

практический интерес. Такие и подобные им процессы могут приводить к постепенному изменению параметров полупроводника и соответственно деградации приборов, созданных на его основе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Современные проблемы полупроводниковой фотоэнергетики (под ред. Т. Коутса, Дж. Микина), 307. М. (1988).
- [2] Физика соединений $A^{II}B^{VI}$ (под ред. А. Н. Георгобиани, М. К. Шейнкмана), 320. М. (1986).
- [3] В. И. Стриха, Е. В. Бузанева. Физические основы надежности контактов металл—полупроводник в интегральной электронике, 256. М. (1987).
- [4] C. Hurtes, M. Boulou, A. Mittonneau et al. Appl. Phys. Lett., 32, 821 (1978).
- [5] Y. Osami, K. Mitsuo. Japan. J. Appl. Phys., 22, 621 (1983).
- [6] Н. Н. Мельник, А. П. Оконечников. Корреляционный измеритель экспоненциальных периодических импульсов. ПТЭ, 5, 71 (1986).
- [7] D. V. Lang. J. Appl. Phys., 45, 3023 (1974).
- [8] Поликристаллические полупроводники. Физические свойства и применения (под ред. Г. Харбеке), 344. М. (1989).
- [9] Т. Матаре. Электроника дефектов в полупроводниках, 464. М. (1974).

Редактор В. В. Чалдышев

ФТП, том 26, вып. 9, 1992

ОСОБЕННОСТИ ДРЕЙФА НОСИТЕЛЕЙ ТОКА, РАССЕИВАЮЩИХСЯ НА ДВУМЕРНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ФОНОНАХ В СИЛЬНОНЕРАВНОВЕСНОМ СТАЦИОНАРНОМ СОСТОЯНИИ

А. Ю. Смирнов

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, 603600, Нижний Новгород, Россия

(Получено 10.01.1992. Принято к печати 7.04.1992)

1. Вопрос о зависимости дрейфовой скорости носителей тока в полупроводниковых структурах от напряженности приложенного к ним постоянного электрического поля имеет важное значение для физики полупроводников [1,2]. Известно, что при увеличении электрического поля значение дрейфовой скорости достигает насыщения [3], что обусловлено ростом интенсивности рассеяния горячих электронов или дырок колебаниями решетки. Информация о предельном значении скорости дрейфа весьма принципиальна для определения быстродействия транзисторов и других полупроводниковых приборов, использующих горячие носители тока [4]. Основным механизмом диссипации энергии и импульса таких носителей является рассеяние на оптических фононах, имеющее существенно неупругий характер.

В данной работе анализируется соотношение между дрейфовой скоростью v и напряженностью постоянного электрического поля E для квантовой частицы, взаимодействующей с двумерными оптическими фононами двух типов — полярным и деформационным. Пороговый характер рассеяния носителей тока на оптических фононах в двумерных системах приводит, к примеру, к неаналитическим токовым поправкам в случае теплых электронов [5], им же обусловлен ряд других нетривиальных эффектов [6]. Нас будет интересовать поведение дрейфовой скорости v как функции напряженности внешнего поля E в области насыщения, где дрейфовая энергия электронов становится сравнимой и даже может превышать энергию оптического фонона $\hbar\Omega_0$. Мы покажем, что

рассеяние на двумерных полярных оптических фононах обуславливает появление S-образного участка на графике функции $\nu(E)$ при достаточно большом значении напряженности электрического поля E . Для этого необходимо, чтобы вклад полярных оптических фононов в рассеяние носителей тока превышал вклад других механизмов рассеяния, в частности деформационных оптических фононов, проанализированных в данной работе. Взаимодействие носителей тока с фононным термостатом при значениях дрейфовой энергии $m\nu^2/2 = \hbar\Omega_0$ не может быть описано в рамках марковской модели, поэтому для расчета зависимости $\nu(E)$ мы используем микроскопический метод квантовых уравнений Ланжевена, развитый в работе [7].

