

ЭКРАНИРОВАНИЕ ПОЛЯ В $p-i-n$ -СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ ПРИ ПРИЛОЖЕНИИ НАПРЯЖЕНИЯ ОБЕДНЯЮЩЕЙ ПОЛЯРНОСТИ

Ильинский А. В., Куценко А. Б., Степанова М. Н.

С помощью оптического метода наблюдения эволюции электрического поля, использующего эффект Франца—Келдыша, исследовалась обратно смещенная $p-i-n$ -структура на основе слабо легированного арсенида галлия. Обнаружено, что экранирование поля в объеме структуры происходит в два этапа. На первом этапе после включения напряжения устанавливается квазистационарное распределение поля в i - и n^0 -слоях за время $t < 1$ мкс. Распределение поля в p -слое при этих малых временах остается однородным. На втором этапе происходит экранирование в p^0 -слое с вытеснением поля в i - и n^0 -слои за время $t \sim 1$ с, которое определяется темпом ионизации глубокого акцепторного уровня. Дано описание наблюдаемой эволюции поля. Определен ряд параметров структуры.

Введение. Работа электронных устройств на основе полупроводниковых структур с потенциальным барьером ($p-n$ -переход, барьер Шоттки, МДП структура и т. п.) во многом определяется процессом переноса заряда в объеме структуры после включения напряжения. Изучению динамики экранирования поля в условиях приложения внешнего электрического напряжения посвящено большое количество экспериментальных и теоретических работ. Эволюция поля исследовалась в основном с помощью методов нестационарной (емкостной или токовой) спектроскопии [1], емкостных зондов, послыогоного секционирования [2]. Согласно результатам этих исследований, процесс экранирования включает в себя [1] быстрое образование однородного обедненного слоя за счет ухода свободных носителей от контакта и последующее медленное сужение этого слоя вследствие ионизации глубоких центров. В последнее время для изучения высокоомных полупроводниковых кристаллов использовалась оптическая методика, позволяющая благодаря электрооптическому эффекту регистрировать пространственное распределение поля и его динамику [3]. В частности, она позволила в $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, ZnSe обнаружить и исследовать [4, 5] два новых режима экранирования: в одном из них происходит медленное расширение единственного слоя объемного заряда постоянной плотности, в другом — появление многочисленных слоев объемного заряда чередующихся знаков с постепенным стягиванием их к электроду. Таким образом, в полупроводниках могут реализовываться разные режимы экранирования [6] в зависимости от условий, в которых находится образец. Настоящая работа посвящена изучению эволюции поля в объеме $p-i-n$ -структуры на основе GaAs в широком диапазоне приложенного напряжения обедняющей полярности. Исследования выполнены с помощью оптического метода наблюдения, использующего эффект Франца—Келдыша. Выбор объекта исследования обусловлен тем, что такие полупроводниковые структуры находят применение в системах оптической обработки информации [7, 8] благодаря высокой фоточувствительности кристаллов арсенида галлия в инфракрасной области спектра и наличию электрооптических эффектов. Наличие последних также позволяет изучать эволюцию поля в этих структурах с помощью оптических методов. Так, в [9] исследовалось распределение поля в $p-i-n$ -структуре, определено прост-

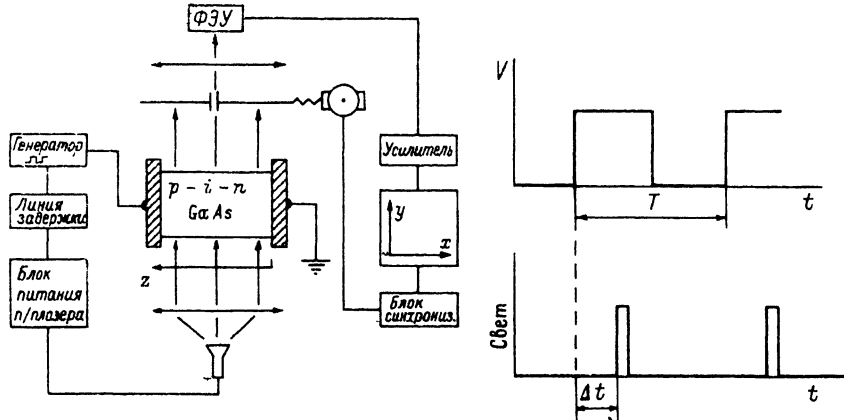


Рис. 1. Схема эксперимента.

