

- [5] Ahn K. J., Tu K. N., Renter W. // J. Appl. Phys. 1971. V. 42. N 4. P. 1769—1771.
 [6] Самохвалов А. А., Гуничев А. Ф., Гижевский Б. А., Лошкарева Н. Н., Чебо-
 таев Н. М., Виглин Н. А. // ФТТ. 1978. Т. 20. № 3. С. 897—900.
 [7] Lee Kenueth, Alto Palo // United States patents, 1972. 3, 681, 245.

Институт физики металлов
 УрО АН СССР
 Свердловск

Поступило в Редакцию
 28 декабря 1989 г.

УДК 539.219.3

© Физика твердого тела, том 32, № 8, 1990
 Solid State Physics, vol. 32, N 8, 1990

ДИАГРАММА ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ДЕФЕКТОВ И СООТВЕТСТВУЮЩИХ ТЕРМОРЕЛАКСАЦИОННЫХ СПЕКТРОВ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

М. А. Ризаханов

На основе данных теоретических и экспериментальных исследований терморелаксационных явлений (ТРЯ) — внутреннее трение, емкость и др. — обосновано существование общей для всего многообразия дефектов в твердых телах диаграммы характеристических параметров этих дефектов и соответствующих терморелаксационных спектров. Диаграмма как в безразмерных полулогарифмических координатах $[\lg(\nu_b/\nu), (E_b/kT_m)]$ из параметров атомных ТРЯ (энергия E_b , частота ν_b , пространственного перераспределения дефектов, температура максимума спектра T_m , частота упругого поля на кристалле при измерении трения ν), так и в такого же рода координатах $[\lg(s_b/s_0), (E_b/kT_m)]$, но из параметров электронных ТРЯ (энергия ионизации E_b , сечение захвата носителя заряда s_b) — прямая с наклоном к оси E_b/kT_m , равным $\lg e$, и началом в точке $[1, 0]$. Кинетический фактор $s_0 = (\nu N_{эфф} \tau)^{-1}$, где $N_{эфф}$ — эффективная плотность состояний в зоне захвата носителей заряда, ν — тепловая скорость последних, $\tau = (t_2 - t_1) [\ln(t_2/t_1)]^{-1}$ — время, зависящее от выбора точек t_1, t_2 на кривой релаксации емкости при записи соответствующего терморелаксационного спектра.

Наряду с эффектами последовательного возбуждения, традиционно известными как термостимулированная люминесценция, ток и др., в практику исследования дефектов в твердых телах широко внедрены и методы, основанные на исследовании как атомных, так и электронных ТРЯ одновременного возбуждения кристалла упругим полем, теплом (внутреннее трение) [1], электрическим полем, теплом (терморелаксационная емкость) [2], светом и теплом (терморелаксационная фотопроводность) [3] и др.¹

Геометрия атомного термоспектра внутреннего трения описывается выражением

$$Q^{-1}(T)/Q_m^{-1} = 2\nu\nu_D^{-1} \exp(E_b/kT) [1 + \nu^2\nu_D^{-2} \exp(2E_b/kT)]^{-1}. \quad (1)$$

В максимуме полосы (1), где $T = T_m$, $Q^{-1} = Q_m^{-1}$, $dQ^{-1}/dT = 0$, наблюдается соотношение, определяющее температурное положение полосы (1) от комплекса параметров E_b, ν_b, ν . Оно может быть представлено как

¹ В литературе методы [2, 3] получили не вполне однозначные названия «нестационарная спектроскопия глубоких уровней», «фотонестационарная спектроскопия глубоких уровней».

