Письма в ЖТФ, том 15, вып. 4 26 февраля 1989 г.
01; 05

ДВУКРАТНОЕ РЕЗЕРФОРДОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ НА ТОНКИХ МИШЕНЯХ

В.Н. Бондаренко

При анализе состава и структуры твердого тела широко применяется метод резерфордовского обратного рассеяния (РОР) [1]. Начиная с работы [2], для описания низкоэнергетической области спектра РОР на тонкой мишени используется численное моделирование, основанное на концепции двукратного рассеяния. В рамках модели двукратного рассеяния нам удалось получить ряд аналитических выражений, позволяющих существенно ускорить процесс расчета спектра в данной области.

Предварительно рассмотрим схему рассеяния в сферических координатах, где ось z направлена вдоль нормали к поверхности мишени (см. рисунок). Ион с энергией E_0, падающий на мишень в плоскости XOZ под углом φ_1 к нормали, на глубине z тормозится до энергии E_1. На глубине z ион может испытать однократное рассеяние непосредственно в направлении детектора, расположенного также в плоскости XOZ под углом φ_2 к нормали. Альтернативой является рассеяние иона на угол θ_1 с последующим торможением до энергии E_2 на участке траектории длиной r и второе рассеяние на угол θ_2 уже в направлении детектора с последующим торможением до энергии E на выходном участке траектории. При этом

$$\cos\theta_1 = \cos\varphi \sin\alpha \sin\varphi_1 + \cos\alpha \cos\varphi_1, \tag{1а}$$

$$\cos\theta_2 = \cos\varphi \sin\alpha \sin\varphi_2 - \cos\alpha \cos\varphi_2, \tag{1б}$$

где φ – азимутальный, а α – полярный углы направления первого рассеяния. Величины $E_1 = E_1(z)$, $r = r(E, z, \varphi, \alpha)$, $E_2 = E_2(E, z, \varphi, \alpha)$ в неявном виде определяются системой уравнений:

$$\frac{z}{\cos\varphi_1} = \int\limits_{E_1}^{E_0} \frac{dE}{S(E)} \quad (2а), \qquad r = \int\limits_{E_2}^{k(\theta_1)E_1} \frac{dE}{S(E)} \quad (2б), \qquad \frac{z + r\cos\alpha}{\cos\varphi_2} = \int\limits_{E}^{k(\theta_2)E_2} \frac{dE}{S(E)} \quad (2в),$$

где $S(E)$ – тормозная способность вещества мишени, являющаяся функцией энергии E,

$$k(\theta) = \left(\frac{\frac{M_1}{M_2}\cos\theta + \sqrt{1 - \left(\frac{M_1}{M_2}\sin\theta\right)^2}}{1 + \frac{M_1}{M_2}} \right)^2 - \tag{3}$$

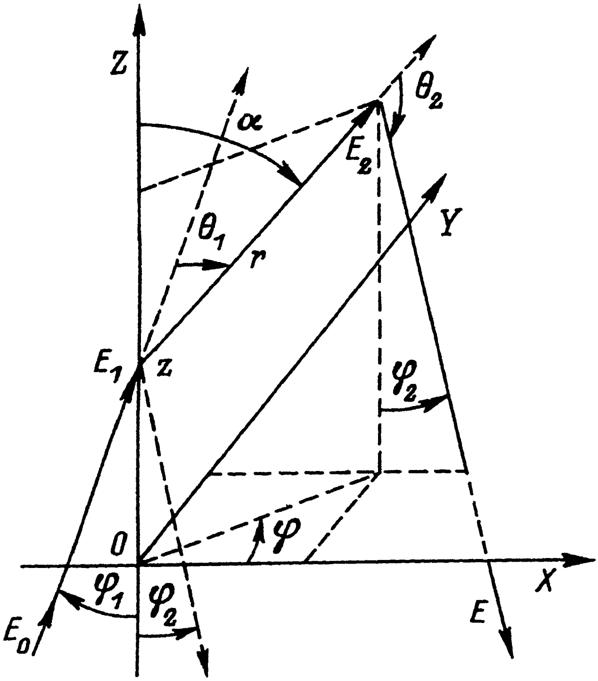

Схема двукратного рассеяния.

кинематический фактор упругого рассеяния на угол θ для иона с массой M_1 на атоме вещества с массой M_2.

Рассматривая все возможные траектории двукратного рассеяния иона с заданной энергией E на выходе из мишени, приходим к следующему выражению для выхода ΔN_2 двукратного рассеяния в интервале энергий от E до $E+\Delta E$ в низкоэнергетической области, запрещенной для однократного рассеяния:

$$\Delta N_2(E)=\frac{2N_0 n^2\Delta\Omega\Delta E}{\cos\varphi_1 S(E)}\int_0^l dz\int_0^{\pi} d\varphi\int_{\alpha_{min}(E,z,\varphi)}^{\alpha_{max}(E,z,\varphi)}\frac{\sigma(E_1,\theta_1)\sigma(E_2,\theta_2)\sin\alpha\, d\alpha}{\left[\frac{\cos\alpha}{\cos\varphi_2}+k(\theta_2)\,\frac{S(E_2)}{S(k(\theta_2)E_2)}\right]}, \qquad (4)$$

где N_0 – общее число ионов, упавших на мишень, n – плотность атомов мишени, l – толщина мишени, $\Delta\Omega$ – телесный угол детектора, $\sigma(E,\theta)$ – дифференциальное сечение упругого рассеяния иона с энергией E на угол θ в лабораторной системе. Пределы интегрирования по α определяются уравнениями:

$$r(\alpha_{min})\cos\alpha_{min}+z=l \qquad (5а), \qquad r(\alpha_{max})\cos\alpha_{max}+z=0 \qquad (5б).$$

