

О МЕХАНИЗМЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОГО ПРИМЕСНОГО ПРОБОЯ

© В.А.Сабликов, С.В.Поляков[†], О.А.Рябушкин

Институт радиотехники и электроники Российской Академии Наук,
141120 Фрязино, Россия

[†]Институт математического моделирования

Российской академии наук,

125047 Москва, Россия

(Получена 19 июля 1995 г. Принята к печати 30 октября 1995 г.)

Проведено теоретическое исследование низкотемпературного примесного пробоя в рамках модели, которая самосогласованным образом учитывает перезарядку возбужденного состояния примесей и все процессы рассеяния электронов, влияющие на темп ударной ионизации. В рассмотрение включены процессы ударной ионизации как основного, так и возбужденного состояний примесей, ударное возбуждение нейтральных примесей, межэлектронные столкновения и рассеяние электронов на фононах. Численные расчеты проведены применительно к *n*-GaAs. Показано, что имеются три механизма, приводящие к отрицательному дифференциальному сопротивлению, которые в реальных условиях могут образовывать общий *S*-образный участок вольт-амперной характеристики. Первый обусловлен уменьшением коэффициента захвата электронов на мелкие примеси с ростом частоты межэлектронных столкновений, когда они начинают контролировать функцию распределения вблизи уровня протекания. Этот механизм инициирует неустойчивость при малых токах. Второй механизм обусловлен уменьшением энергетических потерь электронов с ростом тока вследствие ослабления неупругого рассеяния на примесях при их ионизации. Третий механизм представляет собой известную перегревную неустойчивость.

1. Введение

Низкотемпературный пробой мелких примесей в полупроводниках известен уже давно [1], однако основная связанная с ним проблема не решена до сих пор. Это вопрос о механике *S*-образности вольт-амперных характеристик (ВАХ). В последние годы интерес к нему возрос из-за того, что расширился круг явлений, в которых проявляется низкотемпературный примесный пробой (НТПП). Так, выяснилось, что НТПП является причиной нестабильностей, наблюдаемых в селективно-легированных гетероструктурах GaAs/AlGaAs при больших напряжениях между истоком и стоком [2-4], и даже обсуждается использование примесного пробоя в таких условиях для приборных

приложений [5]. НТПП широко используется в качестве модельной системы для исследования нелинейных волновых процессов в полупроводниках [6-8], динамического хаоса [9-11], явлений самоорганизации [12,13]. Наш интерес к механизму НТПП связан еще и с тем, что была обнаружена высокая чувствительность образцов *n*-GaAs к свету, инициирующему пробой, и оптоэлектронная бистабильность [14,15].

За прошедшее время после обнаружения НТПП предлагалось много механизмов *S*-образности¹, однако они не получили развития. Исключение составляет, по-видимому, только механизм, связанный с захватом свободных носителей на уровни возбужденных состояний мелких примесей и их последующей ионизацией. Этот механизм был предложен Кастальским [16], а затем развит Шёллем [17] и широко использован им для исследования процессов самоорганизации в полупроводниках. Область существования *S*-образности за счет этого механизма, как видно из [17], очень чувствительна к полевым зависимостям коэффициента ударной ионизации основного и возбужденного состояний примесей, т. е. к функции распределения электронов в области энергий выше соответствующих потенциалов ионизации. Однако в указанных работах функция распределения по сути дела не рассматривалась, а в [17] игнорировалось даже изменение подвижностей носителей с током, что находится в противоречии с многочисленными экспериментами [18,19], показывающими, что при пробое подвижность изменяется сильно.

В настоящей работе проведено детальное теоретическое исследование НТПП в рамках модели, которая последовательно учитывает как перезарядку возбужденного состояния примесей, так и все процессы, определяющие функцию распределения свободных электронов и таким образом влияющие на темп ударной ионизации и на рекомбинацию. Наиболее принципиальным является включение в рассмотрение неупругого рассеяния электронов на нейтральных примесях (процессы ударной ионизации как основного, так и возбужденного состояний и ударного возбуждения примесей) и межэлектронных столкновений. Тот факт, что интеграл столкновений для неупругого примесного рассеяния зависит от заселенности основного и возбужденного состояний примесей, а эта заселенность в свою очередь зависит от функции распределения свободных электронов, приводит к необходимости решать кинетическое уравнение совместно с уравнениями кинетики для примесных состояний. В результате такого решения самосогласованным образом получаются как функция распределения электронов, так и кинетические коэффициенты (коэффициенты ударной ионизации, подвижность, коэффициент захвата на примеси). Нами разработана процедура численного решения этой задачи, которая применена к исследованию НТПП в *n*-GaAs. Метод численного моделирования позволил выявить процессы, приводящие к *S*-образности.

Установлено, что на ВАХ, вообще говоря, имеются два участка *S*-образности, которые при определенных условиях могут перекрываться, образуя один. Первый участок возникает при небольшой концентрации электронов ($\sim 10^{10} - 10^{11} \text{ см}^{-3}$), когда межэлектронные столкновения начинают изменять функцию распределения электронов вбли-

¹ Обзор основных механизмов содержится в [16].

зи уровня протекания. Он обусловлен уменьшением коэффициента захвата электронов на мелкие примеси с ростом частоты межэлектронных столкновений. Второй *S*-образный участок возникает, когда концентрация свободных электронов по порядку величины начинает приближаться к концентрации примесей. Он связан с двумя факторами: с перегретой неустойчивостью [20], которая возникает после того, как межэлектронные столкновения начинают контролировать функцию распределения, и с происходящим при ионизации примесей уменьшением темпа потерь энергии электронов за счет ослабления неупругого рассеяния на нейтральных примесях. Потери энергии электронов при ионизации возбужденных состояний доноров проявляются также и в ходе зависимости подвижности электронов от тока.

