

АН
ИПФ
СССР

**ГОРЯЧИЕ ЭЛЕКТРОНЫ
В ПОЛУПРОВОДНИКАХ
стриминг и анизотропные
распределения
в скрещенных полях**



Горький

**АКАДЕМИЯ НАУК СССР
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ**

**ГОРЯЧИЕ ЭЛЕКТРОНЫ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ:
СТРИМИНГ И АНИЗОТРОПНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
В СКРЕШЕННЫХ ПОЛЯХ**

Сборник научных трудов

Горький 1983

Издано по решению Редакционно-издательского
совета Института прикладной физики АН СССР

УДК 621.315.592

Сборник содержит статьи проблемного плана, в которых обсуждаются условия возникновения анизотропных распределений горячих электронов, проявления анизотропии распределений в вольт-амперных характеристиках и шумах горячих электронов, исследования влияния анизотропии на СВЧ-отклик и др.; дается развернутая и достаточно полная картина этой развивающейся области физики полупроводников.

Сборник предназначен для специалистов по физике полупроводников и полупроводниковой электронике, а также для аспирантов и студентов соответствующих специальностей.

Р е д а к ц и о н н а я к о л л е г и я

А. А. АНДРОНОВ (отв. редактор),
Ю. К. ПОЖЕЛА (отв. редактор), А. М. БЕЛЯНЦЕВ,
Н. А. ГОРОДЕЦКАЯ (отв. секретарь)

ПРЕДИСЛОВИЕ

Интерес к исследованиям горячих электронов в полупроводниках не затихает вот уже более трех десятков лет. Оказалось, что разогретый полем или светом газ свободных носителей заряда в полупроводниках обладает целым рядом специфических свойств, которые можно использовать при создании различных твердотельных приборов. Такие свойства горячих электронов, как междолинный переборс и лавинная ионизация, легли в основу при создании активных СВЧ-приборов. Практически весь прогресс твердотельной электроники в СВЧ-диапазоне в последнее десятилетие был определен успехами в исследованиях горячих электронов.

Горячие электроны принято представлять как газ с некоторой температурой выше равновесной. Полагается, что для горячих электронов функция распределения по энергиям имеет вид распределения Максвелла – Больцмана с некоторой эффективной температурой. Однако, как правило, такое распределение для горячих электронов не реализуется: оно в различной степени деформируется. Температуру электронов для таких деформированных функций распределения строго ввести нельзя и понятие "горячие электроны" и их температура фигурируют лишь как мера их средней энергии.

В последние годы высказаны идеи, что не только разогрев электронов, но и сама деформация их функции распределения ведет к появлению у полупроводников весьма специфических свойств, которые могут найти практическое применение. Наиболее интересным представляется крайний случай деформации функции распределения, когда электроны в пространстве импульсов вытягиваются на прямой линии вдоль действия силы электрического поля и функция распределения принимает иглообразный характер. Образование иглообразной функции распределения, или, как принято называть это

явление, стриминг, возникает при наличии двух факторов: сильного неупругого рассеяния, после которого электрон практически останавливается, и слабого рассеяния в промежутках между неупругими столкновениями. Еще в 1966г. И. Б. Левинсон с соавторами обратили внимание на специфичность гальваномагнитных свойств систем, в которых осуществляется стриминг. Выполненные в последующие годы теоретические и экспериментальные исследования полупроводников, в которых реализуется сильное взаимодействие носителей заряда с оптическими фононами, показали существование целого класса гальваномагнитных явлений, обусловленных стримингом. Особенно это относится к случаям скрещенных электрических и магнитных полей, когда иглообразное распределение заворачивается магнитным полем. Сегодня исследования систем с сильным неупругим взаимодействием интенсивно ведутся как у нас в Союзе, так и за рубежом, и можно ожидать, что специфические свойства горячих электронов в таких системах в ближайшее время найдут практическое применение в быстродействующей твердотельной электронике.

Настоящий сборник представляет собой первое в мировой литературе собрание статей проблемного плана по анизотропным распределениям горячих электронов в полупроводниках. В сборнике участвуют практически все исследователи, активно разрабатывающие эту область в нашей стране, и в нем отражены все основные идеи и работы, выполненные на сегодняшний день^{*1}.

Сборник представляет интерес для широкого круга исследователей, занимающихся физикой полупроводников, полупроводниковой электроникой, физикой горячих электронов.

А.А.Андронов, Ю.К.Пожеда

*1) Сильная деформация функции распределения может привести к инверсии в распределении горячих электронов и к возникновению лазерного действия в субмиллиметровом и длинноволновом инфракрасном диапазонах. Эти вопросы обсуждаются подробно в книге: Инвертированные распределения горячих электронов в полупроводниках: Сб. статей / Под ред. А.А.Андропова, Ю.К.Пожеды. Горький: ИПФ АН СССР, 1983.

СТРИМИНГ - СИЛЬНО АНИЗОТРОПНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ГОРЯЧИХ НОСИТЕЛЕЙ В ПОДУПРОВОДНИКАХ

В.А.Валов, В.А.Козлов, Л.С.Мазов, И.М.Нефедов

I. ВВЕДЕНИЕ

Термин "стриминг" (streaming) был введен в работе Пинсона и Брея [1] для описания сильно вытянутого вдоль электрического поля E (анизотропного) распределения горячих дырок в p - Ge . Эти распределения были обнаружены в чистом p - Ge в сильных электрических полях при низких температурах решетки, когда существенно сильно неупругое рассеяние горячих носителей на оптических фононах. Исследование спектров поглощения поляризованного света на дырках в Ge в сильных полях, выполненное Пинсоном и Бреем [1], Байнхэмом, Брауном и Пейджем [2], позволило определить симметричную часть функции распределения, а также степень ее анизотропии. В результате было доказано, что при определенных условиях функция распределения горячих дырок анизотропна и носит существенно нематвелловский характер. Отметим, что особенности движения носителей при неупругом рассеянии на оптических фононах, которые и приводят к появлению анизотропных распределений в p - Ge , обсуждал еще Шюкли [3] в 1951 г. при интерпретации экспериментов Райдера [4, 5] по исследованию подвижности горячих носителей в Ge в сильном поле.

Опишем качественно динамику движения носителей в условиях стриминга. При энергии горячих носителей $\epsilon < \hbar\omega_0$ (так называемая пассивная область по терминологии Восиллуса и Левинсона [6], где $\hbar\omega_0$ - энергия оптических фононов) носители ускоряются электрическим полем и движутся

почти без столкновений до $\varepsilon = \hbar\omega_0$, затем при $\varepsilon > \hbar\omega_0$ (активная область) быстро (в масштабе времени $\tau_0 = 1/\nu_0$) испускают оптический фотон, теряют свою энергию и переходят снова в пассивную область, в окрестность $\varepsilon \approx 0$. Характерная частота столкновений в активной области — частота спонтанного испускания оптического фотона $\nu_0 = eE_0/\rho_0$, а характерная частота столкновений в пассивной области ν , которая, как правило, меньше ν_0 , определяется квазиупругими процессами рассеяния; E_0 — характерное поле оптического рассеяния [7]; $\rho_0 = (2m^*\hbar\omega_0)^{1/2}$; m^* — эффективная масса носителя; величины ν_0 и E_0 для ряда полупроводников приведены ниже.

Циклическое движение горячих носителей в импульсном пространстве под действием поля E от $\varepsilon = 0$ до $\varepsilon = \hbar\omega_0$ и периодическое испускание оптического фотона (при достижении электроном энергии $\varepsilon = \hbar\omega_0$) приводят к существованию в системе горячих носителей пролетной частоты $\nu_E = eE/\rho_0$, на которую указал Прайс [8] в связи с анализом шумов горячих электронов.

В 1966 г. Куросава [9] выполнил расчеты функции распределения в p - $\hbar\varepsilon$ в сильных электрических полях с учетом рассеяния на оптических и акустических фотонах, используя метод Монте-Карло. Эти расчеты позволили найти степень анизотропии функции распределения и связать вид функции распределения в p - $\hbar\varepsilon$ с вольт-амперными характеристиками (ВАХ) [10].

Следуя экспериментальной методике, изложенной в статье [1], эксперименты по определению вида функции распределения в p - $\hbar\varepsilon$ были повторены в работах [11,12], где непосредственно проводилось и сравнение с результатами расчетов методом Монте-Карло. Аналитические расчеты вида функции распределения, дифференциальной проводимости, высокочастотных эффектов и спектра шумов при резко анизотропном распределении горячих носителей с использованием различных упрощающих предположений были сделаны в работах [8,13-18], а расчеты дрейфовой скорости горячих электронов и ВАХ в полярных полупроводниках n - InSb и n - GaAs с использованием метода Монте-Карло проведены, например, в работах [19-23].

Интерес к распределениям типа стриминга вызван прежде всего тем, что именно в условиях сильной анизотропии функции распределения возможны инверсия в распределении

горячих носителей, пролетная динамическая отрицательная дифференциальная проводимость (ОДП), различного рода токовые неустойчивости и др. Изучение и разработка всех этих явлений в конечном итоге смогли бы привести к созданию активных приборов миллиметрового, субмиллиметрового и дальнего инфракрасного диапазонов длин волн, так как характерные частоты системы горячих носителей в рассматриваемых условиях лежат именно в этих диапазонах. Трудность анализа поведения горячих носителей при стриминге прежде всего связана с тем, что методы, обычно используемые в теории горячих электронов (см., например, [24-26]), здесь не применимы. Поэтому для определения параметров и характеристик функции распределения в условиях стриминга необходимо описание поведения горячих носителей, основанное на полном анализе уравнения Больцмана, или же проведение прямых экспериментов. В настоящее время наиболее удобным и широко распространенным методом численного решения кинетического уравнения является метод Монте-Карло, который был впервые применен для расчета характеристик горячих носителей в полупроводниках Куросавой в 1966 г. [9]. В то же время, как показано ниже, основные черты и характеристики распределений типа стриминга могут быть поняты из простых качественных соображений, учитывающих особенности движения в импульсном пространстве и рассеяния носителей на оптических фонах.

В настоящей работе дано общее описание стриминга, рассматриваются характерные черты анизотропных распределений в $n\text{-InSb}$, $n\text{-GaAs}$, $p\text{-Ge}$ на основе экспериментальных данных и численного моделирования методом Монте-Карло, обсуждается ряд эффектов, возникающих с приложением к полупроводникам (конкретно к $n\text{-InSb}$) продольного магнитного поля $\vec{B} \uparrow \uparrow \vec{E}$ в условиях стриминга.

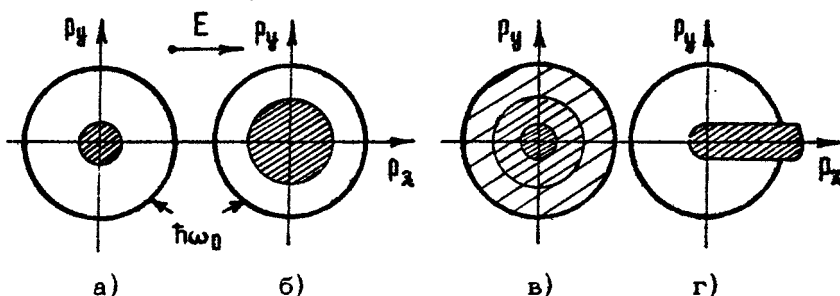
II. ОБЩЕЕ ОПИСАНИЕ СТРИМИНГА

1. Эволюция функции распределения горячих носителей с ростом электрического поля

Прежде чем перейти к непосредственному описанию и обсуждению стриминга, проследим за эволюцией функции распределения носителей, происходящей с ростом электрического поля \vec{E} , предполагая, что электрон-электронные столкновения не важны. Схематически эволюция показана на рис. 1

$$\left(\begin{aligned} \text{а} - f &\sim \exp\left[-\frac{p^2}{2m^*kT}\right]; & \text{б} - f &\sim \exp\left[-\frac{E_0^2}{2E^2}\left(\frac{p^2}{2m^*kT}\right)^2\right]; \\ \text{в} - f &\sim \int_0^{p_0} \nu/p^2 dp; & \text{г} - f(p_{\perp}) &\sim \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{2}{3}\frac{E}{E_0}\left(\frac{p}{p_0}\right)^3\right] dp_x. \end{aligned} \right).$$

Окружность, проведенная жирной линией, соответствует энергии оптического фонона $\hbar\omega_0$; в дальнейшем везде будем считать, что температура решетки $T \ll \hbar\omega_0/k$.



Р и с. 1. Эволюция функции распределения горячих носителей с ростом электрического поля.

Штриховкой показаны области наибольшей плотности функции распределения в импульсном пространстве

В слабом поле E разогрев носителей незначителен, выполняется неравенство $\langle \epsilon \rangle - \langle \epsilon_0 \rangle \ll \langle \epsilon_0 \rangle$, где $\langle \epsilon \rangle$ и $\langle \epsilon_0 \rangle$ — средние значения энергии носителей при наличии и в отсутствие электрического поля, а функция распределения близка

к максвелловской (рис. 1,а). Ограничение на величину поля E для этого случая может быть легко получено из уравнений баланса энергии и импульса: $e^2 E^2 / m^* \nu_p \nu_\epsilon \ll kT$, где ν_p и ν_ϵ — частоты релаксации импульса и энергии соответственно при $e < \hbar\omega_0$.

При увеличении поля E , когда рассеяние горячих носителей еще квазиупруго, функция распределения почти изотропна, и ее можно описать уравнением диффузионного типа в энергетическом пространстве [27], что было показано еще в работах Давыдова [28–30]. Из уравнения диффузии в этом случае находится функция распределения типа Дрюнвестейна [31], которая уже зависит от электрического поля (рис. 1,б), но тем не менее слабо анизотропна. Такая функция распределения может быть реализована при следующих условиях на поле E :

$$kT < e^2 E^2 / m^* \nu_p \nu_\epsilon \ll \hbar\omega_0.$$

Однако, несмотря на то что рассеяние в пассивной области носит квазиупругий характер, при определенных условиях разогрева носителей важную роль в формировании функции распределения начинает играть взаимодействие горячих носителей с оптическими фонами. Такая ситуация возможна, если рассеяние импульса горячих носителей идет за счет квазиупругих механизмов рассеяния, а диссипация энергии происходит за счет спонтанного излучения оптических фононов. В этом случае функция распределения может быть получена из уравнения

$$\frac{\rho^2 e^2 E^2}{3m^* \nu(p)} \frac{df_0}{dp} = \text{const}, \quad (1)$$

которое означает постоянство диффузионного потока носителей внутри пассивной области. Этот случай обсуждался Рабиновичем [32] и Грибниковым с Кочелапом [33]. Как видно из уравнения (1), функция распределения не зависит от поля E , поэтому в работах [34–35], где было экспериментально исследовано это распределение, соответствующая ему область электрических полей $\nu_\epsilon \hbar\omega_0 / \nu_p < e^2 E^2 / m^* \nu_0^2 \ll \hbar\omega_0$ была названа областью квазиомического участка (рис. 1,в).

При дальнейшем увеличении поля E в чистых полупро-

водниках при $kT \ll \hbar\omega_0$ рассеяние как импульса, так и энергии горячих носителей происходит за счет спонтанного излучения оптического фонона. Это возможно в полях, удовлетворяющих условию

$$\nu \ll eE/p_0 < \nu_0, \quad (2)$$

где ν — частота квазиупругих столкновений при $\epsilon < \hbar\omega_0$, а $\nu_0 = eE_0/p_0$. Функция распределения становится здесь сильно анизотропной и вытягивается вдоль электрического поля (рис. 1, г). Это распределение и называется стримингом. Как видно из рисунка, при стриминге функция распределения сильно отличается от рассмотренных выше своей анизотропией, так как распределения, приведенные на рис. 1, а, б, в, слабо анизотропны. Особенности функции распределения при стриминге связаны с динамикой циклического движения горячих носителей при неупругом рассеянии на оптических фононах (см. разд. I).

И наконец, если электрическое поле становится существенно больше характерного поля E_0 , то функция распределения сильно расплывается и носители глубоко проникают в активную область, а для больших энергий носителей $\epsilon \gg \hbar\omega_0$ рассеяние и на оптических фононах можно приближенно считать квазиупругим.

2. Идеальный стриминг

Идеальный стриминг в системе носителей возможен в условиях, когда $\nu_0 \rightarrow \infty$ в активной области ("крыша", соответствующая энергии оптического фонона $\hbar\omega_0$, абсолютно жесткая) и $\nu = 0$ в пассивной области энергий (отсутствии квазиупругих столкновений при $\epsilon < \hbar\omega_0$). В этом случае функция распределения горячих носителей описывается иглообразной функцией Баратфа [36]:

$$f_p = \frac{N}{p_0} \delta(p_x) \delta(p_y) \theta(p_z); \quad 0 \leq p_z \leq p_0, \quad (3)$$

где N — концентрация носителей; $\theta(p_z)$ — тета-функция ($\theta = 0$ при $p_z < 0$ и $\theta = 1$ при $p_z > 0$); коэффициент N/p_0 определяется нормировкой на полное число частиц:

$\int f d^3 p = N$; $e\vec{E}$ направлено вдоль оси \vec{x} .

Зависимость f_p от p_x в пространстве импульсов показана на рис. 2, а, б. В подобных условиях система носителей обладает собственными резонансными частотами [8, 14]. Действительно, кинетическое уравнение для возмущенной функции распределения f_{\sim} на частоте ω при $\vec{E}_{\sim} \parallel \vec{p}_x$ имеет вид

$$i\omega f_{\sim} - eE \frac{\partial f_{\sim}}{\partial p_x} = 0. \quad (4)$$

Нетривиальное решение этого уравнения, удовлетворяющее условию сохранения числа частиц $\int_{-\infty}^{\infty} f_{\sim} d p_x = 0$, получается в случае $\omega \rho_0 / eE = 2\pi n$, т. е. модель обладает собственными частотами

$$\omega = n\Omega; \quad \Omega = 2\pi eE/\rho_0 \quad (5)$$

и собственными функциями

$$f_{\sim} = A \exp[2\pi i N p_x / \rho_0]. \quad (6)$$

Наглядно это можно пояснить так: любое возмущение на функции распределения (см. рис. 2, б) перемещается вдоль оси p_x с постоянной скоростью, исчезает при $p_x = \rho_0$ и вновь появляется в точке $p_x = 0$. Это и есть собственные колебания функции распределения, которые могут приводить к резонансам и ОДП в области высоких частот. Отметим, что в рассматриваемом случае, когда $\vec{E}_{\sim} \parallel \vec{E}$, электрический ток

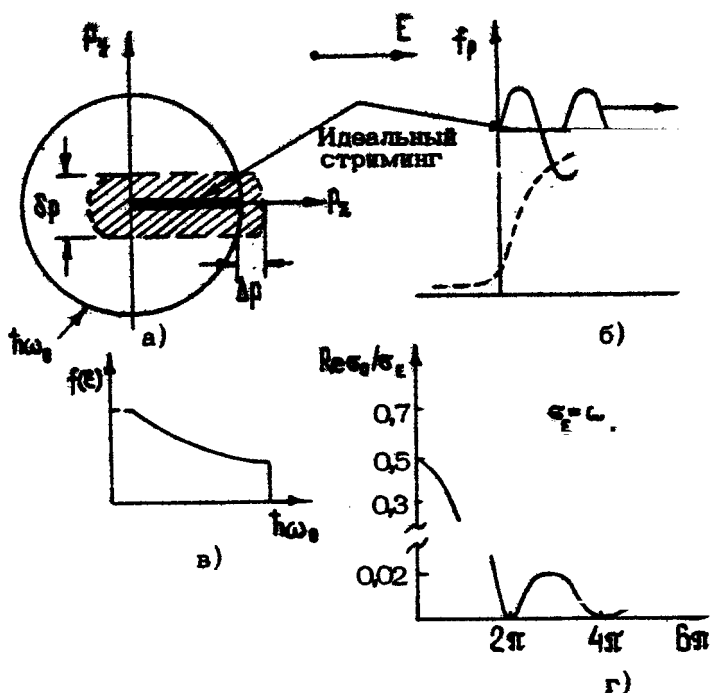
$$\vec{j} = \frac{e N \rho_0}{2\pi} \left(\frac{p_x}{\rho_0} \right) \vec{x}_0 \quad (7)$$

не зависит от поля и дифференциальная проводимость равна нулю.

Конечное значение дифференциальной проводимости в условиях идеального стриминга можно получить, если слабое переменное поле \vec{E}_{\sim} частотой ω приложено перпендикулярно тянущему полю \vec{E} , так что полное поле

$$\vec{E}_{\text{пол}} = -E_{\sim} \vec{x}_0 - E \vec{x}_0, \quad (8)$$

где \vec{x}_0 , \vec{x}_0 — единичные векторы, $E_{\sim} \ll E$.



Р и с. 2. Идеальный стриминг. Пунктир-
 зано распределение при учете конечно-
 новення носителей в активную область

В этом случае кинетическое уравнение для пе
 функции распределения f_{\sim} может быть записав

$$i\omega f_{\sim} + eE \frac{\partial f_{\sim}}{\partial p_x} + eE_{\sim} \frac{\partial f_{\sim}}{\partial p_z} = I_{\sim} \delta(p_x) \delta(p_y) \delta(p_z),$$

где f_{\sim} - функция распределения при $\omega=0$, I_{\sim}
 известная амплитуда источника, определяемая элек.
 достигшими "крыши" и возвращающимися в точк,
 Решая уравнение (9) с условиями нормировки

$$N_{\sim} = \int f_{\sim} d^3 \vec{p} = 0,$$

получаем значение $I_{\sim}=0$ и тензор дифференциальной
 демости горячих носителей:

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_0 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (11)$$

где

$$\epsilon_0 = \frac{\epsilon - \epsilon_0}{\epsilon_0} = \frac{e N p_0}{m^* E} \left(\frac{1}{i\beta} + \frac{1 - e^{-i\beta}}{\beta^2} \right);$$

$$\beta = \omega / \omega_E; \quad \omega_E = e E / p_0.$$

Из выражения (11) легко найти действительную часть дифференциальной проводимости

$$\operatorname{Re} \epsilon_0 = \frac{\omega_p^2}{4\pi\omega_E} \frac{1 - \cos\beta}{\beta^2} \gg 0, \quad (12)$$

причем $\operatorname{Re} \epsilon_0 = 0$ при $\beta = 2\pi n$, т. е. на резонансных частотах (см. рис. 2, г).

Таким образом, при идеальном стриминге реальная часть проводимости больше или равна нулю.

Если проинтегрировать выражение (3) по телесному углу Ω , то получаем функцию распределения по энергии

$$f_e = \frac{1}{4\pi} \int f_p(\vec{p}) d\Omega = \frac{A}{\beta^2} f_e(\hbar\omega_p) \frac{\hbar\omega_p}{\epsilon}; \quad \epsilon = p^2/2m^*. \quad (13)$$

3. Стриминг при учете конечной величины проникновения носителей в активную область

В реальных полупроводниках частоты столкновений в пассивной (ν) и активной (ν_0) областях конечны и обычно выполняется условие $\nu \ll \nu_0$. Здесь, в общем случае, найти аналитически функцию распределения горячих носителей не представляется возможным. Однако, как было показано в [37, 38], несмотря на сильную анизотропию при стриминге, кинетическое уравнение с интегралом столкновений, описывающим спонтанное испускание оптических фотонов, можно решить с помощью теории возмущений, если

электрическое поле $E \ll E_0$. Такое решение позволяет определить характеристики функции распределения и понять основные особенности, присущие стримингу.

Опишем кратко метод решения. Вероятность перехода носителя в единицу времени из состояния \vec{p} в \vec{p}' за счет спонтанного излучения оптического фонона имеет вид

$$W(\vec{p}, \vec{p}') d^3 p' = \begin{cases} \frac{1}{\pi} \frac{e E_0}{|\vec{p} - \vec{p}'|^2} \delta(p^2 - p'^2 - p_0^2) d^3 p' & \text{(полярное рассеяние) (а)} \\ \frac{1}{\pi} \frac{e E_0}{p_0^2} \delta(p^2 - p'^2 - p_0^2) d^3 p' & \text{(деформационное рассеяние) (б)} \end{cases} \quad (14)$$

Для полярного рассеяния $E_0 = (m^* e \omega_0) (\epsilon_\infty^{-1} - \epsilon_0^{-1}) / \hbar$, для деформационного $E_0 = (Dk_D)^2 m^{*2} / \pi p e \hbar^2$ (см. [7]), где ω_0 - частота оптического фонона, ϵ_0 и ϵ_∞ - диэлектрическая проницаемость решетки на нулевой и высокой частотах соответственно, $(Dk_D)^2$ - константа деформационного взаимодействия с оптическими фононами, ρ - плотность кристалла. При полярном рассеянии знаменатель $|\vec{p} - \vec{p}'|^2$ (14, а) приводит к более вероятному рассеянию носителей на малые углы θ [39], в то время как для деформационного рассеяния зависимость от угла θ отсутствует (θ - угол между \vec{p} и \vec{p}'). Условие $E \ll E_0$, при котором функцию распределения можно найти методом теории возмущений, означает, что в активной области импульсного пространства функция распределения $f^a(\vec{p})$ быстро спадает с ростом p , так как носители не проникают глубоко за "крышу" $\hbar\omega_0$ пассивной области и при $\epsilon > \hbar\omega_0$ находится малая часть горячих носителей. Поэтому кинетическое уравнение удобно решать, разбив импульсное пространство на две области - активную и пассивную. Причем для активной области ($\epsilon > \hbar\omega_0$) можно пренебречь в кинетическом уравнении членом прихода из области $p > \sqrt{2} p_0$ ($\epsilon > 2\hbar\omega_0$). Тогда в правой части кинетического уравнения нужно учесть лишь член ухода, связанный со спонтанным излучением оптических фононов (считаем $kT \ll \hbar\omega_0$).

В этом приближении кинетическое уравнение в активной области можно представить в виде [40].

$$eE \frac{\partial f^a}{\partial p_x} = f^a \int W(\vec{p}, \vec{p}') d^3 p' = -2 \frac{eE_0}{p_0} \left(\frac{p^2 - p_0^2}{p_0^2} \right)^{1/2} f^a, \quad (15)$$

где $\vec{E} \uparrow \vec{p}_x$. Откуда функция распределения

$$f^a = f(p_x) \exp \left[-\frac{2}{3} \frac{E_0}{E} \left(\frac{p^2 - p_0^2}{p_0^2} \right)^{3/2} \right]. \quad (16)$$

Заметим, что при $E \ll E_0$ решение (16) справедливо для обоих типов рассеяния [37], так как функция f^a заметно отлична от нуля лишь при $\xi = (p^2 - p_0^2)/p_0^2 \ll 1$, а разложение правой части (15) по параметру ξ имеет одинаковый вид для обоих типов рассеяния.

В пассивной области $f = f^p$ кинетическое уравнение содержит только член прихода (источник)

$$I(\vec{p}) = \int W(\vec{p}, \vec{p}') f^a(\vec{p}') d^3 p' \quad (17)$$

и имеет вид

$$eE \frac{\partial f^p}{\partial p_x} = I(\vec{p}). \quad (18)$$

Источник $I(\vec{p})$ удобно записать через функцию распределения по энергии $f_\varepsilon = (4\pi)^{-1} \int f(\vec{p}) d\Omega$ в активной области. Наиболее простой вид источник имеет для деформационного рассеяния

$$I(\varepsilon) = 2v_0 \sqrt{\frac{\varepsilon}{\hbar\omega_0} + 1} f_\varepsilon(\varepsilon + \hbar\omega_0). \quad (19)$$

Для полярного рассеяния источник состоит из симметричной и антисимметричной частей.

Используя для функции распределения в активной области формулу (16) и пренебрегая в (19) членами $(p/p_0)^2$ (в силу малости ξ), можно получить явное выражение для источника:

$$I(\bar{\rho}) = 2\alpha_1 f_0(\bar{\rho}) \exp \left[\frac{2}{3} \frac{E}{E_0} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^3 \right] = \begin{cases} 1 + 2\rho_z/\rho_0 & \text{(полярное} \\ & \text{рассеяние)} \\ 1 & \text{(деформационное} \\ & \text{рассеяние)} \end{cases} \quad (20)$$

Для полярного рассеяния слагаемое $2\rho_z/\rho_0$ обусловлено антисимметричной частью источника и отражает преимущественное рассеяние носителей на малые углы.

Из выражений (18), (20) нетрудно найти $f^p(\bar{\rho})$:

$$f^p(\bar{\rho}) = \frac{1}{eE} \int_{-\infty}^{\rho_0} I(\bar{\rho}) d\rho_z. \quad (21)$$

Пределы интегрирования в (21) выбраны так, чтобы функция распределения была непрерывна при $\rho = \rho_0$ (с точностью до членов порядка $\exp(-2E_0/3E)$).

Используя (16)–(21), легко оценить характерные параметры распределений при стриминге: глубину проникновения носителей в активную область $\Delta\rho$ и ширину функции распределения $\delta\rho$ (см. рис. 2, а).

Используя (16) (из условия спадаания $f(\bar{\rho})$ в e раз), получаем

$$\Delta\rho/\rho_0 \approx \left(\frac{3}{2} \frac{E}{E_0} \right)^{2/3}. \quad (22)$$

а из соотношения $\delta\rho \approx (\rho_0 \Delta\rho)^{1/2}$ (которое есть просто следствие из закона сохранения энергии при излучении оптического фона: $p^2 = p^{*2} - p_0^2$) можно оценить ширину источника и определяемую ею ширину функции распределения

$$\delta\rho/\rho_0 \approx \left(\frac{3}{2} \frac{E}{E_0} \right)^{1/3}. \quad (23)$$

Приведенная оценка (23) ширины источника $\delta\rho$ указывает на трудности создания в реальных полупроводниках узких источников носителей в пассивной области, так как для этого требуется малость отношения $(E/E_0)^{1/3}$, что накладывает

жесткие требования на величину отношения ν/ν_0 , поскольку для возникновения стриминга необходимо также выполнение правой части условия (2).

Отметим также, что из вида $W(\vec{p}, \vec{p}')$ и $I(\vec{p})$ следует, что при деформационном рассеянии источник симметричен относительно $\vec{p} = 0$, в то время как при полярном он смещен вдоль вектора \vec{E} на величину порядка глубины проникновения носителей в активную область Δp .

Используя (16) и (19), можно определить зависимость средней дрейфовой скорости V_A от поля E

$$V_A = \frac{V_0}{2} \begin{cases} 1 + \frac{1}{3} \Gamma \frac{2}{3} \left(\frac{3}{2} \frac{E}{E_0} \right)^{2/3} & \text{(полярное} \\ & \text{рассеяние)} \\ 1 - \frac{1}{3} \Gamma \frac{2}{3} \left(\frac{3}{2} \frac{E}{E_0} \right)^{2/3} & \text{(деформационное} \\ & \text{рассеяние)} \end{cases} \quad (24)$$

$V_0 = (2\hbar\omega_0/m^*)^{1/2}$ — скорость, соответствующая энергии оптического фотона; $\Gamma(x)$ — гамма-функция.

Рост средней скорости при полярном рассеянии в выражении (24) связан с возрастанием роли рассеяния на малые углы при более глубоком проникновении носителей в активную область с ростом поля E , вследствие чего происходит увеличение смещения источника $I(\vec{p})$ относительно $\vec{p} = 0$ с ростом поля. Падение средней скорости при деформационном рассеянии в рассматриваемой модели связано с возрастанием числа носителей с импульсом $p_x < 0$, что происходит из-за расплывания источника с ростом поля E .

4. О применимости кинетического уравнения Больцмана при стриминге

Все представленные выше аналитические расчеты выполнены в рамках кинетического уравнения Больцмана. Стриминг, однако, дает нам пример ситуации, где обычного условия применимости кинетического уравнения недостаточно. Это условие (см., например, [41]) имеет вид

$$\delta\epsilon = \hbar/\tau \ll \bar{\epsilon}, \quad (25)$$

где $\delta\epsilon$ — неопределенность в энергии из-за наличия характерного времени τ , $\bar{\epsilon}$ — средняя энергия носителей. В частности, в слабых электрических полях, когда $\bar{\epsilon} \sim kT$, а τ определяется квазиупругими процессами рассеяния, условие (25) указывает на справедливость кинетического уравнения для материалов с высокой подвижностью [7].

В сильных же электрических полях при стриминге процессы рассеяния сами формируют вид функции распределения и поэтому условия (25) недостаточно [42]. Для использования закона сохранения энергии при рассеянии на оптических фоновых необходимо, чтобы уширение $\delta\epsilon$ в законе сохранения было мало по сравнению с энергией $\Delta\epsilon$ (см. рис. 2, а), на которую носители проникают в активную область $\epsilon > \hbar\omega_0$. Только в этом случае $\Delta\epsilon$ будет определять вид, ширину распределения $\delta\rho$ и другие параметры при стриминге.

Уширение $\delta\epsilon$ связано с двумя факторами: 1) с конечным временем рассеяния $\delta\epsilon = \delta\epsilon_\nu$ при излучении оптического фотона; 2) с влиянием постоянного электрического поля на процесс рассеяния, когда $\delta\epsilon = \delta\epsilon_E$. В случае стриминга уширение $\delta\epsilon_\nu = \hbar\nu_{op}$ можно найти, воспользовавшись соотношением $\tau_{op} = 1/\nu_{op} \approx (\Delta\rho/eE)$, где $\Delta\rho$ — глубина проникновения в активную область (22). Тогда имеем

$$\delta\epsilon_\nu = \hbar\nu_{op} = \hbar e E \rho_0 / 2m^* \Delta\epsilon = \alpha \hbar\omega_0 (E/E_0)^{1/3}, \quad (26)$$

где $\alpha = \nu_0/\omega_0$ — константа взаимодействия с оптическими фотонами.

Уширение $\delta\epsilon_E = \hbar\nu_E = \hbar/\tau_E$ фактически определяется временем τ_E , за которое электрон в электрическом поле E сместится на расстояние порядка длины волны де Бройля, соответствующей импульсу $p \approx p_0$, переданному при рассеянии (см., например, [43, 44]). Тогда из уравнения $eE\tau_E^2/m^* = \hbar/p_0$ легко получить

$$\delta\epsilon_E = \hbar\nu_E = \hbar\omega_0 (2\alpha E/E_0)^{1/2}. \quad (27)$$

Потребовав теперь $\delta\epsilon_E$, $\delta\epsilon_\nu \ll \Delta\epsilon$, с точностью до численных коэффициентов порядка единицы получаем условие использования кинетического уравнения для описания

стриминга:

$$\alpha \ll (E/E_0)^{1/3}. \quad (28)$$

Как видно из (28), при слабой связи с фонами ($\alpha \ll 1$), что выполняется почти для всех известных в настоящее время полупроводниковых соединений (см. таблицу), кинетическим уравнением при стриминге можно пользоваться практически всегда. При сильной связи ($\alpha \geq 1$) использование кинетического уравнения для описания стриминга довольно проблематично. Такая ситуация возникает, например, в галогенах серебра, детально исследованных в работе [45]. Точный расчет параметров стриминга в этом случае провести довольно трудно (см., однако, [43, 44]), но провести оценку этих параметров можно и здесь.

Величина уширения $\delta\epsilon$ не может превышать величину $\Delta\epsilon$, поэтому естественно предположить, что уширение в законе сохранения энергии будет равно $\Delta\epsilon$. Тогда из условия $\Delta\epsilon = \delta\epsilon$ можно найти ширину функции распределения $\delta\rho = (2m^* \Delta\epsilon)^{1/2}$. Она оказывается одного порядка как для уширения $\delta\epsilon_v$ (см. формулу (26)), связанного с конечностью времени излучения оптического фотона, так и для $\delta\epsilon_E$ (27) и равна

$$\delta\rho/\rho_0 = (E/E_0)^{1/4}. \quad (29)$$

Если оценить ширину функции распределения для типичных параметров $AgCl$, взятых из работы [45], как $\alpha = 4,53$, $E_0 = 585$ кВ/см, $E = 4,07$ кВ/см, то получим $\delta\rho/\rho_0 \approx 0,42 \pm 0,5$. Эта оценка указывает на то, что в галогенах серебра стриминг достаточно широкий и далек от идеального "иглообразного" стриминга.

Если оценка (29) имеет место, то для материалов с константой взаимодействия $\alpha \approx 1$ глубина проникновения носителей за энергию $\hbar\omega_0$ определяется как

$$\Delta\epsilon = \hbar\omega_0 (E/E_0)^{1/2}.$$

В то же время для материалов с $\alpha \ll 1$ величину $\Delta\epsilon$ можно определить из (22).

Характерные параметры системы горячих электронов
в полупроводниках в условиях стриминга

Материал	m^*/m_0	θ_D , К	E_0 , В/см	α	$\nu_0 \cdot 10^7$, см.с	$\nu_0 \cdot 10^{12}$, с ⁻¹	B_0 , кГс ($\omega_c = \nu_0$)	$\nu_0 / \langle \nu \rangle$ $T = 4K$	$\nu_0 / \langle \nu \rangle$ $T = 77K$	E_+ , В/см
n-InSb	0,0139	283	503	0,022	7,86	0,81	0,64	13	8	$\frac{39}{63}$ <u>55</u> 128
n-GaAs	0,067	428	6510	0,069	4,39	3,88	14,78	118	51	$\frac{55}{100}$ <u>100</u> 29570
n-InP	0,081	500	15700	0,12	4,32	7,87	36,3	283	157	$\frac{100}{26590}$ <u>92</u> 572
Ag Вч	0,289	190	207000	3,59	1,41	89,3	1467	2042	7	$\frac{285}{26590}$ <u>92</u> 572
Ag СГ	0,431	283	585000	4,53	1,41	169	414,1	2051	22	$\frac{285}{26590}$ <u>92</u> 572
p-Ge	0,35	430	3550	0,0164	1,93	0,924	18,4	38	6	$\frac{585}{1165}$ <u>3640</u> 5020
p-Si	$\frac{0,53}{1,1}$	735	$\frac{5740}{24750}$	$\frac{0,0097}{0,0289}$	$\frac{2,05}{1,42}$	$\frac{0,929}{2,777}$	$\frac{28}{174}$	$\frac{10}{7}$	$\frac{5}{5}$	$\frac{585}{1165}$ <u>3640</u> 5020

Примечания: θ_D - температура Дебая; ν_0 - скорость, соответствующая энергии оптического фонона; ν_0^{-1} - время оптического рассеяния; B_0 - магнитное поле, соответствующее циклотронной частоте $\omega_c = \nu_0$; $\langle \nu \rangle = (\hbar\omega_0)^{-1} \int_{\nu_{ac}}^{\nu_{ab}} (\nu + \nu_{ab} + \nu_{imp}) d\nu$ - усредненная частота упругого рассеяния в пассивной области; ν_{ac} , ν_{ab} , ν_{imp} - частоты рассеяния на акустических фононах, при поглощении оптических фононов и на примесях соответственно; $E_+ = \langle \nu \rangle \nu_0^{-1} \cdot E_0$ - нижняя граница стриминга. Для p-Ge и p-Si значения параметров взяты из [45, 49], примесное рассеяние не учитывалось. Для полярных материалов значения общепринятые (см., например, [7]), при вычислении $\langle \nu \rangle$ концентрация примесей $N_I = 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

III. СТРИМИНГ ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛЯРНЫХ МАТЕРИАЛАХ $n\text{-InSb}$ И $n\text{-GaAs}$

Обсудим стриминг горячих электронов в полярных материалах $n\text{-InSb}$ и $n\text{-GaAs}$, опираясь на результаты экспериментов и моделирование методом Монте-Карло.

1. Экспериментальные и рассчитанные методом Монте-Карло ВАХ горячих электронов в $n\text{-InSb}$ и $n\text{-GaAs}$

При численном моделировании стриминга горячих электронов методом Монте-Карло учитывалось рассеяние на полярных оптических фононах, как поглощение, так и испускание, а также рассеяние на ионизованных примесях в приближении Конуэлл-Вайскопфа. Рассеяние электронов на акустических фононах не учитывалось, так как при $T = 4\text{ K}$ в $n\text{-InSb}$ и при $T = 77\text{ K}$ в $n\text{-GaAs}$ акустическое рассеяние в пассивной области гораздо менее эффективно и составляет несколько процентов от примесного. Зона проводимости считалась параболической. Междолинный перенос в $n\text{-GaAs}$ и межзонный пробой в $n\text{-InSb}$ не учитывались. Параметры, используемые при моделировании, приведены в таблице (обозначения общепринятые, см., например, [7]). Вычислялась как величина дрейфовой скорости горячих электронов, так и функция распределения

$$f_{\epsilon}(\vec{p}) = f_{\epsilon}(\epsilon) = (4\pi)^{-1} \int f(\vec{p}) d\Omega.$$

Экспериментальные исследования стриминга горячих электронов в $n\text{-InSb}$ и $n\text{-GaAs}$ проводились по методике, подробно описанной в работах [46, 47]. Измерения проводились в импульсном режиме с $\tau_{\text{имп}} = 2 + 5\text{ мкс}$ с большой скважностью во избежание разогрева решетки. Для улучшения теплоотвода образцы помещались на сапфировые диски. Образцы были сделаны в форме гантелей с четырьмя боковыми отводами (размеры образцов без боковых отводов $2 \times 8\text{ мм}$). Образцы из $n\text{-InSb}$ вырезались из высокочистого монокристалла в направлении [111], а в качестве образцов из $n\text{-GaAs}$ использовались эпитаксиальные пленки, выращенные на полупроводниковой подложке. Такая

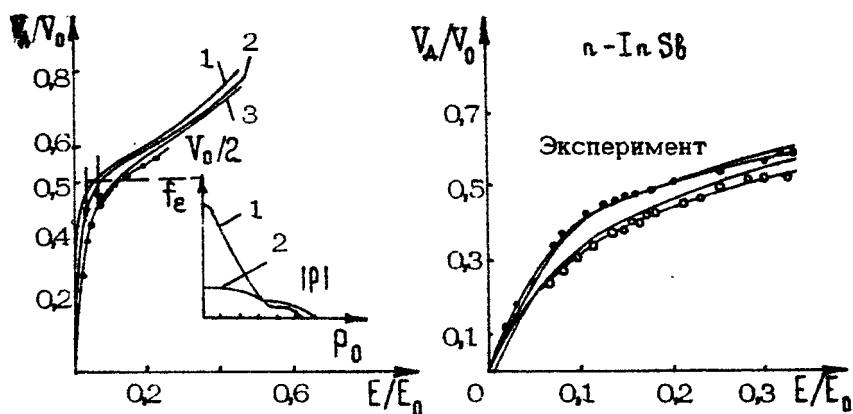
форма и размеры образцов обеспечивали однородность электрического поля между токовыми отводами и исключали инжекцию с токовых контактов. Измерение напряжений и токов в образце проводилось с помощью цифровых импульсных вольтметров с одновременным визуальным наблюдением формы импульса на осциллографе. Точность измерений была не менее 5%. Измерения проводились при температурах жидкого гелия и жидкого азота.

ВАХ (зависимость дрейфовой скорости V_d электронов от электрического поля E) для полупроводника $n\text{-GaAs}$, рассчитанные методом Монте-Карло (сплошные кривые) для различных концентраций ионизованных примесей N_I , и экспериментальная кривая (пунктирная линия) для образца П-208-3 ($n = 7,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $\mu_d^{77} = 1,4 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$) приведены на рис. 3. Здесь же, на вставке, показан вид функции распределения в $n\text{-GaAs}$ для $N_I = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и для двух значений электрического поля.

Как видно из рис. 3, при электрических полях $E/E_0 < 0,2$ наклон кривых существенно зависит от величины рассеяния в пассивной области. При больших электрических полях, когда стриминг ярко выражен, примесное рассеяние не играет существенной роли, поэтому кривые $V_d = V_d(E)$ для различных концентраций N_I практически совпадают.

Аналогичные ВАХ наблюдаются и в $n\text{-InSb}$ (рис. 4). Измерения проводились на образце с параметрами $n = 7,8 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $\mu_d^{77} = 7,5 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ при температурах жидкого гелия и азота. Совпадение экспериментальных и рассчитанных методом Монте-Карло кривых достаточно хорошее. Небольшое несовпадение экспериментальных и рассчитанных кривых при больших электрических полях ($E/E_0 > 0,25$) связано, по-видимому, с неучтенным в расчетах вкладом непараболичности зоны проводимости в $n\text{-InSb}$.

Наиболее характерным эффектом для полярных материалов, как видно из рис. 3, 4, является то, что в них не происходит ярко выраженного насыщения дрейфовой скорости (V_d не стремится к $V_0/2$, а может значительно ее превышать). Это обстоятельство связано с полярностью рассеяния электронов.



Р и с. 3. Зависимость дрейфовой скорости электронов V_d от приложенного электрического поля E в n -GaAs при $B = 0$: 1 - $N_I = 0$; 2 - $N_I = 10^{14} \text{ см}^{-3}$; 3 - $N_I = 10^{15} \text{ см}^{-3}$. На вставке - рассчитанные функции распределения для $N_I = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ при различных E : 1 - $E/E_0 = 0,25$; 2 - $E/E_0 = 0,2$.

Р и с. 4. Экспериментальные зависимости дрейфовой скорости горячих электронов от поля E ($E_0 = 503 \text{ В/см}$) в n -InSb ($n = 7,8 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $\mu_d^{77} = 8,5 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$) и результаты расчетов методом Монте-Карло при $T = 77 \text{ К}$ (•••) и $T = 4,2 \text{ К}$ (••••) и при $B = 0$, $N_I = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

2. Ширина функций распределения и определение области стриминга в полярных материалах

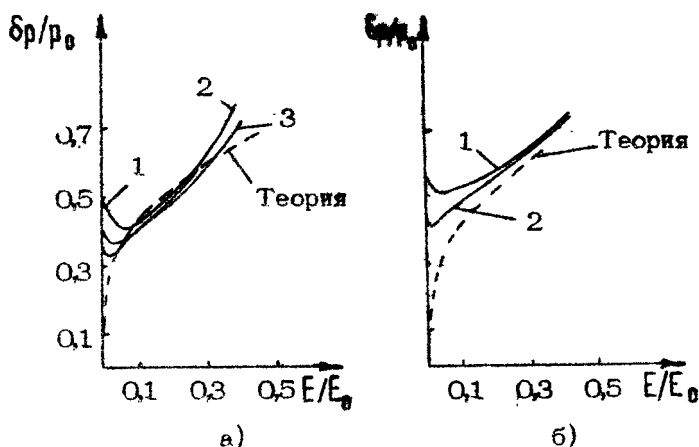
Одним из наиболее важных вопросов при исследовании стриминга в реальных образцах является нахождение диапазона электрических полей, при которых возникают такие распределения. Чтобы стриминговое движение могло быть реализовано, электроны должны долетать до энергии оптического фонона $\hbar\omega_0$, не столкнувшись с примесями (так как в полярных полупроводниках это основной механизм рас-

сеяния в пассивной области). Тогда из условия $\langle \tau_{\text{имп}} \rangle = \tau_E^0$ можно оценить электрическое поле E_m , при котором начинается стриминг. Здесь $\langle \tau_{\text{имп}} \rangle$ — среднее время между столкновениями с ионизованными примесями, а $\tau_E^0 = (eE/\rho_0)^{-1}$ — время пролета электрона от $\rho = 0$ до $\rho = \rho_0$ в электрическом поле E . Среднее время $\langle \tau_{\text{имп}} \rangle$ можно оценить из подвижности электронов на квазикомическом участке [35], так как этот участок непосредственно предшествует началу стриминга. Таким образом, $E_m \approx \rho_0 / e \langle \tau_{\text{имп}} \rangle$. Используя $\langle \tau_{\text{имп}} \rangle$ из [35], получаем $E_m \approx 80$ В/см для n -GaAs при концентрации примесей $N_I = 10^{14}$ и $E_m \approx 310$ В/см при $N_I = 10^{15}$ см⁻³. Значения E_m указаны стрелками на рис. 3.

Другой способ определения областей стриминга состоит в непосредственном вычислении ширины функции распределения $\delta\rho/\rho_0 = \sqrt{\langle \rho_x^2 \rangle + \langle \rho_y^2 \rangle}$ методом Монте-Карло, где $\langle \rho_x^2 \rangle$ и $\langle \rho_y^2 \rangle$ — средние квадраты поперечных к направлению поля \vec{E} импульсов электронов. Такие расчеты для n -GaAs и n -InSb при различных концентрациях примесей и температур приведены на рис. 5, откуда видно, что при $E/E_0 \lesssim 0,1$ зависимость $\delta\rho/\rho_0$ имеет минимум, т. е. наблюдается обужение функции распределения в поперечном к полю \vec{E} направлении. Такое своеобразное поперечное "охлаждение" носителей и свидетельствует о начале стримингового движения электронов. После появления стриминга (как видно из рис. 5, это происходит при $E/E_0 > 0,1$) ширина функции распределения практически не зависит от концентрации примесей и температуры решетки вплоть до полей $E \approx 0,3E_0$. На рис. 5 построена также теоретическая кривая $\delta\rho/\rho_0$ (пунктирная линия), вычисленная на основе приведенного в разд. II выражения для источника (см. формулу (19)):

$$\delta\rho/\rho_0 = \left[\Gamma\left(\frac{E}{E_0}\right) \cdot \frac{2}{3} \right]^{1/2} \left(\frac{3}{2}\right)^{1/3} \left(\frac{E}{E_0}\right)^{1/3} \approx 0,88 \left(\frac{E}{E_0}\right)^{1/3} \quad (30)$$

Совпадение теоретической кривой $\delta\rho/\rho_0$ с численными расчетами как для n -GaAs, так и для n -InSb достаточно хорошее.

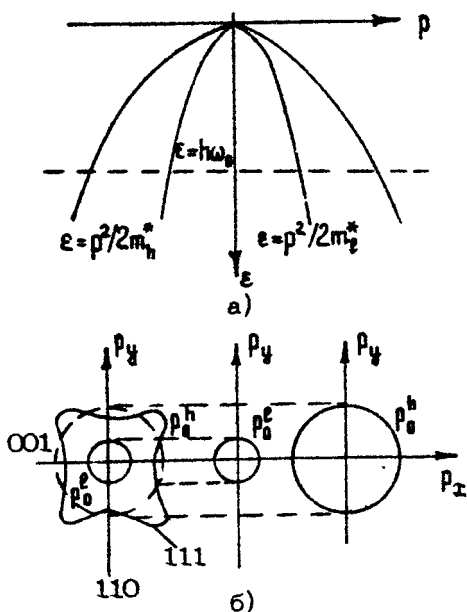


Р и с. 5. Зависимость ширины функции распределения Δp от величины электрического поля E в $n\text{-GaAs}$ (а) и $n\text{-InSb}$ (б) при $\omega_t/\omega_0 = 0,01$: а - $T = 77\text{ K}$; 1 - $N_I = 10^{15}\text{ см}^{-3}$, 2 - $N_I = 10^{14}\text{ см}^{-3}$, 3 - $N_I = 10^{14}\text{ см}^{-3}$; б - $N_I = 3 \cdot 10^{14}\text{ см}^{-3}$; 1 - $T = 77\text{ K}$, 2 - $T = 0$

IV. СТРИМИНГ ПРИ ДЕФОРМАЦИОННОМ РАССЕЯНИИ В $p\text{-Ge}$

Зонная структура $p\text{-Ge}$ схематически приведена на рис. 6, а. Особенность $p\text{-Ge}$ состоит в том, что, во-первых, имеется два сорта носителей - легкие и тяжелые дырки с массами m_e^* и m_h^* соответственно, а во-вторых, рассеяние на оптических фононах происходит на потенциале деформации. Для этого рассеяния характерным является увеличение частоты рассеяния с ростом энергии носителей ϵ как $(\epsilon/\hbar\omega_0 - 1)^{1/2}$. Здесь нет преимущественного рассеяния на малые углы, и после испускания оптического фонона дырка равновероятно попадает в любую точку в импульсном пространстве с энергией $\epsilon(\vec{p}^*) = \epsilon - \hbar\omega_0$.

В данном разделе приведены результаты расчета ВАХ и параметров функции распределения сначала в однозонной модели (учитываются лишь тяжелые дырки), чтобы нагляднее показать отличие деформационного рассеяния от полярного, а затем приведен расчет с учетом обоих сортов дырок и рассмотрены возникающие при этом эффекты.



