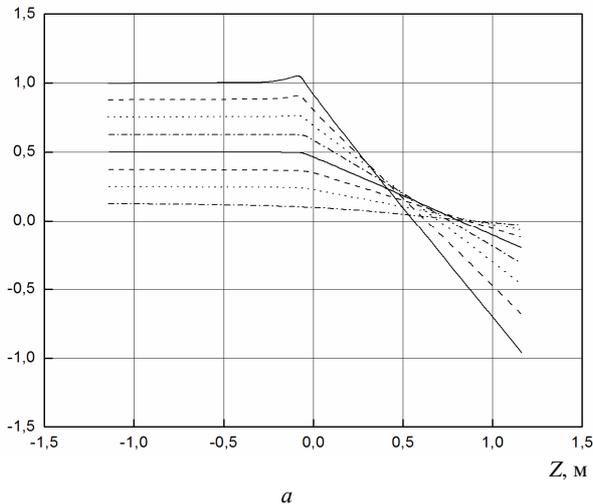




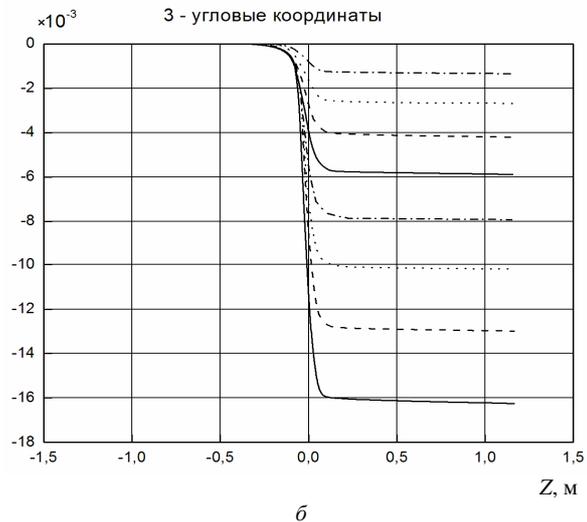
Заключение

Для получения решения нелинейных уравнений представление (11) оказалось продуктивным. Результат прохождения пучка

Радиус R , см



Угол R , рад



Траектории частиц пучка (а) и угловые координаты частиц вдоль пучка (б) в реальном магнитном поле соленоида. Приближение третьего порядка.

Внешние частицы пучка пересекают осевую линию намного раньше места предполагаемого фокуса линзы. Это приводит к существенному искривлению фазовых прямых. Уже к $z = 0.2$ м движение пучка перестает быть ламинарным, формируется трубчатая структура плотности тока. К $z = 0.4$ м

образуется довольно отчетливое гало вокруг центральной плотной области. В дальнейшем подобная структура сохраняется. Отметим большое влияние aberrации третьего порядка в приведенной линзе, тогда как хроматическая aberrация существенна лишь до $z = 0.4$ м.

УДК 537.86/87

РЕЗОНАНСНЫЕ СВОЙСТВА ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ С МОДУЛИРОВАННОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТЬЮ

В.А. Кузнецов

Саратовский государственный аграрный университет им. Н.И. Вавилова
E-mail: kuznetsov.va1948@yandex.ru



Показано, что в основе направленной самоорганизации электронного потока в полупроводниках может быть механизм, основанный на взаимодействии потока с неоднородностями, образованными фиксированным распределением диэлектрической проницаемости. В квазибаллистическом режиме рассмотрено поведение резонансных значений амплитуд скорости потока в зависимости от факторов неоднородности.

Ключевые слова: самоорганизация электронного потока, квазибаллистический режим, полупроводниковые структуры, гидродинамический метод, резонансные свойства, параметры неоднородности.

Resonant Properties of Electronic Flows in Semiconductor Structures with Modulated Dielectric Permeability

V.A. Kuznetsov

It is shown that the directed self-organizing of an electronic flow in semiconductors may be caused by a mechanism based on interaction of the flow with heterogeneities formed by a fixed distribution of dielectric permeability. The behavior of resonant amplitude values of the flow speed in a quasiballistic mode is considered depending on heterogeneity factors.

Key words: self-organizing of electronic flow, quasiballistic mode, semiconductor structures, hydrodynamical method, resonant properties, parameters of heterogeneity.



