

Анализ механизмов переноса тока, определяющих характер обратных вольт-амперных характеристик барьеров металл–GaAs

© С.В. Булярский, А.В. Жуков[†]

Ульяновский государственный университет,
432700 Ульяновск, Россия

(Получена 11 сентября 2000 г. Принята к печати 19 сентября 2000 г.)

Проведены измерения обратных вольт-амперных характеристик контактов металл–GaAs с барьером Шоттки. Наблюдались линейные участки зависимости обратного тока от квадрата напряженности электрического поля в области объемного заряда диодов. Такая зависимость связана с наличием взаимодействия электронов с колебаниями решетки. Проведен анализ обратного тока контактов Mo–GaAs:Si при различных температурах. Результаты анализа показали, что наблюдаемые вольт-амперные характеристики определяются стимулированным фононами туннелированием электронов из металла в полупроводник с участием глубокого центра, соответствующего ловушке *EL2*. Подобный же механизм определяет обратные вольт-амперные характеристики диодов Шоттки Ni–GaAs:S.

1. Введение

При создании современных схем вычислительной техники и обработки информации продолжают оставаться актуальными задачи повышения быстродействия и уменьшения потребляемой мощности. При этом первая задача решается путем выбора полупроводниковых материалов с высокой подвижностью носителей заряда, а вторая — снижением рабочих напряжений приборов. Вследствие этого, расширяется использование диодов Шоттки на основе $A^{III}B^V$ в сверхвысокочастотной (СВЧ) технике, оптике и оптоэлектронике. Таким образом, развитие полупроводниковой СВЧ электроники и интегральных микросхем с применением полевых транзисторов с затвором Шоттки на основе арсенида галлия является причиной для более детального исследования самого материала и электронных процессов, происходящих в области пространственного заряда (ОПЗ) приборов на его основе.

Цель работы — исследование механизмов увеличения вероятности электронных переходов с глубоких центров в ОПЗ полупроводниковых приборов и влияния этих процессов на обратные вольт-амперные характеристики контактов металл-полупроводник.

2. Методика эксперимента. Характер полевых зависимостей обратного тока

В данной работе были исследованы две группы образцов. Первую группу составляли диоды Шоттки, полученные электрохимическим осаждением никеля на GaAs, легированный серой. Эти образцы описаны в работах [1,2]. Вторую группу составляли промышленные варикапы СВЧ диапазона на основе диодов Шоттки.

Подложки, представляющие собой эпитаксиальные слои *n*-GaAs, были выращены методом газофазной эпитаксии. Структура варикапов состояла из трех последовательно выращенных слоев с концентрацией легирующей примеси (Si) соответственно $0.3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $4.1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $0.3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Барьер Шоттки изготавливался методом вакуумного напыления молибдена. Площадь контакта — порядка 1 мм^2 . Исследование контактов [1,3] показало, что данные структуры являлись диодами Шоттки. Были измерены вольт-амперные характеристики (ВАХ) СВЧ варикапов при обратном смещении в диапазоне напряжений от 0 до 10 В, при различных фиксированных температурах в интервале от 100 до 370 К (рис. 1). Вольт-

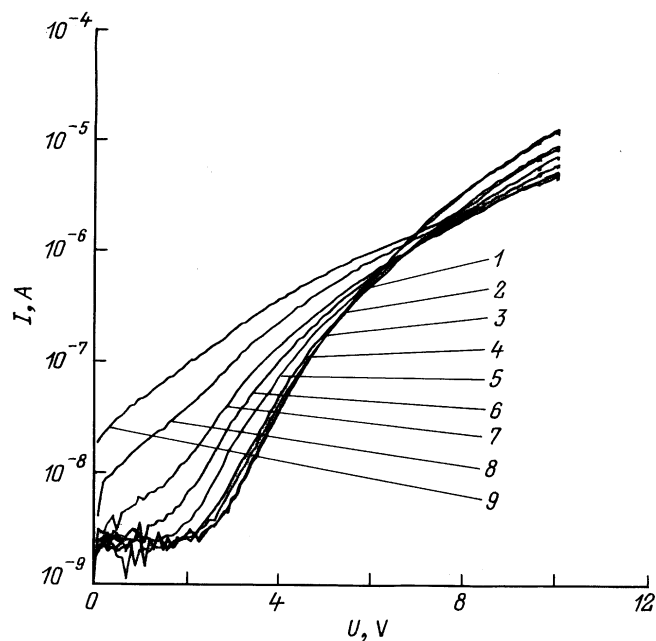


Рис. 1. Обратные вольт-амперные характеристики сверхвысокочастотного варикапа при температурах *T*, К: 1 — 125, 2 — 168, 3 — 209, 4 — 243, 5 — 275, 6 — 307, 7 — 338, 8 — 351, 9 — 370.

