

ВРЕМЯ ЖИЗНИ НЕРАВНОВЕСНЫХ ДЫРОК В ДИОДАХ НА ОСНОВЕ SiC

Наумов А. В., Санкин В. И.

Методом переключения из прямого направления в обратное в $p^+ - n$ - и $p^+ - n - n^+$ -структурах на основе $6H$ -SiC проведены измерения времени жизни дырок τ_p . Исследовались два типа диодов, различающихся базовым материалом n -типа: 1) промышленные монокристаллы с $N_D - N_A \sim 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, 2) эпитаксиальные пленки с $N_D - N_A \sim 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Между этими диодами выявлены заметные различия в величине τ_p и его температурной зависимости. Результаты измерений интерпретируются в рамках теории каскадного захвата при наличии электрического поля, которое в данном случае, вероятно, обусловлено внутренними деформациями.

Реальность такого предположения подтверждается весьма небольшой величиной необходимых деформаций $S_i = 3 \cdot 10^{-8} - 3 \cdot 10^{-7}$ для создания полей порядка $10^3 - 10^4 \text{ В/см}$, возникающих, по-видимому, при эпитаксиальном наращивании $p^+(\text{Al})$ -слоя.

Данные о времени жизни неосновных носителей заряда в SiC сообщались в работах [1-5]. Эти данные были получены по измерениям фотопроводимости, спаду электролюминесценции или по переключению тока в диодах и характеризовались большим разбросом по величине от 10^{-9} до $5 \cdot 10^{-7} \text{ с}$ для дырок. Специальных работ, содержащих систематические измерения на достаточном большом количестве образцов с указанием результатов для отдельных образцов, в настоящее время нет. Цель данной работы заключалась в получении данных о временах жизни из исследования переключения диодов из прямого направления в обратное. Диоды изготавливались лабораторным способом по двум технологиям — эпитаксиального наращивания или ионной имплантацией. В обоих случаях на подложке с электронной проводимостью создавался сильно легированный $p^+(\text{Al})$ -слой. Подложка варьировалась: в одних случаях это был кристалл, выращенный при $T > 2550 \text{ }^\circ\text{C}$ по методу Лэли с концентрацией $N_D - N_A \simeq (1 - 4) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, в других — эпитаксиальная пленка с $N_D - N_A \simeq (1 - 3) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, выращенная на кристалле Лэли сублимационным сэндвич-методом [6].

Время жизни неосновных носителей в непрямозонных полупроводниках есть как правило отражение безызлучательных процессов, которые происходят в кристалле благодаря присутствию точечных дефектов. Следовательно, измерение времен жизни неосновных носителей заряда несет информацию о каналах рекомбинации через центры, дающие уровни в запрещенной зоне, о взаимодействиях между ними. Благодаря известным работам [7, 8] исследование температурной зависимости τ дает возможность сделать заключение о структуре дефектного центра и о наличии внутренних электрических полей в зоне рекомбинации. Представляет интерес также влияние на время жизни неосновных носителей заряда примесей или собственных дефектов, вводимых извне, но практически не изменяющих ни вольтамперных, ни вольтемкостных характеристик $p - n$ -перехода.

Использованный нами способ определения τ основан на теории, развитой в [9, 10]. Показано, что для правильной интерпретации результатов измерения необходимо исключить влияние перезарядки барьерной емкости диода на его

переключение, а также обеспечить преобладание инжекционного тока в полном токе через диод.

Тогда для $p^+ - n$ -структуры должна наблюдаться следующая зависимость между длительностью импульса прямого тока t_{np} и продолжительностью фазы высокой проводимости обратного тока, так называемой «полочки» t_1 :

$$\operatorname{erf} \sqrt{\Gamma_1} = \frac{1}{1+B} \operatorname{erf} \sqrt{\Gamma_{np} + \Gamma_1}, \quad (1)$$

где $\Gamma_{np} = t_{np} / \tau_p$ и $\Gamma_1 = t_1 / \tau_p$ — приведенные длительности прямого импульса и полочки, τ_p — время жизни дырок, инжектированных в n -базу, $B = J_{обр} / J_{пр}$ — соотношение обратного $J_{обр}$ и прямого $J_{пр}$ токов через структуру. Выполнение соотношения (1) для $t_{np} < \tau_p$ при различных B являлось критерием пригодности структур для проведения измерений времени жизни τ_p избранным спо-

