

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ КВАЗИБАЛЛИСТИЧЕСКОГО ТРАНСПОРТА ЭЛЕКТРОНОВ В ПРЯМОЗОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СОЕДИНЕНИЯХ ТИПА $A^{III}V$

Караваев Г. Ф., Ткаченко Е. А., Уйманов Е. В.

Исследование субмикронных $n^+ - n - n^+$ -структур из прямозонных бинарных полупроводниковых соединений типа $A^{III}V$ с помощью численного моделирования методом макрочастиц с использованием процедуры Монте-Карло показало, что при гелиевой температуре в условиях квазибаллистического транспорта электронов, когда единственным существенным механизмом рассеяния является спонтанная эмиссия продольных полярных оптических фононов, при постоянной разности потенциалов на контактах возможны регулярные колебания электрического тока в СВЧ диапазоне. Расчеты показали, что амплитуда колебаний тока тем больше, чем меньше длина электрон-фононного взаимодействия. Наибольшая амплитуда колебаний электрического тока наблюдалась у структуры из InP.

В достаточно тонких совершенных полупроводниковых структурах носители заряда под действием внешнего электрического поля могут двигаться, имея малое количество актов рассеяния (квазибаллистический транспорт) [1, 2]. Численное моделирование методом макрочастиц квазибаллистического транспорта электронов в условиях, когда основным механизмом рассеяния является спонтанная эмиссия продольных полярных оптических фононов (ПОФ), показало, что зависимость плотности тока от времени $j(t)$ имеет вид периодических пульсаций с частотой, соответствующей обратному времени пролета электронов через моделируемую структуру [3, 4]. Для диода из GaAs с длиной активной области структуры $L=0.5$ мкм, с концентрацией ионизированных доноров $N_D=0.8 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$ при температуре 4.2 К и приложенной разности потенциалов $U=0.048$ В частота пульсаций составляла ~ 450 ГГц [3]. Эти результаты позволили предложить GaAs-структуры субмикронной толщины в качестве генераторов СВЧ колебаний. Однако в работах [3, 4] при моделировании акта рассеяния электрона на ПОФ считалось, что ввиду малости времени испускания ПОФ электрон, набрав энергию $\hbar\omega_0$ (ω_0 — частота ПОФ), мгновенно испускает фонон и останавливается. В условиях низких температур такое предположение о мгновенном испускании электронами ПОФ приводило к тому, что все электроны испускали ПОФ и останавливались в одной плоскости, перпендикулярной направлению внешнего электрического поля. Координата x плоскости испускания электронами ПОФ определялась по уравнению

$$\int_0^x eE(y, t) dy = \hbar\omega_0,$$

где e — заряд электрона, $E(y, t)$ — распределение электрического поля в структуре. Существование такой плоскости приводило к возникновению сильно локализованной области пространственного заряда, образованной облаком электронов, испустивших ПОФ. Периодический процесс появления и перемещения такой сильно локализованной области пространственного заряда через структуру и приводил к колебаниям тока высокой амплитуды [3]. Однако простые оценки показывают необоснованность использования модели

мгновенного испускания электронами ПОФ для исследуемых структур. Действительно, в GaAs при энергии электрона $\mathcal{E} \geq \hbar\omega_0$ время спонтанного испускания ПОФ $\tau \sim 3 \cdot 10^{-13}$ с. За это время электрон, обладая скоростью $v_0 = 4.2 \cdot 10^7$ см/с, соответствующей энергии $\hbar\omega_0$, может пройти расстояние $l \sim 0.12$ мкм, что при длине базовой области структуры $L = 0.5$ мкм составляет $\sim 1/4$ часть последней. Следовательно, эмиссия ПОФ будет происходить не в одной плоскости, а в достаточно протяженной части активной области структуры. Эта инерционность испускания ПОФ приведет к делокализации области пространственного заряда, образованной облаком электронов, испустивших ПОФ. Таким образом, модель мгновенного испускания электронами ПОФ некорректно описывает процессы, происходящие в субмикронных структурах GaAs. Для более адекватного описания процессов транспорта электронов необходимо учитывать инерционность испускания электронами ПОФ при достижении ими энергии $\hbar\omega_0$. При моделировании инерционность эмиссии ПОФ можно учесть с помощью привлечения процедуры Монте-Карло для имитации актов рассеяния электронов [5].

В данной работе исследуются процессы квазибаллистического транспорта электронов в диодных $n^+ - n - n^+$ -структурах на основе прямозонных бинарных полупроводниковых соединений типа $A^{III}B^V$.

Активная область исследуемых структур много больше де-бройлевской длины волны электрона, что позволяет пренебречь квантовыми размерными эффектами. Продольные размеры таких структур (вдоль внешнего электрического поля) во много раз меньше поперечных, что обосновывает использование одномерного координационного пространства.

