

# Влияние отжига на электрические свойства легированных азотом монокристаллов кремния, выращенных методом бестигельной зонной плавки

© Г.И. Воронкова, А.В. Батунина, В.В. Воронков, В.Н. Головина,  
А.С. Гуляева, Н.Б. Тюрина, М.Г. Мильвидский

Государственный институт редкометаллической промышленности,  
Москва, Россия

E-mail: abaturina@girnet.ru

(Поступила в Редакцию 10 марта 2009 г.)

Излучены электрические свойства отожженных при  $680^\circ\text{C}$  легированных азотом монокристаллов кремния *n*- и *p*-типа, полученных методом бестигельной зонной плавки. Показано, что отжиг приводит к появлению в кристаллах азотсодержащих центров, образующих глубокие донорные и акцепторные уровни в запрещенной зоне. Этот процесс сопровождается увеличением удельного сопротивления, особенно существенным в исходно высокоомных монокристаллах. При этом в слаболегированных бором монокристаллах *n*- и *p*-типа наблюдается конверсия типа проводимости. В конвертированном материале *n*-типа подвижность электронов аномально низка, что свидетельствует о его высокой электрической пространственной неоднородности. Определено энергетическое положение вводимого при отжиге глубокого акцепторного уровня вблизи  $E_c - 0.35 \text{ eV}$ . Предложена модель, объясняющая наблюдаемые явления.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 06-02-17054).

PACS: 72.80.Cw, 72.20.Fr, 81.40.Rs

## 1. Введение

Примесь азота в кремнии широко используется для модификации ростовых микродефектов [1–5]. Легирование азотом не влияет на электрические свойства монокристаллов кремния, выращенных методом бестигельной зонной плавки (БЗП), в постростовом состоянии. Однако после отжига при  $900$  и  $1000^\circ\text{C}$  наблюдается сильное изменение удельного сопротивления, при этом методом DLTS (нестационарной емкостной спектроскопии глубоких уровней) обнаруживаются глубокие уровни, связанные с азотом [6,7]. Удельное сопротивление материала, легированного бором, значительно возрастает, при этом сохраняется *p*-тип проводимости [6]; это означает, что вводится глубокий донорный уровень в нижней половине запрещенной зоны. В материале, легированном фосфором, удельное сопротивление также существенно возрастает, что означает появление глубокого акцепторного уровня в верхней половине запрещенной зоны. Наиболее вероятная природа центра, ответственного за эти эффекты — замещающее состояние азота. Известно [8], что этот центр имеет глубокий уровень, причем доля азота замещения может достигать 10% от полной концентрации азота. По-видимому, азот замещения имеет как глубокий донорный, так и глубокий акцепторный уровень вблизи середины запрещенной зоны. Очевидно, что этот глубокий центр не проявляет электрической активности в процессе охлаждения кристалла, однако активизируется в результате последующего отжига.

Электрическая активность азота в кремнии после отжига — важная проблема, поскольку современные

БЗП-кристаллы, как правило, легированы азотом (с целью подавления ростовых микродефектов). В настоящей работе изучается влияние отжига при относительно низкой температуре ( $680^\circ\text{C}$ ) на электрические свойства БЗП-кристаллов, легированных азотом. Оказалось, что после отжига в этой температурной области также возникают глубокие центры с концентрацией превышающей  $1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ .

## 2. Методика исследования

Были исследованы три группы легированных азотом БЗП-образцов: 1) образцы *p*-типа, легированные бором, с исходным удельным сопротивлением  $\rho_0 = 130 \Omega \cdot \text{cm}$ ; 2) образцы *p*-типа, слабо легированные бором,  $\rho_0 = 1500 \Omega \cdot \text{cm}$ ; 3) образцы *n*-типа, легированные фосфором,  $\rho_0 = 1200 \Omega \cdot \text{cm}$ . Содержание азота в исследованных образцах можно оценить (по измерениям аналогичных образцов методом вторично-ионной масс-спектрометрии) как  $3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ .

Часть образцов была использована в качестве контрольных, часть подвергнута термообработке при  $680^\circ\text{C}$  в течение 90 min (стандартная термообработка для осаждения на поверхности пластины слоя поликристаллического кремния).

На образцах из контрольных и термообработанных групп были измерены температурные зависимости эффекта Холла и удельного сопротивления до температуры жидкого гелия (или до температуры жидкого азота). Рассчитанные по этим данным температурные зависимости концентрации носителей заряда позволили получить информацию о действующих энергетических уровнях.

