

# Бистабильные амфотерные центры в полупроводнике

© А.Г. Никитина, В.В. Зуев<sup>¶</sup>

Московский инженерно-физический институт (государственный университет),  
115409 Москва, Россия

(Получена 29 марта 2007 г. Принята к печати 3 мая 2007 г.)

Показано, что в условиях термодинамического равновесия освобождение носителей заряда из локализованных состояний бистабильных амфотерных центров в квазисвободные зависит от степени компенсации, что приводит к различным функциональным зависимостям концентрации свободных носителей от температуры. Обнаружено, что в случае некомпенсированного полупроводника, как для бистабильных амфотерных центров, так и для бистабильных амфотерных  $U^-$ -центров, концентрация свободных носителей будет изменяться по одному и тому же закону, хотя распределения по зарядовым состояниям и конфигурациям для этих центров различны. Результаты работы могут быть использованы для объяснения разнообразных экспериментальных данных, в которых традиционный подход встречает трудности.

PACS: 61.72.Bb, 61.72.Ji, 71.55.-i, 72.20.Fr

## 1. Введение

Метастабильные и бистабильные дефекты в полупроводниках могут изменять характеристики электронных состояний в зависимости от внешних воздействий (температуры, излучения и т.п.). Такие дефекты постоянно притягивают к себе внимание в силу возможности реализации различных функциональных электронных устройств с использованием процессов, протекающих в полупроводниковых материалах на наноскопическом уровне: элементов памяти, элементов переключения и других нелинейных устройств различного назначения. Также представляется интересным выяснение различных механизмов бистабильности на микроскопическом уровне и определение особенностей их проявления на макроскопическом уровне в соответствующих характеристиках приборов. Поскольку электронные характеристики метастабильного и бистабильного дефектов могут существенным образом изменяться при изменении конфигурации или заряда на нем, модель такого дефекта должна включать в себя представления о конфигурационной и зарядовой зависимости как энергии связи электрона на центре, так и энергий самих дефектов в среде [1–10]. Экспериментальные исследования показали, что многие дефекты в полупроводниках являются метастабильными (в частности, бистабильными), причем изменение конфигурации такого центра или заряда на нем приводит к изменению характеристик его электронных состояний. Такие дефекты были обнаружены как в одноатомных кристаллических полупроводниках [1,7–17], так и в сложных полупроводниковых соединениях [16,18], а также в аморфных и стеклообразных полупроводниках [3]. В свете этого представляется важным моделирование влияния подобных дефектов на электрофизические свойства полупроводниковых материалов.

Предыдущая наша работа [6] посвящена исследованию влияния бистабильных амфотерных центров с отрица-

тельной корреляционной энергией (обратный порядок следования электронных уровней) на величину концентрации свободных носителей в полупроводнике в зависимости от температуры и степени концентрации. В результате анализа выяснилось, что бистабильные амфотерные центры с прямым порядком следования электронных уровней также особым образом проявляются в температурной зависимости концентрации свободных носителей тока и эффект зависит от степени компенсации. Далее изложены результаты этого анализа.

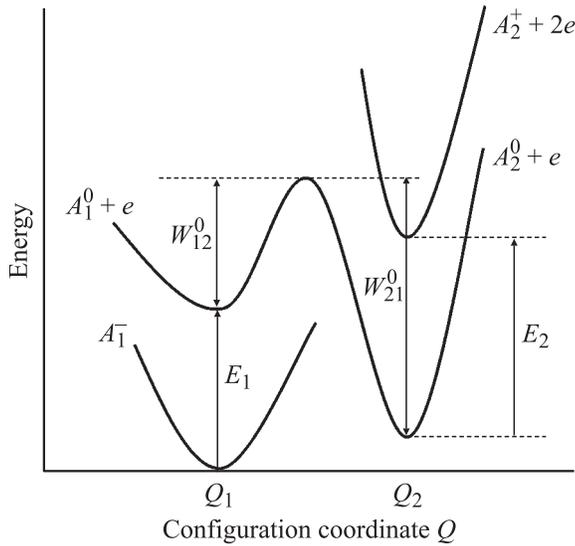
## 2. Модель бистабильного амфотерного центра. Прямой порядок следования электронных уровней

Конфигурационно-координатная модель бистабильного амфотерного центра в среде представлена на рис. 1. В нейтральном зарядовом состоянии дефект обладает большей энергией в конфигурации  $Q_1$ , чем в  $Q_2$ , при этом существует возможность динамических переходов между этими конфигурациями. Вероятности таких переходов  $\omega_{12}, \omega_{21}$  зависят от высоты соответствующих энергетических барьеров  $W_{12}^0, W_{21}^0$  и температуры. Амфотерные свойства будут проявляться с изменением конфигурационной координаты  $Q$ , т.е. находясь в одной конфигурации, центр будет вести себя как акцептор, а в другой — как донор.

