

## ТЕРМОАКТИВАЦИОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ МАЛЫХ КОЛИЧЕСТВ МЕЛКИХ СОПУТСТВУЮЩИХ ПРИМЕСЕЙ В ЛЕГИРОВАННОМ СЛАБО КОМПЕНСИРОВАННОМ КРЕМНИИ

© Ж.Леотин\*, В.В.Рыльков

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,  
141120 Фрязино, Россия

\*Laboratoire de Physique des Solides, SNCMP-INSA

Complexe Scientifique de Rangueil, 31077 Toulouse-Cedex, France

(Получена 2 августа 1995 г. Принята к печати 31 августа 1995 г.)

На примере Si:Ga с уровнем легирования  $(2 \div 3) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и низким содержанием остаточных примесей,  $\leq 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , изучены возможности метода термостимулированной проводимости для выявления малых количеств более мелких, чем основная, сопутствующих примесей. Измерения термостимулированной проводимости проводились в области температур  $T = 4.2 \div 24 \text{ К}$  в греющих электрических полях  $E = 200 \div 300 \text{ В/см}$  после фотовозбуждения образцов излучением из области примесного поглощения. При  $T \simeq 18 \text{ К}$  кривые термостимулированной проводимости обнаруживают пик, который, как показано, связан с термическим опустошением уровней сопутствующей примеси бора. Показано также, что в случае линейной рекомбинации метод термостимулированной проводимости весьма эффективен как для установления химической природы сопутствующих примесей, так и для определения концентрации, а также для исследования влияния сильных электрических полей на параметры сопутствующих примесей.

Свойства полупроводниковых материалов (электрические, фотоэлектрические и т. д.) в решающей степени определяются количеством и составом присутствующих в них примесей. В легированных слабо компенсированных полупроводниках помимо основной (легирующей) примеси весьма существенна роль даже малых количеств компенсирующих примесей, а также более мелких, чем основная, сопутствующих примесей (СП). Последними могут быть как остаточные примеси (бор в Si:Ga), так и примесные комплексы, образованные легирующей примесью с электрически неактивными атомами, например с углеродом [1]. Присутствие СП в очень слабо компенсированном материале может крайне сильно влиять на его низкотемпературные свойства, в частности, определять проводимость по примесям [2], примесную фотопроводимость [3], избыточные шумы [3]. Поэтому во многих практически

важных случаях важно располагать сведениями о природе и параметрах как компенсирующих, так и сопутствующих примесей. Традиционные методы анализа примесного состава полупроводника, базирующиеся на измерениях коэффициента Холла или электропроводности, слабо «реагируют» на присутствие СП и оказываются неэффективными при их малых концентрациях [4]. В этой связи представляется интересным оценить применительно к кремнию возможности классической методики определения параметров локализованных электронных состояний (ЛЭС), основанной на наблюдениях термостимулированной проводимости (ТСП), тем более, что эта методика практически не использовалась для анализа примесного состава Si (по крайней мере — в отношении мелких примесей), по-видимому, вследствие трудностей ее реализации при низких температурах. Между тем при известной тщательности [5,6] метод ТСП позволяет достичь высокой точности определения энергетического положения ЛЭС, что в случае кремния с хорошо известными значениями положения уровней мелких примесей может обеспечить именно спектроскопию СП, т. е. получение сведений не только о параметрах таких примесей, но и об их природе.

