

# Вольт-амперные характеристики фотоприемников с блокированной прыжковой проводимостью на основе Si:As (BIB-II)

© Д.Г. Есаев, С.П. Синица, Е.В. Чернявский

Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук,  
630090 Новосибирск, Россия

(Получена 8 февраля 1999 г. Принята к печати 18 февраля 1999 г.)

Представлены результаты исследования вольт-амперных характеристик BIB (Blocked Impurity Band) структур на основе Si:As. Проведен анализ поведения темнового тока в диапазоне температур  $4.2 \div 25$  К и смещения  $-3 \div +3$  В. Показано, что основные черты вольт-амперных характеристик определяются термополевой инжекцией носителей заряда из контактов к BIB-структуре. Детали вольт-амперных характеристик при обеих полярностях напряжения смещения связаны с генерационно-рекомбинационными процессами между зоной проводимости и примесной зоной  $N^+$ -фотослоя. Установлено, что в блокирующем слое может накапливаться заряд обоих знаков, влияющий на формирование темновых вольт-амперных характеристик.

## Введение

Поведение темнового тока в BIB (Blocked Impurity Band) структуре обсуждается в работах [1–3]. Тем не менее экспериментальный материал, представленный в этих работах, не позволяет сделать однозначные заключения о механизмах, доминирующих в формировании темновой проводимости. Для устранения этого недостатка нами были проведены систематические измерения темновых токов в BIB-структурах Si:As [4].

Полученные экспериментальные данные показывают, что основные черты вольт-амперных характеристик (ВАХ) определяются контактной инжекцией, как это было предположено ранее в работе [1]. Однако модель инжекции, рассмотренная в ней, правильно определяя порог напряжения инжекции из контакта, не позволяет предсказать ни полевую, ни температурную зависимость тока. Условие равенства нулю электрического поля на инжектирующем контакте, принятое в [1], приводит к бесконечно большой плотности инжектированных электронов, что не является физически обоснованным результатом. Поэтому вопрос о механизме контактной инжекции в BIB-структуре остается открытым.

Нами было установлено существование характерных перегибов на ВАХ структур и высказано предположение, что главную роль в их формировании играют генерационно-рекомбинационные процессы между основной зоной (в нашем случае зоной проводимости) и примесной зоной. Для структур типа  $N^{++}-N^+-N^{++}$  роль этих процессов была отмечена в работе [5]. В BIB-структурах эти процессы совместно с прыжковой проводимостью по примесной зоне формируют детали ВАХ при обеих полярностях напряжения смещения.

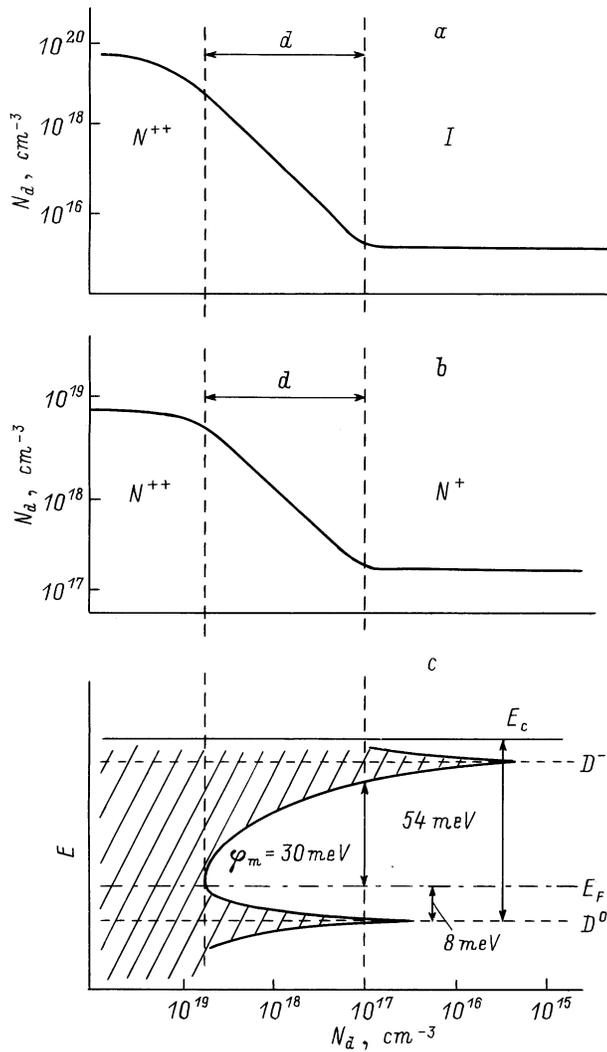
Наконец, в существующем в BIB-структуре блокирующем слое, где из-за низкой концентрации основной легирующей примеси (в нашем случае As) прерывается прыжковая проводимость, при определенных условиях может накапливаться как отрицательный, так и положительный заряд. Эти процессы также влияют на поведение ВАХ и рассматриваются далее.