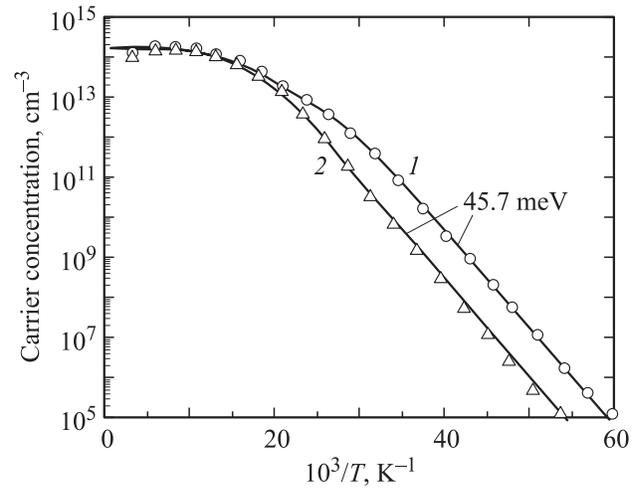
### 3. Результаты

Было обнаружено, что сопротивление, измеренное четырехзондовым методом, меняется после термообработки. Изменение было слабым для первой группы образцов (с более низким  $\rho_0$ ). Для двух других (высокоомных) групп наблюдалось заметное увеличение сопротивления, особенно сильное для второй группы (исходного  $p$ -типа) — в 50 раз.

Компьютерный анализ температурной зависимости концентрации носителей (дырок  $p(T)$  или электронов  $n(T)$ ) с вычислением концентраций и энергий ионизации электрически активных центров, проявляющихся в интервале температур измерения, может быть проведен с использованием температурной зависимости как удельного сопротивления  $\rho(T)$ , так и коэффициента Холла  $R(T)$  в предположении, что материал однороден и концентрация носителей постоянна по всему объему образца. Удельное сопротивление  $\rho = 1/(e\mu p)$  (если рассматривать для определенности материал  $p$ -типа), где  $e$  — элементарный заряд, а  $p$  и  $\mu$  — соответственно концентрация и дрейфовая подвижность носителей. Рассчитанная из  $\rho$  концентрация  $p = 1/(e\mu\rho)$ . Для чистого кремния дрейфовая подвижность  $\mu$  является известной функцией температуры [9]. В легированном материале на подвижность влияют заряженные центры. Чтобы определить их концентрацию, а затем и  $\mu$ , используется метод итераций. Сначала вычисляется приближенная зависимость  $p(T)$  с использованием величины  $\mu$  для чистого кремния. По кривой  $p(T)$  рассчитываются концентрации акцепторов и доноров, а также положение действующего энергетического уровня. Эти данные используются для вычисления скорректированной подвижности  $\mu(T)$ , которая зависит от полной концентрации заряженных центров. Уточненная подвижность  $\mu(T)$  используется для повторного вычисления зависимости  $p(T)$ , затем снова проводится расчет параметром центров, используемый для дальнейшего уточнения подвижности. Обычно после трех или четырех итераций достигается насыщение, и расчетная кривая  $p(T)$ , а с ней и параметры центров перестают изменяться.

Коэффициент Холла  $R = h/(ep)$ , где  $h$  — Холл-фактор (величина, близкая к единице). Рассчитанная из эффекта Холла концентрация свободных носителей  $p = h/(eR)$ . Для слаболегированного материала  $h$  является известной функцией  $T$  [10]. Для легированного материала  $h$  зависит от концентрации заряженных примесей. В этом случае также используется метод итераций, аналогичный описанному выше; в первом приближении  $p(T)$  вычисляется с Холл-фактором, равным единице.

Наши многочисленные измерения показывают, что две концентрационные кривые (основанная на  $\rho(T)$  и основанная на  $R(T)$ ) обычно идентичны. Это означает что холловская подвижность  $\mu_H = R/\rho$  близка к теоретической величине  $h(T) \cdot \mu(T)$ . Однако иногда эти две кривые заметно различаются, что означает сильное отклонение  $\mu_H(T)$  от стандартного значения. Это отклонение может

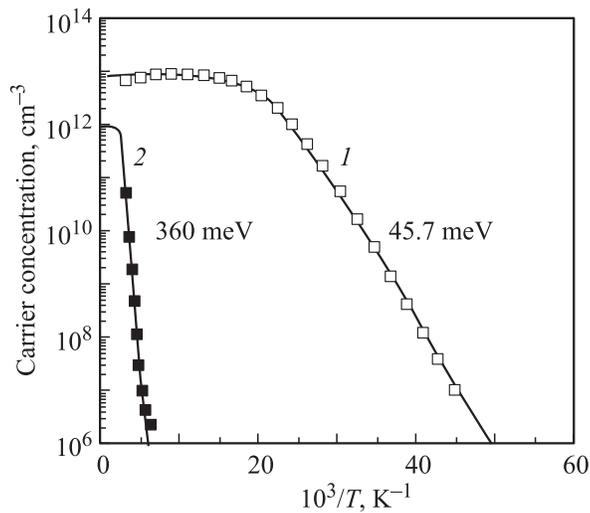


**Рис. 1.** Температурная зависимость концентрации носителей (дырок) в образцах, легированных бором (первая группа), основанная на измеренном удельном сопротивлении  $\rho(T)$ . Кривые 1 и 2 относятся к исходному и отожженному образцам соответственно.