Рассмотрим в этой связи ТСП, для определенности на примере  $p$ -Si:Ga, обусловленную термоионизацией СП. В легированном слабо компенсированном Si:Ga, полученном методом зонной плавки, как правило, присутствует более мелкая СП бора. Пусть концентрация бора  $N_B$  меньше концентрации компенсирующих доноров  $N_d$  (противоположный случай,  $N_B \geq N_d$ , менее интересен, поскольку при этом наличие СП легко идентифицируется по данным измерений эффекта Холла или электропроводности [4]). Тогда при достаточно низкой температуре, когда равновесная концентрация свободных дырок  $p^* \ll N_d$ , вся СП, а также часть легирующей примеси будут ионизированы, причем суммарная концентрация ионизированных атомов будет равна  $N_d$  ( $N_B^- + N_{Ga}^- = N_d$ ). При подсветке образца излучением из области примесного поглощения скорости оптической генерации и рекомбинации неравновесных дырок как для примеси Ga, так и для примеси B должны быть одинаковы, т. е.  $\gamma_{Ga} N_{Ga}^0 = \alpha_{Ga} p N_{Ga}^-$  и  $\gamma_B N_B^- = \alpha_B p N_B^-$ , где  $\gamma_{Ga}$  и  $\gamma_B$  — коэффициенты оптической генерации дырок с нейтральных атомов Ga и B соответственно,  $p$  — концентрация неравновесных дырок ( $p \gg p^*$ ),  $\alpha_{Ga}$  и  $\alpha_B$  — коэффициенты захвата дырок на ионизированные центры Ga и B. Значения  $\gamma_{Ga}$ ,  $\alpha_{Ga}$  и  $\gamma_B$ ,  $\alpha_B$  для основной и сопутствующей примесей отличаются незначительно, поэтому при  $p^* \ll p \ll N_d$  справедливо соотношение  $N_B^- / N_{Ga}^- \simeq N_B^0 / N_{Ga}^0 \sim N_B / N_{Ga}$ . Следовательно, в образцах с  $N_{Ga} \geq 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и низким содержанием СП ( $N_B \geq 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ) при подсветке легко достигается неравенство  $N_B^- / N_{Ga}^- \ll 1$ , эквивалентное соотношению  $N_{Ga}^- \simeq N_d$ . Это означает, что практически все центры СП предельно заполнены основными носителями заряда. Релаксация проводимости образца после выключения фотовозбуждения, обусловленная термическим опустошением СП, описывается уравнениями кинетики

$$\frac{dp}{dt} = -p(\alpha_{Ga} N_{Ga}^- + \alpha_B N_B^-) + \gamma_B^T N_B^0, \quad (1)$$

$$\frac{dN_B^0}{dt} = p\alpha_B N_B^- - \gamma_B^T N_B^0, \quad (2)$$

где  $t$  — время,  $\gamma_B^T = N_v \alpha_B \exp(-\varepsilon_B/kT)$  — коэффициент термической генерации,  $N_v$  — эффективная плотность состояний в валентной зоне,  $\varepsilon_B$  — энергия активации уровня бора,  $k$  — постоянная Больцмана. При нагреве образца по линейному закону  $T = T_0 + \beta t$  ( $\beta = \text{const}$  — скорость нагрева,  $T_0$  — начальная температура образца, при которой осуществлялось фотовозбуждение) в пренебрежении перзахватом дырок на уровень СП ( $\alpha_{Ga} N_{Ga}^- \gg \alpha_B N_B^-$ ) и зависимостью  $\alpha_{Ga}$  от  $T$  из (1), (2) следует

$$p(T) = N_B \tau \frac{\gamma_B^T \exp \left[ -\frac{1}{\beta} \int_{T_0}^T \gamma_B^T dT' \right]}{1 + N_B / (N_d - N_B) \exp \left[ -\frac{1}{\beta} \int_{T_0}^T \gamma_B^T dT' \right]}, \quad (3)$$

где  $\tau = 1/\alpha_{Ga}(N_d - N_B)$  — время жизни дырок при относительно невысоком уровне фотовозбуждения, когда  $N_B^- \gg N_B^0$ .<sup>1</sup> Легко убедиться, что зависимость  $p(T)$  описывает кривую с максимумом, характерную для всех форм ТСП. При  $N_d \gg N_B$  температура максимума  $T_m$  определяется известным трансцендентным уравнением [7]

$$\frac{kT_m^2 \beta}{\alpha_B N_v \varepsilon_B} = \exp(\varepsilon_B/kT_m), \quad (4)$$

а энергия активации СП  $\varepsilon_B$  соотношениями [8]

$$\frac{\varepsilon_B}{kT_m} = \frac{1.455}{T_m/T' - 1} - \frac{0.79}{T_m/T'}, \quad (5)$$

$$\frac{\varepsilon_B}{kT_m} = \frac{0.99T_m/T''}{1 - T_m/T''} - 0.26T_m/T'', \quad (6)$$