## 1. Потенциальные барьеры в BIB-структуре

Как показано в работе [4], при обеих полярностях ток в основном экспоненциально зависит от напряжения смещения, причем при отрицательных смещениях эта зависимость начинается в полях  $E < 10^2$  В/см. Такая зависимость позволяет предполагать, что ток в BIB-структуре определяется контактной инжекцией. По этой причине природа потенциальных барьеров на контактах и зависимость их величины от напряжения смещения и температуры являются определяющими при обсуждении вопроса об инжекции носителей заряда.

Рассмотрим более подробно контактные области. На рис. 1 изображены диаграммы характеристик контактов к  $N^+$ - и  $I$ -слоям BIB-структуры Si:As. Контакты сформированы с помощью диффузионного легирования фосфором поверхности  $I$ -слоя и с помощью эпитаксиального "замурованного"  $N^{++}$ -слоя Si:As к  $N^+$ -фотослою (см. рис. 1 в работе [4]). В этих контактах концентрация примеси превышает концентрацию, необходимую для перехода Мотта [6]. Такие контакты принято считать омическими, поскольку при температурах выше  $T_h$  — температуры перехода к прыжковой проводимости они обеспечивают линейность тока по полю при движении электронов по основной зоне проводимости. При понижении температуры эти контакты становятся инжектирующими, что приводит к суперлинейным характеристикам, что было установлено для диодов  $P^{++}-I-N^{++}$  в работе [7].

Анализ температурной и полевой зависимости тока показал [7], что основным механизмом прохождения электронами барьера в контактах  $N^{++}-I$  в интервале температур  $10-25$  К является ричардсоновская эмиссия электронов из  $N^{++}$ -контакта в  $I$ -слой через барьер, понижаемый приложенным напряжением.



**Рис. 1.** Распределение концентрации легирующей примеси: *a* — в диффузионном контакте к блокирующему слою, *b* — в эпитаксиальном, "замурованном" контакте к фотослою, *c* — схема формирования потенциального барьера для инжектируемых электронов в  $N^{++}-I$ - и  $N^{++}-N^+$ -контактах.  $D^0$  — уровень электрона на изолированном, нейтральном атоме As в Si,  $D^-$  — уровень электрона на изолированном, отрицательно заряженном атоме As в Si,  $d$  — толщина области переменной концентрации, ограниченной слева концентрацией перехода Мотта. Заштрихована область разрешенных электронных состояний.

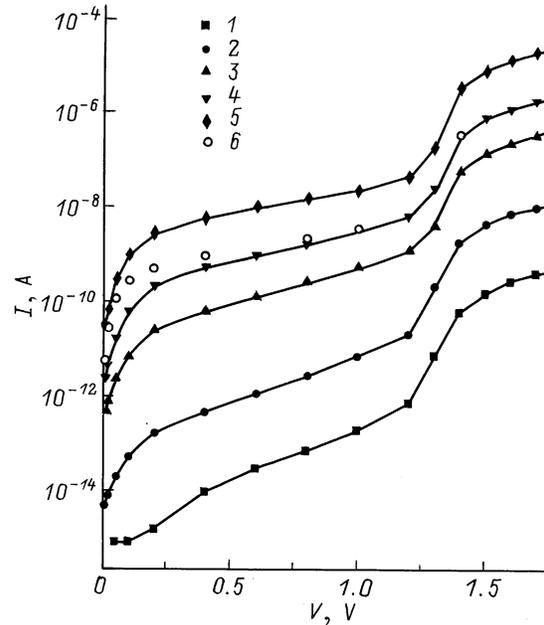
## 2. Вольт-амперная характеристика при отрицательном напряжении смещения

