

УДК.621.283.4/5

Принципы аналитического метода оптимизации параметров структуры лавинных гетерофотодиодов с разделенными областями поглощения и умножения

И. Д. Бурлаков, А. А. Другова, В. А. Холоднов

Представлены принципы аналитической системы физического проектирования лавинных гетерофотодиодов с разделенными областями поглощения и умножения (ЛГФД с РОПУ). Система базируется на аналитических выражениях для поля лавинного пробоя p – n -гетероструктуры и межзонного туннельного тока в ней. Этот ток определяет минимальный уровень шума в ЛГФД с РОПУ на основе прямозонных полупроводников. Рассмотренный метод сильно облегчает оптимизацию уровней легирования слоев гетероструктуры и их толщин. Кроме того, он придает процессу оптимизации существенно более выраженное физическое содержание.

PACS: 72.20.Ht, 72.20.Jv, 85.30.Mn, 85.30.Kk

Ключевые слова: разделенные области поглощения и умножения, межзонный туннельный ток, аналитический метод оптимизации.

Введение

Очевидно, что при физическом проектировании лавинного гетерофотодиода (ЛГФД) с разделенными областями поглощения и умножения (РОПУ), впрочем, как и лавинного фотодиода (ЛФД) любого другого типа, стремятся, прежде всего, обеспечить как можно более высокие показатели трех основных характеристик фотоприемника. Это — чувствительность, быстродействие и мощность, эквивалентная шуму. Структуру с РОПУ (рис. 1) приходится использовать для разработки высокоэффективных ЛФД на основе прямозонных полупроводников [1, 2].

Дело в том, что с увеличением напряжения V растет межзонный туннельный ток. При значениях V , близких к напряжению лавинного пробоя V_{BD} [1—3], эта составляющая темнового тока становится преобладающей уже при комнатных темпера-

турах T в ряде прямозонных материалов даже с относительно большой шириной запрещенной зоны E_g . Это относится, например, к соединению $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ — одному из наиболее важных материалов для техники оптической связи на длину волны λ до 1,7 мкм [1]. Резкое снижение туннельных токов в ЛФД можно обеспечить за счет использования гетероструктур с металлургической границей p – n -перехода ($x = 0$) в их «широкозонной» (wg) части [1, 2] (рис. 1). Для достижения высоких характеристик ЛФД параметры гетероструктуры должны быть такими, чтобы в рабочем режиме область пространственного заряда (ОПЗ) проникала в «узкозонный» (ng), фотопоглощающий слой, а процесс лавинного размножения носителей вследствие падения напряженности электрического поля $E(x)$ вглубь к ng -слою (рис. 1) развивался лишь в wg -слое. В результате получается ЛГФД с РОПУ. Подавление туннельного тока обусловлено тем, что большому значению E отвечает и большая величина E_g . В «узкозонном» же слое $E(x)$ не настолько велико, чтобы вызвать в нем большие туннельные токи. Для устранения втекания неосновных носителей в ОПЗ из квазинейтральных областей одну из сторон p – n -перехода высоко легируют, а ng -слой выращивают на «широкозонной», изотипной, высоколегированной подложке [1]. Поэтому наиболее оптимальной структурой оказывается $(p_{wg}^+ - n_{wg} - n_{ng} - n_{wg}^+)$ -типа, если вероятность ионизации дыркой больше, чем электроном; соответственно, $(n_{wg}^+ - p_{wg} - p_{ng} - p_{wg}^+)$ -типа — в противоположном случае.

Бурлаков Игорь Дмитриевич, зам. ген. директора по инновациям и науке¹, профессор².

Другова Альбина Александровна, ст. научный сотрудник³.

Холоднов Вячеслав Александрович, вед. научный сотрудник³.

¹ОАО «НПО «Орион».

Россия, 111123, Москва, шоссе Энтузиастов, 46/2.

Тел. (499) 374-81-30. E-mail: orion@orion-ir.ru

²Московский институт радиотехники и автоматики (МИРЭА).

Россия, 119454, Москва, проспект Вернадского, 78.

³Институт радиотехники и электроники

им. В. А. Котельникова РАН.

Россия, 125009, Москва, Моховая ул., д. 11, корп. 7.

Тел. (8-916) 189-11-28. E-mail: vkholodnov@mail.ru

Статья поступила в редакцию 17 июля 2014 г.