где  $T'$ ,  $T''$  — температуры полувысот пика ТСП со стороны низких и высоких температур соответственно. Формулы (4)–(6) определяют также коэффициент захвата дырок  $\alpha_B$  на ионизированные центры СП. Кроме того, измеряя заряд, обусловленный термостимулированным током,  $Q = \int_0^\infty J(t) dt = (1/\beta) \int_{T_0}^\infty J(T) dT$ , можно определить концентрацию СП  $N$  [7]:

$$N \equiv N_B = \frac{Q}{qS\mu\tau E}. \quad (7)$$

<sup>1</sup> Соотношение (3) отличается от известного для случая ТСП с мономолекулярной кинетикой [7] наличием множителя  $\left\{ 1 + N_B / (N_d - N_B) \exp \times \left[ -\frac{1}{\beta} \int_{T_0}^T \gamma_B^T dt \right] \right\}^{-1}$ , учитывающего изменение времени жизни основных носителей заряда вследствие уменьшения концентрации ионизированных атомов Ga, обусловленного «перекачкой» дырок с уровня В на уровень Ga, т.е. их рекомбинаций.

Здесь  $q$  — элементарный заряд,  $S$  — площадь поперечного сечения образца,  $\mu$  — подвижность дырок,  $E$  — электрическое поле в образце. Выражение (7) имеет простой физический смысл — заряд, протекающий в цепи, определяется концентрацией СП, ионизируемой в процессе нагрева, и коэффициентом фотоэлектрического усиления ( $G$ ):  $Q + qN_BVG$ , где  $V = SL$  — объем образца,  $L$  — расстояние между контактами,  $G = \mu\tau E/L$ .

Таким образом, при  $N_d \gg N_B$  ТСП, обусловленная ионизацией СП, описывается в условиях линейной рекомбинации стандартным образом, определяющим три основных параметра СП — глубину, сечение захвата и концентрацию.

Для экспериментальной реализации режима термостимулированного возбуждения мелких примесей в Si ( $\varepsilon_B = 44.39$  мэВ [9]) необходимо обеспечить охлаждение образца до температуры, исключающей ионизацию нейтральной СП, заполняемой при фотовозбуждении, возбуждение объекта в примесной области поглощения при тщательной его экранировке от фонового излучения и нагрев образца по линейному закону. В настоящей работе измерения ТСП реализованы на образцах легированного слабо компенсированного Si:Ga с помощью специализированной криогенной ячейки, погружаемой в транспортный сосуд Дьюара с жидким гелием [10]. Данное устройство содержит два источника инфракрасного излучения: полупроводниковый лазер на основе узкозонного соединения  $Pb_{1-x}Sn_xSe$  и имитатор абсолютно черного тела (АЧТ). Лазер, обладающий существенно большей мощностью излучения ( $W \sim 0.1$  мВт на длине волны  $\lambda \simeq 5$  мкм) по сравнению с имитатором АЧТ ( $W \leq 1$  нВт), используется для примесного фотовозбуждения, обеспечивающего неравновесное заполнение носителями заряда ионизированных атомов СП. С другой стороны, маломощный имитатор АЧТ позволяет обеспечить контроль фоточувствительности исследуемых объектов, что необходимо для оценки концентрации СП [см. (7)].

Исследуемый образец прикреплялся к теплопроводящей подложке, содержащей нагреватель и датчик температуры (ТСУ-1), которая была соединена с гелиевым термостатом через сменный тепловой шунт. Анализ уравнения теплового баланса показывает, что линейность изменения температуры во времени в этих условиях достигается при подводе мощности  $P$  к нагревателю по закону

$$P(t) = C_0 + C_1 t + C_2 t^2,$$

где первое слагаемое учитывает инерционность установления температуры, а последнее — изменение теплоемкости подложки с температурой и/или постоянной времени теплообмена между подложкой и термостатом. Постоянные  $C_0$ ,  $C_1$ ,  $C_2$  подбирались эмпирическим путем. Пример изменения температуры от времени при отношении констант  $C_0/C_1 \simeq 0.325$  с<sup>-1</sup> и  $C_2/C_0 \simeq 10^{-3}$  с<sup>-2</sup> показан на рис. 1. Видно, что в интервале  $4.5 \div 24$  К температура линейно изменяется во времени со скоростью  $\beta = 0.6$  К/с.

Отметим, что выбранная начальная температура  $T_0 = 4.5$  К заметно меньше температуры  $T_m$ , при которой должен наблюдаться максимум на кривой термостимулированного возбуждения примеси В в Si:Ga.

