\mathbf{k}_i}(\mathbf{r})\, d\mathbf{r}. \tag{3}$$

С учетом (2) $V(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f, \mathbf{r}_j)$ можно представить в виде

$$V(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f, \mathbf{r}_j) = \sqrt{4\pi} \sum_{\varkappa q} a^{\varkappa q}_{l_i l_f} y^{\varkappa}_{k_i l_i k_f l_f}(r_j) [Y^{\varkappa q}_{l_i l_f}(\hat{\mathbf{k}}_i, \hat{\mathbf{k}}_f)]^* Y_{\varkappa q}(\hat{\mathbf{r}}_j),$$

где

$$a^{\varkappa q}_{l_i l_f} = (-1)^{\varkappa} i^{l_i - l_f} \hat{l}_i \hat{\varkappa}^{-2} C^{l_f 0}_{l_i 0 \varkappa 0};$$

$$y^{\varkappa}_{k_i l_i k_f l_f}(r) = \int_0^{\infty} [P^{(-)}_{k_f l_f}(r')]^* \frac{r^{\varkappa}_<}{r^{\varkappa+1}_>} P^{(+)}_{k_i l_i}(r')\, dr';$$

$r_<$ и $r_>$ — меньшее и большее из r' и r.

В приближении схемы LS-связи для волновой функции атома в конечном состоянии удобно использовать представление полного орбитального момента и спина системы ион+электрон. При этом амплитуда прямой ионизации атома из подоболочки $(n_0 l_0)^{N_0}$ будет иметь вид

$$T_{\mathrm{dir}}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f, \mathbf{k}\mu) = C^{S_i M_{S_i}}_{\tilde{S}\tilde{M}_S \frac{1}{2}\mu} \sum_{LMlm} i^{-l} e^{i\delta_l} Y_{lm}(\hat{\mathbf{k}}) C^{LM}_{\tilde{L}\tilde{M}lm} \sum_{\varkappa q} t^{\varkappa q}_{\tilde{L}lLML_iM_i}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f, k),$$

где

$$t^{\varkappa q}_{\tilde{L}lLML_iM_i}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f, k) = \frac{1}{2\pi}\sqrt{N_0}\, G^{S_i L_i}_{\tilde{S}\tilde{L}} (-1)^{\tilde{L}+L-1} \hat{l}_0 \hat{L}_i C^{LM}_{L_i M_i \varkappa q} \times$$

$$\times \begin{Bmatrix} l_0 & \tilde{L} & L_i \\ L & \varkappa & l \end{Bmatrix} \sum_{l_i l_f} a^{\varkappa q}_{l_i l_f} [Y^{\varkappa q}_{l_i l_f}(\hat{\mathbf{k}}_i, \hat{\mathbf{k}}_f)]^* R_{\varkappa}(k_i l_i, k_f l_f, kl, n_0 l_0); \tag{4}$$

$$R_{\varkappa}(k_i l_i, k_f l_f, kl, n_0 l_0) = \int_0^{\infty} P_{kl}(r)\, y^{\varkappa}_{k_i l_i k_f l_f}(r)\, P_{n_0 l_0}(r)\, dr —$$

интеграл Слэтера; L_i, S_i, M_i, M_S — орбитальный момент и спин атома и их проекции в основном состоянии; $\tilde{L}$, $\tilde{S}$, $\tilde{M}$, $\tilde{M}_S$ — соответствующие квантовые числа для иона; $G^{S_i L_i}_{\tilde{S}\tilde{L}}$ — генеалогический коэффициент;

$P_{kl}(r)$ и δ_l — радиальная волновая функция и фаза выбитого электрона.