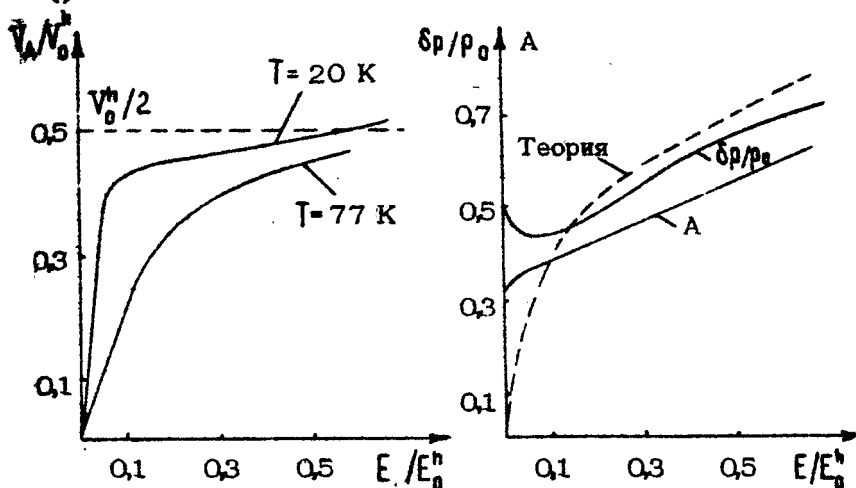
Р и с. 6. Зонная структура p - ϵ

1. Однозонная модель

ВАХ, вычисленные методом Монте-Карло с учетом только тяжелой подзоны, приведены на рис. 7 для двух температур решетки $T = 77$ К и $T = 20$ К при $N_I = 0$. Видно, что стриминг при $T = 20$ К начинается с электрических полей $E/E_0^h \geq 0,05$ (E_0^h - характерное поле оптического рассеяния для тяжелых дырок). Это также следует и из рис. 8, где изображена зависимость ширины функции распределения $\delta\rho/\rho_0^h$ от E/E_0^h , вычисленная как методом Монте-Карло, так и аналитически тем же способом, что и для полярных полупроводников (см. п. 2 в разд. III). На рис. 8 наряду с шириной функции распределения приведена также величина $A = \sqrt{\langle \rho_z^2 \rangle - \langle \rho_z \rangle^2}$.

При $T = 77$ К (см. рис. 7) становится существенным поглощение оптических фононов и увеличивается акустическое рассеяние, в результате граница стриминга сдвигается в сторону больших электрических полей $E/E_0^h \geq 0,2$. Из сравнения однозонной модели p - ϵ с полярными полупровод-

данными следует, что наиболее характерным для р-Ge является то, что при стриминге наблюдается длинный участок насыщения дрейфовой скорости V_d и V_d стремится к $V_0^h/2$ только лишь в области очень больших электрических полей V_d превышает $V_0^h/2$ (см. рис. 7).



Р и с. 7. ВАХ, рассчитанные методом Монте-Карло для однозонной модели р-Ge при $N_I = 0$, $\omega_c/\nu_0 = 0.01$

Р и с. 8. Относительная ширина функции распределения в р-Ge в перпендикулярном и продольном (А) по отношению к полю E направлениях при $N_I = 0$; $T = 20\text{ K}$, $\omega_c/\nu_0 = 0.01$

2. Двухзонная модель

Будем считать, что в р-Ge подзоны тяжелых и легких дырок параболические и изотропные, но с разными эффективными массами: $m_h^* = 0,35 m_0$ — для тяжелых и $m_l^* = 0,043 m_0$ — для легких дырок соответственно (см. рис. 6, а); m_0 — масса свободного электрона.

Аналогично методике описания стриминга в однозонной модели в полупроводниках с двумя сортами носителей импульсное пространство также естественно разбить на пас-

сивные и активные области отдельно для легких и тяжелых дырок. Граница пассивной области ($\epsilon < \hbar \omega_0$) тяжелых дырок представляет собой сферу радиуса $\rho_0^h = (2m_h^* \hbar \omega_0)^{1/2}$, а граница пассивной области легких дырок — сферу радиусом $\rho_0^l = (2m_l^* \hbar \omega_0)^{1/2}$ (см. рис. 6, б). При этом отношение объемов пассивных областей (что соответствует числу разрешенных состояний) равно

$$V_{pl}/V_{ph} = (m_l^*/m_h^*)^{3/2}$$

Сначала ограничимся качественным описанием стриминга в двухзонной модели, считая, что частоты столкновений для обоих сортов дырок совпадают (подробнее см. [48]). В пассивной области частоту столкновений обозначим ν_I , в активной — ν_0 . Поскольку будут рассматриваться чистые материалы, то имеет место условие $\nu_I \ll \nu_0$ (в ρ - Γ е при $T \approx 4$ К, когда не важно примесное рассеяние $\nu_I/\nu_0 \approx 0,01$).

Частоты столкновений дырок со спонтанным испусканием оптических фононов есть

$$\nu_{\alpha\alpha'} = \nu_{\alpha'}^0 \cdot 2\sqrt{\epsilon/\hbar\omega_0 - 1}, \quad (31)$$

где α , α' — индексы, которые нумеруют подзоны соответственно до и после рассеяния, и каждый из них может принимать значение h или l . Величина $\nu_{\alpha'}^0$ (ν_h^0 и ν_l^0) выражается через параметры ρ - Γ е следующим образом:

$$\nu_{\alpha'}^0 = \frac{(Dk)^2 m_{\alpha'}^{3/2}}{2\pi \hbar^2 \rho \sqrt{2\hbar\omega_0}}, \quad (32)$$

где $(Dk)^2 = 9,8 \cdot 10^8$ эВ/см³ — параметр деформационного потенциала, $\rho = 5,32$ г/см³ — плотность кристалла, $\hbar\omega_0 = k \theta_D$, $\theta_D = 430$ К — температура Дебая. Множитель $(m_{\alpha'}^*)^{3/2}$ в (32) показывает, что вероятность перехода дырки пропорциональна плотности состояний в той подзоне, куда происходит переход.

Из уравнения движения легко найти времена пролета дырками пассивных областей:

$$\tau_{eh}^0 = \frac{\rho_{hh}}{qE} \cdot \frac{\sqrt{2m_h^* \hbar \omega_0}}{qE}, \quad \tau_{el}^0 = \frac{\rho_{le}}{qE} \cdot \frac{\sqrt{2m_l^* \hbar \omega_0}}{qE} \quad (33)$$

Так же, как и для полярных полупроводников, здесь можно ввести глубину проникновения $\Delta\rho$ легких и тяжелых дырок в активную область:

$$\frac{\Delta\rho_h}{\rho_{oh}} = \left(\frac{3}{4\sqrt{2}} \frac{E}{E_{oh}} \right)^{2/3}; \quad \frac{\Delta\rho_e}{\rho_{oe}} = \left(\frac{3}{4\sqrt{2}} \frac{E}{E_{oe}} \right)^{2/3}, \quad (34)$$

где $E_{oh} = v_0 \sqrt{2m_h^* \hbar \omega_0} / q$ и $E_{oe} = v_0 \sqrt{2m_e^* \hbar \omega_0} / q$ — характерные поля, описывающие взаимодействие дырок с оптическими фононами. Из выражений (34) следует, что

$$\left(\frac{\Delta\rho_e}{\rho_{oe}} \right) / \left(\frac{\Delta\rho_h}{\rho_{oh}} \right) = (m_h^* / m_e^*)^{1/3}, \quad (35)$$

т.е. относительные глубины проникновения легких и тяжелых дырок в активную область отличаются незначительно.

Используя (35), можно легко найти и отношение ширины источника $\delta\rho$ для легких и тяжелых дырок, возникающих в пассивной области, если воспользоваться соотношением $\delta\rho_{\alpha v} / \rho_{o\alpha v} = \sqrt{2(\Delta\rho_{\alpha} / \rho_{o\alpha})}$, которое для малых глубин проникновения дырок в активную область следует из закона сохранения энергии $\epsilon^v = \epsilon - \hbar\omega_0$ при рассеянии со спонтанным испусканием оптических фононов:

$$\left(\delta\rho_h / \rho_{oh} \right) / \left(\delta\rho_e / \rho_{oe} \right) = (m_e^* / m_h^*)^{1/6}. \quad (36)$$

Отметим, что ширина источника определяется прежде всего тем, из какой подзоны рассеялась дырка.

В равновесных условиях в отсутствие электрического поля относительная заселенность подзон легких и тяжелых дырок пропорциональна плотности состояний

$$(n_e / n_h) = (m_e^* / m_h^*)^{3/2}. \quad (37)$$

При стриминге относительная концентрация пропорциональна еще и отношению времен жизни дырок в пассивных областях (времен пролета), поэтому можно записать

$$\frac{n_e}{n_h} = \frac{\tau_{EE}}{\tau_{EH}} \left(\frac{m_e^*}{m_h^*} \right)^{3/2} = \left(\frac{m_e^*}{m_h^*} \right)^2 \quad (38)$$

Это означает, что в сильном поле \vec{E} при стриминге происходит уменьшение числа горячих носителей в легкой подзоне. Уменьшение концентрации легких дырок при стриминге отмечалось в работах [1, 10].

Оценим токи, создаваемые разными сортами дырок при стриминге:

$$j_h = q n_h \langle V_h \rangle = \frac{q n_h P_{oh}}{m_h^*} \frac{\langle p_h \rangle}{P_{oh}}; \quad (39)$$

$$j_e = q n_e \langle V_e \rangle = \frac{q n_e P_{oe}}{m_e} \frac{\langle p_e \rangle}{P_{oe}},$$

где $\langle p_h \rangle$ и $\langle p_e \rangle$ — средние импульсы тяжелой и легкой дырок соответственно. Если принять во внимание, что в условиях стриминга (см. п. 1 в разд. IV) $\langle p \rangle / p_0 \approx 0,5$, а в двухзонных полупроводниках глубины проникновения легких и тяжелых дырок не очень сильно отличаются (см. формулу (35)), то можно считать, что $\langle p_e \rangle / P_{oe} \approx \langle p_h \rangle / P_{oh} \approx 0,5$, и тогда

$$\frac{j_e}{j_h} = \frac{n_e P_{oe} m_h^*}{n_h P_{oh} m_e^*} \frac{\langle p_e \rangle P_{oh}}{P_{oe} \langle p_h \rangle} \approx \frac{n_e P_{oe} m_h^*}{n_h P_{oh} m_e^*} \approx \left(\frac{m_e^*}{m_h^*} \right)^{3/2}. \quad (40)$$

При $E \rightarrow 0$ (в приближении одинаковых частот столкновений для легких и тяжелых дырок) средний импульс $\langle \Delta p \rangle = qE/\nu$ не зависит от типа дырки, поэтому

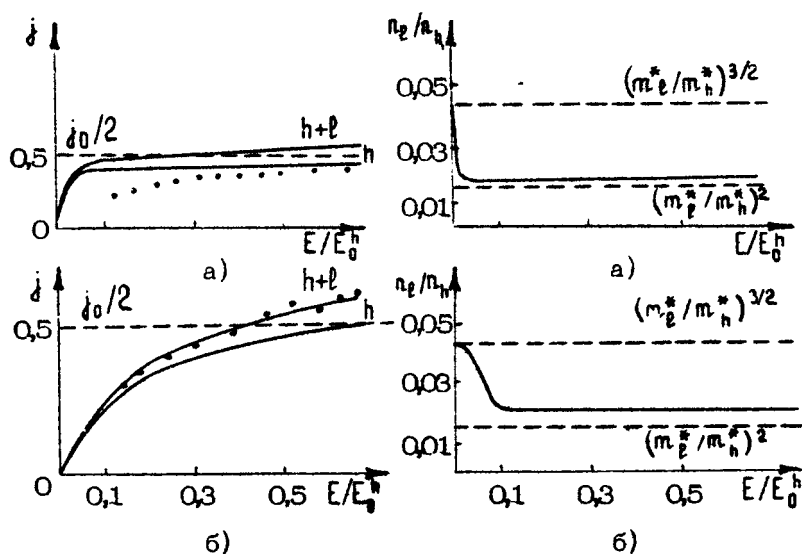
$$j_h = \frac{q n_h \langle p_h \rangle}{m_h^*} = \frac{q^2 n_h E}{\nu m_h^*}; \quad j_e = \frac{q n_e \langle p_e \rangle}{m_e^*} = \frac{q^2 n_e E}{\nu m_e^*}; \quad (41)$$

$$j_e / j_h = (m_e^* / m_h^*)^{1/2}.$$

Таким образом, в условиях стриминга вклад в ток легких дырок меньше, чем в равновесных условиях. Это происходит по двум причинам: во-первых, концентрация легких дырок в $(m_e^* / m_h^*)^2$ раз меньше, чем тяжелых (по сравнению с равновесными условиями), и, во-вторых, в $(m_e^* / m_h^*)^{1/2}$ раз меньше отношения средних скоростей легких и тяжелых дырок. Проведенное рассмотрение справедливо в условиях, когда и легкие, и тяжелые дырки находятся в стриминге, т. е. электрическое поле удовлетворяет неравенству

$$v_I \ll v_{E\ell} < v_0; \quad v_I \ll v_{Eh} < v_0. \quad (42)$$

Результаты численного моделирования стриминга в р-Ge с учетом двух зон методом Монте-Карло для двух температур решетки $T = 20$ К и $T = 77$ К приведены на рис. 9, 10. На рис. 9 представлен как ток тяжелых дырок, так и полный ток $j = j_h + j_\ell$. На этом же рисунке приведена экспериментальная зависимость $j = j(E)$. Эксперимент был выполнен по методике, подробно описанной в работе [46], на образцах чистого р-Ge с параметрами $\rho = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $\mu_{77} = 4 \cdot 10^2 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$.



Р и с. 9. Экспериментальные и рассчитанные методом Монте-Карло ВАХ в р-Ge в двухзонной модели. При $T = 4$ К при рассеянии на акустических фоновых учитывались нулевые колебания (ZP) (а), а при $T = 77$ К учитывалось равнораспределение - EE (б); $N_I = 0$; \dots - эксперимент

Р и с. 10. Относительная концентрация легких и тяжелых дырок (n_l/n_h) при стриминге в р-Ge для ZP , $T = 4$ К (а) и EE, $T = 77$ К. Пунктир - теоретические значения (n_l/n_h) в равновесных условиях и при стриминге $N_I = 0$

На рис. 10 даны относительные концентрации легких и тяжелых дырок в зависимости от поля E , а также приведены теоретические пределы отношения n_p/n_h в равновесных условиях и при стриминге. При моделировании вероятности рассеяния на оптических фононах задавались согласно формулам (31), (32). Акустическое рассеяние описывалось в приближении нулевых колебаний и в приближении равномерного распределения. Вероятности переходов брались из работы [49]. Примесным рассеянием пренебрегалось. Как видно из рис. 9, с ростом поля E токи испытывают насыщение. При слабом рассеянии носителей в пассивной области, что соответствует $T \ll 20$ К, насыщение тока более ярко выражено и начинается при меньших электрических полях, чем при $T = 77$ К. Из рис. 10 следует, что с ростом поля E происходит резкое спадание концентрации легких дырок от величины, соответствующей равновесному значению $(m_p^*/m_h^*)^{3/2}$, до величины $(m_p^*/m_h^*)^2$, соответствующей сильно вытянутой функции распределения, что хорошо подтверждает наши качественные выводы.

V. О ВЛИЯНИИ ПРОДОЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА СТРИМИНГ ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ В n-InSb

Магнитное поле может оказывать существенное влияние на стриминг горячих носителей. Для примера кратко рассмотрим влияние продольного магнитного поля $B \parallel E$ на стриминг горячих электронов в n-InSb. Продольное магнитное поле не меняет динамику движения носителей (она такова, как и при $B = 0$), а влияет лишь на плотность состояний и скорости релаксационных процессов. Это позволяет с помощью изменения магнитного поля $B \parallel E$ управлять характерными частотами релаксации. Здесь интересно рассмотреть два случая: 1) магнитные поля классически сильные и 2) квантующие магнитные поля.

При стриминге условия существенности квантования — это $\hbar\omega_c \gg \Delta\epsilon$, где $\omega_c = eB/m^*c$ — циклотронная частота, а $\Delta\epsilon$ — глубина проникновения носителей в активную область по энергии. Поэтому при

$$\omega_c \ll 0,5\omega_0 (E/E_0)^{2/3} \quad (43)$$

магнитные поля можно считать классически сильными и не учитывать квантование.

1. Классически сильные магнитные поля

На рис. 11 приведены типичные экспериментальные зависимости дрейфовых скоростей $V_d = V_d(E)$ горячих электронов для образца $n\text{-InSb}$ с параметрами $n_{77} = 7,8 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $\mu_{77} = 8,5 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при $T = 4,2 \text{ К}$ для различных магнитных полей. Как видно из рисунка, в классически сильных магнитных полях наблюдается ярко выраженное продольное отрицательное магнитосопротивление (ОМС) горячих электронов при стриминге (при одном и том же значении поля E в магнитном поле сопротивление меньше, чем при $B = 0$). Особенно наглядно это изображено на рис. 12, где построена экспериментальная зависимость продольного ОМС $\Delta\rho_{||}/\rho_0$ горячих электронов как функции магнитного поля при заданном E .

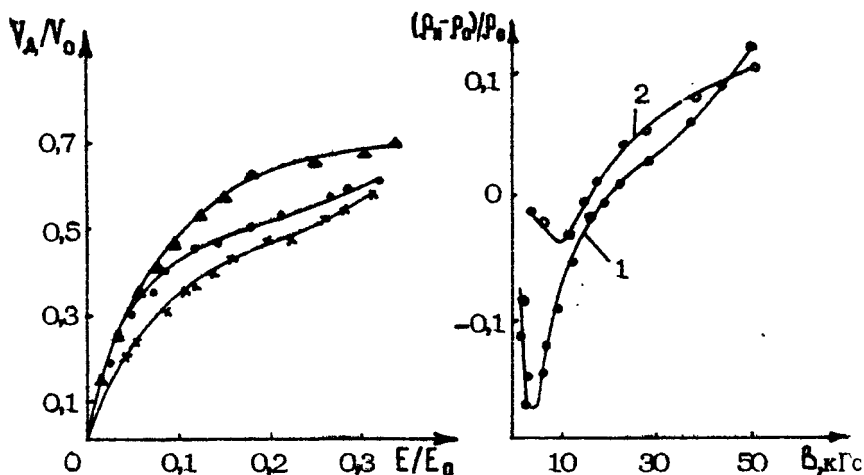
Максимум ОМС для чистого образца $n\text{-InSb}$ (N_1) наблюдается при $B = 5 \text{ кГс}$ и составляет $\sim 20\%$, а с увеличением концентрации примесей (образец 2 $N_I \sim 5,4 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$) максимум смещается в сторону больших магнитных полей ($B \approx 10 \text{ кГс}$) и его относительная амплитуда уменьшается. Начиная с полей $B > 20 \text{ кГс}$, когда существенно квантование носителей, магнитосопротивление положительно.

В рассматриваемом выше случае ОМС вероятнее всего связано с уменьшением рассеяния горячих электронов на ионизованных примесях в результате влияния классически сильного магнитного поля на акт соударения электрона с рассеивающим центром [50]. Такое влияние существенно, если $R_{\perp} = r_L / m^* \omega_c$ — радиус циклотронного вращения электрона — становится меньше характерного параметра обреза кулоновского центра (подробнее см. [42, 51]).

2. Квантующие магнитные поля

Интересный и простой пример дает поведение горячих электронов в $n\text{-InSb}$ при стриминге в квантующем магнитном поле $B \uparrow E$, когда выполняется условие $\hbar\omega_c > \frac{1}{2}\hbar\omega_0^*$

$\times (E/E_0)^{2/3}$. При этом условии стриминг занимает один уровень магнитного квантования Ландау и можно считать, что электроны находятся только на этом нижнем уровне. В $n\text{-InSb}$ такая ситуация выполняется уже в полях $B \gg 30$ кГс [42, 52, 54], и она интересна по ряду причин.



Р и с. 11. Экспериментальная зависимость дрейфовой скорости V_A горячих электронов от приложенного электрического поля $E \parallel B$ при разных магнитных полях для образца $n\text{-InSb}$ ($n = 7,8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $\mu_d^{77} = 8,5 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$):
 $\Delta \Delta$ - $B = 4,5$ кГс, $\bullet \bullet$ - $B = 0$, $\times \times$ - $B = 50$ кГс

Р и с. 12. Продольное магнитосопротивление горячих электронов при стриминге для двух образцов $n\text{-InSb}$ в поле $E = 100 \text{ В}/\text{см}$ ($T = 4,2 \text{ К}$):
 1 - $N_I = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, 2 - $N_I = 6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

Во-первых, в квантующем магнитном поле из-за особенности в плотности состояний частота спонтанного излучения оптических фононов существенно возрастает и становится равной ($\epsilon - \hbar\omega_0 \ll \hbar\omega_0$)

$$v_{op} = 2v_0 e^2 |E_i(-\omega)| \left(\frac{\hbar\omega_0}{\epsilon - \hbar\omega_0} \right)^{1/2}, \quad (44)$$

где $\alpha = l_H^2 \rho_0^2 / 2\hbar^2$; $l_H = \hbar / eB$ - магнитная длина; $E_i(-\alpha)$ интегральная показательная функция. В результате из-за уменьшения разброса времен пролета электрона в области $\epsilon < \hbar\omega_0$ (за счет более жесткой "крыши") пролетные резонансные свойства и стриминг горячих носителей становятся более сильно выражены, чем при $B = 0$. Так, область энергий, на которую электроны проникают в активную область ($\epsilon > \hbar\omega_0$),

$$\Delta\epsilon \approx \hbar\omega_0 (E/E_0)^2, \quad (45)$$

а не $\Delta\epsilon \approx \hbar\omega_0 (E/E_0)^{2/3}$, как при $B = 0$. Во-вторых, из-за квазиодномерности движения носителей роль примесного рассеяния в сильном электрическом поле мала: при больших электрических полях значительная часть горячих электронов может преодолеть "барьер", созданный примесями, и двигаться свободно, не рассеиваясь. Критическое электрическое поле E^* , при котором начинается свободное движение, $E^* \sim e N_I^{2/3} / \epsilon_0$.

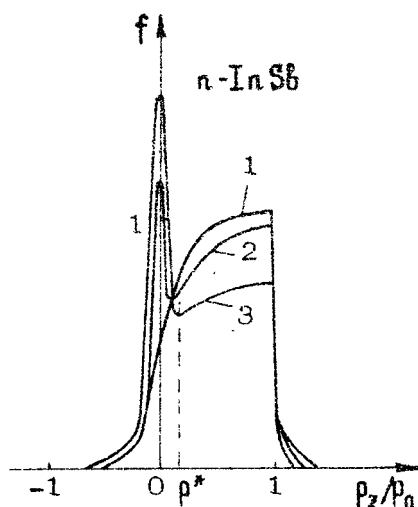
Используя (44), (45), можно оценить пределы применимости кинетического уравнения Больцмана при стриминге в квантующем магнитном поле, если воспользоваться способом, рассмотренным в п. 4 разд. II. Из условия $\delta\epsilon_y = \hbar\nu_{op}^B \ll \Delta\epsilon$ получим ограничение на величину электрического поля, при котором справедливо кинетическое уравнение в одномерном случае:

$$(E/E_0)^3 > 32\sqrt{2} \alpha (e^2 |E_i(-\alpha)|)^4. \quad (46)$$

Если учесть, что $\omega_c \ll \omega_0$, то это выражение сводится к $\alpha \ll (E/E_0)^3$. Как показывают численные оценки при $B \approx 50$ кГс, электрические поля в $n\text{-InSb}$, удовлетворяющие условию (46), должны быть больше 100 В/см. Заметим, однако, что расчеты дрейфовой скорости в рамках кинетического уравнения дают неплохое совпадение с экспериментом и при меньших значениях электрических полей.

В квантующем магнитном поле $B \uparrow \uparrow E$ функция распределения $f(\rho_x)$ зависит лишь от импульса ρ_x , направленного вдоль поля E . В результате кинетическое уравнение квазиодномерно, и его достаточно просто решить не только в статическом случае, но и в переменном поле, учитывая

рассеяние как на оптических фононах, так и на примесях. Вычисленные из решения одномерного кинетического уравнения $f(\rho_z)$ для разных концентраций ионизованных примесей N_I даны на рис. 13. Как нетрудно видеть, имеется значительное число электронов, которые движутся почти свободно в пассивной области, не рассеиваясь примесями.

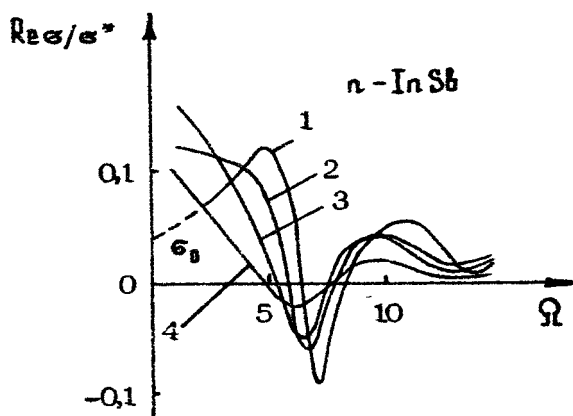


Р и с. 13. Функции распределения горячих электронов в квантующем магнитном поле при $\mathcal{B} = 50$ кГс и $\mathcal{E} = 150$ В/см для различных концентраций ионизованных примесей: кривая 1 - $N_I = 0$; 2 - $N_I = 10^{14}$ см⁻³; 3 - $N_I = 3 \cdot 10^{14}$ см⁻³

Отметим еще следующее: как видно из рис. 11, в продольном квантующем магнитном поле проводимость уменьшается по сравнению с $\mathcal{B} = 0$, т. е. имеется сильное положительное магнитосопротивление. Как на квазиомическом участке [53], так и при стриминге положительное магнитосопротивление связано с эффектами плотности состояний в квантующем магнитном поле. При стриминге происходит уменьшение глубины захода электронов в активную область по сравнению со случаем $\mathcal{B} = 0$, в результате роль анизотропии полярного оптического рассеяния снижается, что и ведет к уменьшению направленной (по полю \mathcal{E}) скорости электрона после испускания им оптического фонона.

В заключение отметим, что при стриминге в квантующем магнитном поле из-за отмеченного уменьшения захода в активную область пролетные эффекты в дифференциальной проводимости и других высокочастотных свойствах горячих носителей оказываются выраженными сильнее, чем при $\mathcal{B} = 0$ [54]. На рис. 14. приведена реальная часть высокочастотной дифференциальной проводимости $\text{Re}\sigma$ при $\mathcal{B} \parallel \mathcal{E}$ и

различных концентрациях ионизованных примесей. Как видно из рисунка, СВЧ дифференциальная проводимость отрицательна вплоть до концентрации примесей $N_I \lesssim 10^{15} \text{ см}^{-2}$, и максимум величины ОДП лежит вблизи пролетных частот $\Omega = 2\pi e E / \rho_0$. С увеличением N_I частотная граница, где еще $\text{Re} \sigma < 0$, сдвигается в более низкие частоты. Заметим, что во всех случаях дифференциальная проводимость на низких частотах положительна. Таким образом, в образцах $n\text{-InSb}$ доступной чистоты $(2+3) \cdot 10^{14} \lesssim N_I \lesssim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ при гелиевых температурах в электрических полях $50 \lesssim E \lesssim 150 \text{ В/см}$ и квантующих магнитных полях $\vec{B} \parallel \vec{E}$ ($B \lesssim 30 \text{ кГс}$) можно ожидать появления динамической ОДП, соответствующей диапазону длин волн $0,6 \lesssim \lambda \lesssim 3 \text{ мм}$.



Р и с. 14. Реальная часть высокочастотной проводимости при $B = 50 \text{ кГс}$, $E = 150 \text{ В/см}$ для различных концентраций ионизованных примесей N_I ($\sigma^2 = \omega_p^2 \rho_0 / 4\pi e E$; $\Omega = \omega \rho_0 / e E$): кривая 1 - $N_I = 0$; 2 - $N_I = 10^{14} \text{ см}^{-3}$; 3 - $N_I = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$; 4 - $N_I = 10^{15} \text{ см}^{-3}$

Л и т е р а т у р а

1. Pinson W.E., Bray A. Experimental determination of the energy distribution function and analysis of the energy-loss mechanism of hot carriers in $p\text{-Ge}$. - Phys.Rev., 1964, v.136,

N5A, p.1449-1466.

2. Brown M.A.C., Paige E.G.S. Electric-field-induced modulation of the absorption due to interband transitions of free holes in germanium. - *Phys.Rev.Lett.*, 1961, v.7, N3, p.84-86.
Baynham A.C., Paige E.G.S. Anisotropy of the energy distribution function of hot holes in germanium. - *Phys.Lett.*, 1963, v.6, N1, p.7-10.
3. Shockley W. Hot electrons in germanium and Ohm's law. - *Bell Syst.Tech.Journal*, 1951, v.30, N10, p.990-1034.
4. Ryder E.J., Shockley W. Mobilities of electrons in high electric fields. - *Phys.Rev.*, 1951, v.81, N1, p.139-140.
5. Ryder E.J. Mobility of holes and electrons in high electric fields. - *Phys.Rev.*, 1953, v.90, N5, p.766-769.
6. Восилюс И. И., Левинсон И. Б. Генерация оптических фононов и гальваномагнитные эффекты при электронном распределении с большой анизотропией. - *ЖЭТФ*, 1966, т. 50, №6, с.1660-1665; Гальваномагнитные эффекты в сильных электрических полях при неупругом рассеянии электронов. - *ЖЭТФ*, 1967, т. 52, №4, с. 1013-1023.
7. Конуэлл Э. Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях. М.: Мир, 1970.
8. Price P.J. Noise theory for hot electrons. - *I.B.M. Journ. Res. and Develop.*, 1959, v.3, N2, p.191-193.
9. Kurosawa T. Monte-Carlo calculation of hot electrons problems. - *J.Phys.Soc.Japan*, 1966, v.21, Suppl. p.424-427.
10. Kurosawa T., Maeda H. Monte Carlo calculation of hot electron phenomena. I. Streaming in the absence of a magnetic field. - *J.Phys. Soc.Japan*, 1971, v.31, N3, p.668-678.
11. Воробьев Л. Е., Пожела Ю. К., Реклайтис А. С.,

- Смирницкая Е. С. Стафеев В. И., Федорцов А. Б. Функция распределения горячих дырок в германии при малых концентрациях. - ФТП, 1978, т. 12, №4, с. 742-747.
12. Воробьев Л. Е., Пожела Ю. К., Реклайтис А. С., Смирницкая Е. С., Стафеев В. И., Федорцов А. Б. Влияние примесного и междырочного рассеяния на функцию распределения горячих дырок в германии. - ФТП, 1978, т. 12, №4, с. 754-757.
 13. Бонч-Бруевич В. Л., Эль-Шарнуби М. А. К теории поглощения электромагнитных волн горячими электронами в полупроводниках. - Вестн. МГУ. Сер. 3, 1972, т. 13, с. 616-617.
 14. Андронов А. А., Козлов В. А. Низкотемпературная отрицательная дифференциальная СВЧ проводимость в полупроводниках при неупругом рассеянии электронов. - Письма в ЖЭТФ, 1973, т. 17, №9, с. 124-128.
 15. Devreese J.T., Evrard R. On the momentum distribution of electrons in polar semiconductors for high electric field. - Phys.Stat. Sol. (b), 1976, v.78, N1, p.85-92.
 16. Гуляев Ю. В., Чусов И. И. Собственные колебания плазмы полупроводников при резко вытянутом распределении электронов. Поперечные (электромагнитные) волны: Препринт №9. М.: ИРЭ АН СССР, 1978. 46 с.
 17. Гуляев Ю. В., Чусов И. И. Высокочастотные эффекты в полупроводниках при резко анизотропном распределении электронов. - ФТП, 1978, т. 20, №9, с. 2637-2644.
 18. Матулис А., Ченис А. Дифференциальная проводимость в полупроводниках при неупругом рассеянии электронов. - ЖЭТФ, 1979, т. 77, №3, с. 1134-1143.
 19. Ruch J.G. Electron dynamics in short channel field-effect transistors. - IEEE Trans. Electron Devices, 1972, v.19, N5, p.652-654.
 20. Matulionis A., Požela J., Reklaitis A. Drift velocity oscillations in n-GaAs at 77K. - Phys.Stat.Sol. (a) 1975, v.31, N1, p.83-87.

21. Реклайтис А. Разогрев электронов в GaAs при гидростатическом давлении. - ФТП, 1977, т. 11, №1, с. 158-161.
22. Stokoe T.J., Cornwell J.F. High field transport in n-InSb at 77K and the solution at Boltzmann's equation by iteration. - Phys. Stat.Sol. (b), 1973, v.58, N2, p.493-499.
23. Андронов А. А., Валов В. А., Козлов В. А., Мазов Л. С. Гальваномагнитные эффекты и инверсия населенностей горячих электронов при неупругом рассеянии на оптических фонах. - ФТТ, 1980, т. 22, №5, с. 1275-1283.
Al'ber Ya.I., Andronov A.A., Valov V.A., Kozlov V.A., Ryazantseva I.R. Hot electron population inversion and cyclotron resonance negative differential conductivity in semiconductors. - Sol.St.Comm., 1976, v.19, N10, p.955-959.
24. Денис В., Пожела Ю. Горячие электроны. Вильнюс: Минтис, 1971.
25. Пожела Ю. К. Плазма и токовые неустойчивости в полупроводниках. М.: Наука, 1977.
26. Stratton R. The influence of interelectronic collisions on conduction and breakdown in polar crystals. - Proc.Roy.Soc., 1958, v. A246, N5, p.406-414.
27. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967.
28. Давыдов Б. И. О распределении скоростей электронов, движущихся в электрическом поле. - ЖЭТФ, 1936, т. 6, №5, с. 463-470.
29. Давыдов Б. И. К теории движения электронов в газах и полупроводниках. - ЖЭТФ, 1937, т. 7, №9-10, с. 1069-1089.
30. Давыдов Б., Шмушкевич И. Электропроводность полупроводников с ионной решеткой в сильных полях. - ЖЭТФ, 1940, т. 10, №9-10, с. 1043-1063.
31. Dreywesteyn M.J. De invloed der energieverliezen bij elastische botsingen in de theorie der electronendiffusie. - Physica, 1930, v.10, N1, p.61-73.

82. Рабинович Р. И. О гальваномагнитных эффектах при рассеянии энергии горячих электронов на оптических фононах. - ФТП, 1969, т. 3, №7, с 996-1004
83. Грибников З. С., Кочелав В. А. Охлаждение носителей тока, рассеивающих энергию на оптических колебаниях решетки. - ЖЭТФ, 1970, т 59, №3, с. 1046-1056.
84. Гершензон Е. М., Ильин В. А., Литвак-Горская Л. Б., Рабинович Р. И., Шапиро Е. З. Рассеяние горячих электронов в n-InSb при низких температурах. - ФТП, 1972, т. 6, №10, с. 1888-1894.
85. Гершензон Е. М., Ильин В. А., Литвак-Горская Л. Б., Рабинович Р. И., Шапиро Е. З. Определение раздельной концентрации примесей в соединениях типа $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$ по разогреву электронов. - ФТП, 1972, т. 6, №10, с. 1906-1910.
86. Baraff G.A. Maximum anisotropy approximation for calculating electron distributions; application to high field transport in semiconductors. - Phys.Rev., 1964, v.133, N1a, p.26-38.
87. Andronov A.A., Valov V.A., Kozlov V.A., Mazov L.S. Hot electron streaming and population inversion for polar and deformation scattering. - Sol.St.Comm., 1980, v.36, N7, p.603-607.
88. Андронов А. А., Валов В. А., Козлов В. А., Мазов Л. С. Инверсия населенностей, стриминг и ОДП "горячих" электронов в магнитном поле. Сравнение полярного и деформационного рассеяний на оптических фононах: Препринт №9. Горький: ИПФ АН СССР, 1980. 16 с.
89. Dumke W.P. Theory of avalanche breakdown in InSb and InAs. - Phys.Rev., 1968, v.167, N3, p.783-789.
90. Альбер Я. И., Андронов А. А., Валов В. А., Козлов В. А., Лернер А. М., Рязанцева И. П. Инверсия населенностей горячих электронов и отрицательная проводимость в полупроводниках. - ЖЭТФ, 1977, т. 72, №3, с. 1030-1050.
91. Пауэрл Р. Квантовая теория твердых тел. М.: ИЛ, 1956.

42. Валов В. А. Гальваномагнитные эффекты, инвертированные распределения и ОДП горячих электронов в полярных полупроводниках: Дис. на соиск. учен. степени канд. физ.-мат. наук. [Рукопись]. Горький: ИПФ АН СССР, 1981.
43. Thornber K.K., Feynmann R.P. Velocity acquired by an electron in a finite electric field in a polar crystal. - *Phys.Rev.B Sol. St.*, 1970, v.1, N10, p.4099-4114.
44. Ferry D.K., Barker J.R. Balance equations for high field transport in the finite collision duration regime. *Sol.St.Comm.*, 1979, v.30, N6, p.361-363.
45. Komiyama S., Masumi T., Kajita K. Streaming motion and population inversion of hot electrons in silver halides at crossed electric and magnetic fields. - *Phys.Rev.*, 1979, v. B20, N12, p.5192-5222.
46. Андронов А. А., Валов В. А., Козлов В. А., Мазов Л. С. Убегание электронов в полярных полупроводниках в сильном магнитном поле. "Поперечный" пробой в n-InSb : Препринт №2. Горький: ИПФ АН СССР, 1980. 21 с.
47. Andronov A.A., Kozlov V.A., Mazov L.S., Valov V.A. Electron runaway in strong $\vec{E} \perp \vec{H}$ fields and breakdown in n-InSb. - *J.Phys. C. Sol.St.Phys.*, 1980, v.13, N33, p.6287-6297.
48. Блатт Ф. Физика электронной проводимости в твердых телах. М.: Мир, 1971.
49. Costato M., Reggiani L. Scattering probabilities for holes. - *Phys.St.Sol. (b)*, 1973, v.58, N2, p.471-482.
50. Силин В. П. Введение в кинетическую теорию газов. М.: Наука, 1971.
51. Рабинович Р. И. Влияние радиуса обрезания кулоновского сечения рассеяния на функцию распределения и проводимость неравновесных электронов. - *ЖЭТФ*, 1978, т. 75, №2, с. 524-535.

52. Magnusson B. Transport properties of a polar semiconductor in a quantizing magnetic field. - *Phys.Stat.Sol. (b)*, 1972, v.52, N2, p.361-374.
53. Ильин В. А., Литвак-Горская Л. Б., Рабинович Р. И., Шапиро Е. З. Влияние магнитного поля на разогрев электронов в n -InSb. - *ФТП*, 1973, т. 7, №8, с. 1631-1633.
54. Андронов А. А., Валов В. А., Кослов В. А., Мазов Л. С. Функции распределения, вольт-амперные характеристики, пролетная динамическая ОДП горячих электронов, занимающих один уровень Ландау. - *ФТП*, 1981, т. 15, №9, с. 1717-1728.

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ПРИ СТРИМИНГЕ

А. Матулис, А. Ченис

1. ВВЕДЕНИЕ

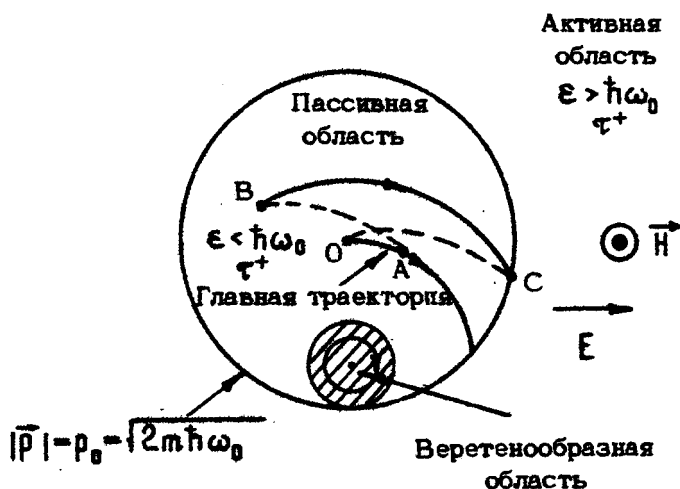
Недавние эксперименты, проведенные с $AqBt$ при гелиевых температурах [1], сделали популярной кинетическую модель с выраженной динамикой движения электронов в импульсном пространстве (называемой также моделью со стримингом). Впервые о такой модели указано в работах [2, 3]. Математический аппарат указанной модели был подробно разработан в статьях [4] и применен для расчета статических гальваномагнитных свойств полупроводника. Суть ее заключается в следующем (рис. 1).

При низких температурах ($kT \ll \hbar\omega_0$, ω_0 — предельная частота оптического фонона) в чистых полупроводниках характерное время испускания оптических фононов τ^+ может оказаться меньше характерного времени τ^- остальных механизмов рассеяния. Импульсное пространство в этом случае удобно разделить на активную область, где энергия электронов $\epsilon > \hbar\omega_0$ и возможно испускание оптического фонона, и пассивную область ($\epsilon < \hbar\omega_0$), где имеется лишь слабое рассеяние. Если характерное время $\hat{\tau}$ пролета электронов под действием внешних электрических и магнитных полей до границы пассивной области удовлетворяет следующим неравенствам

$$\tau^+ \ll \hat{\tau} \ll \tau^-, \quad (1)$$

а также слабо межэлектронное рассеяние ($\tau_{ee} > \hat{\tau}$), то поч-

ти все электроны сосредоточиваются на так называемых инвариантных траекториях. Таковыми являются траектории, целиком лежащие в пассивной области (совокупность этих траекторий в случае скрещенных электрического и магнитного полей называется веретенообразной областью), и главная траектория, проходящая через точку $\vec{p} = 0$. Накопление электронов в веретенообразной области происходит из-за редкого ухода: электроны в этой области не могут испустить оптический фотон и покидают эту область лишь благодаря слабым механизмам рассеяния. Накопление электронов на главной траектории связано с большим приходом, ведь электрон, попавший на любую другую траекторию (скажем, в точку В; см. рис.1), быстро, за время τ^+ , достигает границы пассивной области в точке С и, испустив оптический фотон, "прыгает" в точку $\vec{p} = 0$, т.е. попадает на главную траекторию.



Р и с. 1

С образованием веретенообразной области связана идея получения инверсной функции распределения электронов по энергиям и генерации инфракрасного излучения [5], которая получила в последнее время экспериментальное подтверждение [6].

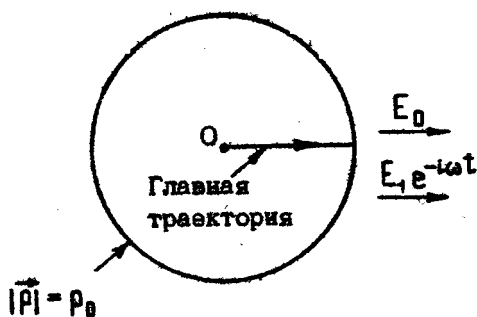
С главной траекторией связана идея "пролетного" резонанса. Действительно, вдоль главной траектории электроны совершают периодические циклы движения от $\vec{p} = 0$ до границы пассивной области $\varepsilon(\vec{p}) = \hbar\omega_0$. Поэтому во всех высокочастотных характеристиках должны появиться резонансные пики, соответствующие этому периодическому движению. Такие пики на частотах, кратных пролетной частоте $\hat{\omega} = 2\pi/\hat{t}$, как показано в работе [7], появляются в спектре шумов. Резонансные явления проявляют себя и в дифференциальной проводимости, которая изучалась в работах [8-13]. Важной особенностью рассматриваемой модели является то, что периодическое движение в ней осуществляется за счет сильной неравновесности. Через систему протекает большой энергетический поток, поэтому резонансные явления в переменном электрическом поле довольно своеобразны. Резонансное переменное электрическое поле ($\omega = \hat{\omega}n$; $n = \pm 1, \pm 2, \dots$) вызывает сильную модуляцию электронной плотности на главной траектории, двигающуюся в фазе с переменным полем, причем сдвиг фазы очень чувствителен к типу рассеяния в пассивной области, к поляризации электрического поля и т.д. А поскольку от этого сдвига фазы зависит поглощаемая высокочастотная мощность, то возможно появление отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) в резонансных областях.

В данной работе обсуждаются основные особенности "пролетного" резонанса, причем основное внимание уделяется модуляции электронной плотности на главной траектории.

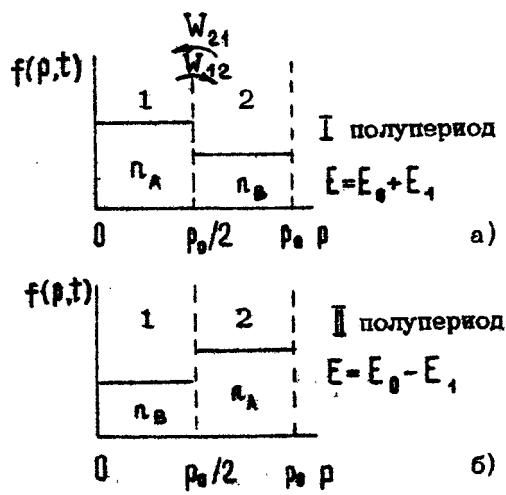
2. ЭЛЕМЕНТАРНАЯ МОДЕЛЬ

Сначала рассмотрим линейный отклик на слабое переменное электрическое поле, при наличии одного лишь постоянного электрического поля \vec{E}_0 , т.е. рассчитаем переменный ток и дифференциальную проводимость $\sigma(\omega)$ в ситуации, изображенной на рис. 2. О возможности модуляции плотности электронов на главной траектории, которая в данном случае представляет прямую линию, проще всего можно судить, рассмотрев следующую элементарную модель.

Предположим, что импульсное пространство состоит лишь из одной главной траектории, а она, в свою очередь, - всего из двух частей, 1 и 2 соответственно; распределение электронов в указанных частях есть n_A либо n_B (рис. 3).



Р и с. 2



Р и с. 3

Постоянное электрическое поле учтем тем, что электроны n_A и n_B меняются местами с пролетной частотой $\hat{\omega}$. Действие переменного резонансного поля E_1 ($\omega = \hat{\omega}$) учтем следующим образом. Предположим, что время, которое электроны проводят в положениях, изображенных на рис.3, а, б, обратно пропорционально суммарному электрическому полю E (оно пропорционально скорости движения электронов вдоль траектории в импульсном пространстве). Предполагая далее, что между частями главной траектории имеется рассеяние, характеризуемое вероятностями перехода W_{12} и W_{21} , что

имитирует слабое рассеяние в пассивной области, напишем уравнение баланса числа электронов:

$$n_A \left(\frac{W_{12}}{E_0 + E_1} + \frac{W_{21}}{E_0 - E_1} \right) = n_B \left(\frac{W_{21}}{E_0 + E_1} + \frac{W_{12}}{E_0 - E_1} \right). \quad (2)$$

Вводя обозначения $n_A = n_0 + \Delta n$, $n_B = n_0 - \Delta n$ и учитывая, что переменный ток пропорционален Δn , решаем (2) и находим

$$\sigma(\omega) \sim \frac{\Delta n}{E_1} \approx \frac{n_0}{E_0} \frac{W_{12} - W_{21}}{W_{12} + W_{21}}. \quad (3)$$

Таким образом, из элементарной модели следует:

1) переменное электрическое поле совместно со слабым механизмом рассеяния в пассивной области приводит к модуляции электронной плотности на главной траектории ($\Delta n \neq 0$);

2) хотя переменный ток обусловлен слабым рассеянием, он не зависит от интенсивности этого рассеяния;

3) знак $\sigma(\omega)$ определяется детальным ходом вероятности рассеяния (в данном случае $W_{12} - W_{21}$). Следовательно, возможно появление ОДП.

3. РЕЗУЛЬТАТ РЕШЕНИЯ КИНЕТИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ

Решение кинетического уравнения в случае, изображенном на рис.2, для переменной части функции распределения в окрестности резонанса $|\Delta\omega| = |\omega - \hat{\omega}| \ll \hat{\omega}$ может быть получено аналитически, благодаря наличию двух малых параметров $\xi = \tau^+ / \hat{\tau}$ и $\eta = \hat{\tau} / \tau$. Используя это решение, дифференциальную проводимость, как показано в [12], можно представить в следующем виде:

$$\sigma(\omega) = \frac{i n_0 e^2 (2/3) a_0 \xi^{2/3} [(\omega \hat{\tau})^2 - i \omega \hat{\tau}] + \eta \beta_0}{m \omega \exp(-i \omega \hat{\tau}) - 1 + a_0 \xi^{2/3} [(\omega \hat{\tau})^2 - i \omega \hat{\tau}] + \eta \beta_1}, \quad (4)$$

$$\text{где } a_0 = \frac{1}{6} \left(\frac{3}{2\pi} \right)^{2/3} \Gamma \left(\frac{5}{3} \right) \approx 0,1.$$

Здесь использованы следующие обозначения:

$$B_0 = \int_{\Gamma < 1} d^3 \chi \int_0^1 dx' W(0x', \vec{\tau}) \left\{ \exp \left[-i\omega \hat{\tau} \left(x - \sqrt{1-x^2-y^2} \right) \right] - \exp \left[i\omega \hat{\tau} (x' + 1) \right] \right\}, \quad (5)$$

$$B_1 = \int_{\Gamma < 1} d^3 \chi \int_0^1 dx' W(0x', \vec{\tau}) \left\{ 1 - \exp \left[-i\omega \hat{\tau} \left(x - \sqrt{1-x^2-y^2} - x' + 1 \right) \right] \right\}, \quad (6)$$

где $W(\vec{\tau}, \vec{\tau}') = \rho_0^3 \psi(\vec{\rho}, \vec{\rho}') / \tau^-$ — безразмерная вероятность рассеяния в пассивной области, $\vec{\tau} = \vec{\rho}' / \rho_0$ — безразмерный импульс электрона, ρ — концентрация электронов. Как видно из выражения (4), оно для точного резонанса ($\omega = \hat{\omega}$) по форме совпадает с выражением (3), полученным из элементарной модели.

Вблизи резонанса, раскладывая в ряд экспоненту, представим дифференциальную проводимость в следующем простом виде:

$$\sigma(\omega) = \frac{ne^2}{m\hat{\omega}} \frac{a + i\hat{b}}{i\Delta\omega\hat{\tau} + c + d}, \quad (7)$$

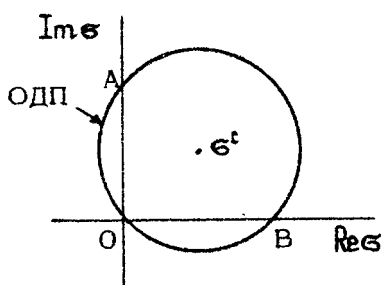
причем константы a , \hat{b} , c и d , пропорциональные малым параметрам $\hat{\omega}^{2/3}$ либо η , нетрудно выразить через интегралы B_0 и B_1 .

4. ФОРМА РЕЗОНАНСНОГО ПИКА

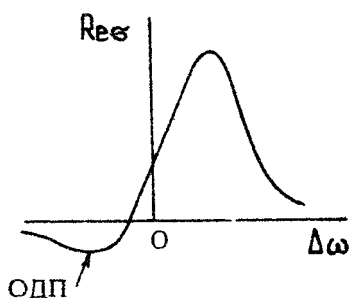
Анализ выражения дифференциальной проводимости (7) проще всего представить графически, в виде комплексной σ -плоскости (рис.4). Согласно формуле (7), когда $\Delta\omega$ пробегает от $-\infty$ до $+\infty$, кривая $\sigma(\omega)$ представляет окружность, проходящую через точку 0 и пересекающую оси координат в точках А и В. Центр этой окружности находится в точке

$$\epsilon_c = \frac{ne^2}{m\hat{\omega}} \cdot \frac{a+ib}{2c}. \quad (8)$$

На рис.5 отдельно показана зависимость $\text{Re}\epsilon$, которая определяет поглощение энергии переменного поля, от расстройки $\Delta\omega$. Из этих рисунков видно, что если $b \neq 0$, то имеется область ОДП, где $\text{Re}\epsilon < 0$, т.е. имеется ОДП на одном из крыльев резонансной кривой. Численная оценка интегралов B_0 и B_1 показывает, что появлению ОДП способствует такое рассеяние в пассивной области, которое наиболее эффективно при малых импульсах. Например, в случае рассеяния полярными акустическими фонами или ионизованными примесями с большими радиусами экранирования ($\chi_D \sim 4\hbar/p_0$) центр окружности ϵ_c лежит на мнимой оси, и следовательно половина резонансной кривой находится в области ОДП.



Р и с.4



Р и с.5

5. ВЛИЯНИЕ ПОПЕРЕЧНОГО СТАТИЧЕСКОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Из выражения для проводимости (3) видно, что она тем больше, чем больше неоднородность рассеяния ($W_{12} - W_{21}$). Магнитное поле, включенное перпендикулярно статическому электрическому полю, как показано на рис.1, искривляет главную траекторию и тем самым вносит дополнительную неоднородность в движение электронов. Поэтому следует ожидать,

что магнитное поле будет способствовать модуляции электронной плотности на главной траектории, увеличивать $\sigma(\omega)$, а также ОДП, если таковая имеется.

