

- [1] Алфёров Ж. И., Васильев А. М., Иванов С. В., Копьев П. С., Леденцов Н. Н., Луценко М. Э., Устинов В. М. // Письма ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 19. С. 1803—1807.
 [2] Chen H. Z., Ghaffari A., Morkoc H., Yariv A. // Electron. Lett. 1987. V. 23. N 25. P. 1334—1335.
 [3] Shealy J. R. // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 52. N 18. P. 1455—1457.
 [4] Копьев П. С., Леденцов Н. Н. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 10. С. 1729—1742.

Физико-технический институт
 им. А. Ф. Иоффе АН СССР
 Ленинград

Получено 29.08.1989
 Принято к печати 6.09.1989

ФТП, том 24, вып. 1, 1990

ВЛИЯНИЕ ПОЛЕВОЙ ДИССОЦИАЦИИ ЭКСИТОНОВ НА ФОТОТОК В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Арутюнян В. М., Маргарян А. Л., Меликсетян В. А.

Обычно на спектрах фототока в области экситонных резонансов в полупроводниках наблюдаются минимумы. Однако при наличии какого-либо эффективного механизма диссоциации экситонов возможно также проявление максимумов. Одним из таких механизмов является полевая диссоциация экситонов. Действительно, как показано в [1], с увеличением анодного смещения, приложенного к границе раздела ZnO—электролит, приводящего к росту напряженности электрического поля в приповерхностной области пространственного заряда (ОПЗ) полупроводника, имеет место трансформация наблюдаемого ранее в области экситонного резонанса минимума в максимум.

Настоящая работа посвящена теоретическому анализу влияния полевой диссоциации экситонов на фототок, реализуемой в условиях сильных электрических полей в ОПЗ полупроводника. За основу расчета взята модель, предложенная в [2], в которой рассматривалась только тепловая диссоциация экситонов. В [2] после решения диффузионного уравнения для распределения концентрации экситонов $C(x)$ получено следующее выражение:

$$C(x) = \frac{\Phi_0 \alpha L_{ex}^2}{D_{ex} (1 - \alpha^2 L_{ex}^2)} \left[e^{-\alpha x} - \frac{(\gamma + \alpha) L_{ex}}{1 + \gamma L_{ex}} e^{-x/L_{ex}} \right], \quad (1)$$

где Φ_0 — плотность потока фотонов при $x=0$, α — коэффициент поглощения света, $L_{ex} = (D_{ex} \tau_{ex})^{1/2}$ — диффузионная длина экситонов, D_{ex} — коэффициент диффузии экситонов, τ_{ex} — время жизни экситонов, $\gamma \equiv \sigma_{ex} \sqrt{D_{ex}}$, σ_{ex} — скорость поверхностной аннигиляции экситонов. Так же как и в [2], будем полагать, что носители заряда генерируются не непосредственно, а через диссоциацию экситонов, однако мы будем учитывать одновременно и их полевую диссоциацию. Скорость генерации носителей $g(x)$ представим в виде

$$g(x) = C(x) [\gamma_T + \gamma_{II}(x)], \quad (2)$$

где $\gamma_T = (\tau_{ex}^d)^{-1}$, τ_{ex}^d — время жизни экситонов относительно тепловой диссоциации, а $\gamma_{II}(x)$ — вероятность туннельной диссоциации экситона, согласно [3], имеет вид

$$\gamma_{II}(x) = \frac{16E_0^2}{e\hbar a_B F(x)} \exp \left[-\frac{4E_0}{3ea_B F(x)} \right]. \quad (3)$$

Здесь E_0 — энергия связи экситона, a_B — его боровский радиус, $F(x)$ — напряженность поля в точке x .

Как видно из (3), зависимость γ_{II} от x определяется тем, что напряженность электрического поля в ОПЗ $F(x)$ не является постоянной, а возрастает от нуле-

вого значения на границе ОПЗ и квазинейтральной области ($x = \omega$) до некоторого максимального значения на поверхности полупроводника ($x = 0$).

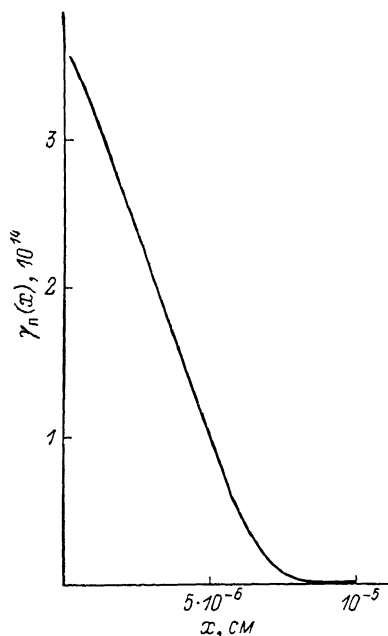
Мы, как и в [2], ограничимся параболической зависимостью изменения потенциала в ОПЗ (что соответствует режиму обеднения)

$$\eta(x) = -\frac{x_D^2}{2}(x - \omega)^2 + \eta(\omega), \quad (4)$$

где $\eta(x) = e\varphi(x)/kT$, $\varphi(x)$ — потенциал, $x_D^2 = 4\pi e^2 N_D / \epsilon kT$ — квадрат обратной длины Дебая, ω — ширина ОПЗ.

