

ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ИМПУЛЬСНОГО ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ ВАРИЗОННЫХ СТРУКТУР

Пека Г. П., Токалин О. А., Химичев А. И.

Рассматривается возможность применения варизонных структур в качестве люминесцентных детекторов импульсного рентгеновского и гамма-излучений в малых объемах полупроводниковых приборов. Показано, что эффективная толщина чувствительной области $d_{эфф}$ зависит от ряда параметров образца: градиента ширины запрещенной зоны, толщин подложки и варизонного слоя, энергии максимума люминесценции на узкозонной стороне слоя и ширины запрещенной зоны подложки. Удаление части подложки или слоя с узкозонной стороны может быть использовано для регулирования $d_{эфф}$ в пределах от единиц до десятков мкм. Экспериментальные результаты, полученные при импульсном облучении структур $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$, легированных кремнием, подтверждают возможность их использования для детектирования коротких ($\sim 10^{-8}$ с) гамма-импульсов.

Определение поглощенных доз рентгеновского или гамма-излучения в малых объемах полупроводниковых приборов, которые характерны для современной микроэлектроники, представляет собой сложную задачу. Ее специфика заключается в том, что размеры активных областей сравнимы с длинами пробега комптоновских и фотоэлектронов, и поэтому поглощенные в этих объемах дозы существенно отличаются от равновесных доз в «толстых» детекторах, обычно используемых для дозиметрии. В результате этого в экспериментах по облучению приборов обычно наблюдается зависимость радиационных эффектов от их геометрии и конструкции [1-5]. Эта неоднозначность вынуждает либо производить дополнительные достаточно трудоемкие расчеты распределения поглощенной энергии [6-8], либо использовать детекторы, размеры чувствительных областей которых близки к исследуемым [4, 5, 9].

В еще большей степени эта задача усложняется в случае импульсного облучения, когда требуются высокое быстродействие и помехоустойчивость. При этом величина полезного сигнала примерно пропорциональна чувствительному объему детектора и уменьшение его размеров ведет к ухудшению помехоустойчивости. Использование же детекторов в режиме накопления (например, на основе ПЗС [4, 9]) резко ограничивает их быстродействие. Такая противоречивость требований к детекторам указывает на необходимость достижения компромисса при выборе детектора. Здесь показана возможность использования рентгенолюминесценции (РЛ) варизонных структур на основе твердых растворов полупроводников переменного состава для детектирования импульсных ионизирующих излучений в слоях малой толщины.

Важной особенностью варизонных структур применительно к рассматриваемой задаче является то, что вследствие связи энергии рекомбинационных фотонов с глубиной их генерации спектральный состав РЛ характеризует распределение по толщине слоя поглощенной дозы облучения. Поэтому, выделяя определенный участок спектра РЛ, можно получать среднее значение дозы за импульс в некоторой ограниченной области слоя. В частности, при выводе РЛ через узкозонную слабоизлучающую подложку, на которой выращивается варизонный слой, благодаря ее фильтрующему действию регистрируемая интегральная интенсивность РЛ дает информацию о дозе, поглощенной в тонкой узкозонной области слоя, эффективная толщина которой $d_{эфф}$ существенно меньше

толщины всего слоя d . Кинетика регистрируемой РЛ при условии достаточного быстродействия характеризует скорость набора дозы облучения в импульсе. Преимуществом РЛ при этом является отсутствие электрических наводок, характерных для импульсных установок.

Интенсивность РЛ определяется скоростью излучательной рекомбинации неравновесных носителей заряда (ННЗ)

$$J = \int_0^d dz \eta T \frac{\Delta n}{\tau}, \quad (1)$$

где η — внутренний квантовый выход люминесценции, T — эффективность вывода РЛ наружу (коэффициент пропускания), которая при выводе РЛ через подложку может быть представлена в виде

$$T(z) = T_s \int_0^\infty d(h\nu) \gamma(h\nu, z) \exp \left[- \int_z^{d+d_s} dx \alpha(h\nu, x) \right], \quad (2)$$

