

МЕХАНИЗМЫ АБСОЛЮТНОЙ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ФОТОПРОВОДИМОСТИ ДИЭЛЕКТРИКОВ

В.К.Малиновский, В.Н.Новиков, Б.И.Стурман

Впервые найдены микроскопические механизмы отрицательной фотопроводимости диэлектриков ($j_{\Phi} = \sigma_{\Phi} E$, $\sigma_{\Phi} < 0$). Показано, что в прыжковых моделях фотопроводимости преобладает вклад в ток, связанный с индуцированной полем асимметрией процессов фотовозбуждения и рекомбинации электронов. Предсказана смена знака $\sigma_{\Phi}(\omega)$ при переходе через резонанс поглощения света.

Недавно в кристаллах концентрированного рубина был открыт новый яркий эффект – абсолютная отрицательная фотопроводимость¹⁻³. Это явление заключается в генерации светом тока, направленного против поля,

$$j_{\Phi} = \sigma_{\Phi} E; \quad \sigma_{\Phi} < 0. \quad (1)$$

Абсолютная отрицательная фотопроводимость (АОФ) приводит к неустойчивости диэлектрика – к нарастанию флуктуаций электрических полей (в рубине до $E_0 \cong 10^6$ В/см). В настоящее время интерпретация наблюдаемых данных существует только на уровне феноменологической модели³. Микроскопические механизмы АОФ и условия ее возникновения остаются неизвестными. Их нахождению посвящена данная работа.

Отрицательный вклад в фототок мы свяжем с индуцируемой полем асимметрией процессов фотовозбуждения и рекомбинации электронов. Этот вклад, как будет видно, в наибольшей степени проявляется при прыжковом переносе заряда. Рассмотрим следующую весьма общую модель. Пусть в отсутствие света электроны локализованы на глубоких центрах и обладают пренебрежимо малой подвижностью. Фотовозбужденные электроны имеют больший радиус локализации r_0 , так что возникает малое перекрытие волновых функций соседних центров. Возбужденные состояния могут отвечать примесным уровням энергии, имеющим однородное или неоднородное уширение, узкой поляронной зоне. Обозначим $g_{\pm}(R, \omega, E)$ среднюю скорость фотогенерации на центры, находящиеся соответственно справа и слева от исходного на расстоянии R , а g_0 – скорость внутрицентрового перехода, рис. 1. В отсутствие поля $g = g_{\pm} \equiv g_1(R, \omega)$. Полагая R равным среднему расстоянию между центрами, мы можем оценить вклад в ток, связанный с асимметрией переходов:

$$j_{as} \cong e \frac{\kappa J}{\hbar \omega} R \xi; \quad \xi = \frac{g_+ - g_-}{g_0 + g_+ + g_-}. \quad (2)$$

Здесь κ — коэффициент поглощения света, J — его интенсивность; $\xi(E, \omega)$ имеет смысл параметра симметрии. В (2) не учтен рекомбинационный вклад в ток. Это справедливо, если рекомбинация симметричная, например, внутрицентровая¹⁾.

Рассмотрим основные механизмы возникновения асимметрии возбуждения. Во-первых, ясно, что поле E смещает друг относительно друга энергетические уровни различных центров. Для соседей, находящихся на расстоянии R , сдвиг $\Delta \epsilon \cong eER$, рис. 1. Изменение положений уровней проявляется в частотной зависимости скоростей фотовозбуждения,

$$g_{\pm}(R, \omega, E) = g_1(R, \omega \pm eER\hbar^{-1}). \quad (3)$$

Следовательно, при малых E

$$\xi \cong \frac{2eER}{\hbar(g_0 + 2g_1)} \frac{\partial g_1(R, \omega)}{\partial \omega}. \quad (4)$$

Подчеркнем, что в данном механизме асимметрия имеет резонансный характер, знак j_{as} определяется расстройкой относительно центра линии $g_1(R, \omega)$, а величина — шириной этой линии Γ .

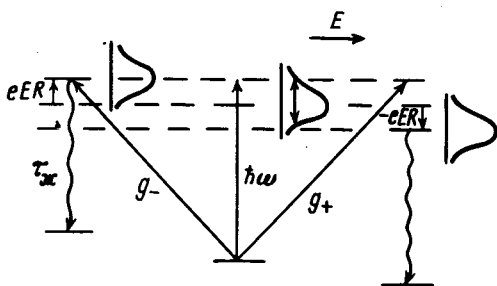


Рис. 1

Рис. 1. Схема переходов при полевом смещении уровней; ($g_- > g_+$)

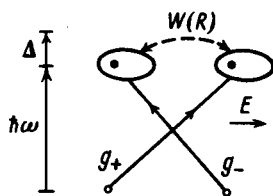


Рис. 2

Рис. 2. Иллюстрация нерезонансного механизма асимметрии. Эллипсами обозначены области локализации электронов.