Для исследования ВАХ наряду с ВІВ-структурами изготавливались "резисторные" структуры  $N^{++}-N^+-N^{++}$ , полученные из ВІВ путем стравливания блокирующего  $I$ -слоя и приготовления диффузионного  $N^{++}$ -контакта к  $N^+$ -слою в тех же условиях, что и к  $I$ -слою ВІВ-структуры. На рис. 2 и 3 приведены ВАХ

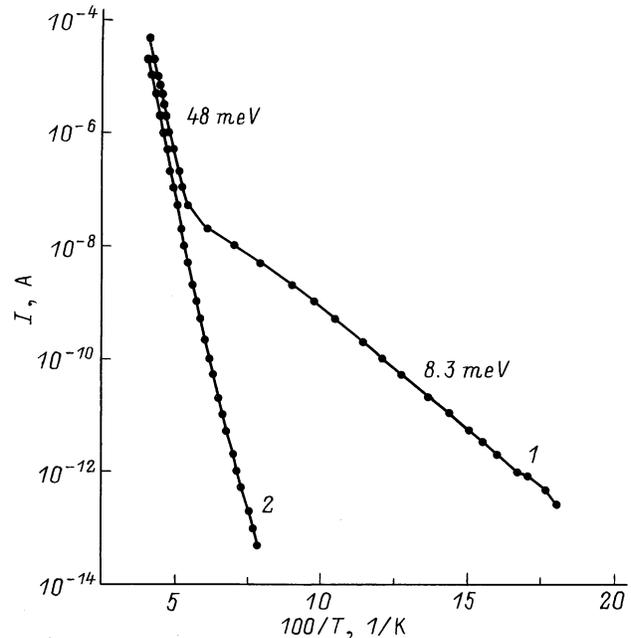
и температурные зависимости тока  $I$  для структуры  $N^{++}-N^+-N^{++}$ . Видно, что ВАХ симметричны и до напряжения  $V = 1$  В близки к экспоненциальным

$$I \propto \exp(-\varepsilon_a/kT) \exp(qlE/kT),$$

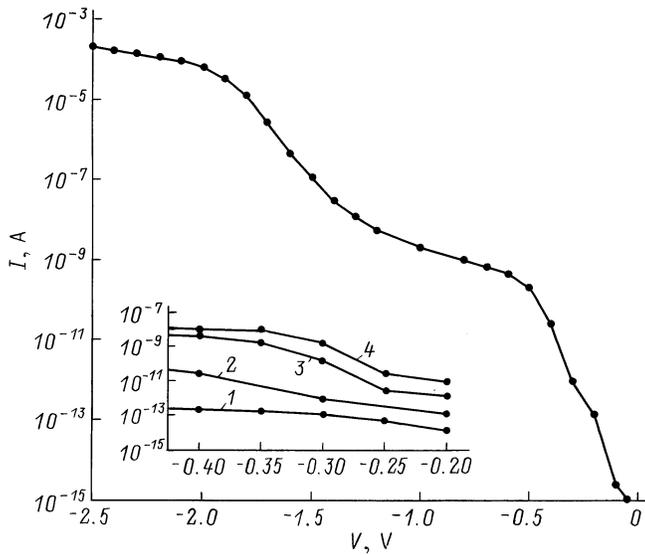
где  $E = V/l$ ,  $V$  — напряжение смещения,  $l$  — толщина  $N^+$ -слоя,  $q$  — заряд электрона. Зависимость тока



**Рис. 2.** Вольт-амперные характеристики  $N^{++}-N^+-N^{++}$ -структуры. Площадь  $S = 340 \times 500$  мкм<sup>2</sup>. 1–5 — прямые ветви, 6 — обратная ветвь. Температура  $T$ , К: 1 — 4.2; 2 — 5.7; 3 — 8; 4, 6 — 9.6; 5 — 13.