И действительно, анализ $\sigma(\omega)$ — компоненты проводимости, определяющей диссипативную составляющую тока, — проведенный в работе [13] для ситуации, которая изображена на рис. 6, привел к следующему результату:

$$\sigma(\omega) = \frac{ne^2}{m} \left[\exp(-i\omega\hat{\tau}) - 1 + \eta\beta_1 \right]^{-1} \frac{4\omega_c \sin(\omega_c \hat{\tau}/2)}{[\omega^2 - \omega_c^2]^2 \hat{\tau}^2} \times$$

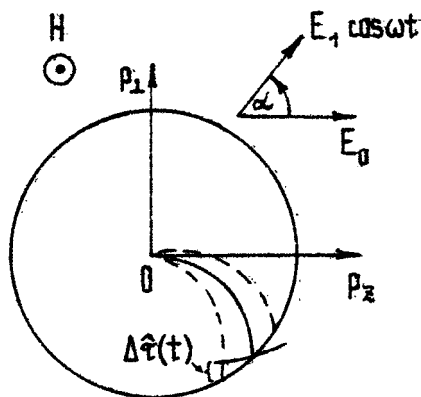
$$\times \left\{ \frac{\omega}{\omega_c} - \frac{i}{2 \cos \frac{\omega_c \hat{\tau}}{2}} \left[\left(\frac{\omega^2}{\omega_c^2} + 1 \right) \sin \frac{\omega_c \hat{\tau}}{2} - \left(\frac{\omega^2}{\omega_c^2} - 1 \right) \sin \left(2\alpha + \omega_c \hat{\tau}/2 \right) \right] \right\}, \quad (9)$$

где $\omega_c = eH/mc$, $\hat{\tau} = \frac{2}{\omega_c} \arcsin(\rho_0 \omega_c / 2eE_0)$, α — угол поляризации переменного поля. Существенной особенностью полученного выражения является то, что малые параметры входят лишь в знаменатель (в (9) выписан лишь член, пропорциональный η), т.е. слабые механизмы (рассеяние в пассивной области, проникновение электронов в активную область) определяют лишь уширение резонансной кривой. Числитель же выражения (9) малых параметров не содержит, в отличие от случаев без магнитного поля (4). Следовательно, включение магнитного поля увеличивает мощность резонанса в $\hat{\tau}/\hat{\tau}^0$ раз (либо в $(\hat{\tau}/\hat{\tau}^0)^{2/3}$ раз, если за уширение резонанса ответственно проникновение электронов в активную область).

Из выражения (9) можно определить, что центр окружности, изображающей поведение $\sigma(\omega)$ в комплексной плоскости, лежит либо в первом, либо в четвертом квадрантах, причем максимальное удаление центра от вещественной оси достигается при углах поляризации $\alpha = \alpha^{\pm} = -\frac{\omega_c \hat{\tau}}{4} + \frac{\pi}{4}$. Эти значения угла поляризации наиболее благоприятны для появления ОДП.

Увеличение мощности пролетного резонанса в магнитном поле обусловлено тем, что в отличие от случая без магнитного поля здесь имеется более сильный механизм, осуществляющий модуляцию электронной плотности. Без магнитного

поля продольное переменное электрическое поле меняло лишь скорость движения всех электронов на главной траектории, что при наличии неоднородного рассеяния и приводило к модуляции электронной плотности. При наличии магнитного поля переменное электрическое поле не только меняет скорость движения электронов вдоль искривленной главной траектории, ρ и ее положение, как показано на рис.6.



Р и с. 6

Это дрожание главной траектории синхронно с полем изменяет ее длину, а следовательно и время пробега электронов вдоль главной траектории $\Delta t(t)$, что и приводит в конечном счете к сильной модуляции электронной плотности. Модуляция получается сильной, поскольку теперь она обусловлена не слабыми механизмами рассеяния, а сильным рассеянием оптическими фотонами, синхронно меняющимся с переменным полем на конце главной траектории.

Увеличение мощности пролетного резонанса в магнитном поле приводит также к тому, что теория линейного отклика, которая рассматривалась выше, отказывает при более слабых полях. Если критерием применимости линейного рассмотрения в случае без магнитного поля является $E_1 \ll E_0$, то в случае с магнитным полем этот критерий меняется на $E_1 \ll \eta E_0$. Тот факт, что при наличии магнитного поля сравнительно рано (при $E_1 \sim \eta E_0$) появляются нелинейные эффекты в пролетном резонансе, позволяет изучить их аналитическим путем,

используя при решении кинетического уравнения те же самые малые параметры η и ξ , а также малость расстройки $\Delta\omega\hat{t}$ и отношения E_1/E_0 . Отметим, что в последнее время имеются также попытки изучать нелинейные явления в пролетном режиме путем численного моделирования [14].

6. НЕЛИНЕЙНОЕ РАССМОТРЕНИЕ ПРОЛЕТНОГО РЕЗОНАНСА

Благодаря наличию малых параметров ξ , η , E_1/E_0 кинетическое уравнение может быть значительно упрощено также и при нелинейном рассмотрении. Понятие главной траектории сохраняется, и поэтому удобно рассматривать не функцию распределения электронов, а более простую величину — поток электронов $J(t)$, в момент времени t покидающих пассивную область. Функция $J(t)$ одновременно является источником электронов для главной траектории, так как электроны, покинувшие пассивную область, вскоре испускают оптические фононы и переходят в окрестность точки $\vec{p} = 0$. Можно составить уравнение для $J(t)$, эквивалентное кинетическому уравнению. Действительно, пусть $\hat{t}(t) = \hat{t} + \Delta\hat{t}(t)$ есть время, которое провели электроны на главной траектории, в данный момент t ее покидающие, тогда в пределе $\xi = \eta = 0$ интеграл

$$N = \int_0^{\hat{t}(t)} d\tau J(t - \tau)$$

пропорционален полному числу электронов и поэтому является не зависящей от времени величиной. Дифференцируя это выражение по t , получаем

$$J(t) = J(t - \hat{t}(t)) - \frac{d\hat{t}(t)}{dt} J(t - \hat{t}(t)) \approx J(t - \hat{t}) - \frac{d}{dt} [\Delta\hat{t}(t) J(t - \hat{t})], \quad (10)$$

что и является упомянутым уравнением для $J(t)$.

Если η , $\xi \neq 0$, но η , $\xi \ll 1$, то можно строго

вывести из кинетического уравнения следующее уравнение для $J(t)$ [15]:

$$J(t) - J(t-\tau) - \frac{d}{dt} [\Delta \hat{t}(t) J(t-\tau)] + \left[a \frac{dJ}{dt} + b \frac{d^2 J}{dt^2} \right] \Big|_{t, \tau} = -\eta J + \eta, \quad (11)$$

где a , b - некоторые параметры пропорциональные $\xi^{2/3}$. Обусловленное переменным электрическим полем изменение времени пробега вдоль главной траектории $\Delta \hat{t}(t)$ должно быть сосчитано в линейном приближении по E_1/E_0 . Появление дополнительных членов по сравнению с (10) можно легко понять. Третий и четвертый члены появились из-за проникновения электронов в активную область. Третий член аналогичен по форме последнему члену уравнения (10), и поэтому он учитывает увеличение среднего времени пробега из-за проникновения в активную область. Четвертый член диффузионного типа учитывает небольшой сбой фазы из-за флуктуаций глубины проникновения. Последние два члена учитывают рассеяние электронов в пассивной области импульсного пространства. Это простейшее приближение для столкновительного члена типа времени релаксации. Полученное дифференциально-разностное уравнение (11) может быть еще упрощено в резонансной области, когда $\omega = \frac{2\pi}{\tau} (1 + \Delta\Omega)$ и безразмерная расстройка $\Delta\Omega \ll 1$, если использовать требование периодичности $J(t)$ с периодом переменного электрического поля. Тогда уравнение для $J(t)$ превращается в дифференциальное. Ниже такое уравнение выписано для конкретного случая, изображенного на рис.6:

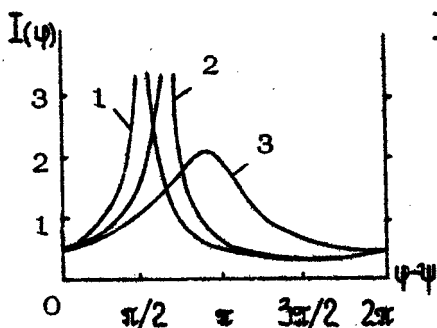
$$c_0 \xi^{2/3} \frac{d^2 J}{d\varphi^2} - \frac{d}{d\varphi} \left[\left(c_1 \frac{E_1}{E_0} \cos(\varphi - \psi) + \Delta\Omega \right) J \right] - \eta (J - 1) = 0, \quad (12)$$

где введено безразмерное время $\varphi = \omega t$, а c_0 , c_1 - безразмерные константы порядка единицы. Здесь предполагается, что переменное электрическое поле зависит от времени следующим образом:

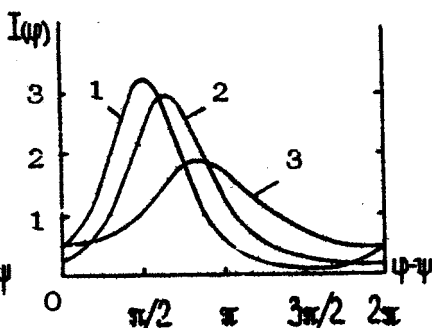
$$E_1(t) = E_1 \cos(\omega t), \quad \text{а} \quad \psi = \arctg \left(\frac{\omega}{\omega_c} t_{0c} \right)$$

Все члены уравнения (12) пропорциональны малым параметрам $\xi^{2/3}$, E_1/E_0 , $\Delta\Omega$ и η . Поэтому, хотя указанное уравнение получено в линейном приближении по этим параметрам, оно пригодно для описания нелинейных характеристик, которые будут определяться конкуренцией этих параметров и, следовательно, будут не малы. И поэтому характеристики полупроводника можно выразить через $I(\varphi)$ уже в нулевом приближении по указанным параметрам, т.е. в приближении бесконечно узкой недвигающейся главной траектории. В этом приближении функция распределения электронов на главной траектории по форме совпадает с $I(\varphi)$.

В качестве иллюстрации поведения электронной системы под воздействием синусоидального электрического поля в области пролетного резонанса на рис. 7 и 8 приведены кривые для $I(\varphi)$, полученные в результате численного решения дифференциального уравнения (12).



Р и с. 7



Р и с. 8

На рис. 7 приведены кривые для случая $\xi = 0$ при следующих значениях параметров: $E_1/E_0 = 2\eta$; 1 - $\Delta\Omega = 0$, 2 - $\Delta\Omega = \eta$, 3 - $\Delta\Omega = 3\eta$. Видно, что при $\Delta\Omega = 0$ имеется узкий пик при $\varphi = \frac{\pi}{2} + \psi$, который с ростом расстройки $\Delta\Omega$ уширяется и сдвигается, в пределе приближаясь к точке $\varphi = \psi + \pi$. Кроме того, при $E_1/E_0 > \sqrt{\eta^2 + \Delta\Omega^2}$ пик сингулярен. Сингулярность сглаживается лишь при учете конечного проникновения в активную область, что видно из рис. 8, где приведены кривые для случая $\eta = 0$ и $E_1/E_0 = 2\xi^{2/3}$; 1 - $\Delta\Omega = 0$, 2 - $\Delta\Omega = \xi^{2/3}$, 3 - $\Delta\Omega = 3\xi^{2/3}$. Кривые рис. 7, 8 показывают, что с увеличением E_1 можно достигнуть полной бунчировки электронов, т.е. функция рас-

пределения электронов превращается в последовательность узких пиков, бегущих вдоль главной траектории синхронно с переменным электрическим полем. Можно получить следующую оценку ширины пика:

$$\sqrt{\Delta\varphi^2} = \sqrt{\frac{E_0}{E_1}} \begin{cases} \xi^{4/3}, & \xi^{2/3} > \eta; \\ \pi \sqrt{\eta/2}, & \xi^{2/3} < \eta. \end{cases}$$

7. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Вышеприведенное рассмотрение показывает, что при малых E_1 возможно появление ОДП на одном из крыльев резонансной кривой. С ростом E_1 область ОДП отодвигается от резонанса и выходит за пределы применения использованных приближений. С другой стороны, в области пролетного резонанса уже сравнительно слабое переменное электрическое поле $E_1 \sim \pi \omega \pm (\eta \xi^{2/3}) E_0$ приводит к сильной бунчировке электронов на главной траектории, что лишь ограничивает и уширяет пик резонансного поглощения. Бунчировка приводит к пилообразному току, в котором существенны высшие гармоники, что является также одной из конкретных возможностей ее проявления.

Возможно, что наиболее ярким и интересным проявлением указанной бунчировки могла бы явиться импульсная генерация оптических фононов.

Экспериментальный поиск рассмотренных здесь пролетных высокочастотных явлений затруднен из-за необходимости выполнения условия (1) в полупроводниках. В галогенидах серебра, где удовлетворить условию (1) нетрудно, по-видимому, существуют дополнительные квантовые ограничения. Но такой поиск не является, на наш взгляд, безнадежным, и его следует вести. Также имеет смысл провести численное моделирование кинетического уравнения в условиях пролетного резонанса с конкретными параметрами для ряда полупроводников с целью определить, насколько предсказываемые явления критичны к ослаблению условий (1).

Л и т е р а т у р а

1. Komiyama S., Masumi T., Kurosawa T. A new mode of streaming cyclotron motion of hot electrons at intense microwave fields in AgBr; - Proc. 14th Int. Conf. Phys. Semicond., Edinburgh, 1978, p.335-337;
Komiyama S., Masumi T., Kajita K. Anomalous distribution of hot polarons in silver halides at crossed electric and magnetic fields. - Proc. 13th Int. Conf. Phys. Semicond., Rome, 1976, p.1222; Definite evidence for the population inversion of hot electrons in silver halides. - Phys.Rev.Lett., 1979, v.42, N9, p.600-602.
2. Shockley W. Hot electrons in germanium and Ohm's law. - Bell.Syst.Tech.Journ., 1951, v.30, N10, p.990-1034.
3. Gunn J.B. High electric field effects in semiconductors. - Progress in Semiconductors (Edited by Gibson A.F.), London, Heywood and Comp. Ltd, 1957, p.213-247.
4. Восилос И.И., Левинсон И.Б. Генерация оптических фононов и гальваномагнитные эффекты при электронном распределении с большой анизотропией. - ЖЭТФ, 1966, т.50, №6, с.1660-1665; Гальваномагнитные эффекты в сильных электрических полях при неупругом рассеянии электронов. - ЖЭТФ, 1967, т.52, №4, с.1013-1023.
5. Андронов А.А., Козлов В.А., Мазов Л.С., Шастин В.Н. Об усилении далекого инфракрасного излучения в германии при инверсии населенностей "горячих" дырок. - Письма в ЖЭТФ, 1979, т.20, №9, с.585-589.
6. Воробьев Л.Е., Осокин Ф.И., Стафеев В.И., Тулупенко В.Н. Обнаружение инверсии заселенности горячих дырок в германии. - Письма в ЖЭТФ, 1981, т.34, №3, с.125-129.
7. Левинсон И.Б., Матулис А.Ю. Флуктуации тока в полупроводнике в сильном электрическом поле. - ЖЭТФ, 1968, т.54, №5, с.1466-1478.
8. Андронов А.А., Козлов В.А. Низкотемпературная отрицательная дифференциальная СВЧ-проводимость в полупроводниках при неупругом рассеянии электронов. - Письма в ЖЭТФ, 1973, т.17, №2, с.124-128.

9. Альбер Я.И., Андронов А.А., Валов В.А., Козлов В.А., Лернер А.М., Рязанцева И.П. Инверсия населенностей горячих электронов и отрицательная проводимость в полупроводниках. - ЖЭТФ, 1977, т.42, №3, с.1030-1050.
10. Гуляев Ю.В., Чусов И.И. Высокочастотные эффекты в полупроводниках при резко анизотропном распределении электронов. - ФТТ, 1978, т.20, №9, с.2637-2644.
11. Гуляев Ю.В., Чусов И.И. Собственные колебания плазмы полупроводников при резко вытянутом распределении электронов. - ФТТ, т.21, №9, с.2367-2376.
12. Матулис А., Ченис А. Дифференциальная проводимость в полупроводниках при неупругом рассеянии электронов. - ЖЭТФ, 1979, т.77, №3, с.1134-1143.
13. Матулис А., Ченис А. Влияние магнитного поля на пролетный резонанс в полупроводниках с сильно неупругим рассеянием носителей. - ФТТ, 1980, т.22, №3, с.857-862.
14. Kurosawa T. Theory of cyclotron resonance at intense microwave fields. Proc. 15th Inter. Conf. Phys. Semicond. Kyoto 1980.- J.Phys.Soc.Japan, 1980,v.42,N2, Suppl.A, p. 345- 348.
15. Матулис А., Ченис А. Нелинейный пролетный резонанс в полупроводниках с сильно неупругим рассеянием носителей. - ЖЭТФ, 1983, т.84, №3, с.1190-1200.

ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ НА ПРОЛЕТНОМ РЕЗОНАНСЕ В n -GaAs

Е.В.Стариков, П.Н.Шикторов

Выполненное в работах [1-4] детальное исследование динамики движения электронов [1-4] детальное исследование динамики движения электронов во внешнем электрическом поле E_0 при доминирующем низкотемпературном рассеянии электронов оптическими фононами ($\hbar\omega_0 < k_B T_0$) показало, что имеются благоприятные условия для появления высоко-частотной отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП). Появление ОДП связано с наличием в импульсном пространстве области с ярко выраженной динамикой движения электронов (пассивная область: $\epsilon(\hbar\vec{k}) < \hbar\omega_0$), состоящей из циклов ускорения электронов до энергии оптического фонона и последующей эмиссии оптического фонона при достижении энергии $\epsilon > \hbar\omega_0$. ОДП возникает в резонансной области частот, кратных основной частоте пролета электроном пассивной области импульсного пространства $\omega_E = 2\pi/\tau_E$, где $\tau_E = \sqrt{2 m^* \hbar \omega_0 / e E_0}$, благодаря группировке электронов в пространстве импульсов, вызванной рассеянием в пассивной области и проникновением в активную область ($\epsilon(\hbar\vec{k}) > \hbar\omega_0$) [3]. Однако выполненные в работах [1-4] расчеты ОДП были проведены в рамках идеальных представлений о динамике движения электронов в пассивной области, когда, двигаясь под действием электрического поля E_0 , электроны, с одной стороны, не успевают рассеяться в пассивной области, с другой стороны, достигнув активной области, достаточно быстро испускают оптический фонон, не успев проникнуть в нее на значительную глубину. Это соответствует выполняющему условию

$$\tau^+ \ll \tau_E \ll \tau^-,$$

где τ^- и τ^+ — характерные времена рассеяния электронов в пассивной и активной областях импульсного пространства соответственно. Поскольку в реальных материалах из-за наличия примесей и других нерегулярностей решетки строгое выполнение условий (1) достигнуть трудно, представляется целесообразным провести численный анализ возможностей появления этого вида ОДП применительно к конкретному типу достаточно распространенных материалов.

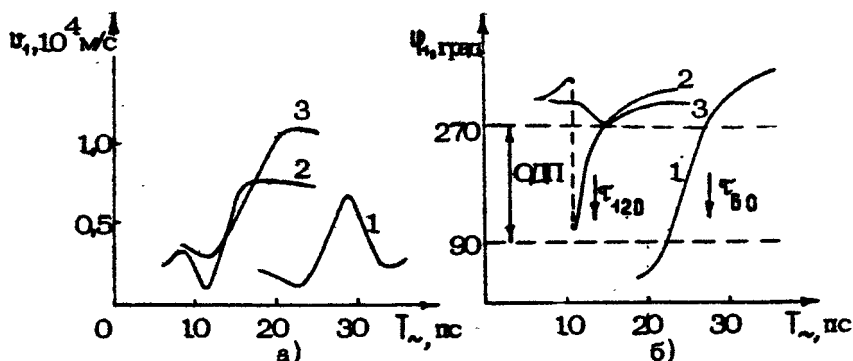
В настоящей работе представлены результаты расчета методом Монте-Карло СВЧ дрейфового отклика $v(t)$ в n -GaAs на переменное электрическое поле вида $E(t) = E_0 + E_1 \cos \omega t$ с учетом реальных времен взаимодействия электронов с оптическими и акустическими фононами и ионизированной примесью. Выбор в качестве материала n -GaAs стимулировался недавно полученными экспериментальными результатами, доказывающими доминирующую роль низкотемпературного оптического рассеяния при азотных и более низких температурах в формировании функции распределения горячих электронов [5, 6]. Расчеты $v(t)$ выполнены в рамках однодолинной модели n -GaAs, когда электроны находятся только в Γ -долине. Учет верхних долин X и L не проводился, так как область значений электрического поля E_0 , при которых проводился расчет ($E_0 < 500$ В/см), значительно меньше той, при которой становятся существенными переходы электронов в верхние долины.

В качестве параметров n -GaAs выбраны следующие: $m^* = 0,066 m_0$; $\hbar\omega_0 = 0,0362$ эВ; эффективное поле полярного оптического рассеяния $E_{0\text{оп}} = 6500$ В/см; акустический деформационный потенциал $\Xi = 7$ эВ. Учет рассеяния на ионизированной примеси выполнен в приближении Брукса-Херинга, использующем экранированный кулоновский потенциал. Обратная длина радиуса экранирования β_0 задавалась выражением $\beta_0^2 = n_0 e^2 / \epsilon_0 \epsilon_s k_B T_0$, где n_0 — концентрация электронов, T_0 — температура решетки. Следует отметить, что использование температуры решетки T_0 при определении радиуса экранирования не является вполне законным, так как распределение электронов при этих условиях далеко от равновесного. Однако рассмотрение зависимости дрейфового отклика от T_0 при температурах ниже азот-

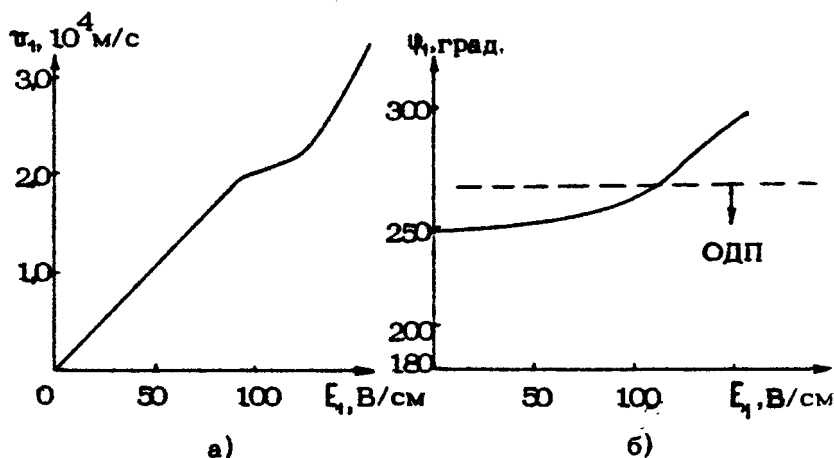
ных, когда в n -GaAs основным механизмом рассеяния в пассивной области является примесное, позволяет судить о влиянии величины β_0 на ОДП при пролетном резонансе. Другие параметры n -GaAs, а также учет в процедуре Монте-Карло различных механизмов рассеяния, выполнены согласно работе [7].

Результаты расчета модуля τ_1 и фазы φ_1 основной гармоники дрейфового отклика при $T_0 = 4,2$ К в зависимости от периода СВЧ электрического поля $T_{\sim} = 2\pi/\omega$ и амплитуды СВЧ-поля E_1 представлены на рис. 1 и 2 соответственно. Как видно из рис. 1, в окрестности резонансных частот (при $E_0 = 60$ В/см $T_{\sim} \approx \tau_E = 28$ пс и при $E_0 = 120$ В/см $T_{\sim} \approx \tau_E = 14$ пс) имеется область ОДП. При гелиевых температурах ОДП в n -GaAs сохраняется вплоть до концентраций ионизированной примеси $N_I = 10^{15}$ см $^{-3}$. В этих условиях, как показал непосредственный расчет, среднее время релаксации импульса в пассивной области для рассеяния на акустических фонах τ_A^- составляет 800–850 пс, а для примесного рассеяния $\tau_I^- \approx 10$ пс при $N_I = 2 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$ и $\tau_I^- \approx 4$ пс при $N_I = 10^{15}$ см $^{-3}$. Как видно из рис. 2, зависимость τ_1 от E_1 остается практически линейной вплоть до исчезновения ОДП. ОДП сохраняется до значений амплитуд СВЧ электрического поля $E_1 \approx E_0$. Отметим, что в приближении $\tau^+ \rightarrow 0$ и $\tau^- \rightarrow \infty$ при $E_1 < E_0$ отклик на основной частоте переменного поля равен нулю. При $E_1 \approx E_0$ происходит смена механизмов, определяющих дрейфовый отклик на СВЧ-поле. Когда $E_1 > E_0$, зависимость $\tau(t)$ определяется изменением расположения функции распределения электронов в пассивной области во времени. При $E_1 < E_0$ отклик на основной частоте связан с модуляцией распределения электронов на главных траекториях, которая может быть вызвана, согласно работам [1–3], как слабым проникновением электронов в активную область, так и слабым рассеянием электронов в пассивной области. Механизмы рассеяния электронов, эффективность которых в пассивной области уменьшается с ростом энергии, наиболее благоприятны для появления ОДП [3]. К таким механизмам, в частности, относится примесное, являющееся обычно доминирующим, рассеяние электронов в пассивной области при низких температурах решетки T_0 .

Согласно упомянутым выше работам, проникновение электронов в активную область приводит к появлению ОДП на частотах несколько выше частоты пролетного резонанса

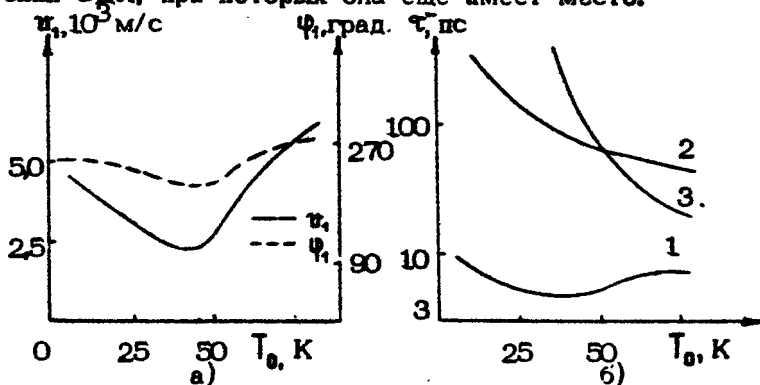


Р и с. 1. Зависимости от периода T_ω электрического поля амплитуды v_1 (а) и фазы ψ_1 (б) первой гармоники временного отклика дрейфовой скорости в n -GaAs при $T_0 = 4,2$ К: 1 - $N_I = 0$, $E_0 = 60$ В/см, $E_1 = 10$ В/см; 2 - $n_0 = 10^{14}$ см $^{-3}$, $N_I = 2 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$, $E_0 = 120$ В/см, $E_1 = 20$ В/см; 3 - $n_0 = 5 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$, $N_I = 10^{15}$ см $^{-3}$, $E_0 = 120$ В/см, $E_1 = 20$ В/см



Р и с. 2. Зависимости от амплитуды E_1 СВЧ электрического поля амплитуды v_1 (а) и фазы ψ_1 (б) первой гармоники дрейфовой скорости в n -GaAs при $T_0 = 4,2$ К, $n_0 = 10^{14}$ см $^{-3}$, $N_I = 2 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$, $E_0 = 120$ В/см, $T_\omega = 14$ пс

($T_{\sim} < \tau_E$), в то время как рассеяние в пассивной области обуславливает ОДП при $T_{\sim} > \tau_E$. Как хорошо видно из рис. 1, эти выводы согласуются с результатами расчетов. Однако резкое увеличение интенсивности рассеяния в пассивной области и значительное проникновение в активную область приводят к исчезновению ОДП. Остановимся подробнее на максимальной степени "слабости" каждой из причин возникновения ОДП, при которых она еще имеет место.



Р и с.3. Зависимости от температуры решетки T_0 амплитуды v_1 и фазы ψ_1 первой гармоники дрейфовой скорости (а) и средних времен релаксации импульса (б) на примеси (1), акустических фононах (2) и с абсорбцией оптических фононов (3). В n -GaAs при $n_0 = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $N_I = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $E_0 = 120 \text{ В/см}$, $E_1 = 20 \text{ В/см}$, $T_{\sim} = 14 \text{ пс}$

На рис.3 приведены зависимости от T_0 для n -GaAs амплитуды v_1 и фазы ψ_1 дрейфовой скорости $v(t)$ на основной частоте, а также аналогичные зависимости средних времен релаксации импульса на ионизованной примеси, акустических фононах и с абсорбцией оптических фононов. Как видно из рис.3, ОДП сохраняется вплоть до азотных температур решетки. При $T_0 < 40 \text{ К}$ зависимости v_1 и ψ_1 от T_0 в основном связаны с изменением радиуса экранирования примеси β_0^{-1} с температурой T_0 . Уменьшение β_0 увеличивает интенсивность примесного рассеяния в области малых энергий, что приводит к задержке электронов при значениях импульса $\hbar \vec{k} \approx 0$. В этой области температур средняя энергия электронов при постоянном значении E_0 и E_1 умень-

шается с ростом температуры T_0 . Увеличение задержки электронов примесным рассеянием при малых энергиях приводит также, при всех прочих равных условиях, и к уменьшению фазы ψ_1 (см. рис.3), что согласуется с результатами работы [3] и в конечном счете благоприятно для появления ОДП. При $T_0 > 40$ К уходу электронов из области малых энергий начинает способствовать абсорбция оптического фонона. Это приводит к росту средней энергии электронов с ростом T_0 и в конечном счете ведет к исчезновению ОДП. Как следует из проведенных расчетов, исчезновение ОДП с ростом интенсивности примесного рассеяния происходит, когда среднее время релаксации импульса на примеси τ_I^- становится несколько меньше времени пролета электроном пассивной области, т.е. приблизительно выполняется условие

$$\tau_E \approx 2\tau_I^- . \quad (2)$$

Исчезновение ОДП в n -GaAs за счет увеличения проникновения электронов в активную область, как показали расчеты, происходит при значениях $E_0 = 400-500$ В/см, что соответствует пролетным частотам $\omega_E = (1,5 - 1,9) \times 10^{12}$ Гц. Если эффективное время рассеяния электронов на оптических фононах в активной области оценивать величиной $\tau^+ = \rho_0 / e E_{оп}$, где $\rho_0 = \sqrt{2m^* \hbar \omega_0}$, то величина постоянного электрического поля E_0 , при которой возможно ОДП, должна удовлетворять условию

$$E_0 < (0,06-0,07) E_{оп} . \quad (3)$$

Проведенное выше рассмотрение условий возникновения ОДП на пролетном резонансе в n -GaAs в отсутствие магнитного поля позволяет сделать вывод, что в достаточно чистых образцах n -GaAs и близких к нему материалах (например, n -InP с $N_I \lesssim 10^{15}$ см⁻³) появления ОДП можно ожидать вплоть до азотных температур решетки. Максимальная частота ОДП соответствует области миллиметровых длин волн.

Л и т е р а т у р а

1. Андронов А.А., Козлов В.А. Низкотемпературная отрицательная дифференциальная СВЧ-проводимость в полупроводниках при неупругом рассеянии электронов. - Письма в ЖЭТФ, 1973, т.17, №2, с.124-128.
2. Гуляев Ю.В., Чусов И.И. Высокочастотные эффекты в полупроводниках при резко анизотропном распределении электронов. - ФТТ, 1978, т.20, №9, с.2637-2644.
3. Матулис А., Ченис А. Дифференциальная проводимость в полупроводниках при неупругом рассеянии электронов. - ЖЭТФ, 1979, т.77, №3, с.1134-1143.
4. Альбер Я.И., Андронов А.А., Валов В.А., Козлов В.А., Лернер А.М., Рязанцева И.П. Инверсия населенностей горячих электронов и отрицательная проводимость в полупроводниках. - ЖЭТФ, 1977, т.72, №3, с.1030-1050.
5. Амбразявичене В., Бразис Р., Качюлис С., Кунигелис А., Паршылюнас Й., Шикторов П. Отрицательная дифференциальная проводимость в полупроводниках с магнитосопротивлением. - Письма в ЖЭТФ, 1981, т.33, №10, с.500-502.
6. Качюлис С., Паршылюнас Й., Бочкарев С. Магнитосопротивление горячих электронов в $n\text{-GaAs}$ при 77 К. - ФТП, 1981, т.15, №9, с.1830-1832.
7. Матуленис А., Пожела Ю., Реклайтис А. Динамика разогрева электронов. - В сб.: Многодолинные полупроводники. Вильнюс: Мокслас, 1978, с.7-58.

ШУМЫ И ДИФФУЗИЯ ГОРЯЧИХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В p-Ge И n-InSb ПРИ ДОМИНИРУЮЩЕМ РАССЕЯНИИ ОПТИЧЕСКИМИ ФОНОНАМИ

В.Барейкис, В.Викторавичюс, А.Гальдикас, Р.Милюшите

1. Введение

Флуктуации тока в сильном электрическом поле теоретически изучались в целом ряде работ, обзор которых дан в статье [1]. При квазиупругом рассеянии носителей заряда рассчитывались шумы в направлениях, параллельном и поперечном направлению электрического поля. В случае изотропного полупроводника получено, что в поперечном направлении проявляется только тепловой шум, вызванный случайным рассеянием импульса носителей заряда. Спектральная плотность тепловых флуктуаций тока испытывает дисперсию на частотах порядка $1/\tau_p$, где τ_p - время релаксации импульса. Шумы вдоль направления электрического поля имеют дисперсию также и на частотах $f \sim 1/\tau_e$, где τ_e - время релаксации энергии. Добавочный шум, проявляющийся вдоль электрического поля и обуславливающий анизотропию спектральной плотности продольных и поперечных флуктуаций тока в области частот $f < 1/\tau_e$, называется конвективным. Вследствие проявления конвективного шума в полупроводниках, вольт-амперная характеристика которых сублинейна, низкочастотная спектральная плотность продольных флуктуаций тока меньше, чем поперечных. Эти теоретические результаты неоднократно подтверждены экспериментально [2,3].

Гораздо менее исследованы шумы горячих носителей заряда при неупругом их рассеянии. В работе [4] было указа-

но, что в случае рассеяния на оптических фононах спектр флуктуаций может иметь особенности. Спектральная плотность продольных флуктуаций тока горячих носителей заряда вычислена в работе [5] для модели, в которой предполагалось, что основным механизмом взаимодействия электронов с решеткой является мгновенное спонтанное испускание оптических фононов энергии ϵ_0 . Остальные упругие механизмы рассеяния характеризовались некоторым временем релаксации. При этом электрон ускоряется за время τ_{np} от $\epsilon = 0$ до $\epsilon = \epsilon_0$, испускает фонон, останавливается, и его движение повторяется периодически. Получено, что в таком случае спектр шумов содержит пики на частотах $f_n = n / \tau_{np}$, $n = 1, 2, \dots$, интенсивность которых убывает как $1/n^2$.

Спонтанное испускание оптических фононов может оказаться доминирующим механизмом рассеяния в чистых полупроводниках при низких температурах решетки T_0 ($k_B T_0 \ll \epsilon_0$, k_B — постоянная Больцмана). Экспериментальному и численному исследованию флуктуационных явлений в таких условиях и посвящена настоящая статья.

2. Расчет спектра шумов горячих носителей заряда в случае доминирующего рассеяния на оптических фононах

2.1. Методика расчета. Спектральная плотность флуктуаций скорости носителей заряда в полупроводниках вычислялась с использованием метода Монте-Карло [6], т.е. моделированием движения электронов в условиях, близких к реальным. Использование этого метода удобно тем, что скорость частицы $\vec{v}(t)$ известна в каждый момент времени t и можно найти автокорреляционную функцию флуктуаций скорости, определяемую выражением

$$\Psi_{v_\alpha}(\tau) = \overline{\Delta v_\alpha(t) \Delta v_\alpha(t+\tau)} = \overline{v_\alpha(t)v_\alpha(t+\tau) - v_\alpha^2}, \quad (1)$$

где $\Delta v_\alpha(t)$ означает отклонение скорости от среднего значения в момент времени t , τ — произвольный интервал времени, черта сверху — усреднение по времени, а индекс α указывает направление скорости относительно направления

электрического поля. Зная функцию $\Psi_{v_{\alpha}}(\tau)$, при помощи преобразования Фурье можно найти и спектральную плотность флуктуаций скорости

$$S_{v_{\alpha}}(f) = 4 \int_0^{\infty} \Psi_{v_{\alpha}}(\tau) \cos 2\pi f \tau \, d\tau. \quad (2)$$

Спектральная плотность флуктуаций скорости в случае, когда межэлектронное взаимодействие слабо и им можно пренебречь, связана с коэффициентом диффузии основных носителей заряда D_{α} соотношением

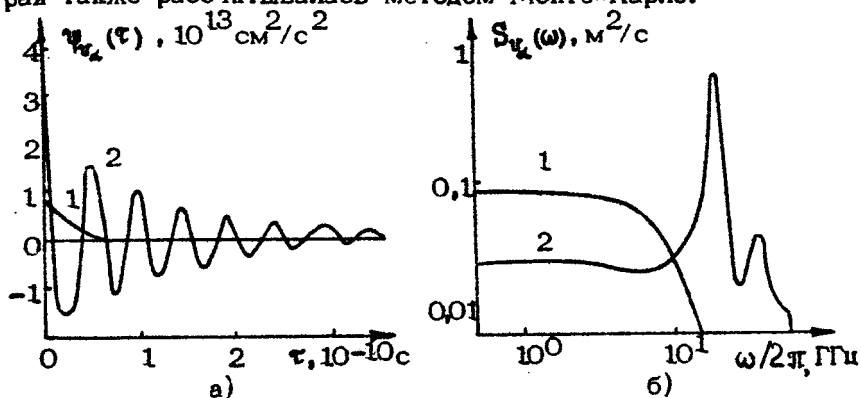
$$S_{v_{\alpha}}(f) = 4 D_{\alpha}. \quad (3)$$

Таким образом, расчет функций $\Psi_{v_{\alpha}}(\tau)$ и $S_{v_{\alpha}}(f)$ позволяет судить не только о флуктуационных свойствах, но и о процессе диффузии свободных носителей заряда в полупроводниках.

2.2. Модельная задача. Для выявления основных закономерностей частотной зависимости шумов в случае доминирующего неупругого рассеяния носителей заряда в полупроводниках были проведены расчеты функций $\Psi_{v_{\alpha}}(\tau)$ и $S_{v_{\alpha}}(f)$ для модели, в которой учитывалось рассеяние только на оптических фононах. Закон дисперсии электронов принят параболическим и изотропным, эффективная масса электрона $m = 0,3 m_0$. Остальные параметры, необходимые при вычислении вероятности рассеяния [7], были: скорость звука $v = 5,4 \cdot 10^3$ м/с, характерная температура оптических фононов $\theta_3 = 430$ К, плотность полупроводника $d = 5,33 \cdot 10^3$ кг/м³ и константа деформационного потенциала $E_{dp} = 11,4$ эВ. Расчеты проводились при низких температурах решетки $T_0 \ll \theta$ ($T_0 = 10$ К), и, следовательно, испускание оптических фононов преобладало над их поглощением.

На рис. 1 представлены вычисленные зависимости автокорреляционной функции скорости от времени (а) и спектральной плотности флуктуаций скорости от частоты (б). Видно, что поперечная автокорреляционная функция скорости

$\Psi_{v_x}(\tau)$ убывает экспоненциально с характерным временем τ_k . Спектральная плотность поперечных флуктуаций скорости на низких частотах ($f < 1$ ГГц) постоянна, а в области более высоких частот уменьшается по закону $1/[1 + (2\pi f \tau_k)^2]$. Параметр τ_k совпадает со временем релаксации импульса τ_p , найденным из подвижности, которая также рассчитывалась методом Монте-Карло.



Р и с. 1. Зависимость автокорреляционной функции флуктуаций скорости от времени (а) и частотная зависимость спектральной плотности флуктуаций скорости (б) для модели, в которой учитывалось только рассеяние на оптических фотонах. Кривые 1 - поперек \vec{E} , 2 - вдоль \vec{E} . $E = 75 \text{ В/см}$; $T_0 = 10 \text{ К}$

Поведение продольных флуктуаций более сложное: временная зависимость $\Psi_{v_{||}}(\tau)$ имеет осцилляционный характер, а на частотной зависимости $S_{v_{||}}(f)$ появляются максимумы на частотах, кратных обратному времени пролета электронном пассивной области ($\epsilon < \epsilon_0$) импульсного пространства. Осцилляции $\Psi_{v_{||}}(\tau)$ и резонансное возрастание $S_{v_{||}}(f)$ на упомянутых частотах обусловлены циклическим движением электронов в импульсном пространстве.

Частотная зависимость спектральной плотности флуктуаций скорости, полученная методом Монте-Карло, отличается от рассчитанной аналитически [5] наличием "фона" на низких частотах, т.е. $S_{v_{||}}(f)$ и $S_{v_{\perp}}(f)$ при $f \rightarrow 0$ не равны нулю. Указанный "фон" обусловлен проникновением электронов в активную область ($\epsilon > \epsilon_0$), что приводит к появле-

нию хаотического движения носителей заряда. Как видно из рис. 1,б, на низких частотах $S_{v_x}(f) < S_{v_y}(f)$, т.е. флуктуации скорости анизотропны относительно направления электрического поля. Для "фона" характерна такая же анизотропия, как и для низкочастотных флуктуаций скорости в случае квазиупругого рассеяния [1], обусловленная проявлением конвективного шума.

С увеличением напряженности электрического поля проникновение электрона в активную область увеличивается. Это приводит к большей хаотизации движения носителей заряда и тем самым к уменьшению и уширению максимумов на $S_{v_x}(\omega)$ (рис. 2). Кроме того, при увеличении E максимумы смещаются в сторону более высоких частот, так как уменьшается время, за которое электрон приобретает энергию оптического фонона.

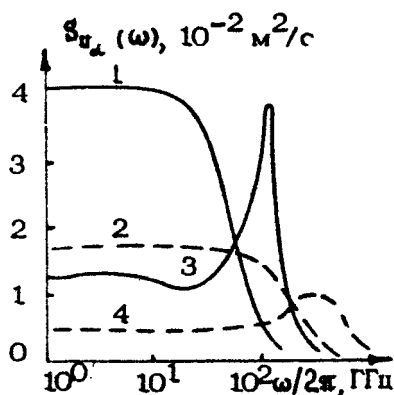


Рис. 2. Частотная зависимость спектральной плотности флуктуаций скорости (в модели учитывалось только рассеяние на оптических фононах). Сплошные кривые — $E = 500$ В/см, пунктирные — $E = 2000$ В/см; 1, 2 — поперек E , 3, 4 — вдоль E , $T_0 = 10$ К

Следует отметить, что учет рассеяния в пассивной области импульсного пространства также приводит к нарушению цикличности движения носителей заряда. Увеличение интенсивности этого рассеяния резко уменьшает величину максимума спектральной плотности продольных флуктуаций скорости.

2.3. Частотная зависимость шумов горячих носителей заряда в p-Ge и n-InSb при низких температурах решетки. Дырочный германий является одним из полупроводников, в котором при низких температурах решетки рассеяние дырок на оптических фононах является сильным и имеет возможность исследовать влияние этого рассеяния на флу

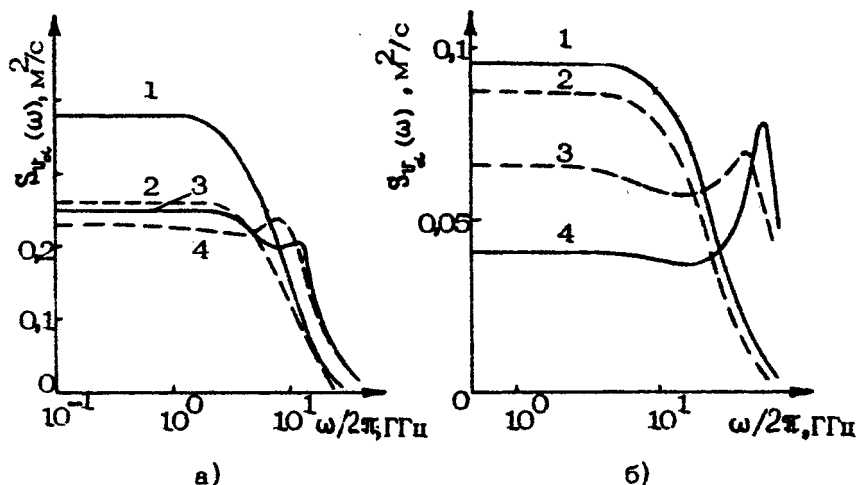
туационные явления. В модели, для которой вычислялась спектральная плотность флуктуаций скорости дырок, учитывались только тяжелые дырки, закон дисперсии которых принят параболическим и изотропным. Принималось, что дырки рассеиваются на деформационном потенциале оптических и акустических фононов, а также ионизированными примесями. Вероятности рассеяния приведены в работе [7], причем неупругость взаимодействия дырок с акустическими фононами, которая становится заметной при гелиевых температурах решетки, учитывалась, следуя работе [8]. Константа акустического деформационного потенциала принята $\Sigma_a = 5,7 \text{ эВ}$, а значения остальных параметров, использованных при расчетах, взяты из [7] и совпадают с приведенными в разд. 2.2.

Результаты расчета частотной зависимости спектральных плотностей продольных и поперечных флуктуаций скорости для модели $\rho\text{-Ge}$ при $T_0 = 10 \text{ К}$ представлены на рис. 3. Как и в случае модельной задачи (см. разд. 2.2), в $\rho\text{-Ge}$ на низких частотах $S_{v_x}(f) > S_{v_y}(f)$, а на частотах, близких $1/\tau_{пр}$, $S_{v_x}(f)$ резонансно возрастает. Вблизи этих частот спектральная плотность продольных флуктуаций скорости больше, чем поперечных.

В реальных полупроводниках при низких температурах решетки, однако, существенно рассеяние носителей заряда на ионизированных примесях. Как видно из рис. 3, основные закономерности частотной зависимости $S_{v_x}(f)$ при $N_I = 8 \cdot 10^{13}$ такие же, как и в случае $N_I = 0$. Однако учет рассеяния на ионизированных примесях приводит к следующим качественным изменениям спектральной плотности флуктуаций скорости в $\rho\text{-Ge}$. Во-первых, максимум на кривой $S_{v_x}(f)$ уменьшается, а ширина его увеличивается из-за хаотизации движения дырок при рассеянии ионизированными примесями. Во-вторых, в области низких частот анизотропия $S_{v_x}(f)$ относительно направления электрического поля уменьшается. Это обусловлено более слабой зависимостью электропроводности от электрического поля при $N_I \neq 0$, а следовательно, и уменьшением конвективного шума вдоль направления \vec{E} . В-третьих, с увеличением N_I максимум на кривой $S_{v_x}(f)$ смещается в сторону низких частот.

При более высоких температурах решетки рассеяние дырок в пассивной области импульсного пространства увеличивается (поглощение оптических фононов - взаимодействие

с акустическими фононами) и немонотонность временной зависимости автокорреляционной функции, а также частотной зависимости спектральной плотности продольных флуктуаций скорости дырок уменьшается [6].

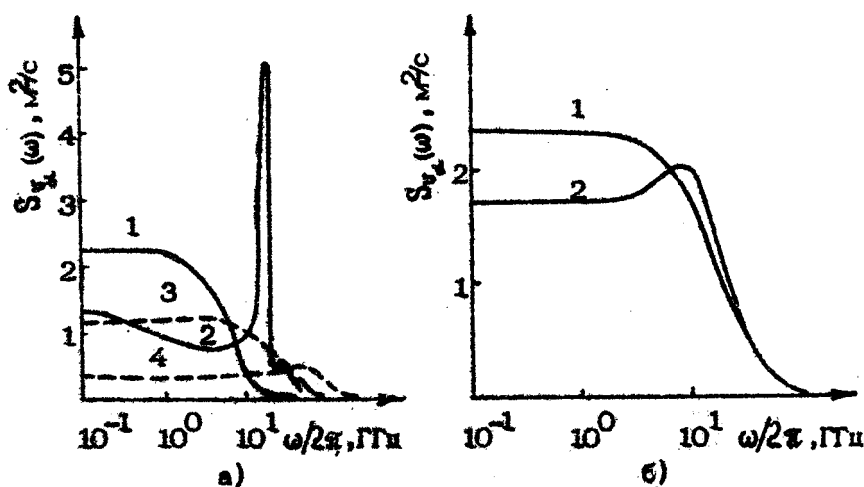


Р и с.3. Частотные зависимости спектральной плотности флуктуаций скорости для модели p -Ge, $T_0 = 10$ К: а - $E = 50$ В/см, б - $E = 200$ В/см. Кривые 1,2 - поперек \vec{E} , 3,4 - вдоль \vec{E} . Сплошные кривые - $N_I = 0$, пунктирные - $N_I = 8 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$

Вычисления частотной зависимости шумов горячих носителей заряда были проведены также для модели n -InSb. Учитывался только один минимум зоны проводимости, расположенный в центре зоны Бриллюэна. Закон дисперсии электронов принят непараболическим и эффективная масса электронов увеличивалась при увеличении их энергии. При моделировании движения электрона учитывалось полярное оптическое рассеяние, а также упругое рассеяние на деформационном акустическом потенциале и ионизированных примесях (вероятности представлены в статье [9]). Основные параметры n -InSb, использованные при вычислениях, следующие: эффективная масса $m = 0,014 m_0$, ширина запрещенной зоны $\epsilon_g = 0,225$ эВ, энергия оптического фонона $\hbar\omega_g = 0,025$ эВ, статическая и оптическая диэлектричес-

кие проницаемости $\epsilon_2 = 19,7$ и $\epsilon_3 = 16$ соответственно, плотность $\rho = 5,79 \cdot 10^3$ кг/м³ и скорость звука $\xi = 3,7 \cdot 10^3$ м/с [10]. Акустический деформационный потенциал $\Xi_a = 30$ эВ [11].

Результаты расчета спектральной плотности флуктуаций скорости горячих электронов в $n\text{-InSb}$ без учета и с учетом рассеяния на ионизированных примесях представлены на рис. 4. В чистом ($N_I = 0$) $n\text{-InSb}$ при $E = 10$ В/см пролетный эффект проявляется сильно (рис. 4,а). С увеличением электрического поля увеличивается проникновение электронов в активную область и циклическое движение нарушается. Например, при $E = 50$ В/см максимум на $S_{v_x}(f)$ незначительный. Однако в образцах антимонида индия при низких температурах решетки движение носителей заряда наиболее сильно хаотизируется из-за их рассеяния ионизированными примесями. Расчеты показывают, что в $n\text{-InSb}$ при $T_0 = 10$ К и концентрации заряженных центров $N_I = 10^{14}$ см⁻³ максимум на спектре продольных шумов (рис. 4,б) значительно меньше, чем при $N_I = 0$.



Р и с. 4. Частотная зависимость спектральной плотности флуктуаций скорости для модели $n\text{-InSb}$. а - $N_I = 0$; сплошные кривые - $E = 10$ В/см, пунктирные - $E = 50$ В/см; 1, 3 - поперек E , 2, 4 - вдоль E ; б - $N_I = 10^{14}$ см⁻³; $E = 10$ В/см, 1 - поперек E , 2 - вдоль E ; $T_0 = 10$ К

3. Экспериментальное исследование шумов горячих носителей заряда в p - Ge и n - InSb при гелиевых температурах решетки.

Измеряемыми величинами являлись шумовая температура $T_{ш_{\alpha}}$ и малосигнальная электропроводность $\sigma_{\alpha}(f)$, а спектральная плотность флуктуаций тока определялась по формуле (см., например, [2])

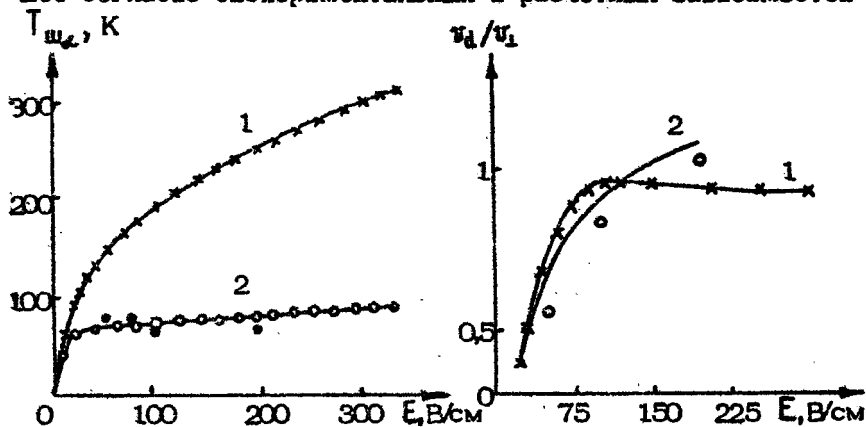
$$S_{j_{\alpha}}(f) = 4k_B T_{ш_{\alpha}} \sigma_{\alpha}(f). \quad (4)$$

Измерения проводились на частоте 10 ГГц в импульсном режиме в интервале электрических полей $E = 5 + 300$ В/см. Шумовая температура определялась при помощи стробированного модуляционного радиометра [12], а малосигнальная электропроводность — по методике, предложенной в работе [13].

Образцы p - Ge ($2 \times 0,7 \times 0,7$ мм) изготавливались из материала с удельным сопротивлением при комнатной температуре $\rho_{300\text{K}} = 40$ Ом/см. Неинжектирующие контакты на p - Ge создавались вплавлением в вакууме сплава $\text{In} + 0,5\% \text{Sn}$. Концентрация и подвижность электронов в исследованном n - InSb при $T_0 = 77$ К были $n = 1,2 \cdot 10^{14}$ см⁻³ и $\mu = 6 \cdot 10^5$ см²/В·с соответственно. Контакты создавались нанесением In . С целью избежания контактных явлений изготавливались образцы гантелеобразной формы с приконтактными блоками.