2. Рассмотрим невырожденный газ носителей тока, к примеру электронов, в гетерополярном полупроводнике с изотропным параболическим законом дисперсии. Предположим, что концентрация этого газа достаточно мала, так что можно пренебречь межэлектронными столкновениями. Кинетика разреженного электронного газа будет определяться поведением отдельного носителя тока, взаимодействующего с фононами в присутствии постоянного электрического поля E . Уравнения движения такого носителя тока можно получить из полного гамильтониана электрон-фононной системы

$$\mathcal{H} = \hat{p}^2/2m - Q(r, t) - eEr(t) + F. \quad (1)$$

Здесь m — масса носителя тока с зарядом e , $Q(r, t) = \sum Q_k(t) e^{ikr(t)}$ — энергия электрон-фононного взаимодействия, F — собственный гамильтониан фононного поля, $r(t)$ и $p(t)$ — операторы координаты и импульса электрона. Из (1) следуют гайзенберговские уравнения движения для координаты частицы

$$\ddot{r}_j(t) = (1/m) \sum ik_j Q_k(t) e^{ikr(t)} + eE_j. \quad (2)$$

В это уравнение входит $Q_k(t)$ — полный гайзенберговский оператор фононного термостата, учитывающий изменение последнего под действием носителя тока, суммирование ведется по всем значениям волнового вектора фононов. При малом ангармонизме колебаний решетки невозмущенные фононные переменные $Q_k(t)$ будут иметь гауссовскую статистику. Из общей теории квантовых систем, взаимодействующих с гауссовским термостатом [7], следует выражение для полного оператора фононного поля

$$Q_k(t) = Q_k(t) + \int dt_1 \varphi_k(t - t_1) e^{-ikr(t_1)}. \quad (3)$$

В пространственно-однородном случае функция отклика свободного фононного поля

$$\varphi_k(t - t_1) = \langle (i/\hbar) [Q_k(t), Q_{-k}(t_1)] \rangle \eta(t - t_1), \quad (4)$$

$\eta(\tau) = 1$ при $\tau > 0$, $\eta(\tau) = 0$ при $\tau < 0$. Симметризуя правую часть уравнения (2) и подставляя туда соотношение (3), после исключения свободных фононных переменных приходим к квантовому уравнению Ланжевена для координаты электрона $r(t)$:

$$\ddot{r}_j(t) - \sum (ik_j/m) \int dt_1 \{ M_k(t - t_1) (i/\hbar) [e^{ikr(t)}, e^{-ikr(t_1)}]_- + \varphi_k(t - t_1) (1/2) [e^{ikr(t)}, e^{-ikr(t_1)}]_+ \} = \xi_j(t)/m + eE_j/m, \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} \xi_j(t) = & \sum (ik_j/2) [Q_k(t), e^{ikr(t)}]_- \\ & - \sum ik_j \int dt_1 M_k(t - t_1) (i/\hbar) [e^{ikr(t)}, e^{-ikr(t_1)}]_- \end{aligned}$$

— флуктуационный источник с нулевым средним значением $\langle \xi_j \rangle = 0$, $M_k(t-t_1) = \langle (1/2) [Q_k(t), Q_{-k}(t_1)]_+ \rangle$ — коррелятор невозмущенных фоновых переменных $Q_k(t)$, $M_k(\tau) = M_k(\tau) \eta(\tau)$.

3. В стационарном неравновесном состоянии импульс носителя тока будет состоять из дрейфовой компоненты mv , где v — дрейфовая скорость частицы, и релаксирующей к нулю добавки $q(t)$: $p(t) = mv + q(t)$. При этом эволюция координаты электрона за время порядка времени корреляции термостата $\tau_c \equiv \hbar k_D^2 / 2m$] $^{-1}$ описывается соотношением

$$r_j(t) = r_j(t_1) + v_j(t - t_1) + [p_j(t_1) - mv_j](t - t_1)/m. \quad (6)$$

Здесь k_D — максимальный волновой вектор фононов. Предполагалось также, что затуханием скорости электрона за время τ_c можно пренебречь: $\gamma\tau_c \ll 1$. Соотношение (6) позволяет упростить нелинейные слагаемые в уравнении (5). К примеру,

$$(i/\hbar) [e^{ikr(t)}, e^{-ikr(t_1)}]_- = (2/\hbar) \sin(\hbar k^2\tau/2m) e^{ik[r(t) - r(t_1)]}.$$

