

ЕМКОСТНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ СОСТОЯНИЙ В ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ СТЕКЛООБРАЗНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Бордовский Г. А., Каничев М. Р.

Приведены результаты изучения емкостных характеристик барьера на границе Me—ХСП в области инфранизких частот (10^{-5} – 10^{-3} с $^{-1}$) при широкой вариации условий эксперимента — температуры, освещенности. Обнаружено аномально сильное влияние температуры и освещенности на величину емкости, предлагается модель, объясняющая полученные результаты. Показано, что поведение частотных зависимостей определяется характером функции плотности состояний, определен вид последней для As_2Se_3 в интервале ~ 0.3 эВ выше E_F .

В работах [1, 2] приводятся результаты исследования емкостных свойств халькогенидных стеклообразных полупроводников (ХСП), позволившие сделать вывод о существовании барьера типа Шоттки на границе ХСП с металлом [1] и определить его основные параметры [2]. Однако емкостные характеристики барьера в настоящее время мало изучены, что значительно снижает возможности применения емкостной спектроскопии для исследования локальных состояний в запрещенной зоне ХСП. В данной работе изучаются емкостные характеристики барьера на границе Me— As_2Se_3 в широком температурном диапазоне как в темноте, так и на свету, а также развиваются методы их анализа, позволяющие определить функцию плотности состояний в ХСП.

Методика эксперимента

В работе (аналогично [2]) исследовались образцы As_2Se_3 толщиной 1–4 мкм с Al-электродами, имеющие сэндвич-конфигурацию. Все эксперименты проводились в вакууме 10^{-1} Па как при комнатной температуре, так и при повышенных температурах. В процессе измерений температура поддерживалась постоянной с точностью до 0.1 К. Емкость измерялась квазистатическим методом (аналогично [1–3]) по гистерезису емкостного тока при подаче на образец знакопеременного напряжения треугольной формы. Варьирование скорости изменения напряжения смещения dV/dt осуществлялось двумя методами: традиционным путем изменения частоты развертки в интервале 10^{-5} – 10^{-1} с $^{-1}$ при фиксированном амплитудном значении напряжения и за счет изменения амплитуды напряжения от 10^{-2} до 10 В [2].

Экспериментальные результаты

На рис. 1 (кривые 1, 2) представлены типичные зависимости емкости образца Al— As_2Se_3 —Al от скорости изменения напряжения dV/dt при комнатной температуре и нулевом напряжении смещения. Зависимость $C(dV/dt)$ (кривая 1) получена методом [2], а кривая 2 — методом изменения частоты развертки. Существенное совпадение этих зависимостей подтверждает правомерность использования ранее описанного метода [2].

При повышенных температурах общий характер кривых $C=f(dV/dt)$, полученных методом [2], не меняется, что подтверждается семейством кривых, полученных при разных температурах (рис. 2, кривые 1–4). Однако переход

к участку, описываемому степенной функцией [2], наблюдается при больших величинах dV/dt . Зависимость точки перехода к степенной функции (dV/dt) от температуры удовлетворительно спрямляется в координатах Аррениуса и характеризуется энергией активации ~ 1.1 эВ (рис. 3, кривая 1). Из рис. 2

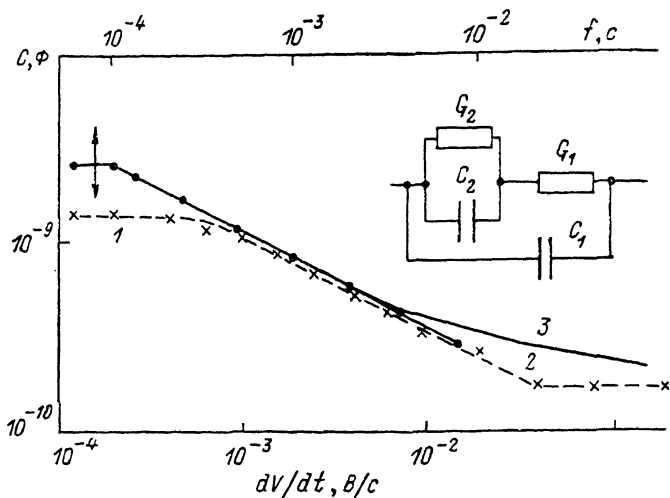


Рис. 1. Семейство зависимостей $C(dV/dt)$ образца As_2Se_3 толщиной $d=2$ мкм.