© Бурлаков И. Д., Другова А. А., Холоднов В. А., 2014

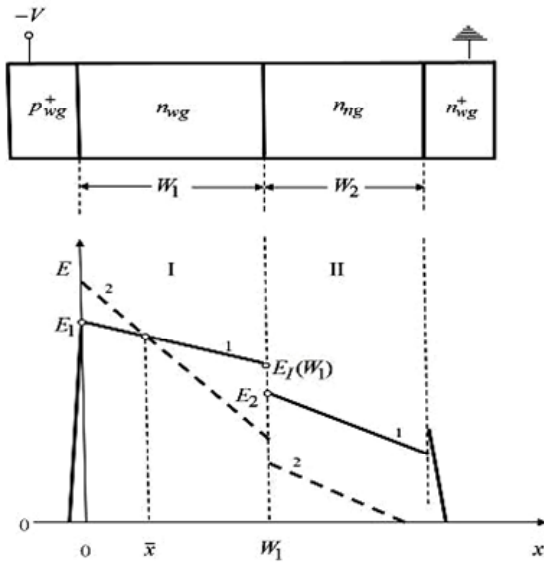


Рис. 1. Схема диода на основе $(p_{wg}^+ - n_{wg} - n_{ng} - n_{wg}^+)$ -гетероструктуры и распределение напряженности электрического поля в ней $E(x)$ при напряжениях лавинного пробоя; n_{wg} и n_{ng} - "широкозонный" (widegap) и "узкозонный" (narrowgap) слои n-типа, аналогично, p_{wg}^+ и n_{wg}^+ :
 1 — $N_1 = N_1^{(0)}$, 2 — $N_1 > N_1^{(0)}$; N_1 — концентрация легирующей примеси в n_{wg} -слое I

Существенно, что для обеспечения плотности туннельного тока, не превышающей заданной величины, необходимо весьма точно знать допустимый интервал изменения легирующих концентраций и толщин слоев гетероструктуры. Пионерами использования ЛГФД с РОПУ этого не было сделано [1]. Толщина ng -слоя W_2 определяется, в основном, коэффициентом поглощения света γ и быстродействием. От толщины же wg -слоя W_1 и от концентраций легирующих примесей в этом слое N_1 и в ng -слое N_2 очень сильно зависит туннельный ток [2].

Целью данной работы является формирование принципов аналитической системы физического проектирования лавинных гетерофотодиодов с разделенными областями поглощения и умножения (ЛГФД с РОПУ).

Постановка задачи

Используя результаты работ [4, 5], спектральную плотность шума S_N рассматриваемой структуры при ограничении ее пороговой фоточувствительности туннельным током можно представить в виде

$$S_N = 2qAM_{ph}^2 \sum_{i=1}^2 J_{T,i}(V) F_{ef,i}(M_{ph}), \quad (1)$$

где q — абсолютная величина заряда электрона;

A — площадь поперечного сечения образца;

$F_{ef,i}(M_{ph})$ — эффективные факторы шума [5] в «широкозонном» слое умножения ($i = 1$) и в поглощающем слое ($i = 2$);

$J_{T,i}(V)$ — плотности первичных (затравочных) туннельных токов в этих слоях;

M_{ph} — коэффициент размножения фотоносителей.

Применение ЛФД обусловлено внутренним усилением фототока в них. Поэтому лишь при одинаковых M_{ph} имеет смысл сравнение двух образцов на предмет выяснения, какой из них лучше. Из (1) видно, что для заданного M_{ph} уровень шума определяется значениями первичных токов $I_{T1} = J_{T1} \cdot A$ и $I_{T2} = J_{T2} \cdot A$. Обычный способ вычисления профиля $E(x)$ при лавинном размножении носителей, коэффициентов размножения $M(V)$ и значения V_{BD} на основе численного расчета известных интегральных соотношений [1—3] весьма трудоемок. Он не обладает наглядностью результатов и его очень трудно применять в сопутствующих задачах. У нас такой задачей является расчет туннельных токов в условиях лавинного размножения носителей. В связи с этим мы руководствуемся положениями, изложенными ниже.

Основные положения аналитического метода оптимизации

1. Задачу существенно облегчает использование для полей пробоя слоев I и II E_{iBD} выражений [2]

$$E_{iBD}(N_i, W_i) = E_{iBD}(0, W_i) \cdot \left[1 + \frac{N_i}{\tilde{N}_i(W_i)} \right]^{1/s}, \quad (2)$$

$$E_{iBD}(0, W) = A_i \cdot \left(\frac{A_i \cdot \epsilon_i \cdot \epsilon_0}{sqW_i} \right)^{1/(s-1)}, \quad (3)$$

$$\tilde{N}_i(W_i) = \left(\frac{A_i \epsilon_i \epsilon_0}{sqW_i} \right)^{s/(s-1)},$$

