

621.373.8
П-533



ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ МАЗЕРЫ НА ЦИКЛОТРОННОМ РЕЗОНАНСЕ



ГОРЬКИЙ 1986

**АКАДЕМИЯ НАУК СССР
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ**

**ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ
МАЗЕРЫ
НА ЦИКЛОТРОННОМ
РЕЗОНАНСЕ**

Сборник научных трудов

Горькой — 1986

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

УДК 621.315.592

В сборнике обсуждаются физические принципы и излучательные характеристики реализованных недавно мазеров коротковолновой части миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов электромагнитного спектра на циклотронном резонансе горячих носителей в германии. Он содержит статьи, посвященные разным типам таких мазеров, расчету и численному моделированию их характеристик, исследованию спектральных, временных и других особенностей их излучения.

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

Рецензенты: академик Ю.К.ПОЖЕЛА,
доктор физико-математических наук Л.Е.ВОРОБЬЕВ

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), В.И.ГАВРИЛЕНКО,
З.Ф.КРАСИЛЬНИК, Н.А.ГОРОДЕЦКАЯ (отв.секретарь)

© Институт прикладной физики АН СССР, 1986 г.

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	5
А.А.Андронов. Стимулированное циклотронное излучение в полупроводниках: 25 лет от идеи до реализации	7
Полупроводниковый мазер на циклотронном резонансе в параллельных электрическом и магнитном полях	
А.А.Андронов, В.И.Гавриленко, Е.П.Додин, З.Ф.Красильник, В.В.Никоноров, С.А.Павлов, М.М.Шварц. Физические принципы мазера на циклотронном резонансе дырок с отрицательными массами	26
Е.В.Стариков, П.Н.Шикторов. Численное моделирование отрицательной проводимости тяжелых дырок германия в $E \parallel H$ полях	73
А.М.Белянцев, В.И.Гавриленко, З.Ф.Красильник, Л.М.Кукин, В.В.Никоноров, С.А.Павлов, В.В.Паршин, Д.Г.Ревин. Спектральные исследования излучения мазера на дырках с отрицательными массами в германии	83
Полупроводниковые мазеры в скрещенных электрическом и магнитном полях	
Ю.Б.Васильев, Ю.Л.Иванов. Индуцированное субмиллиметровое излучение на переходах между уровнями Ландау легких дырок в германии	102
В.Н.Мурзин, С.А.Стоклицкий, А.П.Чеботарев, В.А.Чуенков. Генерация миллиметрового излучения горячими электронами в $n\text{-Ge}$ в сильных электрическом и магнитном полях.....	134
Литература	158

CONTENTS

Foreword.....	5
A.A.Andronov. Stimulated cyclotron emission in semiconductors: 25 years from idea to realization.....	7
Semiconductor Cyclotron Resonance Maser in E H Fields	
A.A.Andronov, V.I.Gavrilenko, E.P.Dodin, Z.F.Krasil'nik, V.V.Nikonorov, S.A.Pavlov, M.M.Schwartz. Physical principles of a maser using negative mass holes.....	26
E.V.Starikov, P.N.Shiktorov. Monte-Carlo simulation of heavy hole negative conductivity in germanium in E H fields.....	73
A.M.Belyantsev, V.I.Gavrilenko, Z.F.Krasil'nik, L.M.Kukin, V.V.Nikonorov, S.A.Pavlov, V.V.Parshin, D.G.Revin. Investigation of emission spectrum of a maser using negative mass holes in germanium.....	83
Semiconductor Masers in E H Fields	
Yu.B.Vasil'ev, Yu.L.Ivanov. Stimulated sub-millimeter wave emission due to light hole Landau transitions in germanium.....	102
V.N.Murzin, S.A.Stoklitsky, A.P.Chebotarev, V.A.Chuenkov. Generation of millimeter wave emission of hot electrons in n-Ge in strong electric and magnetic fields.....	134
References.....	158

ПРЕДИСЛОВИЕ

Полупроводниковые мазеры на циклотронном резонансе, впервые обсуждавшиеся более 25 лет назад, были созданы лишь в самое последнее время, в 1983-1984 годах. Создание таких мазеров, основанных на явлениях в системах горячих носителей в германии, важно прежде всего в принципиальном отношении, поскольку оно демонстрирует общие возможности усиления электромагнитных волн на циклотронном резонансе горячих носителей заряда в полупроводниках. Новые типы генераторов всегда открывают новые возможности для применений. В частности, полупроводниковые мазеры на циклотронном резонансе наряду с созданными приблизительно в то же время лазерами на горячих дырках в германии — это первые полупроводниковые генераторы электромагнитного излучения в коротковолновой области субмиллиметрового диапазона длин волн. Можно надеяться, что развитие работ по созданию и исследованию мазеров на циклотронном резонансе и других активных систем на горячих носителях в полупроводниках приведет к созданию полупроводниковых генераторов, способных перекрыть весь субмиллиметровый диапазон, труднодоступный традиционным приборам полупроводниковой электроники — СВЧ-диодам и лазерам.