$$\lg \frac{\nu_D}{\nu} = \frac{E_D}{kT_m} \lg e. \quad (2)$$

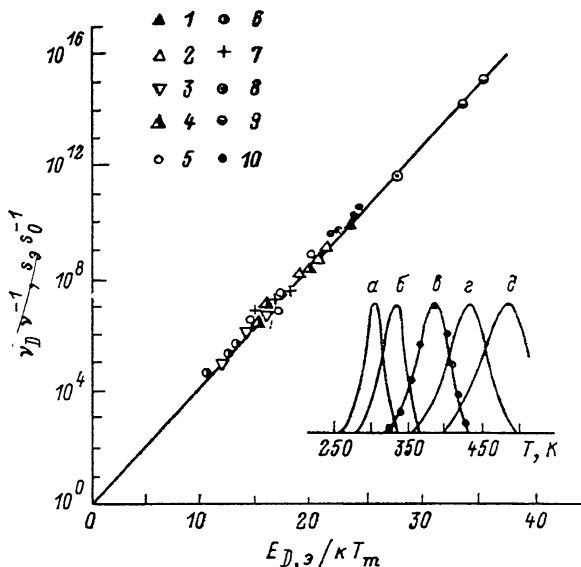
Аналогичный переход от конфигурации электронного спектра терморелаксационной емкости [2]

$$\Delta C(T)/C_0 = \exp[-t_1 \nu N_{\text{эфф}} S_0 \exp(-E_s/kT)] - \exp[-t_2 \nu N_{\text{эфф}} S_0 \exp(-E_s/kT)] \quad (3)$$

к точке его максимума обнаруживает равенство

$$\lg \frac{s_0}{s_0} = \frac{E_s}{kT_m} \lg e. \quad (4)$$

Из всех параметров выражений (2), (4) лишь кинетический фактор $s_0 = (\nu N_{\text{эфф}} \tau)^{-1} \simeq 3.1 \cdot 10^{-22} T_m^{-2} (m^*/m)^{-1} \tau^{-1} (\text{см}^2)$ зависит от природы



$[\lg(\nu_D/\nu), (E_D/kT_m)], [\lg(s_0/s_0), (E_s/kT_m)]$ -диаграмма (прямая линия).

Точки разнообразной геометрии соответствуют данным исследованию внутреннего трения: 1 — NaCl [1], 2 — Si [4], 3 — Au, 4 — Ag, 5 — Pd, 6 — Pt [7], 7 — Nb [8], 8 — Cu [9], 9 — Fe [10] и терморелаксационной емкости: 10 — GaAs [2]. Полосы а—д — спектры терморелаксационной емкости (3), рассчитанные на ЭВМ для центра $E_s = 0.76$ эВ, $s_0 = 8 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ в зависимости от значения параметра t_1/t_2 : а — $10^2/10^3$, б — $10/10^2$, в — $0.2/2$, г — $10^{-2}/10^{-1}$, д — $10^{-3}/10^{-2}$. Точки на полосе в — значения емкости в GaAs, связанной с центром $E_s = 0.76$ эВ при $t_1/t_2 = 0.2/2$ [2].

кристалла через эффективную массу носителей заряда m^*/m . Однако варибельность последней по всему набору твердых тел весьма мала по сравнению с сечением s_0 . Поэтому выражения как (2), так и (4) соответственно в полулогарифмических безразмерных координатах $[\lg(\nu_D/\nu), (E_D/kT_m)]$, $[\lg(s_0/s_0), (E_s/kT_m)]$ представляют собою диаграммы — прямые, универсальные для всего многообразия твердых тел и весьма полезные для контроля данных исследований терморелаксационных явлений. К тому же эти диаграммы, на существование которых ранее не было обращено внимание, совпадают друг с другом из-за общности наклонов к оси $E_{D,s}/kT_m$, равных $\lg e$, и координат начальной точки [1, 0]. Здесь же добавим, что к $[\lg(s_0/s_0), (E_s/kT_m)]$ -диаграмме приводит и теория [3] терморелаксационной фотопроводимости.

Диаграмма (см. рисунок) построена на основе данных о параметрах различных (в том числе и гипотетических) дефектов и семейства соответствующих спектров (1) и (3), рассчитанных на ЭВМ в зависимости от факторов ν, τ (см. на рисунке для примера полосы емкости а—д).

Исследованию ТРЯ посвящено большое число работ (см., например, обзор [4]). Основная группа точек на диаграмме соответствует данным внутреннего трения [5-10], когда достигнута достаточно строгая оценка всех параметров диаграммы (2). Кроме того, здесь же для демонстрации

справедливости вывода об общей диаграмме как атомных, так и электронных ТРЯ представлены результаты исследований емкости в GaAs [2].