где ϵ_0 — электрическая постоянная (в системе СИ), ϵ_1 и ϵ_2 — относительные диэлектрические постоянные слоев I и II (рис. 1), s и A_i — некоторые постоянные. Для многих полупроводников, в том числе, соединений A_3B_5 можно принять

$$s = 8, s = 8, A_i = \sqrt{\frac{1.2 \cdot q}{\epsilon_i \cdot \epsilon_0}} \cdot \left(\frac{E_{gi}}{11q} \right)^{3/4} \cdot 10^{10}. \quad (4)$$

Соотношения (2)—(4) являются обобщением хорошо известных приближенных выражений

Зи–Гиббонса [3] на конечную толщину слоев, что принципиально для рассматриваемой задачи.

2. Сильно помогает также приближение квазиоднородного поля (ПКОП) [2] при вычислении туннельных токов. Возможность применения ПКОП обусловлена тем, что вследствие больших значений напряженности электрического поля E при лавинном размножении носителей наклон энергетических зон, характеризуемый производной $\partial(q \cdot \phi) / \partial x = -E$, где ϕ — электрический потенциал, очень резкий. Последнее приводит к тому, что на длине туннелирования l_T , т. е., на длине, на которой энергия дна зоны проводимости $E_c(x)$ изменяется на величину, равную E_g (рис. 2), значение $E(x)$ практически не меняется.

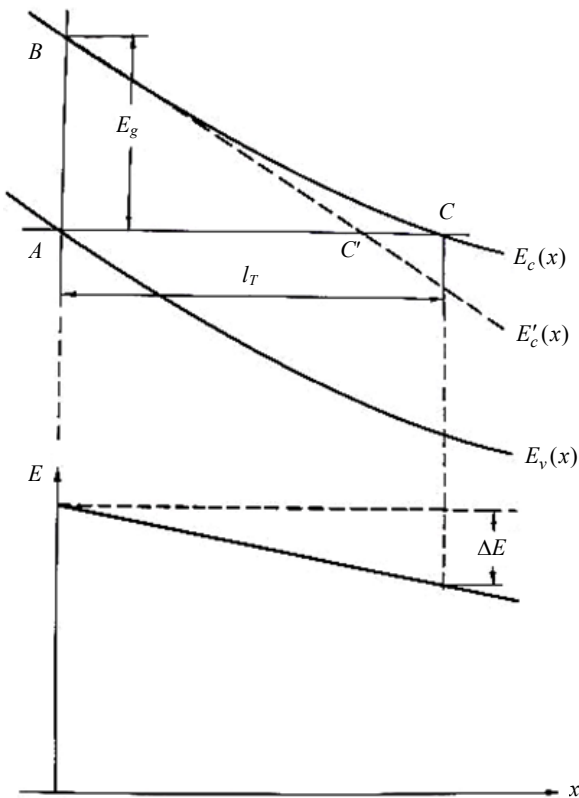


Рис. 2. Физический смысл приближения квазиоднородного поля: зонная диаграмма и распределение поля на длине туннелирования l_T .

ABC — действительный барьер, $A'B'C'$ — фактически используемый, $E_c(x)$ и $E_v(x)$ — энергии дна зоны проводимости и потолка валентной зоны. Штриховые линии — $E(x) = \text{const}$

Это позволяет плотности скоростей межзонной туннельной генерации носителей $g_{Ti}(x)$ в I и II слоях структуры (рис. 1) описывать выражением:

$$g_{Ti}(x) \equiv \frac{1}{q} \cdot \frac{\partial J_{Ti}}{\partial x} = A_{Ti} \cdot E^2(x) \cdot \exp\left[-\frac{a_i}{E(x)}\right], \quad (5)$$

впервые полученным в работе [6]. При этом использованы соотношения:

$$A_{Ti} = \frac{q^2}{(2\pi)^3 \cdot \hbar^2} \cdot \sqrt{\frac{2m_i^*}{E_{gi}}}, \quad (6)$$

$$a_i = \frac{\pi}{4q \cdot \hbar} \cdot \sqrt{2m_i^* \cdot E_g^3}, \quad (7)$$

Здесь E_{gi} — ширины запрещенных зон, m_i^* — приведенные эффективные массы легких носителей, т. е. $m_i^* = 2m_c m_v / (m_c + m_v)$ в соответствующих слоях, m_c и m_v — эффективные массы электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне, \hbar — редуцированная постоянная Планка, $i = 1, 2$. Первичный межзонный туннельный ток через p – n -гетероструктуру является аналогом обычного межзонного генерационного тока в ней, только с другим механизмом генерации — туннельным. Поэтому для его нахождения нужно проинтегрировать выражение (5) по ОПЗ структуры. В результате интегрирования можно получить удобную при анализе формулу для плотности первичного межзонного туннельного тока:

$$J_T = \sum_{i=1}^2 J_{Ti} = \frac{\sqrt{2} \cdot q^3}{(2\pi)^3 \cdot \hbar^2} \cdot \sum_{i=1}^2 \sqrt{\frac{m_i^*}{E_{gi}}} \cdot L_{Ti} \cdot E_i^2 \cdot \exp\left(-\frac{a_i}{E_i}\right), \quad (8)$$