ранственное положение i -слоя в объеме образца, что оказалось полезным при конструировании и изготовлении высоковольтных диодов и тиристоров. В настоящей работе по полученным экспериментальным данным также определены границы слоев структуры, дано описание распределения поля и динамики его экранирования в разных слоях. Из сопоставления результатов расчета и эксперимента определены некоторые параметры исследуемого образца.

Методика

Объектом исследования является $p-i-n$ -структура, выращенная методом жидкофазной эпитаксии [10]. На подложке p -типа сначала происходит рост слоя p -типа проводимости. По мере охлаждения системы в процессе роста концентрация акцепторной примеси понижается, а донорной возрастает [10], и на некотором расстоянии от подложки образуется компенсированный i -слой. В дальнейшем происходит рост слоя n -типа.

Методика эксперимента основана на использовании эффекта Франца—Келдыша для измерения пространственного распределения напряженности электрического поля. В отсутствие поля край собственного поглощения кристалла имеет достаточно четкую границу. При приложении поля край поглощения размывается: становится возможным поглощение фотонов, энергия которых меньше ширины запрещенной зоны на $\Delta\epsilon \sim E^{2/3}$ (E — напряженность электрического поля). Если исследуемую кристаллическую структуру, к которой приложено напряжение в геометрии плоского конденсатора, зондировать светом с такой энергией в направлении, параллельном слоям структуры (рис. 1), то по распределению интенсивности $I(z, t)$ зондирующего света, прошедшего сквозь нее, можно определить напряженность поля $E(z, t)$ в разных точках z объема исследуемого образца в различные моменты времени t .

Для изучения эволюции поля при коротких временах после приложения напряжения использовался стробоскопический эффект. К структуре прикладывалось запирающее напряжение, затем она зондировалась коротким (3 мкс) импульсом света полупроводникового лазера ($\lambda = 904$ нм). Фронт импульса зондирующего света был задержан относительно момента включения напряжения на задаваемое время t . После окончания импульса света напряжения выключалось и электроды структуры замыкались накоротко (для установления первоначального состояния структуры). Описанный процесс повторялся во времени с периодом $T = 0.25$ с. Зондирующий свет, прошедший сквозь образец и оптическую щель, ориентированную параллельно слоям структуры, регистрировался с помощью

ФЭУ. Оптическая щель сканировалась вдоль координаты z относительно увеличенного изображения исследуемой структуры. Время сканирования выбиралось большим по сравнению с T . Для изучения временной эволюции поля измерения координатного распределения интенсивности зондирующего света проводились при разных временах задержки t ($t = 0.005$ — 110 мс). Все измерения были выполнены при комнатной температуре.

Для пересчета получаемого в эксперименте распределения интенсивности прошедшего сквозь структуру зондирующего света $I(z, t)$ в распределение поля $E(z, t)$ мы использовали градуировочный график, построенный следующим образом. Так, начиная с некоторой величины напряжения $V > 60$ В в первый момент времени после его включения (на опыте минимально возможное время задержки t составляло 5 мкс) в объеме структуры наблюдалась однородно затемненная область. Однородное распределение интенсивности зондирующего света свидетельствует об однородном распределении поля в объеме кристалла. Зная размеры образца и величину приложенного напряжения, можно вычислить напряженность поля, которая соответствует этой интенсивности света. Измерив зависимость интенсивности зондирующего света на выходе из структуры от напряжения, мы установили соответствие между напряженностью поля и интенсивностью зондирующего света, которым и воспользовались для обработки всех экспериментальных данных.

Результаты эксперимента и их интерпретация

На рис. 2 приведено распределение поля в объеме структуры в разные моменты времени $t = 0.005, 30, 110$ мс и в установившемся стационарном состоянии после включения напряжения $V = 125$ В. Эксперимент проводился на пяти структурах, в которых наблюдался подобный вид динамики экранирования поля. На рис. 3 изображены кривые, соответствующие стационарному распределению поля при разных величинах напряжения $V = 50, 80, 110, 125$ В.