Основой для развития термодинамики неравновесных систем явилась работа [1], в которой рассматривались процессы самоорганизации. К числу таких процессов можно отнести образование пространственно-периодических структур (ППС) при движении электронов через плазму твёрдого тела, существенной особенностью которой является неравновесность плазменного состояния. Это связано с тем, что рабочая напряжённость электрического поля E , как правило, велика по сравнению с величиной kT/el , где k – постоянная Больцмана, T – температура, e – заряд электрона, l – характерный размер полупроводниковой структуры. В баллистическом (бесстолкновительном) режиме (БР) эта длина l меньше, чем длина релаксации по импульсу (l_r). В квазibalлистическом режиме (КР), когда существуют единичные акты рассеивания, указанные длины совпадают. В настоящее время с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии могут быть получены структуры на основе GaAs с общей толщиной 1–2 мкм, в которых реализуется БР при температуре 77 К [2]. При температуре жидкого гелия в Ge БР возможен на толщинах 20 мкм [3]. При указанных толщинах основные свойства среды (включая диэлектрическую проницаемость) сохраняют свой физический смысл, что даёт возможность использовать классический электродинамический подход. Следует отметить работу [4], в которой рассмотрена роль столкновений с оптическими фононами в динамике движения электронов. При энергиях, сообщённых электрону, больших, чем энергия оптического фонона, электрон практически мгновенно испускает оптический фонон и рассеивается на этих фононах, что приводит к переходу от БР к КР и далее к дрейфовому режиму. Поэтому для выполнения условий БР и КР обычно используют низкоэнергетические режимы.

Известна работа [5] по исследованию влияния нейтрализующего положительного заряда на образование ППС при движении электронного потока в вакууме, в которой определена реакция электронов на неоднородность распределения нейтрализующего положительного заряда. Если в вакууме условие, согласно которому скорость направ-

ленного движения v больше тепловой скорости v_T , легко выполнимо, то в полупроводниках оно реализуется при БР, т.е. при низких температурах и в высококачественных структурах. Физической причиной образования ППС при распространении электронного пучка в вакууме является кулоновское взаимодействие электронов с нейтрализующим положительным зарядом. В полупроводниковых структурах с изменяющейся диэлектрической проницаемостью, кроме кулоновского механизма, который в значительной мере ослаблен, образование и резонансные свойства ППС связаны с действием механизма, связанного с созданием встроенного градиента диэлектрической проницаемости χ и группировки электронного потока за счёт этого эффекта. Технология получения такой слоёной полупроводниковой структуры связана с методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Такие многослойные структуры, у которых модуляция χ и, следовательно, показателя преломления осуществляется в масштабе, сравнимом с длиной волны электромагнитного излучения, называются фотонными кристаллами и в настоящее время являются объектом исследований перспективного направления не только оптики, но и физики твёрдого тела. Сущность электродинамики в таких структурах такова. На границе двух слоёв (1 и 2) с разной χ выполняется условие равенства нормальной составляющей вектора электрического смещения:

$$\chi_1 E_1 = \chi_2 E_2. \quad (1)$$

Согласно вышеприведённому уравнению (1) электроны, переходя из области с большей диэлектрической проницаемостью в область с меньшей χ , попадают в область с более сильным полем и приобретают большую скорость. Для электронного потока имеет место уравнение непрерывности:

$$n_1 v_1 = n_2 v_2. \quad (2)$$

Из уравнения непрерывности (2) следует, что в области с большей скоростью концентрация электронов уменьшается и таким образом возникает группировка электронного потока. Внешним напряжением можно управлять этой группировкой, уменьшая или увеличивая градиент концентрации электро-



нов, что представляет несомненный интерес при разработках полупроводниковых приборов с управляемой концентрационной неоднородностью [6]. Выявленные условия существования КР и группировки электронов позволяют применить к задаче гидродинамический подход, в котором применяется приближение эффективной массы, взаимодействие с решёткой учитывается с помощью эффективных частот столкновений, поток носителей представляется потоком заряженной жидкости и т.д. Кроме того, поскольку скорости электронов не сильно различаются, то применение гидродинамического подхода для описания КБ переноса представляется в данном случае более адекватным, так как позволяет получить информацию о широком интервале изменений параметров более простым способом, чем в случае кинетического подхода [7].

Рассмотрим движение электронов в области $x > 0$, причём плоскость $x = 0$ является инжектирующей, и концентрация электронов в ней равна n_0 , концентрацию положительных ионов будем считать постоянной и равной n_i . Величина электрического поля зависит от пространственного распределения электронов, ионов, диэлектрической проницаемости структуры, которая изменяется по закону:

$$\chi = \chi_i - \chi_i^1 \sin(k_0 x) = \chi_i (1 - h \sin(k_0 x)), \quad (3)$$

где χ_i – постоянная составляющая диэлектрической проницаемости, χ_i^1 , k_0 – амплитуда и масштаб диэлектрической неоднородности, $h = \chi_i^1 / \chi_i$ – малая величина параметра неоднородности.