**Рис. 3.** Зависимости тока от температуры в ВІВ-структуре (2) и в  $N^{++}-N^+-N^{++}$ -структуре, сформированной из нее (1). Площадь  $S = 340 \times 500$  мкм<sup>2</sup>. Напряжение смещения 0.4 В.



**Рис. 4.** Вольт-амперная характеристика ВИБ-структуры при отрицательном смещении и температуре  $T = 9$  К. Площадь  $S = 650 \times 650$  мкм<sup>2</sup>. На вставке показаны зависимости ВАХ в области малых напряжений при  $T$ , К: 1 — 5.6, 2 — 9, 3 — 13, 4 — 14.7. По осям — то же, что и на основном рисунке.

от температуры свидетельствует, что при температурах выше  $T_h = 18$  К преобладает проводимость зонных электронов, возбужденных с примесного уровня. При  $T < T_h$  преобладает прыжковая проводимость за счет дырок, заброшенных в пик плотности состояний нейтральных доноров. Энергия активации близка к своему теоретическому значению  $\varepsilon_3 = 0.99q^2N_d^{1/3}/\chi = 8$  мэВ ( $\chi$  — диэлектрическая проницаемость кремния) и составляет  $\varepsilon_a = 8.3$  мэВ. Длина прыжка, определяемая из зависимости  $I(V)$ , близка к величине  $L_h \cong 200$  Å, что соответствует среднему расстоянию между донорами в пике плотности состояний.

В ВИБ-структуре при отрицательном напряжении смещения дырки подтекают по примесной зоне  $N^+$ -слоя к границе с  $I$ -слоем и все напряжение смещения падает на блокирующем слое. Когда с ростом напряжения в структуре появляется ток, то он может быть связан только с электронами, инжектированными через барьер (рис. 1, с) в зону проводимости, так как в  $I$ -слое отсутствует примесная зона.

На рис. 4 представлена ВАХ ВИБ-структуры при  $V < 0$ . На начальном участке ток экспоненциально зависит от напряжения и температуры и может быть описан соотношением

$$I(V, T) = I_0 \exp\left[-(\varphi_m - qVd/W)/kT\right],$$

где  $\varphi_m = 30$  мэВ,  $W = 5$  мкм,  $d = 8 \cdot 10^{-6}$  см. Здесь  $\varphi_m$  — высота контактного барьера,  $W$  — толщина  $I$ -слоя,  $d$  — толщина переходной контактной области между  $I$ - и  $N^{++}$ -слоем. Эти результаты согласуются с результатами работы [7] и расходятся с выводами работы [5] о туннель-

ном характере инжекционного тока в контакте  $N^{++}-N$  (Si:As) при температуре 10 К.

Инжектированные электроны, доходя до границы  $I-N^+$ -слоев, попадают в область ионов  $As^+$ . Сечение захвата электрона  $As^+$  в кремнии, определенное из величины коэффициента рекомбинации  $B = 2.2 \cdot 10^{-6}$  см<sup>3</sup> · с<sup>-1</sup> при  $T = 5.5$  К и  $E = 100$  В/см, составляет  $\sigma = 10^{-11}$  см<sup>2</sup> [8]. При такой величине  $\sigma$  и поверхностной концентрации  $As^+$  на уровне  $N_{As}^+ = 10^8$  см<sup>-2</sup> (при  $V = 0.1$  В и  $W = 5$  мкм) большая часть электронов проходит заряженный слой без захвата. За счет захвата только  $10^{-3}-10^{-2}$  часть электронного тока переходит на этой границе в дырочный ток по примесной зоне.