2. Модель

Ударная ионизация примесей определяется свободными электронами с энергией, превышающей порог ионизации, т. е. функцией распределения электронов в области достаточно высоких энергий, где эта функция обычно мала. В этом и состоит существенная особенность задачи о примесном пробое в отличие, например, от расчета подвижности, которая определяется функцией распределения в той области энергий, где больше всего электронов. Поэтому необходимо максимально полно учесть все факторы, влияющие на функцию распределения в области энергий над порогами ударной ионизации и возбуждения нейтральных примесей.

Прежде всего это механизмы потерь энергии электронов. Для GaAs потери связаны с PA- и DA-фононами и с неупругим рассеянием электронов на нейтральных примесях. Фононные механизмы для GaAs хорошо известны [21]. Потери, связанные с примесями, обсуждались в литературе [22], но мы остановимся на них подробнее. Для простоты, следуя [16-17], будем считать, что спектр электронов на донорах имеет два дискретных уровня с энергиями активации ϵ_1 и ϵ_2 (соответственно, основной и возбужденный уровни). Выше возбужденного уровня имеется квазинепрерывный спектр энергий, по которому осуществляется каскадный захват электронов из зоны проводимости на уровень ϵ_2 . Потери энергии при неупругом рассеянии электронов на примесях будем моделировать с помощью этих двух уровней. Возможны следующие процессы: ударная ионизация донора в основном состоянии, ударное возбуждение донора (переход типа $1s-2p$) и ударная ионизация донора в возбужденном состоянии. Сечения этих процессов (соответственно, σ_1 , σ_{12} и σ_2) имеют приблизительно одинаковую зависимость от энергии рассеиваемого электрона ϵ , нормированной на соответствующую пороговую энергию (это известно для атомов водорода [23]). Мы будем ее аппроксимировать так же, как в [24]²

$$\sigma_i = \sigma_i^0 \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_i} - 1 \right) \left(\frac{\epsilon_i}{\epsilon} \right)^{5/4},$$

² Обсуждаются и другие аппроксимации [22], отличающиеся от этой при $\epsilon \gg \epsilon_i$, но это отличие не приводит к принципиальным результатам, так как при $\epsilon \gg \epsilon_i$ очень мало электронов.

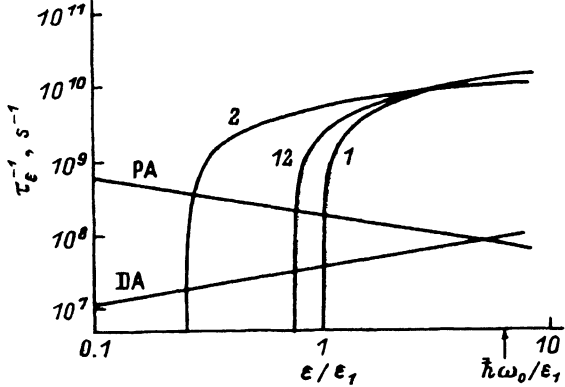


Рис. 1. Времена релаксации энергии электронов τ_e в зависимости от энергии для рассматриваемых механизмов рассеяния: PA-фононы, DA-фононы 1 — ударная ионизация основного состояния примесей, 12 — ударное возбуждение основного состояния, 2 — ударная ионизация возбужденных состояний.

где $i = 1, 12, 2$, $\epsilon_{12} = \epsilon_1 - \epsilon_2$, $\sigma_1^0 \simeq \pi a_B^2$, a_B — боровский радиус, $\sigma_2^0 \geq \sigma_{12}^0 \geq \sigma_1^0$. Времена релаксации энергии электронов за счет неупругого рассеяния на примесях можно оценить следующим образом:

$$\tau_1^{-1} = \sigma_1(\epsilon)V(\epsilon)n_{D1}, \quad \tau_{12}^{-1} = \sigma_{12}(\epsilon)V(\epsilon)n_{D1}, \quad \tau_2^{-1} = \sigma_2(\epsilon)V(\epsilon)n_{D2},$$

где $V(\epsilon)$ — скорость электронов, n_{D1} — концентрация доноров в основном состоянии, n_{D2} — концентрация возбужденных доноров.

Относительный вклад разных механизмов потерь энергии электронов иллюстрирует рис. 1, на котором показаны частоты релаксации энергии для рассеяния на PA- и DA-фононах и для неупругого рассеяния на примесях. Было положено $\sigma_2^0 = \sigma_{12}^0 = \sigma_1^0 = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и $n_{D1} = n_{D2} = 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Видно, что существенными оказываются все рассмотренные механизмы рассеяния. Здесь же необходимо заметить, что неупругое рассеяние на примесях обладает рядом особенностей, которые нам понадобятся при интерпретации результатов:

1) возбуждение примесей (линия 12) затрудняет электронам приобретение энергии для ионизации основного состояния, а ионизация возбужденного состояния (линия 2) затрудняет возбуждение примесей и ионизацию основного состояния;

2) интенсивность потерь (1, 12, 2) по-разному изменяется в процессе пробоя. Так, при слабом поле, когда ионизация примесей еще не происходит, $n_{D2} = 0$ и поэтому канал потерь 2 отсутствует. С ростом тока, когда начинается возбуждение примесей, каналы 1 и 12 ослабевают, а канал 2, напротив, усиливается. Затем при уже достаточно сильной ионизации все три канала потерь исчезают.

Имеется еще один фактор, который сильно влияет на функцию распределения. Это межэлектронные столкновения. В ходе НТПП концентрация свободных носителей изменяется очень сильно: от $10^8 - 10^9 \text{ см}^{-3}$ при малых токах до $n \simeq N_D - N_A \simeq 10^{15} \text{ см}^{-3}$ при больших (здесь N_D и N_A — концентрации доноров и акцепторов). Соответственно сильно изменяется частота межэлектронных столкновений τ_{ee}^{-1} . Влияние межэлектронных столкновений на функцию распределения определяется отношением τ_{ee}^{-1} к частоте релаксации энергии, которое зависит от энергии. В области тепловых энергий ($\sim 10 \text{ К}$) межэлектронные столкновения становятся существенными при $n \simeq n_c \simeq 10^{11} \text{ см}^{-3}$. В области ударной ионизации межэлектронные

столкновения важны при $n \approx 10^{12} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (в зависимости от концентрации нейтральных доноров).