[†] E-mail: avg@ulsu.ru
Тел.: (8422) 412086

амперные характеристики барьеров Ni–GaAs измерялись в интервале напряжений от 0 до 2 В, при комнатной температуре.

Из рис. 1 видно, что в достаточно большом интервале температур (от 125 до 243 К) ток образцов второй группы (варикапы) практически не зависит от температуры, но вместе с тем наблюдается сильная полевая зависимость. Такой характер поведения тока присущ туннельному механизму переноса носителей заряда [3], при этом ток описывается выражением [4]

$$I_c = I_{0c} \exp \left[-\frac{4}{3} \frac{\sqrt{2m^*}}{eF\hbar} (E_+^*)^{3/2} \right], \quad (1)$$

где F — напряженность электрического поля в области пространственного заряда (ОПЗ), E_+^* — эффективная энергия туннелирования, зависящая от глубины залегания уровня. Для проверки предположения о туннельном механизме переноса тока имеющиеся ВАХ были перестроены в координатах $I = f(1/F)$. Пересчет напряжения обратного смещения, прилагаемого к образцу, в напряженность поля в ОПЗ контакта Шоттки проводился согласно выражению, приведенному в работе [3]:

$$F(U) = \frac{1}{\varepsilon \varepsilon_0 S} \int_{U-U_k}^U C(u) du, \quad (2)$$

где интегрирование проводилось по экспериментальной зависимости емкости ОПЗ (C) от напряжения U при прямом (от $u = U - U_k$ до 0) и обратном (от 0 до $u = U$) смещении; S — площадь барьера. Такой пересчет необходим в связи со сложностью профиля легирования исследуемых образцов [5].

ВАХ в координатах $I = f(1/F)$ во всем диапазоне температур в области больших полей хорошо ложатся на прямую линию, из углового коэффициента наклона которой была найдена величина эффективной энергии 0.64 эВ. Очевидно, что наши результаты хорошо описываются моделью туннелирования через глубокий центр. Величина энергетической глубины залегания центра E_+ была найдена с помощью выражения [4]

$$E_+^* = E_g \left\{ \frac{3}{16} \left[\frac{\pi}{2} - \arcsin \left(1 - \frac{2E_+}{E_g} \right) \right] - \frac{3}{8} \left(1 - \frac{2E_+}{E_g} \right) \sqrt{\frac{E_+}{E_g} - \left(\frac{E_+}{E_g} \right)^2} \right\}^{2/3}, \quad (3)$$

где E_g — ширина запрещенной зоны, и составила 0.73 эВ, что хорошо согласуется с уровнем ловушки $EL2$ в GaAs.

В области малых полей ток слабо зависел от поля. Такой характер ВАХ был связан с преобладанием токов утечки в этой области.

3. Расчет параметров модели стимулированного фононами туннелирования

При безызлучательных переходах важную роль играют многофононные процессы [2,6–8]. Электрон-фононное взаимодействие приводит к появлению температурных зависимостей коэффициентов захвата и увеличению скорости термической эмиссии в сильных электрических полях. Подобное влияние колебательных состояний примесных центров может объяснить наблюдаемое температурное увеличение тока. Экспериментально [2,9] и теоретически [10–18] показано, что вероятность этих переходов в сильных электрических полях возрастает пропорционально квадрату напряженности электрического поля в экспоненте. Похожее сильное увеличение электрического тока (учитывая, что для резкого p – n -перехода $U \propto F^2$) мы можем наблюдать на рис. 2. Согласно рис. 2, напряженность поля F в области пространственного заряда (ОПЗ) СВЧ варикапа превышала $2 \cdot 10^6$ В/см, что соответствует большим электрическим полям. Как видно из рис. 2, на оси абсцисс от 10^{12} (В/см)² до $4 \cdot 10^{12}$ (В/см)² наблюдается линейная зависимость логарифма тока от величины F^2 .