В настоящем сборнике представлены статьи, посвященные истории исследований, направленных на осуществление полупроводниковых мазеров на циклотронном резонансе, статьи по физическим принципам, расчету и излучательным характеристикам таких мазеров. Статьи написаны представителями ИПФ АН СССР, ФИ АН СССР, ФТИ АН СССР и ИПФ АН ЛитССР, принимавшими самое непосредственное участие в предложении, создании и исследовании таких мазеров.

Общий для всех статей список литературы, представляющий весьма полную библиографию работ по этой тематике, помещен в конце сборника. Материал книги дает, на наш взгляд, свежую, широкую и достаточно полную картину этой развивающейся области физики полупроводников и полупроводниковой электроники. Надеемся, что сборник будет полезен как физикам, так и тем, кто занимается разработкой полупроводниковых приборов, и привлечет внимание и новые силы к таким исследованиям.

СТИМУЛИРОВАННОЕ
ЦИКЛОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ:
25 ЛЕТ ОТ ИДЕИ ДО РЕАЛИЗАЦИИ

А.А.Андронов

1. ВВЕДЕНИЕ

Мысль о возможности усиления электромагнитных колебаний на циклотронном резонансе (ЦР) и мазеров на ЦР (МЦР), т.е. усиления и генерации на частотах ω , близких к циклотронной частоте ω_c

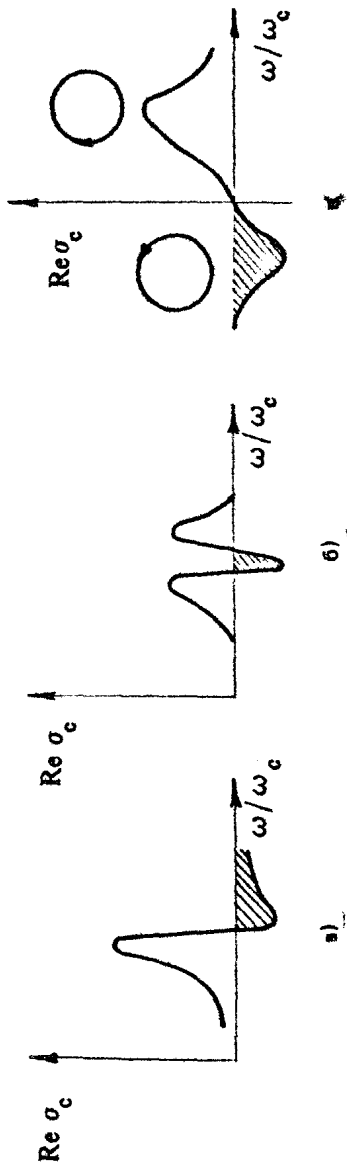
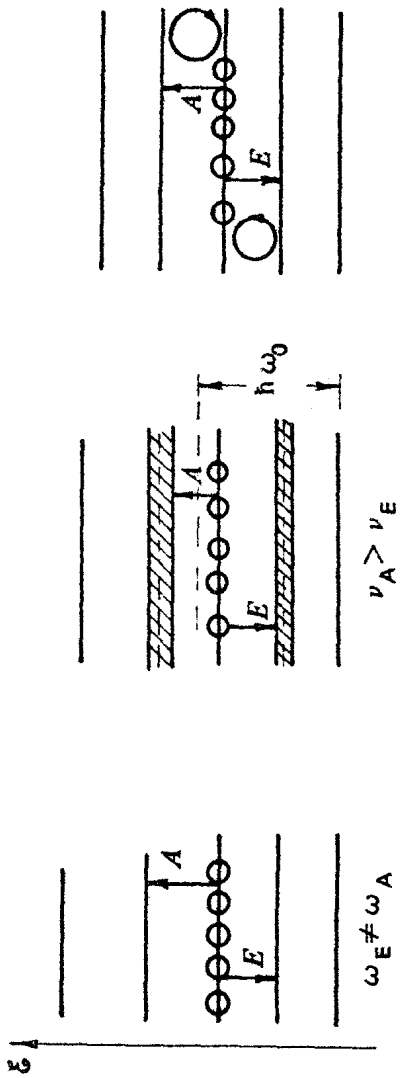
$$\omega \approx \omega_c = eH / m_0 c, \quad (1)$$

где e – заряд, m_0 – масса электрона, c – скорость света, H – магнитное поле, возникла в конце 50-х годов. В это время было исследовано усиление электромагнитных волн на ЦР электронов в плазме [130, 56] и в вакуумной электронике [40, 128, 124]. С другой стороны, к этому времени метод ЦР уже стал стандартным методом исследования эффективных масс и зонной структуры полупроводников [88, 94], и поэтому естественно, что приблизительно тогда же возникла и идея о возможности полупроводникового МЦР. А именно: Лэкс в докладе на первой конференции по квантовой электронике в Нью-Йорке в 1959 г. [117], анализируя раннее предположение Тагера и Гладуна [76] о параметрическом взаимодействии на свободных носителях заряда в полупроводниках, отметил, что параметрические эффекты и усиление на ЦР возможны только при наличии нелинейности в динамике носителей, приводящей к неэквидистантности уровней Ландау, и указал, что сильная неэквидистантность возникает для уровней Ландау в вырож-

