

©1994 г.

ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОГО УМЕНЬШЕНИЯ ШИРИНЫ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ В СИЛЬНО ЛЕГИРОВАННЫХ СЛОЯХ КРЕМНИЕВЫХ СТРУКТУР

Т.Т.Мнацаканов, Л.И.Поморцева, Д.Г.Яковлев

Всероссийский электротехнический институт,

111250, Москва, Россия

(Получена 4 февраля 1994 г. Принята к печати 10 мая 1994 г.)

В рамках подхода, использующего результаты измерения характеристик транзисторных структур, получена оценка эффективной величины уменьшения ширины запрещенной зоны ΔE_g в сильно легированных слоях кремния. Особое внимание уделено последовательному учету электронно-дырочного рассеяния при выводе соотношений, с помощью которых определяется величина ΔE_g . С использованием полученных соотношений проанализированы результаты работ, опубликованных к настоящему времени, и показано, что пренебрежение вкладом электронно-дырочного рассеяния приводит к уменьшению величины ΔE_g на 30–40 %.

На основе полученных соотношений и предложенной ранее модели подвижности неосновных носителей заряда [22] обсуждается новая схема исследования основных электрофизических параметров сильно легированных слоев, времени жизни неосновных носителей заряда τ , подвижности неосновных носителей заряда μ и ΔE_g .

Эффективное уменьшение ширины запрещенной зоны ΔE_g в сильно легированных слоях полупроводниковых структур, определяющее изменение собственной концентрации носителей заряда n_{ie} , является объектом интенсивного экспериментального исследования в последние годы. Причиной интереса к величине параметра ΔE_g является то, что он наряду с константами оже-рекомбинации C_n и C_p и подвижностями μ_n и μ_p носителей заряда определяет фундаментальные ограничения на характеристики кремниевых многослойных структур [1,2]. Простое сравнение экспериментальных данных, приведенных в [3–19], свидетельствует о существенном отличии результатов, полученных с помощью измерения электрических характеристик полупроводниковых структур [3–15], от результатов оптических измерений [16–19]. Причины этого уже анализировались в [20,21], где было отмечено, что именно результаты электрических измерений [3–15], позволяющие непосредственно определить величину n_{ie} , следует использовать для анализа

характеристик полупроводниковых структур. Такой вывод предъявляет повышенные требования к точности электрических измерений, которая, на наш взгляд, является недостаточной. Причины заключаются в том, что в области концентраций легирующей примеси $N \geq 10^{17} \text{ см}^{-3}$, где происходит заметное изменение ширины запрещенной зоны (см. [3-15]), существенным становится также рассеяние неосновных носителей заряда на основных, которое, согласно [22], вместе с другими механизмами рассеяния (на фононах, заряженных примесях и др.) определяет эффективные величины кинетических коэффициентов неосновных носителей заряда. Ясно, что это может существенно влиять на численные результаты измерений, однако ни в одной из работ [3-15] этот вопрос не рассматривался.

Цель данной работы заключается в анализе изменений, которые вносит учет электронно-дырочного рассеяния (ЭДР) в определение ΔE_g , и получении количественной оценки эффективного уменьшения ширины запрещенной зоны в кремнии.

Согласно [3-15], основной метод определения ΔE_g состоит в исследовании зависимости коллекторного тока I_C от величины напряжения эмиттер-база U_{EB} в транзисторных структурах. Вывод соотношения, связывающего I_C с U_{EB} , в работах [3-15] основан на стандартных уравнениях переноса неосновных носителей заряда при низком уровне инжекции в базовом слое транзистора, работающего в режиме усиления. Для $n-p-n$ -транзистора, использованного в [1], это соотношение имеет вид

$$I_C = I_0 \exp\left(\frac{qU_{EB}}{k_B T}\right), \quad (1)$$

где $I_0 = S_E q (D_n n_{ie}^2 / Q_B)$, S_E — площадь эмиттера, D_n — коэффициент диффузии электронов, Q_B — полное количество дырок в p -базе на единицу площади. Соотношение (1) позволяет по измерениям значений I_C и U_{EB} определить n_{ie} , а следовательно, и величину ΔE_g , которая, как легко показать, может быть представлена в виде

$$\Delta E_g = k_B T \ln\left(\frac{I_0 Q_B}{q D_n S_E n_{i0}^2}\right), \quad (2)$$

где n_{i0} — собственная концентрация носителей заряда в слабо легированном кремнии.