Если в запрещенной зоне полупроводника существует один уровень, то для обратного тока через ОПЗ с его участием (независимо от типа процесса переноса заряда)

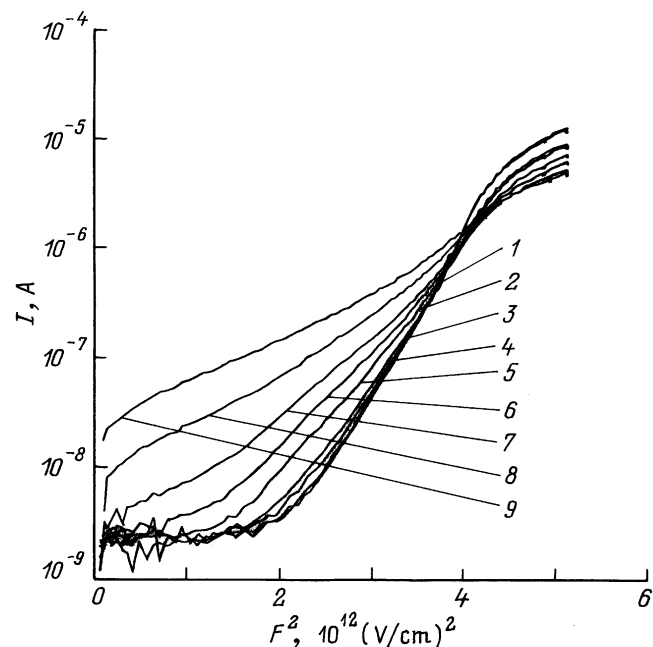


Рис. 2. Зависимость обратного тока сверхвысокочастотного варикапа от квадрата напряженности поля в области объемного заряда при температурах T , К: 1 — 125, 2 — 168, 3 — 209, 4 — 243, 5 — 275, 6 — 307, 7 — 338, 8 — 351, 9 — 370.

можно записать

$$I = Se \int_0^l \frac{W_1 W_2}{W_1 + W_2} dx \approx Se \frac{W_1 W_2}{W_1 + W_2} l, \quad (4)$$

где l — ширина ОПЗ, W_1 и W_2 — вероятности заброса электрона из металла на глубокий уровень и с этого уровня в зону проводимости. Чаще всего вероятность одного из переходов больше. Полагая, что расстояние от глубокого уровня до дна зоны проводимости $E_t > \varphi_b - E_t$, где φ_b — высота барьера, получаем $W_2 \gg W_1$. В этом случае формула (4) переписывается в виде $I \approx SeW_1l$. Таким образом, с точностью до полевой зависимости ширины ОПЗ, имеем $I(F, T) = \text{const} \cdot W_1(F, T)$.

Последние работы по изучению многофоновых генерационно-рекомбинационных процессов с участием глубоких примесных центров, основанных на работах Переля и Яссиевич [15–19], предлагают для вероятности туннельной многофоновой ионизации как функции от электрического поля выражение [19]

$$W(F, T) = W(0, T) \exp(F^2/F_0^2), \quad (5)$$

где

$$\frac{1}{F_0^2} = \frac{\tau_2^3 e^2}{3m^* \hbar}, \quad \text{а} \quad \tau_2 = \frac{\hbar}{2kT} - \frac{\hbar}{2\hbar\omega} \ln\left(\frac{S\hbar\omega}{E_0}\right). \quad (6)$$

Здесь и далее S — коэффициент. Аппроксимируя линейные участки зависимости логарифма тока от F^2 (рис. 2) прямыми, мы нашли угловые коэффициенты наклона на этих участках $\frac{d \ln I}{d(F^2)}$. Далее, построив зависимость $\sqrt[3]{\frac{d \ln I}{d(F^2)}} = f\left(\frac{10^3}{T}\right)$, проанализировали применимость формул (5), (6) к описанию наших кривых (рис. 3). На начальном участке (большие температуры) эта за-

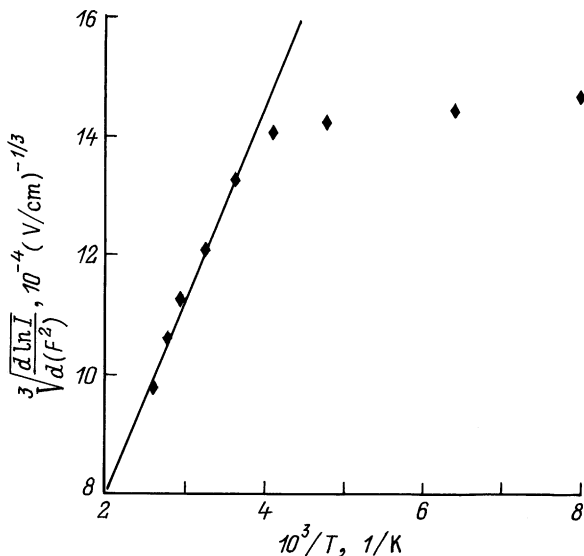


Рис. 3. Зависимость $[d \ln I/d(F^2)]^{1/3}$ от $10^3/T$.