2. **Амплитуда ионизации в окрестности изолированного резонанса.** В настоящее время изучение *АС*, возбуждаемых электронами, проводится на атомах с $L_i=0$ (инертные газы, щелочи, щелочноземельные металлы и др.). Для простоты ограничимся этим случаем. Тогда из (4) получаем

$$t^{\varkappa q}_{\widetilde{L}lLML_iM_i}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f, k) = \delta_{L\varkappa}\delta_{Mq}\delta_{l_0\widetilde{L}}\, t^{LM}_{l\widetilde{L}}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f, k),$$

где

$$t^{LM}_{l\widetilde{L}}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f, k) = \frac{1}{2\pi}\sqrt{N_0}\,\widehat{l}_0 \sum_{l_i l_f} a^{LM}_{l_i l_f}[Y^{LM}_{l_i l_f}(\widehat{\mathbf{k}}_i, \widehat{\mathbf{k}}_f)]^* R_\varkappa(k_il_i, k_fl_f, kl, n_0l_0).$$

Различным парциальным волнам выбитого электрона соответствуют различные каналы ионизации. *АС* с полным орбитальным моментом L_a распадается по N каналам $\{l_a\}$, где $l_a=|L_a-l_0|$, $|L_a-l_0|+2, ..., L_a+$ $+l_0$, так что $N=\min\{L_a, l_0\}+1$. Если *АС* распадается и на возбужденные состояния остаточного иона, то число каналов увеличивается. Будем полагать, что атомный гамильтониан диагонализован в подпространствах закрытых и открытых каналов:

$$\langle \gamma_a L_a M_a | \widehat{H} | \gamma_b L_b M_b \rangle = E_b \delta_{ab},$$

$$\langle E; \widetilde{\gamma}\widetilde{L}lLM | \widehat{H} | E'; \widetilde{\gamma}\widetilde{L}l'LM \rangle = E'\delta_{ll'}\delta(E-E').$$

Тогда, в соответствии с работами [3, 11], амплитуда ионизации в окрестности изолированного *АС* будет иметь вид

$$T_{\widetilde{M}}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f, \mathbf{k}) = T^{\widetilde{M}}_{\text{dir}}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f, \mathbf{k}) + \sum_{M_a} T^{\widetilde{M}M_a}_{\text{res}}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f, \mathbf{k}) \frac{q_{M_a}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f) - i}{\varepsilon + i}, \quad (5)$$

где

$$T^{\widetilde{M}M_a}_{\text{res}}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f, \mathbf{k}) = \sum_{l_a} i^{l_a} e^{i\delta_{l_a}} Y_{l_aM_a-\widetilde{M}}(\widehat{\mathbf{k}})\, C^{L_aM_a}_{\widetilde{L}\widetilde{M}l_aM_a-\widetilde{M}}\, T^{L_aM_a}_{l_a\widetilde{L}}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f, \mathbf{k});$$

$$T^{L_aM_a}_{l_a\widetilde{L}}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f, \mathbf{k}) = \frac{\sqrt{\Gamma_{l_a}}}{\Gamma} \sum_{l'_a} \sqrt{\Gamma_{l'_a}}\, t^{L_aM_a}_{l'_a\widetilde{L}}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f, \mathbf{k}); \quad (6)$$

$$q_{M_a}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f) = \frac{\tau^{L_aM_a}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f) + \dfrac{1}{\sqrt{2\pi}}\sum\limits_{l_a} P\displaystyle\int \frac{\sqrt{\Gamma_{l_a}(E')}\, t^{L_aM_a}_{l_a\widetilde{L}}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f, \mathbf{k}')}{E'-E_r}\,dE'}{\sqrt{\dfrac{\pi}{2}}\sum\limits_{l_a}\sqrt{\Gamma_{l_a}}\, t^{L_aM_a}_{l_a\widetilde{L}}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f, \mathbf{k}_r)};$$

$$\Gamma_{l_a}(k_r) = 2\pi |\langle \widetilde{L}k_rl_a : L_a | V | L_a\rangle|^2;$$

$\Gamma = \sum_{l_a}\Gamma_{l_a}$ — парциальные и полная распадные ширины; $\varepsilon = \dfrac{E-E_r}{\Gamma/2}$ — приведенная энергия эжектируемого электрона; $\tau^{L_aM_a}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f)$ — амплитуда возбуждения АС.