где T_s — коэффициент вывода излучения через поверхность, $\gamma(h\nu, z)$ — форма линии рекомбинационного излучения на глубине z , $\alpha(h\nu, x)$ — коэффициент поглощения рекомбинационного излучения, $h\nu$ — энергия фотонов, d_s — толщина подложки, Δn — концентрация ННЗ, τ — их время жизни. Для определения $\Delta n(z, t)$ используется нестационарное уравнение непрерывности (при низком уровне возбуждения), в котором скорость генерации ННЗ $g(z, t)$ задается скоростью набора дозы $D(z, t)$:

$$g(z, t) = \frac{\rho(z)}{\varepsilon(z)} \frac{\partial}{\partial t} D(z, t), \quad (3)$$

где ρ — плотность, ε — средняя энергия возбуждения пары электрон—дырка, пропорциональная ширине запрещенной зоны $E_G(z)$.

Представляя в (3) $\partial D(z, t)/\partial t$ в виде $D(\xi)\delta(t)\delta(z-\xi)$, где $D(\xi)$ — доза за импульс, поглощенная на глубине $z=\xi$, из уравнения непрерывности можно найти функцию источника (функцию Грина) $G(z, \xi; t)$, которая дает распределение ННЗ для точечного импульсного возбуждения при $D(\xi)=1$. Используя преобразование Лапласа по времени для случая $\nabla E_G = \text{const}$, получим

$$G(z, \xi; \omega) = \int_0^\infty dt e^{-\omega t} G(z, \xi; t) = \rho(\xi) \tau^* \frac{[A(\xi, \omega) - \vartheta_+(z-\xi)] \exp \frac{z-\xi}{l(\omega)} - [B(\xi, \omega) - \vartheta_+(z-\xi)] \exp \frac{\xi-z}{l(\omega)}}{2\varepsilon(\xi) L^* \sqrt{1 + \omega\tau^*}} e^{a(\xi-z)}, \quad (4)$$

где $l(\omega) = L^* / \sqrt{1 + \omega\tau^*}$, $L^* = L / \sqrt{1 + (aL)^2}$, $\tau^* = \tau [1 + (aL)^2]$, $a = \nabla E_G / 2kT$, ω — комплексная переменная, L — длина диффузии ННЗ, kT — температура, $\vartheta_+(z-\xi)$ — ступенчатая функция Хевисайда, $A(\xi, \omega)$ и $B(\xi, \omega)$ — параметры, определяемые из граничных условий. Для любой зависимости $\partial D(z, t)/\partial t = D(z)f(t)$, где $f(t)$ — нормированная форма импульса облучения, с учетом (1)–(4) и свойств $G(z, \xi; \omega)$ получим для преобразования Лапласа от $J(t)$

$$J(\omega) = \int_0^d d\xi D(\xi) f(\omega) \int_0^d dz \eta T(z) \frac{G(z, \xi; \omega)}{\tau} = \eta \frac{\tau^*}{\tau} \frac{\rho_0}{\varepsilon_0} \frac{d}{L^*} T_0 f(\omega) \int_0^d d\xi D(\xi) \frac{H(\xi, \omega)}{\sqrt{1 + \omega\tau^*}}, \quad (5)$$

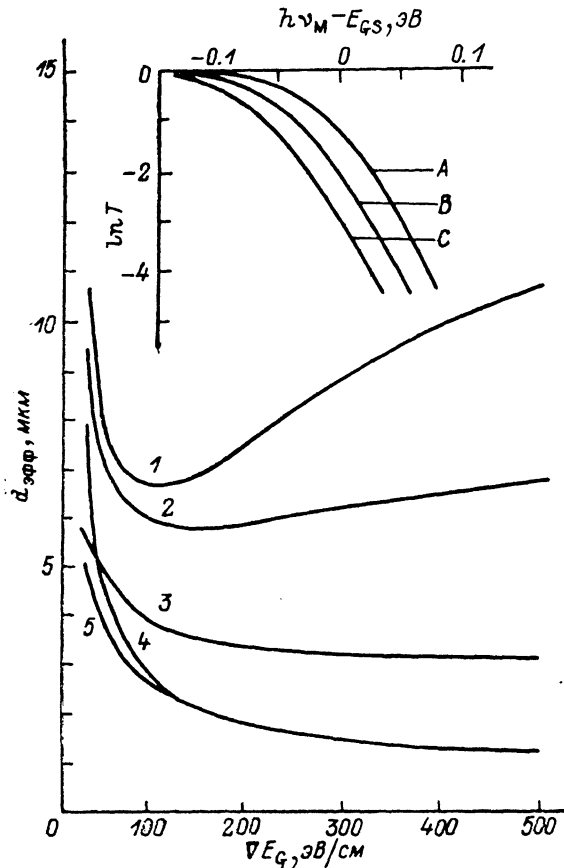
где $f(\omega) = \int_0^\infty dt e^{-\omega t} f(t)$,