денной валентной зоне. Неэквидистантность приводит к дискриминации переходов вверх и вниз с заполненного уровня и к возможности усиления на ЦР (рис.1,а). Несколько позже Вольф [132] (см. также [54]) указал, что при сильной связи носителей с оптическими фононами при низкой температуре полупроводника T_0 ($\hbar\omega_0 \gg kT_0$, $\hbar\omega_0$ – энергия оптического фонона) пороговый характер взаимодействия носителей с оптическими фононами также приводит к дискриминации переходов вверх и вниз с заполненного уровня (рис.1,б). Дело в том, что при $kT_0 \ll \hbar\omega_0$ фактически имеется лишь спонтанное излучение оптических фононов, которое возникает в силу закона сохранения энергии при излучении оптических фононов $\xi = \xi' + \hbar\omega_0$ лишь при энергии носителей $\xi > \hbar\omega_0$; поэтому ширина уровней Ландау с $\xi > \hbar\omega_0$ и $\xi < \hbar\omega_0$ существенно различается. Малость эффективной массы m^* в полупроводниках, которая и определяет здесь частоту ЦР $\omega_c = \frac{eH}{m^*c}$, давала надежду продвинуться здесь в доступных магнитных полях глубоко в субмиллиметровый диапазон.

С другой стороны, в конце 50-х годов в работах Кремера [111, 112] появилась идея НЕМАГа (NEMAG-NEGATIVE EFFECTIVE MASS AMPLIFIER AND GENERATOR) – усилителя и генератора на отрицательных массах дырок гофрированных зон типа зоны тяжелых дырок Γ_6 в электрическом поле, которая была, можно сказать, первым реальным предложением по созданию инвертированного распределения “горячих” носителей в полупроводниках. Вскоре Дусманис [89] отметил, что эффекты отрицательных масс естественно исследовать на ЦР, и была сделана попытка [92, 93] наблюдать ЦР на дырках с отрицательной массой. Кремер [113] подчеркнул, что НЕМАГ на ЦР – самый перспективный вариант НЕМАГа.

При сложном законе дисперсии в полупроводниках возможна также дискриминация переходов вверх и вниз с заполненного уровня, вызванная различием в поляризационных характеристиках излучения при переходах [38]. Предельным случаем такой дискриминации является ситуация, когда переходы вверх идут при одной круговой поляризации, а переходы вниз – при другой (рис.1,в). Такой случай имеет место в НЕМАГе на ЦР, где инвертированные дырки с отрицательными циклотронными массами (ОЦМ) имеют ЦР при



Р и с. 1. Схема уровней Ландау, проводимости на ЦР и эффектов, которые могут обеспечить превалирование переходов вниз (\downarrow) над переходами вверх (\uparrow) с ненулевого заполненного уровня: неэквидистантность уровней (а); различие в их ширинах (б); различие в поляризационных характеристиках переходов (в)

"электронной" круговой поляризации электромагнитной волны, слабо взаимодействующей с дырками с положительной массой [14].

Хотя идеи вакуумных и полупроводниковых МЦР появились одновременно, дальнейшее развитие работ пошло совершенно разными путями. Исследования и разработка вакуумных МЦР стали интенсивно развиваться благодаря работам А.В.Гапонова с сотрудниками [41,97], в результате были созданы г и р о т р о н ы, которые вскоре превратились в простые и мощные источники миллиметрового излучения [97]. С другой стороны, исследования возможности создания полупроводниковых МЦР в начале 60-х годов были фактически прекращены. Как нам представляется, это было связано с тем, что в то время казалось очень трудным (если не сказать невозможным) создать инверсию населенностей уровней Ландау носителей заряда в полупроводниках (которая является н е о б х о д и м ы м условием для возникновения индуцированного излучения на ЦР), поскольку процессы релаксации носителей препятствуют образованию инвертированных распределений как при оптическом возбуждении полупроводников, так и при их возбуждении постоянным электрическим полем.