Легко понять теперь, к каким поправкам в величине ΔE_g может привести учет ЭДР в базе транзистора при концентрации акцепторов $N_A \geq 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Мы воспользуемся уравнениями переноса неосновных электронов в p -базе, предложенными в [22]:

$$j_n = q n \mu_n \frac{\mu_{np} - \mu_p}{\mu_{np} + \mu_n} + q D_n \frac{\mu_{np}}{\mu_{np} + \mu_n} \frac{dn}{dx}, \quad (3)$$

где μ_n и μ_p — обычные подвижности электронов и дырок в материале n - и p -типа проводимости соответственно в случае, когда вклад ЭДР не учитывается; μ_{np} — подвижность, связанная со столкновениями электронов с дырками. Удобство использования уравнения переноса (3)

определяется тем, что в нем специально выделен вклад ЭДР в эффективные величины кинетических коэффициентов неосновных электронов в *p*-базе структуры.

Повторяя теперь стандартные вычисления [23] с учетом соотношения (3), легко получить для зависимости $I_C = f(U_{EB})$ соотношение вида (1), в котором однако величина I_0 может быть представлена как

$$I_0 = S E q \frac{D n_{ie}^2}{Q_B} \frac{\mu_{np}}{\mu_{np} + \mu_n}. \quad (4)$$

Соотношение (3) позволяет определить, к каким поправкам в величине ΔE_g приводит учет ЭДР. Простое преобразование выражения (3) приводит к следующему соотношению:

$$\Delta \tilde{E}_g = \Delta E_g + k_B T \ln(1 + \mu_n / \mu_{np}), \quad (5)$$

где $\Delta \tilde{E}_g$ — новое значение уменьшения ширины запрещенной зоны, содержащее поправки за счет ЭДР, а ΔE_g определяется соотношением (2). Соотношение (5) позволяет пересчитать известные данные работ [3–15] с учетом вклада ЭДР. При этом величина μ_n может быть взята из независимого эксперимента [24,25], а для величины μ_{np} можно воспользоваться аппроксимационной формулой [26,27], основанной на экспериментальных данных [28] и [29]. Такой подход уже использовался для описания подвижности неосновных носителей заряда в кремнии и был подробно обсужден в [22]. Результаты такого пересчета показаны на рис. 1. Легко видеть, что с учетом сделанной поправки величина $\Delta \tilde{E}_g$ оказывается больше, чем считалось ранее, причем поправка

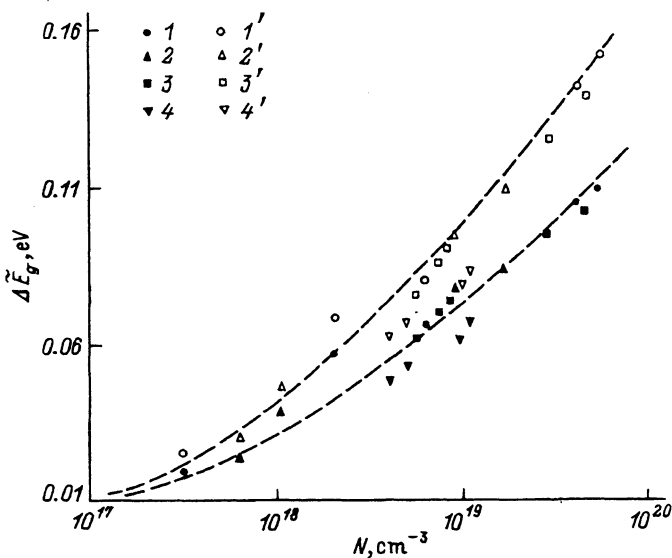


Рис. 1. Зависимость уменьшения ширины запрещенной зоны от концентрации легирующей примеси. Экспериментальные точки: 1 — [3], 2 — [4], 3 — [5], 4 — [6]. 1'–4' — пересчет экспериментальных значений в соответствии с формулой (5).

$\delta(\Delta E_g) = \Delta \tilde{E}_g - \Delta E_g$ увеличивается с ростом уровня легирования от 5 мэВ при $N_A = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ до 15 мэВ при $N_A = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и до 45 мэВ при $N_A = 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Такая поправка $\delta(\Delta E_g)$ приводит к существенному увеличению собственной концентрации носителей заряда.

Отметим, что с понижением температуры вклад ЭДР возрастает и, как следствие этого, возрастает величина $\delta(\Delta E_g)$. Это обстоятельство должно учитываться при моделировании характеристик полупроводниковых структур в области низких температур [30].