Кроме захвата электронов на границе  $I-N^+$ -слоев имеет место захват и во всем  $N^+$ -слое, где концентрация атомов  $As^+$  равна концентрации акцепторов. Доля инжекционного электронного тока, который в этой области может переходить в дырочный ток по примесной зоне, составляет  $\eta = [1 - \exp(-N_{As}^+L\sigma)] \cong 0.3$ , где  $N_{As}^+ = 2 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup> и толщина  $N^+$ -слоя  $L = 20$  мкм, т.е. может быть достаточно большой. Последний процесс может быть ограничен скоростью перехода дырок из проводящих состояний в пике плотности состояний нейтральных доноров —  $g(\varepsilon)$  в состояния ближайших к акцепторам доноров  $g_1(\varepsilon)$  и вторых заряженных доноров вблизи первых комплексов —  $g_2(\varepsilon)$  (обозначения соответствуют работе [9]). Таким образом, можно ожидать, что дырочный ток по примесной зоне в области перегиба будет составлять от  $10^{-2}$  до 1 от инжекционного тока.

Пока рекомбинационный ток мал по сравнению с максимально возможным дырочным током по примесной зоне заряд на границе  $I-N^+$ -областей не меняется и наблюдается ток с экспоненциальной зависимостью от напряжения смещения. Но по мере экспоненциального роста инжекционного тока экспоненциально растет и рекомбинационный ток. И когда его величина приближается к максимально возможному току, который может пропустить примесная зона,

$$I = I_0 \exp(-\varepsilon_a/kT) \exp(qIE/kT),$$

поверхностный заряд начинает уменьшаться. Здесь  $I_0 = q\mu N_a ES$ ,  $\mu$  — эффективная прыжковая подвижность по примесной зоне As в Si, оцениваемая для данного уровня легирования величиной  $\mu_p = 1$  см<sup>2</sup>/(В · с) [10],  $S$  — площадь ВИБ-структуры. Уменьшение заряда ведет к перераспределению напряжения между областью пространственного заряда  $W$  и полной толщиной  $N^+$ -слоя  $L$  и к выравниванию электрического поля в структуре.

После области перегиба ВАХ вторично выходит на экспоненциальный участок. На этом участке ток также определяется приведенным выше соотношением, но с заменой  $W$  на полную толщину ВИБ-структуры —  $(W + L)$ .

### 3. Вольт-амперная характеристика при положительном напряжении смещения

При положительном смещении, меньшем напряжения контактной инжекции [1], поле не проникает до границы  $N^+ - N^{++}$ -слоев и инжекционный ток из "замурованного"  $N^{++}$ -контакта нет. Наблюдается область смещений шириной от десятых вольт до единиц вольт (в зависимости от конструкции и параметров ВІВ-структуры), где ток составляет величину менее  $10^{-15}$  А (рис. 5). По достижении некоторого смещения, меньшего напряжения контактной инжекции, появляется ток, экспоненциально зависящий от смещения и температуры. Далее этот ток начинает ограничиваться и возникает перегиб в ВАХ. Температурная зависимость тока в области его выполаживания соответствует таковой в структуре  $N^{++} - N^+ - N^{++}$ . Поскольку в последних структурах ток при  $V < 1$  В и  $T < 18$  К определяется прыжковой проводимостью по примесной зоне, естественно считать, что и в ВІВ-структуре ток в области перегиба ограничивается током прыжковой проводимости по примесной зоне. Носители движутся по примесной зоне до границы  $N^+ - I$ -слоев, далее электроны одним из механизмов термополовой ионизации переходят в зону проводимости. Низкая точность экспериментальных ВАХ на этом участке не позволяет сделать выбор между механизмом Пула-Френкеля и термически облегченным туннелированием электрона с донора в зону проводимости, тем не менее оценка наблюдаемых величин допускает предложенное объяснение.