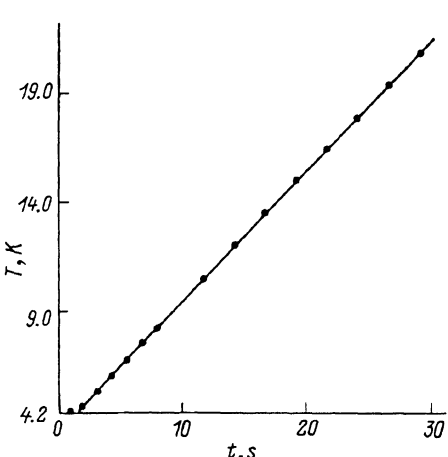


Рис. 1. Зависимость температуры держателя объекта от времени.

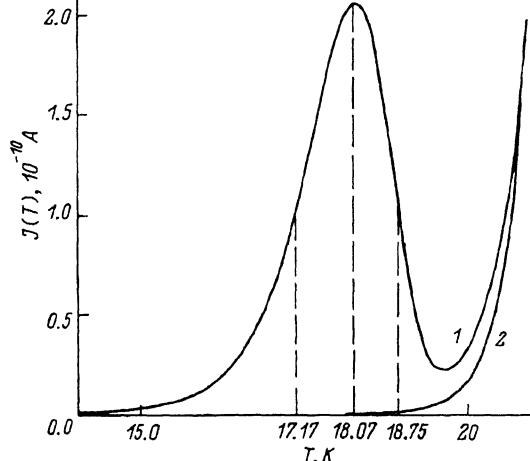


Рис. 2. Динамические температурные зависимости тока, полученные после фотовозбуждения образца (1) и без предварительного фотовозбуждения (2).

Действительно, воспользовавшись характерным значением сечения захвата носителей заряда для кулоновских центров в Si  $\sigma \approx 10^{-12} \text{ см}^2$  [11], с помощью (4) находим  $T_m = 18 \div 19 \text{ К}$ . Другими словами, можно ожидать, что при  $T_0 = 4.5 \text{ К}$  неравновесное заполнение атомов В будет сохраняться достаточно длительное время, а в выбранном интервале температур  $T = 4.5 \div 24 \text{ К}$  должен проявляться пик ТСП, обусловленный присутствием этих центров.

ТСП регистрировалась двухканальным графопостроителем, на один вход которого подавался выходной сигнал преобразователя ток-напряжение на основе операционного усилителя 544 УД1, подключенного к образцу, на другой — сигнал от датчика температуры. Измерения проводились в «греющих» электрических полях  $E = 200 \div 300 \text{ В/см}$ . В этих условиях время жизни дырок  $\tau$  практически не зависит от температуры [12] и для описания ТСП можно использовать выражение (3). Кроме того, облегчается измерение ТСП даже при относительно малом содержании примесей бора ( $N_B \leq 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ). При фотовозбуждении образцов напряженность поля  $E$  уменьшалась до величины  $\sim 10 \text{ В/см}$  с тем, чтобы исключить влияние ударной ионизации атомов В на степень их заполнения. Эксперименты выполнены на фотопроводниках поперечной конфигурации с размерами  $L = 0.37 \text{ мм}$ ,  $S = 3 \times 2 \text{ мм}^2$  (длина образцов в направлении излучения составляет 2 мм), снабженных  $p^+$ -контактами. Типичная кривая термостимулированного тока, полученная для образцов с концентрацией галлия  $N_{Ga} \approx 2.6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  при  $E = 270 \text{ В/см}$ , приведена на рис. 2 (кривая 1). Максимум пика ТСП в данном случае наблюдается при  $T_m = 18.07 \text{ К}$ , а температуры его полувысот со стороны низких и высоких температур  $T'$  и  $T''$  соответственно равны 17.17 и 18.75 К. Известно, что критерием линейной рекомбинации является близость значений энергий ионизации ловушек, найденных по нарастающей и спадающей ветвям кривой ТСП [8]. Подставляя величины  $T'$ ,  $T_m$  и  $T''$  в (5) и (6), находим  $\epsilon_V = 42.05$  и  $40.6 \text{ мэВ}$  соответственно, т.е. значения  $\epsilon_V$  практически

