

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ТОНКИХ ГЕТЕРОЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ В РАСТРОВОМ ЭЛЕКТРОННОМ МИКРОСКОПЕ (ТЕОРИЯ)

Конников С. Г., Соловьев В. А., Уманский В. Е., Чистяков В. М.

Теоретически рассмотрен новый метод определения электрофизических параметров неосновных носителей заряда в режиме тока, индуцированного электронным зондом, в эпитаксиальных слоях, толщина которых меньше величины диффузионной длины носителей. Анализируются возможности одновременного определения диффузионной длины и скорости интерфейсной рекомбинации в гетероэпитаксиальных пленках.

Показано, что, несмотря на сравнительно сложное теоретическое описание метода, могут быть выбраны условия измерений, при которых искомые параметры определяются по экспоненциальной координатной зависимости сигнала индуцированного тока.

Развитие новых технологических способов выращивания субмикронных гетероэпитаксиальных слоев требует разработки соответствующих методов измерения их электрофизических параметров. Метод растровой электронной микроскопии (РЭМ), обладающий высокой локальностью и универсальностью при возбуждении неравновесных носителей заряда в различных полупроводниковых материалах, традиционно используется для определения длины диффузионного смещения (L_d) и скорости поверхностной рекомбинации (S_s) в полупроводниковых структурах. Однако известные варианты метода тока, индуцированного электронным зондом (ТИЭЗ), и микрокатодолуминесценции (МКДЛ) не могут быть использованы для определения электрофизических параметров в эпитаксиальных пленках, толщина которых меньше $3L_d$ [^{1, 2}]. Это связано с применением в традиционных методах геометрии эксперимента (сканирования электронным пучком плоскости скола или поверхности структуры), при которой темп рекомбинации возбужденных в тонкой эпитаксиальной пленке носителей определяется не ее объемными электрофизическими параметрами, а главным образом рекомбинацией на поверхности и границе слой—подложка.

В настоящей работе предлагается новый метод определения электрофизических параметров неосновных носителей заряда в тонких эпитаксиальных слоях. Для реализации метода ТИЭЗ исследуемая эпитаксиальная пленка выращивается в виде узкозонной активной области двойной гетероструктуры (ДГС). В этом случае широкозонные эмиттеры создают потенциальные барьеры для носителей, возбужденных в узкозонном материале.

Если в активной области такой гетероструктуры создать внутренний детектор неравновесных носителей и сканировать по направлению к нему электронный пучок, то физически будет реализована ситуация квазиодномерной диффузии вдоль (!) узкозонного эпитаксиального слоя. При этом диффузионные параметры будут определяться L_d материала активной области и скоростью интерфейсной рекомбинации на гетерограницах (S_s). Для создания такого внутреннего детектора на части поверхности ДГС формируется барьер Шоттки, ширина области пространственного заряда которого при подаче обратного смещения превышает толщину верхнего широкозонного слоя ДГС (рис. 1). Таким образом, под барьером Шоттки разрушается потенциальный барьер на

гетерогранице, и поток неосновных носителей, возбужденных в исследуемом узкозонном слое, беспрепятственно регистрируется в виде сигнала ТИЭЗ.

Для расчета координатной зависимости сигнала ТИЭЗ рассмотрим ДГС с толщиной узкозонного активного слоя t_2 и толщинами эмиттеров t_1 и t_3 . При этом предполагается, что толщина активной области $t_2 \gg \delta$, где δ — толщина области пространственного заряда (ОПЗ), образованного подвижными носителями вблизи гетероперехода. На части поверхности ДГС сформирован барьер Шоттки с шириной области пространственного заряда $w > t_1 + t_2$ (рис. 1). Электронный пучок возбуждает неравновесные носители, распределение которых в пространстве описывается функцией генерации $G(x, y, z)$. Очевидно, что ре-