При измерениях волновод, в секции которого находился образец, погружался в жидкий гелий. Следовательно, температура образца при $E = 0$ была $T_0 = 4,2$ К. В сильном электрическом поле, которое создавалось импульсами постоянного напряжения длительностью 5 мкс и частотой повторения 22 Гц, температура решетки увеличивалась. Разогрев решетки ΔT_0 контролировался экспериментально. Для этого измерялась шумовая температура через 1 мкс после окончания импульса электрического поля. В этом случае она равна температуре решетки. Разогрев также оценивался теоретически. Эксперимент и оценки показывают, что температура решетки при $E \approx 200$ В/см не превышает 15 К.

3.1. Дырочный германий. Результаты измерения шумовой температуры вдоль ($T_{шн}$) и поперек ($T_{ш\perp}$) направления электрического поля представлены на рис. 5. Продольная шумовая температура превышает поперечную. Такая же, но более слабо выраженная анизотропия шумовой температуры характерна для β -Ge при $T_0 = 295$ K и $T_0 = 78$ K [2, 3, 6]. На том же рисунке показаны значения $T_{ш\perp}$, вычисленные методом Монте-Карло. Как видно, получено хорошее согласие экспериментальных и расчетных зависимостей



Р и с. 5. Зависимость шумовой температуры дырок в β -Ge при гелиевых температурах решетки от напряженности электрического поля. 1 - продольная и 2 - поперечная шумовые температуры. Черные кружки - рассчитанная $T_{ш\perp}$ ($N_I = 8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $T_0 = 10$ K)

Р и с. 6. Зависимость отношения дрейфовой скорости к хаотической скорости поперечного движения в β -Ge от напряженности электрического поля. 1 - эксперимент, 2 и кружки - расчет соответственно без учета и с учетом рассеяния на ионизированных примесях ($N_I = 8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $T_0 = 10$ K)

Известно [1], что в случае квазиупругого рассеяния носителей заряда $T_{ш\perp}$ с точностью множителя порядка единицы совпадает с величиной $2/3 \cdot \bar{\epsilon} / k_B$, где $\bar{\epsilon}$ - средняя энергия носителей заряда. Однако неясно, можно ли из дан-

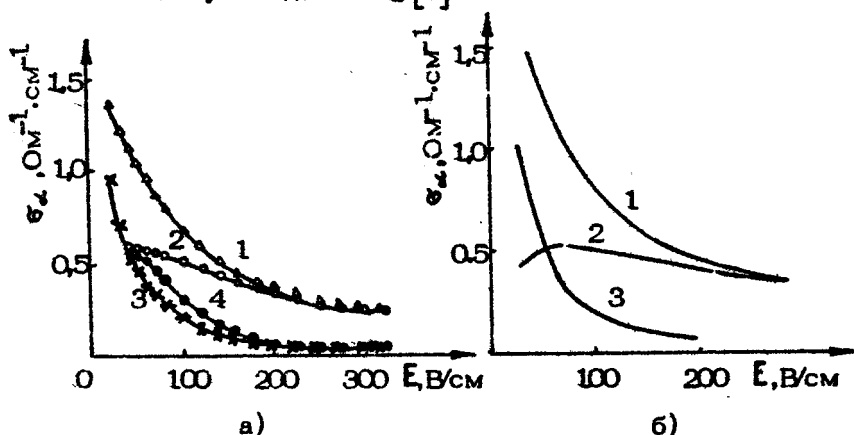
ных о $T_{ш}$, определить $\bar{\epsilon}$ в случае доминирующего неупругого рассеяния, когда функция распределения сильно анизотропна. Чтобы ответить на этот вопрос, методом Монте-Карло вычислялась средняя энергия хаотического движения дырок. Расчеты показали, что $T_{ш}$ и величина $T_{\perp} = m\overline{v_{\perp}^2}/k_B$ совпадает с точностью до 5% (здесь $\overline{v_{\perp}^2}$ — средний квадрат поперечной электрическому полю компоненты скорости). Отметим, что черные кружки на рис. 5 обозначают как $T_{ш}$, так и T_{\perp} . Таким образом, и в случае сильного неупругого рассеяния носителей заряда изменение поперечной шумовой температуры позволяет определить среднюю энергию хаотического движения носителей заряда. Зная величину $v_{\perp} = \sqrt{\overline{v_{\perp}^2}}$, можно оценить степень вытянутости функции распределения, которая обычно характеризуется отношением v_d/v_{\perp} , где v_d — дрейфовая скорость, определяемая из вольт-амперной характеристики в той области электрических полей, где концентрация дырок не зависит от E (в использованных образцах p-Ge $E \geq 25$ В/см). Зависимости отношения v_d/v_{\perp} , полученного из экспериментальных данных и рассчитанного методом Монте-Карло в p-Ge при гелиевых температурах решетки, представлены на рис. 6.

Для определения спектральной плотности флуктуаций тока по выражению (4) кроме $T_{ш}$ необходимо также измерить малосигнальную электропроводность $\sigma_{\alpha}(f)$. Результаты измерения статической σ , дифференциальной $\tilde{\sigma}$ и малосигнальных электропроводностей вдоль $\sigma_{\parallel}(f)$ и поперек $\sigma_{\perp}(f)$ электрического поля на частоте 10 ГГц представлены на рис. 7, а. На рис. 7, б показаны зависимости σ , $\tilde{\sigma}$ и $\sigma_{\perp}(f) = \sigma / [1 + (2\pi f \tau_p)^2]$ от напряженности электрического поля, полученные из расчетов дрейфовой скорости дырок методом Монте-Карло. Наблюдается хорошее согласие эксперимента и расчетов.

Данные о σ , $\tilde{\sigma}$, $\sigma_{\alpha}(f)$ позволяют судить об инерционности разогрева дырок. При $E > 200$ В/см, где поперечная малосигнальная электропроводность совпадает с σ , а $\sigma_{\parallel}(f) = \tilde{\sigma}$, разогрев дырок на частоте измерения безынерционен. Отметим, что явно выраженного влияния циклического движения дырок на малосигнальную электропроводность в p-Ge на частоте 10 ГГц нами не наблюдалось.

На рис. 8 приведена зависимость спектральной плотности флуктуаций тока в p-Ge, определенной по выражению (4), от напряженности электрического поля и показана спектраль-

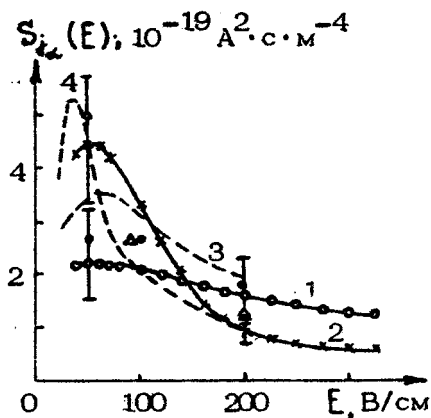
ная плотность флуктуаций тока, рассчитанная методом Монте-Карло для модели $p-Ge$. Основной особенностью представленных экспериментальных и теоретических данных является зависимость знака анизотропии $S_{j_{\alpha}}(f)$ относительно направления \vec{E} от напряженности электрического поля. В области достаточно сильных электрических полей (для экспериментальных данных $E > 150$ В/см) спектральная плотность продольных флуктуаций тока меньше, чем поперечных: $S_{j_{\parallel}}(f) < S_{j_{\perp}}(f)$. При более слабых полях наблюдается обратная анизотропия: $S_{j_{\parallel}}(f) > S_{j_{\perp}}(f)$. Как отмечалось, в случае квазиупругого рассеяния и сублинейной вольт-амперной характеристики $S_{j_{\parallel}}(f \rightarrow 0) < S_{j_{\perp}}(f \rightarrow 0)$ из-за проявления конвективного шума вдоль \vec{E} [1].



Р и с. 7. Зависимость статической (кривая 1), дифференциальной (кривая 3), малосигнальных поперечной (кривая 2) и продольной (кривая 4) электропроводностей в $p-Ge$ от напряженности электрического поля: а - эксперимент, б - расчет, $T_0 = 10$ К

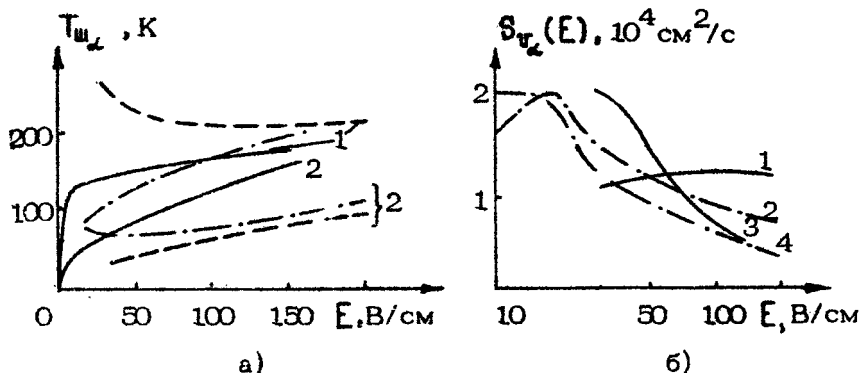
Для объяснения анизотропии $S_{j_{\alpha}}(f)$ тока, полученной нами, воспользуемся рассчитанными частотными зависимостями $S_{v_{\alpha}}(f)$, т.к. $S_{j_{\alpha}}(f) = e^2 n S_{v_{\alpha}}$. Максимум спектральной плотности продольных флуктуаций скорости наблюдается на частоте, равной обратному времени пролета дыркой через пассивную область импульсного пространства. На этой частоте $S_{v_{\parallel}}(f)$ превышает $S_{v_{\perp}}(f)$. Из рис. 3 видно, что на

частоте 10 ГГц $S_{v_x}(f) > S_{v_z}(f)$ только в электрических полях порядка 50 В/см. В более сильных полях время пролета дырки уменьшается, максимум на зависимости $S_{v_x}(f)$ смещается в сторону более высоких частот. Поэтому при $E > 200$ В/см (см. рис. 2,а) на частоте измерения спектральная плотность продольных флуктуаций скорости меньше, чем поперечных, что согласуется с экспериментально наблюдаемой анизотропией $S_{v_i}(f)$.



Р и с. 8. Зависимость спектральной плотности флуктуаций тока в p - Ge от E при гелиевых температурах решетки. 1,3 и \bullet - поперек \vec{E} , 2, 4 и Δ - вдоль \vec{E} . 1, 2 - экспериментальные данные; 3, 4 - расчет без учета и \bullet , Δ - с учетом рассеяния на ионизированных примесях ($N_I = 8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $T_0 = 10 \text{ K}$)

3.2. Электронный антимионид индия. Зависимость экспериментально измеренной, а также и рассчитанной методом Монте-Карло шумовой температуры и спектральной плотности флуктуаций скорости электронов от напряженности электрического поля в n - $InSb$ при гелиевых температурах решетки представлена на рис. 9. Теоретическая $T_{ш}$ определялась по выражению (4) с использованием расчетов низкочастотной спектральной плотности флуктуаций скорости, статической и дифференциальной электропроводностей. Как видно из рис. 9,а, согласие результатов измерений и расчетов только качественное. Спектральная плотность поперечных флуктуаций скорости (рис. 9,б) в интервале электрических полей $E < 60$ В/см меньше, чем продольных. В более сильных электрических полях наблюдается обратная анизотропия: $S_{v_x}(f) < S_{v_z}(f)$. Отметим, что при определении $S_{v_x}(f)$ из измерений $T_{ш}$ по выражению (4) использовались статическая и дифференциальная электропроводности. Наблюдаемую анизотропию спектральной плотности флуктуаций скорости можно объяснить, как и в случае p - Ge , проявлением в СВЧ-шумах циклического движения носителей заряда в импульсном пространстве.



Р и с. 9. Зависимость шумовой температуры (а) и спектральной плотности флуктуаций скорости (б) электронов в $n\text{-InSb}$ при гелиевых температурах решетки. а: 1 - вдоль \vec{E} , 2 - поперек \vec{E} , сплошные кривые - эксперимент, пунктир и штрихпунктир - расчет без учета и с учетом рассеяния на ионизированных примесях соответственно ($N_I = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $T_0 = 10 \text{ K}$); б: 1, 2 - поперек \vec{E} , 3, 4 - вдоль \vec{E} , сплошные кривые - эксперимент, пунктирные - расчет ($N_I = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $T_0 = 10 \text{ K}$)

4. Заключение

Из вышесказанного можно сделать следующие выводы:

1. Циклическое движение носителей заряда, причиной которого является низкотемпературное рассеяние на оптических фонах, существенным образом меняет спектр шумов горячих электронов в СВЧ-диапазоне. На частотах, близких обратному времени пролета носителей заряда через пассивную область импульсного пространства, в направлении электрического поля наблюдается максимум спектральной плотности флуктуаций тока.

2. В полупроводниках с сублинейной вольт-амперной характеристикой анизотропия спектральной плотности флуктуаций тока относительно направления электрического поля зависит от конкретных механизмов рассеяния носителей заряда. При неупругом рассеянии спектральная плотность продольных флуктуаций тока может превышать спектральную плотность поперечных флуктуаций тока.

Л и т е р а т у р а

1. Gantsevich S.V., Gurevich V.L., and Katilius R. Theory of fluctuations in nonequilibrium electron gas. - Rivista del Nuovo Cimento, 1979, v.2, N5, p.1-87.
2. Барейкис В., Матуленис А., Пожела Ю., Ашмонтас С., Реклайтис А., Гальдикас А.-П., Милюшите Р., Стариков Е. Диффузия горячих электронов /Под ред. Ю.Пожелы. Вильнюс: Мокслас, 1981. 212 с.
3. Nougier J.P. Noise and diffusion of hot carriers. - In: Physics of nonlinear transport in semiconductors./Ed. by D.K.Ferry, J.R.Barker and C.Jacoboni. New York: Plenum Press, 1980, p.415-465.
4. Price P.J. Noise theory for hot electrons. - IBM J.Res.Dev., 1959, v.3, N3, p.249-261.
5. Левинсон И.Б., Матулис А.Ю. Флуктуации тока в полупроводниках в сильном электрическом поле. - ЖЭТФ, 1968, т.54, № 5, с.1466-1478.
6. Барейкис В., Гальдикас А., Милюшите Р., Матуленис А. Расчет шумов в р-Ge в сильном электрическом поле методом Монте-Карло. - ФТП, 1979, т.13, №6, с.1123-1126.
7. Денис В., Пожела Ю. Горячие электроны. Вильнюс: Минтис, 1971. 292 с.
8. Canali C., Jacoboni C., Nava F., Ottaviani G., Alberigi-Quaranta A. Electron drift velocity in silicon. - Phys.Rev. B, 1975, v.12, N4, p.2265-2284.
9. Матуленис А., Пожела Ю., Реклайтис А. Динамика разогрева электронов. - В кн.: Многодолинные полупроводники. Вильнюс: Мокслас, 1978, с.7-59.
10. Fawcett W., Ruch J.G. Negative differential mobility in indium antimonide. - Appl.Phys. Lett., 1969, v.15, N11, p.368-370.
11. Dobrovolskis Z., Krotkus A., Požela J., Asauskas R. Current voltage characteristic of InSb at room temperature and high hydrostatic pressure. - Phys.Stat.Sol. (a), 1980, v.59, p.689-696.

12. Барейкис В.А., Шальтис Р.И., Пожела Ю.К. О флуктуациях тока в германии в сильном электрическом поле. - Литовский физический сборник, 1966, т.6, № 1, с.99-104.
13. Vindevoghel J., Leroy Y., Bruneel C. An original measurement of high field effect on microwave conductivity of semiconductors. - Rev.Sci.Instrum., 1974, v.45, N7, p.920-921.

ЯВЛЕНИЯ В СКРЕЩЕННЫХ ПОЛЯХ

КИНЕТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В УСЛОВИЯХ ВЫРАЖЕННОЙ ДИНАМИКИ ДВИЖЕНИЯ В СКРЕЩЕННЫХ ПОЛЯХ

И. Б. Левинсон

1. ТОПОЛОГИЯ ТРАЕКТОРИЙ В ИМПУЛЬСНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

В чистых полупроводниках при низкой температуре время рассеяния на примесях и акустических фононах τ много больше, чем время испускания оптического фонона τ_0 . Поэтому в \vec{p} -пространстве есть две области, в которых рассеяние имеет совершенно различный характер; эти области разделяются изоэнергетической поверхностью $\varepsilon(\vec{p}) = \hbar\omega_0$, где $\hbar\omega_0$ - энергия длинноволнового оптического фонона. Если $T \ll \hbar\omega_0$, то в пассивной области $\varepsilon(\vec{p}) < \hbar\omega_0$ поглощение оптических фононов экспоненциально слабо, а испускание невозможно. Поэтому в пассивной области Ω рассеяние обусловлено только примесями и акустическими фононами. Между тем в активной области $\varepsilon(\vec{p}) > \hbar\omega_0$ доминирует спонтанное испускание оптических фононов. В простейшей модели спектра Ω есть сфера радиуса $\rho_0 = (2m\hbar\omega_0)^{1/2}$.

Существует такой интервал электрических полей E , что

$$\tau \gg \tau_E \gg \tau_0, \quad (1)$$

где $\tau_E = \rho_0 / eE$ - время ускорения электрона от $\varepsilon = 0$ до $\varepsilon = \hbar\omega_0$. Левое неравенство (1) означает, что за время ускорения в области Ω электрон не успеет рассеяться, а правое - что, достигнув границы этой области, он испускает фонон $\hbar\omega_0$ мгновенно.

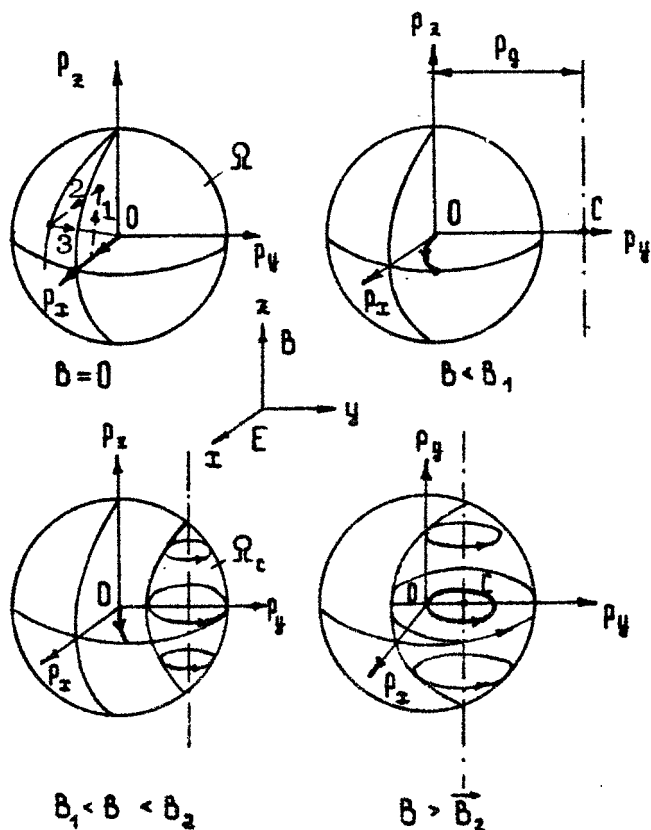
После испускания фонона электрон оказывается в точке

$\vec{p} = 0$, затем он движется под влиянием поля по прямой параллельной \vec{E} до пересечения с границей Ω в точке $p = p_0$ (главная траектория показана на рис. 1 жирной линией), где снова испускает фотон, и т. д. [1]. В среднем на одном из τ/τ_E циклов ускорения произойдет упругое рассеяние внутри Ω (пунктирная стрелка 1). Однако после этого, через время порядка τ_E , электрон, ускорившись по побочной траектории 2 до $\epsilon = \hbar\omega_0$ и испустив фотон (стрелка 3), вернется в точку $\vec{p} = 0$ и возобновит "челночное" движение по главной траектории. Отсюда ясно, что "время жизни" на главной траектории порядка τ , а вне ее — порядка τ_E . Поэтому доля электронов вне главной траектории мала, порядка τ_E/τ . Электроны главной траектории образуют в импульсном пространстве резко анизотропное "иглообразное" распределение. Средняя скорость электронов определяется "центром тяжести" этой траектории и равна $0,5 v_0$, где $v_0 = p_0/m$. Макроскопическим проявлением этого обстоятельства является насыщение тока j как функции E .

Существенно более сложная и богатая деталями картина движения электронов возникает при включении поля \vec{b} , перпендикулярного \vec{E} [2, 3]. Теперь траектории в \vec{p} -пространстве есть окружности, плоскости которых перпендикулярны \vec{b} , а центры лежат на прямой, параллельной \vec{b} и смещенной в холловском направлении от $\vec{p} = 0$ на расстояние $p_0 = m v_0$, где $v_0 = cE/b$ — скорость холловского дрейфа (рис. 1). Электроны вращаются по этим окружностям с циклотронной частотой $\omega_c = eB/mc$.

Пока линия центров лежит вне сферы Ω , т. е. при $v_0 > v_0$, все траектории внутри Ω незамкнуты, и картина движения электронов отличается от случая $B = 0$ только тем, что все траектории, и главная и побочные, искривлены. Такая картина имеет место при $b < b_1 = eE/v_0$, или, что то же самое, при $\omega_c \tau_E < 1$. В поле $b = b_1$ топология траекторий меняется — когда $b > b_1$, в Ω появляются замкнутые побочные траектории, образующие веретенообразную область Ω_c (область накопления). Траектории в Ω_c являются ловушками электронов — электрон, попавший на замкнутую траекторию, может вернуться на главную траекторию только после упругого рассеяния, выводящего его из Ω_c на незамкнутую побочную траекторию. Иначе говоря, время жизни в Ω_c того же порядка, что и на главной тра-

ектории, и поэтому доля электронов в Ω_c порядка отношения фазовых объемов $\Omega_c / (\Omega - \Omega_c)$. При $\bar{v} = \bar{v}_2 = 2\bar{v}_1$ происходит вторая перестройка топологии – замыкается главная траектория. Когда $\bar{v} > \bar{v}_2$, почти все электроны находятся внутри "веретена"; доля электронов на незамкнутых траекториях вне веретена есть τ_E / τ .



Р и с. 1. Траектории электрона в импульсном пространстве в скрещенных полях

2. СРЫВ ДИССИПАТИВНЫХ ЭФФЕКТОВ

Степень "замагниченности" электронов "веретена" и электронов незамкнутой главной траектории разная; для первых она определяется, величиной $\omega_c \tau \gg 1$, а для вторых – ве-

личной $\omega_c \tau_E \approx 1$. В поле $B = B_1$ впервые появляются сильно замагниченные электроны, а в поле $B = B_2$ исчезают слабо замагниченные. Именно этим определяется своеобразное влияние магнитного поля на кинетические явления при неупругом рассеянии.

Электроны "веретена" дают вклад только в холловский ток j_y , диссипативный ток j_x целиком обязан электронам главной траектории. Поэтому при $B = B_2$, когда испускание оптических фононов "выключается", должен скачком упасть диссипативный ток [2, 3].

Если \vec{E} и \vec{B} не перпендикулярны, то траектории из окружностей превращаются в спирали, и электрон на любой траектории может ускориться до $\varepsilon = \hbar \omega_0$. Однако, как легко понять, длина любой траектории есть осциллирующая функция B , так как при увеличении B в области Ω укладывается новый виток спирали. С этим могут быть связаны любопытные осцилляционные зависимости j от B [4].

3. РАЗМЫТИЕ КРИТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ B_1 И B_2

В действительности оптический фонон испускается не мгновенно, и поэтому электрон проникает в активную область на конечную глубину $\Delta \varepsilon / U_0$, в результате чего он возвращается не точно в $\bar{p} = 0$, а в малую сферу радиусом $\delta p \approx (2m \Delta \varepsilon)^{1/2}$. Это значит, что главная траектория приобретает конечную "толщину" δp , являющуюся причиной размытия тех особенностей кинетических коэффициентов, которые обусловлены замыканием главной траектории. Глубину проникновения можно оценить из условия: вероятность испустить оптический фонон за время ускорения от $\varepsilon = \hbar \omega_0$ до $\varepsilon = \hbar \omega_0 + \Delta \varepsilon$ порядка единицы, т.е.

$$\int_{\hbar \omega_0}^{\hbar \omega_0 + \Delta \varepsilon} \frac{dt}{\tau(\varepsilon)} = 1; \quad dt = \frac{dp}{eE} = \frac{d\varepsilon}{eE U_0}, \quad (2)$$

где время испускания фонона вблизи порога

$$\frac{1}{\tau(\varepsilon)} = \frac{1}{\tau_0} \left(\frac{\varepsilon}{\hbar \omega_0} - 1 \right)^{1/2} \quad (3)$$

Подставляя (3) в (2), находим $\Delta \varepsilon / \hbar \omega_0 \approx (\tau_0 / \tau_E)^{2/3}$, что позволяет оценить степень размытия критического поля

$$\delta B_2 / B_2 \approx \delta \rho / \rho_0 \approx (\tau_0 / \tau_E)^{1/3}. \quad (4)$$

Величина скачка тока j_x , который должен наблюдаться в поле B_2 , определяется отношением числа электронов на незамкнутых побочных траекториях и на главной траектории, т. е.

$$\delta j_x / j_x \approx \tau_E / \tau. \quad (5)$$

Иначе говоря, для наблюдения особенностей в поле B_2 нужно выполнение неравенств

$$\tau \geq \tau_E \gg \tau_0. \quad (6)$$

Особенности в поле B_1 обусловлены возникновением замкнутых электронов, поэтому они проявятся только если $\omega_c \tau \gg 1$. Само поле B_1 размывается из-за того, что в активной области вблизи Ω есть тонкий слой, где вероятность (3) испустить фотон еще не превышает вероятности упругого рассеяния $1/\tau$. Оценив толщину этого слоя $\Delta \rho$, найдем

$$\delta B_1 / B_1 \approx \Delta \rho / \rho_0 \approx (\tau_0 / \tau)^2. \quad (7)$$

Это значит, что особенности в поле B_1 будут наблюдаться, если

$$\tau \gg \tau_E, \tau_0; \quad (8)$$

соотношение между τ_E и τ_0 может быть любым [5].

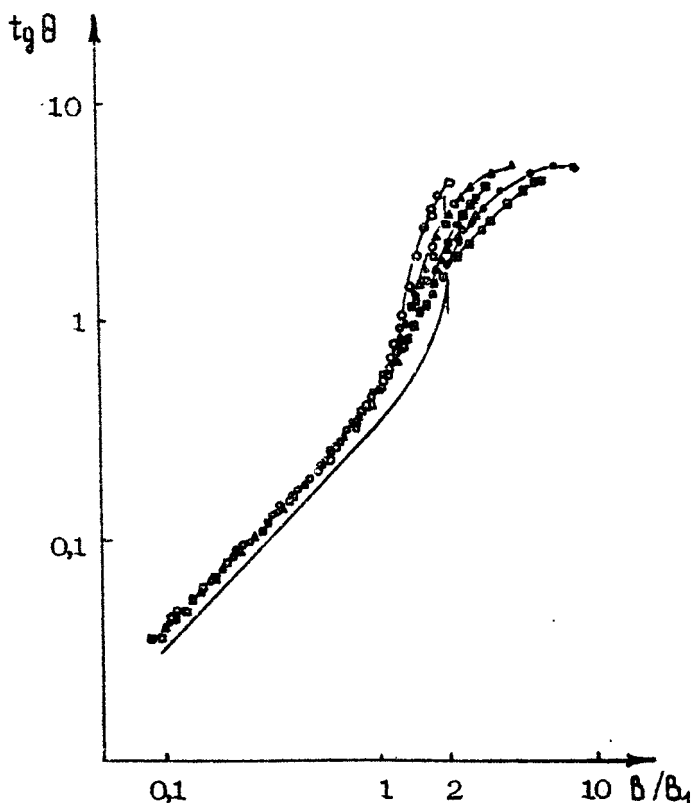
4. ГАУСС-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ (ЭКСПЕРИМЕНТ)

Первые попытки обнаружить срыв диссипативного тока в поле B_2 были сделаны на дырочном германии [6-8], где, как было известно, распределение горячих дырок в сильных полях E при $B = 0$ имеет заметную анизотропию [9]. В лучших из использованных образцов $\tau = 12$ пс, так что левая часть неравенства (6) требует $E > 0,3$ кВ/см. Однако уже в этом поле, используя известное значение $\tau_0 = 0,4$ пс, находим из (4), что $\delta B_2 / B_2 \approx 0,3$. Неудивительно поэтому, что четких особенностей в экспериментах [6-8] обнаружено не было.

Успех был достигнут в экспериментах с высокочистыми

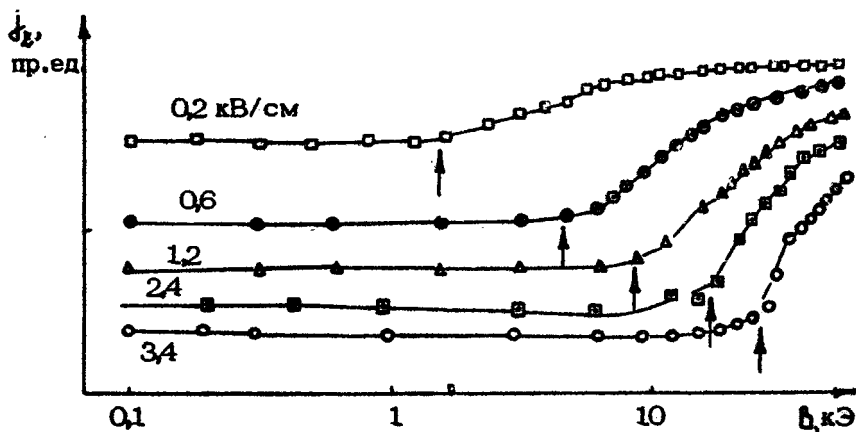
кристаллами AgCl и AgCl [10-12]. Для электронов в таких кристаллах время упругого рассеяния $\tau \approx 10$ пс примерно такое же, как и для дырок в Ge , между тем из-за сильной ионности щелочно-галогидных кристаллов взаимодействие с оптическими фононами в них намного сильнее - $\tau_0 \approx 0,01$ пс. Это дает $\tau/\tau_0 \approx 1000$, по сравнению $\tau/\tau_0 \approx 30$ для p - Ge . На рис. 2 показаны результаты измерений угла Холла θ ; точки относятся к разным образцам AgCl и разным полям E в интервале 1-3 кВ/см [12]. Сплошная кривая - теоретическая [2]:

$$\text{tg } \theta = \frac{1}{h} \left(\frac{\text{arcsinh } h}{h} - \sqrt{1-h^2} \right), \quad h = \frac{B}{B_2} = \frac{2B}{B_1} \quad (9)$$



Р и с. 2. Угол Холла в AgCl при $T = 4,2$ К
($B_1 = 14,5$ кЭ для $E = 2$ кВ/см; $m = 0,43$)

Она вычислена в предположении, что все электроны находятся на главной траектории; в этом случае ток определяется просто центром тяжести траектории. Из рис. 2 видно, что при $V < V_1$, когда почти все электроны действительно движутся по главной траектории, зависимость θ от V/V_1 универсальна и очень близка к теоретической. При $V > V_1$ часть электронов переходит на побочные замкнутые траектории "веретена", где они имеют существенно большее эффективное $\omega_c \tau$, и поэтому экспериментальные кривые идут выше теоретической, соответствующей главной траектории. Доля электронов в Ω_c определяется балансом упругого рассеяния [3] внутри Ω , детали которого зависят от количества примесей. Именно поэтому в области $V > V_1$ зависимости $\theta(V)$ для разных образцов оказываются разными.



Р и с. 3. Гаусс-амперная характеристика продольного тока в $AqCl_2$ при $T = 4,2 \text{ К}$ и $E_x = 15 \text{ В/см}$

На рис. 3 показаны результаты измерений тока j_z , вселикаяющего, когда вдоль V приложено слабое постоянное поле E_x [11, 12]. На кривых указаны значения сильных полей E_x . Ускорение электронов главной траектории вдоль x прерывается рассеянием на оптических фононах, происходящих через время τ_E ; иначе говоря, их дифференци-

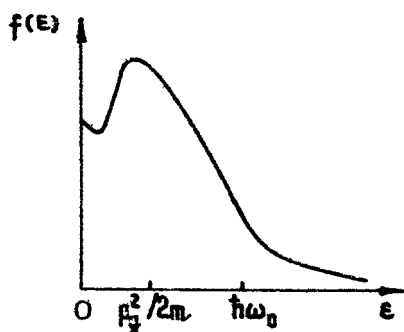
альная подвижность вдоль λ порядка $(e/m)\tau_E$. Между тем электроны "веретена", двигаясь по спирали, ускоряются вдоль λ в течение времени τ (предполагается, что поле E_x столь слабо, что упругое рассеяние происходит раньше, чем спираль "воткнется" в границу области Ω). Поэтому для них подвижность порядка $(e/m)\tau$, т. е. намного больше. Иначе говоря, при возникновении "веретена" средняя подвижность должна начать расти вместе с ростом объема "веретена" Ω_r [11]. Эксперимент прекрасно подтверждает это обстоятельство (поля B_1 показаны на рис. 3 стрелками).

5. НЕРАВНОВЕСНОСТЬ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ В СКРЕШЕННЫХ ПОЛЯХ

Распределение электронов с выраженной динамикой движения по траекториям, исследованное в [2, 3], является в некотором смысле "более неравновесным", чем обычное почти изотропное распределение горячих электронов, возникающее при квазиупругой релаксации энергии [13]. Так, в приближении $\tau = \infty$, $\tau_0 = 0$ при $\beta = 0$ дифференциальная проводимость $\mathcal{E}(\omega) = 0$ [14], между тем как интенсивность шумов тока $S(\omega) \neq 0$ и имеет дельтаобразные пики на частотах кратных $2\pi/\tau_E$ [14, 15]. Налицо максимально возможное нарушение флуктуационно-диссипативной теоремы. При конечных τ и τ_0 получается $\mathcal{E}(\omega) \neq 0$, но зато в ряде случаев в области частот $\omega \approx 2\pi/\tau_E$ имеет место $\mathcal{E}(\omega) < 0$ [16, 17, 18].

При наличии веретенообразной области Ω_r специфические свойства распределения могут быть интерпретированы в терминах инверсного заселения [19]. Появление "веретена" Ω_r означает появление группы электронов, энергия которых близка к $\hbar\omega_0$; на функции распределения по энергиям $f(\epsilon)$ возникает максимум, т. е. распределение становится инвертированным. Заметим, что квазиупругое рассеяние всегда дает [13] монотонно убывающее неинвертированное распределение $f(\epsilon)$. Пример инвертированного распределения $f(\epsilon)$ для тяжелых дырок в Γ_6 , вычисленного по методу Монте-Карло, показан на рис. 1. Такое распределение можно описать трехуровневой энергетической схемой

(рис.5), где нижний уровень 1 соответствует главной траектории, верхний 3 - активной области, а средний 2 - веретенообразной области [19]. Важно подчеркнуть, что при выполнении сильных неравенств (1) трехуровневая схема не обладает "лазерными" свойствами. Накачка, происходящая при ускорении по главной траектории за время τ_E (переходы 1→3) ликвидируется быстрым испусканием оптических фононов за время $\bar{\tau}' < \tau_E$ (переходы 3→1). С другой стороны, рабочий уровень 2 при накачке заполняется (переходы 3→2) только за счет малого числа электронов с $E \approx 2\hbar\omega_0$, которые после испускания фонона $\hbar\omega_0$ могут попасть в Ω_c . Соответствующее время $\bar{\tau}''$ экспоненциально велико и превышает время опустошения уровня 2 при рассеянии внутри Ω за время τ (переходы 2→1). Однако, увеличивая E (одновременно с \bar{v} , чтобы сохранить топологию траекторий и веретенообразную область накопления), можно уменьшить τ_E и $\bar{\tau}''$ и увеличить $\bar{\tau}'$. Если будет достигнута ситуация, когда $\tau_E \approx \bar{\tau}'$ и $\bar{\tau}'' \lesssim \tau$, то при благоприятных условиях можно рассчитывать на лазерный эффект [19].

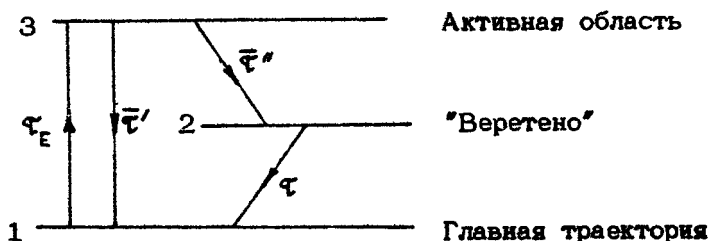


Р и с.4. Инвертированное распределение тяжелых дырок в германии при $T = 21,5\text{ K}$, $E = 2,7\text{ кВ/см}$ и $\bar{v} = 20\text{ кЭ}$ (из работы [19])

Другой неравновесный аспект распределения в скрещенных полях - "двухпучковый" характер распределения электронов замкнутой главной траектории по холловской компоненте импульса p_y . Из геометрических соображений легко видеть, что $f(p_y)$ обращается в бесконечность при $p_y = 0$ и $p_y = 2p_F$, т. е. в точках пересечения главной траектории с осью p_y .

Один из механизмов усиления, связанный с главной траекторией, - отрицательное поглощение при циклотронном резонансе - был вскрыт в работе [20]. Рассмотрим ситуа-

цию, когда главная траектория "только что" замкнулась, т. е. V немного меньше V_2 . Пусть образец помещен в переменное электрическое поле \vec{E} с частотой $\omega = \omega_c$, поляризованное в плоскости $\mathcal{I}\mathcal{U}$. Влияние поля на электрон главной траектории зависит от соотношения между фазой поля \vec{E} и фазой вращения электрона. Те электроны, которые под влиянием поля \vec{E} увеличивают свою энергию, переходят на траектории большего радиуса, достигают границы Ω , испускают фотон и возвращаются в точку $\vec{r} = 0$. Так будет происходить до тех пор, пока, попав в $\vec{r} = 0$, электрон не окажется в такой фазе, что его энергия в поле \vec{E} будет уменьшаться. В результате произойдет бунчировка электронов по фазе, после которой все электроны будут отдавать энергию переменному полю, усиливая его. Численные расчеты показывают [21], что необходимым условием реализации такого усиления является условие $\tau/\tau_0 \geq 200$, при современной чистоте материалов достижимое только в совершенных щелочно-галлоидных кристаллах.



Р и с. 5. Трехуровневая модель для описания распределения с областью накопления

6. ИНВЕРСИЯ ДЫРОК В ГЕРМАНИИ

По всей видимости, инверсия населенности легче достигается, когда есть несколько групп носителей с разными циклотронными массами, а испускание фотона $\hbar\omega_0$ может приводить к превращению носителей разных групп друг в друга. Функция распределения носителей в такой ситуации изучалась для электронов в германии и кремнии, долины которых ориентированы неэквивалентно по отношению к магнитному полю [22], и для дырочной зоны германия с лег-

кими и тяжелыми дырками [23]. Именно к этому последнему случаю относятся все выполненные к настоящему времени эксперименты, связанные с попытками создания инверсии и ее использования для генерации излучения.

Из-за разницы в массах легких и тяжелых дырок (в германии $m_p/m_n = 0,12$) существует интервал полей \mathcal{B} , когда в пассивной области легких дырок Ω^l есть веретенообразная область накопления Ω_c^l , а в пассивной области тяжелых дырок Ω^h области накопления нет. В этом интервале полей, как было показано в [23], процесс превращения легких дырок в тяжелые при испускании фонона $\hbar\omega_\vartheta$ выключен и отношение числа легких дырок к тяжелым, которое в равновесии есть $(m_p/m_n)^{3/2} = 4\%$, увеличивается в τ/τ_ε^h раз (τ_ε^h — время ускорения тяжелой дырки, времена рассеяния τ одинаковы для дырок обоих типов). Рост концентрации легких дырок может привести к инверсии в некоторой области \vec{p} -пространства, где будет выполнено неравенство $f_l(\vec{p}) > f_h(\vec{p})$; тогда возникает генерация на переходах между зонами легких и тяжелых дырок [24] с излучением квантов $\hbar\nu = \varepsilon_l(\vec{p}) - \varepsilon_h(\vec{p})$ (рис. 6).

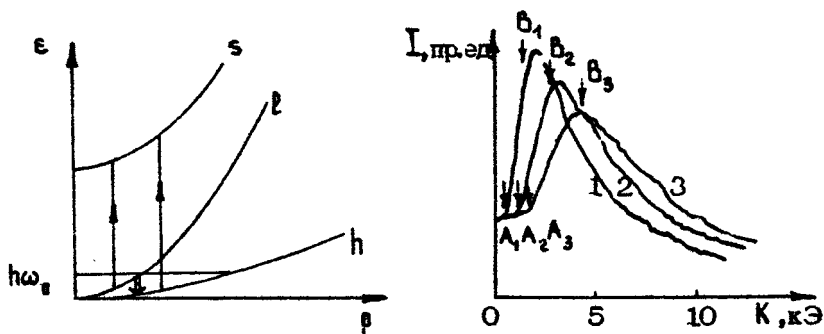
Инверсия распределения легких дырок относительно тяжелых в p - β е подтверждается экспериментами [25] по измерению поглощения на переходах из зон легких и тяжелых дырок l и h в пустую спиново-отщепленную зону s (см. рис. 6); зная спектральный ход поглощения, можно вычислить f_l и f_h . В поле $\mathcal{B} = 23$ кЭ при достаточно больших $E \approx 4$ кВ/см в определенной области импульсов \vec{p} достигается инверсия $f_l/f_h \approx 2 + 4$, однако при изменении поля E в точках перестройки топологии траекторий никаких особенностей инверсии не наблюдается. Поэтому хотя диапазон полей E и \mathcal{B} , где наблюдается инверсия, согласуется с предсказаниями теории, полного ответа на вопрос о механизме инверсии эксперимент [25] не дает.

Другим источником информации о функции распределения являются эксперименты по измерению излучения на переходах $l \rightarrow h$ из p - β е в скрещенных полях в дальнем ИК-диапазоне [26 - 28]. На рис. 7 показана зависимость от \mathcal{B} интегральной интенсивности излучения из p - β е в диапазоне $50 + 120$ мкм (область чувствительности фотодетектора β_e/β_d). Стрелками А и В указаны поля \mathcal{B}_l^1 и \mathcal{B}_h^1 , при которых возникает область накопления соответственно в зоне легких и в зоне тяжелых дырок. Всего

вание излучения при $\mathcal{B} = \mathcal{B}_1^e$ подтверждается также экспериментами [28], выполненными в том же диапазоне полей E и \mathcal{B} ; спад интенсивности при $\mathcal{B} = \mathcal{B}_1^h$ наблюдается только в сильных полях $E \approx 1$ кВ/см; в меньших полях [интенсивность излучения выходит на плато. Наличие излучения не означает инверсии, однако эксперименты показывают, что сильное излучение возникает вместе с возникновением области накопления легких дырок. Усиливаемый диапазон определяется минимальным и максимальным импульсом в Ω_C^e , которые есть $p_0^e - 2p_p^e$ и p_0^e , так что

$$h\nu_{\max} = (1 - m_p/m_n)\hbar\omega_0 = 33 \text{ мэВ} (\lambda \approx 40 \text{ мкм}), \quad (10)$$

$$h\nu_{\min} = h\nu_{\max} (2\mathcal{B}_1^e/\mathcal{B} - 1)^2, \mathcal{B} < 2\mathcal{B}_1^e, \quad h\nu_{\min} = 0, \mathcal{B} > 2\mathcal{B}_1^e. \quad (11)$$

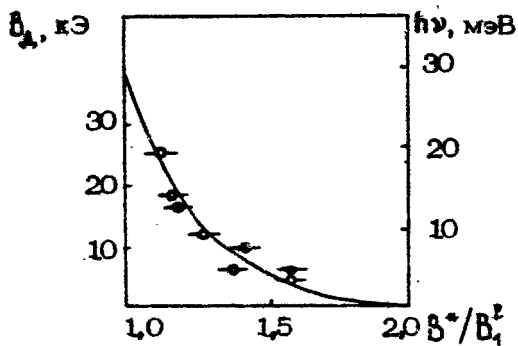


Р и с. 6. Дырочная зона в германии (h - тяжелые дырки, l - легкие, s - спиново-отщепленные). Короткая стрелка - переходы $l \rightarrow h$, дающие излучение в дальнем ИК-диапазоне, длинные стрелки - переходы $h \rightarrow s$ и $l \rightarrow s$, по которым измеряется распределение дырок

Р и с. 7. Зависимость интегральной интенсивности излучения от \mathcal{B} при разных полях $E = 0,36; 0,67; 1,1$ кВ/см - кривые 1, 2, 3 соответственно (из работы [26])

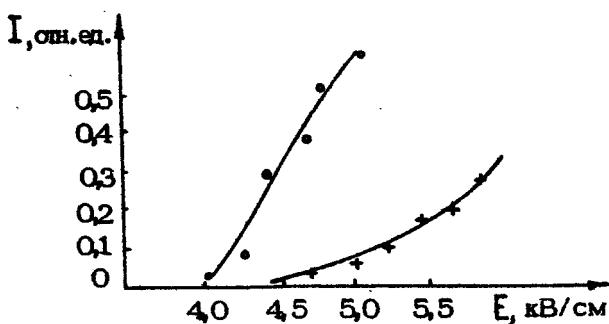
В работе [28] проводились спектральные измерения с помощью детектора на циклотронном резонансе в $n\text{-InSb}$, который регистрирует излучение на циклотронной частоте де-

тектора $\omega_{\text{ци}} = eB_A / m^*c$, где m^* — эффективная масса электронов в InSb , а B_A — магнитное поле детектора. Если верна описанная выше картина распределения дырок, то при изменении B сигнал циклотронного детектора должен возникнуть в таком поле $B = B^*$, когда $\hbar\nu_{\text{мин}} = \hbar\omega_{\text{ци}}$. Согласно (11) отсюда следует связь между B^* и B_A , которая, как показывает рис. 8, прекрасно подтверждается экспериментом.



Р и с. 8. Связь между магнитным полем в образце B^* , при котором появляется сигнал циклотронного детектора, и полем детектора B_A ; светлые точки соответствуют полю 0,43 кВ/см, темные — 0,67 кВ/см (из работы [28])

Весьма веским доказательством в пользу инверсии является эксперимент [29], где было показано, что если образец p - Ge поместить в резонатор, отбирающий колебания с $\lambda \approx 100$ мкм, то интенсивность ИК-излучения из образца возрастает на полтора-два порядка. Из рис. 9 видно, что пороговое поле E , при котором появляется заметное излучение, весьма близко к полю $E_1 = 4,3$ кВ/см, при котором исчезает веретенообразная область накопления тяжелых дырок, и создаются тем самым благоприятные условия для инверсии легких дырок, область накопления которых существует до полей $E_2 = 12$ кВ/см.



Р и с. 9. Зависимость интенсивности ИК-излучения $\lambda \approx 100$ мкм из образца ρ -Ge, помещенного в резонатор, от электрического поля; $H = 22,5$ кЭ, $T = 10$ К (ооо) и $T = 80$ К (х х х)

7. ПЕРЕМЕННЫЕ ПОЛЯ

Циклотронный резонанс в слабом поле \vec{E} , приложенном дополнительно к сильному статическому полю \vec{E} , может служить индикатором возникновения траекторий-ловушек, так как сильно замагниченные электроны этих траекторий дают узкий пик циклотронного резонанса [23].

Ряд эффектов должен наблюдаться и в том случае, когда сильное поле \vec{E} переменное, частотой ω . Если поляризация поля \vec{E} круговая, то в изотропной модели задачу можно свести к статическому полю [30]; для этого достаточно перейти в систему координат, вращающуюся с полем, и изменить магнитное поле так, чтобы циклотронная частота в новом поле была $\omega'_c = \omega_c - \omega$. Отсюда немедленно следует, что линия циклотронного резонанса в сильном поле имеет необычную форму - она резко обрывается на расстоянии [30]

$$\Delta B = 2(\tau/v_0)E \quad (12)$$

от резонансного поля $B_0 = \omega m c / e$. Иначе говоря, ширина линии определяется не рассеянием, а электрическим полем. Основываясь на результатах работы [31], можно думать, что такая же ширина будет и в линейно-поляризованном поле, хотя обрыв краев будет не такой резкий.

Циклотронный резонанс в сильном поле \vec{E} был изучен

[32] в чистых образцах $AgVCl_3$, где $\tau/\tau_0 \approx 1700$ и $\tau_E = \tau$ при $E = 0,1$ кВ/см. Эксперимент ставился при $T = 4,2$ и 17 К, на частоте 35 ГГц (резонансное поле $B_0 = 3,6$ кЭ) в полях до 3 кВ/см и 50 кЭ. Ширина линии ΔB в области $E \gg 0,3$ кВ/см оказалась не зависящей от температуры, одинаковой для трех разных образцов, и росла с полем E в полуколичественном соответствии с соотношением (12).

В переменном поле \vec{E} также имеются области-ловушки, аналогичные веретенообразной области Ω_c в скрещенных полях при $\omega = 0$. Для круговой поляризации поля это очевидно и следует из перехода к вращающейся системе координат. При $B = 0$ в поле круговой поляризации область-ловушка есть "веретено", такое же, как на рис. 1, с радиусом сечения $\rho_0 = eE/\omega$, и вращающееся с частотой ω вокруг оси x [33]; фаза вращения "веретена" согласована с фазой поля, так что центр "веретена" всегда находится в холловском направлении, соответствующем мгновенному значению $\vec{E}(t)$. Электрон, попавший в некий момент времени внутрь ловушки, движется в \vec{p} -пространстве по такой траектории, что в любой последующий момент времени он тоже находится внутри ловушки. При линейной поляризации область-ловушка есть "двоковыпуклая сферическая линза" с радиусом кривизны ρ_0 , толщиной $2(\rho_0 - eE/\omega)$ и осью вдоль поля \vec{E} ; эта область осциллирует внутри Ω вдоль поля с частотой ω , касаясь границ Ω в те моменты, когда $\vec{E}(t) = 0$ [33].

В заключение хотелось бы указать на следующее обстоятельство. В двумерной ситуации (например, в инверсионном слое) корневая сингулярность в вероятности испускания фотона (3) заменится на более сильную - ступеньку. Поэтому можно надеяться, что ряд эффектов, связанных с замыканием главной траектории, будет наблюдаться легче, чем в трехмерной ситуации.

Весьма важной является задача о поведении электронов в сильном линейно-поляризованном поле в присутствии магнитного поля, когда несоизмеримость частот ω и ω_c служит причиной стохастизации. Такие задачи пока поддаются только численному анализу [34], однако можно думать, что успехи, достигнутые в теории странных аттракторов, помогут получить какие-то, хотя бы качественные, результаты и аналитически.

Л и т е р а т у р а .

1. Shockley W. Hot electrons in germanium and Ohm's law. — *Bell.Syst.Tech.Journ.*, 1951, v.30, N10, p.990-1034.
2. Восилюс И. И., Левинсон И. Б. Генерация оптических фононов и гальваномагнитные эффекты при электронном распределении с большой анизотропией. — *ЖЭТФ*, 1966, т. 50, №6, с. 1660-1665.
3. Восилюс И. И., Левинсон И. Б. Гальваномагнитные эффекты в сильных электрических полях при неупругом рассеянии электронов. — *ЖЭТФ*, 1967, т. 52, №4, с. 1013-1023.
4. Матулис А. Ю., Щербаков Л. М. Осцилляции тока в магнитном поле при неупругом рассеянии электронов. — *ФТТ*, 1969, т. 11, №2, с. 398-404.
5. Паршин Д. А. К теории гальваномагнитных эффектов в сильных магнитных полях при неупругом рассеянии электронов на оптических фононах. — *ФТТ*, 1979, т. 21, №2, с. 365-370.
6. Иванов Ю. Л., Ягодкин В. М. Экспериментальное обнаружение эффекта срыва диссипативных процессов в магнитном поле. — *ФТП*, 1970, т. 4, №3, с. 627-630.
7. Иванов Ю. Л. К вопросу о срыве диссипативных процессов в магнитном поле. — *ФТП*, 1971, т. 5, №1, с. 183-185.
8. Калитенко Н. Г., Кичигин Д. А., Лобачев В. П. Гауссамперные характеристики в p-Ge в сильных электрических полях. — *Письма в ЖЭТФ*, 1970, т. 11, №11, с. 528-531.
9. Pinson W.E., Bray R. Experimental determination of the energy distribution function and analysis of energy loss mechanism of hot carriers in p-Ge. — *Phys.Rev.*, 1964, v.136, N5A, p.1449-1460.
10. Komiyama S., Masumi T., Kajita K. Anomalous distribution of hot polarons in silver halides at crossed electric and magnetic fields. — *Proc. 13th Intern.Conf.Phys.Semicond. Rome*, 1976, p.1222-1223.