Недостающие для диаграммы параметры ν_d , s_s в случае дефектов $E_d=0.7$ эВ в NaCl [5] и $E_s=0.76$ эВ в GaAs [2] измерены нами методом, развитым в Приложении.

Как видно из рисунка, несмотря на разницу в природе ТРЯ, химии твердых тел, а также на весьма широкий интервал изменения координатных величин, наблюдается соответствие данных эксперимента диаграммам (2), (4). Разброс точек отвечает типичным для ТРЯ ошибкам измерения энергии E_d , s_s на ± 0.01 эВ, кинетических параметров $\lg \nu_d$, $\lg s_s$ на ± 0.5 .

Исследования [11] привели к универсальной диаграмме названных выше термостимулированных явлений последовательного возбуждения, параметры которой отличаются (правда, незначительно) от характеристик описанной здесь диаграммы эффектов одновременного возбуждения. Таким образом, для всего многообразия неравновесных термоактивационных явлений в твердых телах как атомного, так и электронного происхождения наблюдается соответствие с двумя диаграммами. Дублетность их — следствие различия в методике эксперимента.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Оценка параметров E_d , ν_d и E_s , s_s на практике преимущественно достигается (см., например, [2, 4]) на основе прямых $\lg \nu = f(T_m^{-1})$, $\lg \tau = -f(T_m^{-1})$ из выражений (2), (4). В то же время легко предложить иной подход, не связанный в отличие от названных со сложной экспериментальной процедурой измерения серии спектров ТРЯ. К тому же информация извлекается из данных всей полосы, а не одной точки $T=T_m$.

Исключая, например, из выражения (3) в одном случае параметр $\nu N_{\text{эфф}} s_s$, а в другом — энергию E_s их значениями из равенства (4), легко получить полосы $\Delta C(E_s, T)$, $\Delta C(s_s, T)$ с геометриями, задаваемыми лишь одним из параметров E_s , s_s . Практическая же оценка последних достигается подгонкой рассчитанных полос $\Delta C(E_s, T)$, $\Delta C(s_s, T)$ к экспериментальной полосе. Точность данных расчета контролируется по их соответствию диаграмме (4). Легко показать справедливость описанного подхода и в случае явления внутреннего трения.

Оценки кинетических параметров на основе перечисленных методов для названных выше центров в GaAs [2], NaCl [5] привели к значениям $s_s=8 \cdot 10^{-17}$ см², $\nu_d=10^{14}$ с⁻¹, которые отвечают $[\lg(s_s/s_0), (E_s/kT_m)]$, $[\lg(\nu_d/\nu), (E_d/kT_m)]$ -диаграмме (см. рисунок).

Список литературы

- [1] Zener C. // Elasticity and Anelasticity of metals. Chicago, Illionis, 1948.
- [2] Lang D. V. // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. N 7. P. 3023—3030.
- [3] Hurtes Ch., Boulon M., Mitonneau A., Bois D. // Appl. Phys. Lett. 1978. V. 32. N 12. P. 821—823.
- [4] Physical Acoustics. V. 3. Part A. The effect of imperfections // Ed. W. P. Mason. N. Y., London, 1966.
- [5] Dreyfus R. W. Laibowitz R. B. // Phys. Rev. 1964. V. 135. N 5A. P. 1413—1422.
- [6] Александров Л. Н., Зотов М. И., Эдельман Ф. Л. // Изв. вузов, физика. 1970. № 3. С. 113—118.
- [7] Bordoni P. G., Nuovo M., Verdini L. // Proc. 3rd Internot. Cong. Acoust. Stuttgart, 1959. Amsterdam—London—N. Y.—Princeton, 1959. V. 1. P. 583—586.
- [8] Bordoni P. G., Nuovo M., Verdini L. // Phys. Rev. 1961. V. 123. N 4. P. 1204—1206.
- [9] Baxter W. J., Wilks J. // Acta. Met. 1962. V. 10. N 2. P. 175—178.
- [10] Hashiguti R. R., Igata N., Kamoshita G. // Acta Met. 1962. V. 10. N 4. P. 442—447 (по данным обзора [4], гл. 4).
- [11] Ризаханов М. А. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 11. М. 193—196.