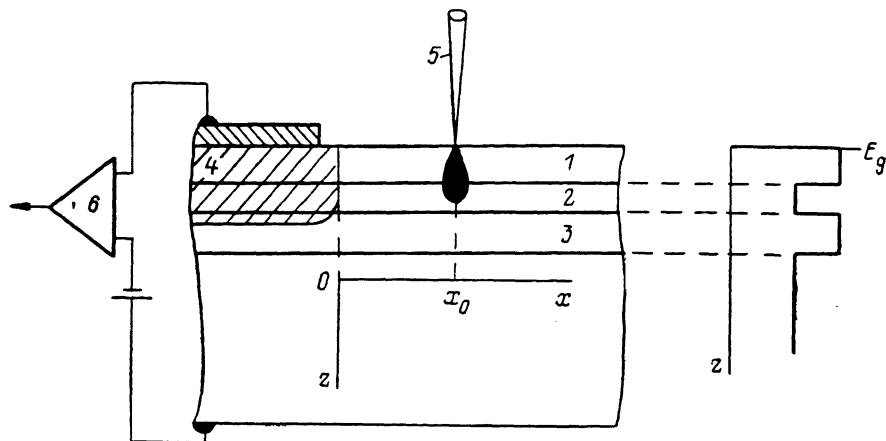


Рис. 1. Схема эксперимента.

1, 3 — верхний и нижний эмиттеры, 2 — активная область, 4 — ОПЗ барьера Шоттки, 5 — электронный пучок, 6 — усилитель сигнала ТИЭЗ.

зультирующий диффузионный ток будет равен сумме трех токов $J = J_1 + J_2 + J_3$, каждый из которых

$$J_i(x_0) = D_i \int_{-L_i}^{x_0} \frac{\partial n_i}{\partial x} \Big|_{x=0} dz, \quad i = 1, 2, 3, \quad (1)$$

где D_i , n_i и L_i — коэффициент диффузии, концентрация избыточных носителей и диффузионная длина в соответствующем слое, x_0 — координата зонда.

Для анализа формы кривой ТИЭЗ рассмотрим сначала предельный случай точечного источника, расположенного в активной области ДГС при отсутствии интерфейсной рекомбинации ($J_1 = J_3 = 0$, $S_i = 0$). Очевидно, что

$$J(x_0) = J_2(x_0) = J_0 \exp(-x_0/L_2). \quad (2)$$

Таким образом, в предложенной геометрии эксперимента реализуется принципиальная возможность измерения диффузионной длины путем стандартной обработки экспериментальных кривых ТИЭЗ.

Проанализируем теперь влияние реальных условий эксперимента на форму кривых ТИЭЗ.

1. Влияние ТИЭЗ в широкозонных эмиттерах

Поскольку экспериментально носители возбуждаются во всех слоях ДГС и измеряется суммарный ток $J(x_0)$, при определении электрофизических параметров активной области наличие токов $J_1(x_0)$ и $J_3(x_0)$, которые определяются параметрами эмиттеров, вносит некоторую погрешность в результаты измерений. Рассмотрим влияние токов в эмиттерах сначала качественно, а затем приведем результаты точного решения уравнения диффузии в используемой геометрии эксперимента.

При возбуждении электронно-дырочных пар в эпитаксиальных слоях ДГС происходит, как было показано нами ранее [3], эффективное перераспределение концентрации неравновесных носителей из эмиттеров в активную область, которая является для них потенциальной «ямой». Носители, попавшие из эмиттера в активную область, диффундируют вдоль нее с диффузионной длиной L_2 и дают вклад в «информативный» ток J_2 . Для расчета трехмерного распределения неосновных носителей заряда ограничимся диффузионным приближением и в поперечном направлении (по оси z). Очевидно, что учет электрических полей в ОПЗ гетероперехода может привести лишь к уменьшению J_1 и J_3 .