Амплитуда (5) определяет трижды дифференциальное сечение ионизации в окрестности изолированного резонанса:

$$\sigma^{(3)} \equiv \frac{d^3\sigma}{d\Omega_{\mathbf{k}_f}\,d\Omega_{\mathbf{k}}\,dE} = \frac{k_f}{k_i}\sum_{\widetilde{M}} |T_{\widetilde{M}}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f, \mathbf{k})|^2.$$

Его удобно параметризовать формулой

$$\sigma^{(3)} = F(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f, \mathbf{k}) + \frac{A(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f, \mathbf{k})\,\varepsilon + B(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f, \mathbf{k})}{\varepsilon^2+1}, \tag{7}$$

где

$$F(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f, \mathbf{k}) = \frac{k_f}{k_i}\sum_{\widetilde{M}} |T^{\widetilde{M}}_{\mathrm{dir}}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f, \mathbf{k})|^2;$$

$$A(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f, \mathbf{k}) = \frac{2\mathbf{k}_f}{\mathbf{k}_i}\sum_{\widetilde{M}} \mathrm{Re}\left\{(T^{\widetilde{M}}_{\mathrm{dir}}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f, \mathbf{k}))^* \sum_{M_a} T^{\widetilde{M}M_a}_{\mathrm{res}}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f, \mathbf{k})\,(q_{M_a}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f) - i)\right\};$$

$$B(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f, \mathbf{k}) = \frac{k_f}{k_i}\sum_{\widetilde{M}}\left[\,\left|\sum_{M_a} T^{\widetilde{M}M_a}_{\mathrm{res}}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f, \mathbf{k})\,(q_{M_a}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f) - i)\right|^2 + \right.$$

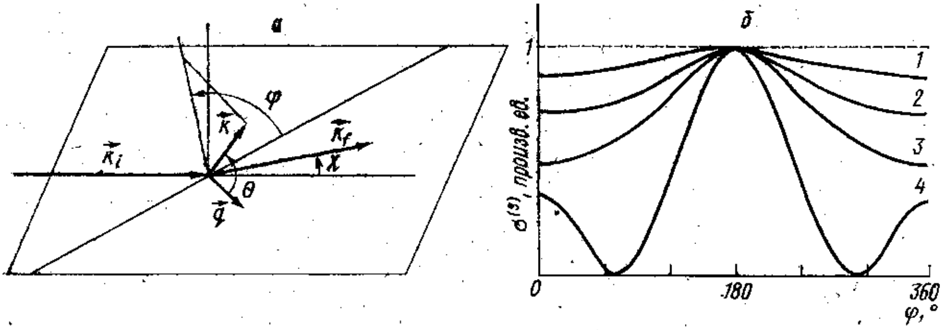
$$\left. + 2\,\mathrm{Im}\left\{(T^{\widetilde{M}}_{\mathrm{dir}}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f, \mathbf{k}))^* \sum_{M_a} T^{\widetilde{M}M_a}_{\mathrm{res}}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f, \mathbf{k})\,(q_{M_a}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f) - i)\right\}\right]. \tag{8}$$

Интегрируя по $d\Omega_{\mathbf{k}}$ или $d\Omega_{\mathbf{k}_f}$, получим соответственно дифференциальные сечения для рассеянных и выбитых электронов.

3. **Сопоставление борновского приближения искаженных волн и плосковолнового борновского приближения.** При достаточно больших энергиях электронов ($\geqslant$300 эВ) и малых углах рассеяния эффекты искажений несущественны. Тогда вместо искаженных волн в (1) можно использовать плоские. При этом оператор перехода (3) сведется к виду

$$V(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f, \mathbf{r}_j) = \frac{4\pi}{q^2}\, e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}_j}, \tag{9}$$

где $\mathbf{q}=\mathbf{k}_i-\mathbf{k}_f$ — переданный импульс. Из (9) следует, что оператор перехода в плосковолновом борновском приближении не меняет значения проекции полного момента атома на направление переданного импульса, а угловое распределение эжектируемых электронов аксиально симметрично относительно $\mathbf{q}$. Учет искажений налетающей и рассеянной волн в борновском приближении искаженных волн приводит к нарушению этой симметрии. Степень этого нарушения при различных кинематических условиях можно продемонстрировать на простом примере в случае, когда фон прямой ионизации мал по сравнению с иони-