11. Komiyama S., Masumi T., Kajita K. Refinite evidence for the population inversion of hot electrons in silver halides. - *Phys.Rev.Lett.*, 1979, v.42, N9, p.600-602; *Sol.State Comm.*, 1979, v.31, N6, p.447-452.
12. Komiyama S., Masumi T., Kajita K. Streaming motion and population inversion of hot electrons in silver halides at crossed electric and magnetic fields. - *Phys.Rev. (B)*, 1979, v.20, N12, p.5192-5196.
13. Левинсон И. Б. Времена релаксации функции разогрева и эффект убегания горячих электронов в полупроводниках. - *ФТТ*, 1964, т. 6, №7, с. 2113-2120.
14. Левинсон И. Б., Матулис А. Ю. Флуктуации тока в полупроводнике в сильном электрическом поле. - *ЖЭТФ*, 1968, т. 54, №5, с. 1466-1478.
15. Price P.J. Noise theory for hot electrons JBM. - *Journ.Res.Dev.*, 1959, v.3, N2, p.191-193.
16. Андронов А. А., Козлов В. А. Низкотемпературная отрицательная дифференциальная СВЧ-проводимость в полупроводниках при неупругом рассеянии электронов. - *Письма в ЖЭТФ*, 1973, т. 17, №2, с. 124-128.
17. Гуляев Ю. В., Чусов И. И. Высокочастотные эффекты в полупроводниках при резко анизотропном распределении электронов. - *ФТТ*, 1978, т. 20, №9, с. 2637-2644.
18. Матулис А., Ченис А. Дифференциальная проводимость в полупроводниках при неупругом рассеянии электронов. - *ЖЭТФ*, 1979, т. 77, №3, с. 1134-1143.
19. Maeda H., Kurosawa T. Hot electron population inversion in crossed electric and magnetic fields. *J.Phys.Soc.Japan*, 1972, v.33, N2, p.562.
20. Альбер Я. И., Андронов А. А., Валов В. А., Козлов В. А., Лернер А. М., Рязанцева И. П. Инверсия населенностей горячих электронов и отрицательная проводимость в полупроводниках. - *ЖЭТФ*, 1977, т. 72, №3, с. 1030-1050; Alber Ya.I., Andronov A.A., Valov V.A., Kozlov V.A., Ryazantseva I.P. Hot electron population inversion and cyclotron resonance negative differential conductivity

- in semiconductors. - Sol.State Comm., 1976, v.19, N 10, p.955-959.
21. Kurosawa T. On a possibility of negative cyclotron resonance in semiconductors. Sol.State Comm., 1977, v.24, N4, p.357-359.
 22. Восилос И. И., Левинсон И. Б. Срыв диссипативных эффектов при неупругом рассеянии в многодолинных полупроводниках. - Письма в ЖЭТФ, 1967, т. 6, №9, с. 854-857; Срыв диссипативных эффектов в многодолинных полупроводниках. - ФТТ, 1968, т.10, №5, с. 1462-1474.
 23. Восилос И. И. Влияние легких дырок в германии на некоторые гальвакомагнитные эффекты. - ФТТ, 1969, т. 11, №5, с. 924-927.
 24. Андронов А. А., Козлов В. А., Мазов Л. С., Шастин В. Н. Об усилении далекого инфракрасного излучения в германии при инверсии населенностей горячих дырок. - Письма в ЖЭТФ, 1979, т. 30, №9, с. 585-589.
 25. Воробьев Л. Е., Осокин Ф. И., Стафеев В. И., Тулупенко В. Н. Обнаружение инверсии заселенности горячих дырок в германии. - Письма в ЖЭТФ, 1981, т. 34, №3, с. 125-129.
 26. Иванов Ю. Л. Возгорание разогретой люминесценции в поперечном магнитном поле. - Письма в ЖЭТФ, 1981, т. 34, №10, с. 539-543.
 27. Гавриленко В. И., Мурзин В. Н., Стоклицкий С. А., Чеботарев А. П. Наблюдение эффекта накопления легких дырок в p-Ge в скрещенных электрическом и магнитном полях по оптическим измерениям в далекой ИК-области. - Письма в ЖЭТФ, 1982, т. 35, №2, с. 81-84.
 28. Komiyama S. Far infrared emission from population inverted hot carrier system in p-Ge. Phys.Rev.Lett., 1982, v.48, N4, p.271-274.
 29. Воробьев Л. Е., Осокин Ф. И., Стафеев В. И., Тулупенко В. Н. Обнаружение генерации длинноволнового ИК-излучения горячими дырками в германии в скрещенных электрическом и магнитном полях. - Письма в ЖЭТФ, 1982, т. 35, №9, с. 360-362.

30. Басс Ф. Г. , Гуревич Ю. Г. , Левинсон И. Б. , Матулис А. Ю. Высокочастотные эффекты в полупроводниках при неупругом рассеянии носителей на оптических фононах. - ЖЭТФ, 1968, т. 55, №3, с. 998-1005.
31. Матулис А. Ю. Вычисление тока в полупроводнике в сильном переменном электрическом поле при неупругом рассеянии электронов. - ФТТ, 1970, т. 12, №1, с. 26-35.
32. Komiyama S., Masumi T. Cyclotron resonance of polarons in AgBr at high microwave fields. Sol.St.Comm., 1978, v.26, N6, p.381-384.
33. Гуревич В. Л. , Паршин Д. А. Поглощение сильной электромагнитной волны в полупроводниках вблизи порога рождения оптического фонона. - ФТТ, 1977, т. 19, №8, с. 1401-1407.
34. Kurosawa T. Theory of cyclotron resonance at intense microwave fields. Proc 15th Int. Conf.Phys.Semiconduct. Kyoto, 1980. - J. Phys.Soc. Japan, 1980, v.49, N2, Suppl. A, p.345-348.

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ n -GaAs и n -InP В СКРЕЩЕННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МАГНИТНОМ ПОЛЯХ ПРИ $T=77$ К

С. Качолис, Й. Паршыляонас, Г. Тамулайтис

1. ВВЕДЕНИЕ

При исследовании условий возникновения высокочастотной ОДП весьма важное внимание уделится изучению явлений переноса в скрещенных электрическом и магнитном $\vec{E} \perp \vec{B}$ полях при низких температурах ($k_B T \ll \hbar \omega_c$). Согласно [1] в этих условиях при доминирующем неупругом рассеянии на оптических фононах система свободных электронов разделяется на две группы, в которых электроны под действием внешних полей совершают движение относительно общего центра вращения, причем характер траекторий движения различен для обеих групп. Одни электроны ускоряются электрическим полем до энергии $\varepsilon \geq \hbar \omega_c$ и после испускания оптического фонона повторяют "пролетное" движение с частотой $\nu_{\pm} = eE(2m^* \hbar \omega_c)^{-1/2}$, а другие совершают циклотронное вращение $\omega_c = eB/m^*$, создавая в импульсном пространстве веретенообразную область. Как показано в работе [2], такое разделение горячих электронов на группы может способствовать возникновению инверсии заселенности. С последним обстоятельством, по-видимому, связаны широкие теоретические исследования последних лет, касающиеся процессов разогрева электронов в условиях наличия поперечного магнитного поля в p -Ge [2-4], n -InSb [5,6] и n -GaAs [3,5,7-9]. Однако к настоящему времени экспериментально инвертированное состояние и связанная

с ним генерация ИК-излучения наблюдались только в р-Ge [10]. В полупроводниковых соединениях A^3B^5 разогрев электронов в рассматриваемых условиях мало изучен. Судя по литературным источникам, результаты по исследованию гальваномагнитных явлений горячих электронов [11,12] являются первыми экспериментальными данными, подтверждающими возникновение анизотропного распределения горячих электронов в n-GaAs и теоретически не рассмотренном n-ZnP.

В данной работе приводятся результаты исследований зависимости магнитосопротивления от напряженности электрического поля в n-GaAs и n-ZnP при $T=77$ К. Данные, полученные по интегральной СВЧ-методике, подтверждаются измерениями с использованием импульсов постоянного напряжения. Обсуждается связь наблюдаемого отрицательного магнитосопротивления с анизотропным распределением горячих электронов в пассивной области. В случае n-GaAs проводится сопоставление особенностей магнитосопротивления с результатами холловских измерений.

2. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Исследования полевых зависимостей магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho_0 = [I_D(E)/I_B(E)] - 1$, определяемых по ВАХ $I_D(E)$ и $I_B(E)$, измеряемым в магнитном поле при $B=0$ и $B \neq 0$, соответственно, проводились по интегральной СВЧ-методике [13] и методом импульсов постоянного напряжения. Для этого из эпитаксиальных n-i структур n-GaAs и n-ZnP изготавливались образцы, представляющие собой двухэлектродные структуры с расстоянием между контактами $l = 4$ мм. Поперечное магнитное поле создавалось параллельно поверхности эпитаксиального слоя. При этом соотношении $l/d \geq 400$ (d - толщина эпитаксиального слоя) полностью обеспечивало условия "длинного образца".

В СВЧ-измерениях образцы вставлялись в волновод таким образом, чтобы поверхность эпитаксиального слоя была перпендикулярна направлению распространения СВЧ-волны, а постоянное магнитное поле создавалось поперек узких стенок волновода. Такая ориентация позволяет предотвратить

шунтирование переменного поля Холла подложкой образца, имевшего место в [14]. Необходимо отметить, что и при такой ориентации образца относительно электрического и магнитного полей может проявиться инерционность образования поля Холла, которая, в случае малых концентраций свободных носителей тока, может привести к существенным изменениям ВАХ (тем самым и магнитосопротивления), определяемой по СВЧ-измерениям [15]. В указанной работе установлено, что инерционность не существенна при условии $\omega\tau_m < 1$ (ω — циклическая частота СВЧ-поля; $\tau_m = \epsilon\epsilon_0 / \sigma_{тг}$ — время диэлектрической релаксации в магнитном поле). При частоте СВЧ-поля $f = 35$ ГГц это требование выполнялось в образцах с $n > 6 \cdot 10^{14}$ см⁻³. Тем не менее, проводилось сопоставление данных, полученных по СВЧ-методике, с результатами прямых измерений в импульсных электрических полях.

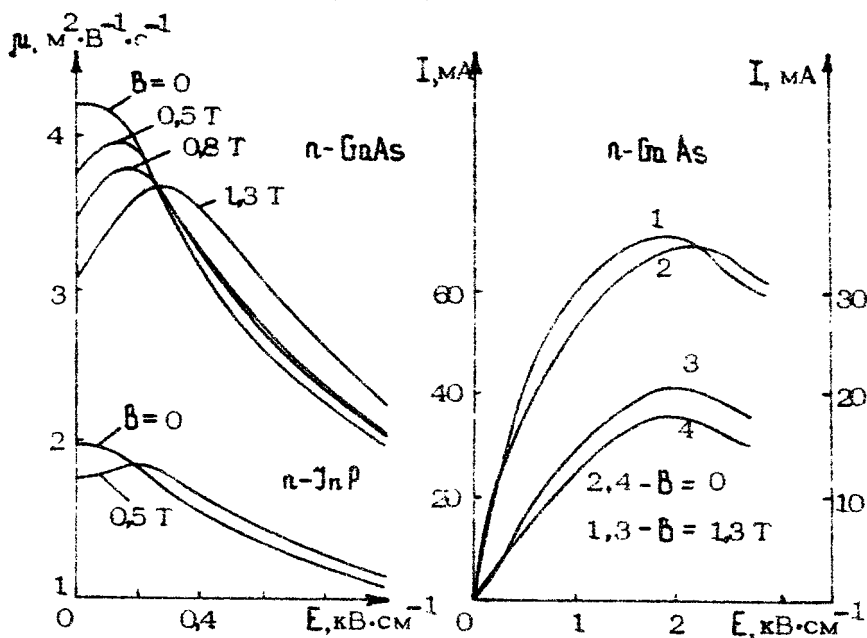
Импульсные исследования проводились с использованием импульсов постоянного напряжения длительностью 120 нс и частотой следования 150 Гц. Для измерений применялся стробоскопический вольтметр, на вход которого подавался пропорциональный току сигнал, снимаемый с нагрузочного сопротивления, включенного последовательно с образцом. Длительность стробирующего импульса составляла 50 нс. Сигнал в отсутствие магнитного поля компенсировался до нуля при помощи внутреннего источника напряжения стробоскопического вольтметра, после чего измерялось изменение тока, создаваемое магнитным полем. Погрешность измерения сигнала, пропорционального магнитосопротивлению, не превышала 5%.

Для исследований эффекта Холла изготавливались планарные образцы с боковыми отрезками. При измерениях напряжения Холла магнитное поле в них направлялось перпендикулярно поверхности эпитаксиального слоя, при этом величина соотношения $l/a = 7$ (a — ширина образца).

3. ВАХ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Исследования электропроводности n -GaAs и n -InP проводились в магнитном поле индукцией до $B = 1,5$ Т. По этим измерениям было установлено, что наличие поперечно-

го магнитного поля качественно меняет первоначальный ход ВАХ. Если в отсутствие магнитного поля ВАХ является сублинейной, то в магнитном поле зависимость $I_B(E)$ становится сверхлинейной, т.е. в определенной области электрических полей дрейфовая подвижность возрастает с увеличением напряженности электрического поля. Как видно из зависимостей, представленных на рис. 1, возрастание подвижности происходит таким образом, что в электрических полях, когда ВАХ опять становится сублинейной, значения подвижности в магнитном поле превышают значения подвижности при его отсутствии. На ВАХ это проявляется возрастанием значений тока в магнитном поле, т.е. возникает отрицательное магнитосопротивление (ОМС), впервые

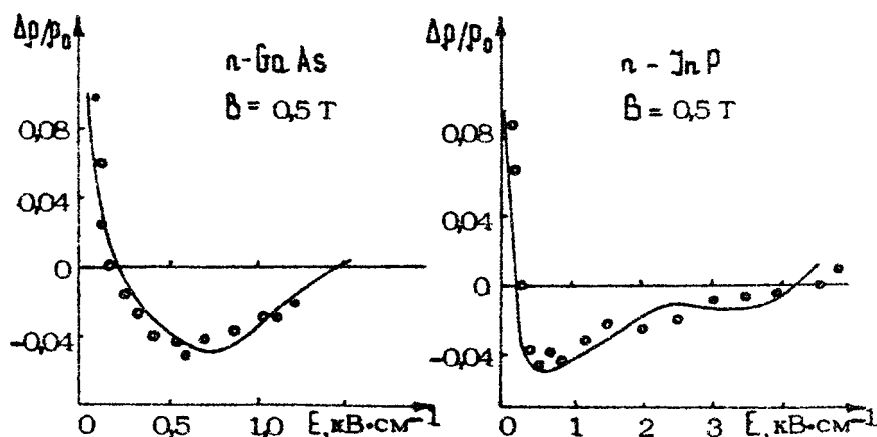


Р и с. 1. Зависимости дрейфовой подвижности от напряженности приложенного электрического поля, измеренные при разных индукциях магнитного поля в образцах $n\text{-GaAs}$ и $n\text{-InP}$ с $n \approx 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$

Р и с. 2. ВАХ двух образцов $n\text{-GaAs}$: кривые 1,2 - $n_1 = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$; кривые 3,4 - $n_2 = 7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$

обнаруженное в $n\text{-GaAs}$ [11], а позднее и в $n\text{-InP}$ [12]. На рис. 2 представлены ЗАХ, полученные для образцов $n\text{-GaAs}$ с $n = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Возрастание тока в магнитном поле, обусловленное наличием ОМС, достигает 15 % (при $B = 1,3 \text{ Т}$).

Полевые зависимости магнитосопротивления, измеренные в $n\text{-GaAs}$ и $n\text{-InP}$ по СВЧ-методике и с использованием импульсов постоянного напряжения, приведены на рис. 3. Изменение знака магнитосопротивления (с положительного на отрицательный) в обоих материалах происходит в сравнительно слабых электрических полях, составляющих в зависимости от индукции магнитного поля $0,2 \div 0,4 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$. С увеличением напряженности приложенного электрического поля ОМС возрастает, достигая некоторого максимального значения, а в дальнейшем падает, достигая минимума либо переходя опять в положительное магнитосопротивление в допороговых для ОДП полях. Отметим, что в исследованных образцах $n\text{-GaAs}$ пороговое поле ОДП практически не зависело от индукции магнитного поля (до $B = 1,5 \text{ Т}$) и составляло $2,2 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$, что достаточно хорошо согласуется



Р и с. 3. Зависимости магнитосопротивления от напряженности приложенного электрического поля, измеренные в $n\text{-GaAs}$ и $n\text{-InP}$ по интегральной СВЧ-методике (сплошные кривые) и по методу импульсов постоянного напряжения (точки)

с расчетными данными ($2,5 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$) [16], полученными методом Монте-Карло. В случае $n\text{-}\text{InP}$ соответствующие исследования не проводились, поскольку уже при $E \approx 4 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$ магнитосопротивление становится близким к нулю и слабо зависящим от напряженности электрического поля.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Можно полагать, что наблюдаемое ОМС является следствием разделения в пассивной области горячих электронов на две группы, однако само возникновение ОМС, происходящее в сравнительно слабых электрических полях, может быть обусловлено разогревом электронов при квазиупругом рассеянии импульса и неупругом рассеянии энергии из-за спонтанной эмиссии оптических фононов [17]. Рассмотрим условия, при которых магнитосопротивление отрицательно.

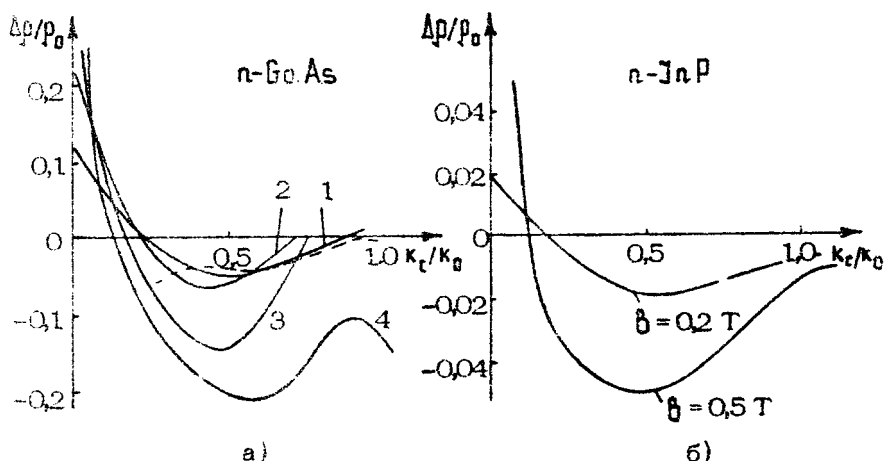
Согласно [3,18] анизотропия функции распределения, обусловленная магнитным полем, возникает в электрических полях, в которых средняя энергия электронов меньше энергии оптического фонона $\bar{\epsilon} < \hbar\omega_0$. В случае $n\text{-GaAs}$ при $B=0$ это имеет место в электрических полях $E < 2 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$ [16]. В магнитном поле, как это показано в [19], средняя энергия может возрасти за счет вклада поля Холла. Однако экспериментально наблюдаемое практическое отсутствие зависимости порогового поля ОДП от индукции магнитного поля свидетельствует о том, что в магнитных полях до $B = 1,5 \text{ Т}$ существенных изменений средней энергии не происходит. Таким образом, в электрических полях, при которых возникает и существует ОМС в $n\text{-GaAs}$, условие $\bar{\epsilon} < \hbar\omega_0$ является обоснованным. Тем более, это должно быть справедливо для $n\text{-InP}$, для которого пороговое поле ОДП составляет примерно $9 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$ [20].

С целью выявления связи наблюдаемой ОМС с особенностями группировки электронов в импульсном пространстве рассмотренными в [18], по измеренным ВАХ были построены зависимости магнитосопротивления от координаты центра траекторий движения. Зависимости магнитосопротивления от отношения K_c/K_0 , полученные при различных индукциях магнитного поля для $n\text{-GaAs}$ и $n\text{-InP}$, при-

ведены на рис. 4. Здесь $k_c = m^* E / \hbar v$ - координата центра траекторий движения, m^* - эффективная масса электрона, $E = (E_{пр}^2 + E_H^2)^{1/2}$ - полное электрическое поле, $E_{пр}$ - приложенное электрическое поле, E_H - поле Холла, $\hbar = h/2\pi$, h - постоянная Планка, $k_0 = (2m^*\omega_0/\hbar)^{1/2}$ - радиус сферы Дебая, ω_0 - частота оптического фонона. При построении зависимостей магнитосопротивления от k_c/k_0 принималось, что напряженность полного электрического поля $E = E_{пр} (1 + \mu^2 B^2)^{1/2}$, где μ - дрейфовая подвижность, определяемая по ВАХ в магнитном поле (см. рис. 1). Представленные на рис. 4 зависимости подтверждают, что как в n -GaAs, так и в n -InP, обнаруженное в области допороговых полей ОМС действительно соответствует расположению центра траекторий движения электронов внутри сферы Дебая. Во всех случаях ОМС возникает при сравнительно малых значениях $k_c/k_0 \approx 0,15 + 0,25$ и обладает максимумом при $k_c/k_0 \approx 0,5$. Максимальная величина ОМС возрастает с увеличением индукции магнитного поля, что, по-видимому, связано с изменением заселенности веретенообразной области [3,21]. По мере приближения k_c/k_0 к единице, т.е. при смещении центра траекторий движения за пределы сферы Дебая, ОМС достигает минимума либо магнитосопротивление становится положительным.

Непосредственная связь ОМС с группировкой электронов в импульсном пространстве подтверждена расчетами методом Монте-Карло в работах [3,21]. Тем не менее, имеется ряд расхождений между полученными экспериментальными результатами и данными численных исследований. Судя по расчетам, проведенным в [3], ОМС, обусловленное группировкой электронов, может иметь место в интервале $0,5 \lesssim k_c/k_0 \lesssim 1,0$. Экспериментально этот интервал является более широким, а при $k_c/k_0 \approx 0,5$ ОМС уже обладает максимумом. На рис. 4,а пунктирной кривой приведена расчетная зависимость магнитосопротивления от величины k_c/k_0 , построенная на основе полевой зависимости магнитосопротивления, вычисленной в [21] для $B = 0,5$ Т. Представленные результаты численного моделирования получены при использовании следующих параметров n -GaAs: $\hbar\omega_0 = 0,362$ эВ, $m^* = 0,066 m_0$, коэффициент непараболичности Γ - долины $\alpha_m = 0,62$ эВ⁻¹. Учитывалось рассеяние на ионизованных примесях с концентрацией $N_T = 1 \cdot 10^{15}$ см⁻³ и упругое рассеяние на акустических фононах. Использован-

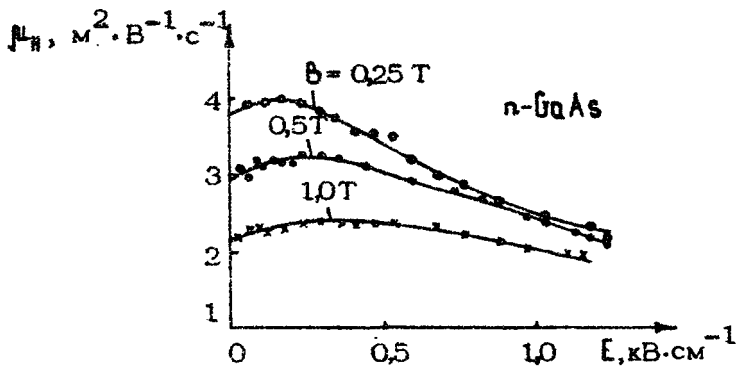
ная трехдолинная модель зоны проводимости позволила убедиться в непричастности междолинных переходов к ОМС в рассматриваемой области полей. Хорошее количественное согласие измерений и численных результатов наблюдается при $K_c/K_0 \geq 0,5$, т.е. в условиях, где веретенообразная область уже не охватывает дна зоны проводимости и хорошо выполняется упругость акустического рассеяния.



Р и с. 4. Зависимости магнитосопротивления от координаты центра траекторий движения ($n = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$: 1 - $B = 0,5 \text{ T}$; 2 - $B = 0,8 \text{ T}$; 3 - $B = 1,3 \text{ T}$; 4 - $B = 1,5 \text{ T}$; $n = 7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$;

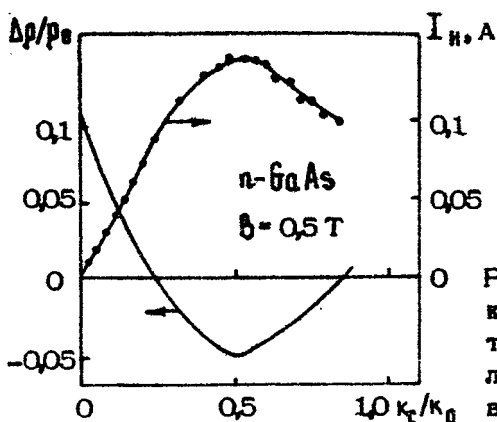
В силу наличия расхождений экспериментальных и теоретических результатов в области сравнительно слабых полей ($K_c/K_0 < 0,5$) представляет интерес провести сопоставление данных измерений магнитосопротивления с исследованием других гальваномагнитных явлений, обусловленных группировкой электронов. С этой целью были проведены измерения эффекта Холла. Измеренные в образцах $n\text{-GaAs}$ с $n = 8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ полевые зависимости холловской подвижности приведены на рис.5. Холловская подвижность, как и дрейфовая подвижность в магнитном поле (см. рис. 1), обладает максимумом, положение которого коррелирует со значением поля инверсии знака магнитосопротивления. Отметим, что измеренные нами зависимости $\mu_H(E)$ хорошо

согласуются с экспериментальными данными работы [22], в которой наличие максимума холловской подвижности связывается с влиянием сильного примесного рассеяния, проявляющегося при малых энергиях. Из сравнения полевых зависимостей холловской (рис.5) и дрейфовой (рис.1) подвижностей видно, что экспериментально только в магнитном поле проявляется конкуренция вклада во время релаксации импульса рассеяния на ионизованных примесях и полярного оптического рассеяния — максимум отсутствует на полевой зависимости дрейфовой подвижности при $B = 0$.



Р и с. 5. Полевые зависимости холловской подвижности для образца $n\text{-GaAs}$ с $n = 8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$

С использованием результатов холловских измерений по методу, рассмотренному в [9], были найдены полевые зависимости тока Холла. На рис.6 представлены зависимости от K_c/K_0 тока Холла и магнитосопротивления, полученные для образца $n\text{-GaAs}$ в магнитном поле $B = 0,5 \text{ Т}$. Приведенная зависимость находится в хорошем согласии с теорией [5,9] — холловский ток достигает максимума при $K_c/K_0 \approx 0,5$ — и подтверждает, что максимальное значение ОМС действительно соответствует смещению центра траекторий движения на половину радиуса сферы Дебая.



Р и с. 6. Зависимости от координаты центра траекторий движения тока Холла и магнитосопротивления в $n\text{-GaAs}$ с $n = 8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе проведенных экспериментальных исследований и их сопоставления с известными в литературе теоретическими данными можно заключить, что наблюдаемое в $n\text{-GaAs}$ отрицательное магнитосопротивление обусловлено разделением горячих электронов в импульсном пространстве на две группы, отличающиеся характером траекторий движения. Это ОМС возникает при $\kappa_c/\kappa_0 = 0,15 \div 0,25$, достигает максимума при $\kappa_c/\kappa_0 \approx 0,5$ и уменьшается по мере приближения центра траекторий движения к сфере Дебая. Из сравнения результатов для $n\text{-InP}$ и $n\text{-GaAs}$ следует, что в $n\text{-InP}$ также возникает анизотропное распределение горячих электронов. Кроме того, установлено, что первоначальный ход ВАХ $n\text{-GaAs}$ и $n\text{-InP}$ в поперечном магнитном поле является сверхлинейным — в определенной области полей дрейфовая подвижность возрастает с увеличением электрического поля.

Л и т е р а т у р а

1. Восилос И.И., Левинсон И.Б. Генерация оптических фононов и гальваномагнитные эффекты при электронном распределении с большой анизотропией. — ЖЭТФ, 1966, т.50, №6, с. 1660-1665; Восилос И.И., Левинсон И.Б.

- Гальваномагнитные эффекты в сильных электрических полях при неупругом рассеянии электронов. - ЖЭТФ, 1967, т. 52, № 4, с. 1013 - 1023.
2. Maeda H., Kurosawa T. Hot electron population inversion in crossed electric and magnetic fields. - Proc. 11 Int. Conf. Phys. Semicond., 1972, Warsaw, p. 602-606.
Kurosawa T., Maeda H. and Sugimoto H. Hot carrier instability in a magnetic field. - J. Phys. Soc. Jap., 1974, v.36, N 2, p. 491-497.
 3. Andronov A.A., Valov V.A., Kozlov V.A. and Mazov L.S. Hot electron streaming and population inversion for polar and deformation scattering. - Solid State Comm., 1980, v.36, p. 603-608.
 4. Андронов А.А., Валов В.А., Козлов В.А., Мазов Л.С., Нефедов И.М., Шастин В.Н. Перенаселенность зоны легких дырок в p -Ge скрещенных $\vec{E} \perp \vec{B}$ полях; эффекты в ВАХ и возможность усиления дальнего ИК-излучения. - Плазма и неустойчивости в полупроводниках: Тезисы докл. Вильнюс, 1980, с. 109.
 5. Альбер Я.И., Андронов А.А., Валов В.А., Козлов В.А., Лернер А.И., Рязанцева М.П. Инвертированные состояния горячих электронов и отрицательная проводимость в полупроводниках. - ЖЭТФ, 1977, т. 72, № 3, с. 1036-1050.
 6. Андронов А.А., Валов В.А., Козлов В.А., Мазов Л.С. Убегание электронов в сильном магнитном поле и поперечный пробой в n -InSb. - Плазма и неустойчивости в полупроводниках: Тезисы докл. Вильнюс, 1980, с. 69.
 7. Елазис Р.С., Шикторов П.Н. Высокочастотный отклик электронов и неустойчивости воли в арсениде галлия в скрещенных электрическом и магнитном полях. - Плазма и неустойчивости в полупроводниках: Тезисы докл. Вильнюс, 1980, с. 51.
 8. Бразис Р.С., Стариков Е.В., Шикторов П.Н. Две группы горячих электронов в GaAs в скрещенных электрическом \vec{E} и магнитном \vec{B} полях при низкотемпературном рассеянии на оптических фонах. - Физика соединений A^3B^5 ; Тезисы докл. Новосибирск, 1981, с. 190.
 9. Андронов А.А., Валов В.А., Козлов В.А., Мазов Л.С. Численное моделирование поведения горячих электронов

- в n -GaAs при стриминге и инверсии населенностей в магнитном поле. - ФТП, 1981, т. 15, № 6, с.1301-1309.
10. Воробьев Л.Е., Осокин Ф.И., Стафеев В.И., Тулупенко В.Н. Обнаружение генерации длинноволнового ИК-излучения горячими дырками в германии в скрещенных электрическом и магнитном полях. - Письма в ЖЭТФ, 1982, т. 35, № 9, с.360-362.
 11. Качюлис С., Паршылюнас Й., Бочкарев С. Магнитосопротивление горячих электронов в n -GaAs при 77 К. - ФТП, 1981, т. 15, № 9, с.1830-1832.
 12. Качюлис С., Паршылюнас Й., Пожела Ю., Бочкарев С. Отрицательное магнитосопротивление горячих электронов в n -GaAs и n -InP при 77 К. - Физика соединений A^3B^5 : Тезисы докл. Новосибирск, 1981, с. 186.
 13. Жиленис С., Качюлис С., Матуленис А., Паршылюнас Й., Пожела Ю., Пошкус А.-Ш. Исследование асимметрии электропроводности варизонных кристаллов в скрещенных электрических и магнитных полях. - Литов. физ.сб., 1978, т. 18, № 3, с. 331-338.
 14. Acket G.A. Galvanomagnetic effects of hot electrons in gallium arsenide. - Phil. Res. Rept., 1968, v.23, N4, p. 317 - 327.
 15. Качюлис С., Тамулайтис Г. Электропроводность n -Ga в скрещенных электрических и магнитных полях при 77 К. - Тезисы докл. 7-й Респ. конф. молодых ученых по физике, посвященной 60-летию образования СССР. Минск, 1982, с. 152.
 16. Požela J. and Reklaitis A. Electron transport properties in GaAs at high electric fields. - Solid State Electron., 1980, v. 23, p. 927 - 932.
 17. Рабинович Р.И. О гальваномагнитных эффектах при рассеянии горячих электронов на оптических фононах. - ФТП, 1969, т. 3, № 7, с. 996-1004.
 18. Андронов А.А., Валов В.А., Козлов В.А., Мазов Л.С. Гальваномагнитные эффекты и инверсия населенностей горячих электронов при неупругом рассеянии на оптических фононах. - ФТТ, 1980, т. 22, № 5, с. 1275-1283.
 19. Андронов А.А. Валов В.А., Козлов В.А., Мазов Л.С.

Значительное уменьшение порогового поля эффекта Ганна в сильном магнитном поле. - Письма в ЖЭТФ, 1980, т.32, № 11, с.628-632.

20. Tebbenham R.L., Walsh D. Velocity/field characteristic of n-type indium phosphide at 110 and 330 K. - Electron. Lett., 1975, v. 11, N 5, p. 96-97.
21. Амбразявичене В., Бразис Р., Качюлис С. и др. Отрицательная дифференциальная проводимость в полупроводниках с отрицательным магнитосопротивлением. - Письма в ЖЭТФ, 1981, т.33 № 10, с.500-504.
22. Бразис Р.С., Миронас А.С., Шикторов П.Н. Нелинейные дрейфовые характеристики и магнитоплазменный резонанс электронов в полупроводниках. - Плазма и неустойчивости в полупроводниках: Тезисы докл. Вильнюс, 1980, с.15.

ДВЕ ГРУППЫ ЭЛЕКТРОНОВ В СКРЕЩЕННЫХ ПОЛЯХ ПРИ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОМ ОПТИЧЕСКОМ РАССЕЯНИИ

Р. С. Бразис, Е. В. Стариков, П. Н. Шикторов

ВВЕДЕНИЕ

В чистых полупроводниках при низких температурах решетки пороговый характер включения эмиссии оптических фононов приводит к разделению \vec{k} -пространства на две области с сильно различающимися интенсивностями рассеяния электронов: пассивную Ω^- , где энергия электрона $\varepsilon(\vec{k})$ меньше энергии оптического фонона $\hbar\omega_0$ и имеется только относительно слабое квазиупругое рассеяние с временем τ^- , и активную Ω^+ , где $\varepsilon(\vec{k}) > \hbar\omega_0$ и доминирующим является испускание оптических фононов с характерным временем $\tau^+ \ll \tau^-$. В этих условиях разогрев электронов во внешних полях в значительной степени определяется пороговым характером включения интенсивного оптического рассеяния.

Аналитическая модель гальваномагнитных явлений, отражающая основные особенности динамики движения электронов в скрещенных электрическом \vec{E} и магнитном \vec{B} полях в такой системе, впервые была предложена в работе [1], где предполагалось, что в пассивной области рассеяние электронов очень слабое ($\omega_c \tau^- \gg 1$, где $\omega_c = eB/m^*$ — циклотронная частота), а испускание оптического фонона в активной области происходит мгновенно ($\tau^+ \rightarrow 0$), т.е. после эмиссии электрон попадает в область энергии $\varepsilon \approx 0$. Траектории электронов в импульсном пространстве представляют собой окружности, центры которых расположены на прямой $k_x = 0$, $-k_y = k_c = mE/\hbar B$ ($\vec{E} \parallel \vec{x}$, $\vec{B} \parallel \vec{z}$). При

$k_c < k_0 = \sqrt{2m\omega_0/\hbar}$ в пассивной области образуется веретенообразная область ("веретено") Ω_c , где электроны могут совершать циклотронное вращение, не достигая энергии $\varepsilon = \hbar\omega_0$. Вне области "веретена" (в пролетной области Ω_f) динамика движения электронов представляет собой последовательность актов ускорения электронов из области малых энергий до энергии оптического фотона и возврата в область малых энергий с эмиссией оптического фотона. Поскольку $\varphi^+ = 0$, то при $k_c/k_0 < 0,5$ практически все электроны находятся в области "веретена", а при $k_c/k_0 > 0,5$ — на главной, проходящей через $\vec{k} = 0$ траектории.

Различные типы динамики свободного движения электронов в этих условиях — циклотронный и пролетный — ответственны за формирование различных типов функции распределения $f(\vec{k})$. Первая ситуация характеризуется достаточно симметричной относительно центра траекторий функцией распределения, вторая — резко анизотропной иглообразной функцией распределения, которая в литературе обычно называется стримингом. Особенности гальваномагнитных явлений, сопровождающие перестройку функции распределения при $k_c/k_0 = 0,5$, теоретически предсказанные в работе [1], наблюдались в целом ряде экспериментальных работ [2–5].

Последующие теоретические [6–12] и экспериментальные [13–16] исследования такой системы показали, что проникновение электронов в активную область при $\varphi^+ \neq 0$ приводит к аккумуляции электронов в "веретене", сохраняющейся вплоть до его исчезновения при $k_c = k_0$. Основное внимание, как правило, уделялось рассмотрению ситуаций, в которых практически все электроны находились либо в области "веретена" при $k_c/k_0 \geq 0,5$, либо в окрестности разомкнутой главной траектории. Значительный интерес к анализу этих ситуаций стимулировался тем, что в обоих случаях сильная неравновесность электронной системы благоприятна для возникновения различных типов статической [8, 11, 13, 15] и динамической [17–19] отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) или реализации инвертированных распределений по энергии [6, 9, 10, 12].

Явление перестройки одного вышеупомянутого типа функции распределения в другой в работах, основанных на идеальной модели, трактовалось как пороговое [1, 9], а при интерпретации экспериментальных [13, 15] и полученных

на основе расчетов методом Монте-Карло теоретических [10-12] результатов перестройку функции распределения отождествляли с геометрическим изменением положения "веретена" и главной траектории в пассивной области. Однако конечность соотношения времен τ^-/τ^+ в реальных материалах чаще всего не позволяет выполнить одновременно близкие к идеальным условия $\omega_c \tau^+ \ll 1$ и $\omega_c \tau^- \gg 1$.

Учет в реальных условиях проникновения электронов в активную область и их рассеяния в пассивной области приводит к тому, что функция распределения не может быть полностью отображена только "веретеном" и главной траекторией. Кроме того, в этих условиях переход электронов при изменении K_c/K_0 от преимущественно циклотронного типа динамики, с характерной для него аксиальной симметрией функции распределения, к пролетному типу динамики, при котором функция распределения имеет стримингообразную структуру, происходит не скачком, а непрерывно. Возможны два пути перестройки $f(\vec{k})$ между двумя этими предельными типами распределений: либо происходит непрерывная деформация функции распределения, постепенно переводящая аксиально-симметричную структуру в стримингообразную и наоборот, либо сосуществуют обе структуры, а изменение $f(\vec{k})$ происходит в основном из-за перераспределения электронов между пролетной областью и "веретеном".

Последняя ситуация представляет значительный интерес, так как в этом случае функция распределения может иметь двугорбый вид, что соответствует наличию двух групп электронов со своими кинетическими свойствами. Основным явлением, связанным с такой перестройкой функции распределения, и посвящена настоящая работа.

Аналитическое рассмотрение проводится в рамках идеализированных моделей, использующих предположение о наличии двух типов динамики и двух групп электронов. Численные результаты получены методом Монте-Карло для широко используемых кристаллов GaAs с учетом реальных механизмов рассеяния. Сопоставление аналитических и численных результатов позволяет установить роль и вклад эффектов, обусловленных наличием двух групп электронов, в реальных ситуациях.

В разд. I анализируются условия образования сложной двугорбой структуры $f(\vec{k})$, соответствующей наличию двух самостоятельных групп электронов. В следующих разделах

рассмотрено влияние переаспределения носителей между группами на особенности гальваномагнитных характеристик (II разд.) и на релаксационно-флуктуационные характеристики электронов (III разд.).

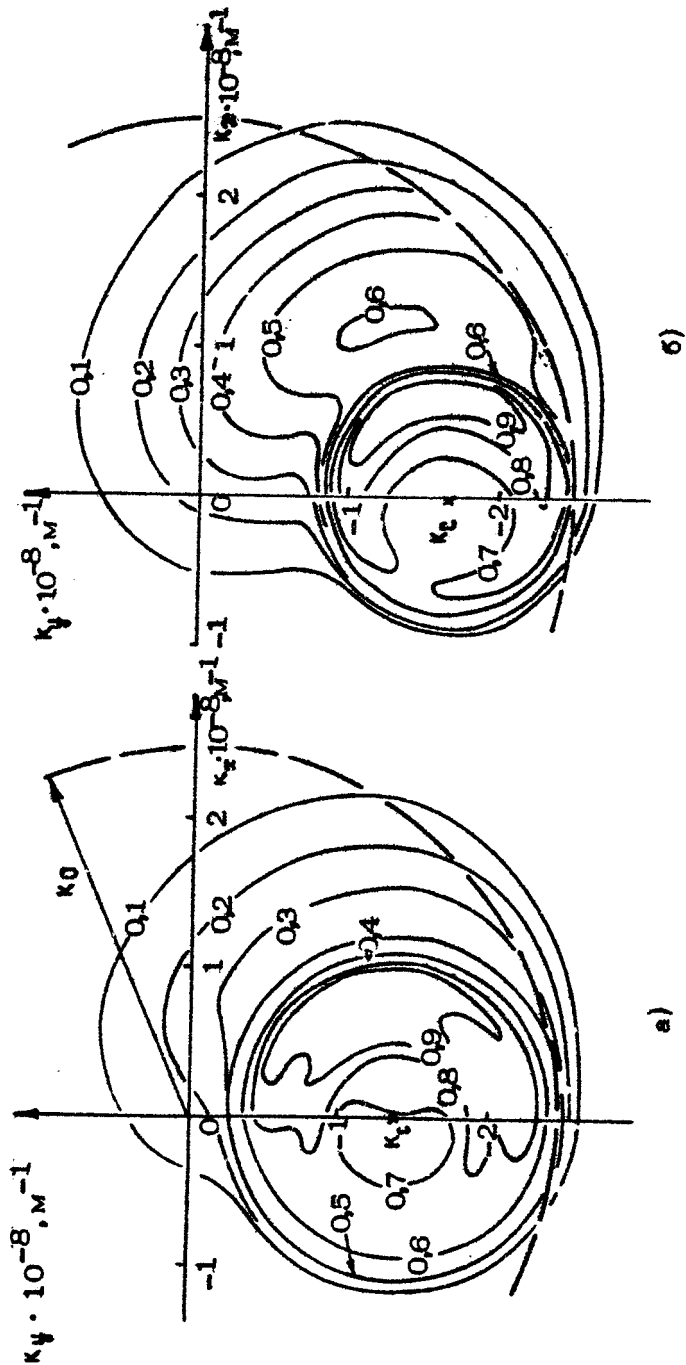
1. ПЕРЕСТРОЙКА ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

Рассмотрим условия образования в пространстве импульсов двух самостоятельных структур распределения электронов, появление которых выражается в две горбости полной функции распределения $f(\vec{k})$. Образование таких структур связано с разделением \vec{k} -пространства на две вышеупомянутые области Ω_c и Ω_f , причем пролетная область Ω_f при $\tau^+ \neq 0$ состоит из пассивной части $\Omega_f^- \in \Omega^-$ и активной части $\Omega_f^+ \in \Omega^+$. Часть электронов из области Ω_f^+ после эмиссии оптических фононов попадает в "веретено". Распределение этих электронов в Ω_c -области в момент их прихода характеризуется функцией $I(\vec{k})$ [10]. Это источник накопления электронов в "веретене". Нормированные на единицу плотности вероятности нахождения электронов в областях Ω_c и Ω_f будем называть циклотронной $f_c(\vec{k})$ и пролетной $f_f(\vec{k})$ функциями распределения.

Только в условиях, близких к идеальным, этим функциям распределения соответствует аксиально-симметричная функция распределения и стриминг. В общем случае распределение электронов по траекториям внутри этих областей и перераспределение электронов между этими областями контролируется рассеянием электронов внутри пассивной области и их приходом туда из активной части пролетной области. Поэтому характер изменения структуры функции распределения при переходе от преимущественно циклотронного к преимущественно пролетному типу динамики электронов зависит от соотношения динамических и связанных с рассеянием статистических характеристик электронной системы.

1. Расчеты функции распределения методом Монте-Карло

На рис. 1 и 2 представлены результаты расчетов методом Монте-Карло функций распределения $f(k_x, k_y) =$



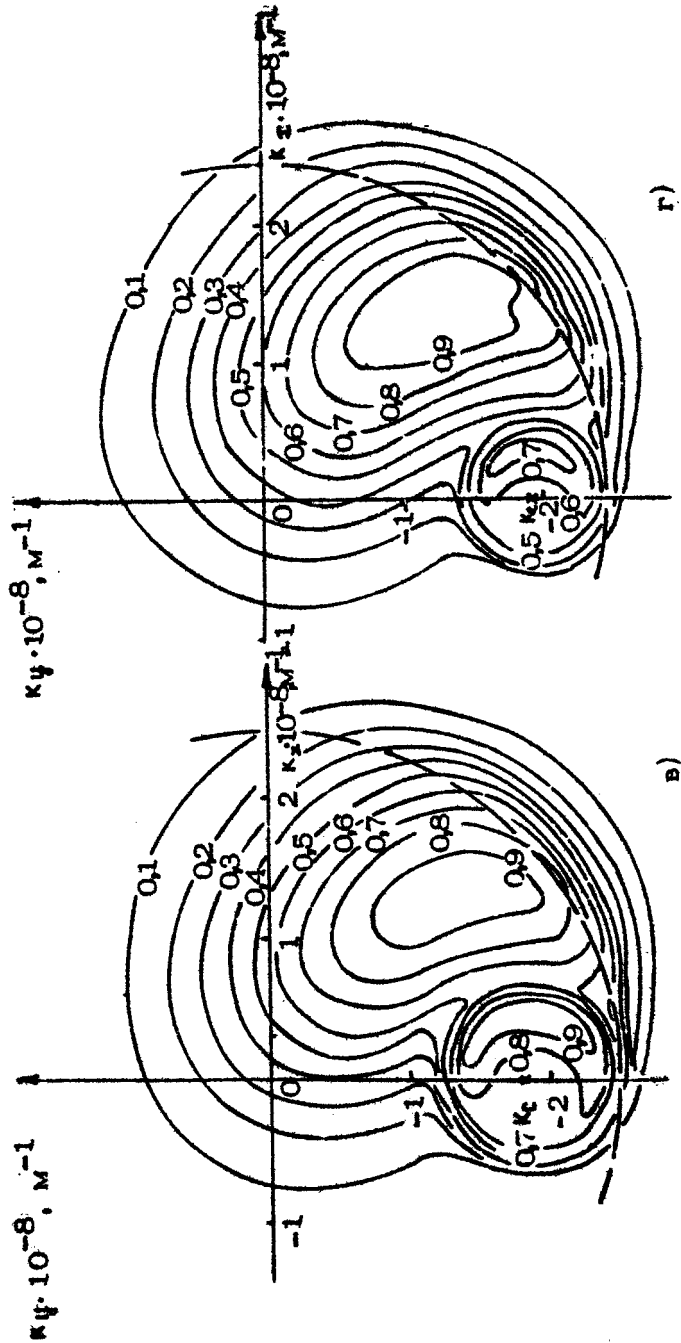


Рис. 1. Перестройка функции распределения $f(k_x, k_y)$ при изменении электрического поля, рассчитанная методом Монте-Карло для чистого β -GaAs при $T_0 = 77$ К. Контурные линии с цифрами указывают уровень относительно максимального значения $f(k_x, k_y)$: а - $k_x/k_0 = 0,55$; б - $0,66$; в - $0,73$, г - $0,78$ ($\beta = 0,25$ Тл)

$= \int f(\vec{k}) d\vec{k}$, в перпендикулярной к магнитному полю \vec{B} плоскости $k_x k_y$ ($\vec{E} \parallel \vec{x}$, $\vec{B} \parallel \vec{z}$), полученные для электронов Γ -долины чистого n -GaAs. Заряд электрона считался положительным, так что свободное движение происходит по направлению вращения часовой стрелки. Расчеты проведены для модели [23]: $m_{\Gamma}^* = 0,066 m_0$, $\hbar\omega_c = 0,0362$ эВ, полярная константа оптического рассеяния $\alpha_p = 0,067$, деформационный акустический потенциал $\chi_{\Gamma} = 7$ эВ.

Рис. 1 иллюстрирует перестройку функции распределения при изменении величины электрического поля E (или $\alpha = \kappa_c / \kappa_a$), когда $\tau^+ / T_c \approx 0,03$ и $\tau^- / T_c \approx 1,7$, где $T_c = 2\pi / \omega_c$ - период циклотронного вращения. На рис. 2 показано преобразование функции распределения при изменении интенсивности рассеяния в пассивной области ($\kappa_c / \kappa_a = 0,73$, $\tau^+ / T_c = 0,03$). Изменение τ^- осуществлялось путем изменения температуры решетки T_0 . Сплошные контурные линии на рисунках соответствуют уровням постоянного значения функции распределения, нормированной на максимальное значение. Пунктирная окружность показывает границу пассивной и активной областей $\varepsilon(\vec{k}) = \hbar\omega_0$ при $k_z = 0$.

Как видно из рис. 1, в ходе перестройки функции распределения при $\tau^- / T_c \gg 1$ выделяются две группы электронов в пролетной области и "веретене" с характерными для свободного движения в этих областях распределениями электронов. Рассмотрим функцию распределения отдельно по областям.

Структура функции распределения электронов в "веретене" в сильной степени зависит от интенсивности рассеяния в пассивной области. Как видно из рис. 2, при достаточно больших τ^- / T_c (например, на рис. 2, а $\tau^- / T_c = 7$) $F_c(\vec{k})$ обладает высокой степенью аксиальной симметрии, так как перед выходом из области "веретена" электрон успевает совершить много циклотронных оборотов. Вид распределения электронов в "веретене" определяется как анизотропией источника электронов $I(\vec{k})$, так и интенсивностью рассеяния в пассивной области. Когда проникновение электронов в активную область не слишком велико, то основной поток электронов, приходящих из активной области в "веретене" (т.е. источник $I(\vec{k})$), имеет максимум при \vec{k} , соответствующих минимальной энергии в "веретене" [10]. Это ведет к тому, что основная масса электронов (см. рис. 1 и 2)

накапливается в окрестности границы "веретена" с компонентой импульса $k_z \approx 0$, т.е. распределение электронов в "веретене" инвертировано по энергии циклотронного вращения. Возможность реализации такой инверсии неоднократно обсуждалась в работах [17-19] с точки зрения создания ОДП на циклотронном резонансе.

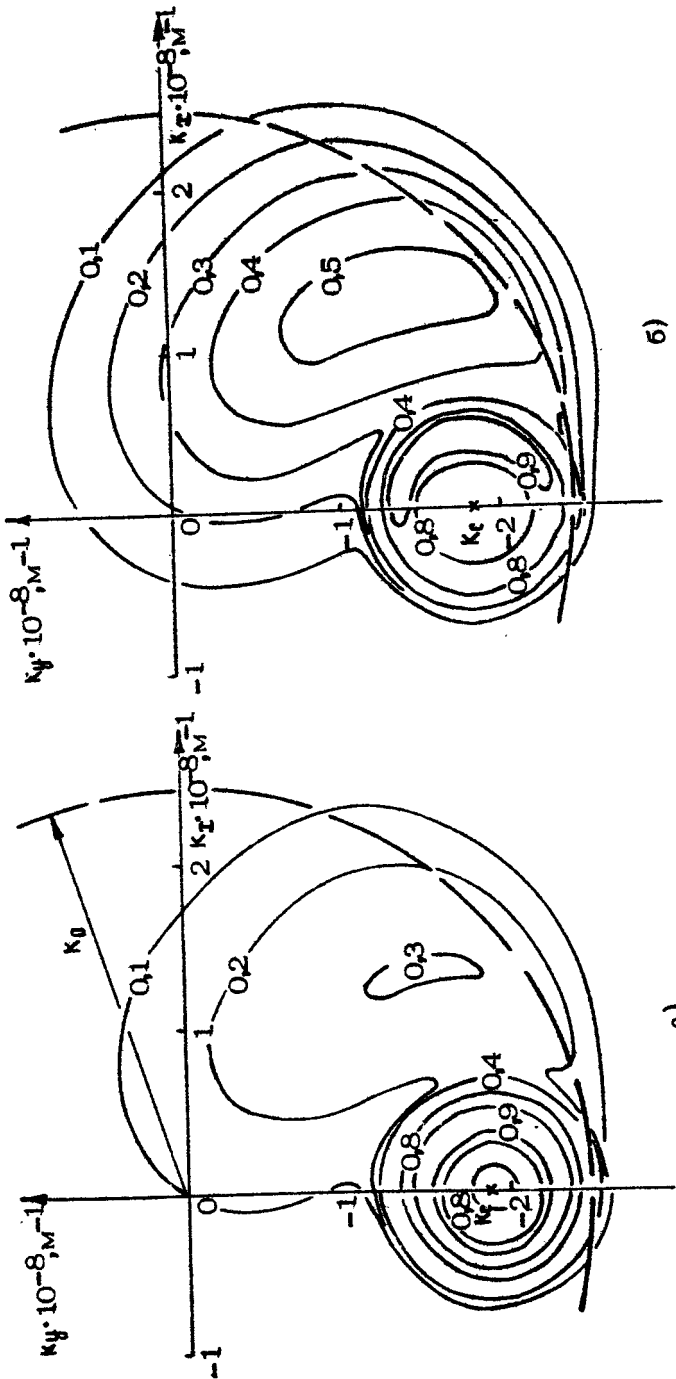
С уменьшением τ/T_c уменьшается вероятность нахождения электрона в левой части "веретена". Как видно из рис. 2, полное исчезновение аксиальной структуры функции распределения, характерной для циклотронного типа динамики, происходит при $\tau/T_c \leq 0,5$. Распределение электронов в области "веретена" в этом случае становится как бы продолжением функции распределения пролетной области в "веретено".