Граничные условия в этом случае имеют вид

$$\begin{aligned} D_1 (\partial n_1 / \partial z) - S_e n_1 |_{z=0} &= 0, \quad n_1 |_{z=t_1} = 0; \\ D_2 (\partial n_2 / \partial z) - S_e n_2 &= D_1 (\partial n_1 / \partial z) |_{z=t_1}; \\ D_2 (\partial n_2 / \partial z) + S_e n_2 &= -D_3 (\partial n_3 / \partial z) |_{z=t_1+t_2}; \\ n_3 |_{z=t_1+t_2} &= n_3 |_{z=t_1+t_2+t_3} = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Решая уравнение методом Фурье в каждом из слоев с учетом соответствующих граничных условий (3), получаем следующие выражения для токов:

$$J_1 = t_1 \sum_k \frac{\sin^2(\gamma_{1,k}/2)}{\gamma_{1,k} N_{1,k}} \int_0^{\infty} e^{-b_k x} I_{1,k}(x) dx, \quad (4)$$

где

$$I_{1,k}(x) = 2 \int_0^{t_1 s_0} g(x, \zeta) \sin\left(\gamma_{1,k} \left(1 - \frac{s_0}{t_1} \zeta\right)\right) d\zeta,$$

$$g(x, \zeta) = \int G(x, y, \zeta) dy, \quad b_k^2 = \frac{1}{L_1^2} + \left(\frac{\gamma_{1,k}}{t_1}\right)^2,$$

$G(x, y, \zeta)$ — функция генерации электронно-дырочных пар, $\zeta = z/s_0$, s_0 — длина пробега электрона, по Бете [4], $\gamma_{1,k}$ — корни уравнения $\text{tg}(\gamma) = -\gamma L_1 / \bar{s}_e t_1$, $\bar{s}_e = S_e L_1 / D_1$, $N_{1,k}$ — норма собственной функции; ток из второго слоя имеет два слагаемых:

$$\begin{aligned} J_2 = t_2 \sum_k \frac{\sin^2(\gamma_{2,k}/2)}{2\gamma_{2,k} N_{2,k}} \int_0^{\infty} e^{-\beta_k x} I_{2,k}(x) dx + \\ + t_2 \sum_k \cos(\gamma_{2,k}) \int_0^{\infty} e^{-\beta_k x} (p_1(x) + p_3(x)) dx, \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$I_{2,k}(x) = \int_{t_1 s_0}^{(t_1+t_2)/s_0} g(x, \zeta) \cos\left(\gamma_{2,k} \left(1 - \frac{2(z-t_1)}{t_2}\right)\right) d\zeta,$$

$\gamma_{2,k}$ — корни уравнения $\gamma \text{tg}(\gamma) = \bar{s}_e t_2 / 2L_2$, $\bar{s}_e = S_e L_2 / D_2$, $\beta_k^2 = 1/L_2^2 + (2\gamma_{2,k}/t_2)^2$, $p_i(x)$ — плотность потока носителей в активную область из верхнего ($i=1$) и нижнего ($i=3$) эмиттеров, которая вычисляется так:

$$p_i(x) = D_i (\partial n_i / \partial z) \quad (6)$$

на границах раздела слоев; ток из третьего слоя вычисляется по формуле, аналогичной (4), если положить $S_e = \infty$.

На рис. 2 представлены результаты численного моделирования зависимости отношений токов $J_1(x_0)/J_2(x_0)$ и $J_3(x_0)/J_2(x_0)$ в точке $x_0 = s_0/2$ от толщины активной области ДГС. Как следует из этих данных, вклад указанных токов не превышает 10–15% даже в случае, если толщина активной области в 50—

100 раз меньше толщины любого из эмиттеров. Таким образом, в большинстве практически важных случаев электрофизические параметры тонкой активной области могут быть определены по форме кривой суммарного тока $J(x_0)$. Минимизация ошибки, вносимой токами $J_1(x_0)$ и $J_3(x_0)$, в каждом конкретном случае может быть достигнута выбором соответствующего ускоряющего напряжения по результатам математического моделирования.