Таким образом, необходимо учесть все указанные механизмы рассеяния. Уравнение для симметричной части функции распределения $f(\varepsilon)$ представим в виде

$$\frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left\{ B(\varepsilon) \left[\Theta(\varepsilon) \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} + f \right] \right\} - R\{f\} + G\{f\} + S_{\text{opt}}\{f\} + S_{ee}\{f\} = 0. \quad (1)$$

Здесь 1-й член описывает приобретение электронами энергии от электрического поля и потери энергии при рассеянии на акустических фоновых,

$$B(\varepsilon) = \frac{\varepsilon g(\varepsilon)}{\tau_e(\varepsilon)}, \quad \Theta(\varepsilon) = T \left[1 + \frac{e^2 E^2 \tau(\varepsilon) \tau_s(\varepsilon)}{mT} \right],$$

E — электрическое поле, m — эффективная масса электронов, T — температура решетки, $g(\varepsilon)$ — плотность состояний в зоне свободных электронов. $\tau_e(\varepsilon)$ — время релаксации энергии за счет рассеяния на РА- и ДА-фононах. $\tau(\varepsilon)$ — время релаксации импульса при рассеянии на заряженных и нейтральных примесях и на фононах. Формулы для τ_e и τ хорошо известны [25] и поэтому не приводятся. Заметим только, что фигурирующие в них концентрации заряженных и нейтральных примесей изменяются вместе с концентрацией электронов.

Для $g(\varepsilon)$ мы воспользуемся обычным выражением

$$g(\varepsilon) = \frac{m(2m\varepsilon)^{1/2}}{\pi^2 \hbar^3},$$

но будем иметь в виду, что уравнение (1) относится к электронным состояниям с энергией выше уровня протекания, так что $\varepsilon \geq \varepsilon_p$, где ε_p — средняя кинетическая энергия на уровне протекания. Она порядка величины среднеквадратичного флуктуационного потенциала, который мы будем считать малым по сравнению с характерными энергиями в задаче. Относительно величины ε_p в литературе имеется противоречие. В книге Шкловского и Эфроса [26] приводится выражение

$$\varepsilon_p \approx 0.18 \varepsilon_D K^{1/4},$$

где $\varepsilon_D = \frac{e^2}{\varepsilon_0^2} [(4/3)\pi N_D]^{1/3}$, $K = N_A/N_D$, ε_0 — диэлектрическая проницаемость, а согласно [27],

$$\varepsilon_p \approx 1.5 \varepsilon_D K^{2/3}. \quad (2)$$

Для дальнейшего не принципиально, какой формулой пользоваться, но мы выберем вторую, так как при $K \sim 0.1 - 0.5$ она значительно ближе к результатам численного моделирования [28].

Второй член в уравнении (1) описывает исчезновение электронов из состояния ε при ударной ионизации и ударном возбуждении доноров:

$$R\{f\} = g(\varepsilon)V(\varepsilon) \left\{ [\sigma_1(\varepsilon) + \sigma_{12}(\varepsilon)]n_{D1} + \sigma_2(\varepsilon)n_{D2} \right\} f(\varepsilon). \quad (3)$$

Член $C\{f\}$ в равенстве (1) описывает возникновение электронов в соответствии с энергией ε , которое происходит в результате ударного возбуждения доноров электронами с энергией $\varepsilon_{12} + \varepsilon$ и в результате ударной ионизации доноров в основном и в возбужденном состояниях,

$$G\{f\} = n_{D1}g(\varepsilon_{12} + \varepsilon)V(\varepsilon_{12} + \varepsilon)\sigma_{12}(\varepsilon_{12} + \varepsilon)f(\varepsilon_{12} + \varepsilon) +$$

$$+ 2n_{D1} \int_{\varepsilon_1 + \varepsilon}^{\infty} d\varepsilon' g(\varepsilon')V(\varepsilon') \frac{\sigma_1(\varepsilon')}{\varepsilon' - \varepsilon_1} f(\varepsilon) + 2n_{D2} \int_{\varepsilon_2 + \varepsilon}^{\infty} d\varepsilon' g(\varepsilon')V(\varepsilon') \frac{\sigma_2(\varepsilon')}{\varepsilon' - \varepsilon_2} f(\varepsilon'). \quad (4)$$

Член $S_{\text{opt}}\{f\}$ — интеграл столкновений с оптическими фононами, который добавлен для того, чтобы естественным образом ограничить область рассматриваемых энергий. При численном интегрировании уравнения (1) результат мало чувствителен к граничному условию при больших энергиях, если его задать выше энергии оптических фононов $\hbar\omega_0$,

$$S_{\text{opt}}\{f\} = \frac{f(\varepsilon + \hbar\omega_0)}{\tau_0} \ln \frac{\sqrt{\varepsilon + \hbar\omega_0} + \sqrt{\varepsilon}}{\sqrt{\varepsilon + \hbar\omega_0} - \sqrt{\varepsilon}} - \frac{f(\varepsilon)}{\tau_0} \Theta(\varepsilon - \hbar\omega_0) \ln \frac{\sqrt{\varepsilon} + \sqrt{\varepsilon - \hbar\omega_0}}{\sqrt{\varepsilon} - \sqrt{\varepsilon - \hbar\omega_0}}. \quad (5)$$

$S_{ee}\{f\}$ — интеграл межэлектронных столкновений, для которого мы воспользуемся формой Ландау,

$$S_{ee}\{f\} = \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left\{ \varepsilon g(\varepsilon) \int_{\varepsilon_p}^{\infty} d\varepsilon' g(\varepsilon') \left[f(\varepsilon') \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} - f(\varepsilon) \frac{\partial f}{\partial \varepsilon'} \right] 2\varepsilon' \sigma_t \max(V, V') \right\}, \quad (6)$$

где $\sigma_t = \pi e^4 \Lambda / \kappa_0^2 \max[\varepsilon^2, \varepsilon'^2]$. Поправка к этой формуле, учитывающая рассеяние на больших углах, которая была предложена в [29], как можно показать, в нашем случае несущественна из-за того, что отсутствует область энергий, в которой $f(\varepsilon)$ была бы постоянной.

