

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРА ЛОКАЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ α -Si : H МЕТОДОМ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ РЕЛАКСАЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Балагуров Л. А., Омельяновский Э. М., Пинскер Т. Н.,
Примбетов К. К., Уткин-Эдин Д. П.

Как известно, метод DLTS дает уникальную возможность получать обширную информацию об основных параметрах локальных центров практически во всей запрещенной зоне полупроводника [1]. Именно поэтому данный метод был использован в [2] для изучения квазинепрерывного спектра плотности состояний E в аморфном кремнии α -Si. Поскольку по известным причинам (см., например, [1]) метод DLTS применим только к низкоомным материалам, в [2] исследовались легированные образцы α -Si : H, P, хотя, согласно [3], при легировании аморфного кремния энергетический спектр в щели подвижности может кардинально измениться и тем самым существенно отличаться от ситуации в нелегированном α -Si : H. Методом, альтернативным DLTS, является метод фотоэлектрической релаксационной спектроскопии (ФЭРС), развитый в [4, 5] применительно к высокоомным полупроводникам с барьером Шоттки. Идейно и аппаратно он напоминает токовый вариант DLTS с той лишь разницей, что для инъекции неравновесных носителей здесь используется импульс света и анализируется кривая релаксации фототока через структуру при различных температурах.

В данной работе метод ФЭРС впервые использован для изучения распределения плотности локальных состояний в α -Si : H с удельным сопротивлением 10^9 Ом·см при 300 К.

Измерения проводились на образцах, имеющих следующую структуру: изолирующая подложка, металлический контакт Ni—Cr толщиной ~ 2000 Å, n^+ - i -слои α -Si : H и полупрозрачный золотой контакт. Слои α -Si : H толщиной ~ 300 Å (n^+) и ~ 5000 Å (i) выращивались методом разложения моносилана в тлеющем разряде. В качестве источника возбуждения при измерении спектров ФЭРС использовался He—Ne-лазер с длиной волны 0.63 мкм (коэффициент поглощения $\alpha = 4 \cdot 10^4$ см $^{-1}$) и мощностью 20 мВт. Образец помещался в оптический криостат, позволяющий регулировать температуру в диапазоне 4.2—500 К. Прерывание лазерного луча осуществлялось механическим модулятором, фронт светового импульса был не более 1 мс. На образец подавалось обратное смещение 0.8 В, фототок регистрировался усилителем тока с диапазоном 10^{-11} — 10^{-5} А (подробнее методика измерений описана в [6]).

Анализ полученных результатов проводился в рамках модели, модифицированной на квазинепрерывное распределение локальных состояний в щели подвижности E_g . Как показано в [7], эмиссия носителей, захваченных на уровень с энергией E при освещении, индуцирует переходный ток:

$$j(t) = q \int_0^w \left[\alpha_n n_i(x, t) \left(1 - \frac{x}{w}\right) + \alpha_p p_i(x, t) \frac{x}{w} \right] dx, \quad (1)$$

где $n_i(x, t)$, $p_i(x, t)$ — концентрации электронов и дырок на уровне, α_n , α_p — коэффициенты эмиссии электронов и дырок соответственно,

$$\alpha_n = \nu_n \exp\left(-\frac{E_g - E_i}{kT}\right), \quad \alpha_p = \nu_p \exp\left(-\frac{E_t - E_v}{kT}\right),$$

w — ширина области пространственного заряда.

Для непрерывного распределения ловушек вместо (1) имеем: ток эмиссии электронов

$$j_n(t) = q \int_0^w dx \int_{E_i}^{E_g} \alpha_n(E) g(E) f(E, x, t) \left(1 - \frac{x}{w}\right) dE,$$

$$j_p(t) = q \int_0^w dx \int_{E_i}^{E_s} \alpha_p(E) g(E) [1 - f(E, x, t)] \frac{dx}{w} dE,$$

$$j = j_n + j_p,$$

где $g(E)$ — плотность состояний, $f(E, x, t)$ — функция заполнения ловушек с энергией E в момент времени t , E_i — демаркационный уровень, разделяющий пустые и заполненные электронные состояния в области пространственного заряда до освещения. Если высота барьера в диоде Шоттки $\varphi_B > E_g/2$, то $E_c - E_i \approx (E_g/2) + (kT/2) \ln(v_n/v_p)$. При оптическом возбуждении вклад в ток дает только область $0 \leq x \leq 1/\alpha = L$, где α — коэффициент поглощения. Если $\alpha w \gg 1$, то

$$j_n \approx L \left(1 - \frac{L}{2w}\right), \quad j_p \approx \frac{L^2}{2w}, \quad j_p \ll j_n,$$

поэтому в дальнейшем вклад дырок в эмиссионный ток будем считать пренебрежимо малым.

