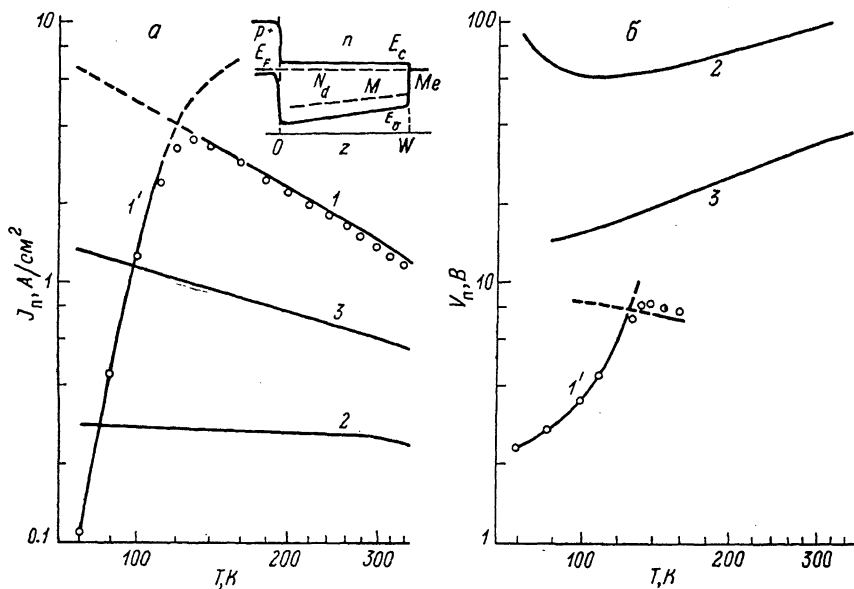


ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ПАРАМЕТРОВ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ ВАРИЗОННЫХ S-ДИОДОВ

Пека Г. П., Россохатый В. К., Смоляр А. Н.

Величина и направление градиента ширины запрещенной зоны существенно влияют на значения параметров переключения (ток и напряжение переключения) по τ -механизму S-диода с базой из твердого раствора переменного состава [1], содержащего мелкие доноры и глубокие компенсирующие акцепторы (r -центры) с асимметрией коэффициентов захвата дырок C_p и электронов C_n ($C_p/C_n \gg 1$). В настоящем сообщении представлены результаты исследования температурных зависимостей параметров переключения варизонных S-диодов.



Температурные зависимости тока (а) и напряжения (б) переключения варизонного S-диода при различных значениях встроенного квазиэлектрического поля.

$E_0 = -q^{-1} \nabla E_g$, E_0 , В/см: 1, 1' — +147; 2 — -147; 3 — 0. Расчет с учетом: 1—3 — полной, 1' — неполной ионизации доноров. Сплошные линии — расчет, точки — эксперимент.

Проведен расчет напряжения и тока переключения с учетом термического обмена между r -центрами и валентной зоной (что оправдано, так как в большинстве реальных полупроводников они расположены в нижней половине запрещенной зоны). Согласно статистике Шокли—Рида [2], время жизни дырок задается выражением

$$\tau = \tau_{p0} \left(1 + \wp \frac{p + p_1}{n} \right), \quad (1)$$

где $\wp = C_p/C_n$, $p_1 = N_v \exp(-E_{vr}/kT)$ — статистический фактор v -зоны относительно уровня r -центра, находящегося на глубине E_{vr} , n и p — концентрации свободных электронов и дырок, τ_{p0} — время жизни дырок при низком уровне инжекции [$n \gg \wp(p + p_1)$]. Выражение для граничной концентрации дырок, введенной для гомозонных структур в [3] и соответствующей началу переключения [$n = \wp(p + p_1)$], получаем с учетом термического обмена между r -центрами и зонами в предположении полной ионизации мелких доноров в виде

$$p_{rp} = \frac{M}{\wp} \left[1 + \sqrt{1 + 4\wp \frac{p_1}{M}} \right] - p_1, \quad (2)$$

где M — концентрация r -центров. Если в выражениях для тока и напряжения переключения (j_n и V_n), полученных в работе [1], использовать p_{rp} в виде (2), то можно рассчитать j_n и V_n для высоких температур, когда существенны термические переходы между r -центрами и v -зоной.