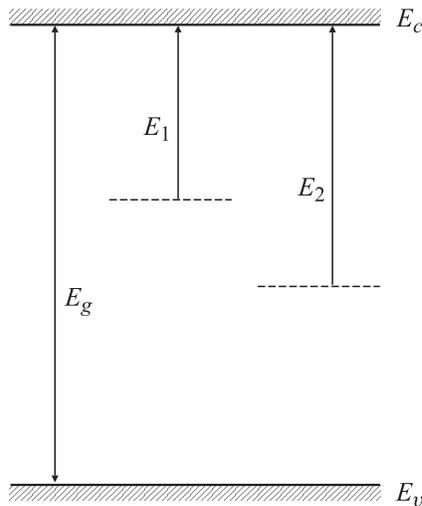
На рис. 2 показана схема электронных уровней в запрещенной зоне полупроводника: энергия связи избыточного электрона  $E_1$  (акцепторное состояние амфотерного центра) меньше энергии связи собственного электрона  $E_2$  (донорное состояние амфотерного центра), т.е. выполняется неравенство  $E_1 < E_2$  (прямой порядок следования электронных уровней).

Если выигрыш по полной энергии при образовании отрицательно заряженного состояния в решетке больше, чем суммарные затраты на переход центра в нейтраль-

<sup>¶</sup> E-mail: VVZuev@mephi.ru



**Рис. 1.** Конфигурационно-координатная диаграмма бистабильного амфотерного центра с отрицательной корреляционной энергией:  $Q_1$  и  $Q_2$  — конфигурационные координаты устойчивых состояний бистабильного амфотерного центра;  $E_{1,2}$  — энергии ионизации бистабильного амфотерного центра в соответствующих конфигурациях;  $W_{12}^0$ ,  $W_{21}^0$  — энергии активации соответствующих переходов бистабильного амфотерного центра в нейтральном состоянии.



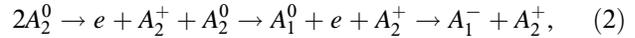
**Рис. 2.** Схема электронных энергетических уровней бистабильного амфотерного центра.  $E_1$  — энергия ионизации отрицательно заряженного акцепторного состояния бистабильного амфотерного центра (конфигурационная координата  $Q_1$ ),  $E_2$  — энергия ионизации донорного состояния бистабильного амфотерного центра (конфигурационная координата  $Q_2$ );  $E_1 < E_2$  — прямой порядок.  $E_c$ ,  $E_v$  — зона проводимости и валентная зона,  $E_g$  — ширина запрещенной зоны.

ном состоянии из одной конфигурации в другую,

$$E_1 > W_{21}^0 - W_{12}^0, \quad (1)$$

то в этом случае даже без введения компенсирующих центров может протекать в заметном количестве

реакция распада нейтрального состояния, т.е. реакция перезарядки:



где  $A_1^0$ ,  $A_2^0$ ,  $A_1^-$  и  $A_2^+$  — нейтральные, отрицательно заряженное и положительно заряженное состояния бистабильного амфотерного центра в соответствующих конфигурациях  $Q_1$  и  $Q_2$ .

В реакции перезарядки (2) одновременно участвуют два бистабильных амфотерных центра. В результате при соответствующей температуре электрон с донорного состояния одного центра уходит через зону проводимости на акцепторный уровень другого такого центра, т.е. может происходить перераспределение зарядов между состояниями центра. Такое перераспределение зарядов приводит к эффективному уменьшению концентрации свободных носителей по сравнению с той, которая наблюдалась бы при условии, что концентрация свободных носителей в зоне проводимости определяется только донорным состоянием амфотерного центра.