Предполагая, что релаксирующая компонента импульса $q(t)$ достаточно мала: $q(t) \ll mv$, приходим к двум уравнениям, определяющим дрейфовые и релаксационные характеристики носителя тока, взаимодействующего с фоновым термостатом в сильнонеравновесном стационарном состоянии, создаваемом постоянным электрическим полем E_j :

$$\begin{aligned} \sum_j k_j \int_0^\infty dt \left\{ (2/\hbar) M_k(\tau) \sin(\hbar k^2\tau/2m) + \varphi_k(\tau) \cos(\hbar k^2\tau/2m) \right\} \sin(kv\tau) &= eE_j, \\ \dot{q}(t) + \sum (k^2/m) \int_0^\infty dt \left\{ (2/\hbar) M_k(\tau) \sin(\hbar k^2\tau/2m) + \varphi_k(\tau) \cos(\hbar k^2\tau/2m) \right\} \times \\ &\times v \cos(kv\tau) q(t - \tau) = \xi_j(t). \end{aligned} \quad (7)$$

4. В данной работе нас интересует рассеяние электрона на оптических фононах в гетерополярных полупроводниках. При этом взаимодействие с деформационными оптическими фононами описывается потенциалом [8]

$$Q_d(r, t) = D_0 \sum (\hbar/2M\Omega_0)^{1/2} (k\xi_k) i \{ b_k(t) e^{ikr(t)} - b_k^+(t) e^{-ikr(t)} \},$$

где M — масса тонкой пленки, имеющей площадь S и толщину d ; Ω_0 — частота оптических фононов; D_0 — константа деформационного потенциала; b_k^+ , $b_k(t)$ — операторы рождения-уничтожения фононов в моде k , единичный вектор поляризации которой равен ξ_k . В континуальном пределе для функции отклика и функции корреляции свободных деформационных фононов получаем выражения

$$\varphi_d(k, \tau) = \lambda_d k^2 \sin(\Omega_0\tau) \eta(\tau); \quad M_d(k, \tau) = (\hbar/2) \lambda_d k^2 \operatorname{cth}(\hbar\Omega_0/2T) \cos(\Omega_0\tau),$$

где $\lambda_d = D_0^2 S/M\Omega_0$. Кроме этого, в гетерополярном полупроводнике весьма существенным является взаимодействие носителя тока с полярными оптическими фононами. Потенциал электрон-фононного взаимодействия в этом случае имеет вид [8]

$$Q_p(r, t) = e(2\pi\hbar\Omega_0/Sd\kappa^*)^{1/2} \sum (i/k) \{ b_k e^{ikr} - b_k^+ e^{-ikr} \}.$$

Здесь $1/\kappa^* = 1/\kappa_\infty - 1/\kappa_0$, κ_∞ и κ_0 — высокочастотная и статическая диэлектрические проницаемости кристалла. Для функции отклика и функции корреляции полярных оптических фононов находим

$$\varphi_p(k, \tau) = (\lambda_p/k^2) \sin(\Omega_0 \tau) \eta(\tau); \quad M_p(k, \tau) = (\hbar \lambda_p/k^2) \operatorname{cth}(\hbar \Omega_0/2T) \cos(\Omega_0 \tau),$$