быть вызвано сильной неоднородностью концентрации носителей, когда измеряемые величины  $\rho$  и  $R$  становятся сложной функцией пространственного профиля распределения концентрации носителей. Для такого неоднородного материала концентрация носителей, вычисленная по  $\rho$  и  $R$ , является эффективной величиной, зависящей от пространственного профиля концентрации носителей.

В образцах первой группы (легированных бором и имеющих относительно низкое исходное удельное сопротивление  $\rho_0$ ) концентрационные кривые, построенные на основе зависимостей  $\rho(T)$  и  $R(T)$ , почти идентичны как в исходных образцах, так и в образцах после отжига. Кривые, построенные на основе  $\rho$ , показаны на рис. 1: данные для контрольного образца представлены светлыми кружками (кривая 1), для отожженного — светлыми треугольниками (кривая 2). Сплошные линии представляют собой расчетные зависимости  $p(T)$ , где для акцепторного уровня бора использовано общепринятое значение  $E_v + 45.7$  meV. Для спадающего участка кривой  $p(T)$ , который контролируется акцепторным уровнем бора, концентрация  $p$  пропорциональна  $p_0/N_d$  — отношению концентрации  $p_0$  на плато (при высоких  $T$ ) к концентрации  $N_d$  компенсирующих доноров [11]. Сильный сдвиг вниз спадающей части кривой 2 по сравнению с кривой 1 означает, что  $N_d$  сильно возрастает при отжиге (примерно от  $2 \cdot 10^{12}$  до  $2.5 \cdot 10^{13}$   $\text{cm}^{-3}$ ). Величина  $p_0$  остается практически неизменной.

Для исходного образца из второй (высокоомной) группы образцов, легированных бором, кривые  $p(T)$ , основанные на измерениях  $\rho$  и  $R$ , также почти идентичны. На рис. 2 показана зависимость для исходного образца (кривая 1), основанная на измерении  $\rho(T)$ . Концентрация на плато ( $n_0 \approx 10^{13}$   $\text{cm}^{-3}$ ) меньше, чем концен-

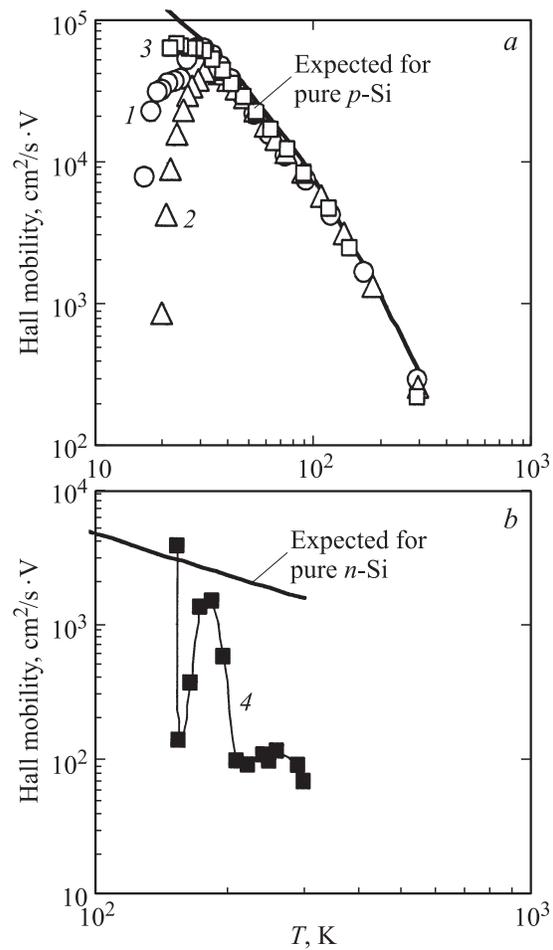


**Рис. 2.** Температурная зависимость концентрации носителей в образцах, легированных бором (вторая группа), основанная на  $\rho(T)$ . Кривая 1 — исходный образец, кривая 2 — отожженный образец. Светлые символы соответствуют  $p$ -типу проводимости, темные —  $n$ -типу.

