

УДК 621.38

М. Ж. Гулиян

Влияние вида функции генерации электронно-дырочных пар на фотолюминесценцию из варизонной структуры с двойной инжекцией

(Представлено академиком НАН Армении В.М.Арутюняном 30/IV 1998)

В последние годы в оптоэлектронике все больший интерес вызывают возможности использования новых материалов для создания полупроводниковых светоизлучающих структур. В частности, интересные результаты получены на p^+pp^+ структурах с варизонной базой, работающих в режиме двойной инжекции (1-2). Такие структуры, излучающие в различных диапазонах длин волн, уже реализованы как на базе полупроводников типа A_3B_5 , A_2B_6 и их твердых растворов, так и на базе пористого кремния. Нами, в частности, в работе (3) исследованы особенности электролюминесценции в p^+pp^+ структуре с "длинной" варизонной базой. В настоящей работе рассмотрены процессы фотолюминесценции в такой структуре, обусловленные излучательной рекомбинацией через центры захвата и типа зона-зона в условиях развитой двойной инжекции носителей заряда в базу.

Пусть в p^+pp^+ структуре ширина запрещенной зоны п-базы линейно уменьшается в сторону p^+ -инжектора, а база освещается монохроматическим светом с интенсивностью Φ_0 со стороны широкозонного p^+ -слоя. Как и в случае электролюминесценции, воспользовавшись уравнениями непрерывности в условиях отсутствия куммуляционного эффекта и квазинейтральности электронно-дырочной плазмы $n \approx p + N_g$, получаем дифференциальное уравнение для неосновных носителей (дырок) в виде

$$\frac{d^2 p}{dx^2} \frac{2p + N_g}{p + mN_g} + \left(\frac{dp}{dx}\right)^2 \frac{(2m-1)N_g}{(p + mN_g)^2} + \frac{dp}{dx} \left\{ \frac{e(v-c)}{kT} \left[1 - \frac{m(m-1)N_g^2}{(p + mN_g)^2} \right] - \right. \\ \left. - mN_D \frac{j}{kTu_n (p + mN_g)^2} \right\} - \frac{p - p_T}{L^2} + \frac{g(x, \nu)}{D_p} = 0, \quad (1)$$

где n и p – концентрации неравновесных электронов и дырок в базе, p_T – равновесная концентрация дырок, N_g – концентрация мелких доноров в базе,

$v, c = -\frac{\nabla E_{v,c}}{e}$ – градиенты v и c зон, j – плотность полного тока, протекающего через структуру; $b = u_n / u_p$, $m = b / (b + 1)$, $L_p^2 = mD_p\tau_p$, u_n, u_p – подвижности электронов и дырок, соответственно, D_p – коэффициент диффузии дырок, τ_p – время жизни дырок, $g(x, \nu)$ – функция генерации, зависящая от координаты x и частоты падающего излучения.

При уровнях инжекции, когда $2p \ll N_D$, уравнение (1) приводится к упрощенному виду и его решение, с учетом граничных условий $j_n(0) = j_p(d) = 0$, имеет вид

$$p(x) = \frac{e^{\lambda x}}{sh\omega d} \left\{ [p(0) - p_0] sh\omega(d-x) + e^{-\lambda d} sh\omega x [p(d) - p_0 e^{\lambda_0 d}] \right\} + p_0 e^{\lambda_0 x}, \quad (2)$$

где

$$p(0) = \left(\frac{j\tau_p}{l} + \lambda_0 L_p^2 Y_0(0) - L_p^2 Y_1(0) \right) \times \\ \times \left[\omega ch\omega d - \lambda + \frac{p_0 e^{\lambda_0 d} \omega}{bN_g sh\omega d} e^{-\lambda d} \right] + p_0 - Y_0(0), \quad (3)$$

$$p(d) = \left(\frac{j\tau_p}{l} + \lambda_0 L_p^2 Y_0(0) - L_p^2 Y_1(0) \right) \times \\ \times \left[\frac{\omega e^{\lambda d}}{sh\omega d} + \frac{p_0 e^{\lambda_0 d}}{bN_g} (\omega ch\omega d + \lambda) \right] + p_0 e^{\lambda_0 d}. \quad (4)$$

В случае уменьшения ширины запрещенной зоны с ростом координаты имеем

$$p_0 \approx \frac{n_{im}}{N_g} \left[1 + \left(\frac{eL_p}{kT} \right)^2 (v-c) - \frac{j}{eu_n N_g} \right].$$