Как правило, рабочие напряжения на структурах $U \gg kT/e$ (k — постоянная Больцмана, T — температура решетки, e — заряд электрона), поэтому электронный газ находится в сильно неравновесном разогретом состоянии. В этом случае для описания динамики электронного газа наиболее приемлемым является кинетический метод, основанный на совместном решении уравнения Пуассона и кинетического уравнения Больцмана:

$$\frac{\partial^2 \varphi(x, t)}{\partial x^2} = \frac{4\pi e}{\epsilon} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} f(x, v, t) dv - N_D(x) \right], \quad (1)$$

$$\frac{\partial f(x, v, t)}{\partial t} + v \frac{\partial f(x, v, t)}{\partial x} + \frac{e}{m^*} \frac{\partial \varphi(x, t)}{\partial x} \frac{\partial f(x, v, t)}{\partial v} = f_{cr}.$$

Здесь ϵ — диэлектрическая проницаемость вещества, $N_D(x)$ — распределение ионизированных доноров, f_{cr} — интеграл столкновений. Граничные условия при таком описании должны определяться функцией распределения электронов и потенциалом (или его производной) на границах расчетной области. Наиболее общим методом решения уравнений (1) с заданными граничными условиями является метод макрочастиц [6, 7].

С целью учета инерционности эмиссии электронами ПОФ для моделирования актов рассеяния нами использовалась процедура Монте-Карло, учитывающая то, что акты рассеяния происходят в соответствии с известными вероятностными распределениями. Для ускорения расчетов последние были протабулированы. Для более корректного моделирования процессов транспорта электронов через $n^+ - n$ -переходы были приняты граничные условия, отличающиеся от используемых ранее [1-4]: в расчетную область включались и n^+ -слои, длины которых брались большими длинами обеднения. На границах расчетной области функция распределения электронов полагалась максвелловской, а концентрация электронов — равновесной, равной концентрации ионизированных доноров. Для восстановления плотности заряда по координатам макрочастиц использовалась модель PIC [7]. Шаги интегрирования по времени и пространству составляли соответственно $\Delta t \leq \Delta x/v_0$, $\Delta x \leq L_D$ (L_D — длина экранирования Дебая). Число используемых макрочастиц ~ 20 000. Для моделирования квазибаллистического транспорта электронов в течение 1 пс на ЭВМ ЕС-1045 требовалось 3.5 мин машинного времени. Все необходимые для расчетов параметры материалов брались из [8].

Для определения влияния инерционности испускания электронами ПОФ на токовые характеристики были проведены расчеты n^+-n-n^+ -структур на основе совершенного GaAs как в предположении мгновенной остановки электронов, так и с учетом инерционности эмиссии ПОФ. В первом случае зависимость $j(t)$, как и в [3], обнаруживает регулярные высокоамплитудные колебания (отношение амплитуды переменной составляющей к амплитуде постоянного

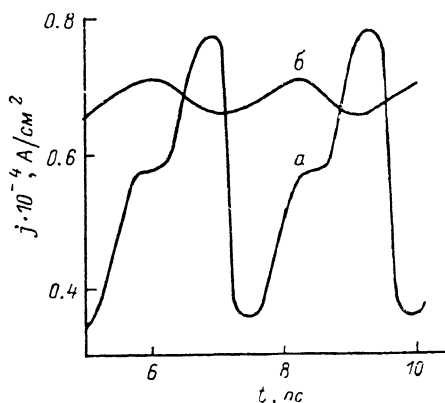


Рис. 1. Зависимость плотности тока от времени для n^+-n-n^+ -структуры из GaAs.

$T=4.2$ К, $U=1.15 \hbar\omega_0/e$, $N_D=2 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$, $L=0.5$ мкм; а — модель мгновенной остановки электронов; б — расчет методом Монте-Карло.

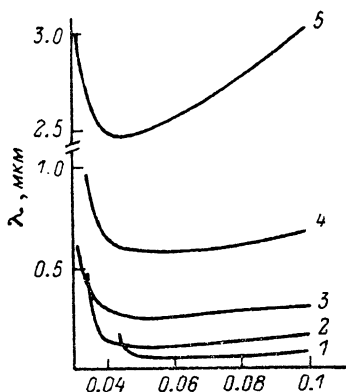


Рис. 2. Зависимость длины свободного пробега электрон—ПОФ взаимодействия от энергии электрона.

1 — InP, 2 — GaAs, 3 — InAs, 4 — GaSb, 5 — InSb.