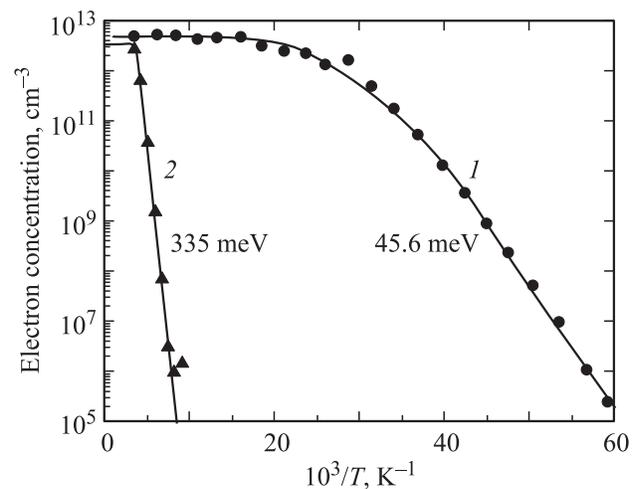
трация доноров, вводимых при отжиге ( $2.3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  согласно приведенным выше данным по низкоомному материалу), поэтому можно ожидать, что после отжига образцы этой группы перейдут в  $n$ -тип. Конверсия типа проводимости действительно происходит; кривая  $n(T)$  для отожженного образца, основанная на  $\rho(T)$ , показана на рис. 2 (темные символы, кривая 2). Резкое падение  $n(T)$  при уменьшении  $T$  соответствует глубокому уровню  $E_c - 360 \text{ meV}$ , возникшему после отжига.

Температурная зависимость холловской подвижности  $\mu_H$  для всех образцов, легированных бором, показана на рис. 3. Для всех образцов  $p$ -типа (рис. 3, *a*) температурная зависимость  $\mu_H$  при  $T > 30 \text{ K}$  близка к теоретической, показанной сплошной кривой и рассчитанной с использованием обычной дрейфовой подвижности  $\mu(T)$  [9] и Холл-фактора  $h(T)$ , вычисленного в соответствии с [10]. Однако в отожженных образцах второй группы (перешедших в  $n$ -тип) холловская подвижность ведет себя аномально (рис. 3, *b*). Прежде всего  $\mu_H$  аномально низка при комнатной температуре  $T_{\text{room}}$  — менее  $100 \text{ cm}^2/\text{s} \cdot \text{V}$  (в то время как обычная величина холловской подвижности электронов близка к  $1600 \text{ cm}^2/\text{s} \cdot \text{V}$ ). Температурная зависимость подвижности также является аномальной.

В образцах третьей группы (легированных фосфором)  $n$ -тип проводимости сохраняется и после отжига. Кривые  $n(T)$  для исходного и отожженного образцов (кривые 1 и 2 соответственно), рассчитанные на основе  $\rho$ , показаны на рис. 4. Отжиг приводит к некоторому уменьшению концентрации электронов при комнатной температуре. Наиболее интересный эффект — резкое падение  $n(T)$  ниже  $T_{\text{room}}$ , что соответствует появлению глубокого акцепторного уровня  $E_c - 335 \text{ meV}$ . Холлов-



**Рис. 3.** Температурная зависимость эффективной холловской подвижности для образцов, легированных бором, до и после отжига. *a* — для образцов  $p$ -типа, *b* — для образца, конвертированного в  $n$ -тип. Кривые 1 и 2 — соответственно исходный и отожженный образцы из первой группы, кривые 3 и 4 — исходный и отожженный образцы из второй группы.



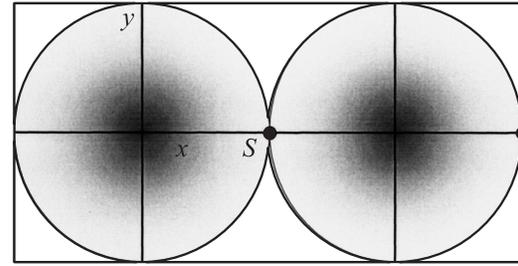
**Рис. 4.** Температурная зависимость концентрации электронов в образцах, легированных фосфором (третья группа). Кривые 1 и 2, полученные на основе зависимости  $\rho(T)$ , соответствуют исходному и отожженному образцам соответственно.

ская подвижность электронов в исходном образце близка к  $1000 \text{ cm}^2/\text{s} \cdot \text{V}$  при  $T_{\text{room}}$ . Это несколько ниже нормальной величины, что указывает на некоторую неоднородность кремния с азотом, легированного фосфором. После отжига подвижность еще уменьшилась.

#### 4. Обсуждение результатов

Наиболее важный результат настоящего исследования состоит в том, что генерация глубоких центров в кремнии, легированном азотом, происходит уже при относительно низкой температуре отжига —  $680^\circ\text{C}$ . Вероятнее всего, эти глубокие центры принадлежат азоту замещения  $N_s$ . Как отмечалось во Введении, у такого центра имеется донорный уровень в нижней половине запрещенной зоны и акцепторный уровень в верхней. Уровни, выявляемые в термообработанных образцах с фосфором и в образцах с бором (после конверсии в  $n$ -тип), довольно близки. Наиболее естественно интерпретировать их как один и тот же акцепторный уровень центра  $N_s$ . Небольшое различие в положении обнаруженных уровней может быть обусловлено погрешностью измерений. Конверсия высокоомных образцов с бором связана не с центрами  $N_s$ , а с появлением мелких доноров (с уровнем, расположенным выше наблюдаемого глубокого уровня) с концентрацией  $N_d$ , превышающей концентрацию бора  $N_B$ . В то же время разность  $N_d - N_B$  остается меньше, чем концентрация азота замещения  $N_s$ , так что ход кривой  $n(T)$  контролируется глубоким акцепторным уровнем.