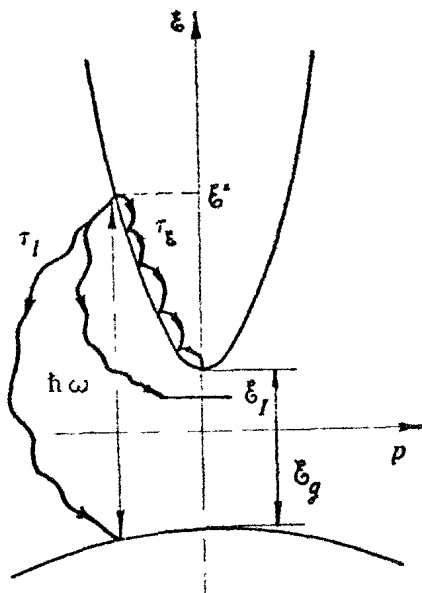
При стационарном оптическом возбуждении полупроводника (например, при межзонном поглощении излучения с энергией кванта $\hbar\omega > \mathcal{E}_g$ (рис.2)) электроны, появившиеся в зоне проводимости с энергией $\mathcal{E} = \mathcal{E}^*$, будут локализованы около $\mathcal{E} = \mathcal{E}^*$ (и, следовательно, будут иметь инвертированную функцию распределения $f_0(\mathcal{E})$, т.е. область энергий, где $\frac{\partial f_0}{\partial \mathcal{E}} > 0$), если время жизни электронов в зоне проводимости τ_e мало:

$$\tau_e < \tau_g, \quad (2)$$

τ_g — время релаксации энергии электронов. К сожалению, это условие практически трудно выполнить прежде всего потому, что межзонная рекомбинация — обычно медленный процесс, а захват на примесные уровни (как правило, определя-

^{*)} Фактически во всех упомянутых предложениях [117,111, 132] речь шла о возбуждении объема полупроводников. Инверсия населенностей носителей при инжекции с потенциального барьера в полупроводниках [59] стала реальной лишь в последнее время, после создания гетеропереходов, и только еще начинает детально обсуждаться [101,119].

Р и с. 2. Схема зонной структуры полупроводников, оптического возбуждения неравновесных электронов в зоне проводимости и процессов релаксации неравновесных электронов; ξ_I - уровень примеси, ξ_g - ширина запрещенной зоны, $\hbar\omega$ - энергия кванта оптического возбуждения, p - импульс носителей



ющий время жизни) обычно является каскадным (см., например, [1]). В результате электроны сначала релаксируют ко дну зоны, а затем захватываются на примесь через ее возбужденные состояния, так что условие (2) никогда не может быть выполнено (ср. [73])^{*)}. Ряд экспериментов по осцилляциям фотопроводимости, возникающим при изменении длины волны оптического возбуждения, интерпретировался (см. [79]) как доказывающий возникновение инверсии в распределении фотоносителей, и были проведены расчеты проводимости фотоэлектронов на ЦР в p -InSb [19], исходя из предположения, что условие (2) выполнено. Однако последующие экспериментальные исследования [20] и развитие представлений о захвате [1] показали отсут-

^{*)} В недавних теоретических и экспериментальных работах [43,45] показано, что при захвате неравновесных носителей на нейтральные примеси с образованием $\Delta^-(A^+)$ центров (аналогичных отрицательному иону атома водорода) каскадный характер захвата нарушается и может возникнуть инверсия в распределении носителей при оптическом возбуждении.

вие инверсии фотоэлектронов и связали осцилляции фотопроводимости с осцилляциями "хвоста" распределения^{*)}.

При приложении к полупроводнику электрического поля E носители становятся горячими, их средняя энергия $\bar{\mathcal{E}}$ становится больше средней энергии при $E = 0$, и вид их функции распределения перестает быть равновесным. Однако в типичных условиях, когда рассеяние носителей на фонах и примесях является квазиупругим, устанавливается такое значение $\bar{\mathcal{E}}$, что энергия $\Delta\mathcal{E} = eEl$, набираемая носителем в электрическом поле на длине свободного пробега l , мала:

$$\Delta\mathcal{E} = eEl \ll \bar{\mathcal{E}}. \quad (3)$$

В результате функция распределения f_0 оказывается почти изотропной и имеет вид распределения типа Дрювестейна, которое спадает с увеличением энергии (см., например, [44]).

Таким образом, в простейших (и, в общем-то, типичных) ситуациях инверсия в распределении носителей отсутствует как при оптическом, так и при полевом возбуждении полупроводников. Эти представления, по-видимому, и сдерживали развитие исследований по полупроводниковым МЦР. Правда, надо сказать, что в HEMAGe с самого начала имелся в виду случай неупругого рассеяния, для которого проведенные рассуждения об отсутствии инверсии неоправданы. Однако в то время (начало 60-х годов) ясного представления о характере распределений горячих носителей в таких условиях не было, и на этот случай, по-видимому, были перенесены выводы, сделанные для квазиупругого рассеяния (ср. [22,104]).