### 3. Распределение бистабильных амфотерных центров по различным зарядовым состояниям и конфигурациям

Уравнение зарядовой нейтральности в среднем для полупроводника с бистабильными амфотерными центрами в условиях компенсации имеет следующий вид:

$$n + N_1^- = p + N_2^+ + N_d^+, \quad (3)$$

где  $N_1^-$  и  $N_2^+$  — концентрации отрицательно и положительно заряженных бистабильных амфотерных центров,  $N_d^+$  — концентрация положительно заряженных мелких доноров с энергией активации  $E_d$  и полной концентрацией  $N_d$ ,  $n$  — концентрация свободных электронов,  $p$  — концентрация свободных дырок.

Для того чтобы определить вероятности нахождения бистабильных амфотерных центров в различных зарядовых состояниях в соответствующих конфигурациях, можно использовать систему кинетических уравнений. Такая система уравнений, описывающая в общем виде динамику неравновесных процессов, имеет следующий вид:

$$\frac{dN_1^-}{dt} = -(\gamma_{1p}^- p + \alpha_{1n}^-)N_1^- + (\gamma_{1n}^0 n + \alpha_{1p}^0)N_1^0,$$

$$\frac{dN_1^0}{dt} = (\gamma_{1p}^- p + \alpha_{1n}^-)N_1^- - (\gamma_{1n}^0 n + \alpha_{1p}^0 + \omega_{12}^0)N_1^0 + \omega_{21}^0 N_2^0,$$

$$\frac{dN_2^0}{dt} = \omega_{12}^0 N_1^0 - (\gamma_{2p}^0 p + \alpha_{2n}^0 + \omega_{21}^0)N_2^0 + (\gamma_{2n}^+ n + \alpha_{2p}^+)N_2^+,$$

$$\frac{dN_2^+}{dt} = (\gamma_{2p}^0 p + \alpha_{2n}^0)N_2^0 - (\gamma_{2n}^+ n + \alpha_{2p}^+)N_2^+, \quad (4)$$

где  $N_1^0$  и  $N_2^0$  — концентрации нейтральных бистабильных центров в конфигурациях  $Q_1$  и  $Q_2$ ;  $\gamma_{1p}^-$  и  $\alpha_{1n}^- \equiv \gamma_{1n}^0 n_1$  — коэффициенты захвата дырки и эмис-

сии электрона для отрицательно заряженного состояния бистабильного амфотерного центра  $A_1^-$ ;  $\gamma_{1n}^0$  и  $\alpha_{1p}^0 \equiv \gamma_{1p}^- p_1$  — коэффициенты захвата электрона и эмиссии дырки для  $A_1^-$ ;  $\gamma_{2p}^0$  и  $\alpha_{2n}^0 \equiv \gamma_{2n}^+ n_2$  — коэффициенты захвата дырки и эмиссии электрона для  $A_2^+$ ;  $\gamma_{2n}^+$  и  $\alpha_{2p}^+ \equiv \gamma_{2p}^+ p_2$  — коэффициенты захвата электрона и эмиссии дырки для  $A_2^+$ ;  $n_{1,2} \equiv N_c \exp[-E_{1,2}/k_B T]$ ;  $p_{1,2} \equiv N_v \exp[-(E_g - E_{1,2})/k_B T]$ ;  $E_g$  — ширина запрещенной зоны,  $N_c$  — плотность состояний в зоне проводимости,  $N_v$  — плотность состояний в валентной зоне;  $\omega_{12} = \nu_{12} \exp(-W_{12}^0/k_B T)$  и  $\omega_{21} = \nu_{21} \exp(-W_{21}^0/k_B T)$ ;  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $T$  — абсолютная температура;  $\nu_{12}$  и  $\nu_{21}$  — частотные факторы, принимаемые далее равными, т.е.  $\nu_{12} = \nu_{21}$ ;  $t$  — время. Конечно, функции заполнения различных состояний бистабильного амфотерного центра связаны соотношением

$$f_1^- + f_1^0 + f_2^0 + f_2^+ = 1, \quad (5)$$

где  $f_1^- \equiv N_1^-/N$ ,  $f_1^0 \equiv N_1^0/N$ ,  $f_2^0 \equiv N_2^0/N$  и  $f_2^+ \equiv N_2^+/N$  — функции заполнения состояний  $A_1^-$ ,  $A_1^0$ ,  $A_2^0$  и  $A_2^+$  соответственно,  $N$  — полная концентрация бистабильных амфотерных центров.