Аномально низкая холловская подвижность электронов вблизи комнатной температуры (в конвертированном в  $n$ -тип образце) является свидетельством в пользу неоднородного пространственного распределения возникающих доноров. Чтобы объяснить этот результат, используем модель пространственной неоднородности, основанную на данных малоуглового рассеяния лазерного луча в кремнии [12,13]. Малоугловое рассеяние, наблюдаемое даже в самом частом БЗП-кремнии, показывает, что материал всегда содержит относительно большие локальные области (радиусом около  $6 \mu\text{m}$ ), которые немного отличаются от матрицы по показателю преломления. Эти оптические неоднородности были идентифицированы как изолированные „облака“ свободных носителей с высокой локальной концентрацией по сравнению с уровнем фона. Радиус облаков увеличивается при отжиге в соответствии с коэффициентом диффузии кислорода. Отсюда следует, что основой неоднородности служат кислородные облака, образованные при растворении кислородсодержащих включений, захваченных из расплава. Радиальная диффузия растворяющегося из включения свободного кислорода приводит к гауссову радиальному профилю распределения кислорода вокруг каждого включения. Облака нейтральной примеси кислорода сами по себе слишком слабые неоднородности для создания наблюдаемого рассеяния



**Рис. 5.** Схематическое неоднородное распределение носителей в виде периодически расположенных кубических ячеек, каждая из которых содержит в центре сферическое донорное облако. Показаны две соседние ячейки в плоскости, проходящей через центры ячеек. В затемненной области преобладают доноры; в светлой области — акцепторы.

света. Но они могут служить местами скопления электрически активных быстро диффундирующих примесей, которые создают электрически активные комплексы с кислородом (наиболее вероятно, донорного типа). Таким путем образуются области, обогащенные носителями (электронами). Влияние заряженных носителей на диэлектрическую постоянную достаточно велико для того, чтобы вызвать заметное рассеяние.

Плотность облаков не может быть получена из экспериментов по рассеянию. Ранее предполагалось, что плотность составляет  $\sim 10^6 \text{ cm}^{-3}$ ; в этом случае облака хорошо изолированы друг от друга, и их влияние на измеряемые  $\rho$  и  $R$  пренебрежимо мало, как обычно и наблюдалось в эксперименте. Однако плотность облаков в некоторых случаях может быть намного больше, и тогда они располагаются близко друг к другу и поэтому сильно влияют на линии тока, текущего в образце, как при приложенном напряжении (при измерении  $\rho$ ), так и при добавленном магнитном поле (при измерении  $R$ ).

В простейшей модели неоднородного материала с облаками образец разделяется на одинаковые кубические ячейки со стороной  $L$ , в центре каждой ячейки расположено облако доноров с гауссовым радиальным профилем  $N_d(r) = N_{d0} \exp(-r^2/a^2)$ . Здесь  $N_{d0}$  — концентрация доноров в центре облака,  $a$  — характерный размер облака (около  $6 \mu\text{m}$ ). Две соседние ячейки схематически показаны на рис. 5, облака представлены затемненными областями с ядром. Доноры, аккумулированные внутри кислородных облаков, не обязательно связаны с наличием азота, так как малоугловое рассеяние наблюдалось и в чистых БЗП-образцах, не содержащих азот. Однако азот может участвовать в образовании облаков, увеличивая  $N_d$ . При выращивании по методу Чохральского в кремнии, легированном азотом, во время отжига при температуре около  $650^\circ\text{C}$  образуются так называемые мелкие термодоноры (МТД) [14], которые являются комплексами, состоящими из межузельного атома азота и нескольких атомов кислорода. Несмотря на низкую среднюю концентрацию кислорода в БЗП-материале, его

локальная концентрация внутри облаков может быть достаточно высокой для образования МТД.

