Письма в ЖЭТФ, том 40, вып. 6, стр. 248 – 250 *25 сентября 1984 г.*

К ВОПРОСУ О МЕХАНИЗМЕ ФОТОПЛАСТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА

Р.А.Варданян, В.Я.Кравченко, Ю.А.Осипьян

Предложен механизм фотопластического эффекта связанный с рекомбинацией возбужденных светом электронно-дырочных пар на глубоких центрах, являющихся одновременно центрами закрепления дислокаций.

В 1968 г. на кристаллах CdS, деформируемых с постоянной скоростью, в области пластического течения был обнаружен фотопластический эффект (ФПЭ), заключающийся в значительном изменении деформирующего напряжения при освещении образцов [1]. В дальнейшем этот эффект был обнаружен на большом числе полупроводников и диэлектриков [2, 3], в частности, на всех кристаллах группы A^2B^6. Последующие эксперименты на различных кристаллах выявили основные характеристики ФПЭ. 1) Максимум ФПЭ соответствует краю собственного поглощения, т. е. исходным возмущением электронной системы является генерация электронно-дырочных пар. При этом с ростом интенсивности света ФПЭ сначала увеличивается, затем наступает насыщение. 2) Могут реализоваться как положительный (упрочняющий) ПФПЭ [1], так и отрицательный (разупрочняющий) ОФПЭ фотопластичес-

---

1) Нелинейная зависимость сопротивления от температуры была отмечена и в работах [3, 4]

эффекты. ОФПЭ был обнаружен при пластической деформации, обусловленной движением дислокаций в призматических плоскостях [4]. 3) С повышением температуры T величина ФПЭ уменьшается. При этом для дислокаций в призматических плоскостях может наблюдаться следующая особенность эффекта: с увеличением температуры ОФПЭ переходит в ПФПЭ [5], т. е. разупрочнение сменяется упрочнением. ФПЭ на системе базисных дислокаций только положительный, здесь наблюдается лишь температурное гашение эффекта.

В настоящей работе рассматривается механизм ФПЭ, связанный с рекомбинацией возбужденных светом избыточных электронно-дырочных пар на центрах, являющихся одновременно центрами закрепления дислокаций. Дефектные узлы, создающие локальные препятствия движению дислокаций жестко связаны с кристаллической матрицей, поэтому естественно ожидать, что определенная часть этих стопоров способна порождать глубокие электронные состояния в запрещенной зоне полупроводника и служить центрами рекомбинации. Безызлучательные переходы сопровождаются множественной генерацией фононов на этих центрах. Вследствие локального тепловыделения, определяемого электронно-колебательным спектром центра и проявляющегося через стоксовы потери Δ, стопор вовлекается в нестационарное движение, которое может быть представлено как суперпозиция всевозможных фононных мод, с некоторым исходным распределением амплитуд и суммарной энергией равной Δ. Временное развитие такого возбуждения решетки, изначально сосредоточенного на центре рекомбинации (и его ближайшем окружении), описывается расплыванием волнового пакета и характеризуется автокорреляционной функцией дефектного узла $\rho(t) = \langle u(t)\,u(0)\rangle$. Затухание ρ со временем означает уход избыточной энергии из центра. Для дальнейшего важна возможность реализации на дефекте локальной фононной моды. Будем считать, для примера, что эта мода порождается дефектом массы с $Q = M/m \gg 1$ (M и m – массы стопора и атома матрицы), т. е. попадает в непрерывный спектр кристаллических фононов (квазилокальная мода) и имеет частоту [6, 7]

$$\omega_k = \frac{\omega_D}{\sqrt{3(Q-1)}} \ll \omega_D \tag{1}$$

(ω_D – дебаевская частота) и автокоррелятор

$$\rho_k(t) = \langle u_k(t)u_k(0)\rangle \backsim \cos(\omega_k t)\exp(-\gamma t), \tag{2}$$

где $\gamma^{-1} \sim \omega_D/\omega_k^2$ – время жизни квазилокальной моды. Как показано в [7] значительная часть стоксовых потерь уходит на возбуждение локальных мод (до половины в случае дефекта массы и вплоть до всей величины при дефекте силовых констант). Квазилокальное колебание живет достаточно долго ($\gamma \ll \omega_D$), так что в течение продолжительного времени стопор колеблется со сравнительно низкой частотой ω_k и значительной амплитудой $u_k(0) \sim (\Delta/M\omega_k^2)^{1/2} \sim (3\Delta/m\omega_D^2)^{1/2}$ (часть тепловыделения, связанная с кристаллическими модами, уходит в объем за времена $\sim \omega_D^{-1}$). Детерминированное гармоническое движение центра закрепления может существенно изменить вероятность флуктуационного преодоления дислокацией локального барьера. Этот вопрос исследован в работе [8] для потенциала взаимодействия дислокации со стопором, выбранного в виде

$$V(x) = -V_0 + \zeta x^2\,; \qquad x = u - u_k(0)\cos(\omega_k t), \tag{3}$$

где u – смещение конца дислокационного сегмента, связанного со стопором, $u_k(0)$ и ω_k – амплитуда и частота колебаний последнего. За критерий открепления принимается достижение $x \geqslant x_{\text{кр}} = (V_0/\zeta)^{1/2}$. Воспользуемся результатом [8], относящимся к случаю, когда выполняется условие

$$p\,\frac{\omega_k}{\omega_D} \ll 1; \quad p \sim \frac{u_k(0)}{\sigma}\,, \qquad \sigma^2 \sim T/\zeta \tag{4}$$