Как было уже упомянуто, одно граничное условие к уравнению (1) можно задать при $\varepsilon > \hbar\omega_0$. Мы полагали $f(\varepsilon) = 0$ при $\varepsilon = \hbar\omega_0 + \varepsilon_1$. Решение очень мало чувствительно к выбору этой границы.

Другим граничным условием служит уравнение баланса электронных потоков по энергии через уровень протекания. Потоки по энергии вверх обусловлены ударной ионизацией уровней ε_1 и ε_2 и тепловой активацией уровня ε_2 . Тепловой активацией уровня ε_1 в зону проводимости можно пренебречь. Поток вниз связан с диффузией электронов по энергии в поле притягивающих центров. Для расчета этого потока мы воспользуемся теорией Абакумова, Переля и Яссиевич [30], учитывая, что в GaAs преобладающим механизмом релаксации энергии захватываемых электронов является рассеяние на РА-фононах. В результате имеем

$$\gamma f(\varepsilon_p) = (\varepsilon_2 + a_2 n) n_{D2} + \alpha_1 n n_{D1}, \quad (7)$$

где α_1 и α_2 — коэффициенты ударной ионизации основного и возбужденного уровней,

$$\alpha_{1,2} = \frac{1}{n} \int_{\varepsilon_{1,2}}^{\infty} d\varepsilon g(\varepsilon) V(\varepsilon) \sigma_{1,2}(\varepsilon) f(\varepsilon),$$

γ — коэффициент, описывающий захват свободных электронов. Конкретное выражение для γ зависит от того, происходит ли захват на изолированные кулоновские центры (0-комплексы), на диполи (2-комплексы) или на ямы флуктуаций потенциала. Первый случай реализуется, когда $\varepsilon_D < T$ и $\varepsilon_p < T$,

$$\gamma \approx \left(\frac{g}{\tau_\varepsilon} \right)_{\varepsilon_p} \frac{\varepsilon_D^3 K}{4T^2} \left(1 + \frac{1-K}{K} \frac{n}{N_D - N_A} \right);$$

второй — при $\varepsilon_D > T$ и $\varepsilon_p < T$,

$$\gamma \approx \left(\frac{g}{\tau_\varepsilon} \right)_{\varepsilon_p} \frac{\varepsilon_D^2 K}{T} \left(1 + \frac{\varepsilon_D}{4T} \frac{1-K}{K} \frac{n}{N_D - N_A} \right);$$

третий — при $\varepsilon_D > T$ и $\varepsilon_p > T$,

$$\gamma \approx (g/\tau_\varepsilon)_{\varepsilon_p} \varepsilon_p.$$

Поскольку эти варианты не определены строгими неравенствами, мы испробовали все три. Небольшое изменение вида ВАХ происходит только при переходе к третьему варианту. Оно связано с тем, что в нем не учтено влияние опустошения центров на частоту рекомбинации. Тем не менее в дальнейшем указанные варианты будут использованы в соответствии с приведенными неравенствами, по предположению — строгими.

Коэффициент теплового заброса с уровня ε_2 в зону проводимости определим из условия равновесия при отсутствии ударной ионизации:

$$e_2 \approx \frac{\gamma(n = n_T)}{N_D} \exp \left\{ -\frac{\varepsilon_2}{T} \right\},$$

где n_T — тепловая концентрация электронов.

Для того чтобы задача была полной, необходимо добавить еще уравнение кинетики перезарядки уровня ε_1 и уравнение нейтральности. Уравнение кинетики имеет вид

$$\gamma_{21} n_{D2} = [e_{12} + (\alpha_1 + \alpha_{12})n] n_{D1}, \quad (8)$$

где

$$\alpha_{12} = \frac{1}{n} \int_{\varepsilon_{12}}^{\infty} d\varepsilon g(\varepsilon) V(\varepsilon) \sigma_{12}(\varepsilon) f(\varepsilon),$$

γ_{21} — частота электронных переходов с возбужденного уровня на основной;

$$e_{12} \approx \gamma_{21} \exp \{ -\varepsilon_{12}/T \}.$$

Уравнение нейтральности имеет вид

$$n_{D1} + n_{D2} + n + N_A = N_D. \quad (9)$$

С учетом того что

$$n = \int_{\epsilon_p}^{\infty} d\epsilon g(\epsilon) f(\epsilon),$$

система уравнений (1), (7), (8) и (9) полностью определяет задачу. Для ее решения был разработан численный метод, который будет опубликован в отдельной работе.

Электрический ток, подвижность и коэффициент захвата электронов определялись следующим образом:

$$j = \frac{e^2}{3} E \int_{\epsilon_p}^{\infty} d\epsilon g(\epsilon) V^2(\epsilon) \tau(\epsilon) \frac{\partial f}{\partial \epsilon}, \quad \mu = \frac{j}{enE}, \quad c_n = \frac{\gamma f(\epsilon_p)}{n(N_A + n)}.$$

3. Основные результаты и их обсуждение

Численное решение уравнений рассматриваемой модели позволяет проследить за ходом ВАХ, за изменением функции распределения, концентрации и подвижности электронов, концентрации доноров в основном и в возбужденном состояниях. Кроме того имеется возможность выяснить, как изменяются результаты при включении каких-либо механизмов рассеяния и при изменении параметров модели, и таким образом полностью изучить поведение системы. Далее приведены наиболее интересные результаты, полученные применительно к *n*-GaAs для $T = 4.2$ К с использованием известных в литературе [21] данных по фоновому рассеянию. Кроме того в расчетах было положено $\epsilon_1 = 5.9$ мэВ, $\epsilon_2 = 0.75\epsilon_1$, $\sigma_2^0 = \sigma_{12}^0 = \sigma_1^0 = 3 \cdot 10^{-12}$ см². При этих фиксированных данных варьировались N_D , K и γ_{21} .