В стационарном случае уравнение непрерывности имеет вид

$$n v = n_0 v_0. \quad (4)$$

Уравнение движения электронов в гидродинамическом приближении запишется следующим образом:

$$v \frac{dv}{dx} = -\frac{e}{m} E - \varphi \cdot v - \frac{v_T^2}{n} \frac{dn}{dx}, \quad (5)$$

где m – эффективная масса электрона, φ – частота столкновений.

Уравнение поля примет вид

$$d(E\chi)/dx = -4\pi e(n - n_i). \quad (6)$$

Используем следующую нормировку:

$$\begin{aligned} \gamma &= n_i / n_0, \quad N = n / n_0, \quad V = v / v_0, \\ \varepsilon &= E / E_0, \quad V_T = v_T / v_0, \quad E_0 = 4\pi e n_0 / \chi k_p, \\ \omega_p^2 &= 4\pi e^2 n_0 / m \chi, \quad \eta = \varphi / \omega_p, \\ k_p &= \omega_p / v_0, \quad y = k_p x. \end{aligned}$$

Обозначим следующий параметр: $r = k_0 / k_p$ – нормированный масштаб неоднородности.

С учётом нормировки уравнения (4)–(6) примут вид

$$N V = 1, \quad (7)$$

$$(V^2 - V_T^2) dV/dy = -\varepsilon V - \eta V^2, \quad (8)$$

$$V(d\varepsilon(1 - h \sin(ry))/dy) = -1 + \gamma V. \quad (9)$$

Рассмотрим сначала однородный случай, когда $h = 0$. Это соответствует автономной системе уравнений

$$\frac{d\varepsilon}{dy} V = -1 + \gamma V, \quad (10)$$

$$(V^2 - V_T^2) \frac{dV}{dy} = -\varepsilon V - \eta V^2. \quad (11)$$

Равновесное решение этой системы при условии равенства нулю производных от ε и V по dy имеет вид

$$V^{(p)} = \gamma^{-1}, \quad N^{(p)} = \gamma, \quad \varepsilon^{(p)} = -\eta V^{(p)}. \quad (12)$$

Рассмотрим бесстолкновительный предел, при котором $\eta = 0$, а также случай, когда тепловая скорость пренебрежимо мала ($V_T \approx 0$). Тогда решения примут следующий вид:

$$V^{(p)} = \gamma^{-1}, \quad N^{(p)} = \gamma, \quad \varepsilon^{(p)} = 0. \quad (13)$$

В формулах (12) и (13) верхний индекс p означает равновесное значение. Решение системы дифференциальных уравнений (4)–(6) при условии $V_T = h = \eta = 0$ проведём с помощью метода разделения переменных, а константы интегрирования можно определить из граничных условий: при $y = 0$ $\varepsilon = \varepsilon_0$, $N = 1$, $V = 1$.

Окончательно получим:

$$\begin{aligned} -\frac{1}{2} \gamma^{\frac{1}{2}} \left[\left(\varepsilon_0^2 + \gamma(1 - \gamma^{-1})^2 - \gamma(V - \gamma^{-1})^2 \right)^{\frac{1}{2}} - \varepsilon_0 \right] - y \gamma^{\frac{3}{2}} = \\ = \arcsin \frac{\gamma(1 - \gamma^{-1})}{\left(\gamma(\varepsilon_0^2 + \gamma(1 - \gamma^{-1})^2) \right)^{\frac{1}{2}}} - \\ - \arcsin \frac{\gamma(V - \gamma^{-1})}{\left(\gamma(\varepsilon_0^2 + \gamma(1 - \gamma^{-1})^2) \right)^{\frac{1}{2}}}. \end{aligned} \quad (14)$$



Рассмотрим случай, когда $\gamma = 1$, тогда уравнение (14) примет вид

$$V = 1 + \varepsilon_0 \sin \left(y - \frac{\varepsilon_0}{2} + \frac{(\varepsilon_0^2 - (V-1)^2)^{\frac{1}{2}}}{2} \right). \quad (15)$$