Отметим, что ввиду сложного характера зависимости $\gamma_n(x)$ получить аналитическое выражение для фототока не удастся. Поэтому целесообразно более подробно рассмотреть функцию $\gamma_n(x)$. На рисунке построена зависимость $\gamma_n(x)$ с использованием параметров для ZnO ($E_0 = 60$ мэВ, $a_B \approx 20 \text{ \AA}$ [4]) в предположении, что $\omega = 10^{-5}$ см, а $x_D = 10^{12}$ см $^{-2}$ (что характерно для сильно легированных полупроводников).

Как видно из рисунка, при значениях x , близких к ω , т. е. вблизи квазинейтральной области, $\gamma_n(x)$ мала. С приближением к поверхности, когда $F(x) \geq 10^5$ В/см, $\gamma_n(x)$ начинает резко возрастать, причем этот рост можно хорошо аппроксимировать линейной зависимостью. Отметим, однако, что при использовании линейного приближения под ω правильнее понимать не всю область пространственного заряда, а несколько



Рассчитанная для кристаллов ZnO вероятность полевой диссоциации экситонов.

меньшую — от некоторого значения, соответствующего порогу полевой диссоциации экситонов, до поверхности.

Таким образом, $\gamma_n(x)$ можно представить в виде

$$\gamma_n(x) = \begin{cases} \gamma_n^0(\omega - x), & 0 < x < \omega, \\ 0, & x \geq \omega. \end{cases} \quad (5)$$

Отметим, что, правильно выбрав пороговое значение ω и разлагая (3) в ряд в точке ω , можно определить введенный нами параметр γ_n^0 , характеризующий угол наклона на рисунке. Используя (1), (2) и (5), скорость генерации можно представить в виде

$$g(x) = [\gamma_r + \gamma_n^0(\omega - x)] \sum_{i=1}^2 \Phi_i a_i e^{-\alpha_i x}, \quad (6)$$

где

$$\Phi_1 = \frac{\Phi_0 \tau_{ex}}{1 - \alpha^2 L_{ex}^2}, \quad \Phi_2 = -\frac{\Phi_0 \tau_{ex}}{1 - \alpha^2 L_{ex}^2} \frac{(\gamma + \alpha) L_{ex}^2 a}{1 + \gamma L_{ex}}, \quad \alpha_1 = \alpha, \quad \alpha_2 = L_{ex}^{-1}. \quad (6a)$$

Выражение (6) отличается от аналогичного выражения в [2] наличием второго члена в квадратных скобках, который зависит от x . Так как при $x \geq \omega$ этот член равен нулю, то и решение уравнения непрерывности для дырок $dq_p/dx = g(x)$ в этой области будет таким же, как и в [2], для квазинейтральной области.

В области $x < \omega$, пренебрегая рекомбинацией электронов и дырок, для плотности потока дырок получим

$$q_p(x) = q_p(0) + \int_0^x g(x) dx = q_p(0) + \gamma_{\tau} \sum_{i=1}^2 \Phi_i (1 - e^{-\alpha_i x}) + \gamma_{\Pi}^0 \sum_{i=1}^2 \frac{\Phi_i}{\alpha_i} \times \\ \times \{ \alpha_i \omega (1 - e^{-\alpha_i x}) - [1 - e^{-\alpha_i x} (\alpha_i x + 1)] \}. \quad (7)$$

Далее, используя (7) и полученное в [2] выражение для концентрации дырок после некоторых преобразований, получим

$$p(x) = p_0 e^{-\eta_0 - \eta(x)} - \frac{e^{\eta(\omega) - \eta(x)}}{D_p} \left\{ q_p(0) I_1(x) + \sum_{i=1}^2 \Phi_i \left[\gamma_{\tau} [I_1(x) - I_{2i}(x)] + \right. \right. \\ \left. \left. + \gamma_{\Pi}^0 \frac{\alpha_i \omega - 1}{\alpha_i} [I_1(x) - I_{2i}(x)] + \gamma_{\Pi}^0 I_{3i}(x) \right] \right\}, \quad (8)$$

где

$$I_1(x) = x_D \int_0^x e^{-\eta(x') - \eta(\omega)} dx', \quad I_{2i}(x) = x_D \int_0^x e^{-\eta(x') - \alpha_i x' - \eta \omega} dx', \\ I_{3i}(x) = x_D \int_0^x x' e^{-\eta(x') - \alpha_i x' - \eta \omega} dx'. \quad (8a)$$