В уравнениях (3) и (4) приняты следующие обозначения:

$$\lambda = -\frac{e}{kT} \left(v - c - \frac{j}{eu_n N_g} \right), \quad \lambda_0 = -\frac{e}{kT} (v - c), \quad \omega^2 = \sqrt{\lambda^2 - L_p^{-2}}, \quad (5)$$

$Y_0(x)$ и $Y_1(x)$ имеют интегральную форму и здесь не выписаны (см.(4)). Для упрощения расчетов примем, что функция генерации имеет дельтаобразный вид (случай облучения монохроматической волной):

$$g(x, \nu) = \Phi_0 \delta(x - x_g), \quad (6)$$

где $\delta(x - x_g)$ – дельта-функция, x_g – плоскость, в которой $E_g(x_g) = h\nu$. В этом случае для $Y_0(x)$ и $Y_1(x)$ нетрудно получить более простые выражения:

$$Y_0(x) = \frac{\Phi_0}{\omega D_p} e^{\lambda(x-x_g)} sh\omega(x_g - x), \quad (7)$$

$$Y_1(x) = \frac{\partial Y_0(x)}{\partial x} = \frac{\Phi_0}{\omega D_p} e^{\lambda(x-x_g)} \{ \lambda sh \omega(x_g - x) - \omega ch \omega(x_g - x) \}. \quad (8)$$

Ниже рассматривается также случай "смешанной" корневой зависимости коэффициента поглощения от энергии фотонов.

В настоящей работе, как уже отмечалось, нами вычислены интенсивности примесного рекомбинационного излучения и рекомбинационного излучения типа зона-зона. Интенсивность излучательной рекомбинации, как известно, описывается интегралом

$$\Phi_M = \int_0^d \frac{P - P_T}{\tau_{pi}} dx \quad (9)$$

в случае рекомбинации через локальные центры захвата и интегралом

$$\Phi_A = \beta \int_0^d (np - n_{im}^2) dx \quad (10)$$

в случае межзонной рекомбинации.

В (9) и (10) τ_{pi} — время излучательной рекомбинации через центры, β — вероятность перехода зона-зона. При наших расчетах они принимались постоянными величинами, не зависящими от концентрации инжектированных носителей заряда.

Вычисления интеграла (9) для случая излучательной рекомбинации через центры показали, что интенсивность фотоизлучения линейно зависит от интенсивности Φ_0 падающего света

$$\Phi'_M - \Phi'_{Mel} = A \Phi'_0, \quad (11)$$

где $\Phi'_M = \frac{\Phi_M d}{b D_p N_g}$, $\Phi'_0 = \frac{\Phi_0 d}{b D_p N_g}$ — безразмерные величины, описывающие

интенсивности, Φ'_{Mel} — часть излучения, обусловленного электролюминесценцией, выражение для которой приведено в работе (3), A — некоторый коэффициент, аналитическое выражение для которого из-за громоздкости здесь не приводится. В частности, в области сравнительно малых значений тока

$$A \approx \frac{e^{\frac{d-x_g}{L_p}}}{2} \left(1 + \frac{i + \lambda_0 d}{2} \right), \quad (12)$$

где через $i = j \frac{d}{e b D_p N_g}$ записано выражение для тока, протекающего через струк-

туру. В области больших значений тока коэффициент A имеет более сложный вид с экспоненциальными членами и в большей степени зависит от плотности тока:

$$A \approx \frac{1}{2} \left(\frac{i^2 \left(\frac{L_p}{d} \right)^2}{2} + 1 \right)^{-1} e^{i \left(1 - \frac{x_g}{d} \right)} - e^{\frac{i x_g}{2 d}}. \quad (13)$$

Анализ показывает, что, как и ожидалось, интенсивность мономолекулярного рекомбинационного излучения линейно растет с увеличением интенсивности

падающего излучения Φ_0 . Зависимость Φ'_M от тока носит более сложный характер и в выражение для Φ'_M входят как полиномальные, так и экспоненциальные составляющие от тока, что обусловлено сложными процессами, протекающими в структуре со сложной зонной диаграммой.

