

РАДИОФИЗИКА

УДК 539.25:620.187

ЛОКАЛЬНАЯ КАТОДОЛУМИНЕСЦЕНЦИЯ ВАРИЗОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

В. И. Петров, Е. Е. Скворцова, А. В. Шабалин

(кафедра электроники)

Получено выражение для пространственного распределения неравновесных носителей в варизонном полупроводнике при возбуждении сфокусированным электронным зондом. Из сравнения расчетных спектров с экспериментальными оценены диффузионная длина и приведенная скорость поверхностной рекомбинации.

Люминесцентный контроль параметров варизонных полупроводников привлекает интерес в связи с их использованием в ряде полупроводниковых приборов [1, 2].

Диффузионно-дрейфовое смещение неосновных неравновесных носителей в глубь варизонного полупроводника под действием встроенного квазиэлектрического поля \mathcal{E} , обусловленного градиентом ширины запрещенной зоны E_g ($\vec{\mathcal{E}} = -(1/e)\text{grad } E_g$), существенно изменяет вид спектра рекомбинационного излучения, приводя к расширению полосы излучения в длинноволновую сторону. Этот эффект экспериментально наблюдался в электролюминесценции [3] и фотолюминесценции [4] твердых растворов $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ переменного состава. В работе [5] показано, как из сравнения расчетных и экспериментальных спектров фотолюминесценции варизонного полупроводника можно определить диффузионную длину и скорость поверхностной рекомбинации неосновных носителей. Для этого было решено одномерное уравнение диффузии и получено выражение, описывающее длинноволновую часть спектра. Возбуждение и регистрация люминесценции проводились с широкозонной стороны образцов, приготовленных с помощью техники «обратных шлифов».

В данной работе решается задача о трехмерном распределении неосновных неравновесных носителей в варизонном полупроводнике при возбуждении сфокусированным электронным пучком и проводится расчет длинноволнового спада спектра катодолюминесценции (КЛ). Рекомбинационные параметры определяются путем «подгонки» расчетных кривых к экспериментальному спектру. При этом спектры измеряются со скола образца при возбуждении сфокусированным электронным пучком, в связи с чем отпадает необходимость в специальном приотворении образцов.

Пусть электронный пучок падает на поверхность полубесконечного варизонного полупроводника с линейным изменением ширины запрещенной зоны ($\text{grad } E_g = \text{const}$). Начало координат совместим с точкой падения электронного пучка, ось Ox направим вдоль встроенного квазиэлектрического поля \mathcal{E} , а ось Oz — вдоль электронного пучка в глубь образца.

Распределение неосновных неравновесных носителей при наличии поля подчиняется стационарному уравнению диффузии

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} - 2a \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{I_p}{L^2} + \frac{g(x, y, z)}{D} = 0, \quad (1)$$

где p — концентрация неосновных неравновесных носителей (дырок), $a = e\mathcal{E}/(2kT)$, L и D — соответственно диффузионная длина и коэффициент диффузии дырок, g — функция генерации. Граничные условия уравнения (1) имеют вид $D(\partial p/\partial z)_{z=0} = Sp_{z=0}$, где S — скорость поверхностной рекомбинации.

Применяя метод функции Грина для интегрирования уравнения (1), находим решение в виде

$$p(x, y, z) = e^{ax} \int_{-\infty}^{\infty} d\xi \int_{-\infty}^{\infty} d\eta \int_0^{\infty} \frac{g(\xi, \eta, \zeta)}{D} e^{-a\xi} G(x, y, z; \xi, \eta, \zeta) d\zeta,$$

где x, y, z и ξ, η, ζ — координаты точек наблюдения и точек источника соответственно, G — функция Грина, которая дается выражением

$$G(x, y, z; \xi, \eta, \zeta) = \frac{\exp[-\kappa \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z-\zeta)^2}]}{4\pi \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z-\zeta)^2}} +$$

$$+ \frac{\exp[-\kappa \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z+\zeta)^2}]}{4\pi \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z+\zeta)^2}} -$$

$$- \frac{h}{2\pi} \int_{\xi}^{\infty} \frac{\exp h(\xi-t) \exp[-\kappa \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z+t)^2}]}{\sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z+t)^2}} dt,$$

где $\kappa^2 = a^2 + 1/L^2$, $h = S/D$ — приведенная скорость поверхностной рекомбинации. Отметим, что полученное выражение для функции Грина совпадает при $a=0$ с найденным в работе [5] для гомозонных полупроводников.