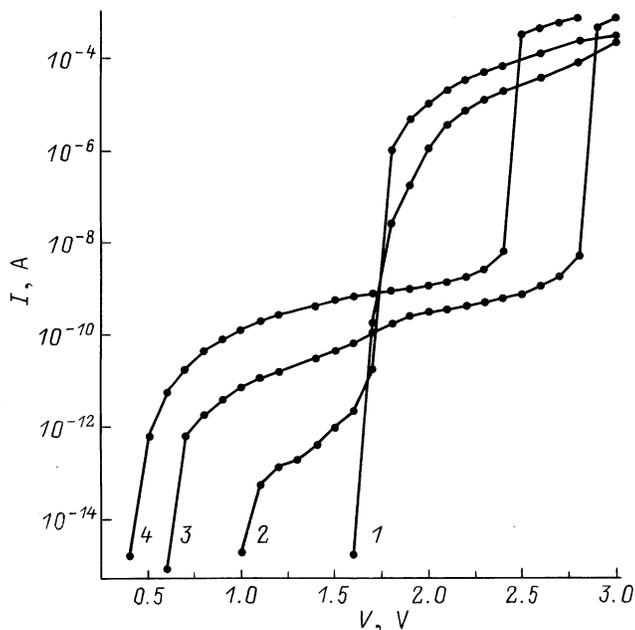


Рис. 5. Вольт-амперные характеристики ВІВ-структуры при положительном смещении и температуре  $T$ , К: 1 — 4.2, 2 — 5.6, 3 — 7.4, 4 — 11.6.

Величина тока в области прыжковой проводимости при положительном смещении меньше соответствующего тока при отрицательном смещении. Разница в величинах токов в области перегиба при различной полярности напряжения в ВІВ и отличие этих токов от соответствующего значения тока в структуре  $N^{++} - N^+ - N^{++}$  связаны с тем, что в "резисторной" структуре ток по примесной зоне протекает в однородном поле  $E = V/L$ . В ВІВ-структуре при обеих полярностях электрическое поле в  $N^+$ -слое изменяется от  $E = V/(W + L)$  до минимального значения  $E$ . По этой причине ток по примесной зоне, сохраняя температурную зависимость прыжковой проводимости  $N^+$ -слоя, в ВІВ-структуре имеет меньшую величину, контролируемую участком  $N^+$ -слоя с минимальным полем.

При дальнейшем росте смещения вновь наблюдается экспоненциальная зависимость тока от напряжения. В работах [11,12] предполагается, что ВАХ в этой области полей контролируется ударной ионизацией примесной зоны  $N^+$ -фотослоя. Однако параллельный сдвиг ВАХ в этой области, демонстрирующий чрезвычайно сильную температурную зависимость тока, не находит объяснения в модели ударной ионизации ни в отношении уменьшения тока при понижении температуры, ни в отношении параллельного сдвига ВАХ в сторону увеличения напряжения смещения. Объяснение, которое мы предлагаем, заключается в следующем.

Рост тока с напряжением смещения в этой области вызван инжекцией из "замурованного"  $N^{++}$ -контакта и контролируется тем же механизмом, что и инжекция из  $N^{++}$ -контакта в  $I$ -слое при отрицательном смещении. Электроны, попавшие в  $I$ -слой, захватываются на ионы  $As^+$ , что приводит к появлению и росту отрицательного заряда и, естественно, параллельному смещению ВАХ в сторону увеличения напряжения. Предельное смещение ВАХ определяется концентрацией акцепторов и толщиной  $I$ -слоя и составляет для исследованных образцов величину около 1 В, что согласуется с наблюдаемыми ВАХ.

Это объяснение находит подтверждение в эксперименте при дальнейшем снижении температуры до 5.6 и 4.2 К. Видно, что при снижении температуры до 5.6 К и ниже сдвиг ВАХ меняет знак. Такое поведение естественно объясняется, если учесть, что после заполнения электронами всех центров  $As^+$  при дальнейшем понижении температуры и увеличении напряжения должна возникнуть лавинная ионизация нейтральных донорных центров в  $I$ -слое, т. е. возникнуть положительный заряд. Смена знака заряда носит триггерный характер из-за положительной обратной связи заряда с током контактной инжекции, что и наблюдается в эксперименте. Переключение от больших напряжений к меньшим происходит при изменении ВАХ при последовательном понижении температуры. Если измерения начинаются при температуре  $T = 4.2$  К, то при повышении температуры до  $T = 7.4$  К происходит переключение к большим напряжениям, а затем идет уменьшение напряжения

инъекции при увеличении температуры. Аналогичный параллельный сдвиг ВАХ к меньшим напряжениям смещения наблюдался ранее в работе [5] при измерении ВАХ при 4.2 К на кремниевых резисторах со структурой  $N^{++}-N^+-N^{++}$ . В этой работе в отличие от наших исследований использовался спин-генератор с линейным нарастанием и спадом напряжения, что приводило к формированию петли гистерезиса на ВАХ. Мы использовали генератор ступенчатого напряжения с регулируемым временем подачи смещения на образец и постоянное ручное смещение. В обоих случаях напряжение только увеличивалось от нуля до максимального (определяемого максимальным током), поэтому фиксировалась лишь часть петли гистерезиса.