где

$$J_{T1} = \int_{\text{слой I}} g_{T1}(x) dx \quad J_{T2} = \int_{\text{слой II}} g_{T2}(x) dx, \quad (9)$$

а характерные размеры областей туннельной генерации носителей в I и II слоях

$$L_{Ti}(E_i, W_i) = \min\left\{W_{Ti} \equiv \frac{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_i \cdot E_i^2}{q \cdot a_i \cdot N_i}, W_i\right\}. \quad (10)$$

Из формулы (8) следует, что J_T сильно немонотонно зависит от концентрации легирующей примеси в «широкозонном» слое умножения N_1 (имеется глубокий, до двух-трех порядков, провал). Такая зависимость $J_T(N_1)$ обусловлена конкуренцией туннельных токов в слоях I и II. ПКОП немного занижает толщину реального барьера, а поэтому несколько завышает туннельные токи. Они очень резко зависят от параметров материала, которые в реальных образцах отличаются, как правило, от заложенных в расчет. К тому же, точный профиль распределения легирующих примесей $N_i(x)$, следовательно, и форма туннельного барьера обычно неизвестны. Поэтому небольшое завышение значений межзонных туннельных токов обеспечивает технологический запас, необходимый при разработке приборов.

3. Вычисление туннельных токов при напряжениях $V = V_{BD}$ и существенно облегчает задачу, и создает также технологический запас.

4. Необходимо требовать, чтобы лавинный пробой не только контролировался «широкозонным» слоем I (на рис. 1 — n_{wg} -слоем), но и при лавинном пробое ОПЗ проникала бы в поглощающий слой II (на рис. 1 — n_{ng} -слой). Тогда за счет внутризонного туннелирования фотоносителей через барьер на гетерогранице I—II ($x = W_1$) и их разогрева они практически беспрепятственно будут проникать в слой размножения. Это подтверждено экспериментально [1].

5. Нужно выбирать тот тип проводимости слоев I и II, при котором коэффициент ударной ионизации неосновных носителей больше, чем основных [5].

Главный результат нашего рассмотрения иллюстрирует рис. 3, из которого видно, что плотность первичного межзонного туннельного тока J_T сильно немонотонно зависит от концентрации легирующей примеси в «широкозонном» слое умножения N_1 .

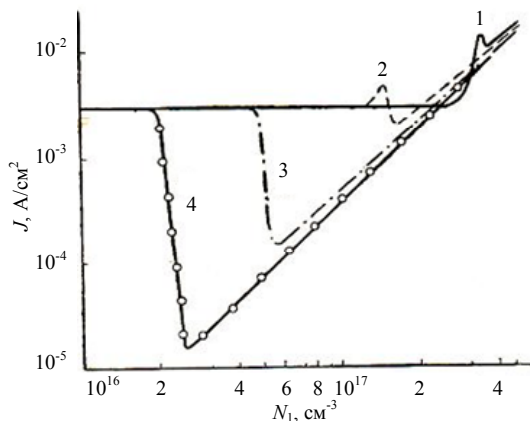


Рис. 3. Зависимость плотности туннельного тока J_T от концентрации N_1 для структуры $p_{wg}^+ - InP / n_{wg} - InP / n_{ng} - In_{0,53}Ga_{0,47}As / n_{wg}^+ - InP$ при $W_2 = 2 \mu m$, $N_2 = 10^{14} cm^{-3}$, $W_1, \mu m$: 1 — 0,1; 2 — 0,2; 3 — 0,5; 4 — 1

Важно отметить, что по мере увеличения N_1 поле E_1 (рис. 1) растет, что приводит к уменьшению различия между коэффициентами ударной ионизации электронов и дырок [1—3]. Это, в свою очередь, увеличивает шум-фактор [1, 4, 5]. Поэтому для одновременного обеспечения низких значений межзонного туннельного тока и шум-

фактора нужно использовать гетероструктуры типа «low-high-low». В таких структурах «широкозонный» слой I состоит из двух подслоев. Первый, примыкающий к металлургической границе p — n -перехода ($x = 0$ на рис. 1), — достаточно толстый и низколегированный (вплоть до i -типа), а второй, на границе с поглощающим слоем II, — тонкий и высоколегированный. Уровень легирования поглощающего слоя может быть умеренным. Положения 1—5 дают возможность в аналитическом виде определить оптимальные параметры и гетероструктуры типа «low-high-low».