Интерес к полупроводниковым МЦР снова возник в 70-х годах после того, как было осознано [95,121,83] (см. также [84]), что в полупроводниках сами процессы рассеяния носителей могут быть использованы для создания инвертированных распределений. Было указано [83,17,3] на ряд новых возможностей для создания полупроводниковых МЦР были развиты методы численного моделирования горячих носителей в полупроводниках (см., например, [106]) и методы экспериментального исследования ЦР неравновесных носителей (см., например, [38,39,98,99,123]), был переосмыслен

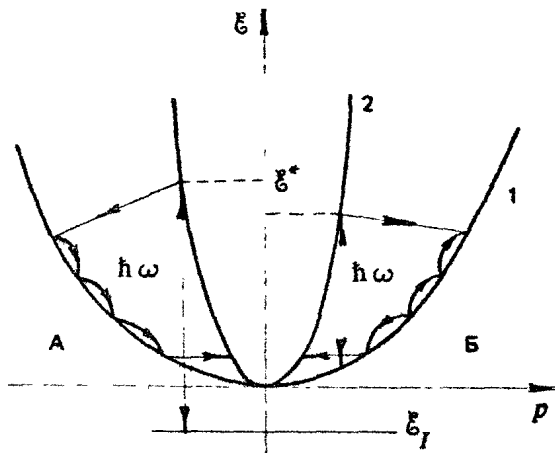
^{*)} Благодаря особенностям процессов релаксации "хвост" распределения фотоносителей, занимающих один уровень Ландау, может иметь инверсию [51].

и рассчитан НЕМАГ на ЦР [14], что в конце концов и привело к созданию полупроводниковых МЦР.

Ниже будет дано очень краткое обсуждение различных возможностей для создания инверсии по уровням Ландау и усиления на ЦР носителей в полупроводниках.

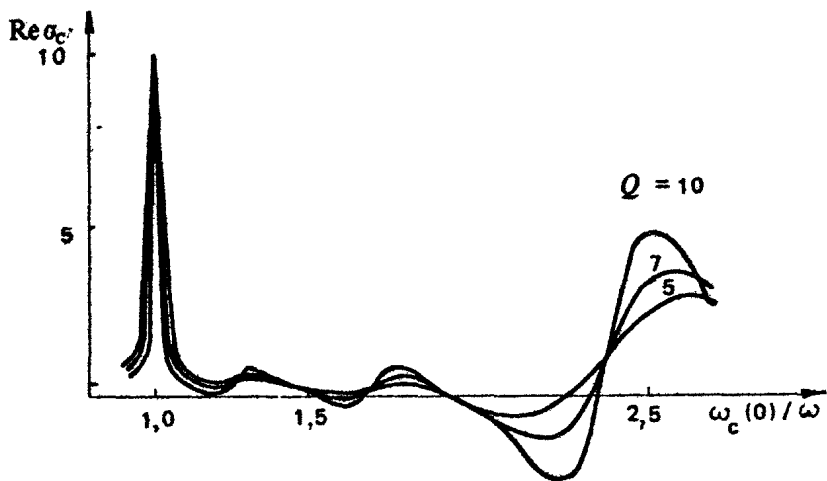
2. ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ НА ЦИКЛОТРОННОМ РЕЗОНАНСЕ ПРИ ОПТИЧЕСКОМ ВОЗБУЖДЕНИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ ρ -ТИПА

В работах [83] впервые был указан прозрачный и простой механизм возникновения инверсии в распределении свободных носителей заряда при оптическом возбуждении полупроводников. А именно: при воздействии на полупроводники ρ -типа, валентная зона которых вырождена при $\vec{p} = 0$ (\vec{p} - импульс дырок) и состоит (рис.3) из подзон тяжелых (1)

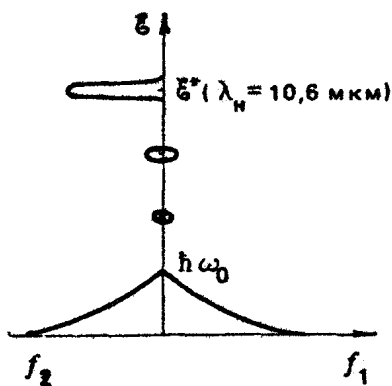


Р и с. 3. Схема валентной зоны с подзонами тяжелых (1) и легких (2) дырок, оптических переходов (А,Б) и процессов релаксации дырок

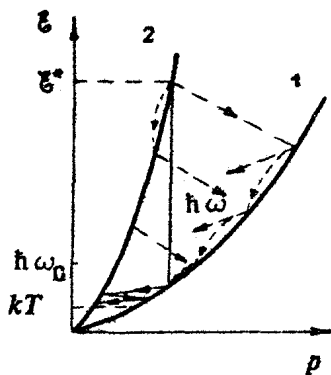
и легких (2) дырок, оптическим излучением при переходах "примесь - легкие дырки" или "тяжелые дырки - легкие дырки" в подзоне легких дырок может возникнуть инвертированное распределение. Инверсия возникает благодаря фун-



a)



б)



в)

Р и с. 4. Спектр ЦР легких дырок (а) и схемы функций распределений дырок (б) и оптического возбуждения валентной зоны излучением CO_2 -лазера ($\lambda = 10,6$ мкм)(в); Q - значение добротности ЦР легких дырок при $\xi = \xi^*$

даментальной особенности процессов рассеяния носителей на фонах: частота рассеяния пропорциональна плотности конечных состояний. Поэтому частота перехода ν_{21} легкой дырки в подзону тяжелых дырок существенно больше частоты перехода внутри подзоны легких дырок ν_{22} :

$$\frac{\nu_{22}}{\nu_{21}} \approx \left(\frac{m_2}{m_1} \right)^{3/2} \ll 1 \quad (4)$$