Особый интерес вызывает излучательная межзонная рекомбинация, так как в этом случае в зависимости $\Phi_B(\Phi_0)$ участвуют как линейные, так и квадратичные члены:

$$\Phi_B = \Phi_{BE} + A'\Phi_0 + B'\Phi_0^2. \quad (14)$$

Для интеграла (10) получается весьма громоздкое выражение. Ограничимся обсуждением результатов для предельных случаев малых и больших токов. В случае сравнительно малых токов нетрудно получить выражения

$$A' \approx \beta\tau_p N_g \left\{ i^2 \frac{bL_p}{32d} e^{\frac{3d}{L_p}} (2 - \lambda_0 d - i) - i^2 \frac{b}{4} \left(\frac{L_p}{d} \right)^2 e^{\frac{2d}{L_p}} \right\}, \quad (15)$$

$$B' \approx \beta\tau_p^2 \frac{d}{L_p^2} \left\{ \frac{L_p}{4d} e^{\frac{2d}{L_p}} \left(\frac{1}{2} + \frac{L_p}{d} \lambda_0 d - i \lambda_0 d - i \frac{L_p}{d} (1 - \lambda_0 d) - i^2 \frac{3L_p}{d} \right) + \right. \\ \left. + i \frac{L_p}{16d} e^{\frac{3d}{L_p}} \left(i \frac{L_p}{d} - 2 + \lambda_0 d \right) \right\}. \quad (16)$$

При малости коэффициента B' по сравнению с A' при очень малых токах следует линейная зависимость интенсивности излучения от Φ_0 . Однако с возрастанием тока в структуре A' и B' монотонно возрастают и уже в области больших токов вклад членов с Φ_0^2 существенно увеличивается из-за экспоненциальных зависимостей от тока составляющих коэффициентов A' и B' . В этой области выражения (15) и (16) упрощаются и зависимость $\Phi_B(\Phi_0)$ принимает следующий вид:

$$\Phi_B \approx \Phi_{BE} + \Phi_0 \beta\tau_p N_g \left\{ b \left(\frac{L_p}{d} \right)^2 i^2 e^i + \frac{e^i}{10} \left(b + \frac{1}{\beta\tau_p} \right) \right\} + \\ + \Phi_0^2 \beta\tau_p^2 \frac{d}{L_p^2} \left\{ \frac{e^{2i}}{20i} + \left(\frac{d}{L_p} \right)^2 \frac{e^{1,2i}}{i^3} \right\}. \quad (17)$$

Рассмотрим случай, соответствующий отличной от (6) зависимости функции генерации для структуры на основе $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$, воспользовавшись результатами, полученными в (5), для коэффициента поглощения. В области $h\nu \geq E_g(x)$ была получена смещенная корневая зависимость

$$\alpha(x, \nu) = \alpha_0 \sqrt{\frac{h\nu - E_{g0} + \nabla E_g x}{E_1} + 1}, \quad (18)$$

а для $h\nu < E_g(x)$ ($x < x_g$) справедлив закон Урбаха

$$\alpha(x, \nu) = \alpha_0 \exp\left(\frac{h\nu - E_{g0} + \nabla E_g x}{E}\right), \quad (19)$$

где α_0 — коэффициент поглощения при $h\nu = E_{g0}(x)$, $x = 0$.

Для того, чтобы излучательная межзонная рекомбинация была наиболее эффективной, надо, чтобы поглощение квантов в области энергий $h\nu < E_g(x)$ было малым. При $h\nu \geq E_g(x)$ в области базы работает только смещенный квадратичный закон (18). Для упрощения последующих расчетов примем $h\nu = E_{g0}$. Интенсивность поглощенного излучения в точке $x = x_g$, как обычно, вычисляется из формулы (поглощением в тонком слое p^+ эмиттера пренебрегается)

$$\Phi(x_g) = \Phi_0 \exp\left(-\int_0^{x_g} \alpha(x, \nu) dx\right). \quad (20)$$

Для доли поглощенной интенсивности B до точки $x = x_g$ легко получить следующее выражение:

$$B = \frac{\Phi_0 - \Phi(x_g)}{\Phi_0} = 1 - \exp\left\{\frac{2\alpha_0 E_1}{3\nabla E_g} \left[1 - \left(\frac{\nabla E_g x_g}{E_1} + 1\right)^{\frac{3}{2}}\right]\right\}. \quad (21)$$

В этом случае функция генерации имеет сложный вид и интегрирование y_0 и Y_1 не представляется возможным, но поскольку $g(x, \nu)$ является колоколообразной функцией от x , то имеющуюся зависимость можно сгладить методом наименьших квадратов, как в (6), гауссовой кривой. В этом приближении формулы (14) и (17) не изменяются. Подставляя $B\Phi_0$ вместо Φ_0 , в результатах (14) и (17) получим более реальную зависимость для интенсивности фотолюминесценции. Такую подстановку можно сделать исходя из результатов работы (3).

