Литература

[1] Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. Физика полупроводников. М., 1977. 672 с.
[2] Ильин В. А., Литвак-Горская Л. Б., Рабинович Р. И., Шапиро Е. З. // ФТП. 1973. Т. 7. В. 8. С. 1631—1633.
[3] Рабинович Р. И. // ЖЭТФ. 1978. Т. 75. В. 2. С. 524—535.
[4] Эпштейн Э. М., Шмелев Г. М., Цуркан Г. И. Фотостимулированные процессы в полупроводниках. Кишинев, 1987. 168 с.
[5] Шмелев Г. М., Эпштейн Э. М. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 4. С. 747—749.
[6] Лянда-Геллер Ю. Б. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 9. С. 1736—1739.
[7] Владимиров В. В., Волков А. Ф., Мейлихов Е. З. Плазма полупроводников. М., 1979. 254 с.
[8] Kaw P. // Phys. Rev. Lett. 1968. V. 21. N 8. P. 539—541.

Институт прикладной физики
АН МССР
Кишинев

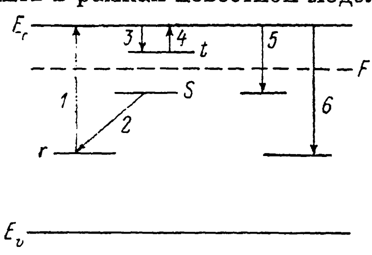
Получено 6.07.1988
Принято к печати 21.09.1988

ФТП, том 23, вып. 2, 1989

МОДЕЛЬ АНОМАЛЬНОЙ ФОТОПРОВОДИМОСТИ

Стыс Л. Е.

Фотопроводимость называют аномальной (АФ), если ее стационарное значение практически не зависит от интенсивности возбуждающего света, а определяется лишь его энергией кванта [1]. Это явление впервые было обнаружено в аморфном селене [1], а затем и в других полупроводниках [2]. АФ наблюдается, как правило, после «вспышечной» кинетики фотопроводимости $\Delta\sigma(t)$, когда первоначальный рост $\Delta\sigma(t)$ сменяется ее спадом при постоянной интенсивности возбуждающего света. Возможные причины АФ обсуждались в [1, 2]. В настоящей работе показано, что основные закономерности АФ можно объяснить в рамках известной модели Роуза [3], если предположить, что темп рекомбинации лимитируется туннельными переходами неосновных локализованных носителей между рекомбинационными центрами различного типа.



Положение уровней в запрещенной зоне и электронные переходы (E_c и E_v — края разрешенных зон).
1—6 соответствуют номерам переходов в тексте.

Рассмотрим для определенности полупроводник n-типа, в котором есть центры трех типов (см. рисунок): мелкие донороподобные центры прилипания для электронов (t-центры), которые в термодинамическом равновесии не заполнены, так как расположены выше уровня Ферми F, и два типа акцептороподобных центров (r- и s-центры), которые расположены ниже уровня Ферми и заполнены электронами. В неравновесных условиях t-центры будут заполняться электронами, а r- и s-центры — дырками. Следуя Роузу [3], будем считать, что коэффициент захвата свободного электрона на дырку, локализованную на s-центре (C_s), намного больше, чем на r (C_r). Такое предположение вполне естественно, если учесть, что уровни s-центров расположены выше уровней r-центров (см. рисунок), поэтому при безызлучательной рекомбинации на s-центрах должно выделяться меньше фононов.

Допустим, что фотогенерация носителей осуществляется за счет перевода электрона с r-центра в c-зону (переход *1* на рисунке). Свободные электроны могут захватываться на t-центры и термически выбрасываться с них (процессы *3*, *4*) или рекомбинировать с дырками на r- или s-центрах (переходы *5*, *6*).

Дырки же на s-центрах, если термический выброс их с r-центров подавлен (мы предполагаем, что уровни r-центров дальше отстоят от v-зоны, чем уровни t-центров от c-зоны), могут возникать только за счет туннельной перелокализации их с r-центров (переход 2).

Рассмотрим ближайшую пару r- и s-центров размером l. Такая пара может находиться в четырех зарядовых состояниях. Обозначим через $g_{ij}(l, t)$ вероятность того, что принадлежащий паре r-центр находится в i-м зарядовом состоянии, а s-центр — в j-м. Индексы i и j могут принимать значения 0 и «—» в зависимости от того, находится ли в данном центре дырка или нет.

Совокупность величин $g_{ij}(l, t)$ определяется из системы уравнений

$$dg_{-0}/dt = \nu(l)\, g_{0-} + nC_r g_{00} - (f + nC_s)\, g_{-0}, \tag{1}$$

$$dg_{0-}/dt = fg_{--} + nC_s g_{00} - [\nu(l) + nC_r]\, g_{0-}, \tag{2}$$

$$dg_{00}/dt = fg_{-0} - n(C_s + C_r)\, g_{00}, \tag{3}$$

$$g_{--} + g_{-0} + g_{0-} + g_{--} = 1. \tag{4}$$

Здесь f — темп фотоионизации (переход 1), n — концентрация свободных электронов, $\nu(l)$ — вероятность туннельного перехода 2 в единицу времени:

$$\nu(l) = \nu_0 \exp(-\alpha l), \tag{5}$$

где ν_0 — характерная частота, $2\alpha^{-1}$ — радиус локализации дырки на r-центре [4], а l — размер пары.