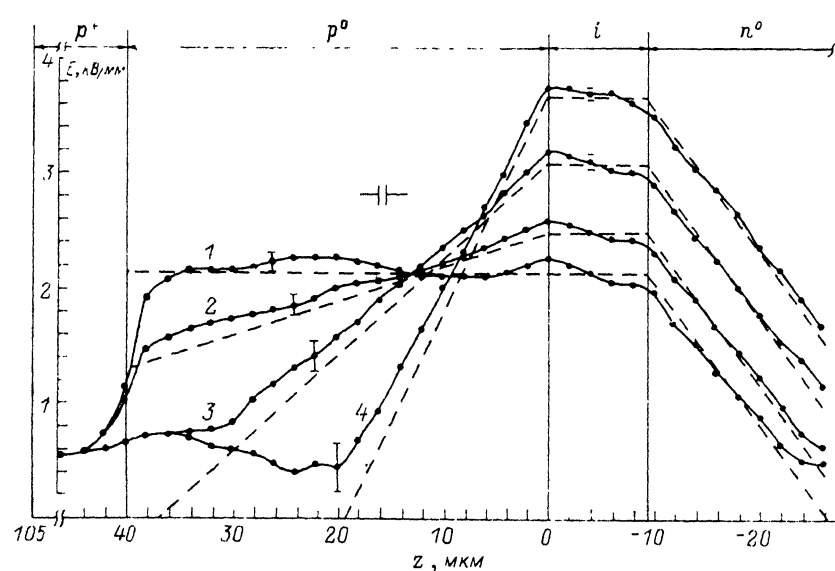


Рис. 2. Эволюция поля в объеме структуры после приложения напряжения $V = 125$ В.

Штриховые кривые — расчет, штрихпунктирные — эксперимент. t , мс: 1 — 0.005, 2 — 30, 3 — 110, 4 — стационарное состояние.

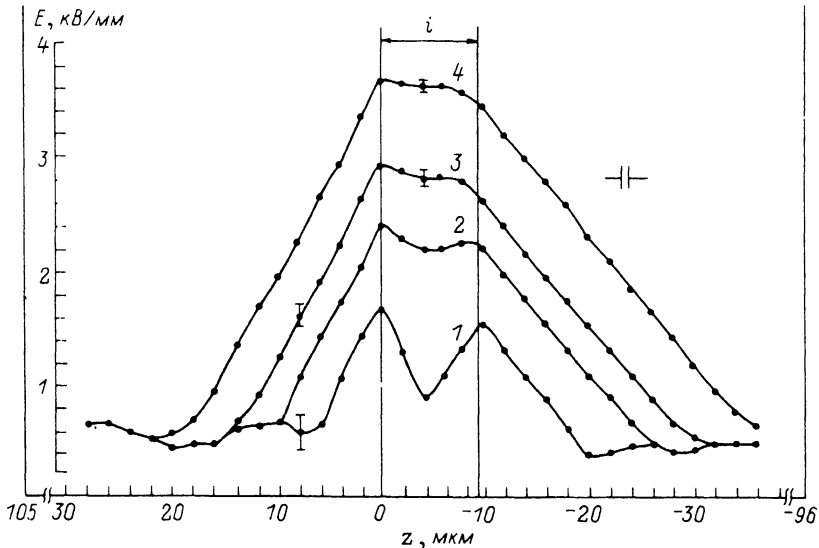


Рис. 3. Стационарное распределение поля в объеме структуры при разных значениях приложенного напряжения.

V , В: 1 — 50, 2 — 75, 3 — 100, 4 — 125.