Решаем уравнение (15) методом итерации. Пусть $\varepsilon_0 = 0$, тогда $V^{(0)} = 1$. Подставим эти значения в правую часть формулы (14), в результате получим:

$$V^{(1)} = 1 + \varepsilon_0 \sin y. \quad (16)$$

С учётом первого приближения получили

$$V = V^{(0)} + V^{(1)} = 2 + \varepsilon_0 \sin y. \quad (17)$$

Допустим, что $\gamma \neq 1$, и решим уравнение (14), подставляя значение $V^{(0)} = 1$ в левую часть указанного уравнения:

$$\frac{\gamma(V - \gamma^{-1})}{\left(\gamma(\varepsilon_0^2 + \gamma(1 - \gamma^{-1})^2) \right)^{\frac{1}{2}}} = \quad (18)$$

$$= \sin \left(y\gamma^{\frac{3}{2}} + \arcsin \frac{\gamma(1 - \gamma^{-1})}{\left(\gamma(\varepsilon_0^2 + \gamma(1 - \gamma^{-1})^2) \right)^{\frac{1}{2}}} \right).$$

С учётом первого приближения имеем:

$$V = 1 + \gamma^{-1} + \gamma^{-\frac{1}{2}} (\varepsilon_0^2 + \gamma(1 - \gamma^{-1})^2)^{\frac{1}{2}} \times \quad (19)$$

$$\times \sin \left(y\gamma^{\frac{3}{2}} + \arcsin \frac{\gamma(1 - \gamma^{-1})}{\left(\gamma(\varepsilon_0^2 + \gamma(1 - \gamma^{-1})^2) \right)^{\frac{1}{2}}} \right).$$

Как видно из формулы (19), пространственно-периодические решения для скорости определяются значениями ε_0 и γ и совпадают с результатами работы [5] для случая однородного распределения примеси.

Продифференцируем уравнение (8):

$$2V \frac{dV}{dy} + (V^2 - V_T^2) \frac{d^2V}{dy^2} = \quad (20)$$

$$= -\frac{d\varepsilon}{dy} V - \varepsilon \frac{dV}{dy} - 2\eta V \frac{dV}{dy} - \eta V^2.$$

Выразим ε из уравнения (8):

$$\varepsilon = -\frac{V^2 - V_T^2}{V} \frac{dV}{dy} - \eta V. \quad (21)$$

С учётом уравнений (9), (21) решение уравнения (20) ищем в виде суммы однородной составляющей скорости, равной $1/\gamma$, и

малой величины неоднородной составляющей скорости V^1 , зависящей от координаты. Тогда получаем уравнение

$$(1 - \gamma^2 V_T^2) \frac{d^2V^1}{dy^2} + \quad (22)$$

$$+ \gamma(2 + 3\eta - rh \cos(ry)) / \gamma \frac{dV^1}{dy} +$$

$$+ \gamma V^1 (\gamma^2 - 2\eta rh \cos(ry)) = \eta rh \cos ry.$$

Известно, что при низких температурах выполняется условие $\gamma^2 V_T^2 < 1$, тогда уравнение (22) является нелинейным неоднородным дифференциальным уравнением, вынуждающая сила которого имеет пространственный период воздействия, равный $2\pi/r$. Выясним условия, при которых данное уравнение линеаризуется. Так как $|\cos ry| \leq 1$, то для того чтобы коэффициент при V^1 был положительным, необходимо выполнение условия

$$\gamma^2 > 2hr\eta. \quad (23)$$

С учётом вышерассмотренных условий уравнение (22) примет вид

$$\frac{d^2V^1}{dy^2} + \gamma(2 + 3\eta - 1/2\eta) \frac{dV^1}{dy} + \gamma^3 V^1 = \quad (24)$$

$$= \eta rh \cos ry.$$

Введём стандартные обозначения: $2\delta = \gamma(2 + 3\eta - 1/2\eta)$ – параметр, характеризующий затухание; $\omega_0^2 = \gamma^3$ – квадрат частоты собственных пространственных колебаний; $y_0 = hr\eta$ – амплитуда вынуждающей силы.

С учётом вновь сделанных обозначений уравнение (24) принимает вид

$$\frac{d^2V^1}{dy^2} + 2\delta \frac{dV^1}{dy} + \omega_0^2 V^1 = \quad (25)$$

$$= y_0 \cos ry.$$

Решение этого уравнения равно сумме общего решения однородного и частного решения неоднородного дифференциального уравнения. Однако слагаемое, определяющее общее решение, играет существенную роль только на начальной стадии процесса. Нас интересует пространственный процесс, который является аналогом установившегося временного процесса, поэтому ищем решение в виде

$$V^1 = A \cos(ry - \theta), \quad (26)$$



где

$$A = \frac{y_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - r^2)^2 + 4\delta^2 r^2}}, \quad (27)$$

$$\theta = \arctg \frac{2\delta \cdot r}{\omega_0^2 - r^2}. \quad (28)$$

В данном режиме колебания могут стать резонансными. Определим резонансную величину r , при которой амплитуда колебаний A становится максимальной. Для этого продифференцируем уравнение (16), приравняем производную нулю и найдём решение получившегося уравнения, имеющее физический смысл:

$$r_{\max} = (\omega_0^2 - 2\delta^2)^{1/2}. \quad (29)$$

При слабом затухании ($\delta^2 \ll \omega_0^2$) получаем значение $r_{\max} = \omega_0$. Подставляя формулу (29) в формулу (27), получим:

$$Ar = y_0 / 2\delta(\omega_0^2 - \delta^2)^{1/2}. \quad (30)$$

Если $\delta \rightarrow 0$, Ar резко возрастает по величине и сдвигается в область больших значений r . Если $r \rightarrow 0$, то все кривые достигают значения статического отклонения $\Delta = y_0 / \omega_0^2$. С учётом обозначений получим:

$$\Delta = hr\eta / \gamma^3. \quad (31)$$

Из формулы (31) следует, что это отклонение определяется параметрами неоднородности. При слабом затухании резонансная амплитуда принимает вид

$$|Ar| \approx 2hr\eta^2 / \gamma^{5/2} (6\eta^2 + 4\eta - 1). \quad (32)$$

Анализируя полученную формулу (32), можно заключить, что при слабом затухании, характерном для КР, изменения частоты столкновений слабо влияют на амплитуду резонанса, а резонансные свойства ППС определяются масштабом и амплитудой неоднородности распределения диэлектрической проницаемости в полупроводниках, увеличение которых приводит к возрастанию градиента диэлектрической проницаемости и, как следствие, к увеличению резонансной амплитуды. Частота собственных колебаний влияет на положение резонансной частоты, а соотношение между концентрациями положительных ионов и электронов влияет на резонанс тем больше, чем меньше эта величина, так как большой объёмный положительный заряд затрудняет образование ППС.

Следует отметить, что КР находит всё большее применение при разработке полупроводниковых приборов нового типа. К их числу относится дефлектор инфракрасного излучения [8], в котором используется градиент статической диэлектрической проницаемости, рассмотренный в данной работе, и градиент концентрации электронов для управления оптическим излучением. Другой механизм (с использованием эффекта Шоттки) используется в БР для создания коммутирующих устройств [9]. Немаловажной причиной, привлёкшей внимание к БР в полупроводниках, стал эффект всплеска скорости, который позволил значительно увеличить быстродействие полупроводниковых приборов [10]. Таким образом, использование БР и КР в полупроводниках позволяет создавать приборы, которые являются аналогами оптических призм и линз и обладают лучшими параметрами по сравнению с обычными полупроводниковыми устройствами, работающими в дрейфовом режиме.

Автор выражает благодарность Д.А.Усанову за внимание и интерес к этой работе.

Список литературы

1. Николас Р., Пригожин И. Самоорганизация в неравновесных системах. М.: Мир, 1979. 407 с.
2. Рыжий В.И., Баннов Н.А., Федирко В.А. Баллистический и квазibalлистический транспорт в полупроводниковых структурах // ФТП. 1984. Т.18, №5. С.769–785.
3. Вул Б.М., Шотов А.П. Ударная ионизация в полупроводниках // Проблемы современной физики. Л.: Знание, 1980. С.93–100.
4. Баннов Н.А., Лейман В.Г., Рыжий В.И. О протекании тока через полупроводниковые слои субмикронной толщины в квазibalлистическом режиме // Радиотехника и электроника. 1981. Т.26, №12. С. 2635–2639.
5. Ермолаев Ю.А., Санин А.Л. Волны резонансных структур в плазме // 6-я Всесоюз. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Л.: Знание, 1983. С.375–377.
6. Антонов В.В., Кузнецов В.А. Взаимодействие лазерного излучения инфракрасного диапазона с управляемой концентрационной неоднородностью // Радиотехника и связь: Межвуз. науч. сб. / Саратов. гос. техн. ун-т. Саратов, 2009. С.305–314.
7. Shur M., Eastman L. Ballistic transport in semiconductors // IEEE Trans. Electron Devices. 1979. Vol.26, №11. P.12–30.
8. Антонов В.В., Кузнецов В.А. // Пат. 85234 РФ. МКИ G01N 21/00. Дефлектор инфракрасного излучения. Оpubl. 27.07.2009. Бюл. № 21. С.54–57.
9. Шик А.Я. Физика низкоразмерных систем. СПб.: Наука. Санкт-Петербург. отд-ние, 2001. 160 с.
10. Шур М. Современные приборы на основе арсенида галлия. М.: Мир, 1991. 632 с.