Функция заполнения ловушек $f(E, x, t) = f_0(x) e^{-\alpha_n(E)t}$, где $f_0(x)$ описывает заполнение в момент окончания импульса света.

В предположении полной перезарядки ловушек $f_0(x) = 1$ получаем

$$j(t) \approx j_n(t) = \frac{q}{\alpha} \int_{E_i}^{E_s} \alpha_n(E) g(E) e^{-\alpha_n(E)t} dE.$$

Согласно концепции «окна скоростей», сигнал ФЭРС есть разность значений токов в фиксированные моменты времени t_1 и t_2 :

$$I(T) = j(t_1) - j(t_2) = \frac{q}{\alpha} \int_{E_i}^{E_s} \alpha_n(E) (e^{-\alpha_n t_1} - e^{-\alpha_n t_2}) g(E) dE.$$

Функция $\Theta(E) = \alpha_n(E) (e^{-\alpha_n t_1} - e^{-\alpha_n t_2})$ имеет максимум при α_n , определяемом как решение уравнения

$$e^{-\alpha_n(t_2-t_1)} = \frac{1 - \alpha_n t_1}{1 - \alpha_n t_2}.$$

Если $\alpha_n t_2 \gg 1$, максимум $\Theta(E)$ достигается при $\alpha_n = 1/t_1$, т. е. при

$$E_c - E_0 = kT \ln(v_n t_1). \quad (2)$$

Если плотность состояний медленно меняется с kT , то можно приближенно положить

$$I(T) = \frac{q}{\alpha} g(E_0) \int_{E_i}^{E_c} \Theta(E) dE = \frac{q}{\alpha} g(E_0) kT \frac{t_2 - t_1}{t_2 t_1}. \quad (3)$$

Таким образом, сигнал ФЭРС пропорционален произведению плотности локальных состояний $g(E)$ на температуру.

На рис. 1 представлена зависимость $I(T)$ для значений $t_1 = 20$, $t_2 = 200$ мс. Распределение плотности состояний в щели подвижности $a\text{-Si} : \text{H}$, рассчитанное по формуле (3), показано на рис. 2. Переход к энергетической шкале осуществлялся с помощью соотношения (2), причем, согласно [2], $v_n = 2 \cdot 10^8$ с⁻¹. Как видно из рис. 2, $g(E)$ имеет три максимума с энергиями $E_1 = 0.1$, $E_2 = 0.35$ и $E_3 = 0.8$ эВ, причем форма пиков с энергиями 0.1 и 0.8 эВ хорошо описывается гауссианом с шириной 0.03 и 0.2 эВ. Низкотемпературный пик плотности состояний играет важную роль в процессах рекомбинации [8], однако происхождение его до конца не ясно. Можно только констатировать, что этот пик нельзя связывать с донорными состояниями, ибо высокая плотность этих состояний неизбежно должна была бы привести к фиксации уровня Ферми вблизи E_c .

В [9] нами для объяснения спектра локальных состояний была использована модель D -центров, образованных оборванными связями кремния, предполагающая значительную величину поляронного сдвига. Приведенные там значения термической энергии активации D -центров 0.4 и 0.8 эВ хорошо коррелируют с данными для E_2 и E_3 , полученными из ФЭРС. Это дает основание сделать вывод, что плотность состояний, образованная оборванными связями кремния (D -центры) в щели подвижности в исследованных нами образцах, составляет $(1 \div 10) \cdot 10^{17}$ эВ $^{-1} \cdot$ см $^{-3}$, что хорошо коррелирует с типичными результатами измерений $g(E)$ в a -Si : H другими методами [2].