Предполагается, что размер ячейки  $L$  несколько больше, чем размер облака  $a$ . Поскольку  $N_d(r)$  — быстро спадающая функция радиальной координаты  $r$ , область с преобладанием доноров, где  $N_d(r) > N_B$ , занимает только центральную часть ячейки; граница донорной области обозначена окружностью на рис. 5. На рис. 5 соседние донорные области перекрываются: в точке  $S$  на границе ячеек полная концентрация доноров (сумма вкладов двух облаков) превышает  $N_B$ . Части ячеек вне донорной области (светлые участки на рис. 5) сохраняют проводимость  $p$ -типа. Эти области не изолированы друг от друга, как может показаться исходя из рис. 5. Этот рисунок показывает плоскость  $xu$ , проходящую через центры ячеек. В параллельном сечении, смещенном на  $L/2$  вдоль  $z$ , области с преобладанием доноров становятся изолированными малыми окружностями, в то время как светлые области сливаются друг с другом, занимая основную часть плоскости. Благодаря такой топологии имеется два непрерывных пути для электрического тока: один — через облака  $n$ -типа, другой — через пространство  $p$ -типа вне облаков.

На проводимость этих областей сильно влияет азот замещения, который, будучи неподвижным дефектом, распределен равномерно, с некоторой концентрацией  $N_s$ . В пределах  $n$ -области концентрация электронов резко уменьшается благодаря глубокому акцепторному уровню азота замещения при условии, что  $N_s > N_d - N_B$ . В пределах  $p$ -области концентрация дырок резко уменьшается благодаря глубокому донорному уровню азота замещения (расположенному в нижней половине запрещенной зоны) при условии, что  $N_s > N_B - N_d$ .

Знак эффекта Холла (т.е. наблюдаемый тип проводимости) определяется в результате конкуренции электронного тока (через область  $n$ -типа) и дырочного тока (через область  $p$ -типа). Наблюдаемый  $n$ -тип (отрицательный знак коэффициента Холла  $R$ ) означает, что вклад  $n$ -канала в эффект Холла преобладает над вкладом  $p$ -канала.

Концентрация электронов  $n$  (в  $n$ -области) выражается через разностную концентрацию  $N(r) = N_d(r) - N_B$  мелких доноров и акцепторов бора и концентрацию  $N_s$  глубоких центров [11]

$$n = n_1 N(r) / [N_s - N(r)], \quad (1)$$

где  $n_1(T)$  равна концентрации электронов в зоне, когда уровень Ферми совпадает с уровнем энергии глубоких центров. Уравнение (1) справедливо при  $N_s > N$ , когда концентрация электронов сильно уменьшается по сравнению с  $N(r)$  благодаря глубокому акцепторному уровню.

Точка  $S$  на рис. 5 — седловая точка для электронного тока, текущего вдоль оси  $x$  через область с преобладанием дононов. Вклад в донорную концентрацию от каждого из двух соседних облаков является убывающей

функцией расстояния до центра облака. Следовательно, удельное сопротивление вблизи седловой точки  $S$  имеет максимум по оси  $x$  и минимум в поперечной плоскости. Эффективная проводимость  $\sigma_n$  электронного пути определяется как электронный ток через ячейку, деленный на напряжение, приложенное к ячейке, и на размер ячейки  $L$ . Эта проводимость контролируется небольшой областью вблизи седловой точки.

Конкурирующая  $p$ -область почти однородна, поскольку в ней концентрация доноров мала по сравнению с концентрацией бора (всюду, кроме узкой зоны на границе с  $n$ -областью). Эффективная проводимость  $\sigma_p$  несколько меньше, чем локальная удельная проводимость, благодаря тому, что поперечное сечение для дырочного тока меньше, чем площадь ячейки.

Ток, текущий по двум каналам (по внутренней области  $n$ -типа и внешней области  $p$ -типа), был численно моделирован в отсутствие и в присутствии магнитного поля с целью вычислить параметры  $\sigma_n$  и  $R_n$  для  $n$ -области и  $\sigma_p$  и  $R_p$  для  $p$ -области. Измеренная полная проводимость  $\sigma$  является суммой двух вкладов

$$\sigma = \sigma_n + \sigma_p. \quad (2)$$

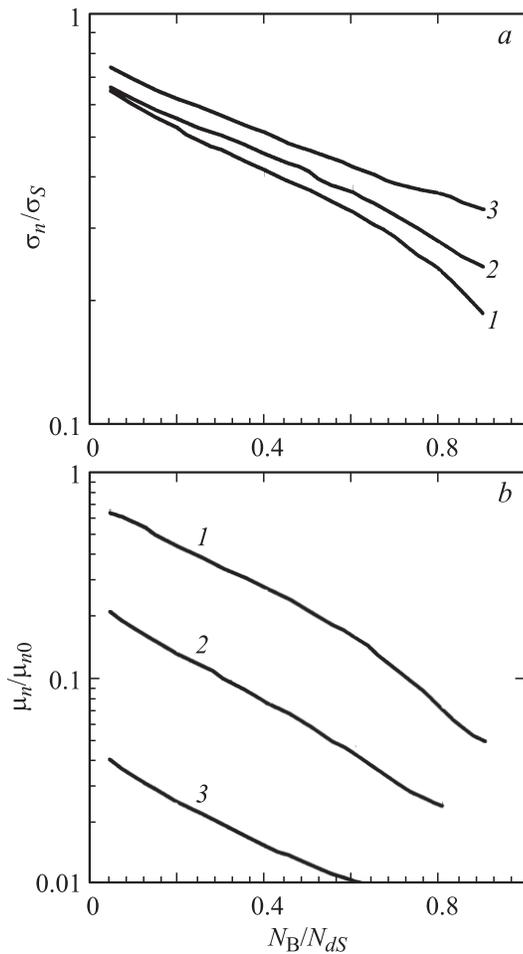
При приложении магнитного поля  $\mathbf{H}$  локальная плотность тока  $\mathbf{J}$  зависит от комбинации электрического поля и силы Лоренца:  $\mathbf{E} + R[\mathbf{J}\mathbf{H}]$ , где  $R$  — локальная величина коэффициента Холла (положительная для дырок, отрицательная для электронов). Измеряемая холловская подвижность в случае двух одновременно действующих каналов проводимости равна