Асимметрия особенно велика, если внутрицентровое возбуждение подавлено, $g_0 \rightarrow 0$ (хотя это условие и не обязательно для наблюдения АОФ). В этом случае величина ξ оценивается через ширину линии поглощения,

$$\xi \cong \frac{eER}{\hbar\Gamma}. \quad (5)$$

Малость g_0 может быть следствием правил отбора для электронных переходов или энергетических запретов. Так внутри- и межцентровые переходы отвечают разным частотам света, если они приводят к конфигурациям, отличающимся по зарядовому состоянию. Экспериментально такая возможность была реализована в кристаллах $\text{Ge} : \text{Zn} : \text{Sb}$ ⁴. Отметим, что малость g_0 не означает слабости внутрицентровой рекомбинации. Последняя может идти через промежуточные уровни энергии. Второй канал возникновения асимметрии связан с искажением волновых функций электронов. Естественно считать, что возбужденное состояние сильнее, чем основное поляризуется полем. Пространственное смещение электронной волновой функции приводит к различию скоростей генерации g_+ и g_- , см. рис. 2. Оценку ξ можно получить приняв, что поле E примешивает к волновой функции возбужденного состояния подходящую по симметрии функцию, отвечающую нерезонансному уровню энергии, рис. 2. Ес-

¹⁾ Формула (2) неявно предполагает, что почти все нижние уровни пусты (сильная компенсация). Нетрудно, однако, показать, что полученные результаты остаются в силе и при промежуточной компенсации.

ли Δ — соответствующее энергетическое расстояние, то $\xi \cong e r_0 E / \Delta$. Знак ξ зависит от знака Δ . Положительная поляризуемость в возбужденном состоянии отвечает току j_{as} , направленному против поля, рис. 2. Рассмотренный механизм асимметрии аналогичен механизмам фотогольванического эффекта (ФГЭ) в полярных кристаллах⁵. Он не имеет резонансного характера и приводит как правило к меньшим значениям ξ по сравнению с резонансным механизмом.

Отрицательности $\sigma_{as} \equiv d j_{as} / dE$ еще недостаточно для существования АОФ. Дело в том, что существует обычный положительный вклад в фотопроводимость σ_+ , обусловленный движением фотовозбужденных электронов в электрическом поле. Специфика рассматриваемой прыжковой модели переноса заряда заключается в том, что она приводит к малым значениям σ_+ ¹⁾. Для нахождения σ_+ необходимо ввести дополнительно два параметра — время жизни возбужденного электрона относительно внутрицентральной рекомбинации $\tau_{ж}$ и характерную вероятность прыжка между возбужденными состояниями W . Величина $W(R)$ может быть связана как с однородным, так и с неоднородным уширением уровней^{6,7}. Обычно она экспоненциально спадает с увеличением R и активационно зависит от температуры. Считая $\tau_{ж} \gg \tau_{кол} \cong 10^{-14} - 10^{-12}$ с — времени колебательной релаксации, мы можем воспользоваться соотношением Эйнштейна и оценить подвижность электронов как eWR^2T^{-1} . Соответственно

$$\sigma_+ \cong e^2 \frac{\kappa J}{\hbar \omega} W \tau_{ж} R^2 T^{-1}. \quad (6)$$

Характерная особенность (6) — это наличие кинетического параметра $W \tau_{ж}$. В меру малости интеграла перекрытия волновых функций этот параметр по существу не ограничен снизу.

Выпишем явно условие реализации АОФ. Используя (2), (5), (6) получим:

$$W \tau_{ж} < T / \hbar \Gamma. \quad (7)$$

Неравенство (7) или подобные ему соотношения не накладывают жестких ограничений на параметры прыжковой модели. Можно ожидать, что АОФ реализуется в широком круге диэлектриков с малой фотопроводимостью прыжкового типа.

Дадим простейшую оценку поля E_0 , устанавливающегося в результате развития электрической неустойчивости. Считая механизмом стабилизации неустойчивости выход системы из резонанса, имеем $E_0 \cong \hbar \Gamma / e N_0^{1/3}$, N_0 — концентрация примесей. Полагая $\Gamma = 10^{13}$ с⁻¹, $N_0 = 10^{20}$ см⁻³, получим $E_0 \cong 10^5$ В/см.

В дальнейшем, помимо детализации и развития теории АОФ, большой интерес представили бы эксперименты по обнаружению предсказанной резонансной АОФ. Среди перспективных объектов исследования можно выделить полупроводники с мелкими примесными уровнями и высоколегированные лазерные кристаллы. С точки зрения описания эффекта лазерные кристаллы, в частности рубин, видимо являются более сложным объектом, чем полупроводники.

Литература

1. Liao P.E., Glass A.M., Humphrey L.M. Phys. Rev. B, 1980, 22, 2276.
2. Басун С.А., Каплянский А.А., Феофилов С.П. Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, 492; Басун С.А., Каплянский А.А., Феофилов С.П., Фурман А.С. Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 161.
3. Дьяконов М.И. Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 158.

1) В зонных механизмах ситуация обратная. Используя представления, развитые при изучении механизмов ФГЭ⁵, можно показать, что условие $\sigma_+ < \sigma_{as}$ приводит к нереальному ограничению на время жизни фотозлектрона $\tau_{ж} \ll 10^{-15} - 10^{-17}$ с.

4. Коган Ш.М., Лифшиц Т.М., Сидоров В.И. ЖЭТФ, 1964, 46, 395.
5. Белиничер В.И., Стурман Б.И. УФН, 1980, 130, 415.
6. Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. М.: Мир, 1982, т. I .
7. Поляроны. Сб. под ред. Ю.А.Фирсова, М.: Наука, 1975, с. 177, 289.

Институт автоматки и электрометрии
Академии наук СССР Сибирское отделение

Поступила в редакцию
14 декабря 1984 г.