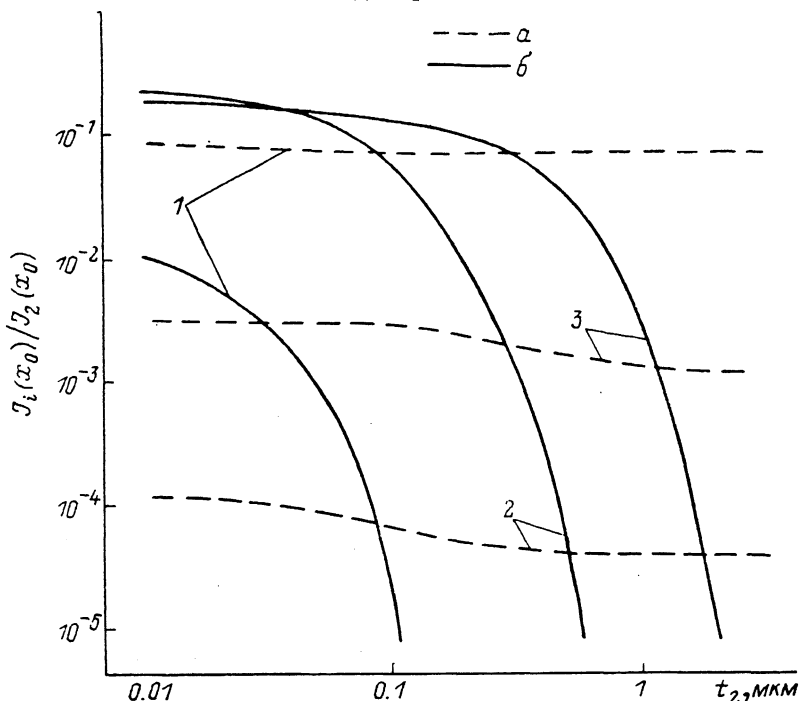


Рис. 2. Зависимость отношения токов J_1/J_2 (а) и J_3/J_2 (б) от толщины узкозонной активной области для ускоряющих напряжений 5 (1), 10 (2), 20 кВ (3) при $S_e = \infty$, $t_1 = 0.1$, $t_2 > 1$ мкм.

2. Влияние размеров реальной функции генерации электронно-дырочных пар

На рис. 3 приведены результаты численных расчетов координатной зависимости тока $J_2(x_0)$ при $S_i = 0$ с функцией генерации $G(x, y, z)$, предложенной нами для соединений $A^{III}B^V$ в работе [4]. Зависимость представлена в координатах

$$L_2 \left[-\frac{d}{dx_0} \ln J_2(x_0) \right] = f(x_0),$$

что позволяет наглядно оценить точность определения диффузионной длины неосновных носителей заряда. Как следует из данных расчетов, значение L_2 может быть определено с точностью не хуже 10 % по формуле (2) на расстоянии $x_0 \geq s_0/2$ от края ОПЗ. Очевидно, что с увеличением x_0 точность определения L_2 возрастает, однако амплитуда сигнала ТИЭЗ падает почти экспоненциально. Таким образом, влияние функции генерации аналогично стандартным методам определения диффузионной длины [1].

3. Влияние рекомбинации на гетерограницах

Наличие интерфейсной рекомбинации в используемой геометрии эксперимента может быть учтено введением в рассмотрение эффективной диффузионной длины. Действительно, ограничиваясь первым членом ряда (4), получим

$$L_{2 \text{ эфф}} = L_2 / \sqrt{1 + \frac{2s_i L_2}{t_2} \frac{\gamma_2}{\text{tg } \gamma_2}}. \quad (7)$$

Современные технологические методы позволяют выражать ДГС с достаточно низкой скоростью интерфейсной рекомбинации ($\bar{s}_i \ll 1$), при этом $\gamma_2 \rightarrow 1$ и $\gamma_2/\text{tg } \gamma_2 \rightarrow 1$. В этом случае форма сигнала ТИЭЗ на расстоянии $x_0 \geq s_0/2$ от края ОПЗ будет описываться выражением

$$J(x_0) \sim \exp\left(-\frac{x_0}{L_2} \sqrt{1 + \frac{2\bar{s}_i L_2}{t_2}}\right), \quad (8)$$

откуда следуют два важных вывода.