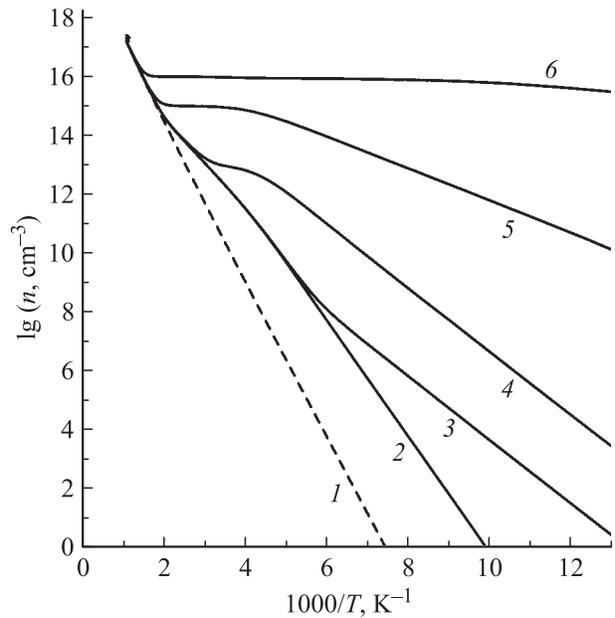
Как результат решения уравнений (4) с учетом соотношения (5) равновесные функции заполнения для различных зарядовых состояний бистабильных амфотерных центров в соответствующих конфигурациях можно представить следующим образом:

$$\begin{aligned} f_1^- &= \frac{(\omega_{21}^0/\omega_{12}^0)n^2}{n_1 n_2 + [1 + (\omega_{21}^0/\omega_{12}^0)]n_1 n + (\omega_{21}^0/\omega_{12}^0)n^2}, \\ f_1^0 &= \frac{(\omega_{21}^0/\omega_{12}^0)n_1 n}{n_1 n_2 + [1 + (\omega_{21}^0/\omega_{12}^0)]n_1 n + (\omega_{21}^0/\omega_{12}^0)n^2}, \\ f_2^0 &= \frac{n_1 n}{n_1 n_2 + [1 + (\omega_{21}^0/\omega_{12}^0)]n_1 n + (\omega_{21}^0/\omega_{12}^0)n^2}, \\ f_2^+ &= \frac{n_1 n_2}{n_1 n_2 + [1 + (\omega_{21}^0/\omega_{12}^0)]n_1 n + (\omega_{21}^0/\omega_{12}^0)n^2}. \end{aligned} \quad (6)$$

В отличие от амфотерных центров, распределение бистабильных амфотерных центров по различным зарядовым состояниям и конфигурациям зависит не только от энергии ионизации центра, но и от энергетических затрат на изменение конфигурации в бистабильном нейтральном состоянии.

## 4. Результаты и обсуждение

Результаты численных расчетов уравнения (3) с учетом функций заполнения (6) для концентрации основных свободных носителей в полупроводнике с бистабильными амфотерными центрами в различных условиях компенсации мелкой донорной примесью представлены на рис. 3.



**Рис. 3.** Температурная зависимость концентрации свободных носителей в полупроводнике, содержащем бистабильные амфотерные центры с энергиями ионизации акцепторного  $E_1 = 0.30$  эВ и донорного состояния  $E_2 = 0.55$  эВ, энергиями активации соответствующих переходов бистабильного амфотерного центра в нейтральном состоянии  $W_{12}^0 = 0.2$  эВ и  $W_{21}^0 = 0.3$  эВ для различных концентраций компенсирующей донорной примеси  $N_d$ ,  $\text{см}^{-3}$ : 2 — 0, 3 —  $10^{10}$ , 4 —  $10^{13}$ , 5 —  $10^{15}$ , 6 —  $10^{16}$ . Концентрация бистабильных амфотерных центров  $N = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . 1 — собственная проводимость.