$$H(\xi, \omega) = \frac{\rho_{0TH}(\xi)}{\varepsilon_{0TH}(\xi)} \int_0^d \frac{dx}{d} \frac{T(x)}{T_0} \left\{ [A - \vartheta_+(z-\xi)] e^{\frac{z-\xi}{l(\omega)}} - [B - \vartheta_+(z-\xi)] e^{\frac{\xi-z}{l(\omega)}} \right\} e^{a(\xi-z)}, \quad (6)$$

$\rho_{отн} = \rho/\rho_0$, $\epsilon_{отн} = \epsilon/\epsilon_0$, ρ_0 , ϵ_0 и T_0 — соответствующие значения параметров на поверхности слоя.

Величина $H(\xi, \omega)(1 + \omega\tau^*)^{-1/2}$, стоящая в интеграле (5), определяет как инерционность детектора, так и характерные размеры его чувствительной области $d_{эфф}$. При этом из общего вида переходной характеристики следует, что инерционность РЛ варизонных структур, которая определяется параметром τ^* , в $1 + (aL)^2$ раз меньше инерционности однородного по составу полупроводника при одинаковых значениях их времени жизни ННЗ. Так, например, для типичных значений параметров варизонных структур $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ $\nabla E_G \sim 100$ эВ/см и $L \sim 1 \div 10$ мкм, выигрыш в быстродействии варизонных структур составляет $\sim 2-10$ раз при комнатной температуре и еще больше увеличивается с понижением температуры. Чувствительная область детектора, информация о поглощенной дозе в которой выводится в виде РЛ, определяется величиной $H(\xi, \omega)$ и соответствует области, где $H(\xi, \omega)$ заметно отличается от нуля. Размер этой области зависит от t , минимален при $t=0$ и максимален при $t \rightarrow \infty$.

Для оценки максимальной величины $d_{эфф}(\omega=0)$ рассмотрим слой с $\nabla E_G > 0$, пренебрегая скоростью поверхностной рекомбинации ННЗ на узкозонной поверхности и учитывая наличие $p-n$ -перехода на глубине $d_p \ll d$, так как именно эта ситуация была реализована в эксперименте с использованием ва-



Для оценки максимальной величины $d_{эфф}(\omega=0)$ рассмотрим слой с $\nabla E_G > 0$, пренебрегая скоростью поверхностной рекомбинации ННЗ на узкозонной поверхности и учитывая наличие $p-n$ -перехода на глубине $d_p \ll d$, так как именно эта ситуация была реализована в эксперименте с использованием ва-

Рис. 1. Зависимости эффективной толщины чувствительной области $d_{эфф}$ от ∇E_G .

$d_s = 100$ мкм; $\Delta E = E_{G0} - h\nu_{M0} = 0.05$ эВ; d_p , мкм: 1, 4 — 50; 2 — 25; 3, 5 — 10; L , мкм: 1—3 — 5; 4, 5 — 1. На вставке — зависимость коэффициента пропускания T от $h\nu_M - E_{GS}$; d_s , мкм: А — 10, В — 100, С — 1000.