Вначале рассмотрим и обсудим результат, приведенный на рис. 3. При небольших напряжениях, приложенных к структуре, стационарное распределение поля имеет два максимума, которые с повышением напряжения увеличиваются, расширяются и затем перекрываются. При больших напряжениях наблюдается один широкий максимум распределения поля. Этот результат можно объяснить следующим образом. Условия выращивания $p-i-n$ -структуры таковы, что последовательно происходит рост сначала слоя с высокой концентрацией акцепторов (обозначим как p^+), затем — слоя с относительно низкой концентрацией акцепторов (p^0), компенсированного слоя i , слоя с низкой концентрацией доноров n^0 и, наконец, слоя с высокой концентрацией доноров n^+ . Будем считать, что по мере роста градиенты концентрации доноров и акцепторов невысокие. Поэтому в объеме структуры образуется достаточно протяженный i -слой (слой полной компенсации), границы его совпадают с максимумами распределения поля на рис. 3. Это предположение оправдано тем, что слева от границы i -слоя, в p^0 -слое, накапливается за счет дрейфа дырок к отрицательному электроду отрицательный объемный заряд, о чем можно судить по наклону кривых на рис. 3. Справа, в n^0 -слое, накапливается положительный заряд в результате дрейфа электронов к положительному электроду. Кроме того, в самом i -слое в установившемся стационарном состоянии при малых напряжениях существует как область положительного (слева), так и область отрицательного (справа) объемного заряда. С увеличением приложенного напряжения ширина этих областей, согласно формуле Шоттки [1], увеличивается. Начиная с некоторого значения напряжения области положительного и отрицательного заряда перекрываются, происходит его нейтрализация и при больших напряжениях, приложенных к структуре, в распределении поля наблюдается один широкий максимум.

На основании сказанного о положении слоев в объеме структуры легко объяснить результат, приведенный на рис. 2. Вначале отметим, что экранирование поля с течением времени в разных слоях происходит по-разному. Так, в i -слое уже на начальной стадии процесса ($t \sim 5$ мкс) при высоких напряжениях ($V = 125$ В) создается поле, которое с течением времени только увеличивается,

оставаясь однородным. В n^0 -слое в начальный момент ($t \sim 5$ мкс) уже сформирована область объемного положительного заряда. С течением времени ($t \sim 1$ с) эта область расширяется при постоянстве плотности заряда. В объеме p^0 -слоя на первом этапе ($t \sim 5$ мкс) наблюдается однородное поле, на втором этапе ($t \sim 1$ с) происходит его экранирование: поле постепенно вытесняется в i - и n^0 -слои, а в p^0 -слое вблизи границы с i -слоем формируется область отрицательного объемного заряда, которая с течением времени сужается, а плотность заряда в ней возрастает. (Считаем, что граница p^+ - p^0 -слоев совпадает с границей области, где поле имеет однородное распределение в начальный момент времени).

Изложенные факты можно интерпретировать следующим образом. В сильно легированных p^+ - и n^+ -слоях за счет большой концентрации свободных носителей процесс экранирования происходит полностью мгновенно. В дальнейшем эти области структуры не рассматриваются.

В объеме i -слоя на первом этапе после включения напряжения при временах, меньших минимально фиксируемых экспериментальной установкой ($t < 5$ мкс), происходит быстрый вынос как всех свободных электронов, так и всех свободных дырок. При высоком напряжении $V = 125$ В этот вынос полный во всем объеме i -слоя, объемный заряд не накапливается и соответственно поле остается однородным. Его увеличение с течением времени на втором этапе связано лишь с медленным вытеснением поля в i -слой из p^0 -слоя.

В n^0 -слое в результате выноса свободных электронов быстро ($t < 5$ мкс) формируется область положительного объемного заряда и в эксперименте удается наблюдать только медленное расширение этой области. Скорость расширения определяется процессами экранирования поля в p^0 -слое.