В пролетной области функция распределения напоминает размытый след главной траектории (стриминга), причем при уменьшении τ/T_c вплоть до 0,5 меняется лишь положение линий равного уровня относительно максимального значения функции распределения. Это свидетельствует в основном об изменении концентрации электронов в пролетной области импульсного пространства.

Таким образом, несмотря на сильную зависимость структуры функции распределения в "веретене" от τ^- , изменение всей функции распределения, пока сохраняется ее двугорбость, происходит в основном из-за перекачки электронов между пролетной областью и "веретеном". Это отчетливо видно из рис. 3, на котором приведены функции распределения $f(k_z) = \int f(\vec{k}) dk_y dk_x$ и $f(k_y) = \int f(\vec{k}) dk_x dk_z$, соответствующие изображенным на рис. 2. Аналогично происходит и трансформация их (рис. 1) при изменении k_c/k_0 , когда сформировалась "стримингоподобная" структура функций распределения в пролетной области ($k_c/k_0 > 0,65$).

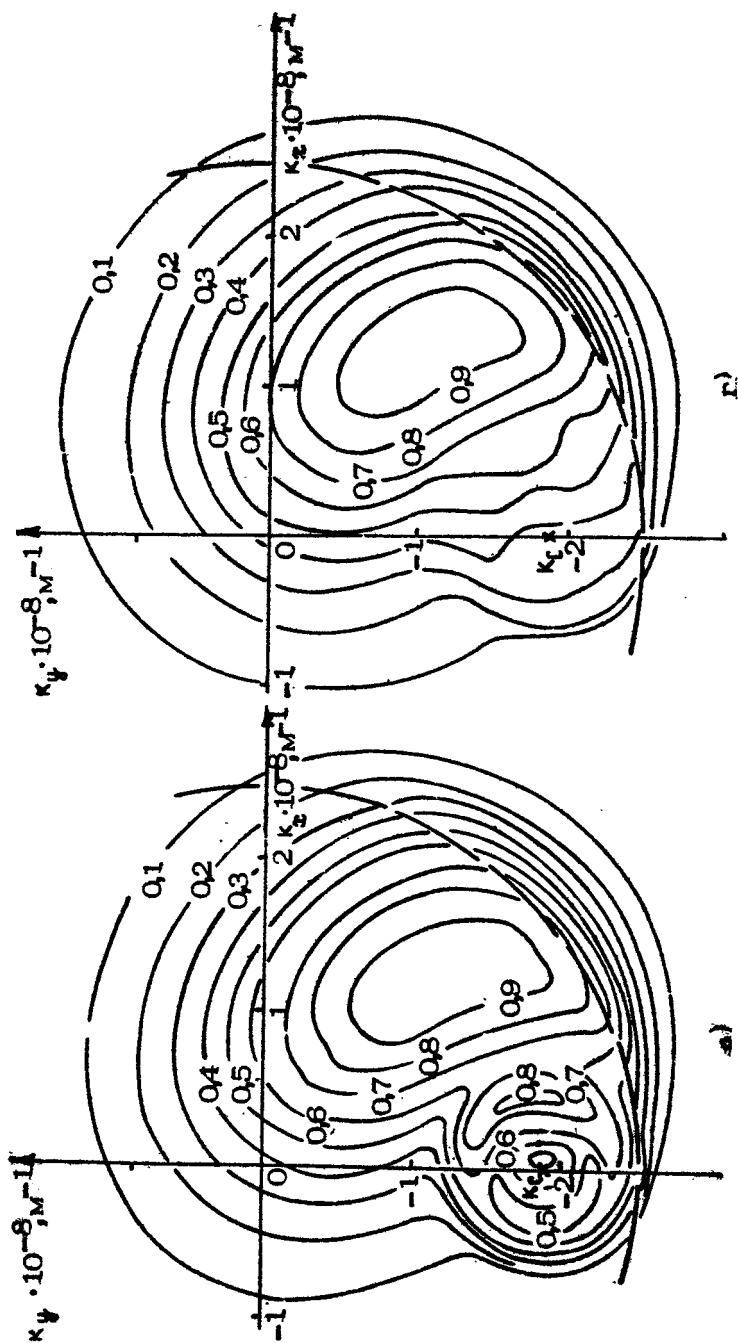
Как следует из вышесказанного, появление двугорбой структуры функции распределения в ходе ее перестройки непосредственно обусловлено не только перезаселенностью "веретена" при $k_c/k_0 > 0,5$, но и самостоятельностью формирования распределений электронов в "веретене" и пролетной области. Это означает, что при разложении полной функции распределения на два слагаемых, соответствующих пролетной области (Ω_F) и "веретену" (Ω_c):

$$f(\vec{k}) = n_F F_F(\vec{k}) + n_c F_c(\vec{k}), \quad (1)$$



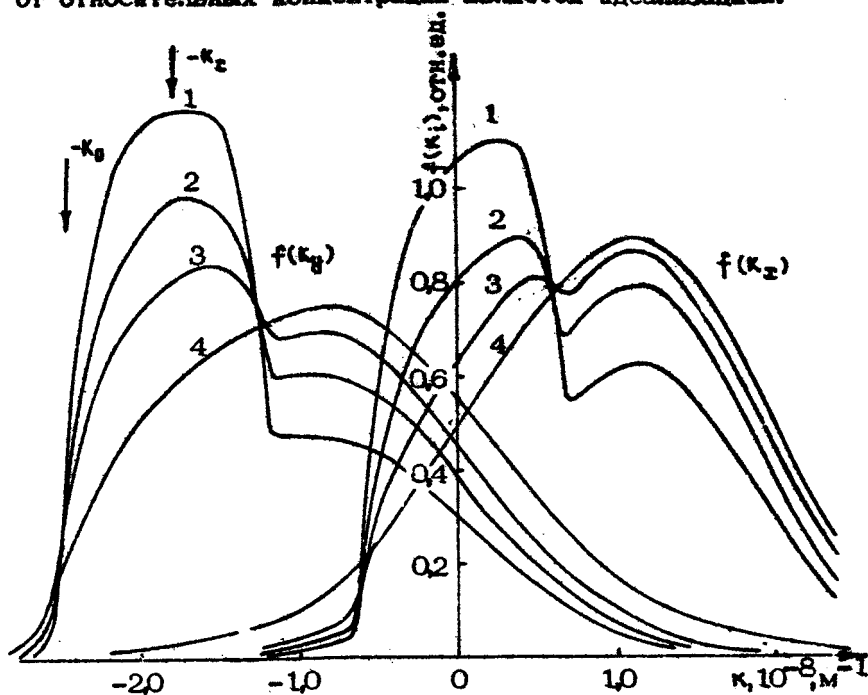
b)

a)



Р и с. 2. Перестройка функции распределения $f(k_x, k_y)$ при изменении интенсивности рассеяния в пассивной области, рассчитанная методом Монте-Карло для чистого n - GaAs : $E = 800$ В/см, $\beta = 0,25$ Тл; а - $\tau/\tau_c = 7,0$; б - $3,55$; в - $1,07$; г - $0,53$

изменение $f(\vec{k})$ при перестройке в основном обусловлено изменением относительных заселенностей этих областей n_f и n_c , а плотности вероятности $F_f(\vec{k})$ и $F_c(\vec{k})$ не меняются. Конечно, полная независимость $F_f(\vec{k})$ и $F_c(\vec{k})$ от относительных концентраций является идеализацией.



Р и с. 3. Перестройка функций распределения $f(k_x)$, $f(k_y)$ при изменении интенсивности рассеяния в пассивной области: $E = 800$ В/см; $B = 0,25$ Тл; 1 - $\tau^-/T_c = 7,0$; 2 - 3,55; 3 - 1,75; 4 - 0,53

Отметим, что квазинезависимость $F_f(\vec{k})$ и $F_c(\vec{k})$ от числа электронов в пролетной области и "веретене" соответствует реализации в электронной системе условий для существования двух групп электронов, кинетические характеристики которых определяются только плотностями вероятности $F_f(\vec{k})$ и $F_c(\vec{k})$. В этом случае возможно появление двух максимумов функции распределения, связанных с группами носителей, находящихся в "веретене" и пролетной области.

(см. рис. 1-3). Двугорбая структура функции распределения интересна сама по себе, так как электронная система с такой функцией распределения может быть неустойчивой по отношению к возбуждению различного типа зарядовых и электромагнитных колебаний [24].

2. Элементарная модель формирования функции распределения

Рассмотрим условия реализации двугорбой структуры функции распределения, используя качественные представления о потоках электронов в импульсном пространстве между областью "веретена", пассивной и активной частями пролетной области. Такая модель использует лишь малое число параметров и является полезной для упрощенного анализа явлений, обусловленных возникновением двух групп электронов в ходе перестройки функции распределения.

Систему уравнений баланса, включающую все определяющие потоки, нетрудно получить путем интегрирования кинетического уравнения по областям Ω_c , Ω_F^- и Ω_F^+ \vec{k} -пространства. Предположим, что в пассивной области рассеяние квазиупругое, а эмиссия оптического фонона в активной области всегда приводит к возврату электронов в пассивную область ($\Omega^- = \Omega_c + \Omega_F^-$), т. е. энергия, которую электрон набирает за время свободного движения в активной области, меньше $\hbar\omega_0$. Рассеяние электронов в пассивной области с абсорбцией оптического фонона при условии $\omega_c \tau^+ \ll 1$ можно рассматривать как составное квазиупругое рассеяние.

Во избежание громоздких обозначений величинем, проинтегрированным по областям Ω_c , Ω_F^- и Ω_F^+ , будем в дальнейшем присваивать соответственно индексы 1, 2, 3. Обозначив через n_i относительные концентрации электронов в выделенных областях, получим следующую систему уравнений баланса:

$$\frac{dn_1}{dt} = -n_1/\tau_{12} + n_2/\tau_{21} + \gamma n_3/\tau^+,$$

$$\frac{dn_2}{dt} = -n_2(1/\tau_{23} + 1/\tau_{21}) + n_1/\tau_{12} + (1-\gamma)n_3/\tau^+,$$

$$n_1 + n_2 + n_3 = 1, \tag{2}$$

где τ_{ij} - среднее время перехода из области Ω_i в Ω_j , $1/\tau^+ = 1/\tau_{31} + 1/\tau_{32}$ и $\gamma = \tau^+/\tau_{31}$ - средняя вероятность электрону после эмиссии оптического фотона оказаться в области "веретена" (Ω_1). За исключением времени τ_{23} , времена τ_{ij} ($i, j = 1, 2, 3$) определяются процессами рассеяния электронов, а τ_{23} - полевым потоком электронов из пассивной области в активную в результате свободного движения в $E \perp B$ полях. В дальнейшем будем полагать, что внутренние полевые потоки электронов в пролетной и веретенообразной областях доминируют над аналогичными внутренними потоками, вызванными рассеянием электронов, так как только первые обуславливают различия в формировании $F_F(\vec{k})$ и $F_C(\vec{k})$.

Независимость формирования распределения $F_F(\vec{k})$ означает, что поток электронов из Ω_F^+ в Ω_F^- , равный $(1-\gamma)n_3/\tau^+$, превосходит поток электронов из "веретена" в Ω_F^- - n_1/τ_{12} , т. е. электрон, перед тем как покинуть пролетную область, совершает в ней несколько циклов ускорений до энергии $\epsilon \approx \hbar\omega_0$. Для этого случая, используя стационарные решения уравнений баланса (2), получаем условие

$$\tau_{23}/\tau_{21} < 1 - 2\gamma, \quad (3)$$

которое может быть выполнено только при $\gamma < 0,5$, т. е. когда $k_c/k_0 > 0,5$.

При невыполнении условия (3), когда поток электронов из "веретена" преобладает, функция распределения в пролетной области является "продолжением" функции распределения в "веретене" (см. рис. 1, а). Условие (3) с ростом $k_c/k_0 > 0,5$ всегда начинает выполняться, так как уменьшается γ и увеличивается τ_{21} из-за уменьшения фазового объема "веретена". Поэтому будет ли появляться двугорбая структура функции распределения зависит от того, насколько быстро электроны покидают "веретено".

Задержка перехода электронов из "веретена" в пролетную область с ростом k_c/k_0 будет происходить тогда, когда поток $\gamma n_3/\tau^+$ электронов в "веретено" из активной области будет оставаться больше потока n_1/τ_{21} из пассивной области вне "веретена". Из уравнений (2) получаем следующее выражение для отношения концентраций электронов в "веретене" и пролетной области:

$$\frac{n_1}{n_{2+3}} = \frac{\tau_{12}}{\tau_{21}} \frac{1 + \gamma \tau_{21} / \tau_{23}}{1 + \tau^+ / \tau_{23}}, \quad (4)$$

откуда следует, что "веретено" перезаселено, пока выполняется неравенство

$$\tau_{23} / \tau_{21} < \gamma. \quad (5)$$

При сильном выполнении этого неравенства почти все электроны будут находиться в области "веретена". В случае невыполнения неравенства (5) концентрацию электронов в "веретене" определяет только рассеяние в пассивной области, тогда n_1 принимает минимально возможное (фооновое) значение, приближенно равное отношению фазовых объемов "веретена" и оставшейся части пассивной области. В этом случае функция распределения электронов в "веретене" является как бы продолжением функции распределения в пролетной области (см. рис. 2, г).

Для того чтобы изменение функции распределения происходило в основном в результате перераспределения электронов, а не сильных деформаций плотностей вероятности $F_c(\vec{k})$ и $F_F(\vec{k})$, при которых распределения в пролетной и веретенообразной областях являются продолжением на соседнюю область, необходимо совместное выполнение условий (3) и (5). При $\gamma > 1/3$ это равносильно выполнению только неравенства (5). В противном случае, когда при $\gamma < 1/3$ условие (5) не выполняется, функция распределения при перестройке будет сохранять одnogорбый вид.

Сопоставление результатов расчетов структуры $f(\vec{k})$ и выполнения условий (3) и (5) показало, что напоминающая стриминг анизотропная структура $F_F(\vec{k})$ формируется в тех случаях, когда поток электронов из активной области в Ω_F^- примерно в 5 - 10 раз превосходит поток электронов из "веретена", т. е. выполняется сильное условие (3). В этом случае для возникновения максимума функции распределения, соответствующего группе электронов в "веретене", достаточно выполнения слабого условия (5).

Обсудим теперь поведение основных приведенных параметров модели (2): γ , τ_{23} и $\beta = \tau_{23} \tau_{12} / \tau_{21} \tau_c$. Пока электрон во время свободного пробега в пролетной области в среднем быстрее выходит из ее пассивной части в активную, чем успевает потерять свой импульс в результате рассеяния в пассивной части (т. е. при $\tau^+ / \tau_c < 0.5$), эти ве-

личины практически не зависят от интенсивности рассеяния в пассивной области, а определяются положением центра вращения κ_c/κ_0 и глубиной проникновения в активную область. Охарактеризуем согласно работе [11] среднее время рассеяния в активной области временем оптического рассеяния $\tau_s = \hbar \kappa_0 / e E_0$, где E_0 — характерное поле оптического рассеяния*. Тогда глубина проникновения определяется величиной $\omega_c \tau_0$ и при $\omega_c \tau_0 \ll 1$ электрон испускает оптический фонon, не успевая пересечь активную область.

В этих условиях ($\tau^-/T_c \geq 0,5$ и $\omega_c \tau_0 \ll 1$) и при сильном выполнении неравенства (3), как показали результаты расчетов методом Монте-Карло, зависимости γ , τ_{23} и \bar{U} от κ_c/κ_0 и глубины проникновения обладают следующими закономерностями:

а) Среднее время τ_{23} пролета электроном пассивной части пролетной области незначительно уменьшается с ростом $\omega_c \tau_0$ и с точностью до 5–10% совпадает со своей величиной в предельном случае $\omega_c \tau_0 \rightarrow 0$:

$$\tau_{23}(\kappa_c/\kappa_0) = \pi^{-1} T_c \arcsin(\kappa_0/2\kappa_c) \approx 0,5 T_c. \quad (6)$$

б) Величина $\bar{U}(\kappa_c/\kappa_0) = \tau_{23} \tau_{12} / \tau_{21} T_c$ с точностью до 10–15% не зависит ни от глубины проникновения, ни от интенсивности рассеяния в пассивной области, т.е. является в некотором смысле универсальной (рис. 4, пунктирная кривая).

в) Вероятность γ попадания электрона в “веретено” после эмиссии оптического фонаона резко уменьшается с ростом κ_c/κ_0 . Она сильно зависит от глубины проникновения электронов в активную область (см. рис. 4) и с точностью до 10–20% не зависит, особенно при малых $\omega_c \tau_0$, от характера оптического рассеяния — полярного или деформационного.

Таким образом, при $\tau^-/T_c \geq 0,5$ $F_F(\vec{\kappa})$ и величины γ , τ_{23} и \bar{U} , определяемые в основном только $F_F(\vec{\kappa})$, не зависят от интенсивности рассеяния в пассивной области. Используя полученные оценки величин γ и \bar{U} (см. рис. 4) условия реализации двугорбой структуры функции распределения можно записать в виде

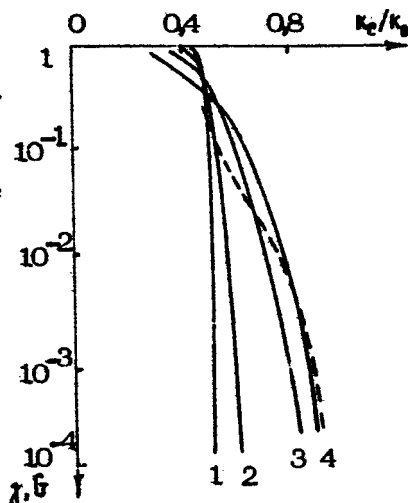
* При использовании полярной константы α_p время τ_0 определяется как $1/2 \alpha_p \alpha_p$. В n-GaAs $E_0 = 6,4$ кВ/см. и $\tau_0 = 0,26$ пс.

$$\gamma(k_c/k_0) \lesssim 0,1 + 0,3;$$

$$\tau_{12}/T_c \geq \bar{v}(k_c/k_0)/\gamma(k_c/k_0) \gtrsim 0,5. \quad (7)$$

Напомним, что входящая в неравенство (7) величина τ_{12} соответствует среднему времени выхода электрона из "веретена", а не среднему времени рассеяния в пассивной области τ^- . Последнее обстоятельство важно при доминирующей роли примесного рассеяния в пассивной области.

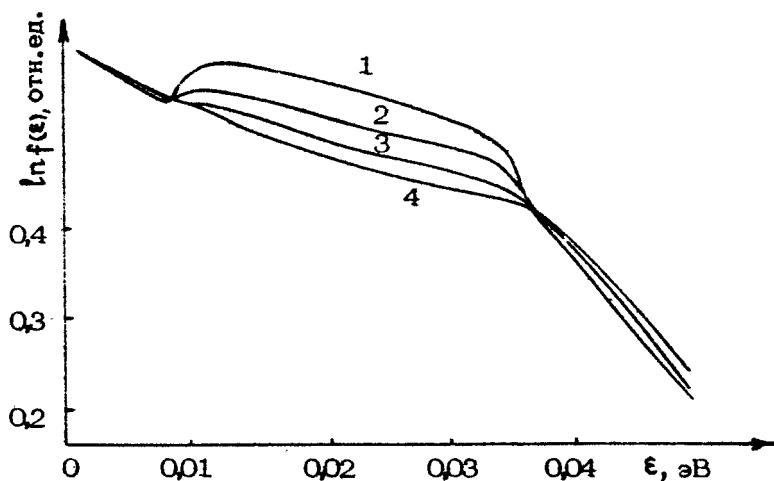
Р и с. 4. Зависимости вероятности γ попадания электрона в "веретено" после эмиссии оптического фотона (сплошные кривые) и параметра $\bar{v} = \tau_{23}\tau_{12}/\tau_{21}T_c$ (пунктирная кривая) от относительного положения центра вращения k_c/k_0 в пассивной области:
 1 - $\omega_c\tau_0 = 0,001$; 2 - 0,01;
 3 - 0,1; 4 - 1,0



Как следует из данных рис. 4, минимальная интенсивность рассеяния в пассивной области, при которой могут выполняться условия (7), для фиксированного значения k_c/k_0 резко возрастает с увеличением $\omega_c\tau_0$. При $\omega_c\tau_0 \gtrsim 0,1$ достаточно лишь выполнения условия $\tau_{12}/T_c \gtrsim \gtrsim 0,5$ в довольно широком интервале значений $k_c/k_0 > 0,6$. Так, например, оценки для $n\text{-GaAs}$ при $T_0 = 77\text{ K}$ показали, что при $0,5 < \bar{v} < 1,5$ образование двугорбой структуры функции распределения, согласно условию (7), должно происходить при концентрации ионизированной примеси вплоть до $N_I \approx (1+3) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

В заключение следует отметить, что двугорбость функции распределения в импульсном пространстве не обязательно подразумевает наличие инверсии по энергии $\partial f(\epsilon)/\partial \epsilon > 0$. На рис. 5 показаны зависимости $\ln f(\epsilon)$ в относительных

единицах для функций $f(\vec{K})$, представленных на рис. 1, в и 2. Заметная инверсия по энергии наблюдается только при сильной перезаселенности области "веретена". В этом случае вид функции распределения в "веретене" перестает зависеть от интенсивности рассеяния в пассивной области (см. рис. 2, а). Например, для рассматриваемых функций распределения концентрация электронов в "веретене" должна быть приблизительно в 6 раз выше фоновой, что реализуется при $\varphi^-/\Gamma_e > 3$, тогда как двугорбость сохраняется при значительно меньшей заселенности "веретена".



Р и с. 5. Функция распределения по энергии $f(\epsilon)$ при различных интенсивностях рассеяния в пассивной области: $E = 800$ В/см; $B = 0,25$ Тл; 1 - $\varphi^-/\Gamma_e = 7,0$; 2 - 3,55; 3 - 1,75; 4 - 0,53

II. ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ В ОБЛАСТИ ПЕРЕСТРОЙКИ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

Переход электронов из "веретена" в пролетную область с изменением полей, температуры решетки или других параметров, при выполнении условий (3) и (5), должен приводить к особенностям в поведении основных гальваномаг-

нитных характеристик: диссипативной U_{\parallel} и холловской U_{\perp} составляющих полной дрейфовой скорости \vec{v}_d , холл-фактора η_H и др. Такое поведение составляющих дрейфовой скорости в зависимости от ξ при $k_c/k_0 > 0,5$ неоднократно обсуждалось в литературе [7, 8, 10] и экспериментально наблюдалось в работах [13, 15]. В этом разделе будет подробно рассмотрено поведение гальваноманнитных характеристик при перестройке функции распределения и их связь с характером этой перестройки. Особое внимание будет уделено качественным особенностям, позволяющим на основе экспериментальных исследований судить о качественной структуре функции распределения электронов в импульсном пространстве.

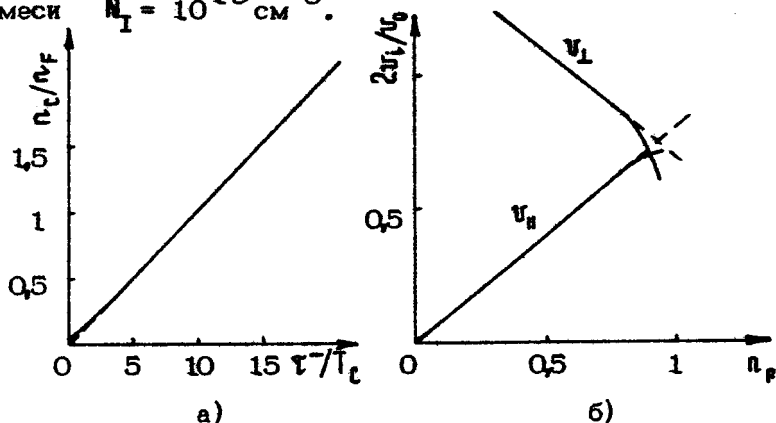
1. Дрейфовые характеристики

Рассмотрим сначала зависимости отношения заселенностей n_c/n_f от τ^-/T_c (рис. 6, а) и составляющих дрейфовой скорости U_{\parallel} и U_{\perp} от концентрации электронов в пролетной области (рис. 6, б). Как видно из рисунка, относительная заселенность "веретена" линейно зависит от τ^-/T_c при $\tau^-/T_c > 2$, что хорошо согласуется с выражением (4). Отклонение от линейной зависимости, обусловленное влиянием рассеяния в пассивной области на плотности вероятности $F_c(\vec{k})$ и $F_f(\vec{k})$, наблюдается только при $\tau^-/T_c < 2$, когда концентрация электронов в "веретене" n_c начинает стремиться к фоновому значению. Изменения компонент \vec{v}_d также линейны по n_f , пока $\tau^-/T_c > 2$.

Сравнение зависимостей U_{\parallel} и U_{\perp} (рис. 6, б) и характера перестройки функции распределения (см. рис. 2) позволяет сделать вывод, что пока существует двугорбость $f(\vec{k})$, можно говорить о двух независимых группах электронов со своими кинетическими свойствами. При этом изменение аддитивных по функции распределения характеристик, в частности составляющих \vec{v}_d , с ростом интенсивности рассеяния определяется в основном изменением концентрации электронов в этих группах.

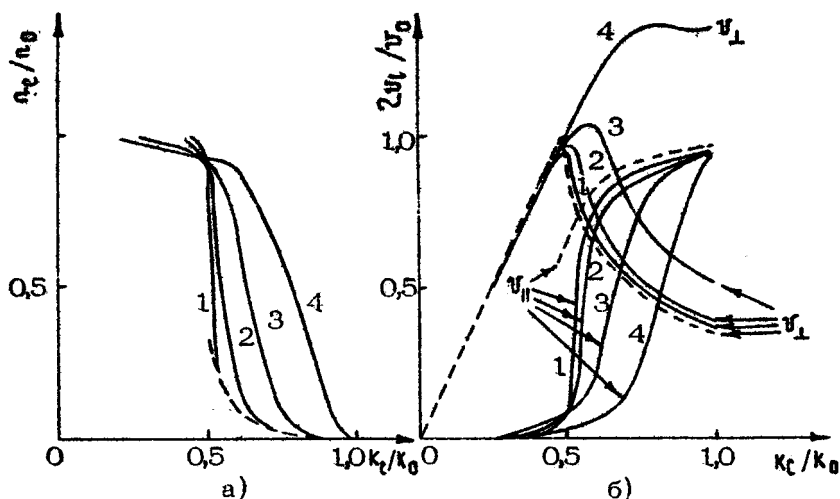
Геометрия короткого образца. Рассмотрим влияние глубины проникновения электронов в активную область ($\omega_c \tau_0$) на \vec{v}_d , концентрацию электронов в "веретене" n_c и их связь с перестройкой функции распределения при изменении

электрического поля, используя расчеты зависимостей $v_{||}$, v_{\perp} и n_c от E , выполненные методом Монте-Карло для модельного полярного материала (рис. 7, $\tau^-/T_c \approx 10$) и для n -GaAs при $T_0 = 77$ К (рис. 8). Стрелками на рис. 8 указаны значения E , при которых $\kappa_c/\kappa_0 = 0,5$ (\uparrow) и $\kappa_c/\kappa_0 = 1$ (\downarrow), пунктирные кривые соответствуют чистому n -GaAs, сплошные — концентрации ионизованной примеси $N_I = 10^{15} \text{ см}^{-3}$.



Р и с. 6. Зависимость отношения заселенностей веретенообразной n_c и пролетной n_f областей от интенсивности рассеяния в пассивной области (а) и зависимость составляющих $v_{||}$ и v_{\perp} дрейфовой скорости от n_f (б) ($E = 800$ В/см; $B = 0,25$ Тл)

Для всех графиков, приведенных на рис. 7 и соответствующих $\omega_c \tau_0 \neq 0$, при $\kappa_c/\kappa_0 > 0,5$ концентрация электронов в "веретене" выше фоновой (пунктирная кривая), существует область значений κ_c/κ_0 , где выполняется сильное условие (3) и перестройка функции распределения происходит с образованием двугорбой структуры. Для зависимостей, приведенных на рис. 8, как показали непосредственные расчеты, двугорбая структура при перестройке функции распределения для $N_I = 0$ реализуется при всех $B \geq 0,1$ Тл, а для $N_I = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ — при $B \geq 0,5$ Тл. Например, рассчитанным при $B = 0,25$ Тл и $N_I = 0$ зависимостям $v_{||}$ и v_{\perp} соответствует перестройка функции распределения, приведенная на рис. 1

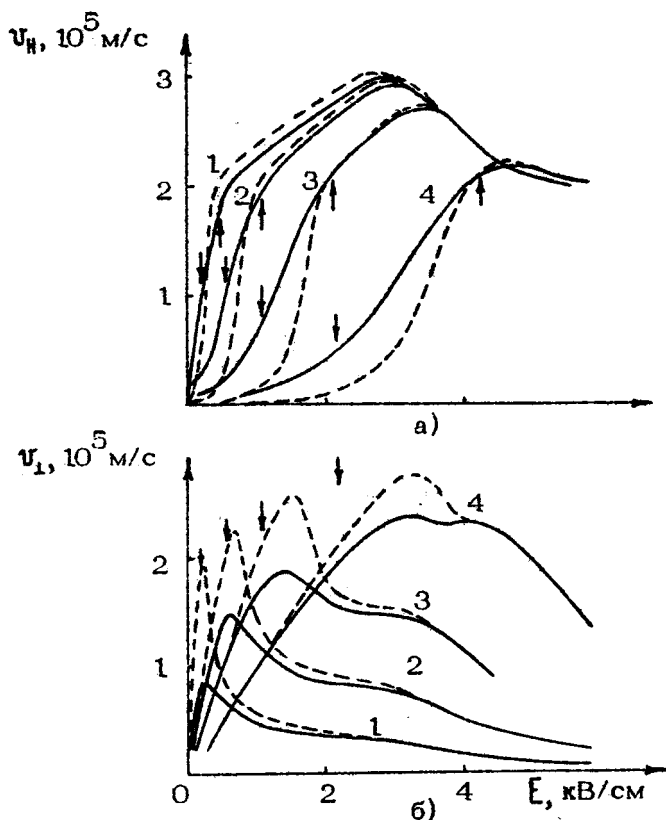


Р и с. 7. Зависимости концентрации n_c электронов в "веретене" (а) и составляющих $v_{||}$ и v_{\perp} дрейфовой скорости (б) от $\alpha = k_c/k_0$. Сплошные кривые – результаты расчетов методом Монте-Карло, пунктирные – модель Восилjуса-Левинсона [1]: 1 – $\omega_c \tau_0 = 0,001$; 2 – 0,01; 3 – 0,1; 4 – 1,0

Отметим характерные особенности полевых зависимостей n_c и \bar{v}_D при увеличении глубины проникновения электронов в активную область, определяемую ростом $\omega_c \tau_0$ (т.е. ростом B). Начало интенсивного ухода электронов из области "веретена" сдвигается в сторону больших значений k_c/k_0 . Зависимость $n_c(k_c/k_0)$ становится более плавной, что свидетельствует о расширении диапазона E - и B -полей, в котором происходит перестройка функции распределения, сопровождаемая образованием двугорбой структуры. Задержка ухода электронов из "веретена" в пролетную область сдвигает в область более сильных электрических полей максимум v_{\perp} , положение которого хорошо согласуется со значением k_c/k_0 , при котором выравнивается концентрация электронов в "веретене" и пролетной области, т.е. $n_c \approx n_p$.

Изменение диссипативной составляющей $v_{||}$ во всех случаях, когда перестройка $f(\vec{k})$ идет с образованием двугорбой структуры, согласуется с ростом числа электронов в

пролетной области, т. е. имеет концентрационный характер. При этом существенных изменений v_H при $\kappa_c/\kappa_B \approx 1$, связанных с проникновением электронов в активную область, не происходит.



Р и с. 8. Диссипативная (а) и холловская (б) составляющие дрейфовой скорости, рассчитанные методом Монте-Карло для чистого n -GaAs (пунктирные кривые) и при $N_1 = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (сплошные кривые), $T_0 = 77 \text{ К}$: 1 - $B = 0,1 \text{ Тл}$; 2 - 0,25; 3 - 0,5; 4 - 1,0 Тл

С ростом $\omega_c \tau_0$ увеличивается вероятность совершения электроном циклотронного вращения и в активной области, чем обусловлено значительное увеличение v_1 при $\kappa_c/\kappa_B \gg 1$.

Это указывает на то, что характерная для пролетной динамики иглообразная структура $F_F(\vec{k})$ (вырожденная при $\omega_c \tau_0 \rightarrow 0$ в главную траекторию) становится все более размытой. Однако свойственный для пролетной динамики электронов падающий участок зависимости $v_{\perp}(k_c/k_0)$ сохраняется вплоть до значений $\omega_c \tau_0 \approx 1$.

Таким образом, все рассмотренные выше особенности полевой зависимости параллельной и перпендикулярной к электрическому полю компонент дрейфовой скорости при перераспределении электронов между "веретеном" и пролетной областью заключаются практически только в количественном изменении v_{\parallel} и v_{\perp} . Полевой ход зависимостей v_{\parallel} и v_{\perp} , характерный для смены динамики электронов в импульсном пространстве, во всех случаях подобен и качественно не отражает перестройки функции распределения, т. е. не дает однозначного ответа на вопрос о существовании двух самостоятельных групп электронов. Например, это хорошо видно из рис. 8: для $B = 0,25$ Тл перестройка функции распределения идет с образованием двух групп при $N_1 = 0$ и без образования двугорбой структуры при $N_1 = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, в то время как зависимости v_{\parallel} , $v_{\perp}(E)$ подобны. Поэтому с точки зрения экспериментальной идентификации наличия двух групп электронов по измеренным компонентам дрейфовой скорости вышеперечисленные особенности малопригодны.

Геометрия длинного образца. Аналогичная ситуация имеет место и при рассмотрении особенностей полевой зависимости полной дрейфовой скорости $v_A = \sqrt{v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2}$ от компоненты электрического поля вдоль направления \vec{v}_A — так называемого приложенного поля E_A . Сильное увеличение ОМС, обусловленного наличием электронов в "веретене" при $k_c/k_0 > 0,5$ [11-12], может быть лишь количественной характеристикой перезаселенности "веретена". Как показано [26] и подтверждено экспериментами [16, 27], ОМС появляется не только в условиях, когда существует разделение на две группы электронов, но и когда такого разделения провести нельзя.

Только при значительной задержке ухода электронов из "веретена" при $k_c/k_0 > 0,5$ возможно появление качественной особенности полевой зависимости полной дрейфовой скорости $v_A(E_A)$ — ОДП. Падающий участок на зависимости $v_A(E_A)$ может появиться с началом перехода электронов из "веретена" в пролетную область [11-12]. Од-

нако, как показывают результаты расчетов методом Монте-Карло [14], даже в чистом n -GaAs при $T_0 = 77$ К этот эффект не наблюдается при учете в пассивной области акустического рассеяния и абсорбции оптического фотона, хотя и наблюдается тенденция к насыщению $v_x(E_A)$.

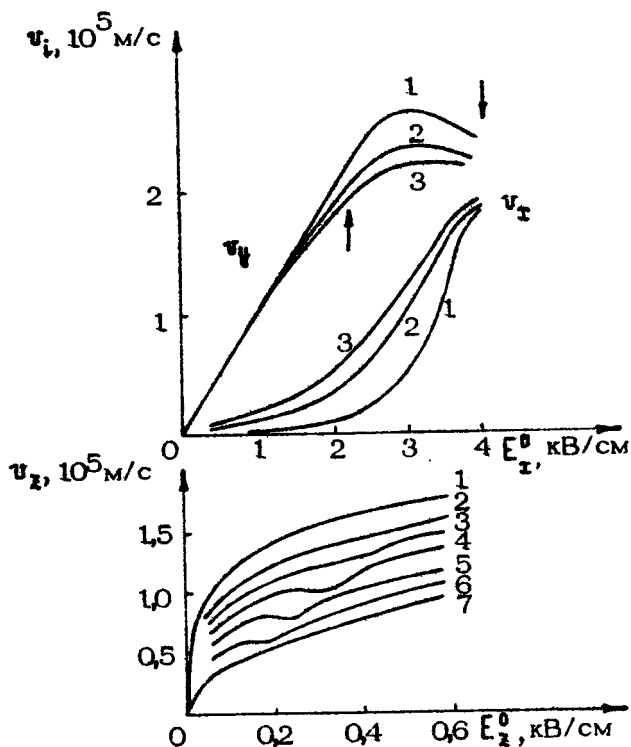
Дрейфовый отклик вдоль магнитного поля. Концентрационное поведение составляющих дрейфовой скорости при выполнении условий (3) и (5) должно проявляться не только при изменении температуры решетки T_0 , но также и при наличии небольшого постоянного электрического поля E_z^0/B . Оно влияет на среднее время пребывания электронов в "веретене", так как электроны теперь могут ускоряться вдоль магнитного поля и покидать "веретено" не только за счет рассеяния в пассивной области. Согласно работе [8] характерное время такого процесса

$$\tau(E_z^0) \approx \frac{\hbar k_0}{e|E_z^0|} \sqrt{1 - k_c/k_0} \quad (8)$$

Увеличение E_z^0 приводит к уменьшению суммарного времени нахождения электронов в области "веретена" ($1/\tau_c = 1/\tau_{12} + 1/\tau(E_z^0)$), а следовательно и к уменьшению μ_c , что ведет к изменениям составляющих дрейфовой скорости. На рис. 9 приведены дрейфовые характеристики n -GaAs при $T_0 = 77$ К и $N_I = 10^{13}$ см⁻³ в зависимости от величины E_z^0 и E_x^0 полей. Стрелками отмечены области полей, где имеется хорошо выраженное разделение электронов на две группы.

При значениях E_x^0 , соответствующих $\tau(E_x^0) > \tau_{12}$, μ_c практически не зависит от E_x^0 и наклон характеристики $v_x(E_x^0)$ определяется в основном числом захваченных в "веретено" электронов при $E_z^0 = 0$, так как их подвижность в направлении магнитного поля значительно выше, чем подвижность электронов в пролетной области. Для приведенных на рис. 9, б зависимостей $v_x(E_x^0)$ этот участок соответствует значениям $E_x^0 \lesssim 50$ В/см. При $E_x^0 > 50$ В/см $\tau(E_x^0)$ становится меньше τ_{12} и с ростом E_x^0 начинается уход электронов из "веретена" в пролетную область, что приводит к появлению падающего участка на зависимости $v_x(E_x^0)$ при $E_x^0 = 200-300$ В/см. Следует отметить, что это падение наблюдается только при значениях $E_x^0 = 2,6-3,0$ кВ/см, при которых хорошо выполняются условия существования двух групп электронов и

концентрация электронов в "веретене" значительно превосходит фоновую. Таким образом, этот эффект имеет концентрационный характер. Впервые этот механизм ОДП был предложен в работе [8], где отмечалась его полная аналогия хорошо известному механизму Ридли-Уоткинса-Хилсума появления эффекта Ганна, когда ОДП также обусловлена перераспределением носителей между долинами с сильно различающимися подвижностями.



Р и с. 9. Составляющие дрейфовой скорости при $E_x^0 \neq 0$, рассчитанные методом Монте-Карло для n -GaAs: $T_0 = 77$ К, $N_I = 10^{13}$ см $^{-3}$, $B = 1$ Тл; а - E_x^0 (кВ/см): 1 - 0; 2 - 0,2; 3 - 0,4; б - E_z^0 (кВ/см): 1 - 2,0; 2 - 2,2; 3 - 2,4; 4 - 2,6; 5 - 2,8; 6 - 3,0; 7 - 3,2

2. Полевые зависимости холл-фактора

Как было показано выше, анализ полевой зависимости в отдельности каждого из дрейфовых откликов $v_{||}$, v_{\perp} и v_A электронов не позволяет однозначно судить о том, каким путем происходит перестройка функции распределения.

В отличие от этого зависимость холл-фактора от κ_c/κ_0 обладает особенностью, позволяющей идентифицировать две группы носителей, т. е. двугорбую функцию распределения. Это связано с немонотонностью изменения γ_H при наличии двух групп носителей с сильно различающимися скоростями [28]. Подробно этот вопрос рассмотрен в работе [20], поэтому остановимся только на основных моментах.

Полевую зависимость $\gamma_H(E, B)$ удобно выразить через полевую зависимость параллельной $v_{||}(E, B)$ и перпендикулярной $v_{\perp}(E, B)$ к электрическому полю составляющих дрейфовой скорости

$$\gamma_H(E, B) = \frac{E}{B} \frac{v_{\perp}}{v_{||}^2 + v_{\perp}^2}. \quad (9)$$

Определение (9) позволяет легко получить полевую зависимость $\gamma_H(E, B)$ по измеренным экспериментально или полученным аналитически на основе какой-либо модели полевым зависимостям $v_{||}$ и v_{\perp} . Воспользуемся этим для качественного анализа поведения $\gamma_H(\kappa_c/\kappa_0)$ при наличии двух групп носителей в рассматриваемых условиях. С этой целью дополним идеализированную модель [1] предположением о сосуществовании электронов в "веретене" и на главной траектории при $0,5 < \kappa_c/\kappa_0 < 1$, сохраняя аналитические выражения для \vec{v}_A в каждой из этих областей. Эта модель соответствует представлению функции распределения в виде (1), где $F_c(\vec{\kappa})$ отождествляется с веретенообразной областью, а $F_f(\vec{\kappa})$ - с главной траекторией при равномерном заполнении ее электронами. Относительная заселенность пролетной области n_f является свободным параметром, и $n_c = 1 - n_f$. Подставляя задаваемые идеальной моделью [1] выражения для дрейфовых скоростей каждой группы в выражение для полной скорости

$$\vec{v}_A = n_f \vec{v}^f + n_c \vec{v}^c, \quad (10)$$

а полученные компоненты $v_{||}$ и v_{\perp} полной скорости в вы-

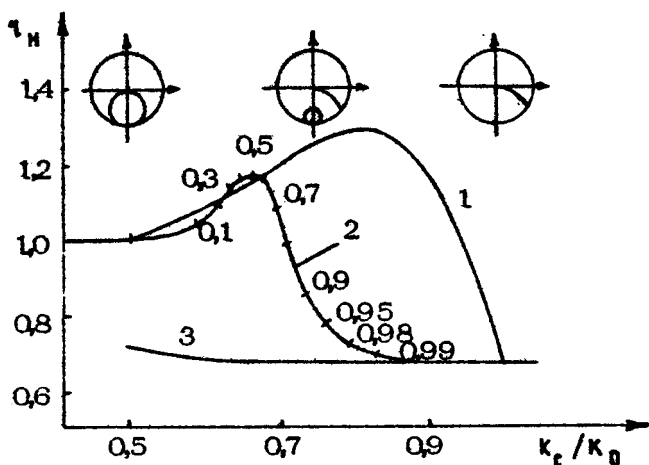
ражение (9), получаем выражение для холл-фактора

$$\gamma_H = \frac{(\arcsin x)^2 - x \sqrt{1-x^2} n_F \arcsin x}{(x n_F)^2 + (\arcsin x^2) - 2x \sqrt{1-x^2} n_F \arcsin x} \quad (11)$$

где $x = k_c / 2 k_0$.

Из выражения (11) следует, что для находящихся в "веретене" электронов $\gamma_H^c = 1$, а для электронов в пролетной области γ_H уменьшается до 0,73 с ростом k_c/k_0 . Непрерывный переход электронов из "веретена" на главную траекторию с увеличением k_c/k_0 от 0,5 до 1 и соответствующим увеличением $n_F(k_c/k_0)$ от 0 до 1 сопровождается немонотонным (обладающим максимумом) изменением γ_H от 1 до 0,7. На рис. 10 приведены зависимости $\gamma_H(k_c/k_0)$ для разных $n_F(k_c/k_0)$. Когда достижение максимума γ_H происходит при значениях $k_c/k_0 > 0,6$, заселенности "веретена" и главной траектории приблизительно одинаковы $n_F = 0,4 \pm 0,6$, причем значения γ_H в максимуме тем больше, чем больше значения k_c/k_0 , при которых происходит выравнивание концентраций. В рассматриваемой модели полевой зависимости $\gamma_H(E/B)$ условия самостоятельности группы пролетных электронов возникают скачком при $k_c/k_0 = 0,5$, а непрерывность зависимости n_F от k_c/k_0 обеспечивает задержку перераспределения. Этот случай соответствует перестройке $f(\vec{k})$ с образованием двух групп электронов. Аналогом деформационной перестройки функции распределения в некотором смысле является пороговая перестройка скачком при $k_c/k_0 = 0,5$ согласно [1], так как переход электронов на главную траекторию происходит при том же значении $k_c/k_0 = 0,5$, когда становится возможным самостоятельное существование группы на главной траектории. В этом случае максимума на зависимости $\gamma_H(k_c/k_0)$ при $k_c/k_0 \geq 0,5$ нет даже при учете остаточной фоновой концентрации электронов в "веретене" (рис. 10, кривая 3).

Конечно, рассеяние электронов в пассивной области и их проникновение в активную область приводят к тому, что реальная функция распределения не может быть адекватно отражена представлениями о "веретене" и главной траектории. Однако в условиях самостоятельного формирования функций распределения в "веретене" в пролетной области сохраняются основные качественные особенности зависимости $\gamma_H(E, B)$, обусловленные появлением двух групп электронов.

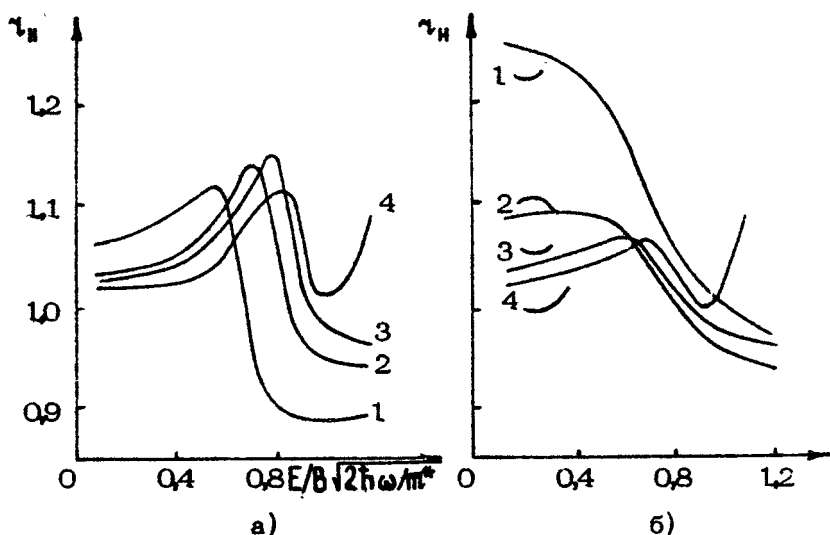


Р и с. 10. Зависимости холл-фактора η_H от κ_c/κ_0 , рассчитанные по формуле (11): 1 - линейный закон перераспределения $\rho_F = 2\kappa_c/\kappa_0 - 1$; 2 - закон перераспределения, подобный изображенным на рис. 7, а (метки указывают значения ρ_F); 3 - холл-фактор электронов, находящихся на главной траектории. Вверху - "веретено" и главная траектория в плоскости $\kappa_x = 0$

На рис. 11 приведены зависимости $\eta_H(E)$ для n -GaAs с концентрацией $N_T = 0$ и $N_I = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, рассчитанные согласно формуле (9) с использованием значений \mathcal{V}_H и \mathcal{V}_I (см. рис. 8). Вид зависимостей $\eta_H(E)$ и их связь с эволюцией $f(\vec{\kappa})$ хорошо согласуется с предсказаниями элементарной модели. Так, например, при $N_I = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ деформационная перестройка наблюдается при $\mathcal{B} = 0, 1$ и $0, 25 \text{ Тл}$ и характеризуется отсутствием максимума на $\eta_H(E)$, а перераспределение носителей происходит при $\mathcal{B} = 0, 5$ и $1, 0 \text{ Тл}$, чему соответствует максимум на зависимостях $\eta_H(E)$.

Отметим еще одну особенность холл-фактора. В случае пролетного характера динамики электронов в пассивной области η_H уменьшается, достигая значений $\eta_H < 1$, причем η_H становится тем меньше, чем больше степень "иглообразности" функции распределения в пролетной области. С ростом величины магнитного поля при постоянном отношении κ_c/κ_0 растет проникновение электронов в активную область,

что сопровождается уменьшением анизотропии $F_F(\vec{k})$ и ростом τ_H . Увеличение интенсивности рассеяния в пассивной области также уменьшает анизотропию $F_F(\vec{k})$ и увеличивает τ_H . При $B \geq 1$ Тл в n -GaAs значения $\tau_H < 1$ не наблюдаются (рис. 11, кривая 4). Это связано с тем, что $\omega_c \tau^+ \geq 1$ и исчезает "пролетный" характер динамики электронов в пассивной области: электроны имеют возможность совершать циклотронное вращение, проходя через активную область. Отметим, что резкий рост τ_H при $B = 1$ Тл, когда $k_c/k_0 > 1$ (кривая 4), связан с началом перехода электронов из Γ -долины в вышележащие долины.



Р и с. 11. Зависимости холл-фактора τ_H от напряженности электрического поля, рассчитанные методом Монте-Карло для n -GaAs при $T_0 = 77$ К.
 N_I (см $^{-3}$): а - 0; б - 10^{15} . B (Тл): 1 - 0, 1; 2 - 0, 25; 3 - 0, 5; 4 - 1, 0

Все рассмотренные качественные особенности полевой зависимости $\tau_H(E)$ могут служить достаточно надежными экспериментальными показателями характера перестройки функции распределения горячих электронов в скрещенных \vec{E} и \vec{B} полях при доминирующем низкотемпературном рассеянии электронов оптическими фононами, а также степени ани-

зотропии функции распределения в пролетной области. Экспериментальные значения $\tau_H(E)$ можно получить, например, используя предложенную в работе [11] методику или рассчитать в соответствии с выражением (1) по измеренным компонентам дрейфовой скорости U_H и U_L .

III. РЕЛАКСАЦИОННЫЕ И ФЛУКТУАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Наличие двух групп носителей приводит к ряду эффектов, связанных с обменом электронами между выделенными областями. Рассматривая электроны в "веретене" и в пролетной области как две группы, обычным образом получаем, что время релаксации τ_{Fc} , описывающее временную зависимость перераспределения концентрации, однозначно определяется временами ухода из веретенообразной τ_c и пролетной τ_s областей:

$$1/\tau_{Fc} = 1/\tau_c + 1/\tau_s. \quad (12)$$

Время τ_c соответствует τ_{12} в модели (2), а $\tau_s = \tau^{-1}(\tau_{23} + \tau^+)$ в пренебрежении вероятностью ухода из пассивной части пролетной области в "веретено". Когда вероятность τ попадания в "веретено" мала, время τ_{Fc} может быть значительно больше времени $\tau_F = \tau_{23} + \tau^+$, описывающего процессы установления внутри пролетной области.

В этом случае начальная стадия установления стационарных значений различных временных характеристик будет описываться временем τ_F , а заключительная стадия — временем τ_{Fc} . Это отчетливо наблюдалось при релаксации дрейфовой скорости и средней энергии при нестационарной исходной функции распределения [21], а также при стационарной функции распределения в исследованиях временных зависимостей коэффициента диффузии и корреляционной функции флуктуаций скорости [21, 22].

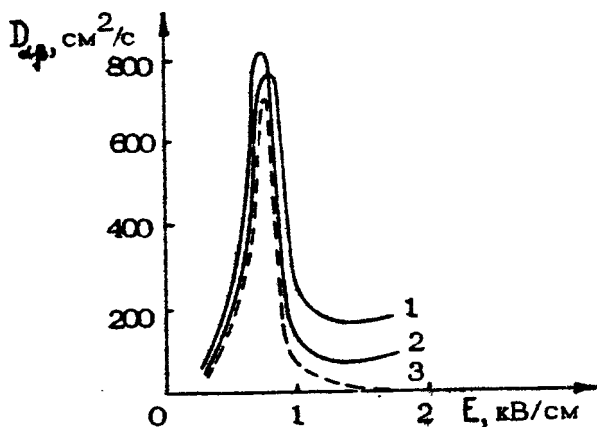
Остановимся подробнее на влиянии эффектов перераспределения на коэффициент диффузии и спектральную плотность флуктуаций скорости. Как известно, обмен частицами между двумя состояниями с различными скоростями приводит к появлению межгрупповой составляющей стационарного коэффициента диффузии, билинейной по относительным заселенностям [29]. В соответствии с этим для некоторого ва-

правления ω межгрупповой вклад можно записать в виде

$$D_{\alpha\alpha}^{Fc} = n_c n_f (v_{\alpha}^c - v_{\alpha}^f)^2 \tau_{Fc}. \quad (13)$$

Поскольку стационарный коэффициент диффузии пропорционален спектральной плотности флуктуаций скорости на нулевой частоте $S_{\alpha\beta}(\omega=0) = L D_{\alpha\beta}^0$, аналогичную составляющую будут иметь и некоторые шумовые характеристики, например шумовая температура, которая измеряется экспериментально [30].