Изменение заряда на атомах As в  $I$ -слое за счет захвата электронов из зоны проводимости и возникающая из-за этого модуляция инжекционного тока объясняют и высокую ампер-ваттную чувствительность ВІВ-фотодетекторов при высоком напряжении смещения [13].

## Заключение

Проведенное исследование впервые позволило установить роль всех элементов ВІВ-структуры в формировании ее вольт-амперной характеристики (ВАХ).

1. Контактные  $N^{++}$ -области, совместно с асимметрией структуры, формируют основную экспоненциальную зависимость тока от напряжения смещения.

2. Области перегибов на ВАХ при отрицательном и положительном напряжении смещения и появление тока после области его блокировки (при положительном смещении) связаны с рекомбинационно-генерационными процессами между примесной зоной и зоной проводимости  $N^+$ -фотослоя.

3. Поведение ВАХ в области больших токов при положительном смещении можно связать с накоплением отрицательного или положительного заряда в блокирующем  $I$ -слое ВІВ-структуры.

## Список литературы

- [1] В.Г. Мартин. Sol. St. Electron., **33**, 427 (1990).
- [2] В.В. Болотов, Г.Н. Камаев, Г.Н. Феофанов, В.М. Эмекскузян. ФТП, **24**, 1697 (1990).
- [3] В.М. Эмекскузян, Г.Н. Камаев, Г.Н. Феофанов, В.В. Болотов. ФТП, **31**, 311 (1997).
- [4] Д.Г. Есаев, С.П. Сеница, Е.В. Чернявский. ФТП, **33**(5), 614 (1999).
- [5] E. Simoen, B. Dierickx, L. Deferm, C. Claeys, G. Declerck. J. Appl. Phys., **68**, 4091 (1990).
- [6] W.N. Safarman, T.G. Castner. Phys. Rev. B, **33**, 3570 (1986).
- [7] Y.N. Yang, D.D. Coon, P.F. Shepard. Appl. Phys. Lett., **45**, 752 (1984).
- [8] N. Sclar. J. Appl. Phys., **55**, 2972 (1984).
- [9] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).

- [10] M.D. Petroff, M.G. Stapelbroek, W.A. Kleinhaus. Appl. Phys. Lett., **51**, 406 (1987).
- [11] F. Szmulowicz, F.L. Madarsz. J. Appl. Phys., **62**, 2533 (1987).
- [12] F. Szmulowicz, F.L. Madarsz, J. Diller. J. Appl. Phys., **63**, 5583 (1988).
- [13] S.B. Stetson, D.B. Reynolds, M.G. Stapelbroek, R.L. Stermer. Proc. SPIE, **686**, 48 (1986).

Редактор Т.А. Полянская

## Current-voltage characteristics of Si:As blocked impurity-band photodetectors (BIB-II)

D.G. Esaev, S.P. Sinitza, E.V. Chernyavsky

Institute of Semiconductor Physics,  
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,  
630090 Novosibirsk, Russia

**Abstract** The experimental results on the current-voltage characteristics of the Blocked Impurity Band (Si:As) structures are described. A simple model is presented to explain the observed results. It's shown that basic behavior of the  $I$ - $V$  characteristics is associated with the injection of carriers from heavily doped contacts into layers of the BIB structure. Generation-recombination processes between conduction and impurity bands determine the  $I$ - $V$  characteristics peculiarities. The blocked layer of the BIB structure can accumulate both negative and positive charges that leads to the trigger effect.

Fax: (3832) 33-25-92 (S.P. Sinitza)

E-mail: esaev@thermo.isp.nsc.ru (D.G. Esaev)