ризонных $p-n$ -структур $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}(\text{Si})$ на n -GaAs-подложках. Тогда определяемые из граничных условий $A(\xi)$ и $B(\xi)$, входящие в (4)–(6), имеют вид

$$A = \frac{\text{sh} \frac{d_p - \xi}{l}}{\text{ch} \frac{d_p + \psi l}{l}} \exp\left(\frac{\xi + \psi l}{l}\right),$$

$$B = -A(\xi) \exp\left(-2 \frac{\xi + \psi l}{l}\right),$$
(7)

где $2\psi = \ln(1 - al) - \ln(1 + al)$, $l = l(0)$. Учитывая то, что $H(\xi, 0)$ — убывающая до нуля функция, в качестве $d_{эфф}$ можно взять толщину, начиная с которой интеграл от H по $d\xi$ практически не возрастает. Для вычисления $H(\xi, 0)$ вначале были найдены зависимости $T(h\nu_M - E_{GS})$, где E_{GS} — ширина запрещенной зоны в подложке, $h\nu_M(z)$ — энергия максимума спектра люминесценции, определяемая из $h\nu_M(z) = E_G(z) - E_I$, E_I — эффективная глубина примесных уров-

ней, участвующих в излучательной рекомбинации. Для этого использованы известные зависимости коэффициента поглощения света в n -GaAs-подложке $\alpha(h\nu - E_{GS})$ и экспериментальные значения $\gamma(h\nu, z)$, определенные из спектров фотolumинесценции (ФЛ), возбуждаемой и регистрируемой с узкозонной стороны слоя при сканировании области возбуждения по косому шлифу. Зависимости $T(h\nu_M - E_{GS})/T_s$ для различных толщин подложки d_s приведены на вставке (рис. 1). Затем с учетом связи между $h\nu_M(z)$ и $E_G(z)$ по формуле (6) определены значения $H(\xi, 0)$, выполнено их интегрирование по ξ и определены $d_{эфф}$.

Результаты расчетов $d_{эфф}$ представлены на рис. 1, 2. Зависимость $d_{эфф}$ от ∇E_G (рис. 1), которая определяется поглощением высокоэнергетического рекомбинационного излучения подложкой, переносом НИЗ в квазиэлектрическом поле и удалением части носителей полем p - n -перехода, немонотонна, так как с ростом ∇E_G влияние этих факторов на эффективную область РЛ имеет противоположный характер. Для реальных значений параметров варизонных структур ($\nabla E_G \sim 100$ эВ/см, $L \sim 1$ мкм) величины $d_{эфф}$ составляют $1 \div 2$ мкм и зависят также от d_s (рис. 2, кривые 1-3) и величины сдвига энергии максимума люминесценции на узкозонной стороне слоя $\Delta E = E_{G0} - h\nu_{M0}$ (рис. 2, кривые 1'-3').

Полученные результаты показывают, что благодаря влиянию рассмотренных факторов эффективная толщина варизонной чувствительной области может варь-

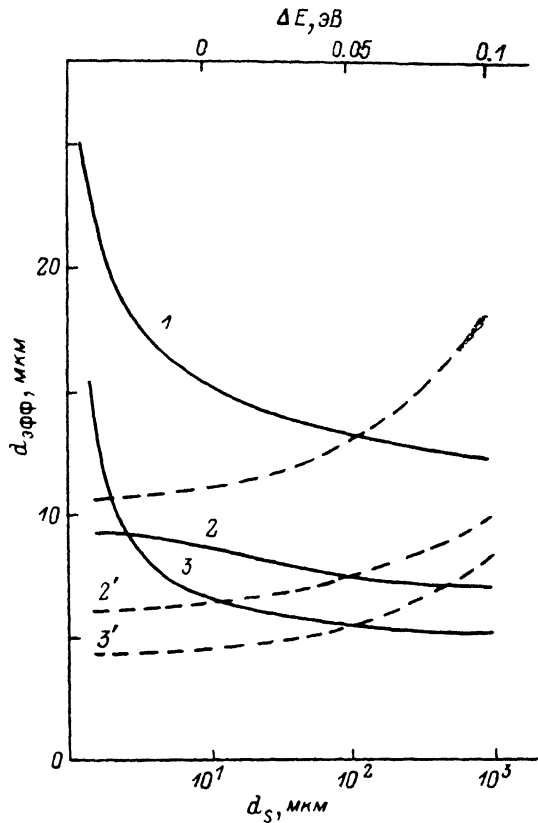


Рис. 2. Зависимости эффективной толщины $d_{эфф}$ от толщины подложки d_s (1-3) и сдвига максимума люминесценции $\Delta E = E_{G0} - h\nu_{M0}$ (1'-3').