совпадают между собой и различаются от энергии ионизации атомов бора  $\epsilon_B = 44.39 \text{ мэВ}$ . Это отличие может объясняться уменьшением порога ионизации примесных центров на величину  $\Delta\epsilon$  под действием электрического поля (эффект Френкеля-Пула). Для кулоновских однозарядных центров [12]

$$\Delta\epsilon = 2(q^3 E/\kappa)^{1/2}, \quad (8)$$

где  $\kappa$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника. При  $E = 270 \text{ В/см}$  по (8) находим  $\Delta\epsilon = 3.65 \text{ мэВ}$ . В этих условиях энергия ионизации атомов бора должна составлять  $\epsilon'_B = \epsilon_B - \Delta\epsilon = 40.74 \text{ мэВ}$ , что хорошо согласуется со средним значением  $\epsilon_B = 41.33 \text{ мэВ}$ , полученным по (5) и (6).

Определим теперь коэффициент захвата дырок  $\alpha_B$ . Подставляя в (4) среднее значение  $\epsilon_B = 41.33 \text{ мэВ}$ , находим  $\alpha_B = 1.74 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ , тогда как величина  $\alpha_B$  в слабых полях при  $T = 18 \text{ К}$  составляет  $3.5 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$  [13]. Уменьшение  $\alpha_B$  приблизительно в 2 раза также можно объяснить влиянием электрического поля. Действительно, при описании процесса захвата носителей заряда кулоновскими центрами это влияние, как известно, сводится к действию двух факторов: увеличению средней кинетической энергии носителей заряда вследствие их разогрева и делокализации высоковозбужденных состояний примеси, определяющих захват, из-за понижения ее порога ионизации [12]. В нашем случае величина  $\alpha_B$ , входящая в (4), определяет темп термической генерации дырок с нейтральных центров бора (см. также уравнение кинетики (1) и (2)). Поэтому разумно учитывать действие только последнего фактора, который приводит к уменьшению  $\alpha_B$  в  $\Delta\epsilon/kT$  раз, т. е. в нашем случае в 2.3 раза, что дает величину  $\alpha_B$ , близкую в найденной экспериментально.

Наконец, воспользовавшись (7) оценим концентрацию бора. Протекающий заряд  $Q$  найдем по площади, заключенной между кривой ТСП (1) и темновой кривой (2), измеренной без предварительного фотовозбуждения образца (см. рис. 2):  $Q = (1/\beta) \int_{T_0}^{\infty} J(t) dt = 6.2 \cdot 10^{-10} \text{ Кл}$ .

Для нахождения коэффициента фотоэлектрического усиления  $G$  применим методику [10], основанную на измерении фототока в образце  $J_{\text{ph}}$  от температуры  $T_i$  имитатора АЧТ. При  $T_i < 100 \text{ К}$  для фотопроводников на основе Si: Ga, следуя [10], имеем

$$J_{\text{ph}} \approx qG \frac{d^2}{4} \frac{A}{r^2} \left\{ \frac{2\pi T_i k}{\lambda_c^2 h} \exp\left(-\frac{ch}{k\lambda_c T_i}\right) \left[ 1 + \frac{2\lambda_c T_i k}{ch} + 2\left(\frac{\lambda_c T_i k}{ch}\right)^2 \right] \right\}, \quad (9)$$

где  $d$  — диаметр диафрагмы, ограничивающей поток фотонов от излучателя АЧТ,  $A$  — площадь освещаемой поверхности образца,  $r$  — расстояние между образцом и диафрагмой,  $h$  — постоянная Планка,  $c$  — скорость света,  $\lambda_c$  — эффективная граничная длина волны, выше которой квантовая эффективность приемника  $\eta = 0$ . Условия измерений  $J_{\text{ph}}(T_i)$  те же, что описаны в [10]:  $d = 1.2 \text{ мм}$ ,  $A = 0.37 \times 3 \text{ мм}^2$ ,  $r = 25 \text{ мм}$ , величина  $\lambda_c$ , найденная по наклону зависимости  $\ln(J_{\text{ph}}/T_i)$