1 получена методом [2]; 2 — $V=0.5$ В, T_p —вар; 3 — теоретическая зависимость, рассчитанная в соответствии с (1), (2) при $C_1=1.8 \cdot 10^{-10}$ Ф, $G_1=10^{-10}$ Ом $^{-1}$, $C_2=2.32 \cdot 10^{-9}$ Ф, $G_2=10^{-12}$ Ом $^{-1}$, $s=0.62$.

видно, что величина емкости C^* , соответствующая участку насыщения с повышением температуры, монотонно возрастает.

На рис. 3 (кривые 2, 3) представлены зависимости C^* от температуры в координатах $\lg(C^*)^2, 1/T$. В отличие от [4], где показано, что геометрическая емкость слабо зависит от температуры, в данных экспериментах имеет место экспоненциальная температурная зависимость $C^*(T)$ с энергией активации ~ 1.1 эВ.

Свет, почти не влияющий на геометрическую емкость [4] также оказывает аномально-сильное влияние на емкостные характеристики барьера

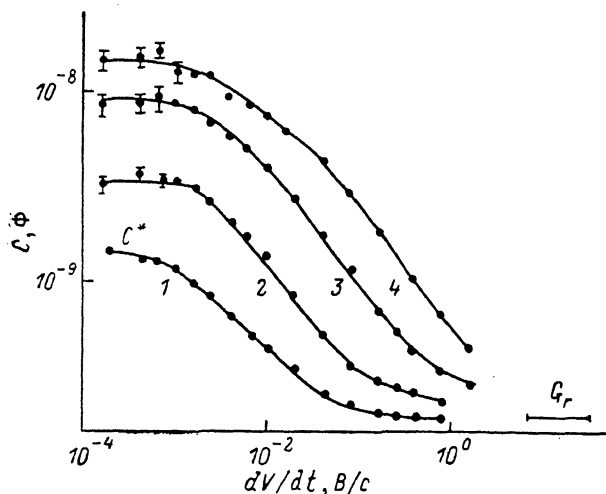


Рис. 2. Семейство зависимостей $C(dV/dt)$ образца As_2Se_3 толщиной $d=3.6$ мкм.

$T, K: 1 - 293, 2 - 303, 3 - 315, 4 - 325.$

в области инфранизких частот (рис. 3). Зависимость фотоемкости барьера C_Φ^* от температуры представлена на рис. 3 (кривая 3). Подобно температурной зависимости емкости барьера в темноте (рис. 3, кривая 2) зависимость фотоемкости удовлетворительно спрямляется в координатах $\lg(C_\Phi^*)^2, 1/T$ и характеризуется энергией активации ~ 0.4 эВ.

Обсуждение результатов

Анализ зависимостей $C(dV/dt)$ проводился в соответствии с эквивалентной схемой образца, предложенной в [5] и изображенной на вставке (рис. 1), где G_1, C_1 и G_2, C_2 — проводимости и емкости объемной и барьерной частей образца

соответственно. Частотная зависимость емкости подобной эквивалентной схемы определяется выражением вида

$$C' = \frac{C_2 (G_2^2 + (\omega C_2)^2)}{[G_1^{-1} (G_2^2 + (\omega C_2)^2) + G_2]^2 + (\omega C_2)^2} + C_1, \quad (1)$$

где ω — частота, на которой проводится измерение емкости. Сопоставление экспериментальной частотной зависимости емкости образца (рис. 1, кривая 2) с расчетной, определяемой выражением (1) (рис. 1, кривая 3), позволило сделать вывод о том, что они существенно совпадают, если частотная зависимость емкости барьера описывается выражением

$$\begin{aligned} C_2 &= 2.32 \cdot 10^{-9} \Phi, & \omega &\leq 10^{-4} \text{ с}^{-1}, \\ C_2 &\sim \omega^{-s}, \quad s=0.62, & \omega &> 10^{-4} \text{ с}^{-1}. \end{aligned} \quad (2)$$

Для семейства кривых C (dV/dt), изображенных на рис. 2, в соответствии с (1), (2) были получены значения показателя s при разных температурах (рис. 4, кривая 1) и установлено, что температурная зависимость s удовлетворительно аппроксимируется линейной функцией $s=AT$, где $A=(1.9 \div 2.0) \cdot 10^{-3} \text{ К}^{-1}$.