При низких уровнях возбуждения, когда имеет место межзонная рекомбинация, интенсивность КЛ $I(x)$ в сечении x , если пренебречь изменением условий рекомбинации в приповерхностной области пространственного заряда [6], может быть записана в виде

$$I(x) = (1/\tau_r) \int p(x, y, z) dy dz, \quad (2)$$

где τ_r — излучательное время жизни неосновных носителей. Так как энергия излучаемых фотонов $h\nu(x) = E_g(x)$, при линейной зависимости ширины запрещенной зоны от координаты $dE_g/dx = e\mathcal{E}$ получаем, что

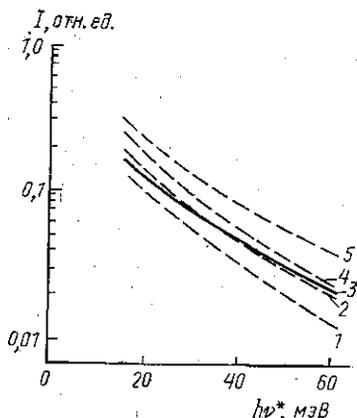
$$x = h\nu^*/(e\mathcal{E}), \quad (3)$$

где энергия $h\nu^*$ отсчитывается от значения E_g в точке падения электронного пучка ($h\nu^* = h\nu(x) - E_g(0)$). Следовательно, с помощью подстановки (3) можно перейти от пространственного распределения интенсивности, которое дается выражением (2), к энергетическому, т. е. спектру КЛ:

$$I(h\nu^*/e\mathcal{E}) = (1/\tau_r) \int p(h\nu^*/e\mathcal{E}, y, z) dy dz.$$

Таким образом, зная распределение неравновесных носителей $p(x, y, z)$ и считая, что h и κ — параметры, a и \mathcal{E} — известные величины, можно рассчитать семейство кривых, описывающих длинноволновую часть спектра, и, сравнивая эти кривые с экспериментальными спектрами, определить приведенную скорость поверхностной рекомбинации S/D и диффузионную длину неосновных носителей L .

Длинноволновые спады при 80 К экспериментального и расчетных спектров катодолюминесценции варизонного твердого раствора $\text{InAs}_{1-x-y}\text{Sb}_x\text{P}_y$ ($dE_g/dx = 1,6$ мэВ/мкм). Сплошная кривая (3) — эксперимент, пунктирные — расчет при следующих значениях параметров: 1 — $L=6$ мкм, $h=10^5$ см $^{-1}$; 2 — $L=6$ мкм, $h=5 \cdot 10^3$ см $^{-1}$; 4 — $L=6$ мкм, $h=10^2$ см $^{-1}$; 5 — $L=8$ мкм, $h=10^3$ см $^{-1}$.



Теоретические спектры рассчитывались для точечного источника на ЭВМ. Экспериментальные спектры измерялись на варизонных полупроводниковых растворах $\text{InAs}_{1-x-y}\text{Sb}_x\text{P}_y$ ($0,05 \leq x \leq 0,12$, $0 \leq y \leq 0,16$) при 80 К в растровом электронном микроскопе, оборудованном приставкой для КЛ. Сравнение длинноволновых спадов спектров показано на рисунке. Как видно из рисунка, наилучшим приближением к экспериментальному спектру является кривая, рассчитанная при значениях параметров $L=6$ мкм и $S/D=5 \cdot 10^3$ см $^{-1}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Царенков Г. В. // ФТП. 1975. 9, № 2. С. 253—262. [2] Kogaai M., Takahashi K. // J. Appl. Phys. 1975. 46, N 8. P. 3542—3546. [3] Алферов Ж. И. и др. // ФТП. 1969. 3, № 4. С. 541—545. [4] Коваленко В. Ф., Марончук И. Е. // ФТП. 1974. 8, № 7. С. 1366—1368. [5] Van Roosbroeck W. // J. Appl. Phys. 26, N 4. P. 380—391. [6] Dmitruk N. L., Litovchenko V. G., Tafat G. H. // Surf. Sci. 1978. 72. P. 321—341.