### 4.1. Бистабильные амфотерные центры в некомпенсированном полупроводнике

В некомпенсированном полупроводнике (т.е.  $K = 0$ , где  $K = N_d/N$  — степень компенсации) или, если уровень компенсации мал ( $K \ll 1$ ), при низких температурах концентрация свободных электронов  $n$  гораздо меньше концентрации отрицательно заряженных бистабильных амфотерных центров  $N_1^-$ ,

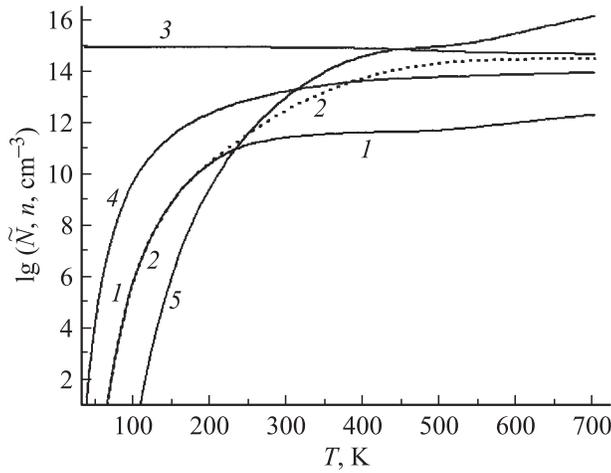
$$n \ll N_1^-. \quad (7)$$

В этом случае концентрация свободных носителей не зависит от концентрации бистабильных амфотерных центров  $N$  (рис. 3, кривые 2 и 3) и изменяется с температурой по закону

$$n = N_c \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{E_1 + E_2 - (W_{21}^0 - W_{12}^0)}{k_B T}\right). \quad (8)$$

Концентрация  $N$  определяет лишь верхнюю границу температурного интервала, в котором наблюдается зависимость (8).

Такое поведение температурной зависимости концентрации свободных носителей можно объяснить тем, что в результате реакции распада (2) нейтрального



**Рис. 4.** Температурная зависимость концентраций бистабильных амфотерных центров в различных зарядовых состояниях ( $\tilde{N}$ ) в некомпенсированном полупроводнике. Параметры численного моделирования: энергии ионизации акцепторного состояния  $E_1 = 0.30$  эВ и донорного состояния  $E_2 = 0.55$  эВ, энергии активации соответствующих переходов бистабильного амфотерного центра в нейтральном состоянии  $W_{12}^0 = 0.2$  эВ и  $W_{21}^0 = 0.3$  эВ, концентрация бистабильных амфотерных центров  $N = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , концентрация компенсирующей донорной примеси  $N_d = 0$ . 1 — концентрация отрицательно заряженных центров  $N_1^-$ , 2 — концентрация положительно заряженных центров  $N_2^+$ , 3 — концентрация нейтральных центров во второй конфигурации  $N_2^0$ , 4 — концентрация нейтральных центров в первой конфигурации  $N_1^0$ . 5 — концентрация основных свободных носителей  $n$ .

состояния  $A_2^0$  образовалось одинаковое количество положительно и отрицательно заряженных центров (рис. 4, кривые 1 и 2), т.е.  $N_2^- \approx N_2^+$ , при этом выполняется условие (7). Следовательно, отношение между величинами концентраций центров захвата  $N_2^+$  и центров генерации  $N_1^-$  свободных носителей слабо зависит от температуры до тех пор, пока не нарушается условие (7). Отметим также, что в этом случае энергия активации в температурной зависимости (8) определяется как энергиями ионизации бистабильного амфотерного центра  $E_1$  и  $E_2$ , так и энергетическими затратами на изменение конфигурации этого центра  $W_{21}^0 - W_{12}^0$ . Присутствие суммы энергий энергий ионизации  $E_1 + E_2$  в (8) обусловлено тем, что в процессе генерации свободных носителей участвуют оба состояния бистабильного амфотерного центра (и акцепторное  $E_1$ , и донорное  $E_2$ ). Множитель 1/2 отражает одновременность процесса рекомбинации через оба центра  $A_1^0$  и  $A_2^+$ . Разность  $W_{21}^0 - W_{12}^0$  обусловлена тем, что захват свободных носителей на акцепторное состояние  $A_1^0$  будет затруднен, поскольку переход в это состояние связан с необходимостью изменения конфигурации, а энергетические затраты в этом случае определяются разностью  $W_{21}^0 - W_{12}^0$ .