$$\mu_H = (\sigma_p^2 R_p + \sigma_n^2 R_n) / (\sigma_p + \sigma_n). \quad (3)$$

Это выражение дает подвижность с положительным знаком, если преобладает вклад дырочного канала ( $R_p > 0$ ), и с отрицательным, если преобладает вклад электронного канала ( $R_n < 0$ ). Эффективные подвижности для  $p$ -канала ( $\mu_p = \sigma_p R_p$ ) и для  $n$ -канала ( $\mu_n = -\sigma_n R_n$ ) могут сильно отличаться от холловской подвижности однородного материала, обозначенной  $\mu_{p0}$  и  $\mu_{n0}$  соответственно для  $p$ - и  $n$ -типа.

Эффективная подвижность  $\mu_H$  в материале электронного типа может быть аномально мала (по абсолютной величине) по двум причинам.

1) Эффективная подвижность в  $n$ -области  $\mu_n$  мала из-за того, что ток последовательно проходит через участки с высокой (в центре облака) и низкой (вблизи седловой точки) концентрацией электронов. Эффективная проводимость  $\sigma_n$  контролируется только областью, близкой к седловой точке. Именно по этой причине для вычисления концентрации носителей предпочтительнее использовать измеренную кривую  $\rho(T)$ , имеющую простой смысл (относящуюся к седловой точке). Коэффициент Холла  $R_n$ , наоборот, существенно зависит и от низкоомной области внутри облака и соответственно имеет низкое значение по сравнению с величиной в седловой точке. Поэтому эффективная подвижность



**Рис. 6.** Расчетные значения эффективной проводимости (а) и эффективной холловской подвижности  $\mu_n$  (b) для  $n$ -канала, проходящего через перекрывающиеся облака, в зависимости от отношения концентрации бора  $N_B$  и концентрации доноров  $N_{dS}$  в седловой точке  $S$ .  $L/a = 3$  (1), 4 (2) и 5 (3).

$\mu_n = -\sigma_n R_n$  может быть заметно ниже, чем величина  $\mu_{n0}$  для чистого однородного материала  $n$ -типа. Эффективная проводимость (нормированная на проводимость в седловой точке  $\sigma_S$ ) и эффективная подвижность (нормированная на  $\mu_0$ ) были получены с помощью численного моделирования. Они показаны на рис. 6 в зависимости от отношения концентраций бора и доноров в седловой точке  $N_B/N_{dS}$  для нескольких значений геометрического параметра  $L/a$ .

2) Даже если отношение  $\mu_n/\mu_{n0}$  уменьшается незначительно, общая холловская подвижность, вычисляемая с помощью уравнения (3), может быть низкой из-за вклада конкурирующей  $p$ -области.

Нормированная эффективная подвижность для каждой из двух областей ( $\mu_n/\mu_{n0}$  и  $\mu_p/\mu_{p0}$ ) зависит только от параметров  $L/a$  и  $N_B/N_{dS}$ . Следовательно, температурные зависимости  $\mu_n$  и  $\mu_p$  должны повторять температурные зависимости холловской подвижности в однородном материале. Однако измеренная холловская

подвижность  $\mu_H$  (рис. 3, b) показывает более сложную температурную зависимость с наличием скачков. Это явление можно понять, если главной причиной низкой подвижности при комнатной температуре является конкурирующий вклад  $p$ -канала в уравнении (3). При понижении  $T$  относительный вклад  $p$ -области уменьшается, если проводимость  $\sigma_p$  уменьшается быстрее, чем  $\sigma_n$ . Это происходит, если глубокий донорный уровень, контролирующий  $p$ -область, расположен ближе к середине зоны, чем глубокий акцепторный уровень, контролирующий  $n$ -область. Эффективная подвижность электронов в этом случае будет существенно ниже, чем  $\mu_n$ , при  $T_{\text{room}}$ , но будет приближаться к  $\mu_n$  при понижении  $T$ . Однако другие аномалии, в частности устойчивое низкое плато на эффективной подвижности вблизи комнатной температуры (рис. 3, b), остаются необъясненными. Причиной может быть упрощение, принятое в настоящей модели: концентрация носителей в каждой из двух соседних областей соответствует локальной электрической нейтральности. В действительности имеется полоса пространственного заряда между  $n$ - и  $p$ -областями, которая, если она не слишком узкая, должна влиять на распределение носителей и соответственно на эффективную подвижность в каждой области.