Поскольку нельзя считать, что величина γ_{21} известна хорошо (по данным работы [31] γ_{21} оценивается как $2 \cdot 10^6$ с⁻¹), посмотрим сначала, как изменяются результаты при варьировании этой величины.

Результаты показаны на рис. 2, 3 и 4. Оказалось, что при разумных для примесного пробоя концентрациях $N_D > 10^{14}$ см⁻³ и коэффициенте компенсации $K > 0.1$ вид ВАХ сильнее чувствителен к γ_{21} , чем к N_D и K . Как видно из рис. 2, *S*-образность имеется во всех случаях, причем правильнее говорить о двух участках *S*-образности: при больших

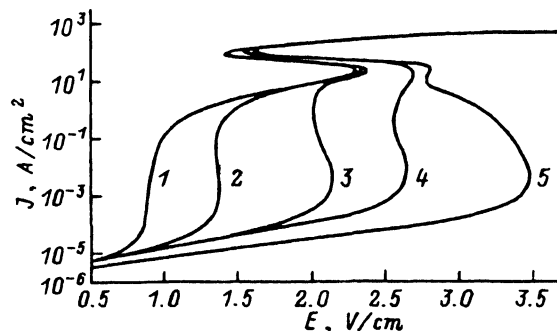


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики при разных значениях $\gamma_{21} = 10^6, 10^7, 10^8$ и 10^9 с⁻¹ (линии 1, 2, 3 и 4); $N_D = 2 \cdot 10^{14}$ см⁻³, $K = 0.1$. Линия 5 соответствует $\gamma_{21} = 10^8$ с⁻¹, $N_D = 4 \cdot 10^{14}$ см⁻³, $K = 0.1$.

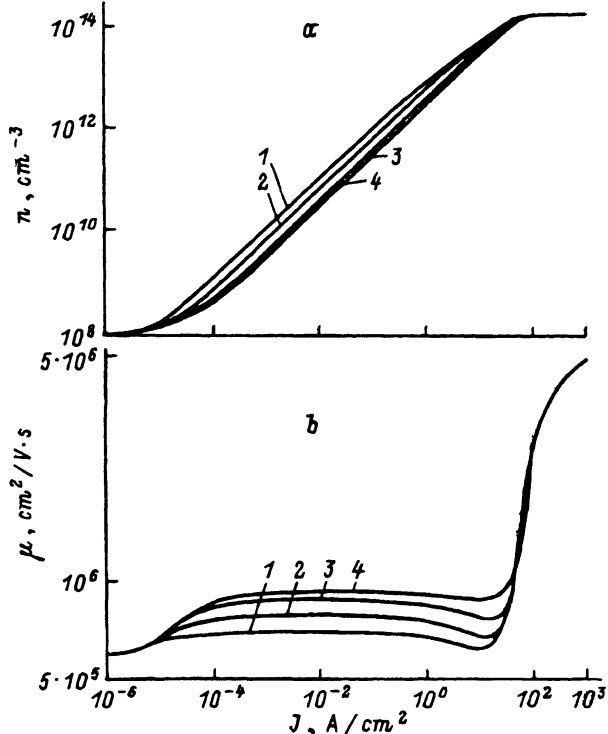


Рис. 3. Концентрация электронов (а) и их подвижность (б) в зависимости от тока для ВАХ (1-4), приведенных на рис. 2.

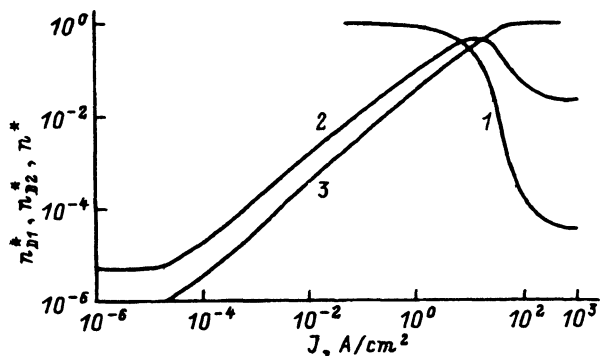


Рис. 4. Приведенные концентрации доноров $n_{D1}^* = n_{D1}/(N_D - N_A)$ — в основном (1) и $n_{D2}^* = n_{D2}/(N_D - N_A)$ — в возбужденном (2) состояниях, а также концентрация свободных электронов (3) $n^* = n/(N_D - N_A)$ в зависимости от тока для $\gamma_{21} = 10^7 \text{ с}^{-1}$, $N_D = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $K = 0.1$.

токах, когда $n \sim N_D - N_A$, и при значительно меньших токах, когда $n \sim n_c \approx 10^{10} - 10^{11} \text{ см}^{-3}$. При больших токах S-образность существует для любых γ_{21} а при малых — только для $\gamma_{21} > 10^6 \text{ с}^{-1}$. На верхнем участке происходит сильное изменение подвижности, а на нижнем подвижность практически не изменяется, но сильно растет концентрация свободных электронов.