На рис. 4 представлены результаты численного расчета изменения с температурой концентрации бистабильных амфотерных центров в различных зарядовых состояниях ( $\tilde{N}$ ) в некомпенсированном полупроводнике ( $K = 0$ ). Видно, что в заметном интервале температур дефекты в основном находятся в незаряженном состоянии. При этом концентрация нейтральных центров в конфигурации  $Q_1$  (рис. 4, кривая 4) меньше концентрации нейтральных центров в конфигурации  $Q_2$  (рис. 4, кривая 3), поскольку конфигурация  $Q_2$  энергетически более выгодна (рис. 1). С ростом температуры часть бистабильных амфотерных центров, которые находятся в донорном состоянии, будет ионизована, т.е. заряжена положительно. При этом большая часть освобожденных с  $A_2^0$  электронов будет захвачена нейтральными акцепторными состояниями  $A_1^0$  бистабильных амфотерных центров, т.е. концентрация отрицательно заряженных центров примерно равна концентрации положительно заряженных центров (рис. 4, кривые 1 и 2). Таким образом, в этом интервале температур в основном происходит перезарядка между донорными и акцепторными состояниями бистабильных амфотерных центров, при этом концентрация делокализованных носителей заряда остается незначительной.

## 4.2. Компенсация мелкими донорными центрами

В случае, когда концентрация компенсирующей примеси меньше концентрации рассматриваемых центров (компенсирующие донорные центры полностью ионизованы), то на  $n(T)$  в различных температурных интервалах могут наблюдаться три участка с различными энергиями активации.

Так, при низких температурах концентрация отрицательно заряженных центров  $N_1^-$  практически равна концентрации компенсирующих мелких доноров  $N_d$ . При этом, если температура не достаточна для заметной ионизации донорного состояния  $A_2^0$ , т.е.

$$N_2^+ \ll N_d, \quad (9)$$

то процесс рекомбинации главным образом будет определяться акцепторными состояниями  $A_1^0$ , концентрация которых  $N_1^0 \approx (\omega_{21}^0/\omega_{12}^0)(N - N_d)$ . В этом диапазоне температур генерация электронов в зону проводимости также будет определяться преимущественно акцепторным состоянием  $A_1^-$ . В условиях равновесия процессы генерации и рекомбинации уравниваются друг друга, т.е.  $\alpha_{1n}^- N_1^- = n \gamma_{1n}^0 N_1^0$ , или можно записать  $\alpha_{1n}^- N_d \approx n \gamma_{1n}^0 (\omega_{21}^0/\omega_{12}^0)(N - N_d)$ . Следовательно, в этом температурном интервале участок аналитической зависимости концентрации свободных электронов  $n$  от температуры имеет вид

$$n = \frac{K}{1 - K} N_c \exp \left[ -\frac{E_1 - (W_{21}^0 - W_{12}^0)}{k_B T} \right]. \quad (10)$$

Таким образом, при низких температурах процессы генерации и рекомбинации определяются акцепторным

состоянием бистабильного амфотерного центра. Обратный захват свободного электрона на это состояние затруднен из-за того, что часть центров меняет конфигурацию и тип электрической активности. Это в свою очередь приводит к эффективному увеличению концентрации свободных носителей в зоне проводимости по сравнению с той, которая наблюдалась бы в случае с компенсированными небистабильными однозарядными акцепторами. Решение (10) будет иметь место, только если выполняются условия (7) и (9).

При более высокой температуре возможно существование такого температурного интервала, когда условие (9) не выполняется, но при этом выполняется условие (7); тогда становятся заметными процессы генерации и рекомбинации свободных носителей и через донорное состояние бистабильного амфотерного центра. На этом температурном участке генерационно-рекомбинационные процессы будут протекать по двум каналам со сравнимыми темпами, т.е. будут определяться как акцепторным, так и донорным состояниями бистабильного амфотерного центра. В этом случае, как было показано выше, температурная зависимость концентрации свободных электронов будет определяться выражением (8).