Это отношение пропорционально отношению плотности состояний, так как константы взаимодействия для обоих типов рассеяний близки. Поэтому при оптическом возбуждении указанного типа появившиеся при возбуждении легкие дырки быстро переходят в подзону тяжелых дырок и релаксируют по этой подзоне. Это приводит к пику в распределении легких дырок при $\mathcal{E} = \mathcal{E}^*$ (см. рис.3), что и означает наличие инверсии в распределении легких дырок f_2 , так как здесь имеется область энергий, где $df_2/d\mathcal{E} > 0$

При помещении такой системы в магнитное поле может возникнуть отрицательная проводимость на ЦР. При расчете проводимости надо иметь в виду, что в полупроводниках, как правило, выполнено условие

$$l \ll \lambda, \quad (5)$$

здесь l - длина свободного пробега, λ - длина волны электромагнитного излучения. В этом случае доплеровское уширение линии ЦР является несущественным и ширина линии ЦР определяется частотой рассеяния ν и зависимостью циклотронной частоты от энергии носителей (неоднородное уширение). Поэтому при расчете проводимости σ_c на ЦР можно считать переменное электрическое поле \vec{E}_c пространственно однородным. Кроме того, поскольку практически во всех обсуждаемых ниже случаях $\mathcal{E} \gg \hbar\omega_c$, то можно воспользоваться классическим расчетом в рамках линеаризованного уравнения, учтя рассеяние носителей в τ -приближении (см. [28,38]). Для носителей, вращающихся по круговым траекториям в переменном поле круговой поляризации $\vec{E}_c \perp \vec{H}$, нетрудно получить

$$\text{Re } \sigma_c = -\pi e^2 \int p_x dp_x dp_y dp_z v_x \frac{df_0}{dp_x} \frac{\nu}{\nu^2 + (\omega - \omega_c)^2}.$$

$$= -\pi e^2 \int p_x d p_x d p_z \left(\frac{\partial f_0}{\partial \mathcal{E}} \right)_{p_x} \cdot \frac{v}{v^2 + (\omega - \omega_c)^2} \cdot v_x^2. \quad (6)$$

В этом выражении $f_0 = f_0(p_x, p_z)$ — стационарная функция распределения, $v_x = \partial \mathcal{E} / \partial p_x$ — скорость носителя, $\mathcal{E} = \mathcal{E}(p_x, p_z)$ — его энергия, $\omega_c = \omega_c(p_x, p_z) = eH/m_c c$, $m_c = (v_x/p_x)^{-1}$ — циклотронная масса; предполагается, что $\vec{H} \parallel \vec{x}_0$, $\vec{p}_1 \perp \vec{H}$, $p_x = |\vec{p}_1|$. Из этого выражения следует, что для возникновения $\text{Re} \epsilon_c < 0$ необходимо выполнение двух условий: наличие инверсии в распределении (т.е. областей с $(\partial f_0 / \partial \mathcal{E})_{p_x} > 0$) и достаточно большие значения производных $(\partial \omega / \partial \mathcal{E})_{p_x}$ или $(\partial v / \partial \mathcal{E})_{p_x}$ (см. [19, 128, 38]). Последние два условия соответствуют механизмам Лэкса и Вольфа усиления на ЦР. При $v \rightarrow 0$ проводимость $\text{Re} \epsilon_c$ определяется значением $(\partial f_0 / \partial \mathcal{E})_{p_x}$ при тех (p_x, p_z) , для которых $\omega = \omega_c(p_x, p_z)$.

На рис.4 дан расчет [84] линии ЦР дырок Ge при воздействии на p - Ge излучением $[\text{CO}_2]$ -лазера с длиной волны $\lambda = 10,6$ мкм при $T_0 = 77$ К. Излучение лазера поглощается за счет межзонных переходов дырок. Легкие дырки при таком возбуждении появляются с энергией $\mathcal{E} = \mathcal{E}^* \approx 4 \hbar \omega_0$, $\hbar \omega_0$ — энергия оптического фонона. В этом случае в не слишком сильно легированных образцах основной процесс рассеяния дырок — спонтанное излучение оптических фононов, приводящее к уменьшению энергии дырок в каждом акте рассеяния на $\hbar \omega_0$. В результате в функции распределения легких f_2 и тяжелых f_1 дырок при стационарном оптическом возбуждении таким лазером возникают пики при значениях энергии $\mathcal{E} = \mathcal{E}^* - n \hbar \omega_0$, $n = 1, 2, 3 \dots$, как схематически показано на рис.4. Каждый из этих пиков (вместе с главной группой легких дырок в области малых энергий) дает свой вклад в линию ЦР, так как циклотронные частоты легких дырок сильно отличаются для этих групп из-за сильной непараболичности подзоны легких дырок. Расчет линии ЦР, представленный на рис.4, выполнен в рамках выражения (6) с учетом зависимости $\mathcal{E}(\vec{p})$ и процессов рассеяния легких дырок в Ge и относится к случаю интенсивного оптического возбуждения излучением $[\text{CO}_2]$ -лазера с потоком мощности $P = 4$ МВт/см², когда доля легких дырок при $\mathcal{E} = \mathcal{E}^*$ составляет $\approx 10\%$ от полного числа дырок. Значение добротности $Q = 5$ близко к пороговому значению Q , при котором значение $\text{Re} \epsilon_c < 0$ превышает нерезонансные потери