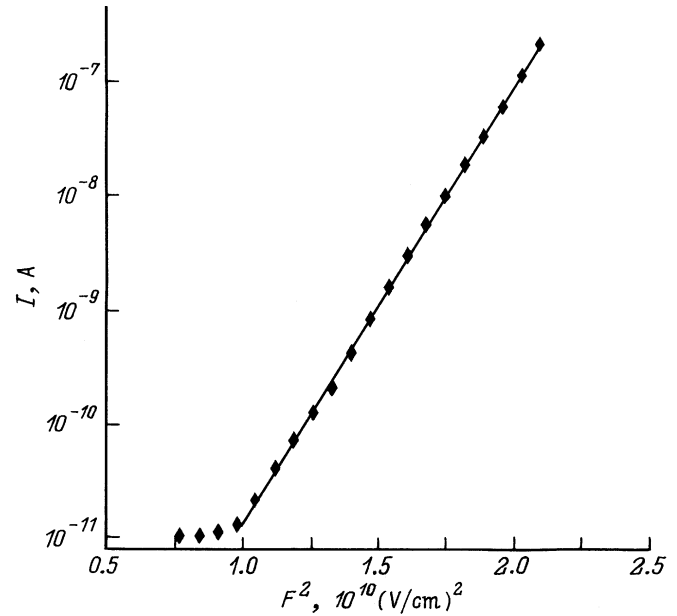


Рис. 4. Обратная вольт-амперная характеристика диода Ni–GaAs:S при температуре 295 К.

висимость хорошо аппроксимируется прямой линией

$$y = (\text{tg } \alpha_{\text{exp}}) \frac{10^3}{T} - y_0.$$

Тангенс угла наклона этой прямой составляет $\text{tg } \alpha_{\text{exp}} = 3.24 \cdot 10^{-5}$, что хорошо согласуется с теоретическим значением, полученным из выражения (6)

$$\text{tg } \alpha_{\text{theor}} = \frac{\hbar}{2k} \sqrt[3]{\frac{e^2}{3m^* \hbar}} \frac{1}{10^3} = 1.83 \cdot 10^{-5}.$$

Заметим, что пока не делалось никаких предположений о характере глубокого центра, принимающего участие в данном переходе. Предположим теперь, что в этом процессе участвует ловушка $EL2$. Согласно полученному выше, полагаем, что для $EL2$ уровень энергии составляет $E_0 = 0.73$ эВ. Энергию локального фотона, а также фактор Хуанга и Рис будем использовать в качестве подгоночных параметров. Величина отсечки, даваемая аппроксимацией прямой, $y_0 = -1.51 \cdot 10^{-5}$, точно совпадает с теоретической, полученной из выражения (6) для $\hbar\omega = 28$ мэВ и $S = 7$. Это результат незначительно отличается от данных, приведенных в литературе, например в [20], где $\hbar\omega = 20 \pm 5$ мэВ и $S\hbar\omega = 115 \pm 50$ мэВ. Следует отметить, что наблюдаемый нами ранее глубокий центр комплекса $V_{\text{Ga}}\text{S}_{\text{As}}$ [2] либо совсем не принимает участия в процессе переноса заряда в ОПЗ при обратном включении диода, либо его вклад пренебрежимо мал. Это следует из того, что глубина залегания данного центра больше высоты потенциального барьера контакта Ni–GaAs.