ΔE , эВ: 1-3 — 0.05; d_s , мкм: 1'-3' — 100; d_p , мкм: 1, 3, 1', 3' — 50; 2, 2' — 10; L, мкм: 1, 2, 1', 2' — 5; 3, 3' — 1.

роваться в широких пределах — от единиц до десятков микрометров. При этом варьировать $d_{эфф}$ можно довольно просто, удаляя часть варизонного слоя или подложки при помощи шлифования или травления. Это позволяет использовать одну и ту же структуру для детектирования излучений в объемах разной толщины при соблюдении идентичности условий поглощения энергии и формирования регистрируемого сигнала, что характеризует распределение поглощенной дозы. Использование структур с различными ∇E_G позволяет регулировать пределы изменения $d_{эфф}$. Указанные особенности выгодно отличают рассмотренные варизонные структуры от иных типов детекторов ионизирующих излучений. Спектральная чувствительность детектора определяется условиями поглощения энергии в тонком ($\sim d_{эфф}$) приповерхностном узкозонном слое и практически не отличается от спектральной зависимости дозы в приграничной области GaAs. Существенным условием использования варизонных структур в качестве люминесцентных детекторов излучений является необходимость малого вклада люминесценции подложки.

Для экспериментальной проверки возможности применения варизонных структур в качестве детекторов использованы p - n -структуры $Al_xGa_{1-x}As(Si)$, выращенные на n -GaAs-подложках жидкофазной эпитаксией, с внешним ква-

товым выходом люминесценции $\sim 1.5 \div 2.2$ % [10]. Значения основных параметров $\nabla E_G = 30 \div 200$ эВ/см, $L = 1 \div 3$ мкм, $d_p = 9 \div 18$ мкм, $d_s = 200 \div 1000$ мкм определялись при помощи электронного микроскопа РЭМ-100У. Вклад РЛ подложки оценивался по распределению катодолуминесценции, возбуждаемо лучом РЭМ-100У при сканировании по сколу структур, и для исследованных образцов не превышал 5 % от РЛ варизонного p -слоя. Образцы облучались короткими импульсами тормозного излучения малогабаритного ускорителя электронов с таталовой мишенью-конвертором (средняя энергия гамма-квантов $\sim 75 \div 300$ кэВ) [11] с узкозонной стороны варизонного слоя при комнатной

