

УДК 621.315.592

ПРЕИМУЩЕСТВА РЕЖИМА ПЕРЕМЕННОГО ТОКА, НАВЕДЕННОГО ЭЛЕКТРОННЫМ ЛУЧОМ, ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПОЛУПРОВОДНИКА

А. Романовский

Институт электронной техники, Вроцлав, Польша
(Получена 28.12.1991. Принята к печати 21.02.1992)

Анализируется влияние центров захвата на фазовый сдвиг тока короткого замыкания, генерируемого точечным источником. Показано, что максимальное значение фазы соответствует коэффициенту эмиссии. Ловушки неосновных носителей, связанные с медью, имплантированной в мелкий $n^+ - p$ -переход, измерены с помощью методов переменного тока, индуцированного светом и электронным пучком.

Введение. Методика измерений с помощью тока, индуцированного электронным лучом (*EBIC*), впервые была использована 30 лет назад, но она все еще остается привлекательной, поскольку позволяет определять некоторые параметры полупроводника, такие как диффузионная длина, время жизни, рекомбинационная активность дефектов, дислокаций, границ зерен. Недавняя работа по *EBIC* была связана со сканирующим режимом исследования глубоких уровней (*SDLTS*) [1-3]. Среди других методов режим переменного наведенного тока является многообещающим применительно к *SDLTS*. Поэтому мы кратко рассмотрим влияние глубоких уровней на ток короткого замыкания, генерируемого электронным или световым лучом. В теоретическом анализе мы опираемся на работы фон Руса [4, 5]. Затем мы описываем метод определения сечения захвата и энергии активации. Проверку метода мы проводим на p -Si, легированном Cu, путем имплантации.

1. Глубокие уровни. Теория

Уравнение для скорости изменения концентрации носителей для одной ловушки дается [6]

$$\frac{\partial \delta p_T}{\partial t} = c_p p n_T - e_p p_T - c_n n p_T + e_n n_T, \quad (1a)$$

где $n_T + p_T = N_T$ и N_T — концентрация ловушек; из условия электронейтральности $\delta n = \delta p_i + \delta p_T$. Таким образом, в линейной аппроксимации (низкий уровень инжекции) уравнение для скорости перезарядки уровня имеет вид

$$\frac{\partial \delta p_T}{\partial t} = \frac{\delta p}{\tau_i} - e_p^* \delta p_T, \quad (16)$$

τ_i — время жизни свободных носителей, захваченных на ловушки; e_p^* — полная скорость эмиссии захваченных носителей:

$$e_p^* = e_p (1 + k), \quad k = \frac{p_0}{p_1} + k_p, \quad (2)$$

где $e_p = (\tau_\tau)^{-1}$ есть скорость эмиссии захваченных носителей, в то время как $k_p = c_p n_0 / c_p p_1$, и если $k_p \ll 1$, то центр ведет себя как центр захвата, для $k_p \gg 1$ преобладает процесс рекомбинации [6] и $e_p = c_p p_1$.

Нейтральная область. Диффузионное уравнение переноса для первой фурье-гармоники δp с равномерным распределением ловушек имеет вид [7]

$$\Delta \delta p - \lambda^2 \delta p = -G/D, \quad (3)$$

где $\Omega_\tau = \omega \tau_\tau$, $\Omega = \omega \tau$, $h^2 = D\tau$. Если $\Omega \ll \tau/\tau_\tau \ll 1$, то

$$\text{Im } \lambda^* \approx \frac{1}{2L} \frac{\tau}{\tau_t} \frac{\Omega_\tau}{(1+k)^2 + \Omega_\tau^2}. \quad (4)$$

Для мелкого p - n -перехода [8] $I_{sc} \sim \exp(-\lambda^* h)$, и ток короткого замыкания равен

$$I_{sc} = A e^{-\lambda^* h}, \quad (5)$$

где h — расстояние между точечным источником генерации и краем обедненного слоя. Из (4) фазовый сдвиг равен

$$\varphi = \frac{\tau}{2\tau_t} \frac{h}{L} \frac{\Omega_\tau}{(1+k)^2 + \Omega_\tau^2}, \quad (6)$$

и фаза достигает максимальной величины для $\Omega_\tau = 1 + k$. Поэтому, зная частоту колебаний ω_0 , когда фаза принимает наибольшее значение, мы можем найти коэффициент эмиссии:

$$e_p = \frac{\omega_0}{1+k} = \frac{\omega_0}{f^{-1}(E_\tau) + k_p}, \quad (7)$$

где $f(E)$ — функция распределения Ферми.