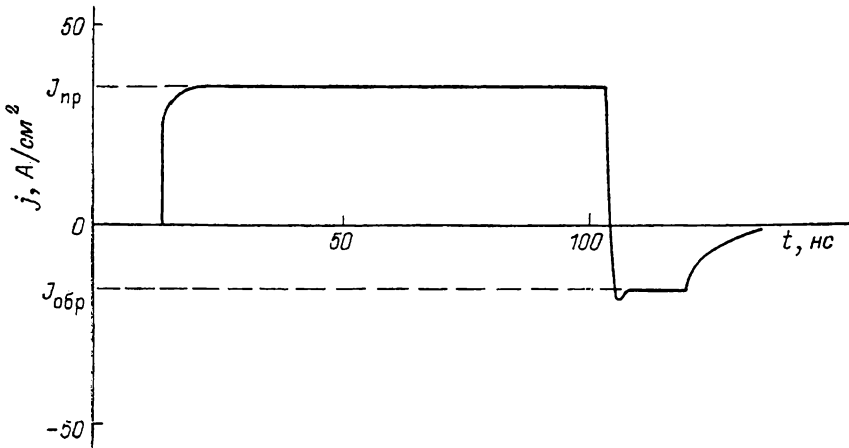


Рис. 1. Переходный процесс при переключении диода из прямого направления в обратное.

собом. Для большинства исследованных диодов экспериментально определенная зависимость с удовлетворительной точностью совпала с (1). Диоды, для которых соотношение (1) не выполнялось в основном из-за влияния перезарядки барьерной емкости на процесс переключения, в рассмотрение не принимались, за исключением нескольких диодов, о которых будет сказано далее.

Питание диода в прямом направлении осуществлялось от генератора импульсов Г5-66 или Г5-72, в обратном — от батареек с шунтирующим сопротивлением, включенных последовательно с диодом. На рис. 1 представлена типичная картина переключения одного из диодов, использованных в работе. Импульс прямого тока составлял $10 \div 80$ мА. Соотношение обратного $J_{обр}$ и прямого $J_{пр}$ токов поддерживалось в пределах $J_{обр} / J_{пр} = 0.3 \div 0.7$. Расчет τ_p по длительности полочки t_1 обратного тока производился по формуле [9, 10]

$$\operatorname{erf} \sqrt{\Gamma_1} = \frac{1}{1+B}. \quad (2)$$

При определении τ_p длительность импульса прямого тока выбиралась из условия $t_{np} > 3\tau_p$.

Исследованные в работе диоды можно разделить на два типа.

1. Эпипаксальные диоды, изготовленные по модифицированному сэндвич-методу [11], с p^+ (Al)-слоем с концентрацией $N_A - N_D \approx 5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ на различных базовых подложках.

A — подложка в виде кристалла n -типа проводимости с $N_D - N_A = (1 \div 4) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, содержащая акцепторную примесь — бор в количестве $5 \cdot 10^{16} \div 5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

B — подложка в виде эпитаксиальной пленки n -типа проводимости с $N_D - N_A = (1 \div 3) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ толщиной $5 \div 40 \text{ мкм}$, выращенная на кристалле с $N_D - N_A = (2 \div 3) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Содержание бора в пленке было меньше 10^{16} см^{-3} . Данные по содержанию бора в образцах карбида кремния получены методом нейтронной радиографии из исследования большого количества образцов. Предельная чувствительность метода по бору составляет 10^{16} см^{-3} [12].

2. Диоды, в которых p^+ -слой формировался методом ионной имплантации алюминия с последующим термическим отжигом [13]. В остальном они были аналогичны диодам 1-го типа, поэтому их естественно обозначить A^i и B^i .

На каждом образце создавалось несколько десятков отдельных самостоятельных диодов в виде меза-структур диаметром $200 \div 400 \text{ мкм}$. Определение влияния бора на время жизни дырок производилось следующим образом. В 3 образца, на которых были проведены измерения τ_p , диффузией был введен бор. Режим диффузии выбирался из условия, чтобы концентрация бора N_B в базе диодных структур была на уровне $N_B / (N_D - N_A) = 0.1 \div 0.3$. Факт вхождения бора красноречиво подтверждался изменением спектра электролюминесценции, которая становилась после диффузии типично «борной» [14]. Повторные измерения τ_p проводились на диодных структурах, емкость которых увеличилась не более чем на $10 \div 20 \%$, а ВАХ практически не изменилась.