(которые можно оценить по поглощению на межподзонных переходах). Значение $Q \approx 5$ соответствует для $\beta_e H \approx 80$ кГс. Значения $\rho \approx 4$ МВт/см² и $H \approx 80$ кГс - достаточно экстремальные цифры. По этой причине, видимо, до сих пор и не было предпринято экспериментальных попыток по обнаружению $\text{Re}\epsilon_c < 0$ в подобных условиях. Значения параметров, необходимых для получения $\text{Re}\epsilon_c < 0$ при межзонном оптическом возбуждении более длинноволновым оптическим излучением, см в [84].

3. ИНВЕРСИЯ НАСЕЛЕННОСТЕЙ УРОВНЕЙ ЛАНДАУ И МЦР В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ ПРИ НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ НОСИТЕЛЕЙ НА ОПТИЧЕСКИХ ФОНОНАХ

Неупругое рассеяние носителей на оптических фононах имеет место в умеренно легированных полупроводниках в материалах с сильной связью носителей с оптическими фононами при низких температурах. В таких материалах частота рассеяния носителей может в простейшем случае быть представлена в виде

$$\nu = \nu_n + \nu_{op}, \quad \nu_n = \nu_{AP} + \nu_{IMP},$$

$$\nu_{op} = \nu_A \left\{ N_q \sqrt{\frac{\xi + \hbar\omega_0}{\hbar\omega_0}} + (N_q + 1) \sqrt{\frac{\xi - \hbar\omega_0}{\hbar\omega_0}} \right\}. \quad (7)$$

Здесь ν_{op} - частота рассеяния на оптических фононах, а ν_{IMP} и ν_{AP} - частоты рассеяния на примесях и акустических фононах, ν_A - характерная частота рассеяния на оптических фононах, $N_q = [\text{erf}(\hbar\omega_0/kT_0) - 1]^{-1}$ - "число" оптических фононов.

Если $\nu_n \ll \nu_A$, а $kT_0 \ll \hbar\omega_0$, так что $N_q \ll 1$, то при $\xi < \hbar\omega_0$ $\nu \approx \nu_n$, а при $\xi > \hbar\omega_0$ частота рассеяния быстро возрастает. При разогреве носителей в полупроводниках функция распределения в импульсном пространстве формируется как свободным движением (ускорением), изменяющим импульс \vec{p} в соответствии с уравнением Ньютона

$$\dot{\vec{p}} = e \left\{ \vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{v} \vec{H}] \right\}, \quad (8)$$

так и процессами рассеяния, приводящими к "перескокам"

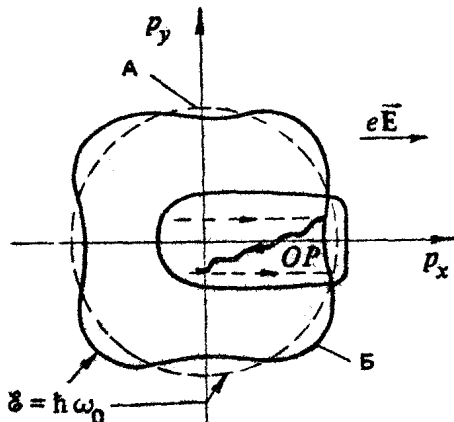
носителей из состояния с импульсом \vec{p} в состояние с импульсом \vec{p}' в соответствии с вероятностями рассеяния.

Кинетическое уравнение Больцмана является, очевидно, общим методом описания кинетических эффектов в системе горячих носителей в полупроводниках. Мы не будем здесь обсуждать решение уравнения Больцмана, а ограничимся описанием распределений и процессов, определяющих их формирование. Это позволит также продемонстрировать, что основой представлений об инверсии горячих носителей являются достаточно простые соображения.

Если для указанного выше случая носителей с сильной связью с оптическими фононами электрическое поле E , разогревающее носители, удовлетворяет условию

$$v_n \ll \frac{eE}{p_0} \ll v_A, \quad (9)$$

$p_0 = \sqrt{2m^*\hbar\omega_0}$ — импульс носителя при $\xi = \hbar\omega_0$, то возникает стриминг [125,115,49] — вытянутое вдоль электрического поля в пространстве импульсов распределение (рис.5). При стриминге носители, не успевая рассеяться на примесях или акустических фононах при $\xi < \hbar\omega_0$ (в пассивной области),



Р и с. 5. Схема процессов движения в электрическом поле (пунктир), перескоков при излучении оптического фонона OP (волнистые линии) и функций распределения носителей при стриминге в изотропной (А) и гофрированной (Б) зонах

движутся под действием электрического поля и достигают $\mathcal{E} = \hbar\omega_0$. В активной области (при $\mathcal{E} > \hbar\omega_0$) они быстро излучают оптический фотон и возвращаются в пассивную область, потеряв энергию $\hbar\omega_0$. Возникающее распределение существенно отличается от почти изотропного распределения типа Дривестейна при квазиупругом рассеянии.