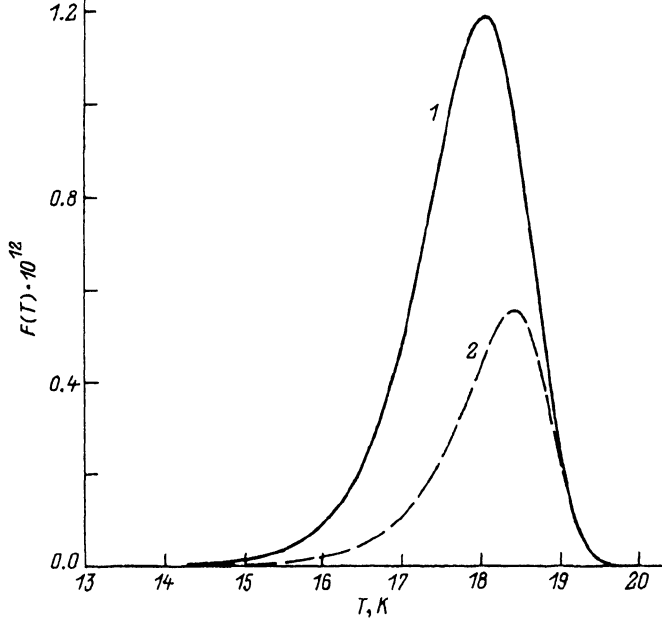


Рис. 3. Расчетные кривые ТСП при различном соотношении концентрации бора и концентрации компенсирующих доноров  $N_B/N_d$ : 1 — 0, 2 — 0.8.

от  $1/T_i$  [см. (9)] в интервале  $T_i = 60 \div 90$  K, составляет  $\lambda_c = 21.5$  мкм [10]. Из (9) видно, что для нахождения  $G$  достаточно измерить  $J_{ph}$  в одной температурной точке. При  $T_i = 76.75$  K и  $E = 270$  В/см фототок  $J_{ph} = 5.7 \cdot 10^{-10}$  А, что соответствует  $G \approx 1.2$ . Подставляя значения  $Q$  и  $G$  в (7), получаем  $N_B \approx 1.5 \cdot 10^{12}$  см $^{-3}$ , что представляется разумной величиной для кристаллов Si, выращенных методом зонной плавки [3].

В заключение проанализируем кинетику термостимулированного возбуждения при произвольном соотношении концентраций СП и компенсирующих центров. На рис. 3 приведены результаты модельных расчетов функции  $F(T) = p(T)/(N_B \tau N_v \alpha_B)$ , определяющей форму кривой ТСП (см. выражение (3)), при двух значениях отношения  $N_B/N_d$  — 0 и 0.8 (кривые 1 и 2 соответственно). При расчетах были использованы параметры, приведенные выше:  $\alpha_B = 1.74 \cdot 10^{-6}$  см $^3 \cdot$  с $^{-1}$ ,  $\epsilon_B = 41.33$  мЭВ,  $\beta = 0.6$  К/с,  $N_v = 16.7 \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$  ( $T = 18$  K). Из рисунка явно видно, что существенное увеличение отношения  $N_B/N_d$  приводит лишь к незначительному сдвигу максимума кривой ТСП по температурной шкале (приблизительно на 1.8%). Другими словами, наблюдение в одинаковых экспериментальных условиях на кривой ТСП пика с максимумом при  $T_m = 18 \div 18.5$  K однозначно указывает на присутствие в кристаллах Si примеси В. Ситуация с определением концентрации В может оказаться, однако, сложнее, поскольку в процессе термостимулированного возбуждения нельзя пренебрегать изменением времени жизни носителей заряда. Используя (1) и (2), можно показать, что в этих условиях измеренный заряд

$$Q = qVG(N_d - N_B) \left| \ln \left( 1 - \frac{N_B}{N_d} \right) \right|, \quad (10)$$

где  $G$  — коэффициент фотоэлектрического усиления, полученный при слабой степени нейтрализации атомов бора. Выражение (10), очевидно, переходит в (7) при  $N_B/N_d \ll 1$ , тогда как в случае  $N_B \sim N_d$  измеренное значение  $N_B$  будет заниженным. Критерием корректности использования выражения (7) является, как указывалось, близость значений энергии примесных уровней, найденных с помощью (5) и (6), либо независимость положения максимума кривой ТСП от степени начального заполнения СП (достигается, например, при фотовозбуждении образцов в различных «греющих» электрических полях).