В p^0 -слое в равновесном состоянии при отсутствии внешнего напряжения происходят термический выброс дырок в валентную зону, где они находятся в течение времени жизни τ , и их последующий обратный захват. При приложении напряжения на первом этапе происходит полный вынос свободных дырок, но в силу того, что их концентрация мала, объемный заряд не накапливается и поле имеет однородное распределение. На втором этапе при больших временах ($t > 5$ мкс) в условиях отсутствия инжекции дырок со стороны i -слоя происходит в результате дрейфа ионизованных с глубокого уровня дырок к отрицательному электроду медленное накопление отрицательного объемного заряда, связанного на акцепторах. Поле в объеме p^0 -слоя становится неоднородным и линейно падает по z , что говорит о большой длине дрейфа дырок по сравнению с длиной p^0 -слоя. Если акцепторный уровень достаточно глубок и время его ионизации существенно превосходит время, за которое осуществляется вынос полем свободной дырки из p^0 -слоя, то с течением времени плотность объемного заряда во всем объеме p^0 -слоя продолжает увеличиваться, и в момент времени t' поле падает почти до нуля у границы p^+ - p^0 -слоев. Малая величина поля означает малую длину дрейфа $l = \mu t' E$ (μ — подвижность дырок), и, следовательно, в этой области нужно учитывать процессы обратного захвата дырок. С момента t' процесс экранирования в p^0 -слое качественно меняется и переходит во вторую стадию второго этапа. Наклон поля вблизи i -слоя по мере опустошения акцепторных уровней продолжает увеличиваться, а небольшая величина однородного поля в остальном объеме p^0 -слоя уменьшается. Причем область, где поле становится однородным, с течением времени расширяется в сторону i -слоя за счет компенсации накопленного у этой границы заряда в результате перераспределения свободных носителей во время их дрейфа в область минимального поля. Стационарное состояние наступает при полном опустошении акцепторных уровней у границы p^0 - i -слоев. Подобный вид динамики поля описан в [1].

В заключение этого раздела заметим, что вывод о большой длине дрейфа дырок (по сравнению с длиной p^0 -слоя) также подтверждается данными экспериментов по изучению отклика фототока во внешней электрической цепи.

Изучалась зависимость амплитуды фототока, вызванного импульсом зондирующего света, от величины приложенного к структуре напряжения. Оказалось, что уже при напряжении $V > 15$ В амплитуда фототока перестает зависеть от напряжения. Это легко объяснить тем, что начиная с достаточно малых напряжений (по сравнению с реализуемыми в эксперименте) длина дрейфа l носителей в объеме на начальном этапе экранирования становится больше длины структуры и дальнейшее увеличение V (и l) не приводит к увеличению фототока.

Теория

Система, описывающая динамику экранирования в объеме p^0 -слоя, где происходит полный отвод полем свободных дырок и их концентрацией можно пренебречь, включает в себя уравнение для степени заполнения акцепторных уровней, уравнение Пуассона и выражение для плотности заряда:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} &= -\frac{f}{\tau_i}, \\ \frac{\partial E}{\partial z} &= \frac{\rho}{\epsilon \epsilon_0}, \\ \rho &= \rho_A = -eN_A(1-f), \end{aligned} \quad (1)$$

где f и N_A — степень заполнения и концентрация акцепторных уровней, ρ_A — плотность объемного заряда ионизированных акцепторов, e — заряд электрона, E — напряженность электрического поля, t и τ_i — время жизни свободных дырок и время термической ионизации акцепторов, ϵ — диэлектрическая проницаемость полупроводника, ϵ_0 — электрическая постоянная. Отсчет координаты z начинается от границы p^0-i и идет в сторону отрицательного электрода (рис. 2). Систему уравнений необходимо дополнить начальным и граничным условиями:

$$f|_{t=0} = 1, \quad (2)$$

$$\int_0^d E(z, t) dz + E(0, t)b + 0.5(E(0, t))^2 \frac{\epsilon \epsilon_0}{eN_D} = V. \quad (3)$$

Условие (2) означает полное начальное заполнение акцепторных уровней (рассматриваем глубокие уровни, которые в основном определяют динамику заряда в p^0 -слое). Условие (3) — поддержка постоянной разности потенциалов на границах структуры. Первый член — падение напряжения в p^0 -слое, второй член соответствует падению напряжения в объеме i -слоя, где поле имеет однородное распределение (b — толщина i -слоя), третий — падение напряжения в n^0 -слое, где поле имеет постоянный линейный наклон, который в свою очередь определяется объемным зарядом ионизированной донорной примеси (N_D — концентрация доноров).