## 5. Заключение

В БЗП-кремнии, легированном азотом, отжиг при умеренной температуре  $680^\circ\text{C}$  приводит к появлению глубоких центров в заметной концентрации, превышающей  $1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ . Это сопровождается увеличением удельного сопротивления, особенно существенным в высокоомных монокристаллах. При этом в слабо легированных бором образцах  $p$ -типа наблюдается конверсия типа проводимости. При этом материал становится пространственно неоднородным, о чем свидетельствует аномально низкая холловская подвижность электронов. Вероятная модель, объясняющая наблюдаемые закономерности, состоит в том, что термообработка активирует глубокие центры — атомы азота замещения  $N_s$  с глубоким донорным уровнем в нижней половине запрещенной зоны и с глубоким акцепторным уровнем в верхней половине. Кроме однородно распределенных в объеме центров  $N_s$  и акцепторов бора в образце имеется резко неоднородное распределение мелких доноров, повторяющее неоднородное (облачное) распределение кислорода, возникшее вследствие растворения включений, захваченных из расплава. Они образуют донорные облака с относительно высокой локальной концентрацией свободных электронов. Вероятно, эти мелкие доноры частично обусловлены комплексами межузельного азота с кислородом. В результате создается своеобразная структура распределения носителей, представленная  $n$ -каналом, проходящим через перекрывающиеся донорные облака, и параллельным  $p$ -каналом, проходящим вне облаков. Оба канала высокоомные:  $n$ -канал благодаря глубокому

акцепторному уровню  $E_c - 0.35$  eV, азота замещения N<sub>s</sub>, а *p*-канал — благодаря глубокому донорному уровню этого центра.

## Список литературы

- [1] T. Abe, H. Takeno. Mater. Res. Soc. Symp. Proc. **263**, 3 (1992).
- [2] W. von Ammon, P. Dreier, W. Hensel, U. Lambert, L. Köster. Mater. Sci. Eng. B **36**, 33 (1996).
- [3] M. Iida, W. Kusaki, M. Tamatsuka, E. Iino, M. Kimura, S. Muraoka. In: Defects in silicon III. The Electrochemical Society, Pennington, N.J. (1999). PV 99-1. P. 499.
- [4] K. Nakai, Y. Inoue, H. Yokota, A. Ikari, J. Takahashi, A. Tashikawa, K. Kitahara, Y. Ohta, W. Ohashi. J. Appl. Phys. **89**, 4301 (2001).
- [5] K. Nakamura, T. Saishoji, S. Togawa, J. Tomioka. Proc. of the Kazusa Academia Park Forum of the science and technology of silicon materials. The Japan Technical Information Service (2001). P. 109.
- [6] T. Abe, H. Harada, N. Ozawa, K. Adomi. Mater. Res. Soc. Symp. Proc. **59**, 537 (1986).
- [7] Y. Tokomara, H. Okushi, T. Masau, T. Abe. Jpn. J. Appl. Phys. **21**, L 443 (1982).
- [8] K.L. Brower. Phys. Rev. B **26**, 6040 (1982).
- [9] P.J. Mole, J.A. Alamo. In: Properties of crystalline silicon / Ed. R. Hull. ENSPEC, London (1999). P. 443.
- [10] H. Nakagawa, S. Zhukotinski. Can. J. Phys. **56**, 364 (1978).
- [11] J.S. Blackmore. Semiconductor statistics. Pergamon, N.Y. (1962).
- [12] В.В. Воронков, Г.И. Воронкова, Б.В. Зубов, В.П. Калинушкин, Б.Б. Крынецкий, Т.М. Мурина, А.М. Прохоров. ФТТ **23**, 117 (1981).
- [13] V.V. Voronkov, G.L. Voronkova, V.N. Golovina, B.V. Zubov, V.P. Kalinushkin, T.M. Murina, A.M. Prokhorov. J. Cryst. Growth **52**, 939 (1981).
- [12] V.V. Voronkov, M. Porrini, P. Collareta, M.G. Protto, R. Scala, R. Falster, G.I. Voronkova, A.V. Batunina, V.N. Golovina, L.V. Arapkina, A.S. Guliaeva, M.G. Milvidski. J. Appl. Phys. **89**, 4289 (2001).