Анализ полученных зависимостей (2) емкости барьера от dV/dt проведен в соответствии с моделью барьера Шоттки, предложенной в [6-8] (рис. 5). Две зоны проводимости соответствует нулевое значение энергии. Штриховой

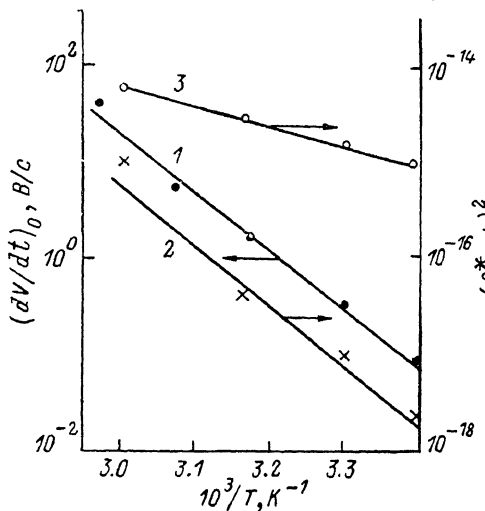


Рис. 3. Температурные зависимости точки перехода к степенной функции $(dV/dt)_0$ (1) и емкости барьера в координатах $\lg(C^*, \Phi)^2$ в темноте (2) и при освещении 10^3 лк (3).

Образец As_2Se_3 толщиной $d=4 \text{ мкм}$.

линей на рис. 5 обозначено положение уровня Ферми E_F . Профиль барьера описывается функцией $|e|\psi(x)$, которая на границе $\text{Me}-\text{ХСП}$ становится равной $e\phi_b$, где ϕ_b — исходная высота барьера. Под действием контактной разности потенциалов дырки, термически генерируемые с локальных состояний в запрещенной зоне, уходят из приграничного слоя, образуя область обеднения. Через определенное время система приходит в равновесное состояние и характеризуется областью обеднения толщиной L . Необходимо отметить, что в предлагаемой модели пренебрегают туннельными и генерационно-рекомбинационными процессами [6-8], а также полагают, что электроны остаются неподвижными. Последнее согласуется с существенно меньшей подвижностью электронов по сравнению с подвижностью дырок для мышьяксодержащих ХСП [9].

Представив приложенное напряжение в виде ступенчатой функции с высотой ступеньки ΔV и длительностью t [2], емкость барьера можно определить как

$$C_2 = \Delta Q(t) / \Delta V, \quad (3)$$

где $\Delta Q(t)$ — заряд, ушедший из области обеднения после приложения запирающего напряжения Δt .

Числитель выражения (3) имеет вид

$$\Delta Q(t) = |e| \int_{x^*}^L \Delta p(x) dx = -|e| \int_0^{\psi^*} \frac{\Delta p(x)}{(d\psi/dx)} d\psi, \quad (4)$$

где $\Delta p(x)$ — изменение плотности отрицательного заряда в области обеднения вследствие приложения напряжения ΔV , которое описывается формулой

$$\Delta \rho(x) = - \left(\int_{E_F - |e|\psi}^{E_F - |e|\psi} g(E) dE + n_B \frac{|e|\Delta V}{kT} \exp\left(\frac{-|e|\psi}{kT}\right) \right),$$

где $g(E)$ — функция плотности состояний, а n_B — концентрация носителей заряда выше уровня Ферми, как локализованных, так и делокализованных [8]. Следует отметить, что в выражении (4) интегрирование осуществляется в интервале от x^* до L , который характеризует ту часть области обеднения, где носители