Найдем стационарное ($dg_{ij}/dt = 0$) решение системы (1)—(4). С его помощью определим величины $r(l) = g_{0-} + g_{00}$ и $s(l) = g_{-0} + g_{00}$, которые предоставляют вероятность найти дырку на r-или s-центре. Можно показать, учитывая неравенство $C_s \gg C_r$, что

$$r(l) = \frac{f\,[f\nu(l) + nC_s(f + nC_s)]}{[\nu(l) + f + nC_r]\,(nC_s + f)\, nC_s + f^2\nu(l)}, \tag{6}$$

$$s(l) = \frac{\nu(l)\, f\,(f + nC_s)}{[\nu(l) + f + nC_r]\,(nC_s + f)\, nC_s + f^2\nu(l)}. \tag{7}$$

В приближении пар средняя заселенность дырками r- и s-центров [$\langle r\rangle$ и $\langle s\rangle$] есть

$$\langle r\rangle = \int_0^\infty r(l)\, F(l)\, dl, \tag{8}$$

$$\langle s\rangle = \int_0^\infty s(l)\, F(l)\, dl. \tag{9}$$

Если принять для определенности, что концентрация s-центров превосходит концентрацию r-центров ($N_s \gg N_r$) и центры обоих типов в пространстве распределены нескоррелировано, то

$$F(l) = 4\pi N_s l^2 \exp[-(4\pi/3)\, N_s l^3]. \tag{10}$$

Тогда концентрации дырок, локализованных на r- и s-центрах, есть $p_r = N_r\langle r\rangle$ и $p_s = N_r\langle s\rangle$.

Обсудим пределы применимости приближения ближайших пар. Такое приближение справедливо, если ближайший к дырке на r-центре s-центр, как правило, оказывается отрицательно заряженным, т. е. если $g_{0-}(l) > g_{00}(l)$. Из уравнений (1) и (3) вытекает, что последнее неравенство справедливо, когда

$$nC_s(f + nC_s) > f\nu(l). \tag{11}$$

Поэтому если величина l_1, которая обращает (11) в равенство, такова, что

$$N_s l_1^3 \ll 1, \tag{12}$$

то справедливы выражения (8) и (9). В самом деле, если какой-то s-центр оказался ближайшим одновременно для двух r-центров и размеры этих пар $l > l_1$, то перелокализация дырок с r-центров на s-центры происходит практически независимо, а в силу условия (12) доля пар размером $l < l_1$ пренебрежимо мала.

Из выражений (6) и (7) с учетом (11) следует, что для пар размером $l > l_1$

$$r(l) = f/[f + \nu(l) + nC_r], \quad s(l) = r(l)\,\nu(l)/(nC_s). \tag{13}$$

Как видно из (13), максимальное расстояние L, на котором эффективно происходят туннельные переходы *2*, определяется из равенства $\nu(L) = f + nC_r$, т. е.

$$L = \alpha^{-1} \ln [\nu_0/(f + nC_r)]. \tag{14}$$

(Последнее справедливо, когда $\nu_0 > f + nC_r$, что, как правило, имеет место для типичных параметров полупроводников [4]). Сопоставление (14) и (11) показывает, что $L > l_1$, если $nC_s > f$. Тогда, подставляя $r(l)$ и $s(l)$ из (13) в (8) и (9), можно показать, учитывая (10), что

$$\langle r \rangle = f\,(f + nC_r)^{-1} \exp [-(4\pi/3)\, N_s L^3], \tag{15}$$

$$\langle s \rangle = f\,(nC_s)^{-1} \{1 - \exp [-(4\pi/3)\, N_s L^3]\}. \tag{16}$$

Для того чтобы определить стационарную концентрацию электронов n_{st}, необходимо учесть условие электронейтральности, которое имеет вид

$$n + n_t = p_r + p_s. \tag{17}$$

Здесь n_t — концентрация электронов, локализованных на t-центрах, а $p_r = N_r \langle r \rangle$ и $p_s = N_r \langle s \rangle$ — концентрации дырок, локализованных на r- и s-центрах соответственно.