| № образца | Концентрация $(N_D - N_A) \times 10^{-17}, \text{ см}^{-3}$ | $\tau_p, \text{нс}$ (300 К) | Зависимость τ от T | Введение бора | |
|-----------|---|--------------------------------|---------------------------|-------------------------|---------------------------|
| | | | | $\tau_{300}, \text{нс}$ | зависимость τ от T |
| A_1 | 30 | 30 | T^0 | | |
| A_2 | 20 | 50 | T^0 | | |
| A_3 | 20 | 36 | T^0 | 22 | T^0 |
| A_4 | 12 | 24 | T^0 | 24 | T^0 |
| A_5 | 10 | 75 | T^{-1} | | |
| A_6 | 50 | 170 | T^{-1} | | |
| A_7 | 50 | 150 | T^{-1} | | |
| A_1^i | 20 | 15* | T^0 | | |
| A_2^i | 23 | 22* | T^0 | | |
| A_3^i | 20 | 23* | T^0 | | |
| B_1 | 1.3 | 14 | $T^{2.68}$ | | |
| B_2 | 1.5 | 20 | $T^{2.1}$ | | |
| B_3 | 1.7 | 15 | $T^{3.4}$ | | |
| B_4 | 1.1 | 7 | $T^{2.15}$ | | |
| B_5 | 4 | 9—12 | $T^{2.68}$ | 10—14 | $T^{2.68}$ |
| B_6 | 3 | 10—12 | $T^{1.8}$ | | |
| B_1^i | 1.1 | 12* | T^0 | | |
| B_2^i | 0.36 | 12* | T^0 | | |
| B_3^i | 3.2 | 8* | T^0 | | |

Основные результаты измерений приведены в таблице. Время жизни дырок при комнатной температуре в образцах A в среднем больше, чем в образцах B , и имеет другую температурную зависимость. В образцах B до температур $100 \div 200 \text{ }^\circ\text{C}$ τ_p постоянно, а затем начинает расти преимущественно по степенной зависимости $\tau \sim T^{2.2-2.6}$, что, согласно [7], характеризует захват дырок на притягивающий центр. Для большинства образцов A было обнаружено не зависящее или очень слабо зависящее от температуры время жизни, но в образцах A_{5-7} время жизни имело заметную зависимость $\tau \sim T^{-1}$, т. е. обратного знака. При этом время жизни при комнатной температуре в последнем случае было самым большим. Наиболее типичные температурные зависимости τ_p представлены на рис. 2. Согласно [8], при больших температурах при наличии электрического поля время жизни растет с электрическим полем. В зависимости от соотношения E_ϵ и kT $\tau(\epsilon) \sim \epsilon^{1.5}$ при $E_\epsilon < kT$ и $\tau(\epsilon) \sim \epsilon^2$ при $E_\epsilon > kT$, где $E_\epsilon = 2\sqrt{e^2 Z \epsilon / \lambda}$, eZ — заряд центра, ϵ — электрическое поле, λ — диэлектрическая проницаемость. В сильном электрическом поле изменяется и тем-

пературная зависимость времени жизни, которая при $E_e < kT$ описывается $\tau(\epsilon) \sim T^{0.25}$, а при $E_e > kT$ имеет вид $\tau(\epsilon) \sim T^{0.75}$.

Как видим, поведение времени жизни неосновных носителей заряда при наличии электрического поля, следующее из теории, практически совпадает с наблюдаемым нами поведением τ_p в образцах *A*. Можно предположить, что в образцах A_{5-7} электрическое поле столь велико, что $E_e > kT$; соответственно в образцах A_{1-4} поле меньше и $E_e \leq kT$. В образцах *B* электрическое поле еще меньше и сказывается на захвате дырок лишь при температуре до $100 \div 200$ °C в зависимости от образца. Оценки, сделанные из равенства $E_e = kT$, показывают, что в диапазоне температур $200 \div 830$ К, в котором производились измерения, поле по порядку величины $10^3 \div 10^4$ В/см. То, что это поле сильнее в образцах *A*, можно было бы связать с более высокой концентрацией бора в этих образцах по сравнению с образцами *B*, однако образцы A_{1-4} в этом смысле не отличаются от A_{5-7} , они различаются лишь опытами. Следует отметить, что последние были изготовлены в одном и том же опыте.