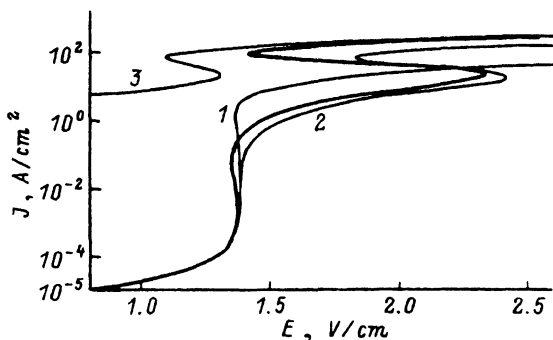


Рис. 5. Вольт-амперные характеристики для разных комбинаций механизмов рассеяния ($\gamma_{21} = 10^7 \text{ с}^{-1}$, $N_D = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $K = 0.1$): жирная линия — включены все механизмы рассеяния, 1 — отсутствуют межэлектронные столкновения и неупругое примесное рассеяние, 2 — отсутствуют межэлектронные столкновения, 3 — ситуация полностью ионизованных примесей.

Чтобы понять природу обоих участков S -образности, были проведены расчеты ВАХ при фиксированном значении γ_{21} для разных модификаций кинетического уравнения (1). Их результаты показаны на рис. 5 для $\gamma_{21} = 10^7 \text{ с}^{-1}$. Здесь жирная линия изображает ВАХ в случае, когда в уравнении (1) включены все рассмотренные механизмы рассеяния. Линия 1 соответствует случаю, когда из кинетического уравнения исключены межэлектронные столкновения и неупругое примесное рассеяние. Эта линия описывает S -образность, связанную только с перезарядкой возбужденных состояний доноров. Такого типа S -образность исследовалась Кастальским и Шёллем. Линия 2 соответствует случаю, когда в уравнении (1) включено неупругое рассеяние электронов на примесях, но межэлектронное рассеяние отсутствует. Как видно, при учете неупругого примесного рассеяния S -образность, связанная с возбужденными состояниями, исчезла, но появился другой участок S -образности при больших токах. Отличие этой линии (2) от основной (жирная линия) связано с межэлектронными столкновениями. Линия 3 соответствует искусственно созданной ситуации, когда все примеси ионизованы, $n = N_D - N_A$, и, следовательно, нет потерь на ионизацию и возбуждение примесей, но межэлектронные столкновения присутствуют. В этом случае происходит только разогрев электронов и изменение их подвижности, а происхождение S -образности хорошо известно: она обусловлена перегретой неустойчивостью, возникающей в условиях, когда межэлектронные столкновения контролируют функцию распределения по энергии, импульс электронов рассеивается на заряженных примесях, а энергия — на РА-фононах [20].

На рис. 6 приведены результаты расчетов коэффициентов ударной ионизации и коэффициента захвата в зависимости от тока для основной ВАХ, показанной на рис. 5 жирной линией.

Теперь можно понять происхождение S -образности при больших токах, когда $n \sim N_D - N_A$. Она сопровождается увеличением как концентрации свободных электронов, так и их подвижности. Как видно из рис. 6, на этом участке ВАХ происходит увеличение коэффициентов ударной ионизации с током, несмотря на уменьшение электрического поля, и уменьшение коэффициента захвата электронов на ионизован-

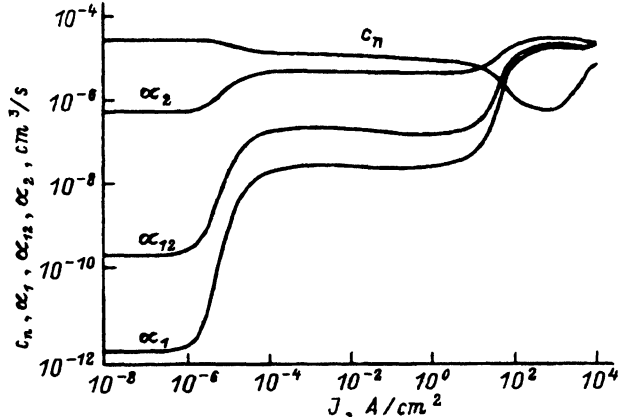


Рис. 6. Коэффициенты ударной ионизации α_1 , α_{12} , α_2 и коэффициент захвата c_n в зависимости от тока $\gamma_{21} = 10^7 \text{ c}^{-1}$, $N_D = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $K = 0.1$.

ные примеси. В этой же области токов резко уменьшаются концентрации нейтральных доноров n_{D1} и n_{D2} (рис. 4).

Имеются два механизма S -образности на рассматриваемом участке ВАХ. Один из них связан с уже упомянутой перегретой неустойчивостью, которая становится возможной благодаря тому, что межэлектронные столкновения контролируют функцию распределения по энергии вплоть до энергии ионизации. Другой обусловлен тем фактом, что при ионизации примесей происходит увеличение времени релаксации энергии электронов с ростом тока, которое обусловлено уменьшением концентрации нейтральных примесей и, соответственно, ослаблением неупругого примесного рассеяния. Этот факт приводит к неустойчивости, которую можно объяснить следующим образом. Пусть произошла флуктуация увеличения энергии электронов. Она вызывает увеличение темпа ионизации и, следовательно, уменьшение концентрации нейтральных доноров. В результате уменьшаются потери энергии на неупругое примесное рассеяние. Это означает, что при заданном поле увеличивается энергия электронов. Таким образом, первоначальная флуктуация усиливается. Этот механизм неустойчивости и реализуется в виде S -образного участка на ВАХ (см. кривую 2 на рис. 5).

На основной ВАХ оба механизма (перегретая неустойчивость и механизм, связанный с уменьшением потерь энергии при ионизации примесей) вносят сопоставимый вклад в результирующую S -образность.