Решение системы (1) для степени заполнения акцепторных уровней: $f = \exp(-t/\tau_i)$, для плотности объемного заряда: $\rho = -eN_A(1 - \exp(-t/\tau_i))$, для поля:

$$E(z, t) = -\frac{e}{\epsilon \epsilon_0} N_A (1 - \exp(-t/\tau_i)) z + E(0, t), \quad (4)$$

$$E(0, t) = \frac{e}{\epsilon\epsilon_0} N_D \left[\sqrt{(b+d)^2 + \frac{N_A}{N_D} (1 - \exp(-t/\tau_i)) d^2 + \frac{2e\epsilon_0 V}{eN_D} - (b+d)} \right]. \quad (5)$$

Это решение справедливо для всего объема p^0 -слоя на малых временах $t < t'$. В момент времени $t = t'$ у границы $p^+ - p^0$ -слоев в результате процесса экранирования поле уменьшается настолько, что образуется область, в которой существует повторный захват свободных носителей. При $t > t'$ решение для поля в области полного отвода носителей $z < z_0$ аналогично (4) с заменой (5) на следующее выражение:

$$E(0, t) = \frac{e}{\epsilon\epsilon_0} \left\{ \frac{-b + \sqrt{b^2 + \frac{2V\epsilon\epsilon_0}{e} [N_D^{-1} + N_A^{-1} (1 - \exp(-t/\tau_i))^{-1}]}}{N_D^{-1} + N_A^{-1} (1 - \exp(-t/\tau_i))^{-1}} \right\}. \quad (6)$$

Граница области полного отвода z_0 смещается со временем в сторону i -слоя:

$$z_0(t) = \frac{-b + \sqrt{b^2 + \frac{2V\epsilon\epsilon_0}{e} [N_D^{-1} + N_A^{-1} (1 - \exp(-t/\tau_i))^{-1}]}}{N_A N_D^{-1} (1 - \exp(-t/\tau_i)) + 1}.$$

Для упрощения вычислений будем считать поле $E(z, t) = 0$ при $z < z_0$. Выражение для времени t' (когда $z_0 = d$, где d — длина p^0 -слоя):

$$t' = -\tau_i \ln \left[1 - \frac{N_D}{N_A} \frac{2V\epsilon\epsilon_0}{eN_D(d^2 + 2db) + 2V\epsilon\epsilon_0} \right].$$

В i -слое возрастание величины однородного поля определяется лишь вытеснением его из p^0 -слоя и описывается выражениями (5) и (6) для $t < t'$ и $t > t'$ соответственно.

В n^0 -слое при рассматриваемых временах динамика поля в виде медленного расширения области положительного объемного заряда полностью истощенных донорных уровней также определяется вытеснением поля из p^0 -слоя. Выражение для поля в n^0 -слое получим в результате интегрирования уравнения Пуассона. Постоянная интегрирования определяется из условия равенства поля на границе $i - n^0$ -слоев:

$$E(z, t) = \frac{eN_D}{\epsilon\epsilon_0} (z + b) + E(0, t), \quad (7)$$

где $E(0, t)$ определяется из (5) при $t < t'$ и (6) при $t > t'$.

Результаты расчета по формулам (4)–(7) динамики поля для всего объема структуры представлены в виде штриховых линий на рис. 2. Ре-

результаты расчета хорошо совпадают с экспериментальными данными при значении концентрации донорной примеси в n^0 -слое $N_D = (7.5 \pm 1) \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$, акцепторной в p^0 -слое $N_A = (1.1 \pm 0.2) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и времени ионизации акцепторной примеси $\tau_i = 190 \pm 40 \text{ мс}$. Из кривой 4 рис. 2 оценим длину Шоттки в p^0 - и n^0 -слоях как длину области объемного заряда в стационарном состоянии, $L_p = 19.5 \text{ мкм}$, $L_n = 24 \text{ мкм}$. Заметим, что приведенные выше значения параметров хорошо совпадают с величинами, определенными с помощью других методик [1]. Полученное значение времени τ_i характерно для глубокого уровня. То, что термическая генерация свободных дырок в p^0 -слое происходит в основном с глубоких акцепторов, а в n^0 -слое генерация электронов — с мелких доноров, подтверждается данными работ [11–13], в которых для изучения примесных уровней использовался метод DLTS. В частности, обнаружено, что в p^0 -слое содержится, помимо мелких акцепторов, два глубоких уровня в запрещенной зоне: $E_A = E_v + 0.4 \text{ эВ}$ и $E_B = E_v + 0.68 \text{ эВ}$, которые являются ловушками для дырок. Время ионизации для E_B составляет 330 мс, а его концентрация $\sim 10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$, что соответствует нашим значениям τ_i и N_A .