Заключение

В статье изложены основные положения (см. п.п. 1—5 предыдущего раздела) оптимизации параметров структуры лавинных гетерофотодиодов разделенными областями поглощения и умножения (ЛГФД с РОПУ) с помощью аналитического метода. Эти положения позволяют и существенно облегчить задачу оптимизации, и одновременно обеспечить технологический запас, необходимый для успешной разработки приборов.

Подчеркнем, что при низких уровнях легирования слоев гетероструктуры поля их лавинного пробоя (2) определяются соответствующими толщинами. Это необходимо учитывать при определении оптимальных параметров. Также необходимо учитывать туннелирование и в «широкозонном» слое умножения.

Работа выполнена по гранту Президента Российской Федерации НШ-2787.2014.9.

Литература

1. Техника оптической связи: фотоприемники. (Под ред. У. Тсанга. (пер. с англ. под ред. Тришенкова М. А.). — М.: Мир, 1988.
2. Kholodnov V., Nikitin M. In book: Photodiodes — From Fundamentals to Applications // Ed. by Ilgu Yun. Sect. 1: Fundamental Physics and Physical Design. Chapter 2. P. 27 — 101. — InTech: Rijeka. Croatia. 2012.
3. Zu C. M. Физика полупроводниковых приборов (пер. с англ. под ред. Сурыса Р. А.). — М.: Мир, 1984; Sze S. M., Ng Kwok K. Physics of Semiconductors Devices. — Wiley, 2007.
4. McIntere R. // IEEE Transactions on Electron. Devices. 1966. V. ED-13. No. 1. P. 164.
5. Арцис Н.Х., Холоднов В.А // Радиотехника и электроника. 1984. Т. 29. № 1. С. 151.
6. Kane. E. O. // J. Phys. Chem. Solid. 1959, V. 12, No. 2. P. 181.

The principles of analytical method of optimization of structure parameters of avalanche heterophotodiodes with separate regions of absorption and multiplication

I. D. Burlakov^{1,2}, A. A. Drugova³, V. A. Kholodnov³

¹Orion R&P Association
46/2 Entuziastov shosse, Moscow, 111123, Russia
E-mail: orion@orion-ir.ru

²Moscow Institute of Radio Electronics and Automatics (MIREA)
78 Vernadsky av., Moscow, 119454, Russia

³Institute of Radio Engineering and Electronics, RAS,
11, Mokhovaya str., Moscow, 125009, Russia
E-mail: vkholodnov@mail.ru

Received July 17, 2014

The analytical approaches to physical design of avalanche heterophotodiodes with separate regions of absorption and multiplication (AHPD with SRAM) are presented. The approaches are based on the analytical expressions for the field of avalanche breakdown of heterostructure and interband tunnel current in it. This current defines the minimum level of noise in AHPD with SRAM on the basis of direct bandgap semiconductors. Considered method greatly facilitates the optimization of the level of doping of the heterostructure layers and their thicknesses. In addition, it gives the optimization process significantly more pronounced physical content.

PACS: 72.20.Ht, 72.20.Jv, 85.30.Mn, 85.30.Kk

Keywords: separate regions of absorption and multiplication, interband tunnel current, analytical method of optimization.

References

1. *Optical Fiber Communication: Photodetectors*. Ed. by W. Tsang (John M. Senior, 1985; Mir, Moscow, 1988).
2. V. Kholodnov and M. Nikitin, in *Book: Photodiodes — From Fundamentals to Applications*. Ed. by Ilgu Yun. Sect. 1: Fundamental Physics and Physical Design. Chapter 2. P. 27—101. (InTech: Rijeka, Croatia, 2012).
3. Sze S. M., Ng Kwok K. *Physics of Semiconductors Devices*. (Wiley, 2007; Mir, Moscow, 1984).
4. R. McIntere, IEEE Transactions on Electron. Devices **ED-13**, 164 (1966).
5. N. Kh. Artsis and V. A. Kholodnov, J. Commun. Technol. Electron. **29**, 151 (1984).
6. E. O. Kane, J. Phys. Chem. Solid. **12**, 181 (1959).