где $\lambda_p = 4\pi e^2 \Omega_0 / dx^*$. Фононы обоих типов будут давать аддитивный вклад в соотношение (7) для дрейфовой скорости электрона в неравновесном стационарном состоянии: $I_p(v) + I_d(v) = eE$. Здесь $I_p(v)$ и $I_d(v)$ — «интегралы столкновений» частицы с полярными и деформационными оптическими фононами соответственно. Внешнее электрическое поле E при этом направлено по оси x , и, следовательно, дрейфовая скорость электрона будет иметь только x -компоненту $v_x = v$. Расчет интеграла $I_d(v)$ в двумерном случае приводит к результату

$$I_d(v) = \lambda_d m^3 \Omega_0 v [\operatorname{cth}(\hbar \Omega_0/2T) + 1] \left\{ \exp(-\hbar \Omega_0/T) (3mv^2/4\hbar \Omega_0 + 1) + (3mv^2/4\hbar \Omega_0 - 1) \eta(mv^2/2\hbar \Omega_0 - 1) \right\}.$$

Вклад двумерных полярных оптических фононов в рассеяние носителей тока при дрейфовых скоростях, меньших порогового значения $v < v_0$, где $v_0 = (2\hbar \Omega_0/m)$, весьма незначителен и пропорционален обратному времени жизни полярного оптического фонона τ_0^{-1} :

$$I_p(v) = (\lambda_p/4\pi v) [\operatorname{cth}(\hbar \Omega_0/2T) + 1] \left\{ \operatorname{arctg} \Delta_0 + \operatorname{arctg}(mv^2/2\hbar \Omega_0 - 1) \Delta_0 + \exp(-\hbar \Omega_0/T) [\operatorname{arctg}(mv^2/2\hbar \Omega_0 + 1) \Delta_0 - \operatorname{arctg} \Delta_0] \right\}.$$

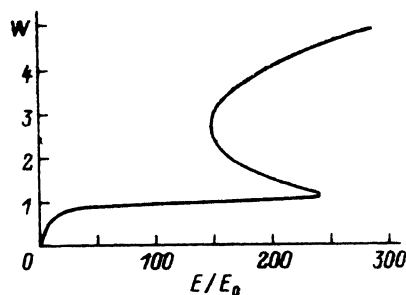
Безразмерный параметр $\Delta_0 = \Omega_0 \tau_0$ обычно имеет величину $\cong 10$. Учитывая аддитивность вклада деформационных и полярных оптических фононов в рассеяние носителей тока и нормируя напряженность внешнего поля E на величину E_0 , а дрейфовую скорость на пороговое значение v_0 , получаем окончательное соотношение, определяющее зависимость $v(E)$ в неравновесном стационарном состоянии ($W = v/v_0$):

$$W \left\{ \exp(-\hbar \Omega_0/T) [3W^2/2 + 1] + [3W^2/2 - 1] \eta(W - 1) + (R/W) \right\} \left\{ \operatorname{arctg} \Delta_0 + \operatorname{arctg}(W^2 - 1) \Delta_0 + \exp(-\hbar \Omega_0/T) [\operatorname{arctg}(W^2 + 1) \Delta_0 - \operatorname{arctg} \Delta_0] \right\} = E/E_0. \quad (8)$$

Здесь $R = (e^2/2\chi^*) (M/Sd) (\hbar/mD_0)^2$ — безразмерный параметр, отражающий относительный вклад полярных фононов в рассеяние носителей тока,

$$E_0 = 2 [\operatorname{cth}(\hbar \Omega_0/2T) + 1] (mD_0/h)^2 (S/M) (\Omega_0/ev_0).$$

При $m = 0.4m_0$, где m_0 — масса электрона, $\rho = M/Sd = 5$ г/см³, $d = 3$ нм, $1/\chi^* = 1/144$, $D_0 = 10$ эВ, $\hbar \Omega_0 = 5.2 \cdot 10^{-14}$ эрг, пороговая скорость $v_0 = 1.1 \cdot 10^7$ см/с, $R \cong 100$, $E_0 \cong 160$ В/см. Зависимость $W(E/E_0)$ при данных значениях параметров изображена на рисунке. При дрейфовых энергиях, превышающих энергию оптического фонона $\hbar \Omega_0$, функция $v(E)$ содержит S -образный участок. Наличие нелинейности такого типа коррелировано с зависимостью функции Грина полярных оптических фононов $\varphi(k, \tau)$ от волнового вектора: $\varphi(k, \tau) \sim 1/k^2$. Появление S -образного участка не связано с увеличением концентрации носителей и перегревом образца, мы остаемся в рамках одноэлектронного приближения. Отметим, что нелинейности



Зависимость нормированной на пороговое значение v_0 дрейфовой скорости носителя тока $W = v/v_0$ от напряженности постоянного электрического поля E , отнесенной к величине E_0 . $T = 150$ К, $v_0 = 1.1 \cdot 10^7$ см/с, $E_0 = 160$ В/см, $R = 100$.