тока ~ 0.7) с частотой ~ 460 ГГц (рис. 1, а). Расчет с помощью процедуры Монте-Карло, учитывающий инерционность испускания ПОФ, приводит к существенному уменьшению амплитуды колебаний тока (отношение амплитуды переменной составляющей к величине постоянного тока ~ 0.15) (рис. 1, б). Моделирование показывает, что действительно электроны испускают ПОФ в достаточно протяженной области $\sim 1/4 L$. Это обуславливает делокализацию пространственного заряда электронов, испустивших ПОФ, что и приводит к значительному уменьшению амплитуды токовых колебаний.

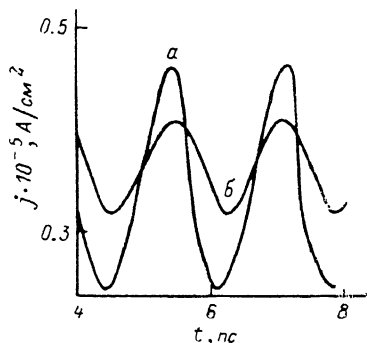


Рис. 3. Зависимость плотности тока от времени.

$T=4.2$ К, $U=1.15 \hbar\omega_0/e$, $N_D=10^{18}$ см $^{-3}$, $L=0.5$ мкм; а — InP, б — GaAs.

взаимодействию с ПОФ для $\mathcal{E} \geq \hbar\omega_0$, \mathcal{E} — энергия электрона) и электрическими взаимодействиями. Однако расчеты показывают, что для прямозонных соединений типа $A^{III}B^V$ размер облака $\sim \lambda$, т. е. определяется инерционностью эмиссии ПОФ. Следовательно, в условиях квазибаллистического транспорта в материалах с меньшими λ будут наблюдаться большие амплитуды колебаний тока. С целью выявления материалов с наименьшими λ было проведено исследование на классе прямозонных бинарных соединений типа $A^{III}B^V$. Средняя длина свободного пробега рассчитывалась с помощью выражения $\lambda(\mathcal{E}) = v(\mathcal{E})\tau(\mathcal{E})$. Среднее время свободного пробега $\tau(\mathcal{E}) = 1/\eta(\mathcal{E})$, где $\eta(\mathcal{E})$ — интенсивность электрон—ПОФ взаимодействия [5]. На рис. 2 приведены зависимости $\lambda(\mathcal{E})$ для различных прямозонных соединений типа $A^{III}B^V$. Из этих зависимостей видно, что с точки зрения создания квазибаллистических генераторов СВЧ колебаний наиболее перспективным материалом из исследуемого

класса соединений является InP, для которого $\lambda \sim 0.06$ мкм (для GaAs $\lambda \sim 0.14$ мкм). На рис. 3 показаны зависимости $j(t)$ для InP и GaAs. Видно, что при примерно равных средних токах амплитуда колебаний в InP примерно вдвое больше, чем в GaAs.

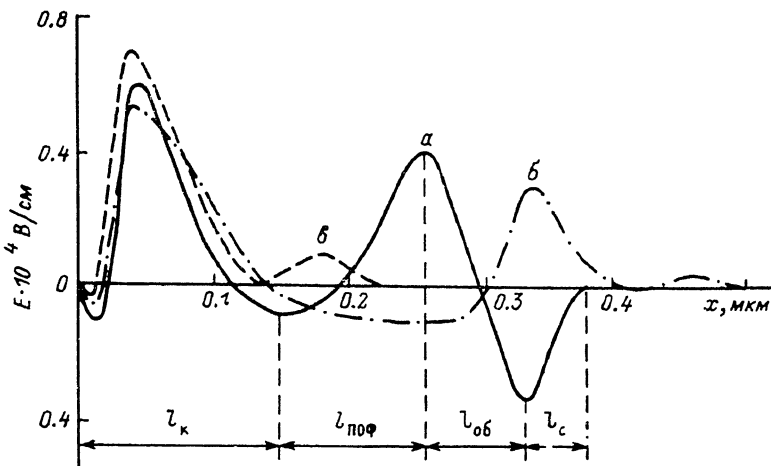


Рис. 4. Распределение электрического поля в базовой области InP-структуры в различные моменты времени t .

$T = 4.2$ К, $U = 1.15\hbar\omega_0/e$, $N_D = 2 \cdot 10^{19}$ см $^{-3}$, $L = 0.5$ мкм; t , пс: а — 5, б — 5.3, в — 5.7.