Поступила в редакцию
02.02.87

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1987. Т. 23, № 6

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 534.222

**КВАЗИСИНХРОННОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ПЛОСКИХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН
КОНЕЧНОЙ АМПЛИТУДЫ ДВИЖУЩИМИСЯ δ -ЛОКАЛИЗОВАННЫМИ
ИСТОЧНИКАМИ**

В. Э. Гусев

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Получено явное аналитическое описание процесса генерации нелинейного звука движущимися дельта-локализованными в пространстве источниками.

Развитие теоретических методов анализа процессов генерации нелинейного звука движущимися бестелесными объемными источниками инициируется расширением круга возможных физических приложений. Учет нелинейных акустических эффектов оказался принципиально важным в исследованиях вынужденного рассеяния Мандельштама—Бриллюэна [1], возбуждения звука сканирующим световым лучом [2, 3], установления колебаний в акустических резонаторах [4]. Эффективное взаимодействие с волнами деформации препятствует преодолению звукового барьера электронно-дырочными (ЭД) каплями [5]. Результаты экспериментов [6—8] свидетельствуют о возможности движения ударного фронта ЭД плазмы и фронта плавления кристалла с околосвуковыми скоростями. Поэтому в этих условиях процессы квазисинхронного возбуждения нелинейного звука также могут играть важную роль. Движущиеся источники акустических волн в этих случаях являются δ -локализованными в пространстве: на фронте ЭД плазмы либо границе расплав—кристалл.

Генерация акустических волн конечной амплитуды объемными источниками, движущимися с околосвуковой скоростью, может быть описана уравнением [2]

$$D_t - \Delta D_\xi - \varepsilon c_0 D D_\xi = f_\xi, \quad D(\xi, t=0) = 0. \quad (1)$$

Здесь $\xi = x - vt$ — сопровождающая координата, v — скорость источников, c_0 — скорость звука, $\Delta = v - c_0$ — расстройка скоростей ($|\Delta| \ll c_0$), ε — нелинейный акустический параметр, $D = U_\xi$ — деформация кристалла; U — смещение в акустической волне, функция $f_\xi(\xi)$ описывает пространственное распределение источников звука. Неоднородное квазилинейное уравнение (1) может быть исследовано на фазовой плоскости [3, 4], для частных видов функции $f(\xi)$ могут быть указаны аналитические решения в явном виде [9, 10]. В обоих случаях дальнейшее использование полученных результатов (например, для расчета обратного влияния акустических волн на источник [11]) затруднительно. Таким образом, возникает необходимость нахождения профилей звуковых волн, удовлетворяющих (1), в явном виде (хотя бы для некоторых модельных распределений источников). Отметим, что подобное решение для периодической пилообразной правой части найдено в [1]. В настоящей работе получено описание в явном виде профилей нелинейных волн деформации, возбуждаемых δ -локализованными в пространстве источниками.

Полагая в правой части уравнения (1) $f = f_0 \Theta(\xi)$, где $\Theta(\xi)$ — единичная функция, получаем

$$D_t - \Delta D_\xi - \varepsilon c_0 D D_\xi = (\text{sign } f_0) |f_0| \delta(\xi). \quad (2)$$

Здесь $\delta(\xi)$ — дельта-функция Дирака. При анализе генерации звука ЭД плазмой за счет деформационного механизма $|f_0| = |d| n_{\Phi P} / 2 \rho_0 c_0$, где d — константа деформационного потенциала ЭД пары, $n_{\Phi P}$ — концентрация плазмы на фронте, ρ_0 — равнове-