подобного рода будут иметь место и в квазиодномерных системах, аналогичных рассмотренным в работе [9]. При измерении зависимости $\nu(E)$ следует ожидать резких скачков дрейфовой скорости, а также гистерезиса сопротивления образца как функции приложенного электрического поля E .

В заключение автор хотел бы поблагодарить А. А. Дубкова и А. В. Кузнецова за внимание к работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн. Электронные свойства двумерных систем, 416. М. (1985).
- [2] K. Hess. Sol. St. Electron., 21, 123 (1978).
- [3] Z. Dobrovolskis, K. Grigoras, A. Krotkus. Appl. Phys. Lett. A, 48, 245 (1989).
- [4] Ю. К. Пожела. Физика быстродействующих транзисторов, 367. Вильнюс (1989).
- [5] Ж. Канцлерис, А. Матулис. ЖЭТФ, 94, 376 (1988).
- [6] Ж. Канцлерис, А. Матулис. Теория теплых электронов. Вильнюс (1990).
- [7] Г. Ф. Ефремов, А. Ю. Смирнов. ЖЭТФ, 80, 1071 (1981).
- [8] И. М. Дыкман, П. М. Томчук. Явления переноса и флуктуации в полупроводниках. Киев (1981).
- [9] Д. В. Бородин, С. В. Зайцев-Зотов, Ф. Я. Надь. ЖЭТФ, 90, 318 (1986).

Редактор В. В. Чалдышев

ФТП, том 26, вып. 9, 1992

ПОЛОСКОВЫЕ ЗАРОЩЕННЫЕ AlGaAs-ГЕТЕРОЛАЗЕРЫ, ПОЛУЧЕННЫЕ МЕТОДОМ ЖИДКОФАЗНОЙ ЭПИТАКСИИ В ОДНОСТАДИЙНОМ ПРОЦЕССЕ

А. Б. Казанцев, В. Р. Ларионов, В. Д. Румянцев, Е. М. Танклевская,
В. П. Хвостиков

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021, Санкт-Петербург, Россия

(Получено 3.04.1992. Принято к печати 7.04.1992)

Минимальные значения пороговых токов в полосковых AlGaAs-гетеролазерах с квантово-размерной активной областью достигнуты в последнее время при выращивании структур методами молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) [1, 2], низкотемпературной жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) [3, 4], а также при использовании сочетаний этих методов [5]. Обычно процесс изготовления зарощенных AlGaAs-гетеролазеров полосковой геометрии осуществляется в две стадии [3-5]: в первом эпитаксиальном процессе выращивается планарная лазерная структура, а затем после фотолитографической обработки осуществляется наращивание полосковой структуры во втором эпитаксиальном процессе. Как правило, для наращивания используется метод ЖФЭ. Очевидно, такой двухстадийный процесс получения гетеролазеров является довольно длительным и трудоемким.

В настоящем сообщении представлены результаты по получению и исследованию полосковых квантово-размерных AlGaAs-гетеролазеров, в которых выращивание лазерной структуры и формирование полоскового канала протекания тока осуществляются методом ЖФЭ в одностадийном технологическом процессе.

При реализации такого процесса используются следующие обстоятельства.

Во-первых, при выращивании слоев $Al_xGa_{1-x}As$ методом ЖФЭ имеет место тенденция к планаризации поверхности растущих слоев, так что если подложка обладает рельефом, то скорости роста на выступающих участках подложки оказываются меньше, чем в углублениях [6].