Если же условие (7) не выполняется, то в этом температурном интервале практически все акцепторные состояния ионизованы, а генерационно-рекомбинационные процессы определяются в основном донорными состояниями бистабильных амфотерных центров, т.е. в условиях равновесия справедливо следующее:  $\alpha_{2n}^0 N_2^0 = n \gamma_{2n}^+ N_2^+$ . В этом диапазоне температур концентрация центров генерации определяется как  $N_2^0 = N - n$ , а концентрация центров рекомбинации практически равна концентрации свободных носителей ( $N_2^+ = n$ ). Следовательно, в этом температурном диапазоне участок аналитического решения уравнения нейтральности (3) для концентрации свободных электронов  $n$  будет иметь следующий вид:

$$n = \sqrt{NN_c} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{E_2}{k_B T}\right). \quad (11)$$

Поскольку в этих условиях и в соответствующем температурном интервале в процессе генерации свободных носителей основной вклад дает донорное состояние бистабильного амфотерного центра, то здесь энергия активации  $n(T)$  определяется энергией ионизации этого состояния  $E_2$ . Множитель  $1/2$  отражает тот факт, что концентрация центров захвата практически равна концентрации свободных носителей.

#### 4.3. Точная компенсация мелкими донорными центрами

В случае точной компенсации ( $K = 1$ ) в области низких температур уравнение нейтральности можно переписать в виде

$$n + N_1^- = N. \quad (12)$$

В области низких температур, когда концентрация отрицательно заряженных центров  $N_1^-$  практически равна концентрации компенсирующих мелких доноров  $N_d$  (т.е. в случае точной компенсации  $N_1^- = N$ ), процесс захвата основных носителей будет определяться акцепторными состояниями  $A_1^0$ , концентрация которых  $N_1^0 \approx (\omega_{21}^0/\omega_{12}^0)n$ . В этих условиях генерация электронов в зону проводимости также будет определяться акцепторным состоянием  $A_1^-$ . В условиях равновесия можно записать

$$\alpha_{1n}^- N = n \gamma_{1n}^0 \frac{\omega_{21}^0}{\omega_{12}^0} n.$$

Следовательно, в этом температурном интервале участок аналитического решения уравнения нейтральности (13) для концентрации свободных электронов  $n$  будет иметь следующий вид (рис. 3, кривая 5):

$$n = \sqrt{NN_c} \exp\left[-\frac{1}{2} \frac{E_1 - (W_{21}^0 - W_{12}^0)}{k_B T}\right]. \quad (13)$$

В этом случае температурная зависимость свободных носителей будет определяться акцепторным состоянием бистабильного амфотерного центра, причем обратный захват будет затруднен из-за того, что после ионизации центр может изменить конфигурацию и тип электрической активности. Множитель  $1/2$  в этом случае отражает тот факт, что концентрация центров захвата пропорциональна концентрации свободных носителей.

## 5. Заключение

Таким образом, суть полученных результатов состоит в следующем.

– Показано, что в условиях термодинамического равновесия освобождение носителей заряда из локализованных состояний в квазисвободные в значительной степени зависит от степени компенсации, что отражается в температурной зависимости концентрации свободных носителей.

– Степень компенсации определяет не только отношение концентраций центров генерации и рекомбинации (т.е. предэкспоненциальный множитель), но и значение наблюдаемой энергии активации, которая определяется как энергиями ионизации электронных уровней  $E_1$  и  $E_2$  бистабильного амфотерного центра, так и энергетическими затратами на изменение конфигурации ( $W_{21}^0 - W_{12}^0$ ).

– Показано, что как для бистабильного амфотерного центра, так и для бистабильного амфотерного  $U^-$ -центра, в случае некомпенсированного полупроводника, концентрация свободных носителей будет изменяться с температурой по одному и тому же закону, хотя распределения по зарядовым состояниям и конфигурациям для этих центров различаются. Так, для бистабильного амфотерного  $U^-$ -центра генерационно-рекомбинационные процессы происходят в условиях самокомпенсации, а

для бистабильного амфотерного центра — в условиях перезарядки между донорным и акцепторным состояниями этих центров.

Из предлагаемой модели также видно, что такие центры, в силу своей природы, могут обуславливать долговременную релаксацию фотопроводимости. При изменениях температуры может наблюдаться „невоспроизводимость“ как фотопроводимости и ее спектральной зависимости, так и темновой проводимости, возможно проявление электронного парамагнитного резонанса в зависимости от интенсивности подсветки с соответствующей энергией квантов [3,10].