Обедненный слой. Уравнение непрерывности для избыточных носителей для первой фурье-составляющей равно [7]

$$\frac{\partial \delta p}{\partial x} + \gamma \delta p = G/v_s, \quad (8)$$

где v_s — дрейфовая скорость и $\text{Im } \nu = (1/\tau_\tau V_s)(\Omega_\tau/1 + \Omega_\tau^2) + \omega/v_s$. Таким образом, ток короткого замыкания, генерируемый точечным источником, расположенным в обедненной области, равен

$$I_{sc} = q G_\tau e^{-\gamma h}, \quad (9)$$

где h — расстояние между краем обедненной области и точечным источником ($h \ll w$, w — ширина обедненного слоя). Из (9) ток короткого замыкания может быть выражен с помощью (5) с фазовым сдвигом:

$$\varphi = \frac{h}{\tau_t v_s} \frac{\Omega_\tau}{1 + \Omega_\tau^2}, \quad (10)$$

где предполагалось, что $\tau/\tau_i \gg \Omega$. На этот раз фаза достигает максимума для $\Omega_\tau = 1$ или $e_p = \omega_0$.

2. Измерения

Приведенные выше рассуждения показывают, что мы можем определить параметры глубокого уровня, меняя либо частоту, либо температуру. В наших измерениях мы сканировали температуру, хотя применительно к SDLTS изменение частоты более эффективно. Измерительная установка показана на рис. 1, конденсатор имел емкость 10 мкФ, а температура изменялась от 77 до 310 К. Селективный входной усилитель системы «lock-in» был настроен на колебательную частоту f .

Исследованный образец представлял собой диод с $n^+ - p$ -переходом диаметром 320 мкм и подложкой из кремния p -типа с удельным сопротивлением 10 Ом·см. Перед созданием $p - n$ -перехода в кремний имплантировалась медь с дозой 10^{13} см $^{-2}$ при 175 кВ, затем образец отжигался в течение 30 мин при температуре 620 °С в сухом азоте. $p - n$ -Переход формировался путем имплантации Р с лицевой стороны и бора — с обратной. TiW—Au использовался для верхнего контакта в виде кольца, Al — для омического контакта с обратной стороны. Концентрацию мелкой легирующей примеси и концентрацию глубоких уровней определяли с помощью DLTS на установке DLS-82 E в режиме C-DLTS и фото-C-DLTS. DLTS-измерения показали два максимума, связанные с уровнями $E_v + 0.266$ и $E_v + 0.430$ эВ, хорошо известных по литературе [9]. Ловушка неосновных носителей наблюдалась только при низкой температуре, и сигнал не имел экстремума. Однако при использовании фото-C-DLTS со светодиодом из GaAs на 890 нм обнаружили две другие ловушки: $E_v + 0.1$ эВ (вероятно, дырочная ловушка в n^+ -слое, образованная вакансией V^-) и $E_c - 0.499$ эВ (уровень Au в p -области).