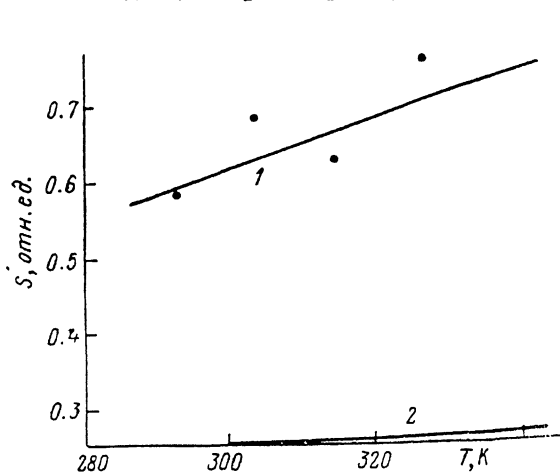


Рис. 4. Зависимость показателя степенной функции s от температуры при $\nu = \nu_0$ и $g(E) = g_0 \exp(E/E_0)$ с $E_0 = k(250 \pm 30)$ (1) и, согласно (10), при $T_\phi = 30$ K (2).

Точки — экспериментальные значения.

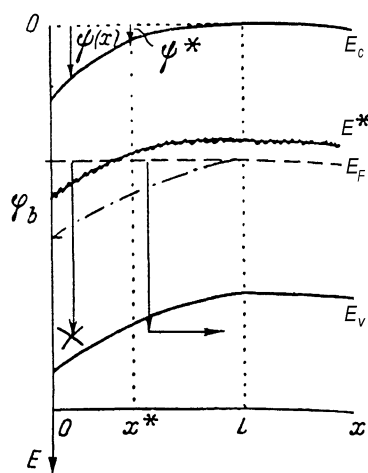


Рис. 5. Модель барьера Шоттки.

успевают «откликнуться» за время t [6-8]. При этом положение границы x^* определяется демаркационным уровнем (рис. 5), задаваемым соотношением

$$|e|\psi^* = -E_F + kT \ln(\nu t), \quad (6)$$

где T — текущая температура, k — постоянная Больцмана, ν — частотный фактор термического освобождения.

Профиль барьера $d\psi/dx$ в (4), согласно [7, 8], определяется выражением вида

$$\frac{d\psi}{dx} = - \left\{ 2|e| \left(\int_0^\psi \int_{E_F - |e|\psi}^{E_F} g(E) dE d\psi + n_B \int_0^\psi \left[1 - \exp\left(\frac{-|e|\psi}{kT}\right) \right] d\psi \right) \right\}^{1/2}. \quad (7)$$

Положив $g(E) = g_0 \exp(-E/E_0)$ и $\nu = \nu_0$, на основании (3) с учетом (4), (5), (7) можно получить функциональную зависимость емкости барьера от t

$$C_2 \sim (\nu_0 t)^{\frac{kT}{2E_0}} \sim \left(\nu_0^{-1} \frac{dV}{dt} \right)^{-\frac{kT}{2E_0}} \quad (8)$$

или от dV/dt , учитывая соотношение между t и dV/dt [2]. Совпадение теоретической (8) с экспериментальной (2) зависимостей емкости барьера (рис. 1, кривые 2, 3) позволяет сделать вывод о правомерности исходного предположения о экспоненциальном распределении локализованных состояний и оценить характеристический параметр распределения как $E_0 = kT_0$ при $T_0 = 250$ K.¹

Следует отметить, что возможно и иное объяснение наблюдаемых емкостных характеристик, основанное на предположении о многофононном захвате [11]

¹ Подобная функциональная зависимость для емкости барьера была ранее получена в [10] но при довольно сильном допущении, что $\varphi_b = 0$ эВ.

обусловливающим частотную зависимость фактора термического освобождения

$$\nu(E) = \nu_0 \exp - (E/kT_\phi), \quad (9)$$

где T_ϕ — температура фононов, и приводящем, следовательно, к частотной зависимости емкости вида

$$C(\omega) \sim (\omega)^{-T_\phi/2(T_\phi+T)}. \quad (10)$$

Изменение показателя s степенной зависимости (10) с температурой показано на рис. 4 (кривая 2). Экспериментальные значения s значительно лучше описываются температурной зависимостью показателя s выражения (8) (рис. 4, кривая 1), что позволяет остановиться на первоначальном предположении об экспоненциальном характере функции плотности состояний с $E_0 = kT_0$ при $T_0 = 250 \pm \pm 30$ К на протяжении ~ 0.3 эВ [2] выше уровня Ферми («хвост» зоны проводимости). В отличие от этого в ранее опубликованных работах, как правило, приводятся результаты изучения функции плотности состояний «хвоста» валентной зоны. Например, в [12] на основании измерения нестационарного фототока получено, что на протяжении ~ 0.8 эВ эта функция определяется экспонентой с характерной энергией $E'_0 = kT'_0$ при $T'_0 = 450$ К.