В зависимости от условий эксперимента в качестве сечения в общем выражении (4) можно использовать либо сечение, основанное на экранированном кулоновском потенциале, либо классическое резерфордовское сечение, имеющее в лабораторной системе следующий вид:

$$\sigma(E,\theta)=\left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{2E}\right)^2 g(\theta), \quad g(\theta)=\frac{\left(1+\frac{M_1}{M_2}\right)^2 k(\theta)}{\sqrt{1-\left(\frac{M_1}{M_2}\sin\theta\right)^2}\left(1-\cos\theta\sqrt{k(\theta)}\right)^2}, \quad (6)$$

где Z_1 – атомный номер иона, Z_2 – атомный номер атома мишени, e – заряд электрона, а фактор $g(\theta)$ описывает угловую часть сечения. В этом случае

$$\Delta N_2(E)=\frac{N_0 n^2 (Z_1 Z_2 e^2)^4 \Delta\Omega\,\Delta E}{8\cos\varphi_1\; S(E)}\,T(E,l), \quad (7)$$

где

$$T(E,l)=\int_0^l \frac{dz}{E_1^2}\int_0^\pi d\varphi \int_{\alpha_{min}(E,z,\varphi)}^{\alpha_{max}(E,z,\varphi)} \frac{g(\theta_1)g(\theta_2)\sin\alpha\, d\alpha}{E_2^2\left[\frac{\cos\alpha}{\cos\varphi_2}+k(\theta)\,\frac{S(E_2)}{S(k(\theta_2)E_2)}\right]}. \quad (8)$$

Наиболее наглядный вид выражение (8) принимает при $\varphi_1=\varphi_2=0$; $S=const$; $\frac{M_1}{M_2}\to 0$. В этом случае

$$T(E,l)=\frac{\pi}{S E_0^3}\,\tau\left(\frac{E}{E_0},\ \frac{Sl}{E_0}\right), \quad (9)$$

где

$$\tau(\varepsilon,\lambda)=\frac{\ln\left(\frac{1-\varepsilon}{\varepsilon_{max}-\varepsilon}\right)}{(1+\varepsilon)^2}\left\{\frac{\lambda}{4\varepsilon(\varepsilon+\lambda)}+\frac{\lambda}{4(1-\lambda)}+\frac{\ln\left[\frac{\varepsilon+\lambda}{\varepsilon(1-\lambda)}\right]}{(1+\varepsilon)}\right\}+$$

$$+\frac{\lambda}{(1-\varepsilon^2)(\varepsilon_{max}-\varepsilon)}\left\{\frac{\lambda}{2\varepsilon(\varepsilon+\lambda)}-\frac{\lambda}{2(1-\lambda)}+\frac{\ln\left[\frac{\varepsilon}{(\varepsilon+\lambda)(1-\lambda)}\right]}{(1+\varepsilon)}\right\}, \quad (10)$$

причем $0<\lambda<\frac{1}{2}$, $0<\varepsilon<\varepsilon_{max}\equiv 1-2\lambda$. Функция τ имеет U – образную форму зависимости от ε и расходится при $\varepsilon\to 0$ и $\varepsilon\to\varepsilon_{max}$, что является следствием расходимости резерфордовского сечения (6) соответственно при $E\to 0$ и $\theta\to 0$. Учет экранировки снимает эти расходимости. При малых (случай небольших толщин мишеней) $\tau\simeq\lambda^2/(\varepsilon^2(\varepsilon_{max}-\varepsilon))$ с минимумом при $\varepsilon=2\varepsilon_{max}/3$, что прямо подтверждает эмпирическую закономерность, выявленную в работе [2]. Выражения (7, 9, 10) можно использовать для быстрого расчета, если φ_1 и φ_2 невелики, а тормозная способность слабо изменяется в используемом интервале энергий. В прочих случаях лучше использовать исходные выражения (4, 7, 8).

Анализ полученных выражений показывает, что выход двукратного рассеяния значительно чувствительнее к Z_1, Z_2, E_0, чем выход однократного рассеяния. Это подтверждают и предварительные эксперименты.

Автор признателен В.Я. Колоту и Н.П. Дикому за полезные обсуждения.

Список литературы

[1] Chu W.K., Mayer I.W., Nicolet M.-A. et al. // Thin. Solid. Films. 1973. V. 17. P. 1-41.

[2] Weber A., Mommsen H., Sarter W. and Weller A. // Nucl. Instr. and Methods. 1982. V. 198. P. 527-533.

Харьковский
физико-технический
институт АН УССР

Поступило в Редакцию
2 декабря 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 4 26 февраля 1989 г.
02; 04; 07

РОЛЬ БУФЕРНОГО ГАЗА ПРИ ФОРМИРОВАНИИ АКТИВНЫХ СРЕД SPER-ЛАЗЕРА

В.В. Аполлонов, А.В. Ермаченко,
А.А. Сироткин

В [1-4] предложен новый тип лазера с сегментированным возбуждением паров металлов импульсным электрическим разрядом и последующей рекомбинацией (SPER-лазер). Авторы [1-4] полагают, что инверсия на переходах атомов и ионов в данном типе лазера формируется в результате рекомбинации ионов более высокой кратности при разлете плазмы паров металла в буферный газ. При этом роль буферного газа сводится только к столкновительному охлаждению электронов для обеспечения интенсивной рекомбинации. В этом случае увеличение давления P буферного газа должно приводить к возрастанию интенсивности излучения SPER-лазера, однако генерация на переходах атомов и ионов [4-5] наблюдается в очень узком диапазоне давлений буферного газа. С другой стороны, в [6] показано, что разлет плазмы осуществляется не в холодный,