Кинематика процесса ионизации (*а*). Зависимость тройного дифференциального сечения ионизации кадмия в области $4d^{-1}5p^1P$ резонанса от угла φ при фиксированном θ (θ=45°) (*б*). Пунктирная кривая — плосковолновое борновское приближение; сплошные кривые — борновское приближение искаженных волн. Угол рассеяния χ=3° (*1*), 10° (*2*), 15° (*3*) и 25° (*4*). Все сечения нормированы в максимуме. В расчетах использовались атомные волновые функции Хартри—Фока—Слэтера, в качестве искажающего потенциала — средний электростатический потенциал атома кадмия в основном состоянии зацией через AC. Тогда в окрестности резонанса слагаемыми F и A в (7) можно пренебречь. Используя (6)—(8), получим

$$\sigma^{(3)} \doteq \frac{k_f}{2\pi k_i} \frac{\sum_{\widetilde{M}} \left| \sum_{M_a} \tau^{L_a M_a}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f) \sum_{l_a} \alpha^{L_a M_a}_{\widetilde{L}\widetilde{M} l_a}(k)\, Y_{l_a M_a - \widetilde{M}}(\widehat{\mathbf{k}}) \right|^2}{(E - E_r)^2 + \Gamma^2/4}, \qquad (10)$$

где

$$\alpha^{L_a M_a}_{\widetilde{L}\widetilde{M} l_a}(k) = i^{-l_a} e^{i\delta_{l_a}} C^{L_a M_a}_{\widetilde{L}\widetilde{M} l_a M_a - \widetilde{M}} \sqrt{\Gamma_{l_a}}.$$

Проинтегрировав (10) по углам вылета выбитого электрона, получим дифференциальное сечение для рассеянных электронов

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_{\mathbf{k}_f}\, dE} = \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma}{(E - E_r)^2 + \Gamma^2/4} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{\mathbf{k}_f}} \right)_{\text{ex}}, \qquad (11)$$

где $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{\mathbf{k}_f}} \right)_{\text{ex}}$ — сечение возбуждения AC. Соотношение (11) совпадает с формулой Брейта—Вигнера.

Предположим далее, что AC распадается по одному каналу ($L_f = 0$). Трижды дифференциальное сечение (10) будет иметь вид:

$$\sigma^{(3)} = \frac{d^2\sigma}{d\Omega_{\mathbf{k}_f} dE} \left[1 + \sqrt{4\pi}\, \widehat{L}_a^2 \sum_{\varkappa > 0} \widehat{\varkappa}^{-1} C^{\varkappa 0}_{L_a 0 L_a 0} \sum_q A_{\varkappa q}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f)\, Y_{\varkappa q}(\widehat{\mathbf{k}}) \right],$$

где

$$A_{\varkappa q}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f) = \frac{\sum_{MM'} (-1)^{L_a - M'} C^{\varkappa q}_{L_a M L_a - M'}\, \tau^{L_a M}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f) [\tau^{L_a M'}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f)]^*}{\sum_{M} |\tau^{L_a M}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f)|^2}.$$

В плосковолновом борновском приближении $\tau^{L_a M}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f) = \delta_{M0} \tau^{L_a 0}(\mathbf{q})$, так что от нуля отличны только $A_{\varkappa 0} = (-1)^{L_a} C^{\varkappa 0}_{L_a 0 L_a 0}$.

На рисунке приведены результаты расчетов трижды дифференциального сечения ионизации атома кадмия электронами с энергией 150 эВ в окрестности состояния $4d^{-1}5p^1P$. Результаты расчетов в борновском приближении искаженных волн показывают характер изменения трижды дифференциального сечения при регистрации электронов под углом 45° к направлению переданного импульса при различных углах рассеяния. Степень нарушения аксиальной симметрии возрастает с увеличением угла рассеяния по мере того, как возрастает вероятность возбуждения подуровней AC с $M \neq 0$. Расчеты показывают, что уже при углах рассеяния ~20° эффекты искажений становятся существенными, что свидетельствует о неприменимости плосковолнового борновского приближения.

Развитый в настоящей работе формализм может быть использован для описания электронных спектров при возбуждении AC электронами промежуточных энергий.