Предположение о влиянии на время жизни компенсации базы в области *p-n*-перехода за счет борной примеси не подтверждается результатами опыта по прямому введению бора в сформированные ранее переходы. То, что диффузия проводилась при температурах на $300 \div 400$ °C ниже температуры формирова-

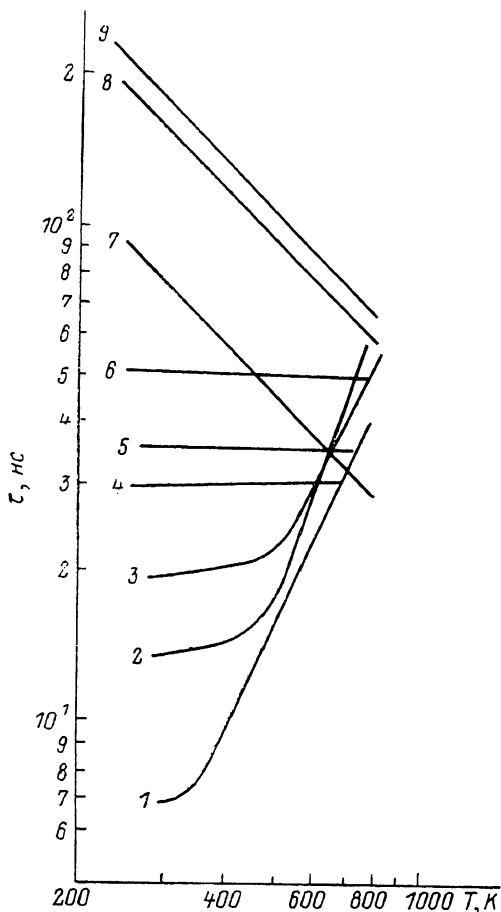


Рис. 2. Температурные зависимости времени жизни образцов.

1 — B_4 , 2 — B_1 , 3 — B_2 , 4 — A_1 , 5 — A_3 , 6 — A_2 , 7 — A_5 , 8 — A_7 , 9 — A_6 .

ния *p-n*-перехода, могло только увеличить градиент распределения бора и, следовательно, величину поля. Как видно из таблицы, введение бора не приводит к существенным изменениям ни в величине τ_p , ни в характере температурной зависимости $\tau_p(T)$ как в образцах *A*, так и в образцах *B*.

Предположение о том, что распределение Al при формировании *p-n*-перехода может привести к возникновению электрического поля, также нельзя обосновать. Ведь электрическое поле $10^3 \div 10^4$ В/см в образцах типа *A*, согласно выражению для поля $E \approx \frac{kT}{e} \frac{1}{N_D - N_A} \frac{dN_A}{dx}$, должно быть обусловлено

градиентом $dN_A/dx \approx (2 \div 5) \cdot 10^{23}$ см⁻⁴, а в образцах *B*, где, согласно вышесказанному, поле и $N_D - N_A$ меньше, градиент dN_A/dx должен быть порядка 10^{22} см⁻⁴. Но это противоречит данным вольтфарадных характеристик, из которых следует «резкий» характер исследованных *p-n*-переходов, в особенности для образцов *B*.

Возможной причиной возникновения электрического поля являются механические деформации, генерируемые в базе при наращивании сильно легированного *p+* (Al)-слоя. Как известно, величина деформации связана с электрическим полем выражением $S_i \approx d_i E_i$, где S_i — относительная деформация,

d_i — соответствующий пьезоэлектрический модуль, E_i — электрическое поле. Необходимые для расчета уравнений состояния пьезоэлектрические и упругие константы приведены в работе [15]. Для полей $E=10^3-10^4$ В/см величина деформации в направлении оси C в 6H-SiC составит $S_i=3 \cdot 10^{-8} \div 3 \cdot 10^{-7}$. Это небольшая величина, и поэтому возникновение такой деформации при изготовлении $p-n$ -переходов вполне возможно.

Отсутствие влияния бора на время жизни дырок в исследованных диодах A_{3-4} и B_5 кажется, на первый взгляд, странным. Хорошо известно, что (такие) заряженные акцепторы в Ge и Si имеют очень большое сечение захвата дырок. Подобные данные приводились и для бора в SiC. Можно было бы предположить, что данная нечувствительность времени жизни к присутствию в кристалле атомов бора вызвана наличием электрического поля. Однако в образцах типа B это влияние должно было бы проявиться при температурах выше 200°C , когда электрическое поле перестает сказываться на процессе захвата. Но полученный результат (во всяком случае в рамках того количества исследованных образцов, которое мы имеем) не дает оснований для такого предположения. Более вероятным нам представляется другое объяснение. В работе [16] было показано, что атомы Sc^- имеют коэффициенты захвата дырок $C_p \approx 10^{-7}$ см⁻³/с. Аналогичные измерения для бора дают близкие к этому значению величины. В пересчете на сечение захвата $\sigma = C_p \langle v_\tau \rangle$ получаем $\sigma > 10^{-14}$ см². Однако дело, по-видимому, в том, что этот центр, являясь эффективной ловушкой для дырок, имеет маленькое сечение захвата для электронов. Поэтому в процессе инжекции или фотогенерации, захватывая дырки, борный уровень сравнительно быстро с увеличением тока насыщается. Возможно, по этой причине возникает наблюдаемая сублинейность интенсивности борной электролюминесценции от тока.