Предложенные выше соотношения могут быть использованы для разработки общей схемы исследования характеристик полупроводникового материала (в данном случае кремния), отличающейся от обычно используемых и описанных в литературе схем. Суть этого может быть пояснена следующим образом. Для определения трех важнейших характеристик сильно легированных слоев полупроводниковых структур, времени жизни τ , подвижности неосновных носителей заряда $\mu^{(mi)}$, а также уменьшения ширины запрещенной зоны ΔE_g , требуется проведение трех независимых измерений. Обычно [11] в качестве таких измерений используют: 1) измерение диффузионной длины неосновных носителей заряда $L^{(mi)}$; 2) эксперимент типа эксперимента Слотбума-де-Граафа (см. [1]), позволяющий определить величину, являющуюся комбинацией параметров: $n_{ie}^2 D^{(mi)}/N$; 3) измерение времени жизни неосновных носителей заряда τ . Простой пересчет дает возможность определить требуемые электрофизические параметры по результатам измерений. Однако, несмотря на кажущуюся простоту, при реализации этого подхода возникает ряд трудностей, обусловленных в первую очередь сложностью корректного определения τ в сильно легированных образцах.

В экспериментах, известных из литературы, для определения τ используются либо методики, основанные на регистрации процесса затухания фотолюминесценции [13,31], либо методики, основанные на измерении динамического фототока [32] в структурах со сложным неоднородным распределением потоков генерированных носителей заряда. И в том, и в другом случае необходимая точность при определении τ может быть достигнута, во-первых, при аккуратном учете влияния поверхности на рекомбинацию носителей заряда; во-вторых, при аккуратном учете геометрии задачи при выводе зависящих от времени соотношений для обработки данных измерений. Судя по имеющимся в литературе данным, обеспечить выполнение этих двух условий практически невозможно. Данные разных авторов, согласно [13,33], отличаются почти на порядок. Именно это послужило основанием для поиска другой схемы, в которой сложные динамические измерения τ заменены на достаточно простое измерение подвижности неосновных носителей заряда. Фактически с использованием предложенной в [22] модели подвижности неосновных носителей заряда все сводится к измерению суммарной подвижности в экспериментах типа [28] и [29]. Дополнив эти эксперименты данными по $L^{(mi)}$ и экспериментом типа Слотбума-де-Граафа, можно легко определить интересующую нас совокупность электрофизических параметров $\mu^{(mi)}$, τ , ΔE_g . С учетом результатов, приведенных в данной статье по ΔE_g и в [22] по $\mu_p^{(mi)}$, для практической реализации этой схемы нам необходимо теперь определить концентрационную зависимость τ_p .

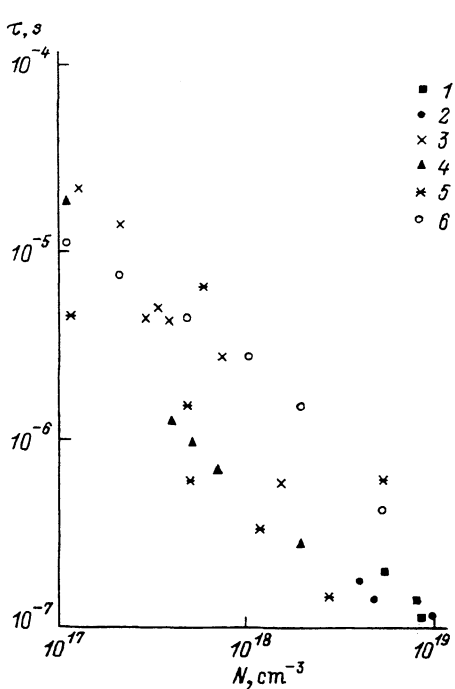


Рис. 2. Зависимость времени жизни дырок от концентрации легирующей примеси. Экспериментальные точки: 1 — [5], 2 — [6], 3 — [3], 4 — [34], 5 — [35]. 6 — значения τ , полученные расчетным способом с использованием данных работы [22] по кинетическим коэффициентам неосновных дырок.

На рис. 2 представлена зависимость $\tau_p(N)$, N — концентрация доноров, полученная на основании приведенных в [8,10] данных по $L^{(mi)}$ и приведенных в [22] данных по кинетическим коэффициентам неосновных дырок. Как следует из этого рисунка, полученные в рамках нашего подхода значения τ_p находятся в поле разброса значений, полученных обычным способом. В целом это позволяет сделать следующий вывод. Использование сравнительно простого эксперимента по определению суммарной подвижности носителей заряда типа [28,29] позволяет разработать последовательную схему исследования электрофизических характеристик кремниевых образцов. При этом для определения трех величин τ , $\mu^{(mi)}$, ΔE_g , используются три различных типа измерений — измерение диффузионной длины, измерение суммарной подвижности [28,29] и измерение типа эксперимента Слотбума-де-Граафа [1]. При этом замена сложного для расчета динамического эксперимента по определению τ на сравнительно более простой эксперимент по определению суммарной подвижности позволяет повысить в целом точность измерений. Результаты, полученные в рамках предлагаемого подхода, отличаются от общепринятых и заключаются в следующем. Во-первых, подвижность неосновных дырок оказывается примерно в 2 раза меньшей, чем считалось до сих пор. Во-вторых, уменьшение ширины запрещенной зоны оказывается примерно на 30–50 % большим, чем в опыте Слотбума-де-Граафа [1] (см. рис. 1), а не меньшим, как это утверждается в современной работе этих же авторов [15]. При этом значения τ_p оказываются расположенными в пределах поля разброса экспериментальных точек, полученных в рамках обычного подхода.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 93-02-17420).