Таким образом, без учета сложного поведения амфотерных бистабильных центров на микроскопическом (наноскопическом) уровне определенные из ограниченного набора экспериментальных данных параметры могут приводить к кажущимся несоответствиям в макроскопических соотношениях, физически трудно объяснимым. Иными словами, видно, что изменение электронных состояний бистабильных амфотерных дефектов создает многообразие макроскопических электрофизических характеристик, реализация которых зависит от сочетания внешних условий: температуры, скорости нагрева, спектра и интенсивности внешней подсветки, величины электрического поля. Влияние выбора внешних условий и порядка их осуществления и предопределяет проявление того или иного параметра материала с такими дефектами в условиях конкретного практического применения.

## Список литературы

- [1] G.D. Watkins, J.R. Troxell. Phys. Rev. Lett., **44**(9), 593 (1980).
- [2] В.И. Фистуль. *Атомы легирующих примесей в полупроводниках (состояние и поведение)* (М., Изд-во Физ.-мат. лит-ры, 2004).
- [3] *Электронные явления в халькогенидных стеклообразных полупроводниках*, под ред. К.Д. Цендина (СПб., Наука, 1996).
- [4] А.Г. Никитина, В.В. Зуев. ФТП, **27**, 1211 (1993).
- [5] А.Г. Гончарова, В.В. Зуев. ФТП, **25**, 1249 (1991); ФТП, **24**, 660 (1990).
- [6] А.Г. Никитина, В.В. Зуев. ФТП, **41**, 549 (2007).
- [7] Л.И. Мурин, В.П. Маркевич, И.Ф. Медведева, L. Dobaczewski. ФТП, **40**, 1316 (2006); В.П. Маркевич, Л.И. Мурин, J.L. Lindstrom, M. Suezawa. ФТП, **34**, 1039 (2000).
- [8] Ю.А. Капустин, Б.М. Колокольников, А.А. Свешников. ФТП, **24**, 318 (1990).
- [9] V.P. Markevich, A.R. Peaker, V.V. Emtsev, V.V. Litvinov, L.I. Murin. Physica B, **376–377**, 93 (2006).
- [10] Н.Т. Баграев, Л.Н. Блинов, В.В. Романов. ФТТ, **44**, 785 (2002).
- [11] L.F. Makarenko, L.I. Murin. Phys. Status Solidi B, **145**, 241 (1988).
- [12] L.I. Murin. Phys. Status Solidi A, **101**, K107 (1987).
- [13] Ya.I. Latushko, L.F. Makarenko, V.P. Markevich, L.I. Murin. Phys. Status Solidi A, **93**, K181 (1986).
- [14] А.Н. Крайчинский, Л.И. Шпинар, И.И. Ясковец. ФТП, **34**, 148 (2000).

- [15] Х.А. Абдуллин, Ю.В. Горелкинский, Б.Н. Мукашев, С.Ж. Токмолдин. ФТП, **36**, 257 (2002); Ю.В. Горелкинский, Б.Н. Мукашев, Х.А. Абдуллин. ФТП, **32**, 421 (1998).
- [16] Х.А. Абдуллин, Ю.В. Горелкинский, Б.Н. Мукашев. УФН, **170**, 143 (2000).
- [17] S.Zh. Tokmoldin, A.T. Isova, Kh.A. Abdullin, B.N. Mukashev. Physica B, **376–377**, 185 (2006); Kh.A. Abdullin, Yu.V. Gorrelkinskii, B.N. Mukashev, A.S. Serikkanov. Physica B, **340–342**, 692 (2003).
- [18] С.А. Немов, Ф.С. Насрединов, П.П. Серегин, Н.П. Серегин, Э.С. Хужакулов. ФТП, **39**, 309 (2005); Р.А. Кастро, С.А. Немов, П.П. Серегин. ФТП, **40**, 927 (2006).

Редактор Л.В. Шаронова

## Bistable amphoteric centers in a semiconductor

A.G. Nikitina, V.V. Zuev

Moscow Engineering Physics Institute  
(State University),  
115409 Moscow, Russia

**Abstract** It has been shown, that under thermodynamic balance conditions delocalization of charge carriers depends substantially on a doping level. This leads to various functional dependences of free carrier concentration on temperature. It is found, that for both the bistable amphoteric center and for the bistable amphoteric  $U^-$ -center, in the case of non-compensated semiconductor, the dependencies of free carrier concentration on temperature obey the same law though the charge state and the configuration distribution of these centers are various. The results can be used for an explanation of various experimental data when the traditional approach meets difficulties.