Из выражения (4) нетрудно сделать вывод о том, что начиная с момента $t = t_0$, где

$$t_0 = \nu_0^{-1} \exp \left(\frac{E_F + |e| \varphi_b}{kT} \right), \quad (11)$$

дальнейшее увеличение t не приводит к увеличению $\Delta Q(t)$ и, следовательно, зависимость $C_2(dV/dt)$ достигает области насыщения и становится равной C^* .

На основании (5), (7) можно сделать вывод о том, что

$$C^* \sim \sqrt{n_B}. \quad (12)$$

Подобное функциональное соотношение хорошо объясняет наблюдаемую экспоненциальную зависимость емкости барьера от температуры в темноте и на свету, поскольку, согласно (12), зависимость $(C^*)^2 = f(T)$ должна быть подобна температурной зависимости тока, протекающего через образец. Последняя, как известно [13], для As_2Se_3 характеризуется энергиями активации ~ 0.8 и ~ 0.4 эВ для темнового и фототока соответственно, что удовлетворительно согласуется с энергиями активации зависимости $C^*(T)$.

Наблюдаемый сдвиг точки перехода зависимости $C(dV/dt)$ к степенной функции с ростом T (рис. 3, кривая 1), согласно (1), вызван увеличением проводимости объема (G_1), что и обуславливает ее экспоненциальную зависимость от температуры с энергией активации ~ 1.1 эВ.

Таким образом, в настоящей работе на основании анализа зависимостей $C(dV/dt)$ в области инфранизких частот впервые для As_2Se_3 установлен характер функции плотности состояний «хвоста» зоны проводимости в интервале ~ 0.3 эВ выше уровня Ферми. Экспериментально показано аномально сильное влияние температуры и освещенности на емкость барьера. Последнее открывает перспективу исследования функции плотности локальных состояний в ХСП на основании спектральных характеристик фотоемкости.

Авторы благодарят В. М. Любина за полезную дискуссию и проявленный интерес к работе.

Список литературы

- [1] Simashkevich A. A., Shutov S. D. // Phys. St. Sol. (a). 1984. V. 84. N 1. P. 343—352.
- [2] Бордовский Г. А., Каничев М. Р., Любин В. М. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 4. С. 616—620.
- [3] Kuhn M. // Sol. St. Electron. 1970. V. 13. N 6. P. 873—894.
- [4] Андриеш А. М., Иову М. С., Циуляну Д. И., Шутов С. Д. Стеклообразный сульфид мышьяка и его сплавы. Кишинев, 1981. 211 с.
- [5] Gibb I. G., Long A. R. // Phil. Mag. B. 1984. V. 49. N 6. P. 565—595.
- [6] Spear W. E., Le Comber P. G., Snell A. J. // Phil. Mag. B. 1978. V. 38. N 3. P. 303—317.
- [7] Abram R. A., Doherty P. J. // Phil. Mag. B. 1982. V. 45. N 2. P. 167—176.
- [8] Archibald I. W., Abram R. A. // Phil. Mag. B. 1986. V. 54. N 5. P. 421—438.

- [9] Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. М., 1974
472 с.
- [10] Архипов В. И., Логин В. М., Руденко А. И., Симашкевич А. А., Шутов С. Д. // ФТП
1988. Т. 22. В. 2. С. 276—281.
- [11] Барановский С. Д., Карпов В. Г. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 11. С. 2109—2111.
- [12] Orenstein J., Kastner M. A., Vaninov V. // Phil. Mag. B. 1982. V. 46. N 1. P. 23—
- [13] Коломиец Б. Т., Любин В. М. // ДАН СССР. 1959. Т. 129. В. 4. С. 789—792.

Ленинградский
государственный педагогический институт
им. А. И. Герцена

Получена 9.07.1989
Принята к печати 14.11.1989