σ – дисперсия стохастических дислокационных смещений. При этом частота флуктуационного открепления от колеблющегося стопора

$$\nu_{\omega_k} = \frac{\nu_0}{\pi} \int_0^{\pi} d\theta \exp\left(cp\cos\theta - \frac{p^2}{2}\cos^2\theta\right); \qquad c^2 \equiv \frac{V_0}{T}\left(1 - \frac{\tau}{\tau_c}\right)^2 . \tag{5}$$

Частота открепления от неподвижного стопора $\nu_0 \sim \omega_D \exp(-c^2/2)$, τ – деформирующее напряжение, $\tau_c = 2\zeta x_{\text{кр}}/al$ (a – постоянная решетки, l – длина сегмента). Качественной характеристикой ФПЭ в предлагаемом нами механизме служит отношение ν_{ω_k}/ν_0. Величина этого отношения зависит от параметра c, определяемого характеристиками стопора, температурой, нагрузкой, а также от значения p, пропорционального амплитуде колебаний стопора вследствие акта рекомбинации на нем. Для наглядности приведем предельное выражение ν_{ω_k}/ν_0, следующее из (5) при $p \ll 1$:

$$\frac{\nu_{\omega_k}}{\nu_0} = 1 - \frac{p^2}{2}(1 - c^2). \tag{6}$$

При $c < 1$ колебания стопора уменьшают частоту отрыва, т. е. имеется тенденция к упрочнению, а при $c > 1$ частота отрыва возрастает и может реализоваться ОФПЭ. При возрастании p, когда разложение (6) перестает быть применимым, отношение ν_{ω_k}/ν_0, в зависимости от c может стать значительно большим (см. [8]). Такой характер поведения ν_{ω_k}/ν_0 позволяет качественно понять некоторые черты ФПЭ. В частности, взаимодействие базисных и призматических дислокаций со стопорами может заметно различаться. Так предел текучести при базисном скольжении $\tau_c^{\text{б}}$ меньше, чем при призматическом $\tau_c^{\text{п}}$. Могут быть различны и значения глубины ямы V_0. Если предположить, что для призматических дислокаций в некоторой области значений τ и T параметр $c = c^{\text{п}} > 1$, то на них реализуется ОФПЭ. Повышение температуры уменьшает величину $c^{\text{п}}$ и при достижении значений $c^{\text{п}} < 1$ ОФПЭ должен смениться ПФПЭ, что соответствует экспериментальной картине [5]. Если в той же области τ и T для базисных дислокаций $c^{\text{б}} < 1$, то реализуемый при этом ПФПЭ с ростом температуры, из-за $p \sim T^{-1/2}$, будет лишь гаситься, не меняя знака.

До сих пор речь шла о связи типа ФПЭ с параметрами, определяющими дислокационное течение. Однако, в рамках рассматриваемой модели, можно выявить также и корреляцию со спектральными свойствами центров рекомбинации. Отметим, например, возможность прогнозирования величины ФПЭ по выявленным из оптических исследований данным о величине стоксовых потерь. Из простых оценок следует, что при больших стоксовых потерях $\sim$ 1 эВ, реализующихся, например, в соединениях A^2B^6, можно ожидать заметных ($\sim$ 100%) изменений напряжений течения кристалла при ФПЭ.

В заключение заметим, что роль локальных мод другого типа, например, обусловленных дефектом упругих констант, в принципе, та же, что и рассмотренных выше.

Литература

1. *Осипьян Ю.А., Савченко И.Б.* Письма в ЖЭТФ, 1968, 7, 130.
2. *Ossipyan Yu.A., Petrenko V.F.* Journ. de Phys. C6, 1979, **40**, №6, 161.
3. *Maeda K., Sato M., Kubo A., Takeuchi S.* J. Appl. Phys., 1983, **54**, 161; *Küsters K.H., Alexander H.* Physica 1983, **B116**, 594.
4. *Осипьян Ю.А., Шихсаидов М.Ш.* ФТТ, 1973, **15**, 3711.
5. *Шихсаидов М.Ш.* ФТТ, 1981, **23**, 1662.
6. *Каган Ю.М., Иосилевский Я.А.* ЖЭТФ, 1962, **42**, 259; 1963, **44**, 284.
7. *Завт Г.С.* ФТТ, 1963, 5, 1946; Труды ИФА АН ЭССР, 1964, вып. 27, 69.
8. *Варданян Р.А., Кравченко В.Я.* ДАН СССР 1982, **266**, 82.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
31 июля 1984г.