1) Влияние интерфейсной рекомбинации на измерения L_2 в достаточно совершенных с кристаллографической точки зрения ДГС ($\bar{s}_i \ll 1$) необходимо учи-

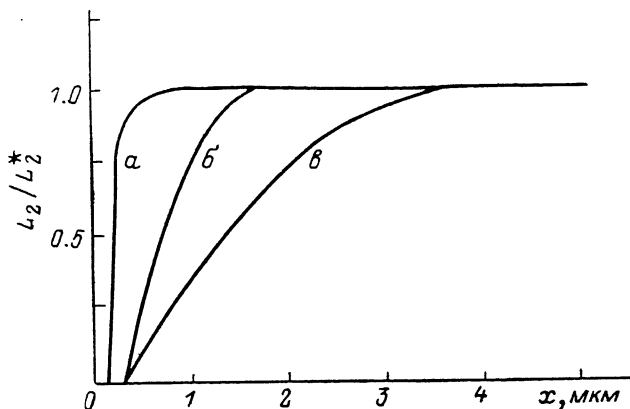


Рис. 3. Теоретические координатные зависимости отношения истинной диффузионной длины к «измеряемой» $L_2^* = \left[-\frac{d}{dx_0} \ln J_2(x_0)\right]^{-1}$ для ускоряющих напряжений 10 (а), 20 (б), 30 кВ (в).

s_0 , мкм: а — 0,94, б — 3,0, в — 6,0.

тывать, если толщина активной области находится в субмикронном диапазоне, т. е. если $t_2/L_2 \ll 1$, при этом, как указано выше, понятие интерфейсной рекомбинации имеет смысл в слоях толщиной $t_2 \gg \delta$. По данным работы [5], величина δ слабо зависит от концентрации и составляет $\sim 100 \text{ \AA}$.

2) Измерение $L_{2\text{эф}}$ в ДГС с различной толщиной активной области, выраженных в равных технологических условиях, позволяет одновременно определить, используя (8), как скорость интерфейсной рекомбинации, так и величину диффузионной длины в материале активной области.

В ДГС с большой плотностью дефектов на гетерограницах ($\bar{s}_i \gg 1$) значения электрофизических параметров могут быть определены по формуле (7).

Таким образом, предложенный в настоящей работе метод определения электрофизических параметров тонких эпитаксиальных пленок позволяет измерять диффузионную длину и скорость интерфейсной рекомбинации в гетероэпитаксиальных слоях в широком диапазоне толщин. Несмотря на сравнительно сложное теоретическое описание метода, легко могут быть выбраны условия измерений, при которых искомые параметры определяются простейшей обработкой экспериментальных кривых ТИЭЗ.

Авторы благодарят В. Б. Халфина за полезное обсуждение результатов работы.

Список литературы

- [1] Luke K. L., von Roos O. // Sol. St. Electron. 1983. V. 26. N 3. P. 901—908.
- [2] Luke K. L., von Roos O., Cheng L. // J. Appl. Phys. 1985. V. 57. N 6. P. 1978—1984.
- [3] Коняников С. Г., Соловьев В. А., Уманский В. Е., Чудинов А. В., Хусанов А. А. // ФТИ 1986. Т. 20. В. 6. С. 1049—1054.
- [4] Коняников С. Г., Соловьев В. А., Уманский В. Е., Чистяков В. М. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 11. С. 2023—2032.
- [5] Ando T. // J. Phys. Soc. Japan. 1982. V. 51. N 12. P. 3893—3899.