На рис.1-3 показано несколько графических зависимостей, позволяющих более наглядно обсудить полученные для межзонной излучательной рекомбинации аналитические результаты. На рис.1 приведена зависимость интенсивности фотоизлучения (отн.ед.) от энергии фотонов, вызывающих фотолюминесценцию, для различных E_{g0} и постоянных E_{gd} и d . Точки максимумов кривых, соответствующих смещенной корневой зависимости для $\alpha(x, \nu)$ (сплошные линии), определяются минимальным значением излучения, поглощенного в Урбаховском хвосте. Каждому значению E_{g0} из-за варизонности базы структуры соответствует некоторое значение $h\nu$, при котором интенсивность излучения резко уменьшается. На рис.2 представлена токовая зависимость $\Phi(i)$ для фиксированного значения тока i и различных $h\nu$. Начиная с некоторого значения тока i из-за экспоненциального возрастания коэффициента у Φ_0^2 в выражении (17) ожидается резкое возрастание интенсивности

фотоизлучения (на 2 порядка). На рис.3 представлена зависимость доли B поглощенного в базе излучения для различных градиентов энергетических зон базы. С увеличением градиента увеличивается доля поглощенного излучения в приповерхностном слое базы и, соответственно, уменьшается "мертвый слой". Это приведет к нарастанию темпа излучательной рекомбинации, а следовательно и увеличению интенсивности излучения.

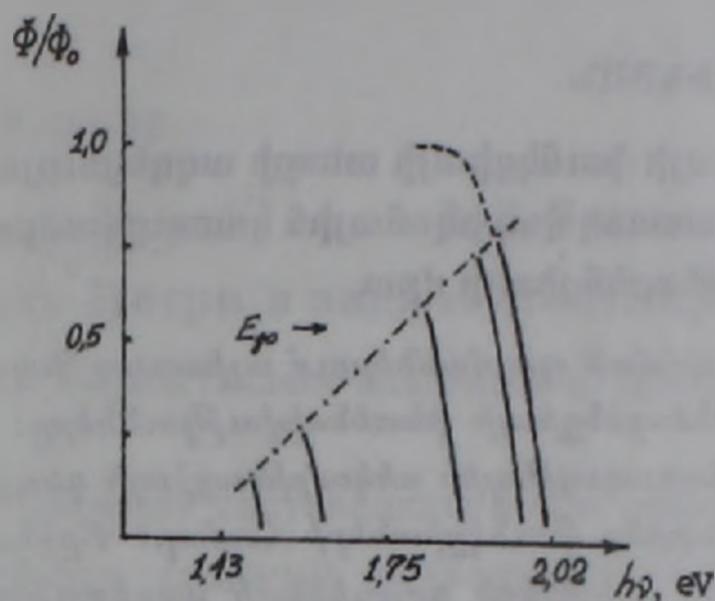


Рис.1.

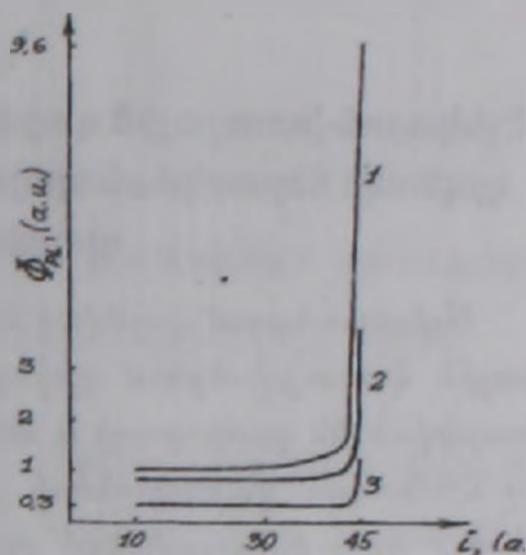


Рис.2.

Рис.1. Зависимость поглощенного в точке $x_g = 0,2d$ излучения для различных E_{g0} в области значений $h\nu \geq E_g(x_g)$ (сплошные линии). Пунктирная линия, соответствующая поглощению, связанному с Урбаховским "хвостом", для всех графиков стремится к насыщению в точке $\Phi / \Phi_0 = 1$.

Рис.2. Зависимость $\Phi_B(i)$ для случаев $x_g/d = 0,2, h\nu$ (эВ): 1- 1,8, 2- 1,9, 3- 1,95.