Обратимся к S -образности при малых токах. Как видно из рис. 5, она возникает благодаря межэлектронному рассеянию. Из рис. 3 следует, что в этой области токов подвижность остается практически постоянной, а концентрация электронов быстро увеличивается с током, причем величина ее такова, что межэлектронное рассеяние начинает играть существенную роль в области энергий до порога неупругого примесного рассеяния ($\epsilon < \epsilon_2$). Следовательно, причину неустойчивости следует искать в том, что благодаря межэлектронным столкновениям увеличивается концентрация свободных электронов. Действительно, в этом случае флуктуация увеличения концентрации электронов будет вызывать увеличение частоты межэлектронных столкнове-

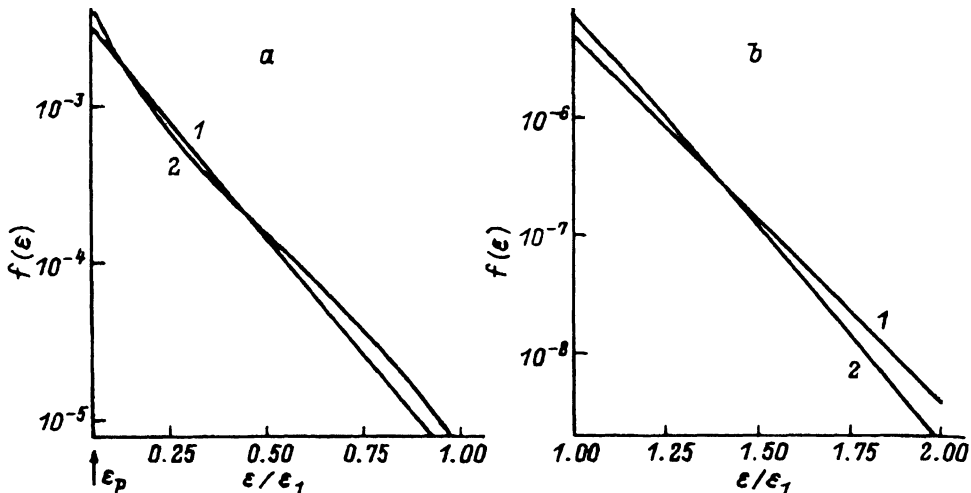


Рис. 7. Функция распределения при наличии (1) и при отсутствии (2) межэлектронных столкновений для энергий до порога ионизации основного состояния (а) и выше порога (б). Параметры расчета: $\gamma_{21} = 10^7 \text{ с}^{-1}$, $N_D = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $K = 0$, $E = 1.48 \text{ В/см}$.

ний, что в свою очередь приведет к дальнейшему увеличению концентрации электронов и т. д. (т. е. возникает неустойчивость). Механизм увеличения концентрации свободных электронов с ростом частоты межэлектронных столкновений связан с уменьшением коэффициента захвата электронов на доноры. Это следует из рис. 7, на котором изображены две функции распределения при одном поле: первая (1) получена с учетом межэлектронных столкновений, а вторая (2) — при их исключении. Обе функции нормированы на единицу. Коэффициент захвата определяется функцией распределения на уровне протекания. Первая функции вблизи уровня протекания ниже (см. рис. 7, а), а следовательно, межэлектронные столкновения приводят к уменьшению коэффициента захвата. Уменьшение s_n с током демонстрирует рис. 6. Исчезновение отрицательного дифференциального сопротивления с ростом тока на этом участке ВАХ обусловлено увеличением темпа потерь энергии, связанных с возбуждением и ионизацией примесей. Особенно важную роль играют процессы ионизации возбужденного состояния, интенсивность которых быстро растет с током вследствие увеличения концентрации возбужденных доноров (см. рис. 4). Потери энергии на ионизацию возбужденных доноров затрудняют электронам приобретение энергии для возбуждения и ионизации основного состояния, и поэтому для поддержания пробоя требуется увеличение электрического поля.

С потерей энергии на ионизацию возбужденных примесей связана сильная зависимость ВАХ от γ_{21} (см. рис. 2). При увеличении γ_{21} концентрация n_{D2} уменьшается и соответственно уменьшаются потери на ионизацию возбужденного состояния. В результате нижний S-образный участок расширяется и при достаточно большой концентрации N_D сливается с верхним (рис. 2, кривая 5). Благодаря потерям энергии при неупругом примесном рассеянии участок отрицательного дифференциального сопротивления, рассмотренного в [16, 17], сильно

сокращается или исчезает вовсе (рис. 5). Так, если $\gamma_{21} = 10^7 \text{ с}^{-1}$, то S -образность за счет этого механизма отсутствует; она возникает лишь при $\gamma_{21} > 3 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$. В последнем случае перезарядка возбужденного состояния доноров увеличивает отрицательное дифференциальное сопротивление и расширяет область S -образности при малых точках.

И еще один эффект связан с неупругим рассеянием электронов на примесях — это уменьшение подвижности электронов в области пробоя (рис. 3, б). Оно связано с ростом концентрации возбужденных доноров и обусловлено потерями энергии на их ионизацию. Такое поведение подвижности наблюдалось в [18, 19].

Роль межэлектронных столкновений в формировании S -образности при НТПП впервые совершенно справедливо была отмечена Куросавой [32] применительно к Ge; межэлектронные столкновения привлекались позднее [29] для объяснения бистабильности в CdTe.

Предложенная модель применима при достаточно малой концентрации примесей, когда флуктуационный потенциал мал по сравнению с характерными энергиями электронов, строго говоря, при $\varepsilon_p < T$. При увеличении легирования ε_p увеличивается. Однако пока $\varepsilon_p < \varepsilon_2$, полученные нами результаты качественно сохраняются. При $\varepsilon_p > \varepsilon_2$ требуется принципиально иной подход с учетом флуктуационных ям и их деформирования под действием внешнего электрического поля [33] и экранирования свободными электронами. Величины γ_{21} , ε_2 , σ_2 и ε_p можно рассматривать как подгоночные параметры модели, которые должны определяться из сопоставления с экспериментом. Однако этот вопрос выходит за пределы настоящей работы.