Зная глубокие центры в образце, мы измеряли энергию активации сначала с помощью ac -LBIC со светодиодом на 890 нм, а затем с помощью ac -EBIC. На рис. 2, а показаны графики Аррениуса для первой ловушки ($U_R = 0, 3$ и 5 В), на рис. 2, б — для второй ($U_R = 3, 4$ и 5 В). Вычисленные энергии активации были равны: первая ловушка $E_v + 0.075$ эВ ($U_R = 0.3$ В) и $E_v + 0.068$ эВ для $U_R = 5$ В; вторая ловушка $E_c - 0.323$ эВ ($U_R = 3$ В), $E_c - 0.261$ эВ ($U_R = 4, 5$ В). Мы предполагаем, что расхождение между данными (LBIC и DLTS) обусловлено рекомбинационным процессом. Для первой ловушки $f(E) \approx 1$, а для второй $f(E) \approx 0$, следовательно, из (2)

$$e_p^*/e_p = 1 + k_p \quad \text{и} \quad e_n^*/e_n = 1 + k_n.$$

Таким образом, сравнивая графики Аррениуса для LBIC и DLTS, мы имеем $k_p \approx 3$, $k_n \approx 14.6$. Это означает, что в обоих случаях демаркационный уровень лежит между зоной свободных носителей и уровнем ловушки. Большим преимуществом метода EBIC перед LBIC является возможность изменять глубину

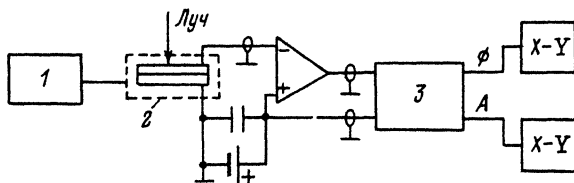


Рис. 1. Аппаратура для ac -LBIC и ac -EBIC. 1 — регулятор температуры, 2 — криостат, 3 — усилитель «lock-in».

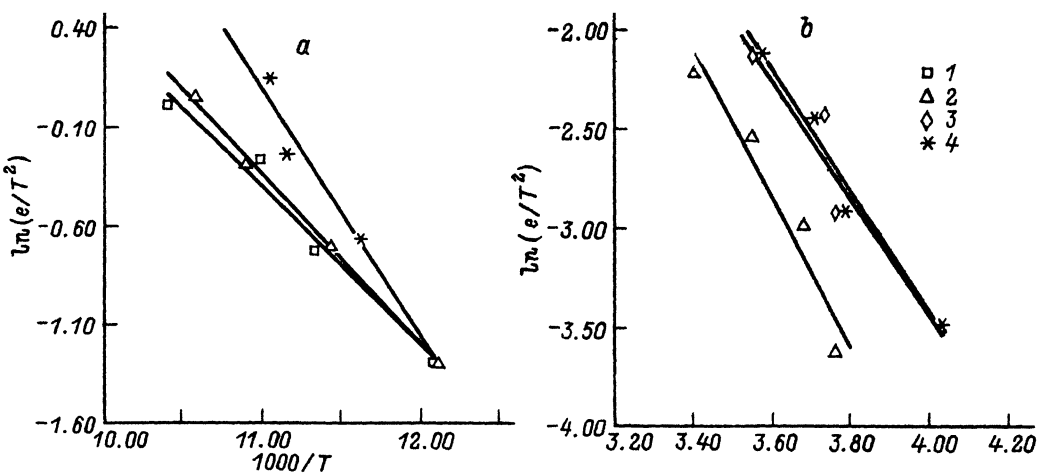


Рис. 2. LBIC-зависимости Аррениуса. $U_R, В$: 1 — 0, 2 — 3, 3 — 4, 4 — 5; а — первая ловушка, б — вторая ловушка.

проникновения h . Но из-за малого объема генерации фазовый сдвиг в EBIC много меньше, чем в LBIC. К примеру, на рис. 3 показана фаза в зависимости от температуры для ускоряющего напряжения $U_0 = 10$ кВ. Из графика Аррениуса уровень ловушки равен $E_c = 0.08$ эВ, что хорошо согласуется с измерениями LBIC. Однако мы не нашли второй ловушки. То же самое было при $U_0 = 20$ кВ. На рис. 4 показана фаза в зависимости от положения сканирующего электронного луча вдоль диаметра образца.

Таким образом можно сделать следующие выводы.