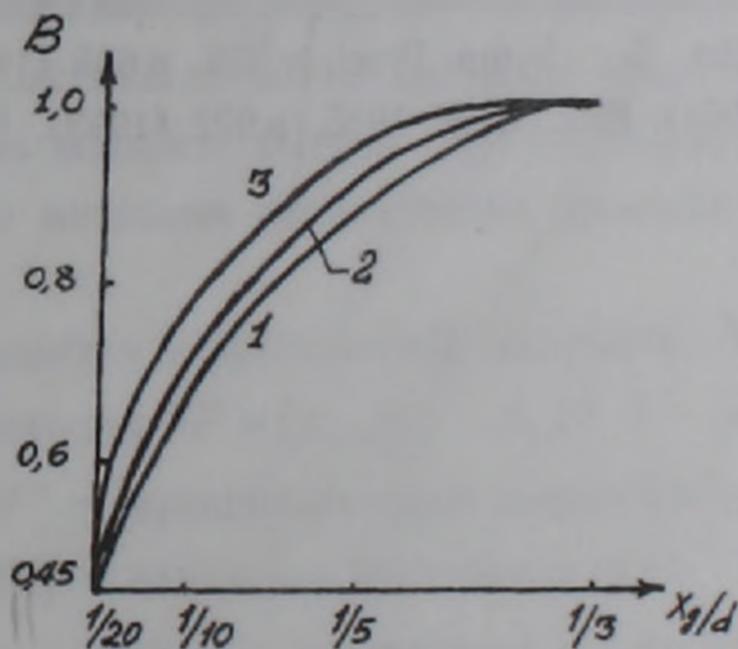


Рис.3. Зависимость доли поглощенной интенсивности B в приповерхностном слое базы для различных ∇E_{g0} (В/см): 1- 0, 2- 100, 3- 485.

Заметим также, что из полученных выше результатов следует, что помимо известной линейной зависимости (в случае межзонной излучательной рекомбинации) при сравнительно больших плотностях тока могут превалировать квадратичная зависимость интенсивности фотоизлучения освещения и более крутые зависимости Φ от плотности тока. Подобные зависимости на-

блюдались на опыте на структурах, изготовленных из различных полупроводниковых соединений и из пористого кремния (7-10).

Выражаю глубокую благодарность проф. В.М. Арутюняну за постановку задачи и руководство работой.

Ереванский государственный университет

Մ. Ժ. ՂՈՒԼԻՆՅԱՆ

Էլեկտրոն-խոռոչային զույգերի գեներացիայի ֆունկցիայի տեսքի ազդեցությունը կրկնակի ներարկման պայմաններում աշխատող վարիզոնային կառուցվածքում գրգռվող ֆոտոլյումինեսցենցիայի վրա

Աշխատանքում հաշվված են կրկնակի ներարկման պայմաններում աշխատող վարիզոնային կառուցվածքում գրգռվող ֆոտոլյումինեսցենցիայի ինտենսիվությունները: Դիտարկված են գոտի-գոտի և մոնոմոլեկուլյար ճառագայթային ռեկոմբինացիայի դեպքերը ոչ հիմնական լիցքակիրների գեներացիայի տարբեր ֆունկցիաների համար: Քրոնարկված է նաև կառուցվածքի բազայի էներգետիկ գոտիների գրադիենտի ազդեցությունը այսպես կոչված «կոլյր շերտի» վրա:

ЛИТЕРАТУРА – ՓՐԱՎԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ Г.П.Пека,Б.Ф.Коваленко, А.Н.Смоляр, Варизонные полупроводники, Киев, Выща школа, 1989.
- ² В.М.Арутюнян, А.Т.Дарбасян, ФТП, т.16, №11, с.1938-1941 (1982).
- ³ В.М.Арутюнян, М.Ж.Гулинян, Изв. НАН Армении. Физика, Изд.ЕГУ, т.32, №1, 35-43 (1997).
- ⁴ В.М.Арутюнян, А.Т.Дарбасян, Межвуз. сб. Физика, Изд.ЕГУ, вып.7, с.74-83 (1987).
- ⁵ В.Мопетар, К.Шик, G.Petit, J. Appl. Phys., v.47, p.2604 (1976).
- ⁶ G.Sassi, Solar Cells, v.10, p.295 (1983).
- ⁷ J.Xu, Electron Dev. Lett., v.15, p.507 (1994).
- ⁸ H.Mimura, Mater. Res. Soc. Symp. Proc., v.358, p.635 (1994).
- ⁹ L.Pavesi, J. Appl. Phys., v.75, p.780 (1994); Proc. SPIE 1985, p.632 (1993).
- ¹⁰ K.D.Hirshman, Nature, v.384, p.338 (1996).