Заключение. Таким образом, с помощью оптической методики регистрации распределения поля в объеме полупроводника, основанной на использовании эффекта Франца—Келдыша, была исследована $p-i-n$ -структура на основе слабо легированного арсенида галлия. По совокупности экспериментальных данных о распределении поля и его динамике определены границы p^+ -, p^0 -, i -, n^0 -слоев. Заметим, что граница, полученная методом химического декорирования скола структуры, совпала с определенной нами оптическим способом границей p^+ — p^0 -слоев. На основании полученных данных о динамике поля в $p-i-n$ -структуре при приложении обратного смещения сделан вывод о том, что экранирование происходит в два этапа. На первом этапе, когда поле в p^0 -слое еще остается первоначально однородным, в i - и n^0 -слоях устанавливается квазистационарное распределение поля за счет быстрого выноса термически ионизованных с мелких доноров и акцепторов свободных носителей. На втором этапе происходит медленное экранирование поля в p^0 -слое, где основную роль в процессе экранирования играет термическая генерация дырок с глубоких акцепторных уровней. С течением времени динамика поля в структуре выражается в вытеснении поля из p^0 -слоев в i - и n^0 -слои. Дано теоретическое описание наблюдаемой эволюции поля в структуре. Определены концентрация мелких донорных уровней N_D в n^0 -слое, концентрация глубокого акцепторного уровня N_A и время ионизации глубоких акцепторов τ_i в p^0 -слое. В p^0 - и n^0 -слоях оценена длина Шоттки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Берман Л. С., Лебедев А. А. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках. Л., 1981. 176 с.
- [2] Экстреты / Под ред. Г. Сесслера. М., 1983. 487 с.
- [3] Астратов В. Н., Ильинский А. В. // ФТТ. 1982. Т. 24. В. 2. С. 108—115.
- [4] Астратов В. Н., Ильинский А. В., Фурман А. С. // Письма ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 14. С. 1330—1335; Astratov V. N., Il'inski A. V., Furman A. S. // Phys. St. Sol. (b). 1988. V. 140. N 2. P. 611—615.
- [5] Астратов В. Н., Ильинский А. В., Фурман А. С. // ФТТ. 1989. Т. 31. В. 8. С. 212—220.
- [6] Фурман А. С. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 12. С. 2138—2145.
- [7] Marshall W. K. // Appl. Optics (USA). 1985. V. 24. N 13. P. 1996—2000.
- [8] Cheng Li-Jen // J. Appl. Phys. 1987. V. 62. N 9. P. 3991—3993.
- [9] Корольков В. И., Красавин В. Н., Пономарев С. И., Цвилев Г. И. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 2. С. 328—331.
- [10] Никитин В. Г., Рагинская И., Сеель Е. Р., Степанова М. Н., Третьяков Д. Н., Федоренко Т. П. // Тез. докл. III Всес. конф. «Физические процессы в полупроводниковых гетероструктурах». Одесса, 1982. Т. 3. С. 103—104.

- [11] Mitonnean A., Martin G. M., Morcea A. / Electron. Lett. 1977. V. 13. N 22. P. 288—289.
[12] Lang D. V., Logan R. A. // J. Electron. Mater. 1975. V. 4. N 5. P. 1053—1066.
[13] Wang Zhan-Guo, Ledebor L. A., Grimmeiss H. G. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1984. V. 17. N 2.
P. 259—272.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Получена 22.10.1991
Принята к печати 15.11.1991