Описан простой метод определения параметров ловушек неосновных носителей (энергии активации и сечения захвата) с помощью *ac*-EBIC или *ac*-LBIC. Метод был проверен на $n^+ - p$ -переходе, полученном имплантацией и содержащем две ловушки неосновных носителей. Наличие этих двух ловушек подтверждается с помощью метода *ac*-LBIC и только одной из них — с помощью метода *ac*-EBIC. Мы полагаем, что вторая ловушка также будет найдена методом EBIC, но при

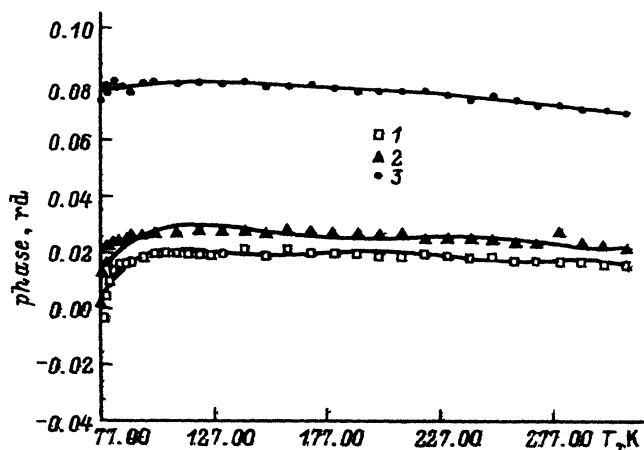


Рис. 3. Зависимость EBIC-фазы от температуры и частот. $U_0 = 10$ кВ, $U_R = 7$ В. Частота, Гц: 1 — 408, 2 — 603, 3 — 999.

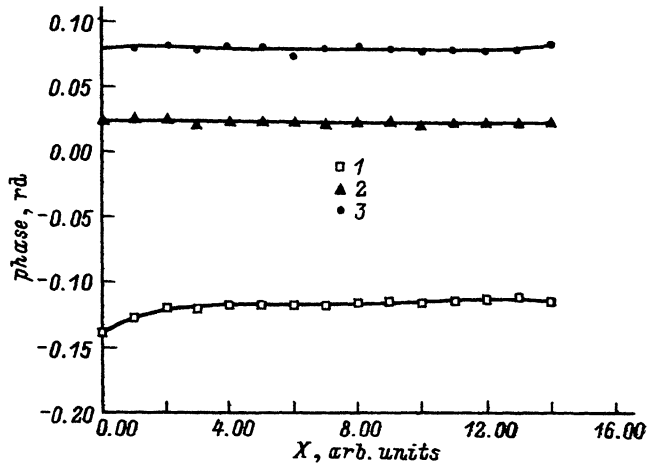


Рис. 4. Фаза EBIC в зависимости от положения сканирующего луча. $U_0 = 10$ кВ, $U_R = 7$ В, $T = 100$ К; частота, Гц: 1 — 401, 2 — 601, 3 — 1008 (2 единицы на оси X соответствуют 20 мкм).

высоком ускоряющем напряжении. Мы также считаем, что расхождение между данными DLTS и $L/EBIC$ обусловлено процессом рекомбинации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] P. M Petroff, D. V. Lang. Appl. Phys. Lett., 31 (1977).
- [2] O. Breitenstein, J. Heydenreich. Scanning., 7, 273 (1985).
- [3] O. Breitenstein, C. H. Eisenschmidt. Microelectr. Eng., 12, 171 (1990).
- [4] O. von Roos. J. Appl. Phys., 50, 3738 (1979).
- [5] O. von Roos. J. Appl. Phys., 51, 4523 (1980).
- [6] J. Auth, D. Genzow, K. H. Herman. Photoelectrische Erscheinungen, Berlin (1977).
- [7] A. Romanowski. Investigation of Semiconductors by the Electronovoltic Methods. Proce ITE Pol. Wroc. 39 (14). Wroclaw (1990).
- [8] A. Romanowski, L. Kordas, A. Mulak. Scanning, 11, 207 (1989).
- [9] S. D. Brotherton, J. R. Ayres, A. Gill, H. W. van Kesteren, F. Greidanus. J. Appl. Phys., 62, 1826 (1987).

Редактор В. В. Чалдышев