Из результатов расчетов следует, что характер развития неустойчивости сильно зависит от уровня легирования и длины базовой области структуры. В достаточно длинных базовых областях в определенные моменты времени реализуется распределение электрического поля, соответствующее чередованию областей отрицательного и положительного зарядов (рис. 4, а). В области пространственного заряда базы выделим четыре части: первую (l_k) вблизи катодного контакта, обусловленную баллистическим характером движения электронов на фоне равномерного заряда ионизированных доноров; вторую ($l_{\text{поф}}$), представляющую собой облако электронов, испустивших ПОФ; третью ($l_{\text{об}}$) — область обеднения; четвертую (l_c) — отрицательно заряженный слой, образованный вследствие взаимодействия электронов базы с облаком электронов, испустивших ПОФ. Эволюция этого распределения электрического поля (рис. 4)

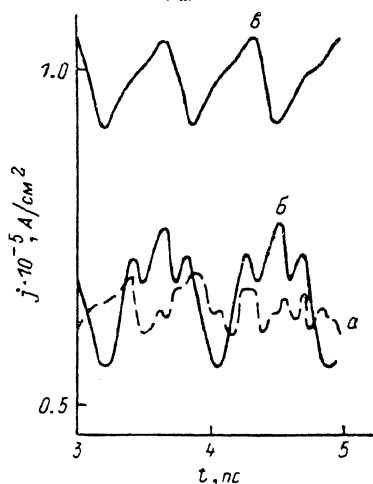


Рис. 5. Зависимость плотности тока от времени для $n^+ - n - n^+$ -структуры из InP.

$T = 4.2$ К, $U = 1.5\hbar\omega_0/e$, $N_D = 2 \cdot 10^{19}$ см $^{-3}$; L , мкм: а — 0.5, б — 0.25, в — 0.18.

приводит к зависимости $j(t)$, не имеющей регулярных колебаний (рис. 5, а). Значения N_D и L определяют характер протекания тока. Исследования показали, что для данного N_D существует оптимальная длина базовой области $l_{\text{онт}} \sim l_k + l_{\text{поф}} + l_{\text{об}}$, т. е. такая, при которой в базе отсутствует отрицательно заряженный слой за область обеднения ($l_c = 0$). В этом случае на зависимости $j(t)$ наблюдаются регулярные колебания с наибольшей амплитудой (рис. 5, б). Для $L < l_{\text{онт}}$ ($l_{\text{об}} \rightarrow 0$) регулярность колебаний не нарушается, но наблюдается существенное уменьшение их амплитуды (рис. 5, в).

Аналитическое определение $l_{\text{онт}}$ затруднительно ввиду сложности и нелокальности описываемой системы. Расчеты показали, что с увеличением N_D в базе

$l_{\text{опт}}$ уменьшается (для InP с $N_D=10^{16}$ см⁻³ имеем $l_{\text{опт}} \sim 0.5$ мкм). Таким образом, изменяя согласованно уровень легирования базы и ее длину $L=l_{\text{опт}}(N_D)$, можно получать СВЧ колебания различной частоты. Верхний частотный предел соответствует $L \sim \lambda$ и для InP может быть ~ 2000 ГГц. Отметим, что сокращение длины базовой области приводит к уменьшению степени влияния рассеяния электронов на понижированных примесных атомах, что может позволить получать генерацию в области более высоких температур.

Таким образом, исследование процессов квазибаллистического транспорта электронов показало, что из класса прямозонных бинарных соединений типа $A^{III}B^V$ наиболее перспективным с точки зрения создания генератора СВЧ колебаний является InP. На его основе можно создавать квазибаллистические генераторы в диапазоне частот от нескольких сот до ~ 2000 ГГц, работающие при гелиевых температурах.

Список литературы

- [1] Баннов Н. А., Лейман В. Г., Рыжий В. И. // Радиотехн. и электрон. 1981. Т. 26. В. 12. С. 2635—2642.
- [2] Баннов Н. А., Рыжий В. И., Федирко В. А. // Электрон. техн. Сер. 3. Микроэлектрон. 1981. № 3. С. 28—33.
- [3] Баннов Н. А., Рыжий В. И. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 4. С. 704—707.
- [4] Рыжий В. И., Баннов Н. А., Федирко В. А. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 5. С. 769—786.
- [5] Fawcett W., Boardman A. D., Swain S. // J. Phys. Chem. Sol. 1970. V. 31. N 9. P. 1963—1990.
- [6] Сигов Ю. С. // Численное моделирование коллективных процессов в плазме. М., 1980. С. 18—77.
- [7] Березин Ю. А., Вшивков В. А. Метод частиц в динамике разряженной плазмы. Новосибирск, 1980. 96 с.
- [8] Landölt H., Bornstein R. // Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaften. Heidelberg, 1987. V. 22. P. 82—135.

Сибирский физико-технический институт
им. В. Д. Кузнецова при ТГУ
Томск

Получена 10.10.1988
Принята к печати 9.06.1989