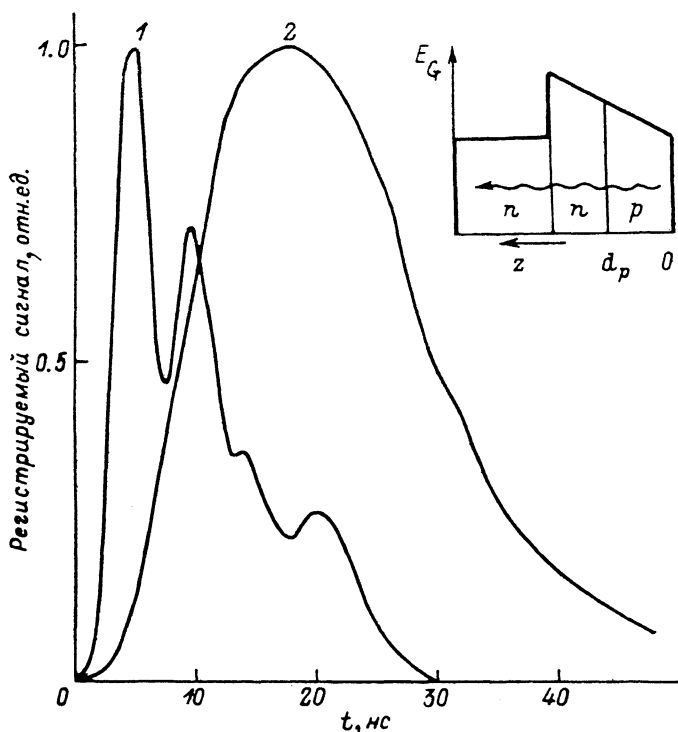


Рис. 3. Осциллограммы импульсов тока электронного пучка ускорителя (1) и рентгенолюминесценции (2) для одного из образцов варизонных структур.

На вставке — распределение ширины запрещенной зоны по толщине образца.

температуре. Рекомбинационное излучение со стороны подложки через световод подавалось на фотокатод ФЭУ ЭЛУ-ФТ, сигнал с которого регистрировался осциллографом С7-19. Типичные осциллограммы импульсов тока электронного пучка ускорителя и РЛ показаны на рис. 3. В широком диапазоне доз облучения величина сигнала РЛ превышала уровень шумов (напряжение на нагрузке ФЭУ $\sim 2 \div 75$ В при уровне шумов ~ 1 В) и была достаточна для надежной регистрации излучения. Вывод сигнала РЛ через световод из зоны облучения исключал возникновение наводок, неизбежных при фотоэлектрической регистрации, чем обеспечивалась высокая помехоустойчивость. Быстродействие детектирующих структур определяется временем высвечивания ННЗ в чувствительной области, а также временем их пролета области встроенного квазиэлектрического поля и составляет 10^{-8} с, что видно по переднему фронту нарастающего сигнала РЛ на осциллограмме. Оценки величины $d_{эфф}$, проведенные по формулам (2), (6) и (7) для экспериментально определенных параметров исследованных структур, дают значения $1 \div 10$ мкм. Диапазон регистрируемых доз облучения за импульс составлял $10 \div 500$ рад.

Таким образом, полученные теоретические и экспериментальные результаты показывают, что использование РЛ варизонных структур открывает возможность создания детекторов излучений с регулируемыми размерами чувствитель-

ных областей, обеспечивающих с высокой помехоустойчивостью и быстродействием регистрацию коротких импульсов ионизирующего излучения в малых чувствительных объемах. Это позволит создавать условия поглощения энергии в детекторах, практически идентичные условиям в реальных полупроводниковых приборах.

Список литературы

- [1] Vickers V. E., Shepherd F. D., Burke E. A. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1974. IV. NS-21. N 6. P. 107—112.
- [2] Dellin T. A., McCallum C. J. // J. Appl. Phys. 1975. V. 46. N 7. P. 2924—2934.
- [3] Choma Dr. J., Ellis Jr., Ellis R. K. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1978. V. NS-25. N 2. P. 989—994.
- [4] Jenkins W. C., Hilliary J. M., Saks N. S. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1981. V. 28. N 6. P. 4161—4165.
- [5] Brucker G. I., Stassinopoulos E. G., Gunter D. V. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1982. V. 29. N 6. P. 1966—1969.
- [6] Burke E. A., Garth J. C. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1976. V. NS-23. N 6. P. 1838—1843.
- [7] Dellin T. A., McCallum C. J. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1976. V. NS-23. N 6. P. 1844—1849.
- [8] Злобин А. М., Донской Е. Н., Хижняков В. М. // Атомная энергия. 1975. Т. 38. В. 1. С. 36—37.
- [9] Лыньков Л. М., Аверьянова А. В. // Зарубежн. электрон. техн. 1988. № 10 (329). С. 3—16.
- [10] Базык А. И., Коваленко В. Ф., Краснов В. А., Пека Г. П. // ЖПС. 1986. Т. 45. В. 2. С. 274—279.
- [11] Калиновская Н. И., Кульгавчук В. В., Лобов С. И., Павловская Н. Г., Эльяш С. Л. // ПТЭ. 1982. № 1. С. 166—167.

Получена 23.05.1989

Принята к печати 15.12.1989