Для S -диодов на основе варизонного твердого раствора $Al_xGa_{1-x}As$ ($0 \leq x \leq 0.35$) с учетом известных для этого материала температурных зависимостей подвижностей и времен жизни дырок и электронов [4-8] рассчитаны зависимости напряжения и тока переключения от температуры при различных величинах и направлениях встроенного квазиэлектрического поля E_0 (см. рисунок). Видно, что эти зависимости для варизонных структур (1), (2) существенно отличаются от аналогичных зависимостей для гомозонных (3). Причем у варизонных S -диодов с тормозящим встроенным полем ($E_0 < 0$, кривая 2) наблюдается более высокая температурная стабильность параметров переключения, чем у гомозонных, а также варизонных диодов с тянущим встроенным полем.

Для экспериментальных исследований были использованы $p^+-(GaAs)-p-(Al_xGa_{1-x}As)-n-(Al_xGa_{1-x}As)$ -структуры на основе варизонного твердого раствора $Al_xGa_{1-x}As$ в области прямозонных составов. Экспериментальные образцы изготавливались методом жидкофазной эпитаксии из ограниченного объема раствора-расплава. Варизонный слой $n-Al_xGa_{1-x}As$ выращивался на подложках $p^+-GaAs(Zn)$ и специально не легировался. $p-n$ -Переход формировался в процессе роста в результате диффузии цинка из подложки в эпитаксиальный слой. Ширина запрещенной зоны базовой области линейно убывала от $p-n$ -перехода к тыловому омическому контакту (т. е. реализовался случай тянущего встроенного поля). Значение состава x на $p-n$ -переходе равно 0.29.

Экспериментальные температурные характеристики напряжения и тока переключения (см. рисунок) в области $T \geq 150$ К согласуются с расчетными при использовании известных температурных зависимостей подвижностей и времен жизни дырок и электронов в $Al_xGa_{1-x}As$ [4-8]. Однако в области низких температур (≤ 150 К) приведенные расчетные зависимости не описывают экспериментально наблюдаемого уменьшения тока и напряжения переключения с понижением T . Немонотонность зависимостей $j_n(T)$ и $V_n(T)$ можно связать со свойственной варизонным структурам $Al_xGa_{1-x}As$ координатной зависимостью энергии активации доноров. Согласно [8, 9], глубина залегания донорного уровня, которая при $x=0-19$ составляет ≈ 8 мэВ, растет при дальнейшем увеличении содержания $AlAs$ в твердом растворе (т. е. в исследуемых образцах по мере приближения к $p-n$ -переходу), что при низких температурах приводит к неполной ионизации доноров вблизи $p-n$ -перехода. С учетом этого условие квазинейтральности вблизи $p-n$ -перехода преобразуется к виду

$$n + M - P_r = p + N_d^+ \quad (3)$$

где N_d^+ — концентрация ионизированных доноров, $P_r = M \vartheta p / [n + \vartheta (p + p_1)]$ — концентрация дырок на r -центрах. При низких температурах, когда $p_1 \ll p$, выражение для граничной концентрации дырок имеет вид

$$p_{rp} = \frac{M}{\vartheta} + \frac{N_d^+ - M}{\vartheta} = \frac{N_d^+}{\vartheta} \quad (4)$$

Отсюда следует, что в области низких температур повышение T приводит за счет ионизации доноров к росту p_{rp} и, следовательно, к увеличению тока и напряжения переключения, наблюдаемому экспериментально. По истощении примеси данный механизм выключается и растущие характеристики $j_n(T)$ и $V_n(T)$ переходят в падающие, обусловленные температурными зависимостями подвижностей и времен жизни электронов и дырок, а также термическим обменом между r -центрами и v -зоной. Поскольку $j_n \sim p_{rp} \sim N_d^+ = N_d \exp(-E_d/kT)$, из наклона зависимости $\ln j_n - 1/T$ в области температурного роста j_n можно определить глубину залегания донорного уровня вблизи $p-n$ -перехода. Для исследуемых структур найденные таким образом значения E_d оказались равными $69 \pm \pm 15$ % мэВ. Эти значения характерны для твердых растворов $Al_xGa_{1-x}As$. Так, согласно [5, 9], значения E_d для аналогичных гомозонных структур с $x =$

≈ 0.29 (состав вблизи $p-n$ -перехода в экспериментальных образцах) составляют $36 \div 91$ мЭВ.