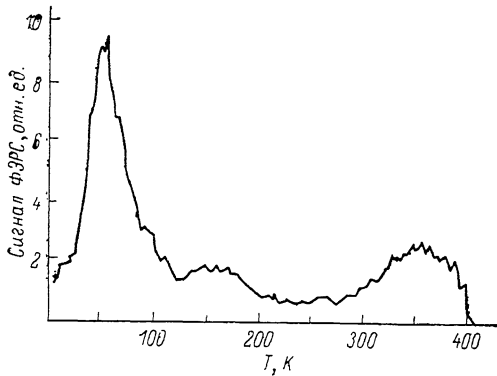


Рис. 1. Зависимость сигнала ФЭРС от температуры при $t_1=20$ и $t_2=200$ мс.

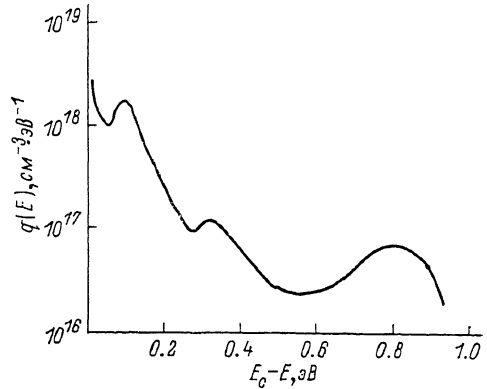


Рис. 2. Расчетная зависимость плотности локальных состояний от энергии a -Si : H.

Пик с энергией 0.8 эВ регистрировался также методом DLTS, но приписывался D -центрам в зарядовом состоянии D^- , а в области 0.4 эВ наблюдался глубокий минимум в $g(E)$. По-видимому, столь сильное различие вида функции $g(E)$ в нелегированном a -Si : H и легированных образцах, используемых для измерений DLTS, связано с тем, что введение легирующих примесей не только приводит к появлению мелких уровней вблизи E_c , но и влияет на распределение глубоких локальных состояний.

Таким образом, приходим к заключению, что метод фотоэлектрической релаксационной спектроскопии можно успешно использовать для изучения квазинепрерывного спектра состояний в весьма широком энергетическом интервале щели подвижности a -Si : H.

Авторы выражают глубокую благодарность А. Я. Полякову за помощь в проведении измерений.

Л и т е р а т у р а

- [1] Lang D. V. — Top. Appl. Phys., 1979, v. 37, p. 93—133.
- [2] Lang D. V., Cohen J. D., Harbison J. P. — Phys. Rev. B, 1982, v. 25, p. 5285—5330.
- [3] Wronski C. R., Abeles B., Tiedje T., Cody G. D. — Sol. St. Commun., 1982, v. 44, p. 1423—1426.
- [4] Hurtes Ch., Boulon M., Mittonean A., Bois D. — Appl. Phys. Lett., 1978, v. 32, N 12, p. 821—823.
- [5] Martin C. M., Bois D. — Top. Conf. Charact. Techn. Seattle, Electrochem. Soc., 1978, v. 78, p. 32—42.
- [6] Омеляновский Э. М., Поляков А. Я., Рытова Н. С., Райхштейн В. И. Об определении параметров глубоких центров в высокоомных полупроводниках методом фотоэлектрической релаксационной спектроскопии глубоких уровней (ФЭРСГУ). — ФТП, 1986, т. 20, в. 8, с. 1428—1432.
- [7] Sah C. T., Forbes L., Rosier L. L., Tash A. F. — Sol. St. Electron., 1970, v. 13, p. 759—788.
- [8] Балагуров Л. А., Кютте Я. Я., Омеляновский Э. М., Осташко С. А., Стыс Л. Е., Фойгель М. Г. Особенности рекомбинации в аморфном водородизированном кремнии. — ФТП, 1985, т. 19, в. 6, с. 1046—1051.
- [9] Балагуров Л. А., Карпова Н. Ю., Омеляновский Э. М., Пинскер Т. Н., Стариков М. Н. Энергетический спектр глубоких состояний в щели подвижности a -Si : H. — ФТП, 1986, т. 20, в. 4, с. 720—723.

Государственный научно-исследовательский
и проектный институт
редкометаллической промышленности
Москва

Получено 17.03.1987
Принято к печати 2.06.1987