Так как относительное изменение величин скоростей и τ_{Fc} в области перестройки $f(K)$ меньше, чем изменения n_f и n_c , максимум на полевой зависимости $D_{\alpha\beta}^0(E)$ будет достигаться при приблизительно равной заселенности групп (т.е. как и максимум холл-фактора, который также нелинеен по концентрации).



Р и с. 12. Компоненты тензора коэффициента диффузии $D_{\alpha\beta}$ для чистого n -GaAs при $T=77$ К, рассчитанные методом Монте-Карло: 1 - D_{yy} , 2 - D_{xx} , 3 - D_{xy} ($B = 0,25$ Тл)

На рис. 12 приведены рассчитанные для чистого n -GaAs при $T_0 = 77$ К зависимости компонент $D_{\alpha\beta}^0$ в плоскости xy , перпендикулярной B , от величины полного греющего поля $E \parallel \Gamma$ при $B = 0,25$ Тл. Максимум $D_{\alpha\beta}^0(E)$ занимает узкую область полей (0,4-0,85 кВ/см), где про-

исходит основное перераспределение электронов (n_c меняется от 0,9 до 0,1). Соответствующая этому случаю перестройка функции распределения изображена на рис. 1.

Так как направления скоростей в группах различны, то угловая зависимость вклада обменных процессов в D^0 максимальна в направлении, в котором разность скоростей максимальна, и минимальна в перпендикулярном направлении. Это отчетливо видно на рис. 13, где изображены полевые зависимости компонент диагонализированного в плоскости Tz тензора коэффициента диффузии. (Диагонализация достигается поворотом системы координат $\{x, y\}$ на угол ψ такой, что в новой системе $\{x', y'\}$ диагональные компоненты $D_{x'x'}, D_{y'y'}$ равны нулю).

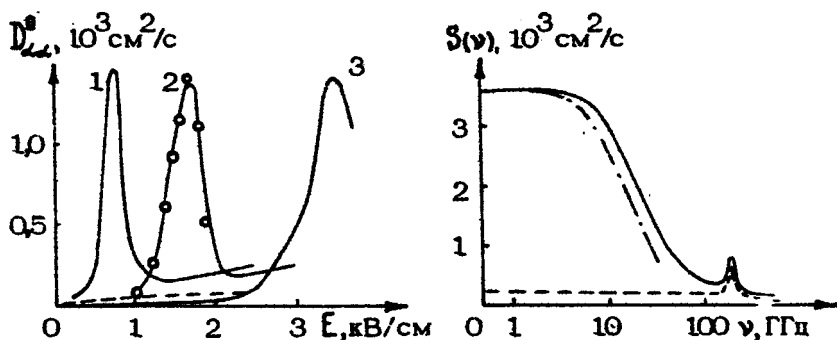
Направление диагонализации, соответствующее максимальной компоненте (сплошные кривые на рис. 13) приблизительно совпадает с направлением максимальной разности скоростей. Коэффициент диффузии в перпендикулярном направлении (пунктирная кривая для $B = 0,25$ Тл) значительно меньше максимальной компоненты и уменьшается с ростом B . Значения максимальной компоненты, полученные прямым моделированием процесса диффузии, практически совпадают с результатами расчета максимальной межгрупповой составляющей по формуле (13) (точки для кривой 2). Все это свидетельствует о том, что практически вся разность максимальной и минимальной компонент в направлениях диагонализации обусловлена вкладом обменных процессов, который в данных условиях более чем на порядок превышает вклады остальных процессов в коэффициент диффузии. Аналогичный максимум наблюдается и на шумовой температуре.

Подчеркнем, что наличие максимума непосредственно связано с двумя группами носителей, т.е. двугорбой структурой функции распределения, и выброс на $D^0(E)$ наблюдается только при концентрационном характере изменения функции распределения. В отсутствие двугорбой структуры $f(k')$ изменение $D^0(E)$ монотонно и не обладает какими-либо отличительными, качественными особенностями. В частности, при $N_I = 10^{17}$ см $^{-3}$ и $B = 0,25$ Тл в области перестройки $D_{xx} \approx D_{yy}$ и медленно возрастает от 100 до 110 см 2 /с.

Поскольку время межгрупповой диффузии одно из самых больших среди остальных характерных времен, то обусловленная вкладом обменных процессов частотная зависимость

спектральной плотности флуктуаций скорости $S_{\alpha\beta}(\omega)$ начинает проявлять себя уже на достаточно низких частотах, она была получена из временной развертки корреляторов флуктуаций скорости $\psi_{\alpha\beta}(t) = \langle \Delta v_{\alpha}(t) \Delta v_{\beta}(0) \rangle^{*2}$ на основании теоремы Винера - Хинчина:

$$S_{\alpha\beta}(\omega) = 2 \int_0^{\infty} \cos \omega t [\psi_{\alpha\beta}(t) + \psi_{\beta\alpha}(t)] dt. \quad (14)$$



Р и с. 13. Максимальные (сплошные кривые) и минимальные (пунктирная) компоненты диагонализированного тензора $D_{\alpha\beta}$. ψ (Гл): 1 - 0,25; 2 - 0,5; 3 - 1,0. Точки - расчет по формуле (13), соответствующей двухуровневой модели

Р и с. 14. Частотная зависимость максимальной (сплошная кривая) и минимальной (пунктирная) компонент плотности флуктуаций скорости. Штрихпунктирная кривая - расчет по формуле (15)

Полученные дополнительной диагонализацией тензора $S_{\alpha\beta}(\nu)$ частотные зависимости максимальной и минимальной компонент приведены на рис. 14. (Отметим, что в этом случае угол диагонализации зависит от частоты, так как частотное поведение недиагонализированных компонент S_{xx} , S_{yy} и S_{xy} , вообще говоря, отличается от диагонализированных). Для сравнения пунктирной линией приведена час-

*2) Подробно вопрос о характере временной зависимости $\psi_{\alpha\beta}(t)$ в скрещенных \vec{E} и \vec{B} полях разбирался в работе авторов [21].

тотная зависимость межгрупповой составляющей в соответствующем $\omega = 0$ направлении диагонализации, рассчитанная по формуле

$$S^{F_c}(\nu) = \frac{4D^{F_c}}{1 + (2\pi\nu\tau_{F_c})^2} \quad (15)$$

Как видим, основное падение максимальной компоненты на частотах сантиметрового диапазона происходит из-за падения межгрупповой составляющей. Минимальная составляющая обусловлена значительно более быстрыми процессами и вплоть до частоты $\nu = 200$ ГГц уменьшается лишь приблизительно на 15%, в то время как максимальная компонента падает практически на порядок. Наблюдаемый на частоте 200 ГГц резонансный пик обусловлен циклотронным вращением электронов в области "веретена".

Таким образом, измерения шумовых характеристик в этих условиях также могут служить показателем наличия двух групп электронов и двугорбой структуры функции распределения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрев подробно основные эффекты, связанные с перераспределением носителей между "веретеном" и пролетной областью, суммируем теперь основные явления, которые могли бы привести к образованию неустойчивостей и ОДП.

В первую очередь, наличие двух максимумов функции распределения приводит к возможностям усиления и возбуждения различного типа зарядовых и электромагнитных колебаний, что связано с общими особенностями двугорбых распределений [24].

Кроме того, в конкретном случае доминирующего оптического рассеяния это приводит к различного типа ОДП, обусловленным специфическими свойствами рассматриваемой системы.

Во-первых, это ОДП на характеристиках $\tau_A(E_A)$ в типичном для эффекта Холла режиме длинного образца, связанная с аномально большим ОМС [12].

Во-вторых, это ОДП на характеристиках $\tau_z(E_z^0)$ в параллельном к магнитному полю направлении. Механизм его образования связан с перераспределением носителей между

"веретеном" и пролетной областью, подвижности электронов в которых сильно различаются для x -направления.

В-третьих, это ОДП на недиагональных компонентах тензора дифференциальной проводимости $\sigma_{\alpha\beta} = \partial j_{\alpha} / \partial E_{\beta}$, возникающая в геометрии длинного образца [14]. Она обусловлена изменением концентрации n_c и времени ухода из "веретена" τ_c под действием компонент E_x^0 и E_z^0 электрического поля, что может приводить к отрицательной средней мощности $\delta \vec{j} \delta \vec{E}$ за период малого переменного сигнала $\delta \vec{E}$ даже при положительных собственных значениях тензора $\sigma_{\alpha\beta}$, когда электронная система устойчива по отношению к длинноволновым флуктуациям электрического поля.

Интересна также возможность использования сильной зависимости дрейфовой скорости от электрического поля в перпендикулярном направлении для детектирования дополнительного внешнего переменного электрического поля.

Все эти особенности характерны для перестройки функции распределения, сопровождающейся появлением двух групп носителей. При экспериментальном обнаружении двух групп наиболее надежными могут быть исследования полевых зависимостей холл-фактора и коэффициента диффузии (или шумовой температуры). Наличие двух групп можно идентифицировать по наличию максимумов в соответствующем диапазоне полей на этих характеристиках.

Л и т е р а т у р а

1. Восилос И. И., Левинсон И. Б. Генерация оптических фононов и гальваномангнитные эффекты при электронном распределении с большой анизотропией. - ЖЭТФ, 1966, т. 50, №6, с. 1660-1665; Гальваномангнитные эффекты в сильных электрических полях при неупругом рассеянии электронов. - ЖЭТФ, 1967, т. 52, №4, с. 1013-1023.
2. Иванов Ю. Л., Ягодкин В. М. Экспериментальное обнаружение эффекта срыва диссипативных процессов в магнитном поле. - ФТП, 1970, т. 4, №3, с. 627-630.
3. Калитенко Н. Г., Кичигин Д. А., Лобачев В. П. Гаусс-амперные характеристики в p -Ge в сильных электрических полях. - Письма в ЖЭТФ, 1970, т. 11, №11, с. 528-531.

4. Гварджаладзе Л. К., Иваков Ю. Л. Срыв генерации оптических фононов горячими дырками в магнитном поле. - ФТП, 1973, т. 7, №7, с. 1328-1331.
5. Komiyama S., Masumi T., Kajita K. Anomalous distribution of hot polarons in silver halides at crossed electric and magnetic fields. - Proc. 13th Int. Conf. Phys. Semicond., Rome, 1976, p. 1222-1223.
6. Maeda H., Kurosawa T. Hot electron population inversion in crossed electric and magnetic fields. - Proc. 11th Int. Conf. Phys. Semicond., Warsaw, 1972, p. 602-607.
7. Kurosawa T., Maeda H., Sugimoto H. Hot carrier instability in a magnetic field. - J. Phys. Soc. Japan, 1974, v. 36, N 2, p. 491-497.
8. Gurevich V.L., Parshin D.A. Population inversion of the carriers in a semiconductor in the field of intensive electromagnetic wave. - Sol. State Comm., 1981, v. 37, N 6, p. 515-518.
9. Паршин Д. А. К теории гальваномагнитных эффектов в сильных магнитных полях при неупругом рассеянии электронов на оптических фононах. - ФТТ, 1979, т. 21, №2, с. 365-370.
10. Андронов А. А., Валов В. А., Козлов В. А., Мазов Л. С. Гальваномагнитные эффекты и инверсия населенностей горячих электронов при неупругом рассеянии на оптических фононах. - ФТТ, 1980, т. 22, №5, с. 1275-1284.
11. Andronov A.A., Valov V.A., Kozlov V.A., Mazov L.C. Hot electron streaming and population inversion for polar and deformation scattering. - Sol. State Comm., 1980, v. 36, N 7, p. 603-607.
12. Андронов А. А., Валов В. А., Козлов В. А., Мазов Л. С. Численное моделирование поведения горячих электронов в n-GaAs при стриминге и инверсии населенностей в магнитном поле. - ФТП, 1981, т. 15, №7, с. 1301-1310.

13. Komiyama S., Masumi T., Kajita K. Streaming motion and population inversion of hot electrons in silver halides at crossed electric and magnetic fields. - *Phys. Rev.*, 1979, v. B 20, N 12, p. 5192 - 5222.
14. Амбразевичене В., Бразис Р., Качюлис С., Куничелис А., Паршылюнас Й., Шикторов П. Отрицательная дифференциальная проводимость в полупроводниках с отрицательным магнитосопротивлением. - *Письма в ЖЭТФ*, 1981, т. 33, №10, с. 500-503.
15. Komiyama S. Streaming motion and population inversion of hot carriers in crossed electric and magnetic fields. - *Adv. Phys.*, 1982, v. 31, N 3, p. 255-297.
16. Качюлис С., Паршылюнас Й., Бочкарев С. Магнитосопротивление горячих электронов в n-GaAs при 77К. - *ФТП*, 1981, т. 15, №9, с. 1830-1832.
17. Альбер Я. И., Андронов А. А., Валов В. А., Козлов В. А., Лернер А. М., Рязанцева И. П. Инверсия населенностей горячих электронов и отрицательная проводимость в полупроводниках. - *ЖЭТФ*, 1977, т. 72, №3, с. 1030-1050.
18. Матулис А., Ченис А. Влияние магнитного поля на пролетный резонанс в полупроводниках с сильно неупругим рассеянием носителей. - *ФТТ*, 1980, т. 22, №3, с. 857-862.
19. Kurosawa T. Cyclotron antiresonance (in Japanese). - *Sol.St.Phys.*, 1976, v.11, p.217-224.
20. Бразис Р. С., Стариков Е. В., Шикторов П. Н. Холл-фактор и эволюция функции распределения горячих электронов. - *ФТП*, 1983, т. 17, №1, с. 40-45.
21. Бразис Р. С., Стариков Е. В., Шикторов П. Н. Осцилляции кинетических характеристик горячих электронов в скрещенных электрическом и магнитном полях. - *ФТП*, 1982, т. 16, №9, с. 1566-1571.
22. Матуленис А., Пожела Ю., Стариков Е. Релаксация коэффициента диффузии. - *Литовский физич. сборник*, 1981, т. 21, №5, с. 45-57.
23. Pozela Y., Reklaitis A. Diffusion coefficient of hot electrons in GaAs. - *Sol.St.Comm.*, 1978, v. 27, N 11, p. 1073-1077.

24. Кролл Н., Трайвеллис А. Основы физики плазмы. М.: Мир, 1975.
25. Матуленис А., Пожела Ю., Реклайтис А. Динамика разогрева электронов. - В сб.: Многодолинные полупроводники. Вильнюс: Мокслас, 1978, с. 7-58.
26. Рабинович Р. И. О гальваномагнитных эффектах при рассеянии энергии горячих электронов на оптических фононах. - ФТП, 1969, т. 3, №7, с. 996-1004.
27. Качюлис С., Паршылюнас Й., Томулайтис Г. Электропроводность n -GaAs и n -InP в скрещенных электрическом и магнитном полях при $T = 77$ К. - В наст. сборнике, с. 101.
28. Saxena A.K. Hall to drift mobility ratio in $Ga_{1-x}Al_xAs$ alloys. - Sol. St. Comm., 1981, v. 39, N 7, p. 839-842.
29. Shockley W., Copeland J.A., James F.P. Quantum theory of atoms, molecules and solid state. - Acad. Press, N.Y., 1966, p. 557.
30. Барейкис В., Матуленис А., Пожела Ю. и др. - В кн.: Диффузия горячих электронов. Вильнюс: Мокслас, 1981.

КИНЕТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЭЛЕКТРОНОВ В СКРЕЩЕННЫХ ПЕРЕМЕННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И ПОСТОЯННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЯХ В УСЛОВИЯХ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОГО ОПТИЧЕСКОГО РАССЕЯНИЯ

П.Н.Шикторов

ВВЕДЕНИЕ

В чистых материалах при низких температурах решетки T_0 пороговый характер оптического рассеяния при энергии электрона равной энергии оптического фонона $\varepsilon = \hbar\omega_0$ может создать такие условия, когда кинетические свойства полупроводника во внешних электрическом \vec{E} и магнитном \vec{B} полях определяются в основном динамикой движения электронов в \vec{k} -пространстве [1,2]. Такое поведение электронной системы связано с тем, что при $k_B T_0 \ll \hbar\omega_0$ сильное рассеяние электронов с характерным временем τ_+ , обусловленное эмиссией оптического фонона, происходит только в активной области импульсного пространства, где энергия электрона $\varepsilon(\vec{k}) > \hbar\omega_0$. В пассивной области ($\varepsilon(\vec{k}) < \hbar\omega_0$) возможно лишь слабое рассеяние на других механизмах с характерным временем $\tau_- \gg \tau_+$. Если время свободного пробега электрона $\hat{\tau}$, двигающегося под действием \vec{E} - и \vec{B} -полей от точки $\vec{k} = 0$ до границы пассивной области $\varepsilon(\vec{k}) = \hbar\omega_0$, удовлетворяет условиям

$$\tau_+ \ll \hat{\tau} \ll \tau_- , \quad (1)$$

то все электроны собираются в \vec{k} -пространстве главным образом на так называемых инвариантных траекториях, выполняющих роль своеобразных ловушек электронов. Таковыми могут быть, во-первых, главные траектории, на которых

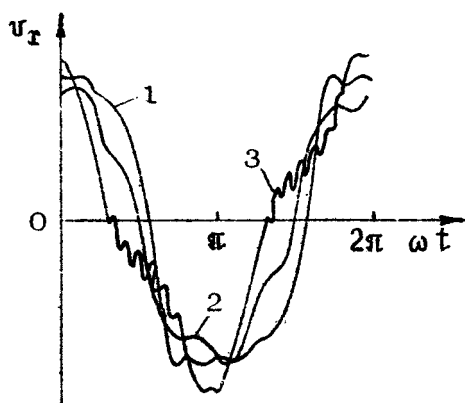
электроны совершают циклы ускорений из окрестности энергий $\epsilon = 0$ до границы пассивной области $\epsilon(\vec{k}) = \hbar\omega_0$ и затем после незначительного проникновения в активную область испускают оптические фононы (так называемый пролетный режим движения). Во-вторых, таковыми являются и траектории, целиком расположенные внутри пассивной области. В этих условиях все кинетические свойства электронов определяются, с одной стороны, динамикой движения электронов на указанных инвариантных траекториях, с другой стороны — распределением электронов внутри каждой группы инвариантных траекторий и их перераспределением между группами. Достаточно полно аналитические модели кинетических явлений разработаны здесь лишь для таких внешних полей, в которых движение электронов в пролетном режиме является вырожденным, т.е. в нулевом приближении ($\mathcal{V}_+ = 0$ и $\mathcal{V}_- = \infty$) перемещение электронов по главным разомкнутым траекториям обладает периодичностью в \vec{k} , t —пространстве. Это, во-первых, случай постоянных \vec{E} — и \vec{B} —полей, подробно рассмотренный в работах [1, 2]; во-вторых, случай переменного электрического поля с гармонической зависимостью от времени при произвольной поляризации [3], а также круговой поляризации при наличии скрещенного постоянного магнитного поля [4]. В основу этих моделей положен метод решения кинетического уравнения, впервые предложенный в работе [2]. Сущность последнего заключается в разделении быстрого процесса (движение электрона под действием полей и испускание оптического фонона) и медленного процесса (рассеяние электронов в пассивной области и проникновение в активную). Вырожденность нулевого приближения позволяет путем усреднения относительно быстрого процесса получить уравнения баланса в первом приближении по медленным процессам для определения концентраций электронов на траекториях. При этом полагается, что функция распределения вдоль каждой траектории постоянна. Этот подход позволяет в основном рассматривать лишь различного рода пороговые эффекты, связанные с перераспределением электронов между группами инвариантных траекторий, так как функцию распределения электронов контролируют медленные процессы.

В общем случае периодического электрического поля при наличии постоянной составляющей, а также и скрещенного

постоянного магнитного поля, движение электрона в пролетном режиме не обязательно периодически в \vec{k}, t -пространстве, т.е. в нулевом приближении вырождение снимается. Тогда естественно предположить, что функция распределения электронов будет определяться не только медленными процессами, но также и самой динамикой движения электронов во внешних полях. С последней может быть связано образование сгустков электронов в \vec{k} -пространстве, движение которых приводит к резонансной генерации высших гармоник дрейфового тока. В работе [5] в выполненных методом Монте-Карло вычислениях дрейфового отклика $\bar{v}(t)$ электронов в $A_0 B_0$ при $T_0 = 4,2$ К на гармоническое электрическое поле, скрещенное с постоянным магнитным, было обнаружено возбуждение осцилляций $\bar{v}(t)$ в течение полупериода поля. Автор работы связывает эти осцилляции с возможностью сильной группировки электронов на траекториях. Аналогичные эффекты обнаружены и в расчетах $v(t)$, выполненных нами для $n-BaAs$. На рис.1 приведены зависимости компоненты $v_x(t)$ дрейфовой скорости $\bar{v}_x(t)$ в переменном электрическом поле $\vec{E}(t) \parallel \vec{x}_0$ ($\vec{E} \perp \vec{B}$, $E = E_0 \cos \omega t$), на которых видны осцилляции с частотой, соответствующей пролету электроном пассивной области (кривая 1) и с циклотронной частотой (кривая 3). Осцилляции должны сопровождаться резонансным увеличением амплитуды N -й гармоники дрейфовой скорости $v_{N\omega}$ при совпадении ее частоты $\Omega = \omega N$ с частотой пролетных или циклотронных осцилляций $\bar{v}(t)$.

В настоящей работе рассмотрены особенности кинетических явлений и дрейфового тока электронов во внешних периодическом электрическом поле линейной поляризации и скрещенном с ним постоянном магнитном поле, когда выполняются условия выраженной пролетной динамики движения электронов в импульсном пространстве. В первом разделе предложен метод анализа поведения пролетных траекторий во времени, позволяющий оценивать мгновенную структуру функции распределения электронов в \vec{k} -пространстве. В основе метода — построение одномерного точечного отображения положений электронов в \vec{k} -пространстве через моменты времени, кратные периоду электрического поля. Во втором разделе рассмотрены явления в гармоническом электрическом поле линейной поляризации, скрещенном с магнитным. Показано, что в рамках нулевой задачи, в отсутствие периодич-

ности произвольной траектории в \vec{k} , \vec{t} -пространстве, может происходить формирование различного типа инвариантных по отношению к начальным условиям функций распределения электронов. Характер последних определяется существованием на множестве пролетных траекторий предельных притягивающих циклов (траекторий), неустойчивых притягивающих циклов или полной стохастичности траекторий. В третьем разделе в ряде частных случаев приводится сопоставление дрейфового отклика электронов $\vec{v}(t)$, полученного в рамках идеальной модели, с результатами расчетов $\vec{v}(t)$ методом Монте-Карло. Численное моделирование $\vec{v}(t)$ проведено для n -GaAs с учетом реальных времен взаимодействия электронов с фонами и другими нерегулярностями решетки.



Р и с. 1. Временная зависимость дрейфовой скорости электронов в течение периода электрического поля ($\omega = 2,35 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$), рассчитанная методом Монте-Карло для n -GaAs с $n = N_T = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ при $T_0 = 77 \text{ К}$: 1 - $\mathcal{B} = 0,1 \text{ Тл}$; $E_1 = 2,0 \text{ кВ/см}$; 2 - $\mathcal{B} = 0,5 \text{ Тл}$; $E_1 = 4,0 \text{ кВ/см}$; 3 - $\mathcal{B} = 2,0 \text{ Тл}$; $E_1 = 5,0 \text{ кВ/см}$.

1. ОДНОМЕРНОЕ ТОЧЕЧНОЕ ОТОБРАЖЕНИЕ ПОЛОЖЕНИЙ ЭЛЕКТРОНОВ В \vec{k} -ПРОСТРАНСТВЕ, ЗАДАВАЕМОЕ ДИНАМИКОЙ ДВИЖЕНИЯ

Будем полагать, что закон дисперсии электронов изотропный и параболический, т.е. $\varepsilon(\vec{k}) = \hbar^2 k^2 / m^*$, где m^* — эффективная масса электрона; рассеяния электронов в пассивной области нет ($\tau_- = \infty$), а испускание оптического фотона происходит мгновенно, как только электрон набирает энергию $\varepsilon(\vec{k}) = \hbar\omega_0$ ($\tau_+ = 0$). Имеется периодическое (с периодом T) электрическое поле $\vec{E}(t) \parallel \vec{E}_0$ линейной поляризации и скрещенное с ним постоянное магнитное поле \vec{B} . В такой модели движение электрона во внешних полях описывается уравнением

$$\frac{d\vec{k}}{dt} = \frac{e}{\hbar} [\vec{E}(t) + \omega_c [\vec{k} \times \vec{x}_0]] \quad (2)$$

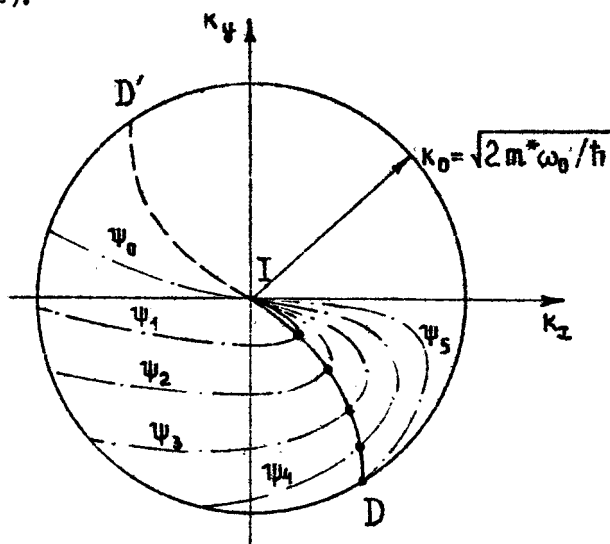
и происходит только внутри пассивной области, определяемой условием $|\vec{k}| < k_0 = \sqrt{2 m^* \omega_0 / \hbar}$. Здесь $\omega_c = eB / m^*$ — циклотронная частота, \vec{x}_0 — единичный вектор вдоль направления магнитного поля.

Будем рассматривать лишь электроны, двигающиеся по главным разомкнутым траекториям, которые начинаются из точки $\vec{k} = 0$ и оканчиваются на границе пассивной области $|\vec{k}| = k_0$. Для определенности будем считать, что величина \vec{E} — и \vec{B} — полей такова, что все главные траектории разомкнуты. Интегрируя уравнение (2) и используя безразмерное время (фазу) $\psi = \omega t$, получим выражение для главной траектории электрона, испустившего фотон в момент времени ψ :

$$\vec{k}(\psi, \psi) = \frac{e}{\hbar\omega} \int_{\psi}^{\psi} E(\eta/\omega) [\vec{x}_0 \cos \gamma(\eta - \psi) + \vec{y}_0 \sin \gamma \times (\eta - \psi)] d\eta, \quad (3)$$

где $\omega = 2\pi / T$ — частота электрического поля, $\gamma = \omega_c / \omega$. Из выражения (3) следует, что в переменном электрическом поле расположение главных траекторий в пассивной области меняется в зависимости от значений фазы ψ , поэтому не существует неизменной траектории, по которой двигаются все электроны, как это имеет место в постоянном электри-

ческом поле [1]. Тем не менее возможное местонахождение электронов в \vec{k} -пространстве в любой момент времени легко определить, рассмотрев следующую наглядную ситуацию (рис.2).



Р и с. 2. Траектории движения электронов в пассивной области (штрихпунктирные линии), вышедших из источника I при различных фазах $\psi_i = (\psi_5 < \psi_4 < \dots < \psi_1 < \psi_0 = \psi)$ и кривая распределения ID и ID' в два фиксированных момента времени ψ (сплошная кривая) и $\psi + \pi$ (пунктирная)

Пусть в точке с импульсом $\vec{k} = 0$ существует источник электронов I , непрерывно и с равномерной скоростью поставляющий электроны в пассивную область. Поступающие электроны двигаются по главным траекториям, изображенным на рис 2 штрихпунктирными линиями, и после достижения границы активной области исчезают. Кривая, образованная в некоторый фиксированный момент времени электронами в такой системе (сплошная линия ID), и есть их искомое мгновенное местоположение в пассивной области. Легко видеть, что это однопараметрическая кривая, определяемая зависимостью $\vec{k}(\psi, \psi)$ от ψ при фиксированном значении ψ . Область значений фаз ψ , определяющая та-

кую кривую, включает в себя все фазы электрического поля, предшествующие моменту φ , при которых электроны, испустившие оптический фотон, будут находиться внутри пассивной области вплоть до текущего момента времени φ , когда определяется кривая. Такое множество значений ψ при $\varphi = \varphi_0$ будем обозначать $\Psi(\varphi_0)$, а кривую $\vec{k}(\varphi, \psi)_{\varphi=\varphi_0}$, где ψ пробегает интервал значений $\Psi(\varphi_0)$, назовем кривой распределения. На особенностях топологической структуры кривых распределения подробно останавливаться не будем. Отметим лишь, что кривая распределения не во все моменты времени может быть непрерывной, как на рис.2. Непрерывность может нарушаться, если происходит отрыв кривой распределения от границы активной области при сменах направления электрического поля.

Из определения кривой распределения следует, что множество значений фаз $\Psi(\varphi + 2\pi)$ получается из $\Psi(\varphi)$ сдвигом на 2π , а расположение кривой распределения в пассивной области повторяется через период T электрического поля. Поэтому естественно полагать, что множества $\Psi(\varphi + 2\pi)$ и $\Psi(\varphi)$ эквивалентны. В случае гармонического электрического поля множества фаз $\Psi(\varphi + \pi)$ и $\Psi(\varphi)$ также можно рассматривать как эквивалентные, так как благодаря симметрии движения электронов в пассивной области в моменты времени $\varphi + \pi$ и φ $\Psi(\varphi)$ переходит в $\Psi(\varphi + \pi)$ в результате сдвига значений фаз на π , а соответствующие кривые распределения могут быть совмещены путем поворота на 180° относительно точки $\vec{k} = 0$. На рис.2 показано взаимное расположение кривых распределения в моменты времени φ (сплошная кривая) и $\varphi + \pi$ (пунктирная).

Если движение электронов периодически в \vec{k} , t -пространстве с периодом поля $E(t)$ (вырожденная нулевая задача), то их положение на кривой распределения в дискретные моменты времени $\varphi + 2\pi n$, где $n = 0, 1, 2, \dots$, не изменится. Электроны как бы покоятся в пассивной области, если за ними наблюдать только в такие моменты. В этом случае все точки кривой распределения являются эквивалентными^{*)}.

*) Исключения составляют лишь те области кривой распределения, на которые нет прихода электронов с границы активной области. Такие области обычно существуют в те моменты времени, когда кривая распределения теряет непрерывность.

а распределение электронов на кривой распределения в установившемся состоянии может быть определено лишь в следующем приближении по медленным процессам. Например, такая ситуация имеет место в случае гармонического электрического поля в отсутствие магнитного [3]. При наличии магнитного поля или постоянной составляющей у электрического это вырождение снимается, так как движение электрона в пролетном режиме в общем случае на обладает периодичностью в \vec{k} , t -пространстве [3]. Поэтому положение электрона в моменты $\psi + 2\pi n$ будет меняться. Электрон как бы перемещается от точки к точке на кривой распределения, причем в окрестность некоторых точек он может попадать чаще. Тем самым нарушается эквивалентность всех точек кривой распределения, и устанавливаемое на ней распределение электронов будет зависеть от таких перемещений. Более того, могут существовать особые точки или области точек, к которым приближаются все остальные. Например, если есть одна такая особая точка на КР, то в процессе эволюции во времени любое непрерывное распределение электронов на КР будет стягиваться в узкий пик около особой точки, в пределе переходящий в дельта-функцию $\delta(\vec{k} - \vec{k}(\psi, \psi))$ (здесь под временем полагаются дискретные моменты $\psi + 2\pi n$). Тогда дрейфовый отклик электронной системы в установившемся состоянии определяет движение в реальном времени этой особой точки в \vec{k} -пространстве. Если отсутствуют особые притягивающие точки (состояния равновесия) и нет вырождения, то существует инвариантное по отношению к начальным условиям распределение точек, изображающих положения электронов на кривой распределения [6]. Устанавливаемое распределение электронов на кривой распределения непрерывно и не зависит от начального распределения, причем полностью может быть определено в рамках рассматриваемой нулевой задачи. В случаях, когда можно пренебречь модуляцией устанавливаемого распределения, выражение для зависимости дрейфовой скорости принимает простой вид:

$$\bar{v}(\psi) = \frac{\hbar}{m^*} \frac{1}{\Psi'(\psi)} \int_{\Psi(\psi)} \vec{k}(\psi, \psi) d\psi, \quad (4)$$

где $\Psi'(\psi)$ - интервал фаз, определяющий кривую распределения, из него исключены те значения начальных фаз глав-

ных траекторий, на которые нет прихода электронов с границы активной области.

Функциональная зависимость положений электрона на кривой распределения в моменты $\varphi + 2\pi n$ есть не что иное, как точечное отображение кривой распределения в себя, задаваемое динамикой движения электронов в \vec{k}, t -пространстве. Такое отображение можно записать как $S_k = Z \{S_{k-1}\}$, где S_k и S_{k-1} - предыдущая и последующая координаты положений электрона на кривой распределения. Опишем процедуру построения отображения Z .

Выберем в качестве обобщенной координаты S_0 положения электрона на кривой распределения, определенной, например, в момент $\varphi = \varphi_0$, значение фазы $\psi \in \Psi(\varphi_0)$. Тогда координаты последующих положений электрона через период T электрического поля $S_1 = Z \{S_0\}$ или время кратное периоду $S_N = Z \cdot Z \cdot \dots \cdot Z \{S_0\} = Z_N \{S_0\}$ легко получить, определив последовательность фаз $\{\psi_i\}$, образованных из моментов времени, когда электрон испускает оптические фононы, перескакивая с одной главной траектории на другую. Два последующих момента таких перескоков, ψ_{i+1} и ψ_i , удовлетворят уравнению

$$|\vec{k}(\psi_{i+1}, \psi_i)| = k_0, \quad (5)$$

где ψ_{i+1} - наименьший корень уравнения (5) при известном значении ψ_i . Здесь полагается, что значения фаз ψ_i определены на всем интервале $[-\infty, \infty]$. Каждой такой последовательности $\{\psi_i\}$ в \vec{k}, t -пространстве соответствует так называемая составная траектория, начальным условием которой может быть любой из моментов испускания оптического фонона. Отметим, что, выбирая в качестве начальных условий значения фаз $\psi \in \Psi(\varphi_0)$, определяем таким образом семейство составных траекторий, по которым может происходить движение электронов в \vec{k} -пространстве при $\varphi > \varphi_0$. Значения координат S_N в моменты времени $\varphi_0 + 2\pi N$, где $N = 1, 2, \dots$, для любой начальной координаты $S_0 = \psi \in \Psi(\varphi_0)$ можно получить, последовательно решая уравнение (5) до тех пор, пока очередное значение $\psi_i - 2\pi N$ вновь не попадет в интервал фаз $\Psi(\varphi_0)$. Построенная таким образом зависимость значений $S_N = \psi_i - 2\pi N$ от $S_0 = \psi_0$ и есть искомое отображение Z_N , где N - кратность отображения, равная числу периодов T , по истечению которых вновь наблюдается составная траектория.

Составной траектории $\{\psi'_i\}$, которая периодична с периодом $T_\psi = TK$ на отображениях Z_N , соответствует неподвижная точка

$$\psi'_0 = \sum_N \{\psi'_0\}, \quad (6)$$

где $N = Kp$ ($p = 1, 2, \dots$), причем наименьшая кратность N отображения Z_N , когда впервые появится состояние равновесия, равна K . В случае, когда электрическое поле гармонично, отображения Z_N могут быть получены и с полуцелой кратностью $N = 0,5(2p + 1)$. Состояния равновесия таких отображений соответствуют симметричным по отношению к направлению поля $E(t)$ периодическим составным траекториям $\{\psi'_i\}$ с периодом $T_\psi = 2TK$, где K — как и раньше, наименьшая полуцелая кратность отображения, для которого выполняется условие (6).

2. ГАРМОНИЧЕСКОЕ ПЛОСКОПОЛЯРИЗОВАННОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ, СКРЕЩЕННОЕ С МАГНИТНЫМ

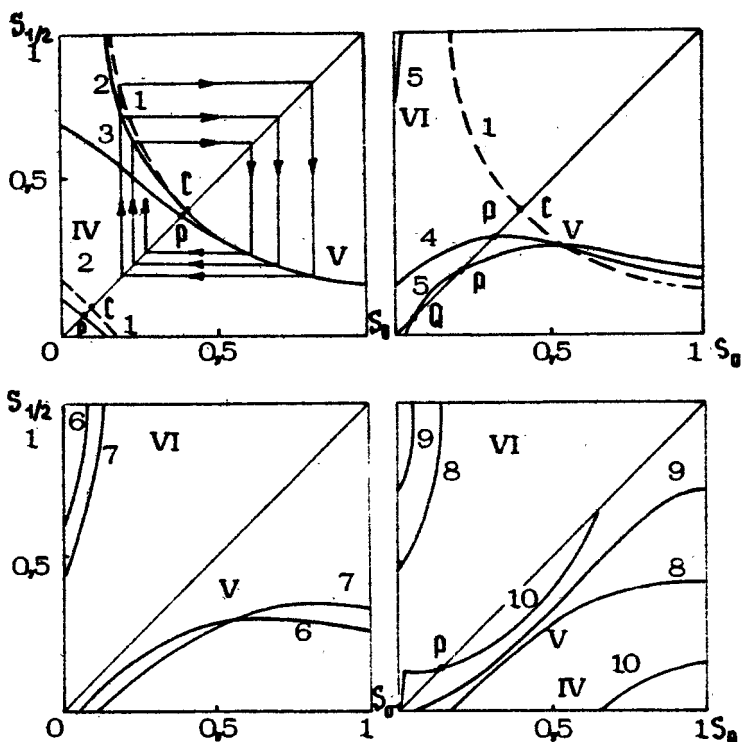
Рассмотрим некоторые характерные особенности структуры мгновенной функции распределения электронов в \vec{k} -пространстве в косинусоидальном электрическом поле $\vec{E}(t) = E_1 \cos \omega t$, скрещенном с постоянным магнитным полем \vec{B} . Задаваемое величинами E_1 - и B -полей многообразие отображений Z_N будет зависеть от двух безразмерных параметров $\gamma = \omega_c / \omega$ и $\beta = \hbar \omega k_0 / e E_1$, а минимальная кратность отображений Z_N равна $1/2$. На рис. 3 представлено семейство численно полученных отображений $Z_{1/2}$ с кратностью $N = 1/2$ для кривой распределения, определенной в момент $\varphi = \pi/2$, в зависимости от γ при $\beta = 0,35$. Значения координат S отнормированы к величине интервала фаз $\Psi(\pi/2)$, т.е. $S = (\psi - \psi_{\min}) / (\psi_{\max} - \psi_{\min})$, где ψ_{\min} и ψ_{\max} — максимальное и минимальное значения фаз $\psi \in \Psi(\pi/2)$. Прямые тонкие линии со стрелками показывают перемещения электрона через полпериода электрического поля. Как видно из рис. 3, на отображении $Z_{1/2}$ в отсутствие магнитного поля $\gamma = 0$ (пунктирные кривые) есть две неподвижные точки C , соответствующие симметричным составным траекториям. Эти точки принадлежат двум различным группам траекторий с разным числом эмиссий оптического фотона за полпериода поля (римские цифры

на рис.3). Однако, как нетрудно убедиться, электроны не изменяют своего положения на кривой распределения, так как отображение $Z_1 = Z_{1/2} \cdot Z_{1/2} = 1$, т.е. является вырожденным. В результате нарушения периодичности составных траекторий магнитным полем ($\gamma \neq 0$) вначале возникают устойчивые неподвижные точки P , асимптотически притягивающие все точки кривой распределения. Этим точкам в \vec{k} -, t -пространстве соответствуют периодичные (с периодом T) симметричные составные траектории (предельные циклы), к которым приближаются все другие траектории. Кривая 2 на рис.3 ($\gamma = 0,2$) иллюстрирует случай слабого возмущения траекторий магнитным полем, когда обычно существуют два предельных цикла, соответствующих неподвижным точкам отображений Z_N , переходящих при $\gamma \rightarrow 0$ в точки \vec{k} отображения $Z_{1/2}$ для $\gamma = 0$ ^{*)}. С увеличением γ ($\gamma > 0,2$) один из предельных циклов исчезает, а именно тот, который принадлежит группе траекторий, сильнее подверженных возмущению магнитным полем. В этом случае распределение электронов в \vec{k} -пространстве будет стремиться стянуться в зависимости от числа предельных циклов в одну или две точки на кривой распределения.

После исчезновения при $\gamma > 1,26$ и последнего предельного цикла с периодом T на отображениях Z_N с $N > 1$ могут возникать более сложные предельные структуры. Некоторые из таких возможностей иллюстрирует рис.4, где приведены результаты построения отображений Z_N кратности $N = 1, 2, 5$ и 8 . Как видно, возможно существование одного или нескольких предельных циклов с периодами $T_{\psi} = T \cdot N$, кратными периоду электрического поля. Неподвижным точкам на отображениях Z_N с $N > 1$ соответствует N притягивающих точек на кривой распределения. Перемещаясь по кривой распределения, электрон последовательно попадает в эти точки через каждый период поля, в результате чего через N периодов он вновь попадает в ту же самую неподвижную точку. На рис.4 перемещения электрона через период поля T изображены тонкими прямыми линиями со стрелками. Например, на рис.4,б имеется один предельный цикл с $N = 5$, который реализу-

^{*)} При $\gamma \ll 1$ может быть проведено полное аналитическое рассмотрение отображений.

ется в интервале значений $\gamma = 1,47 + 1,54$, а на рис.4,в - два цикла с $N = 2$, реализующиеся при $\gamma = 1,57 + 1,73$. Если в начальный момент времени электрон находится не в неподвижной точке, то он практически через несколько периодов T_{ψ} попадет в окрестность ближайшей неподвижной точки.



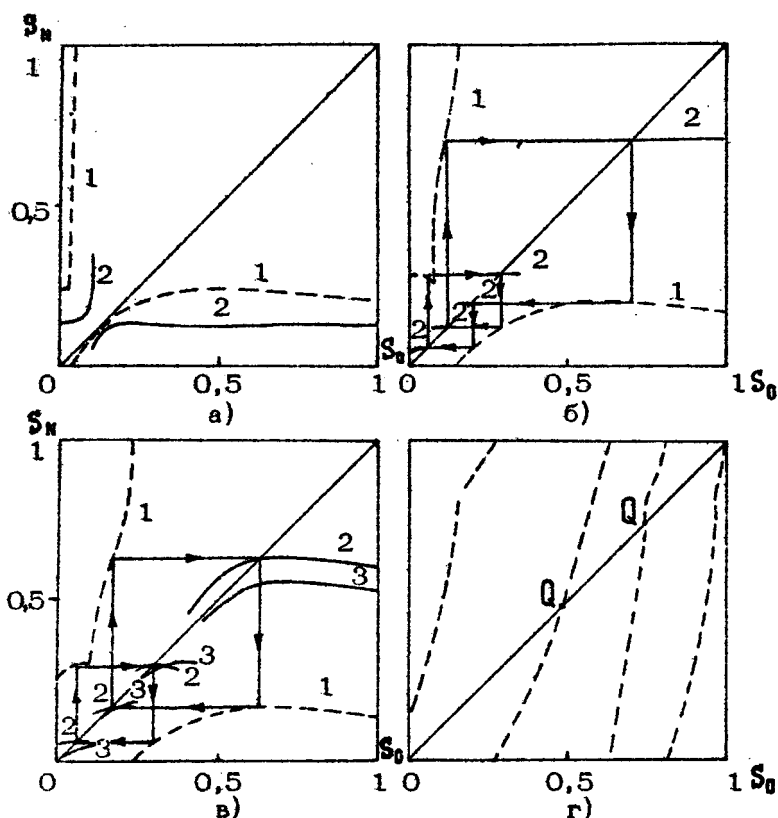
Р и с. 3. Отображение $Z_{1/2}$ через полпериода электрического поля ($\beta = 0,35$): 1 - $\gamma = 0$; 2 - 0,2; 3 - 0,5; 4 - 0,98; 5 - 1,26; 6 - 1,5; 7 - 1,9; 8 - 2,3; 9 - 2,9; 10 - 3,3. Римские цифры у кривых указывают число эмиссии оптического фотона электроном за полпериода электрического поля.

Исчезновению устойчивого цикла обычно предшествует появление неустойчивого, который с увеличением γ приближается к устойчивому и сливается с ним. Образуется

цикл, который имеет притягивающую область, однако состояние, связанное с ним, неустойчиво. На рис.4,а приведен пример появления такого цикла ($\gamma = 1,277$), образовавшегося после слияния устойчивого и неустойчивого циклов, которые на отображении $\Sigma_{1/2}$ для $\gamma = 1,26$ на рис.3 обозначены точками P и Q соответственно. Сразу после исчезновения притягивающего неустойчивого цикла в окрестности, где он существовал, остается притягивающая область. Если на рис.4,а ($\gamma = 1,28$) представлен случай, когда имеется одна область притягивания, то на рис. 4,в (кривые 3) показано появление из двух устойчивых циклов с периодом $2T$ структуры с двумя парами притягивающих областей, между которыми блуждает точка, изображающая перемещение электрона на кривой распределения. Отсутствие устойчивого периодического движения обеспечивает установление инвариантного по отношению к начальным условиям распределения электронов на кривой распределения. Так как при наличии областей притягивания изображающие перемещения электрона точки наиболее полно покрывают лишь некоторое ограниченное подмножество значений $\psi \in \Psi(\varphi)$, то на кривой распределения образуются хорошо локализованные сгустки с конечной плотностью распределения электронов в них.

Возможны ситуации, которые наиболее типичны в сильных магнитных полях ($\gamma \gg 1$), когда никаких притягивающих областей и циклов может и не быть, а есть только неустойчивые состояния равновесия (рис.4,г, $\beta = 0,1$ $\gamma = 8$). Перемещения электрона по КР полностью стохастичны и покрывают весь интервал фаз $\Psi(\varphi)$. Устанавливающаяся плотность распределения электронов на кривой распределения будет лишь незначительно промодулирована.

Как следует из приведенных на рис.3 и 4 отображений, возможна реализация большого числа различных по характеру ситуаций детерминированного движения электронов. К сожалению, полной классификации этих ситуаций в зависимости от параметров β и γ , в настоящее время нет. Однако полученные результаты указывают на то, что появление предельных циклов и стохастичность движения — типичные явления, возникающие при движении электронов в условиях низкотемпературного оптического рассеяния в магнитном и переменном электрическом полях.



Р и с. 4. Отображение Z_n кратности $N = 1$ (пунктирные кривые) и $N > 1$ (сплошные кривые):
 а - $\beta = 0,35$; 1 - $\gamma = 1,277$; 2 - $\gamma = 1,28$; $N = 8$ (присутствует одна область притягивания);
 б - $\beta = 0,35$; $\gamma = 1,5$; 1 - $N = 1$; 2 - $N = 5$; (есть предельный цикл с периодом $5T$);
 в - $\beta = 0,35$; 1 - $\gamma = 1,68$, $N = 1$; 2 - $\gamma = 1,68$, $N = 2$ (имеется два предельных цикла с периодом $2T$); 3 - $\gamma = 1,72$, $N = 2$;
 г - $\beta = 0,1$; $\gamma = 8$; $N = 1$ (есть два неустойчивых цикла)

Следует подчеркнуть, что рассмотренная детерминированная динамическая система в отсутствие вырождения траекторий обеспечивает для ансамбля электронов установление стационарного состояния, в той или иной степени независи-

мого от начальных условий. Когда движение стохастично, независимость устанавливающегося состояния от начальных условий полная. Устанавливающаяся плотность распределения электронов на главных траекториях в рамках рассмотренной модели может быть полностью определена. Однако эта задача весьма сложна с точки зрения нахождения статистики поведения системы по известной структуре отображений \sum_N и, по-видимому, в настоящее время может быть решена только численными методами для каждого конкретного случая. В случае образования нескольких предельных циклов или циклов с кратностью периода $N > 1$ устанавливающееся распределение электронов в \vec{K} -пространстве частично сохраняет зависимость от начальных условий. Ответить на вопрос, как будут распределены электроны между предельными траекториями или точками \vec{K} -пространства для траекторий с кратностью периода $N > 1$, можно лишь усложнив модель учетом проникновения электронов в активную область или рассеяния в пассивной. Последние процессы, как и динамическая стохастичность траекторий при наличии притягивающих областей, приведут к образованию локализованных сгустков электронов в \vec{K} -пространстве с конечной плотностью распределения электронов в них.

3. ДРЕЙФОВЫЙ ОТКЛИК

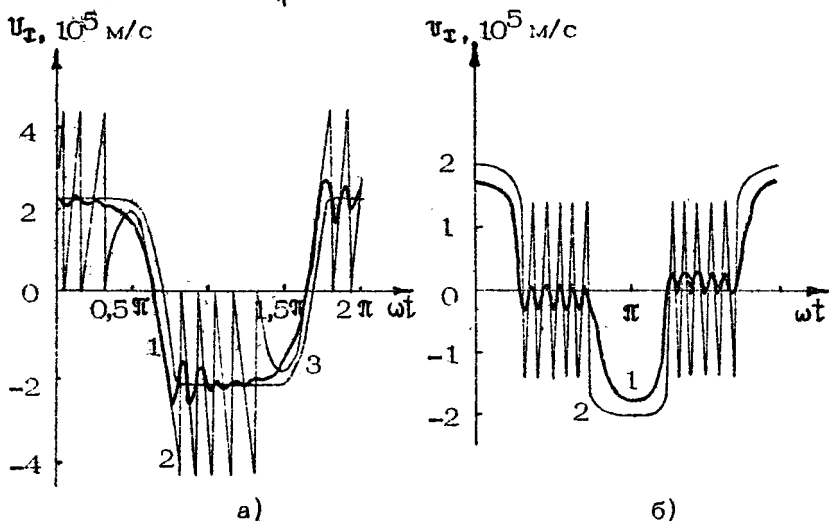
Проявление некоторых характерных особенностей динамики движения электронов в пассивной области проследим на примере дрейфового отклика $\vec{v}(\varphi)$ электронной системы. Рассмотрим две ситуации.

1) Пусть допустимо предположение о равномерном распределении электронов на кривой распределения и $\vec{v}(\varphi)$ можно получить интегрированием выражения (4). Это реализуется, во-первых, при $\gamma = 0$, когда равномерность распределения обуславливают медленные процессы рассеяния в пассивной области и проникновения в активную, во-вторых, в условиях полной стохастичности траекторий, когда модуляцией плотности распределения можно пренебречь, например при $\gamma \gg 1$ и $\gamma\beta < 2$.

2) Пусть существует одна предельная траектория с периодом T (например, для случая с $\gamma = 0,98$ на рис.3), и

$\vec{v}(\varphi)$ для стянувшегося в точку распределения электронов описывается движением этой точки в \vec{k} -пространстве.

Зависимость от φ диссипативной составляющей дрейфовой скорости $v_x(\varphi) \parallel \vec{E}(t)$ для этих случаев представлена на рис.5. Влияние не очень сильного случайного возмущения движения электрона рассеянием в пассивной области и проникновением в активную проиллюстрировано там же, на рис.5: (кривые 1), зависимостями $v_x(\varphi)$, рассчитанными методом Монте-Карло для чистого n -GaAs при $T_0 = 10$ К (на рис.5 а - $\omega = 3,156 \cdot 10^{10} \text{с}^{-1}$, $\beta = 0,0123$ Тл, $E_1 = 150 \text{ В/см}$; б - $\omega = 2,8 \cdot 10^9 \text{с}^{-1}$, $\beta = 0,025$ Тл, $E_1 = 80 \text{ В/см}$).



Р и с. 5. Временные зависимости дрейфовой скорости электронов в течение периода электрического поля, рассчитанные методом Монте-Карло (кривые 1) и в рамках идеальной модели (кривые 2 и 3): а - $\beta = 0,35$; 1, 2 - $\gamma = 0,98$; 3 - $\gamma = 0$; б - $\beta = 0,0576$; $\gamma = 23$

Как видно из рис.5,а, появление осцилляций $v_x(\varphi)$ после смены направления электрического поля при $\varphi > \pi/2$ и $\varphi > \frac{3}{2}\pi$ обусловлено эффектом резкого стягивания составных траекторий к предельной. Частота осцилляций соответствует частоте пролета электроном пассивной области. Затухание пролетных осцилляций, имеющее место в расчетах методом

Монте-Карло, обусловлено в основном проникновением электронов в активную область, которое препятствует процессу стягивания распределения электронов в точку. Такого типа осцилляции обнаружены и в расчетах $v(\varphi)$ для AgBr , выполненных методом Монте-Карло [5]. При наличии нескольких предельных траекторий или когда период траекторий кратен периоду $E(\uparrow)$ -поля, пролетные осцилляции $v(\varphi)$, как показывают расчеты методом Монте-Карло, становятся менее выраженными или исчезают.