Таким образом, в результате работы показано: 1) для повышения температурной стабильности S -диодов на основе $Al_xGa_{1-x}As$ целесообразно использовать варизонные структуры с тормозящими градиентами ширины запрещенной зоны; 2) немонотонность температурных характеристик тока и напряжения переключения варизонных S -диодов на основе $Al_xGa_{1-x}As$ с тянущим градиентом E_g можно связать с координатной зависимостью энергетического положения доноров относительно дна зоны проводимости.

Авторы выражают благодарность Н. З. Дерикоту, А. В. Буянову и В. Н. Ткаченко за помощь в измерении параметров материала исследованных структур и проведении эксперимента.

Список литературы

- [1] Пека Г. П., Россохатый В. К., Смоляр А. Н. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 5. С. 803—809.
- [2] Shockly W., Read W. T. // Phys. Rev. 1952. V. 87. P. 835.
- [3] Сондаевский В. П., Стафеев В. И. // ФТТ. 1964. Т. 6. В. 1. С. 80—91.
- [4] Апхинази Г. А., Киви Ё. М., Тимофеев В. Н. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 4. С. 718—723
- [5] Bhattacharya P. K., Das U., Ludowise M. J. // Phys. Rev. B. 1984. V. 29. N 10. P. 6623—6631.
- [6] Saxena A. K., Adams A. R. // J. Appl. Phys. 1985. V. 58. N 7. P. 2640—2645.
- [7] Masu K., Tokumitsu E., Konagai M., Takahashi K. // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. N 10. P. 5785—5792.
- [8] Adachi S. // J. Appl. Phys. 1985. V. 58. N 3. P. R1—R29.
- [9] Saxena A. K. // Phys. St. Sol. (b). 1981. V. 105. N 2. P. 777—787.

Киевский государственный университет
им. Т. Г. Шевченко

Получено 8.01.1990
Принято к печати 13.04.1990

ФТП, том 24, вып. 8, 1990

ИСПРАВЛЕНИЯ К СТАТЬЕ «СПЕКТРАЛЬНАЯ ПАМЯТЬ ФОТОПРОВОДИМОСТИ ВЫСОКООМНОГО ZnSe»

(ФТП, 1989. Т. 23. В. 11, С. 2090—2093)

Горя О. С., Ковалев Л. Е., Коротков В. А., Маликова Л. В.,
Симапкевич А. В.

По вине авторов в статье допущены некоторые неточности [в тексте и в формулах (2) и (3)].

На стр. 2091 (7-я строка сверху) следует читать: «Спад фототока от своего максимального значения I_m до стационарного $I_{ст}$, соответствующего стационарному значению при освещении светом той же длины волны, но без предварительного возбуждения, происходит за время 10^2 — 10^8 с при $T=100$ К и за 10^1 — 10^2 с при $T=300$ К для различных образцов».

На стр. 2092 формулу (2) следует читать

$$\frac{dm_s}{dt} + \frac{1}{\tau_2} \frac{m_s^2}{m_s \text{ ст}} - \frac{m_s}{\tau_2} \left(\frac{m_s \text{ ст}}{m_s \text{ max}} + e^{-t/\tau_1} \right) = 0.$$

На стр. 2092 формулу (3) следует читать

$$m_s = \frac{m_s \text{ max} m_s \text{ ст} \exp \left[\frac{m_s \text{ ст}}{m_s \text{ max}} \frac{t}{\tau_2} + \frac{\tau_1}{\tau_2} (1 - e^{-t/\tau_1}) \right]}{m_s \text{ ст} + m_s \text{ max} \exp (\tau_1/\tau_2) [\exp (m_s \text{ ст} t / m_s \text{ max} \tau_2) - 1]}.$$

Молдавский
государственный университет
им. Я. И. Ленина
Кишинев

Получено 23.04.1990