Работа выполнена при частичной поддержке Международного научного фонда, грант RL7000 и Министерства науки России по программе «Оптика. Лазерная физика».

Список литературы

- [1] A.L.Mc Whorter, Rediker. Proc. IRE **47**, 1207 (1959).
- [2] P. Hendriks, E.A.E. Zwaal, J.G.A. Dubois, F.A. Blom, J.H. Wolter. J. Appl. Phys. **69**, 302 (1991).
- [3] E.A.E. Zwaal, M.J.M. Vermuelen, P. Hendriks, J.E.M. Haverkort, J.H. Wolter. J. Appl. Phys., **71**, 3330 (1992).
- [4] E.A.E. Zwaal, P. Hendriks, M.J.M. Vermuelen, P.T.J. Van Helmond, J.E.M. Haverkort, J.H. Wolter. J. Appl. Phys., **73**, 2381 (1993).
- [5] J.H. Wolter, J.E.M. Haverkort, P. Hendriks, E.A.E. Zwaal. Proc. SPIE's Int. Symp. OE/LASE'94, (Los Angeles, USA, 1994), v. 2142, p. 35.
- [6] L.L. Bonilla, S.M. Teitworth. Physica D, **50**, 545 (1991).
- [7] L.L. Bonilla. Phys. Rev. B, **45**, 11642 (1992).
- [8] A.M. Kahn, D.J. Mor, R.M. Westerfeld. Phys. Rev., B, **45**, 8342 (1992).
- [9] J. Spangler, U. Margull, W. Prettl. Phys. Rev. B, **45**, 12137 (1992).
- [10] G. Hupper, E. Schöll. Phys. Rev. Lett., **66**, 2372 (1991).
- [11] K. Aoki, K. Yamamoto, N. Mugibayshi. J. Phys. Soc. Japan., **57**, 26 (1988).
- [12] Э.Ш. Хёльль. Самоорганизация в полупроводниках (М., Мир, 1991).
- [13] W. Clauss, A. Kittel, U. Rau, J. Parisi, J. Peinke, R.P. Huebener. Europhys. Lett., **12**, 423 (1990).
- [14] О.А. Рябушкин, В.А. Бадер, Д.Ю. Бабкин. Письма ЖТФ, **18**, 56 (1992).
- [15] О.А. Ryabushkin, V.A. Sablikov, N.S. Platonov, et al. Proc. SPIE's Int. Symp. on Optical Appl. Science and Engineering (San Diego, USA, 1992) v. 1751, p. 189.
- [16] A.A. Kastalskiy. Phys. St. Sol. (a), **15**, 599 (1973).

- [17] E. Schöll. *Z. Phys. B, Cond. Matter.*, **46**, 23 (1982).
- [18] И. Акасахи, Т. Хара. *Тр. IX междунар. конф. по физике полупроводников* (Л., Наука, 1969) т. 2, с. 833.
- [19] J. Parizi, U. Rau, J. Peinke, K.M. Mayer. *Z. Phys. B., Cond. Matter.*, **72**, 225 (1988).
- [20] А.Ф. Волков, Ш.М. Коган. *УФН*, **96**, 633 (1968).
- [21] М. Шур. *Современные приборы на основе арсенида галлия* (М., Мир, 1991).
- [22] Z.S. Kachlishvili. *Phys. St. Sol. (b)* **48**, 65 (1971).
- [23] Л.А. Вайнштейн, И.И. Собельман, Е.А. Юков. *Возбуждение атомов и уширенные спектральных линий*, (М., Наука, 1979).
- [24] В.Ф. Банная, Л.И. Веселова, Е.М. Гершензон, В.А. Чуенков. *ФТП*, **7**, 1972 (1973).
- [25] В.Ф. Гантмахер, И.В. Левинсон. *Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках* (М., Наука, 1984).
- [26] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).
- [27] Ю.Я. Ткач, Е.В. Ченский. *ЖЭТФ*, **100**, 1683 (1992).
- [28] A.L. Efros, Guen Van Lien, B.I. Shklovskii. *J. Phys. C*, **12**, 1869 (1979).
- [29] Н.В. Агринская, В.И. Козуб. *ЖЭТФ*, **99**, 929 (1991).
- [30] В.Н. Абакумов, В.И. Перель, И.Н. Яссиевич. *ФТП*, **12**, 3 (1978).
- [31] G.R. Allan, A. Black, C.R. Pidgeon, E. Gornik, W. Seidenbusch, P. Colter. *Phys. Rev. B*, **31**, 3560 (1985).
- [32] T. Kurosawa. *J. Phys. Soc. Japan*, **20**, 1405 (1965).
- [33] Б.И. Шкловский. *ФТП*, **13**, 93 (1979).

Редактор Т.А. Полянская

E-mail: vas199@ire216.msk.su

On the mechanism of the low-temperature impurity breakdown

V.A. Sablikov, S.V. Polyakov[†], and O.A. Ryabyskin

Institute of Radio-Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences,
141120 Fryazino, Russia

[†]Institute for Mathematical Modeling, Russian Academy of Sciences,
125047 Moscow, Russia

The low-temperature impurity breakdown is investigated theoretically taking consistently into account both recharging the impurity excited states and all the electron scattering processes which affect the impact ionization rate. The impact excitation of neutral impurities, the impact ionization of both ground and excited impurity states all were considered together with the electron collisions and the phonon scattering. Numerical calculations were carried out as applied to *n*-GaAs. Three mechanisms of negative differential resistance were found which can really form a common S-shaped portion of a current-voltage characteristic. The first one induces the instability at low current density. It is caused by the decrease of the probability of the electron capture by shallow impurities with the growth of free electron concentration due to electron collisions when it begins to affect the distribution function near the percolation level. The second mechanism is caused by the decrease of the electron energy losses with the current which results from decreasing the neutral impurity concentration due to ionization. The third mechanism is a well-known over-heating instability.