В условиях сильного магнитного поля, когда $\gamma \gg 1$ (рис.5,6), возникают циклотронные осцилляции $\vec{v}(\varphi)$, которые обусловлены циклотронным вращением как целого распределения электронов, оторвавшегося от сферы оптического фонона. Если в этих условиях существует предельная траектория, то это приведет к последовательному возникновению как пролетных, так и циклотронных осцилляций [5]. Периодическое возбуждение пролетных или циклотронных осцилляций $\vec{v}(\varphi)$ должно приводить к резонансному увеличению амплитуды N -й гармоники дрейфовой скорости, когда частоты этих осцилляций совпадут с частотой N -й гармоники. Эта особенность спектра дрейфового отклика может быть использована для реализации легко перестраиваемого N -кратного умножения частоты электрического поля накачки.

Обычно в реальных материалах из-за наличия примесей или неоднородностей отношение τ_-/τ_+ не может быть получено достаточно большим, чтобы можно было в разумных пределах реализовать условия, соответствующие рассмотренной модели. Однако, как показывают расчеты $v(\varphi)$ методом Монте-Карло для $n\text{-GaAs}$ (см., например, рис.1) и $n\text{-InSb}$, ряд основных эффектов, предсказываемых моделью, сохраняется при доминирующей над процессами рассеяния динамике движения электронов в пассивной области, даже тогда, когда выполняются условия $\tau_-/\tau_+ \geq 1$ и $\omega_c \tau_+ \lesssim 1$. Отметим, что для возникновения нелинейности $\vec{v}(\varphi)$, связанной с рассмотренными эффектами стягивания распределения электронов и его отрыва от сферы оптического фонона, необходимым условием является низкотемпературность оптического рассеяния ($k_B T_0 < \hbar \omega_0$), обуславливающая различный характер рассеяния электронов в пассивной и активной областях импульсного пространства.

В заключение автор выражает благодарность А.Ю.Матулису, Р.С.Бразису и Е.В.Старикову за постоянное внимание к работе и обсуждение результатов.

Л и т е р а т у р а

1. Восилос И.И., Левинсон И.Б. Генерация оптических фононов и гальваномагнитные эффекты при электронном распределении с большой анизотропией. — ЖЭТФ, 1966, т. 50, № 6, с. 1660-1665.
2. Восилос И.И., Левинсон И.Б. Гальвансмагнитные эффекты в сильных электрических полях при неупругом рассеянии электронов. — ЖЭТФ, 1967, т. 52, № 4, с.1013-1023.
3. Матулис А.Ю. Вычисление тока в полупроводнике в сильном переменном электрическом поле при неупругом рассеянии электронов. — ФТТ, 1970, т. 12, № 1, с.26-35.
4. Басс Ф.Г., Гуревич Ю.Г., Левинсон И.Б., Матулис А.Ю. Высокочастотные эффекты в полупроводниках при неупругом рассеянии носителей на оптических фононах. — ЖЭТФ, 1968, т. 55, № 3, с. 999- 1005.
5. Kurosawa T. Theory of cyclotron resonance at intense microwave fields. - Proc. 15th Int. Conf. Phys. Semicond., Kyoto, 1980. - J. Phys. Soc. Japan, 1980, v. 49, N 2, Suppl. A, p. 345-348.
6. Рабинович М.И. Стохастические автоколебания и турбулентность. — УФН, 1978, т. 125, № 1, с. 123-168.

ГОРЯЧИЕ НОСИТЕЛИ ПРИ СТРИМИНГЕ И ЦИКЛОТРОННОМ РЕЗОНАНСЕ В СИЛЬНОМ ВЫСОКОЧАСТОТНОМ ПОЛЕ

В. А. Козлов, Л. С. Мазов, И. М. Нефедьев

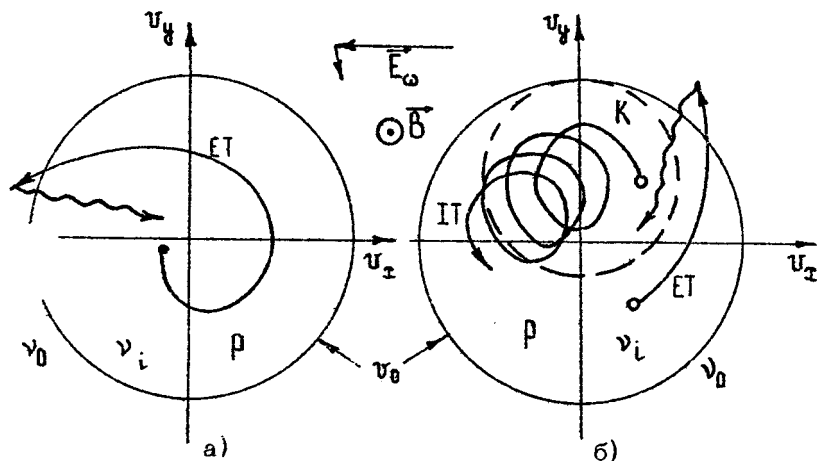
В чистых полупроводниках при низких температурах решетки и достаточно сильных электрических полях в случае, когда основным механизмом рассеяния носителей тока является спонтанное испускание оптических фононов, возникает так называемый стриминг носителей тока [1]. В настоящей работе приводится описание распределений горячих носителей тока, которые образуются в таких условиях в сильном высокочастотном и постоянном магнитном полях.

1. В обсуждаемом случае импульсное пространство удобно разбить на две области: активную — с энергией носителей $\epsilon > \hbar\omega_0$ и пассивную, где $\epsilon < \hbar\omega_0$ [2, 3], здесь $\hbar\omega_0$ — энергия оптического фонона. Если частота столкновений ν_i в пассивной области много меньше частоты столкновений ν_0 в активной области с испусканием оптического фонона

$$\nu_i \ll \nu_0, \quad (1)$$

то в достаточно сильных полях движение носителей в пассивной области можно считать почти свободным. В условиях (1) всю совокупность траекторий свободного движения можно разбить на два класса: а) внутренние траектории — траектории, двигаясь по которым носители тока остаются все время в пассивной области; б) внешние траектории — траектории, выходящие в активную область. Пример внешней траектории приведен на рис. 1, а, а внутренней — на рис. 1, б. Назовем областью накопления $K(t)$ множество точек импульсного

пространства (или пространства скоростей), находясь на которых в момент времени t , частицы двигаются по внутренним траекториям^{*)}. Оставшуюся часть пассивной области назовем областью стриминга S . Заметим, что, хотя положение и форма области K может меняться во времени, тем не менее по теореме Лиувилля ее объем V_K от времени не зависит.



Р и с. 1. Траектории свободного движения при циклотронном резонансе (а) и вне циклотронного резонанса (б): ET – внешняя траектория, IT – внутренняя. Область накопления K в момент времени $t = t_0$ выделена пунктиром. Волнистой стрелкой показан возврат носителей в пассивную область после испускания оптического фотона

Поведение носителей тока в областях K и S существенно образом различается [4–5]. Время свободного движения (время жизни) τ_K для внутренних носителей тока (носителей, находящихся в области K) определяется частотой столкновений в пассивной области ($\tau_K = \nu_K^{-1}$), в то время как в достаточно сильном электрическом поле оценкой среднего времени жизни τ_S стриминговых носите-

^{*)} В постоянных полях $\vec{E} \perp \vec{B}$ внутренним траекториям соответствуют замкнутые траектории [2, 3], а область K соответствует веретенообразной области [4].

лей (носителей из области S) может служить пролетное время τ_E , за которое носитель достигает энергии оптического фотона под действием электрического поля (считаем, что $\tau_E^{-1} \lesssim \nu_0$).

Заселенность траекторий носителями и формирование анизотропных функций распределения определяются, кроме времен жизни τ_K и τ_S , еще и параметрами источника носителей тока, возникающих в пассивной области после рассеяния активных носителей (носителей из активной области) с испусканием оптического фотона [6]. В сильных электрических полях, когда носители достаточно глубоко проникают в активную область, возникает широкий источник, так что заселенность области K будет почти равномерной и большой по сравнению с заселенностью S , если $\tau_K \gg \tau_S$. При узком источнике наряду с заселенностью K повышается заселенность окрестности главных траекторий (траекторий, проходящих через точку $\vec{r} = 0$), топология которых начинает играть важную роль в формировании функции распределения.

2. Рассмотрим свободное движение носителей тока в постоянном магнитном поле \vec{B} ($B_x = 0, B_y = 0, B_z = B$) и переменном электрическом поле \vec{E}_ω циркулярной поляризации ($E_x = E_\omega \cos \omega t, E_y = -E_\omega \sin \omega t, E_z = 0$) с амплитудой E_ω . В зависимости от соотношения между частотой поля ω и циклотронной частотой $\omega_B = qB/mc$ здесь возможны качественно различные ситуации (q, m — заряд и эффективная масса носителя, c — скорость света).

Вначале исследуем случай циклотронного резонанса, когда $\omega = \omega_B$, а направление вращения электрического поля совпадает с направлением вращения носителей в магнитном поле. Решив уравнение свободного движения $\dot{\vec{v}} = (q/m) \{ \vec{E}_\omega + [\vec{v} \times \vec{B}] / c \}$, убеждаемся, что все траектории являются внешними и область K при циклотронном резонансе отсутствует (см. рис. 1, а).

Носители, двигаясь в условиях циклотронного резонанса, периодически, (с пролетной частотой $\nu_E = qE_\omega / m\nu_0$, где $\nu_0 = (2\hbar\omega_0/m)^{1/2}$) достигают энергии $\hbar\omega_0$, излучают оптические фотоны и возвращаются в пассивную область [7]. Та-

*) Например, если главные внутренние траектории проходят через точку $\vec{r} = 0$ только при определенных фазах поля, то будет происходить группировка носителей именно в этих фазах.

кое циклическое движение аналогично движению в постоянном электрическом поле \vec{E} при стриминге. Исходя из этой аналогии, можно найти глубину проникновения носителей в активную область:

$$\Delta v \approx v_0 (3E_\omega / 4\sqrt{2} E_0)^{2/3} = v_0 (3v_E / 4\sqrt{2} v_0)^{2/3}$$

и оценить размер источника [1, 6] носителей, возникающих в пассивной области после излучения оптического фона:

$$\delta v = (2v_0 \Delta v)^{1/2} = v_0 (3E_\omega / 2E_0)^{1/3} = v_0 (3v_E / 2v_0)^{1/3},$$

где $E_0 = mv_0 v_0 / q$ - характерное поле оптического рассеяния. Столь слабая (в степени 1/3) зависимость δv от отношения v_E / v_0 указывает на трудность создания узкого источника носителей, так как при стриминге $v_E > v_i$ (ср. [8]).

3. В случае, когда $\omega \neq \omega_B$, из уравнения движения получаем

$$v^2(t) = v_{1i}^2 + v_{2i}^2 + 2v_B v_{1i} \cos(\psi_i + \varphi_i) \sin[(\omega_B - \omega)(t - t_i)] + 2v_B [v_B + v_{1i} \sin(\psi_i + \varphi_i)] \left\{ 1 - \cos[(\omega_B - \omega)(t - t_i)] \right\}, \quad (2)$$

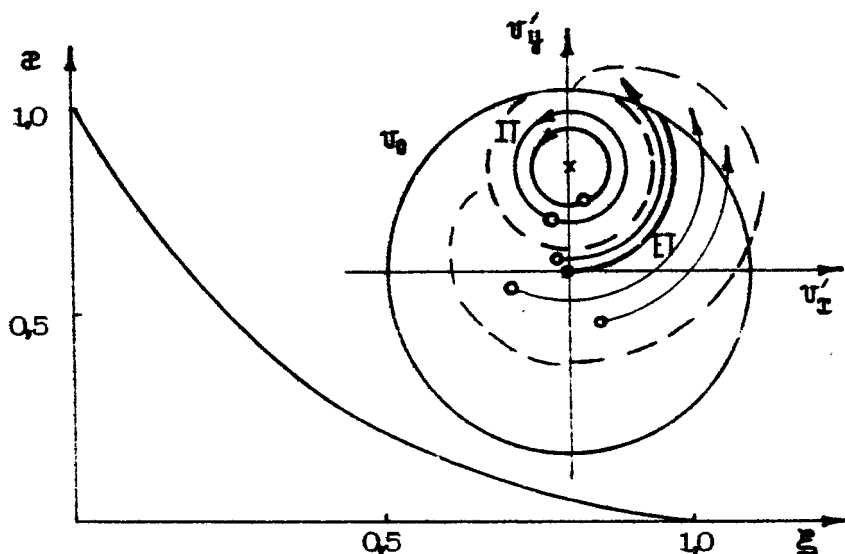
откуда видно, что $v^2(t)$ ограничена сверху значением

$$v_{max}^2 = v_{2i}^2 + \left[v_B + \sqrt{v_B^2 + v_{1i}^2 + 2v_B v_{1i} \sin(\psi_i + \varphi_i)} \right]^2, \quad (3)$$

где характерная скорость $v_B = v_c \omega_B / (\omega_B - \omega) = v_0 v_E / (\omega_B - \omega)$; $v_c = cE_\omega / B$; $v_{1i}^2 = v_{xi}^2 + v_{yi}^2$ - начальная поперечная скорость; φ_i - начальный угол; $v_{xi} = v_{1i} \cos \varphi_i$; $v_{yi} = v_{1i} \sin \varphi_i$; v_{xi} - компоненты начальной скорости; $\psi_i = \omega t_i$ - фаза влета, т.е. фаза поля в момент влета носителя t_i .

При уменьшении v_B величина v_{max} станет меньше v_0 , что приведет к возникновению области накопления K . Объем V_K области K можно вычислить интегрированием по начальным скоростям v_{xi} , v_{yi} , v_{zi} (или v_{1i} , φ_i , v_{zi}), удовлетворяющим условию $v_{max}^2 < v_0^2$. Хотя положение области K зависит от фазы влета ψ_i , однако ее объем от времени не зависит, так как в выражение для v_{max}^2 фаза влета входит только через $\sin(\psi_i + \varphi_i)$ и, следовательно, при изменении ψ_i происходит просто поворот K вокруг оси

v_z . Из формулы (3) следует, что V_B может зависеть только от U_B и не зависит от ω и ω_0 по отдельности. Это позволяет получить выражение для V_K с помощью замены U_C на U_B в аналитическом выражении для V_K , найденном для постоянных E и θ полей [2, 3]. Аналогичные рассуждения можно провести при переходе во вращающуюся с угловой частотой ω систему координат (u'_x, u'_y, u_z) [9] (см. вставку на рис.2).



Р и с. 2. Зависимость относительного объема $z = V_K/V_p$ от параметра движения ξ . На вставке — траектории движения в системе координат, вращающейся с угловой скоростью ω вокруг оси u_z . Жирной линией выделен отрезок главной траектории

Отношение объемов области K к пассивной области $z = V_K/V_p$ ($V_p = 4\pi v_0^3/3$) зависит только от параметра движения ξ

$$\xi = |v_B/v_0| = |v_E/(\omega_0 - \omega)| = |c E_{\omega} \omega_0 / B v_0 (\omega_0 - \omega)|,$$

что позволяет легко исследовать поведение области накопления в различных условиях:

а) если $\omega_B/\omega \rightarrow \infty$, то $v_B \rightarrow v_c$ ($\xi \rightarrow v_c/v_0$) и значение V_K в переменном поле совпадает с объемом веретенообразной области для постоянного поля \vec{E} , величина которого равна амплитуде E_ω , что является следствием адиабатичности движения по траекториям при $\omega_B \gg \omega$;

б) если $\omega \rightarrow \omega_B$, то $\xi \rightarrow \infty$ и, следовательно, $V_K = 0$, причем в окрестности циклотронного резонанса область K отсутствует при $1 - v_c/v_0 < \omega/\omega_B < 1 + v_c/v_0$ (ср. [9, 10]);

в) если $\omega_B = 0$, то $\xi = |v_B/v_c| = q E_\omega / \omega m v_0$, поэтому при $q E_\omega / \omega m v_0 < 1$ в поле циркулярной поляризации область K существует даже при нулевом магнитном поле [5, 7, 11].

4. Накопление носителей тока в области K приводит к обеднению заселенности S . При широком источнике носителей тока ($\delta v/v_0 \sim 1$), зная величину V_K/V_p (рис.2), можно найти концентрации внутренних (n_K) и внешних (n_S) частиц по формуле

$$\frac{n_K}{n_S} \approx \frac{V_K}{V_p - V_K} \frac{\tau_K}{\tau_S} = \frac{\alpha}{1 - \alpha} \frac{\nu_E}{\nu_i} \quad (4)$$

Множитель $V_K/(V_p - V_K)$ отражает вероятность попадания частиц в область K после рассеяния. Из формулы (4) следует, что в материалах, где ν_0/ν_i велико, подбором полей можно добиться того, чтобы основная доля носителей находилась в области K . Для этого нужно, чтобы $\nu_E \approx \nu_0$, а величина $\xi < 1$.

Для оценки функций распределения f при широком источнике можно считать, что внутренние частицы заполняют область K равномерно ($f_K = n_K/V_K$), а функция распределения стриминговых частиц линейно возрастает в направлении их движения по траекториям из-за сноса носителей электрическим полем ($\bar{f}_S = n_S/(V_p - V_K)$); при этом $f_K/\bar{f}_S = \tau_K/\tau_S$, т.е. функция распределения f_K в области K может существенно превысить \bar{f}_S (если $\nu_E > \nu_i$), что приведет к возникновению инвертированных распределений при достаточном смещении K в импульсном пространстве (ξ не слишком мало).

5. Используем изложенные выше соображения для описания формы линии циклотронного резонанса в сильном высокочастотном поле. В случае узкого источника ($\delta v = 0$) форма линии обсуждалась в работах [9]. Получаемая при этом линия циклотронного резонанса имеет резко обрубленные края

при $\xi = 0,5$, когда главная траектория становится внутренней. При расширении источника возникает его перекрытие с областью K , поэтому здесь в форму линии циклотронного резонанса важный вклад вносит и перераспределение носителей тока между K и S . Ниже будет дана простая аналитическая модель, описывающая форму линии циклотронного резонанса при широком источнике и учете накопления носителей в области K .

Среднюю скорость внешних носителей можно оценить в рамках модели, рассмотренной в [2, 3, 9]. В этой модели считается, что во вращающейся с угловой скоростью ω системе координат (v'_x, v'_y, v'_z) носители сосредоточены на отрезке главной траектории от $v' = 0$ до $v' = v_0$ (вставка на рис.2). При этом зависимости активной U_{aS} и реактивной U_{rS} компонент средней скорости имеют вид

$$U_{aS} = v_0 / 2\alpha; \quad U_{rS} = v_0 (2\xi - \sqrt{(2\xi)^2 - 1}) / 2; \quad \alpha = 2\xi \text{Arctg} \frac{1}{2\xi} \quad (5)$$

Активную U_{aK} и реактивную U_{rK} компоненты средней скорости стриминговых носителей можно оценить по элементарным формулам

$$U_{aK} + i U_{rK} = \frac{q E \omega}{m} / [(\omega - \omega_B)^2 + i \nu_i^2] \quad (6)$$

Перераспределение носителей тока между областями K и S описывается формулой (4) через зависимость параметра движения ξ от магнитного поля B . На рис.3,а на плоскости параметров ν_E/ω и ω_B/ω показано, где существует область K ($\xi < 1$), что позволяет оценить полуширину линии циклотронного резонанса. Возникающее при этом перераспределение носителей между K - и S -областями, рассчитанное по формуле (4), приведено на рис.3,б, где считалось, что вкладом активных носителей можно пренебречь, так как $(\nu_E/\nu_0)^{2/3} \ll 1$.

Зависимости от магнитного поля B активной $j_a = q n_K U_{aK} + q n_S U_{aS}$ и реактивной $j_r = q n_K U_{rK} + q n_S U_{rS}$ компонент высокочастотного тока, рассчитанные по формулам (5), (6), приведены на рис.4. При слабых амплитудах электрического поля E_ω , когда $\nu_E < \nu_i$, средняя скорость всех носителей дается формулами (6).

Оценим амплитуды поля E_ω , при которых будет происходить перестройка формы линии циклотронного резонанса,

для чего введем характерные поля

$$E_i = v_i m \pi_0 / q, (v_i = v_i); E_* = \omega m \pi_0 / q, (v_i = \omega); E_0 = v_0 m \pi_0 / q, (v_i = v_0)$$

Для чистых образцов $n\text{-GaAs}$ ($\nu_0 = 3,88 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$) с подвижностью $\mu_{77} = 150\,000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ частота столкновений $\nu_i = 1,75 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$, при этом характерные амплитуды СВЧ-поля с длиной волны $\lambda = 4 \text{ мм}$ будут равны: $E_i = 290 \text{ В/см}$, $E_* = 790 \text{ В/см}$, $E_0 = 6500 \text{ В/см}$. В чистом $n\text{-InSb}$ $\nu_0 = 8,1 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$, $\mu_{77} = 750\,000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, $\nu_i = 1,69 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$, поэтому для $\lambda = 4 \text{ мм}$ $E_i = 100 \text{ В/см}$, $E_* = 290 \text{ В/см}$, $E_0 = 500 \text{ В/см}$. Таким образом, нелинейный режим циклотронного резонанса ($E_\omega > E_i$) в этих полупроводниках должен возникать при небольших амплитудах высокочастотного поля (по сравнению с существующими в настоящее время [12-13]) и может легко наблюдаться экспериментально, причем если амплитуда $E_\omega > E_*$, то будет наблюдаться ступенчатая линия циклотронного резонанса (рис.4,а); при $E_\omega > E_0$ и $\omega \lesssim \nu_0$ линия практически полностью размыта. Рассчитанная по формулам (5), (6) форма линии циклотронного резонанса хорошо согласуется с результатами моделирования движения носителей методом Монте-Карло (см. ниже). На рис.4,б пунктиром показаны i_0 и i_1 для $p\text{-Ge}$, рассчитанные нами методом Монте-Карло с учетом только тяжелых дырок при $\omega = \nu_0/2$. Для сравнения на рис.4,в показана линия циклотронного резонанса при узком источнике (см. [9]). Отметим, что наблюдавшиеся в сильном СВЧ-поле линии циклотронного резонанса в галогенах серебра [7, 13, 14] также неплохо описываются рассмотренной здесь простой моделью.

6. Рассмотрим поведение горячих носителей тока под действием сильного высокочастотного поля в материалах с вырожденными подзонами тяжелых и легких дырок.

Области стриминга, накопления и параметры движения для подзон тяжелых и легких дырок обозначим соответственно S_h и S_l , K_h и K_l , ξ_h и ξ_l . Для тяжелых дырок

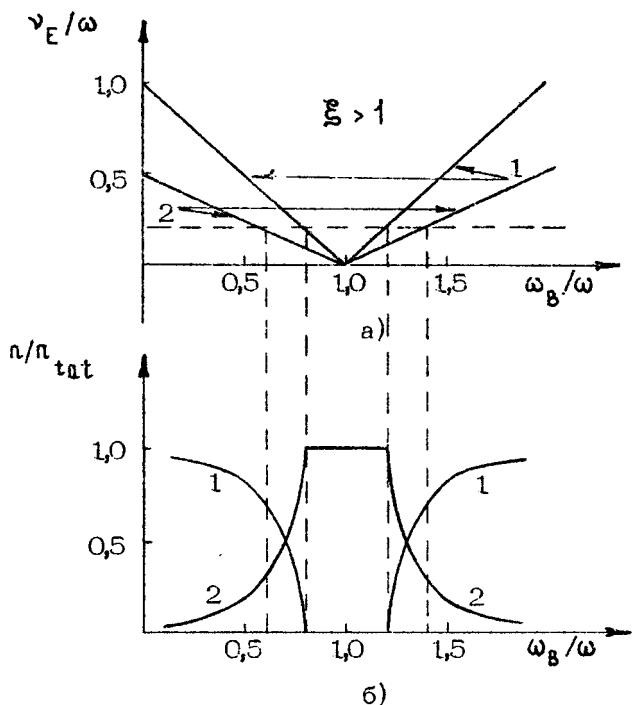
$$\xi_h = |c E_\omega / B (1 - \omega / \omega_{bh}) \tau_{bh}|,$$

а для легких дырок

$$\xi_l = |c E_\omega / B (1 - \omega / \omega_{bl}) \tau_{bl}|;$$

здесь $\omega_{bh,l} = qB/m_{h,l}$; $\tau_{bh,l} = (2\hbar\omega_0/m_{h,l})^{1/2}$, m_h, m_l -

циклотронные частоты, характерные скорости и эффективные массы для тяжелых (h) и легких (l) дырок соответственно.

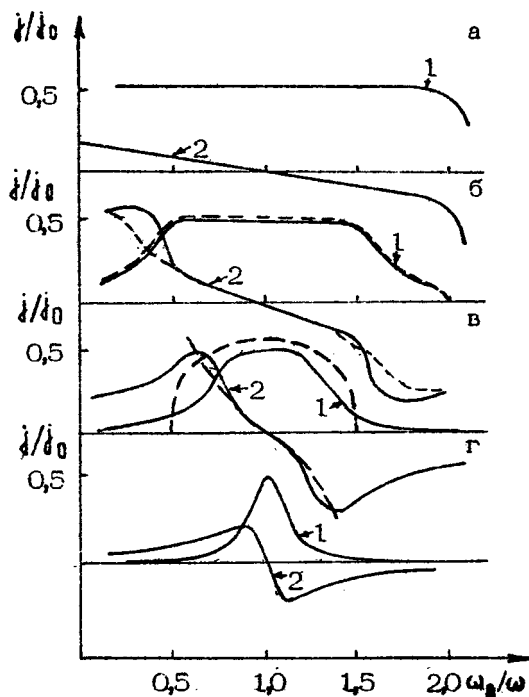


Р и с.3. Влияние области накопления на перераспределение носителей: а - граничные линии 1 ($\xi = 1$) и 2 ($\xi = 0,5$) на плоскости параметров (E_ω, B), определяющие появление области K ; б - концентрация внешних (1) и внутренних (2) носителей от магнитного поля B при амплитуде E_ω ($v_E/\omega = 0,2$)

При стриминге и накоплении носителей тока в областях K_h и K_l возникает перераспределение носителей между подзонами тяжелых и легких дырок, поэтому концентрации тяжелых n_h и легких n_l дырок при широком источнике могут существенно отличаться от равновесных значений [15-17]:

$$\frac{n_p}{n_h} = \left(\frac{m_p}{m_h} \right)^{3/2} \frac{V_p / V_{pp}}{V_h / V_{ph}} \frac{\tau_p}{\tau_h},$$

где $V_{p,h}$ – объем, занимаемый основной частью легких и тяжелых дырок; $V_{pp,h} = 4\pi n_{pp,h}^3 / 3$; $\tau_{p,h}$ – среднее время жизни (время свободного движения) легких и тяжелых дырок; множитель $(m_p / m_h)^{3/2}$ отражает различие в амплитуде источника в подзонах легких и тяжелых дырок.



Р и с.4. Эволюция формы линии циклотронного резонанса. Активная (1) и реактивная (2) компоненты высокочастотного тока приведены для амплитуд E_ω , при которых: а - $v_E / \omega = 1,0$; б - $v_E / \omega = 0,5$; в - $v_E / \omega = 0,2$; г - $v_E / \omega = 0,05$ ($j_0 = q n v_0$; $v_i / \omega = 0,1$)

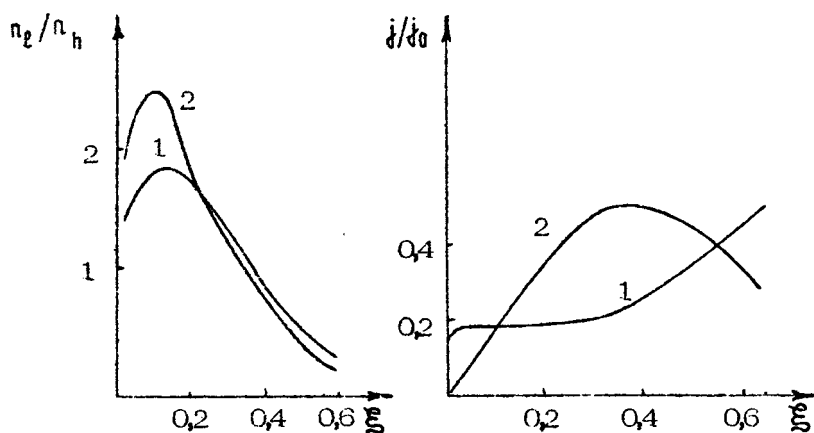
Рассмотрим в качестве примера случай циклотронного резонанса тяжелых дырок ($\omega = \omega_{ph}$, $\omega_{pe} \gg \omega$). Величина $\Sigma_h \rightarrow \infty$, поэтому область K_h отсутствует и тяжелые дыр-

ки сгруппированы в S_h , где они движутся с характерной частотой $\nu_{Eh} = q E_\omega / m_h v_{0h}$, ($\tau_k \approx \nu_{Eh}^{-1}$). При амплитудах поля E_ω , удовлетворяющих условию $\xi_p < 1$, в подзоне легких дырок возникает область накопления K_p с относительным объемом $\mathcal{Q}(\xi_p)$ (см. рис.2). Поскольку τ_p в области K_p велико ($\tau_p = \nu_{Eh}^{-1}$), то при не слишком малой величине $\mathcal{Q}(\xi_p)$ основная часть легких дырок сосредоточена в K_p . Таким образом, при накачке на циклотронном резонансе тяжелых дырок, когда $V_{Sh} = V_{pH}$, $n_p/n_h = (m_p/m_h)^{3/2} \times (\nu_{Eh}/\nu_{Ei}) \mathcal{Q}(\xi_p)$. С ростом E_ω сначала наблюдается увеличение n_p/n_h за счет возрастания ν_{Eh} , а затем n_p/n_h падает из-за уменьшения $\mathcal{Q}(\xi_p)$. Максимальное значение n_p/n_h здесь может быть больше, чем в постоянных $E \perp B$ полях [18] ($\omega = 0$), где область K_h отсутствует только при $v_c/v_{0p} > (m_p/m_h)^{1/2}$.

На рис.5 представлены результаты расчетов методом Монте-Карло величины n_p/n_h в зависимости от ξ_p . Для вероятностей рассеяния использовались выражения и параметры из работ [19, 20], акустическое рассеяние описывалось в приближении нулевых колебаний. Из проведенных расчетов видно, что в широком диапазоне электрических полей $n_p/n_h > 1$. При этом максимальные величины n_p/n_h для кривой 1 примерно в 40 раз превышают равновесное значение $(m_p/m_h)^{3/2}$, что близко к случаю $\omega = 0$ [18], а для кривой 2 — примерно в 60 раз.

Зависимости активного и реактивного токов от величины электрического поля ($B = \text{const}$), рассчитанные методом Монте-Карло, представлены на рис.6, из которого видно, что накопление легких дырок в области K_p создает весьма большую реактивную компоненту тока в условиях циклотронного резонанса тяжелых дырок.

Перераспределение носителей между подзонами легких и тяжелых дырок приводит к ряду интересных эффектов — прежде всего к инверсии заселенности излучательного перехода между подзонами легких и тяжелых дырок [21, 22], позволяющей получить усиление и генерацию излучения в дальнем ИК-диапазоне. Применение высокочастотной накачки для наблюдения и использования этих эффектов в ряде случаев будет более эффективным, чем применение постоянных $E \perp B$ полей, так как здесь можно использовать большой объем области K_p для накопления легких дырок, что позволит расширить диапазон частот для генерации и усиления дальнего ИК-излучения.



Р и с.5. Отношение концентраций легких (n_p) и тяжелых (n_h) дырок в зависимости от параметра движения ξ_p при фиксированном магнитном поле ($v_{0h} = 9,24 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$): 1 - $\omega_{Bh} = v_{0h}$; 2 - $\omega_{Bh} = 2 v_{0h}$

Р и с.6. Активная (j_a) и реактивная (j_r) компоненты высокочастотного тока при циклотронном резонансе $\omega_{Bh} = \omega = v_{0h}$ в зависимости от параметра движения ξ_p

Л и т е р а т у р а

1. Валов В.А., Козлов В.А., Мазов Л.С., Нефедов И.М. Стриминг - сильно анизотропное распределение горячих носителей в полупроводниках. - Наст. сборник, с. 5.
2. Восилюс И.И., Левинсон И.Б. Генерация оптических фононов и гальваномагнитные эффекты при электронном распределении с большой анизотропией. - ЖЭТФ, 1966, т.50, №6, с.1660-1665.
3. Восилюс И.И., Левинсон И.Б. Гальваномагнитные эффекты в сильных электрических полях при неупругом рассеянии электронов. - ЖЭТФ, 1967, т.52, №4, с.1019-1023.
4. Maeda H., Kurosawa T. Hot electron popula-

- tion inversion in crossed electric and magnetic fields. - Proc.11th Int.Conf.Phys.Semicond., Warsaw, 1972, p.602; J.Phys.Soc.Japan, 1972, v.33, N2, p.562.
5. Kurosawa T. Peculiar hot electron effects in crossed electric and magnetic fields: - Proc. 3rd Int.Conf. on Hot Carriers in Semicond., Montpellier, France, July, 1981.
 6. Андронов А.А., Вайов В.А., Козлов В.А., Мазов Л.С. Гальваномагнитные эффекты и инверсия населенностей горячих электронов при неупругом рассеянии на оптических фононах. - ФТТ, 1980, т.22, №5, с.1275-1283.
 7. Kurosawa T. Theory of cyclotron resonance at intense microwave fields. - Proc. 15th Int.Conf.Phys.Semicond., Kyoto, 1980; J.Phys. Soc.Japan, 1980, v.49, N2, Suppl.A, p.345-348.
 8. Komiyama S., Masumi T., Kajita K. Streaming motion and population inversion of hot electrons in silver halides at crossed electric and magnetic fields. - Phys.Rev.(b), 1979, v.20, N12, p.5192-5196.
 9. Басс Ф.Г., Гуревич Ю.Г. Высокочастотные эффекты в плазме полупроводников и газового разряда. М.: Наука, 1975.
Басс Ф.И., Гуревич Ю.Г., Левинсон И.Б., Матулис А.Ю. Высокочастотные эффекты в полупроводниках при неупругом рассеянии носителей на оптических фононах. - ЖЭТФ, 1968, т.55, №3, с.999-1005.
 10. Гуляев Ю.В., Чусов И.И. Высокочастотные эффекты в полупроводниках при резко анизотропном распределении электронов. - ФТТ, 1978, т.20, №9, с.2637-2644.
 11. Гуревич В.Л., Паршин Д.А. Поглощение сильной электромагнитной волны в полупроводниках вблизи порога рождения оптического фонона. - ФТТ, 1977, т.19, №8, с.1401-1407.
 12. Andronov A.A., Flyagin V.A., Gaponov A.V., Gol'denberg A.L., Petelin M.I., Usov V.G., Yulpatov V.K. The gyrotron high-power source of millimetre and submillimetre waves.- Infrared Phys., 1978, v.18, N5-6, p.385-393.

13. Komiyama S., Masumi T. Cyclotron resonance of polarons in AgBr at high microwave fields. - Proc.Int.Conf. on Solids and Plasma in High Magnetic Fields., Cambridge, 1978; Journ.Magn., Magn.Mater., 1979, v.11, N1-3, p.59-62.
14. Komiyama S., Masumi T., Kurosawa T. A new mode of streaming cyclotron motion of hot electrons at intense microwave fields in AgBr. - Inst.Phys.Conf., 1973, ser.N48, ch.10, p.335-338; Proc.14th Int.Conf.Phys. Semicond., Edinburgh, 1978.
15. Kozlov V.A. Hot electron population inversion and bulk NDC in semiconductors. - Proc. 3rd Int.Conf. on Hot Carriers in Semicond., Montpellier, France, 1981, Journ de Phys., Suppl., 1981, v.42, p.C7-413.
16. Kröemer H. Negative effective masses in semiconductors. - Progress in Semiconductors, 1960, v.4, p.3-28.
17. Восилюс И.И. Влияние легких дырок в германии на некоторые гальваномагнитные эффекты. - ФТТ, 1969, т.11, №5, с.924-927.
18. Козлов В.А., Мазов Л.С., Нефедов И.М. Перенаселенность зоны легких дырок в сильных скрещенных E и H полях. - ФТП, 1981, т.15, №6, с.1198-1201.
19. Costato M., Reggiani L., Scattering probabilities for holes. - Phys.Stat.Sol. (b), 1973, v.58, N2, p.471-482.
20. Reggiani L. The anisotropy of the hot hole drift velocity in Ge. - J.Phys.Chem.Solids, 1976, v.37, p.293-300.
21. Андронов А.А., Козлов В.А., Мазов Л.С., Шастин В.Н. Об усилении далекого инфракрасного излучения в германии при инверсии населенностей горячих дырок. - Письма в ЖЭТФ, 1979, т.30, №9, с.585-589.
22. Andronov A.A., Valov V.A., Kozlov V.A., Mazov L.S. Hot electron streaming and population inversion for polar and deformation scattering. - Sol.St.Comm., 1980, v.36, N7, p.603-607.

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие.....	3
------------------	---

СТРИМИНГ

В. А. Валов, В. А. Козлов, Л. С. Мазов, И. М. Нефедов. Стриминг – сильно анизотропное распределение горячих носителей в полупроводниках.....	5
А. Магулис, А. Ченис. Дифференциальная проводимость при стриминге.....	44
Е. В. Стариков, П. Н. Шикторов. Отрицательная дифференциальная проводимость на пролетном резонансе в $n\text{-GaAs}$	59
В. Барейкис, В. Викторавичюс, А. Гальдикас, Р. Милюшите. Шумы и диффузия горячих носителей заряда в $p\text{-Ge}$ и $n\text{-InSb}$ при доминирующем рассеянии оптическими фонами.....	66

ЯВЛЕНИЯ В СКРЕЩЕННЫХ ПОЛЯХ

И. Б. Левинсон. Кинетические явления в условиях выраженной динамики движения в скрещенных полях.....	82
С. Качюлис, Й. Паршылюнас, Г. Тамулайтис. Электропроводность $n\text{-GaAs}$ и $n\text{-InP}$ в скрещенных электрическом и магнитном полях при $T = 77\text{ K}$	101
Р. С. Бразис, Е. В. Стариков, П. Н. Шикторов. Две группы электронов в скрещенных полях при низкотемпературном оптическом рассеянии.....	114
П. Н. Шикторов. Кинетические свойства электронов в скрещенных переменном электрическом и постоянном магнитном полях в условиях низкотемпературного оптического рассеяния.....	151
В. А. Козлов, Л. С. Мазов, И. М. Нефедов. Горячие носители при стриминге и циклотронном резонансе в сильном высокочастотном поле.....	169

УДК 621.315.592

Стриминг – сильно анизотропное распределение горячих носителей в полупроводниках. В а л о в В. А., К о з л о в В. А., М а з о в Л. С., Н е ф е д о в И. М. – В кн.: Горячие электроны в полупроводниках: стриминг и анизотропные распределения в скрещенных полях. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.5.

Обсуждаются основные представления о стриминге – анизотропном распределении горячих носителей в полупроводниках при неупругом рассеянии на оптических фононах. Рассмотрены условия существования стриминга, основные параметры и его проявления в вольт-амперных характеристиках в материалах с разным типом взаимодействия носителей с оптическими фононами. Приводятся результаты численного моделирования и экспериментальных исследований стриминга в $n\text{-InSb}$, $n\text{-GaAs}$ и $p\text{-Ge}$. На примере $n\text{-InSb}$ обсуждается влияние продольного магнитного поля на стриминг и возможность динамической ОДП при стриминге. Табл. 1, ил. 14, список лит. 54 назв.

УДК 621.315.592

Дифференциальная проводимость при стриминге. М а т у л и с А., Ч е н и с А. – В кн.: Горячие электроны в полупроводниках: стриминг и анизотропные распределения в скрещенных полях. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.44.

Обсуждаются условия возникновения динамической ОДП вблизи частоты пролетного резонанса, определяемой временем ускорения носителей до энергии оптического фонона. Рассмотрено влияние интенсивности рассеяния носителей и поперечного магнитного поля на группировку носителей в слабом переменном поле и ОДП. Дается нелинейное рассмотрение пролетного резонанса. Ил. 8, список лит. 15 назв.

УДК 621.315.592

Отрицательная дифференциальная проводимость на пролетном резонансе в $n\text{-GaAs}$. С т а р и к о в Е. В., Ш и к т о р о в П. Н. – В кн.: Горячие электроны в полупроводниках: стриминг и анизотропные распределения в скрещенных полях. Горький.: ИПФ АН СССР, 1983, с.59.

Приведены результаты численного моделирования методом Монте-Карло динамической дифференциальной проводимости при стриминге. Показано, что в чистом $n\text{-GaAs}$ при

гелиевых температурах ОДП вблизи пролетных частот ω_{ϵ} может существовать при $2 \cdot 10^{11} < \omega_{\epsilon} < 2 \cdot 10^{12}$. Ил. 3, список лит. 7 назв.

УДК 621.315.592

Шумы и диффузия горячих носителей заряда в $p\text{-Ge}$ и $n\text{-InSb}$ при доминирующем рассеянии оптическими фонами. Барейкис В., Викторавичюс В., Гальдикас А., Милюшите Р. — В кн.: Горячие электроны в полупроводниках: стриминг и анизотропные распределения в скрещенных полях. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.66.

Экспериментально и численно (методом Монте-Карло) исследованы шумы горячих носителей заряда в $p\text{-Ge}$ и $n\text{-InSb}$ при гелиевых температурах решетки. Показано, что при стриминге циклическое движение носителей заряда в импульсном пространстве приводит к резонансному возрастанию спектральной плотности продольных флуктуаций скорости и коэффициента диффузии. Для поперечных флуктуаций резонансные эффекты не наблюдаются. По измерениям шумов и электропроводности определена степень вытянутости функции распределения горячих носителей заряда. Ил. 9, список лит. 13 назв.

УДК 621.315.592

Кинетические явления в условиях выраженной динамики движения в скрещенных полях. Левинсон И. Б. — В кн.: Горячие электроны в полупроводниках: стриминг и анизотропные распределения в скрещенных полях. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с. 82.

В статье дается краткий обзор тех теоретических идей и экспериментальных достижений по явлениям в системах горячих электронов с выраженной динамикой, которые представляются наиболее существенными. Хотя обычно рассеяние горячих электронов происходит достаточно часто и особенности динамики движения вдоль траекторий существенной роли не играют, в условиях рассеяния на оптических фонах это не так. Впервые на это обстоятельство было обращено внимание в 1966 г. В последние несколько лет число работ в этой области как теоретических, так и экспериментальных значительно увеличилось. Ил. 9, список лит. 34 назв.

УДК 621.315.592

Электропроводность $n\text{-GaAs}$ и $n\text{-InP}$ в скрещенных электрическом и магнитном полях при $T = 77\text{ К}$. К а - ч ю л и с С., П а р ш я л ю н а с Й., Т а м у л а й - т и с Г. - В кн.: Горячие электроны в полупроводниках: стриминг и анизотропные распределения в скрещенных полях. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.101.

Приведены результаты экспериментальных исследований с помощью интегральной СВЧ-методики и с использованием наносекундных импульсов гальваномагнитных эффектов горячих электронов в $n\text{-GaAs}$ и $n\text{-InP}$ в электрических полях как ниже, так и выше порогового поля междолинного переноса. В допороговых полях обнаружено отрицательное магнитосопротивление, которое объясняется возникновением анизотропных распределений и разделением электронов на две группы с различной динамикой в скрещенных полях. Ил. 6, список лит. 22 назв.

УДК 621.315.592

Две группы электронов в скрещенных полях при низкотемпературном оптическом рассеянии. Б р а з и с Р. С., С т а р и к о в Е. В., Ш и к т о р о в П. Н. - В кн.: Горячие электроны в полупроводниках: стриминг и анизотропные распределения в скрещенных полях. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.114.

Проведен анализ функции распределения электронов и ряда кинетических явлений горячих электронов в скрещенных электрическом и магнитном полях. Показано, что распределение электронов между "веретеном" и пролетной областью может сопровождаться возникновением двугорбой структуры распределения, соответствующей наличию двух групп электронов. В этом случае полевые зависимости холл-фактора и коэффициента диффузии имеют максимум в области полей, соответствующих перестройке функции распределения. Численные результаты, полученные методом Монте-Карло для $n\text{-GaAs}$, сопоставлены с результатами аналитических моделей, в основе которых лежат предположения о наличии двух групп. Обсуждаются возможности реализации различного типа ОДП. Ил. 14, список лит. 30 назв.

УДК 621.315.592

Кинетические свойства электронов в скрещенных переменном электрическом и постоянном магнитном полях в условиях низкотемпературного оптического рассеяния. Ш и к т о р о в П. Н. — В кн.: Горячие электроны в полупроводниках: стриминг и анизотропные распределения в скрещенных полях. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.151.

Обсуждается группировка электронов в импульсном пространстве, возникающая в системе горячих электронов при неупругом рассеянии на оптических фоновых при воздействии скрещенных переменного электрического и постоянного магнитного полей. Показано, что анализ группировки удобно проводить с помощью исследования одномерного отображения положения электрона на главной траектории через период переменного поля. Приведены результаты моделирования методом Монте-Карло дрейфового отклика электронов в n - GaAs при 77 К, показывающие, что группировка и связанная с нею сильная несинусоидальность отклика в гармоническом поле сохраняются здесь при больших амплитудах переменного поля и умеренной концентрации примесей. Ил. 5, список лит. 6 назв.

УДК 621.315.592

Горячие носители при стриминге и циклотронном резонансе в сильном высокочастотном поле. К о з л о в В. А., М а з о в Л. С., Н е ф е д о в И. М. — В кн.: Горячие электроны в полупроводниках: стриминг и анизотропные распределения в скрещенных полях. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.169.

Обсуждается поведение горячих носителей заряда в полупроводниках в сильном СВЧ-поле круговой поляризации и постоянном магнитном поле при неупругом рассеянии на оптических фоновых. Проведен модельный расчет формы линии циклотронного резонанса, учитывающий особенности динамики и распределения носителей в этих условиях. Сделано краткое сопоставление модельных расчетов формы линии циклотронного резонанса с результатами численного моделирования методом Монте-Карло. Приведены результаты численного моделирования методом Монте-Карло поведения горячих дырок Γ_6 на частоте циклотронного резонанса тяжелых дырок, показывающие значительное (в 30–60 раз) возрастание доли легких дырок. Ил. 6, список лит. 24 назв.

HOT ELECTRONS IN SEMICONDUCTORS:
STREAMING AND ANISOTROPIC
DISTRIBUTIONS IN CROSSED FIELDS
(eds. A.A.Andronov and J.K.Pozela)

A B S T R A C T S

STREAMING - STRONGLY ANISOTROPIC
DISTRIBUTION OF HOT CARRIERS
IN SEMICONDUCTORS

V.A.Valov, V.A.Kozlov, L.S.Mazov,
I.M.Nefedov

Fundamental ideas of streaming - anisotropic distribution of hot carriers in semiconductors - for nonelastic optical phonon scattering are discussed. The conditions for the streaming, its basic parameters and manifestation in current-voltage characteristics in materials with different type of carrier - optical phonon interaction are considered. The results of numerical simulation and experimental investigations of the streaming in n - InSb, n - GaAs and p - Ge are reported. The effect of a longitudinal magnetic field on streaming and the possibility of dynamic NDC in n - InSb are discussed.

STREAMING DIFFERENTIAL
CONDUCTIVITY

A.Matulis, A.Chenis

The conditions for the dynamic NDC at frequencies close to the transit time resonance

determined by the time of carrier acceleration to the optical phonon energy are discussed. The influence of the carrier scattering and transverse magnetic field on the carrier bunching and NDC in a weak alternating field is considered. Non-linear treatment of the transit time resonance is given.

NEGATIVE DIFFERENTIAL CONDUCTIVITY AT THE TRANSIT TIME RESONANCE IN n - GaAs

E.V.Starikov, P.N.Shiktorov

The results of Monte-Carlo simulation of dynamic differential conductivity for streaming are reported. It is shown that in pure n - GaAs at helium temperatures the NDC near the transit time frequencies ω_E remains at $2 \cdot 10^{11} < \omega_E < 2 \cdot 10^{12}$.

NOISES AND DIFFUSION OF HOT CARRIERS IN p - Ge AND n - InSb AT DOMINATING OPTICAL PHONON SCATTERING

V.Bareikis, V.Viktoravichjus,
A.Gal'dikas, R.Miljushite

Noises of hot carriers in p - Ge and n - InSb at helium temperatures are investigated experimentally and numerically by the Monte-Carlo method. It is shown that under streaming conditions the cyclic motion of carriers in the momentum space leads to the resonance increase in the spectrum of longitudinal velocity fluctuations and diffusion coefficient. For transverse fluctuations resonance effects are not observed. Using the noise and electric conductivity measurements, the anisotropy of the distribution function of hot carriers is determined.

TRANSPORT PHENOMENA IN SYSTEMS WITH PRONOUNCED DYNAMICS IN CROSSED FIELDS

I.B.Levinson

This paper is a brief review of theoretical ideas and experimental findings on phenomena in hot electron systems with pronounced dynamics which seem to be most essential. Though usually the hot electron scattering is rather frequent and the dynamics of electron motion along the trajectories of electromagnetic fields is not important, the situation is different in the case of hot electron scattering by optical phonons. This was first noticed in 1966. In recent years the number of papers (both theoretical and experimental) in this field has considerably increased.

ELECTRIC CONDUCTIVITY IN n - GaAs AND n - InP IN CROSSED ELECTRIC AND MAGNETIC FIELDS AT $T = 77$ K

S.Kachyulis, I.Parshyalyunas,
G.Tamulaitis

The results of experimental investigations of galvanomagnetic effects of hot electrons in n - GaAs and n - InP using the integral microwave procedure and nanosecond pulses in electric fields both above and below the threshold field of the intervalley transfer are given. In pre-threshold fields negative magnetoresistance is discovered which is explained by the formation of anisotropic electron distributions and the appearance of two groups of electrons with different dynamics in crossed fields.

TWO GROUPS OF ELECTRONS
IN CROSSED FIELDS
FOR LOW-TEMPERATURE
OPTICAL SCATTERING

R.S.Brazis, E.V.Starikov,
P.N.Shiktorov

The distribution function and a number of transport phenomena of hot electrons in crossed electric and magnetic fields are analyzed. It is shown that the redistribution of electrons between the "spindle" and the transit-time regions can be accompanied by the appearance of a two-humped structure corresponding to two groups of electrons. In this case field dependences of the Hall factor and diffusion coefficient have their maxima in the field region, where the distribution changes. The numerical results obtained by the Monte-Carlo method in n - GaAs are compared to the analytical simulation based on the assumption that two distinct groups are present. Possible realization of different types of NDC is discussed.

KINETIC PROPERTIES OF ELECTRONS
IN CROSSED ALTERNATING ELECTRIC
AND CONSTANT MAGNETIC FIELDS
FOR LOW-TEMPERATURE
OPTICAL SCATTERING

P.N.Shiktorov

The bunching of hot electrons in the momentum space arising in non-elastic scattering by optical phonons in crossed alternating electric and constant magnetic fields is discussed. It is shown that the bunching is readily analyzed by a one-dimensional map of the electron position on the principal trajectory obtained in the alternating field period. The results of Monte-Carlo

simulation of the electron drift response in n - GaAs at 77 K show that the bunching and highly nonsinusoidal response in the harmonic field remain at large amplitudes of the alternating field and at moderate impurity concentration.

HOT CARRIER STREAMING AND CYCLOTRON RESONANCE IN A STRONG HIGH-FREQUENCY FIELD

V.A.Kozlov, L.S.Mazoy,
I.M.Nefedov

The behavior of hot carriers in semiconductors in a strong microwave field of circular polarization and constant magnetic field for non-elastic scattering by optical phonons is discussed. Model calculation of the cyclotron resonance line is performed taking into account the dynamics and carrier distribution under these conditions. Such calculations are compared with the Monte-Carlo simulation. Results of the simulation of hot holes in Ge at the cyclotron resonance of heavy holes are given. A considerable increase (by 30 - 60 times) in the fraction of light holes is observed.

**ГОРЯЧИЕ ЭЛЕКТРОНЫ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ:
СТРИМИНГ И АНИЗОТРОПНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
В СКРЕЩЕННЫХ ПОЛЯХ**

Сборник научных трудов

**Редакторы Н.А.Городецкая, Н.Н.Кралива
Техн. редактор А.И.Елисеева
Корректор И.С.Ипатова**

МЦ 17951 . Подписано к печати 15.06.83 г.
Формат 60x90 1/16. Бумага типографская №1.
Усл.печ.л. 12,1. Уч.-изд.л. 8,03. Тираж 500 экз.
Темплан 1983 г. Поз.2. Цена 1р.20к. Заказ №547.

Отпечатано на ротационной машине в Институте прикладной физики
АН СССР, 603600, г.Горький, ул.Ульянова, 46