Поскольку в стационарном состоянии существует квазиравновесие между захватом и выбросом электронов с t-центров, то

$$n = \theta n_t. \tag{18}$$

Здесь $\theta = W\tau_t$ — фактор прилипания, W — темп термического выброса электронов с t-центров, $\tau_t = [C_t\,(N_t - n_t)]^{-1}$ — характерное время захвата электрона на t-центры, которое при $n_t \ll N_t$ (N_t — концентрация t-центров) можно считать величиной постоянной. Отметим, что в силу условия $\theta \ll 1$ в (17) можно пренебречь концентрацией свободных электронов n. Тогда из (17) с учетом (15), (16) и (18) вытекает, что

$$n = \frac{\theta f N_r}{f + nC_r} \exp\left(-\frac{4}{3}\pi N_s L^3\right) + \frac{\theta f N_r}{nC_s}\left[1 - \exp\left(-\frac{4}{3}\pi N_s L^3\right)\right]. \tag{19}$$

Когда первый член правой части (19) превосходит второй и $f > nC_r$, концентрация электронов с учетом определения L (14) есть

$$n_{st} = \theta N_r\,(f/\nu_0)^{\beta}, \tag{20}$$

где показатель люксамперной характеристики (ЛАХ)

$$\beta = (4/3)\,\pi N_s \alpha^{-3}\,[\ln (\nu_0/f)]^2. \tag{21}$$

Видно, что, в силу того что параметр слабого легирования $N_s \alpha^{-3} \ll 1$, величина β может быть малой. Из предшествующего анализа следует, что $\beta \ll 1$, если выполняется неравенство

$$nC_s > f > nC_r, \tag{22}$$

с n из (20). Таким образом, интервал изменений величины f, в котором может наблюдаться аномальная фотопроводимость ($\beta \ll 1$), определяется соотношением C_s/C_r, которое составляет несколько порядков [3].

Для описания кинетики вспышечной фотопроводимости нужно рассмотреть уравнение

$$dn/dt = fN_r\,(1 - \langle r \rangle) - nC_t\,(N_t - n_t) + Wn_t - n\,(C_s p_s + C_r p_r). \tag{23}$$

Величины $p_r(t)$ и $p_s(t)$ можно определить, ограничиваясь рассмотрением пар с $l > l_1$ (11), решив уравнения

$$dr(l,\ t)\ dt = f(1-r) - [\nu(l) + nC_r]\, r(l,\ t), \tag{24}$$

$$ds(l,\ t)/dt = \nu(l)\, r(l,\ t) - nC_s s(l,\ t) \tag{25}$$

и проведя усреднение по формулам (8) и (9). Оказывается, что «вспышка» может происходить, если величина $n_m = fN_r/(C_t N_t)$ больше, чем n_{st} (19). При этом рост фототока продолжается в течение времени $(C_t N_t)^{-1}$, а спад, как видно из (24), происходит за характерное время f^{-1}.

Заметим, что условия реализации вспышки менее жесткие, чем для АФ. Аналогичный механизм немонотонной кинетики фотопроводимости при генерации типа «уровень—зона» был рассмотрен Рывкиным [5]. Существенное отличие состоит в том, что если интенсивно происходят туннельные ($r \to s$) переходы, то, как видно из (19), вспышка может происходить даже в случае пренебрежимо малого фотопросветления (т. е. при $N_s L^3 > 1$).

Обсудим теперь зависимость аномальной фотопроводимости от энергии кванта возбуждающего света. В аморфных полупроводниках в действительности имеются не моноэнергетические уровни, а непрерывный спектр локализованных состояний [6]. Поэтому величина N_r в (20) зависит от того, из какой части этого спектра происходят переходы *1*.

Таким образом, предложенная модель позволяет объяснить основные закономерности АФ. Роль r-центров в неупорядоченных полупроводниках могут играть хвосты плотности локализованных состояний, а роль s- и t-центров — уровни D-центров в различных зарядовых состояниях [6]. Отметим также, что в халькогенидных стеклообразных полупроводниках, спектр локализованных состояний которых подобен спектру аморфного Se [6], неоднократно наблюдалась вспышечная кинетика фотопроводимости при генерации типа уровень—зона [7, 8]. Поэтому мы считаем, что предложенный механизм АФ реализуется в неупорядоченных полупроводниках, обладающих достаточно разветвленным спектром локализованных состояний.

Автор выражает благодарность М. К. Шейнкману и А. Я. Шику за обсуждение результатов работы.

Литература

[1] Корсунский М. И. Аномальная фотопроводимость. М., 1972. 192 с.
[2] Шейнкман М. К., Шик А. Я. // ФТП. 1976. Т. 10. В. 2. С. 209—233.
[3] Роуз А. Основы теории фотопроводимости. М., 1966. 192 с.
[4] Осташко С. А., Стыс Л. Е. // УФЖ. 1988. Т. 33. В. 1. С. 97—101.
[5] Рывкин С. М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М., 1963. 496 с.
[6] Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. Т. 1, 2. М., 1982.
[7] Kolomiets B. T., Lyubin V. M. // Phys. St. Sol. (a). 1973. V. 17. N 1. P. 11—46.
[8] Дьяченко Н. Г., Попов А. Ю., Трофименко М. Ю., Тюрин А. В. // ФТП. 1982. Т. 16 В. 10. С. 1872—1874.

Одесский политехнический институт

Получено 18.08.1988
Принято к печати 10.10.1988