Для определения констант интегрирования необходимо произвести «сшивание» $p(x)$ и $q_p(x)$ в точке ω , для чего используем выражения (7) и (8) и полученные в [2] выражения $q_p(x)$ и $p(x)$ для квазинейтральной области. Решение этой системы при использовании условия $L_p x_D \gg 1$ дает

$$q_p(0) = \frac{D_p}{L_p} [P_0 e^{-\eta \omega - \eta_0} - P_n] - \sum_{i=1}^2 \Phi_i \left\{ \gamma_{\tau} \left(1 - \frac{e^{-\alpha_i \omega}}{1 + \alpha_i L_p} \right) + \frac{\gamma_{\Pi}^0}{\alpha_i} (\alpha_i \omega + e^{-\alpha_i \omega} - 1) \right\}, \quad (9)$$

$$\Delta p(\omega) = [P_0 e^{-\eta \omega - \eta_0} - P_n] + \sum_{i=1}^2 \frac{\Phi_i}{x_D D_p} \left\{ \gamma_{\tau} \left[I_{2i} - I_1 \frac{e^{-\alpha_i \omega}}{1 + \alpha_i L_p} \right] + \right. \\ \left. + \gamma_{\Pi}^0 [(\alpha_i \omega - 1) I_{2i} + I_1 e^{-\alpha_i \omega} - I_{3i}] \right\}, \quad (10)$$

где $I_1 = I(\omega)$, $I_{2i} = I_{2i}(\omega)$, $I_{3i} = I_{3i}(\omega)$.

В пренебрежении рекомбинацией носителей в ОПЗ для полного тока можно записать

$$\frac{J}{e} = \frac{D_n x_D}{I_4(\omega)} [n(\omega) e^{-(\eta \omega - \eta_0)} - n_0] + q_p(\omega) - \frac{\int_0^{\omega} I_4(x) g(x) dx}{I_4(\omega)}, \quad (11)$$

где

$$I_4(x) = x_D \int_0^x e^{-\eta(x') - \eta_0} dx'.$$

Подставляя в (11) полученные нами выражения для $q_p(\omega)$ и $g(x)$, используя реальное для случая обеднения приближение $x_D \omega \gg 1$, после соответствующего интегрирования в последнем слагаемом выражения и некоторых преобразованиях окончательно получим

$$J = e \left\{ \mu_n E_0 [n_n e^{-\eta \omega - \eta_0} - n_0] + \frac{D_p}{L_p} [P_0 e^{-\eta \omega - \eta_0} - P_n] - \gamma_{\tau} \sum_{i=1}^2 \Phi_i \times \right. \\ \left. \times \left[\frac{1}{1 + \alpha_i / \eta_i(0)} - \frac{e^{-\alpha_i \omega}}{1 + \alpha_i L_p} \right] - \gamma_{\Pi}^0 \sum_{i=1}^2 \Phi_i \left[\frac{\omega - 1/\alpha_i}{1 + \alpha_i / \eta_i'(0)} - \frac{\eta_i'(0)}{[\eta_i'(0) + \alpha_i]^2} + \frac{e^{-\alpha_i \omega}}{\alpha_i} \right] \right\}, \quad (12)$$

где $\eta(0) = eE(0)/kT$ — безразмерная напряженность электрического поля на поверхности полупроводника. Полученное выражение по сравнению с известным из [2] содержит дополнительный член, который учитывает полевую диссоциацию генерированных светом экситонов. Здесь следует отметить, что для таких полупроводников, как, например, ZnO, у которых энергия связи экситона существенно превышает энергию тепловых колебаний решетки, при комнатной температуре и при достаточно больших полях в ОПЗ фототок обусловлен только последним слагаемым в (12), которое ввиду резкого роста γ_n^0 с полем также должно возрастать.

Аналогичные расчеты, проведенные в случае, когда $\gamma_n(x)$ используется в виде (3), приводят к выражению, отличающемуся от (12) только последним членом, обусловленным полевой диссоциацией, который имеет вид

$$\frac{16E_0^2 \eta'(0)}{e \hbar a_B} \sum_{i=1}^2 \alpha_i \Phi_i \int_0^{\omega} \left[\int_0^{x'} e^{-\frac{4E_0}{3ea_B F(x)} e^{-\alpha_i x}} dx \right] e^{-\eta(x') + \tau_{\infty} dx'}. \quad (13)$$

Как видно из анализа (13) и рисунка, характеризующего поведение подынтегральной функции, рост фототока, обусловленного полевой диссоциацией экситонов, и в этом случае имеет резко выраженный пороговый характер, что, естественно, может привести к наблюдающейся экспериментально трансформации минимума в максимум с ростом напряженности поля.

Список литературы

- [1] Паносян Ж. Р., Маргарян А. Л., Арутюнян В. М. // ФТТ. 1986. Т. 28. В. 5. С. 1518—1521.
- [2] Царенков Г. В. // ФТП. 1973. Т. 7. В. 8. С. 1518—1525.
- [3] Саченко А. В., Снитко О. В. Фотоэффекты в приповерхностных слоях полупроводников. Киев, 1984. 231 с.
- [4] Kolb D. M., Schulz H. J. // Curr. Top. Mater. Sci. Amsterdam, 1981. V. 7. P. 227—268.

Ереванский государственный университет

Получено 17.10.1988
Принято к печати 19.09.1989