Авторы благодарят проф. В. В. Балашова за полезные обсуждения и замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Балашов В. В. и др. Опт. и спектр., 1972, 32, № 1, с. 10. [2] Балашов В. В., Липовецкий С. С., Сенашенко В. С. ЖЭТФ, 1972, 63, № 5 (11), с. 1622. [3] Balashov V. V. et al. J. Phys. B, 1979, 12, p. 2233. [4] Балашов В. В., Липовецкий С. С., Сенашенко В. С. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1973, 14, с. 503. [5] Балашов В. В. и др. Опт. и спектр., 1980, 49, № 6, с. 1058. [6] Theodosiou C. E. Phys. Rev. A, 1977, 16, p. 2232. [7] Madison D. H., Shelton W. N. Phys. Rev. A, 1973, 7, p. 499. [8] Madison D. H., Calhoun R. V., Shelton W. N. Phys. Rev. A, 1977, 16, p. 552. [9] Bala-

shov V. V. et al. J. Phys. B, 1980, 13, p. L269. [10] Martin N. L. S., Ross K. J. J. Phys. B, 1982, 15, p. 3959. [11] Kabachnik N. M., Sazhina I. P. J. Phys. B, 1976, 9, p. 1.

Поступила в редакцию
06.12.82

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, Т. 24, № 5

УДК 539.67

АМПЛИТУДНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ВНУТРЕННЕГО ТРЕНИЯ В КРИСТАЛЛАХ ИОДИСТОГО ЦЕЗИЯ

Г. З. Курбанов, Е. К. Наими, Н. А. Тяпунина

(кафедра молекулярной физики)

Параметры, характеризующие дислокации и их взаимодействие с точечными дефектами в кристаллах CsI, изучались на основе данных, полученных при макроскопической деформации в режиме статического нагружения [1]. Для определения параметров, характерных для динамического режима нагружения, могут быть использованы результаты измерений внутреннего трения (ВТ). Однако, насколько нам известно, дислокационное ВТ в CsI не исследовалось. Цель настоящей работы — получить экспериментальные данные о дислокационном ВТ в CsI.

При изучении дислокационного ВТ следует учитывать анизотропию кристаллов. Анизотропия дислокационного ВТ обусловлена главным образом анизотропией пластических свойств кристаллов, т. е. возможным для данной структуры набором систем скольжения; она заметно проявляется даже в кристаллах кубической сингонии [2]. Вклад каждой системы скольжения определяется ориентационным фактором и параметрами, характеризующими дислокации данной системы скольжения [3].

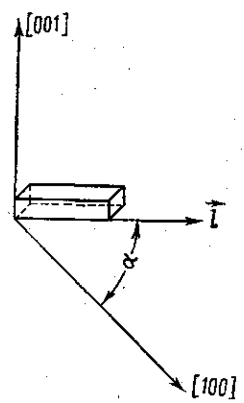


Рис. 1. Ориентация образцов при измерениях внутреннего трения

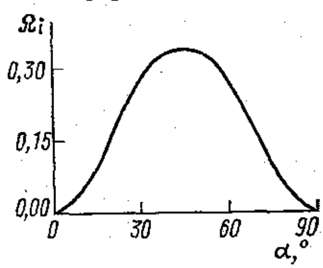


Рис. 2. Ориентационные факторы $\Omega_i(\alpha)$ для главной системы скольжения {110} <100> в кристаллах CsI [5]

Исследования дислокационного ВТ разумно начать на образцах таких ориентаций, при которых контролирующим будет вклад системы легкого скольжения (главной системы скольжения). В кристаллах CsI, согласно [4], главной является система скольжения {110} ⟨100⟩. Ориентацию образцов будем характеризовать углом α между осью симметрии 4-го порядка кристалла и продольной осью образца, вдоль которой устанавливается стоячая ультразвуковая волна растяжения — сжатия. Схема, иллюстрирующая ориентацию образцов, приведена на рис. 1. Действующая компонента внешнего приложенного знакопеременного напряжения $\vec{\sigma}$ всегда оставалась в плоскости (001), угол α