Таким образом, можно утверждать, что метод ТСП применительно к Si весьма эффективен для установления химической природы СП и, кроме того, для определения ее концентрации в условиях линейной рекомбинации. В этом случае методика ТСП позволяет также исследовать влияние сильных электрических полей на параметры примесных центров, что представляется, в частности, весьма важным для понимания механизма примесной фотопроводимости в допороговой области спектра в кремниевых детекторах инфракрасного излучения типа ВІВ, работающих в сильных электрических полях порядка  $10^3$  В/см и выше [14].

Авторы выражают благодарность А.Г. Ждану за дискуссии, стимулировавшие работу, А.М. Козлову за помощь в проведении экспериментов, а также Б.А. Арозону и А.С. Веденееву за замечания. Работа выполнена при поддержке фонда Международной ассоциации INTAS (грант 93-1403) и Международного научного фонда (грант 98300).

#### Список литературы

- [1] С.Е. Jones, D. Schaber, W. Scott, R.J. Hager. *J. Appl. Phys.*, **52**, 5148 (1981).
- [2] F.S. Szmulovicz, T. Bloch Kenneth. *Phys. Rev. B*, **38**, 8480 (1988).
- [3] N. Sclar. *Prog. Quant. Electron*, **9**, 149 (1984).
- [4] А.С. Веденеев, Г.И. Воронкова, А.Г. Ждан, Ш.М. Коган, Т.М. Лифшиц, В.В. Рыльков. *ФТП*, **22**, 586 (1988).
- [5] А.Г. Ждан, Н.А. Лушников. *ФТП*, **13**, 1003 (1979).
- [6] Н.А. Лушников, А.Г. Ждан, В.Б. Сандомирский. *ФТП*, **13**, 417 (1979).
- [7] R. Chen, Y. Kirsh. *Analysis of thermally stimulated processes* (Pergamon, 1981).
- [8] А.Г. Ждан, В.Б. Сандомирский, А.Д. Ожередов, Г.Н. Яковлева. *ФТП*, **3**, 1755 (1969).
- [9] Т.М. Лифшиц. *ПТЭ*, вып. 1, 10 (1993).
- [10] А.Г. Ждан, А.М. Козлов, С.Н. Клемин, В.В. Рыльков. *ПТЭ*, вып. 2, 189 (1994).
- [11] В.Н. Абакумов, В.И. Перель, И.Н. Яссиевич. *ФТП*, **12**, 3 (1978).
- [12] В.Н. Абакумов, П.Н. Крещук, И.Н. Яссиевич. *ФТП*, **12**, 264 (1978).
- [13] Э.Э. Годик. Автореф. докт. дис. (М., 1980).
- [14] S. Pasquier, G. Sirmain, C. Meny, A. Murray, M. Griffin, L. Essaleh, J. Galibert, J. Leotin. *Proc. 8th Int. Conf. on «Millimeter and submillimeter waves and applications»* (San Diego, 1994) p. 35.

Редактор Л.В. Шаронова



# Thermally activated spectroscopy of shallow satellite impurities in a doped weakly compensated silicon

*J. Leotin\**, *V. V. Ryl'kov*

Institute of Radioengineering and Electronics, Russian Academy of Sciences,  
141120 Fryazino, Russia

\*Laboratoire de Physique des Solids, SNCMP-INSA Complexe Scientifique de Rangueil  
31077 Toulouse-Cedex, France

A study has been made of possibilities of finding satellite impurities more shallow than the doping ones by the method of thermostimulated in Si:Ga with a doping level  $(2 \div 3) \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  and a low content of residual impurities ( $\leq 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ). The thermostimulated conductivity measurements were carried out in the temperature range  $4.2 \div 24 \text{ K}$  under conditions of heating electric fields,  $200 \div 300 \text{ V/cm}$ , after preliminary photoexcitation of samples in the spectrum range of impurity absorption. At temperature  $\simeq 18 \text{ K}$ , the thermostimulated conductivity curves exhibit a peak. The peak was shown to be associated with thermal devastation of bor levels. It was also shown that in the case of linear recombination the method is exceedingly effective for determination of both the chemical nature and concentration of the satellite impurities, as well as for investigation of the influence of strong electric fields on satellite impurities parameters.

---