На рис. 4 приведен график зависимости обратного тока от квадрата напряженности поля в ОПЗ диода Ni–GaAs:S. Как видно, на участке квадрата поля

от 10^{10} до $2.5 \cdot 10^{10}$ (В/см)² наблюдается линейная зависимость логарифма тока от квадрата напряженности поля. Угловой коэффициент наклона на данном участке $d \ln I / d(F^2) = 8.81 \cdot 10^{-10}$ совпадает с теоретическим значением

$$\frac{d \ln I}{d(F^2)} = 1/F_0^2$$

при параметрах $\hbar\omega = 19.5$ мэВ и $S = 7$ (расчет сделан в предположении участия в процессе ловушки $EL2$ с глубиной залегания $E_0 = 0.73$ эВ). Этот результат лучше согласуется с результатами [20], хотя отсутствие температурных измерений не позволяет нам утверждать о наличии ловушки $EL2$. Тем не менее ярко выраженная линейная зависимость тока от квадрата напряженности поля для всех образцов позволяет утверждать о присутствии стимулированного фононами туннельного механизма переноса носителей заряда.

4. Заключение

Таким образом, измерены обратные вольт-амперные характеристики созданных в лабораторных условиях диодов Шоттки Ni–GaAs:S и промышленных СВЧ варикапов на основе диодов Шоттки Mo–GaAs:Si. Для обоих типов образцов наблюдались линейные участки в зависимости обратного тока от квадрата напряженности электрического поля в области пространственного заряда диодов. Показано, что такая зависимость связана с наличием взаимодействия электрона с колебаниями решетки. Проведен анализ обратного тока СВЧ варикапов при различных температурах. Результаты анализа показали, что наблюдаемые вольт-амперные характеристики (ВАХ) определяются стимулированным фононами туннелированием электронов из металла в полупроводник с участием глубокого центра, соответствующего ловушке $EL2$. Показано, что подобный механизм определяет и обратные ВАХ диодов Шоттки Ni–GaAs:S.

Список литературы

- [1] С.В. Булярский, А.В. Жуков. Уч. зап. УлГУ, Сер. физ., вып. 2 (5), 98 (1998).
- [2] С.В. Булярский, Н.С. Грушко, А.В. Жуков. ЖЭТФ, **116**, вып. 3 (9), 1027 (1999).
- [3] С.В. Булярский, Н.С. Грушко. *Генерационно-рекомбинационные процессы в активных элементах* (М., МГУ, 1995).
- [4] О.В. Курносова, А.А. Пахомов. ФТП, **20** (10), 1868 (1986).
- [5] А.С. Амбросевич, С.В. Булярский, Н.С. Грушко, А.В. Жуков. Уч. зап. УлГУ, Сер. физ., вып. 2 (7), 54 (1999).
- [6] Хуан Кунь, А. Рис. *Теория оптических безызлучательных переходов*. Сер. *Проблемы физики полупроводников* (М., Физматгиз, 1957).
- [7] С.И. Пекар. УФН, **50**, 197 (1953).
- [8] В.А. Коварский. *Кинетика безызлучательных процессов* (Кишинев, 1968).

- [9] С.В. Булярский, Н.С. Грушко, А.А. Гуткин. ФТП, **9**, 287 (1975).
- [10] D. Pons, S. Makram-Ebeid. J. Phys. (France), **40** (12), 1168 (1979).
- [11] S. Makram-Ebeid, M. Lannoo. Phys. Rev., **25** (10), 6406 (1982).
- [12] С.Ф. Тимашов. ФТТ, **14**, 2621 (1972).
- [13] С.Ф. Тимашов. ФТТ, **14**, 171 (1972).
- [14] В. Карпус, В.И. Перель. Письма ЖЭТФ, **42**, 403 (1985).
- [15] В. Карпус. Письма ЖЭТФ, **44**, 344 (1986).
- [16] В. Карпус, В.И. Перель. ЖЭТФ, **91**, 2319 (1986).
- [17] В.Н. Абакумов, И.А. Меркулов, В.И. Перель, И.Н. Ясиевич. ЖЭТФ, **90** (4), 1472 (1985).
- [18] В.Н. Абакумов, О.В. Курносова, А.А. Пахомов, И.Н. Ясиевич. ФТТ, **30** (6), 1793 (1988).
- [19] С.Д. Ганичев, И.Н. Ясиевич, В. Преттл. ФТТ, **39** (11), 1905 (1997).
- [20] G. Martin, S. Makram-Ebeid. Phys. Rev. Lett., **54** (2), 416 (1986).

Редактор Т.А. Полянская

An analysis of current transfer mechanisms determining characters of reverse volt-ampere characteristics of the metal-GaAs barriers

S.V. Bulyarski, A.V. Zhukov

Ulyanovsk State University,
432700 Ulyanovsk, Russia