В нашем распоряжении было немного диодов, полученных ионной имплантацией, но картина переключения во всех образцах была одинаковой и отличалась от показанной на рис. 1 отсутствием выраженной «полки». Скорее всего в этом случае из-за малых времен жизни и повышенных значений RC в основном наблюдалось время перезарядки барьерной емкости, которое в этих образцах составляло величину $\tau = RC \sim (1 \div 2) \cdot 10^8$ с. Картина переключения практически не зависела от температуры. Поэтому в диодах B' и A' можно дать лишь верхнюю границу $\tau_p \leq (1 \div 2) \cdot 10^8$ с. В таблице это обстоятельство отмечено звездочками у приведенных значений τ_p .

Из вышесказанного можно заключить, что времена жизни дырок в диодах, полученных ионной имплантацией, меньше, чем в эпитаксиальных диодах, полученных на аналогичных подложках.

С нашей точки зрения, требует комментариев следующий факт. Согласно проведенным измерениям диффузионных длин, при $T=300$ К в диодах типа A их значения составляют $L_p \leq 10^{-5}$ см, а в диодах типа B $L_p \geq 10^{-5}$ см. Если подвижность дырок $\mu_p \approx 10$ см²/В·с, то время жизни дырок должно быть не более 10^{-9} с, что значительно меньше приведенных значений. Но, по-видимому, ничего странного в этом нет. Наличие электрического поля в области, прилегающей к $p-n$ -переходу, с одной стороны, уменьшает ту длину, которую теперь условно можно назвать диффузионной, а с другой стороны, увеличивает время жизни неосновных носителей заряда. Поэтому в данном случае такие оценки неправомерны.

В заключение выражаем благодарность технологической группе лаборатории Ю. А. Водакова и сотруднице СКБ ФТИ Е. М. Калининой за предоставление диодных структур, Е. Н. Мохову, проводившему диффузию бора, Л. Н. Кулаковой, Э. З. Яхкинду, Ю. А. Водакову за плодотворные обсуждения.

Список литературы

- [1] Patrick L., Choyke W. // J. Appl. Phys. 1959. V. 30. N 2. P. 236—248.
- [2] Harman G. G., Raybold R. L. // J. Appl. Phys. 1961. V. 32. N 6. P. 1168—1169.
- [3] Eriksen W. T. // Silicon Carbide a High Temperature Semiconductor. Oxford, 1960. P. 376—383.

- [4] Демаков К. Д., Иванов В. С., Столярова В. Г., Тарасов В. М. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 6. С. 1085—1088.
- [5] Борда Г., Вьолин Э. Е., Вьолина Г. Н., Таиров Ю. М. // ФТТ. 1969. Т. 11. В. 9. С. 2551—2557.
- [6] Мохов Е. Н., Рамм М. Г., Верещикова Р. Г., Ломакина Г. А. // Тез. докл. II Всес. совещ. по широкозонным полупроводникам. Л., 1979. С. 51.
- [7] Абакумов В. Н., Перель В. И., Яссьевич И. Н. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 1. С. 3—32.
- [8] Абакумов В. Н., Крещук Л. Н., Яссьевич И. Н. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 2. С. 264—272.
- [9] Kingston R. H. // Proc. IRE. 1954. V. 42. N 5. P. 829—834.
- [10] Lax V., Neustadter S. T. // J. Appl. Phys. 1954. V. 25. N 9. P. 1148—1154.
- [11] Vodakov Yu. A., Mokhov E. N., Ramm M. G., Roenkov A. D. // Krist. u. Techn. 1979. V. 14. N 6. P. 720—740.
- [12] Goncharov E. E., Ryabova G. G., Mokhov E. N. // Isotopinaxis. 1984. V. 12. P. 452—454.
- [13] Калинина Е. В., Прокофьева Н. К., Суворов А. В., Холуянов Г. Ф., Челноков В. Е. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 12. С. 2305—2308.
- [14] Вьолин Э. Е., Холуянов Г. Ф. // ФТТ. 1964. Т. 6. В. 6. С. 1696—1701.
- [15] Azit G., Schodder G. B. // J. Acoust. Soc. Am. 1965. V. 37. N 2. P. 384—386.
- [16] Литвиц Д. П., Мальцев А. А., Наумов А. В., Роецков А. Д., Санкин В. И. // Письма ЖТФ. 1987. Т. 13. В. 20. С. 1247—1251.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 2.07.1988
Принята к печати 2.02.1989