- [1] R. Mertens. Springer Series in Materials Science. Semicond. Silicon (Springer-Verlag Berlin Heidelberg. 1989) v. 13. p. 309.
- [2] В.А. Кузьмин, А.С. Кюрегян, Т.Т. Мнацаканов, Л.И. Поморцева. РЭ, **33**, 609 (1989).
- [3] J.W. Slotboom, H.C. de Graaff. Sol. St. Electron., **19**, 857 (1976).
- [4] D.D. Tang. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-27**, 563 (1980).
- [5] A.W. Wieder. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-27**, 1402 (1980).
- [6] R.P. Mertens, J.L. van Meerbergen, J.F. de Nijs, R.J. van Overstraeten. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-27**, 949 (1980).
- [7] A. Neugroschel, S.C. Pao, F.A. Lindholm. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-29**, 894 (1982).
- [8] G.E. Possin, M.S. Adler, B.J. Baliga. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-31**, 3 (1984).
- [9] H.S. Bennett, C.L. Wilson. J. Appl. Phys., **55**, 3582 (1984).
- [10] J.del Alamo, S. Swirhun, R.M. Swanson. Sol. St. Electron., **28**, 47 (1985).
- [11] H.S. Bennett. Sol. St. Electron., **28**, 193 (1985).
- [12] J. del Alamo, R.M. Swanson. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-34**, 1580 (1987).
- [13] J. del Alamo, R.M. Swanson. Sol. St. Electron., **30**, 1127 (1987).
- [14] R.R. King, R.M. Swanson. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-38**, 1399 (1991).
- [15] D.B.M. Klaassen, J.W. Slotboom, H.C.de Graaff. Sol. St. Electron., **35**, 125 (1992).
- [16] A.A. Volfson, V.K. Subashiev. Sov. Phys. Semocond., **1**, 327 (1967).
- [17] M. Balkanski, A. Aziza, E. Amzallag. Phys. St. Sol., **31**, 323 (1969).
- [18] P.E. Schmid. Phys. Rev., **23**, 5531 (1981).
- [19] W.P. Dumke. Appl. Phys. Lett., **42**, 196 (1983).
- [20] K.M. van Vliet, A.H. Marshak. Sol. St. Electron., **23**, 49 (1980).
- [21] M.S. Lundstrom, R.J. Schartz, J.L. Gray. Sol. St. Electron., **24**, 195 (1981).
- [22] Б.Н. Грессеров, Т.Т. Мнацаканов. ФТП, **23**, 1658 (1989).
- [23] А. Блихер. *Физика силовых биполярных и полевых транзисторов (Л.. Энергоатомиздат, 1986)*.
- [24] S.S.Li. Nat. Bur. Stand. Spec. Publ. N 400-33 (1977).
- [25] W.R. Thurber, R.L. Mattis, Y.M. Lin, J.J. Filliben. J.Electrochem. Soc., **127**, 1807 (1980).
- [26] В.А. Кузьмин, Т.Т. Мнацаканов, В.Б. Шуман. Письма в ЖТФ, **6**, 689 (1980).
- [27] Т.Т. Mnatsakanov, I.L. Rostovtsev, N.I. Philatov. Sol. St. Electron., **30**, 579 (1987).
- [28] F. Dannhauser. Sol. St. Electron., **15**, 1371 (1972).
- [29] J.R. Krausse. Sol. St. Electron., **15**, 1377 (1972).
- [30] J.C.S. Woo, J.D. Plummer. IEDM Techn. Dig., **401** (1987).
- [31] J.D. Beck, R. Conradt. Sol. St. Commun., **13**, 43 (1973).
- [32] C.H. Wang, K. Misiakos, A. Neuroschel. IEEE Trans. Electron. Dev., **37**, 1341 (1990).
- [33] J.G. Fossum, R.P. Mertens, D.S. Lee, J.F. Nijs. Sol. St. Electron., **26**, 569 (1983).
- [34] J. Dziewior, W. Schmid. Appl. Phys. Lett., **31**, 346 (1977).
- [35] P.A. Iles, S.I. Soclof. *11th IEEE Photovolt. Spec. Conf. Record (1975) p. 19.*

Редактор Л.В. Шаронова