При стриминге носителей, изоэнергетические поверхности $\mathcal{E} = \mathcal{E}(\vec{p})$ которых гофрированы в пространстве импульсов и содержат области отрицательных поперечных масс m_{\perp} , где

$$\left(\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial p_x} \frac{1}{p_x} \right)_{p_x} = \frac{1}{m_{\perp}} < 0, \quad (10)$$

можно достичь инверсии в распределении носителей, если локализовать стриминг в области отрицательных масс (рис.5). Действительно, в этом случае при удалении от оси стриминга будут спадать и функция распределения и энергия, т.е. функция распределения будет инвертированной в направлении, перпендикулярном к электрическому полю [14]. Гофрированными изоэнергетическими поверхностями обладают подзоны тяжелых дырок большинства полупроводников, включая германий, где области отрицательных поперечных масс имеются, например, вблизи осей типа $[001]$. Если при стриминге дырок гофрированной зоны вдоль направлений типа $[001]$ приложить магнитное поле $\vec{H} \parallel \vec{E}$, то поперечная инверсия превратится в инверсию по уровням Ландау, которая реализуется в МЦР на дырках с отрицательными массами (НМАГе на ЦР), обсуждаемом ниже.

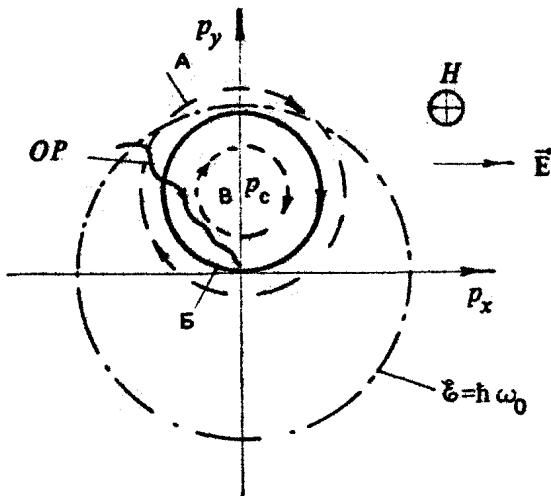
Если при стриминге носителей приложить магнитное поле $\vec{H} \perp \vec{E}$, то может произойти кардинальное изменение в распределении носителей, на что впервые было обращено внимание в работах Восилюса и Левинсона [35,36]. В этом случае носители между рассеяниями будут двигаться по окружностям вида

$$p_x^2 + (p_y - p_c)^2 = \text{const}, \quad p_z = \text{const}, \\ p_c = m^* c \frac{E}{H} = m^* v_{gp}. \quad (11)$$

с центром при $\vec{p} = \{0, p_c, p_z\}$, соответствующем скорости дрейфа $v_{gp} = cE/H$ в скрещенных полях. Здесь $\vec{H} \parallel \vec{z}_0, \vec{E} \parallel \vec{x}_0$. Эти окружности определяют также уровни Ландау носителей в скрещенных полях, так как в квазиклассике квантуется площадь S , охватываемая траекторией в поперечном сечении:

$$S = \frac{2\pi e \hbar H}{r} \left(n + \frac{1}{2} \right), \quad n = 1, 2, 3 \dots \quad (12)$$

Так как при выполнении условия (9) носители после излучения оптического фона появляются в пассивной области при $\mathcal{E} \approx 0$ ($\rho \approx 0$), то наиболее заселенной оказывается траектория, проходящая через $\rho \approx 0$ [35,36]. Если $\rho_c \ll \rho_0/2$, то такая траектория - главная траектория [35,36] - полностью расположена в пассивной области и ее преимущественное заселение соответствует инверсии по уровням Ландау, так как траектории вблизи центра ρ_c , соответствующие более низким уровням Ландау, заселены слабее, чем главная траектория [3,17] (рис.6). С другой стороны, траек-



Р и с. 6. Схема формирования инверсии в распределении по уровням Ландау и отрицательной проводимости на ЦР за счет локализации носителей на "главной" траектории (Б); показаны траектории, соответствующие более высоким (А) и более низким (В) уровням Ландау

тории, соответствующие номерам уровней Ландау, большим, чем номера уровней на главной траектории, уже заходят в активную область (рис.6). Такие уровни уширены, следовательно, сильнее. Таким образом, здесь имеется дискриминация переходов вверх и вниз с заполненных уровней по типу той, которую обсуждал Вольф [132], и возможна отрица-

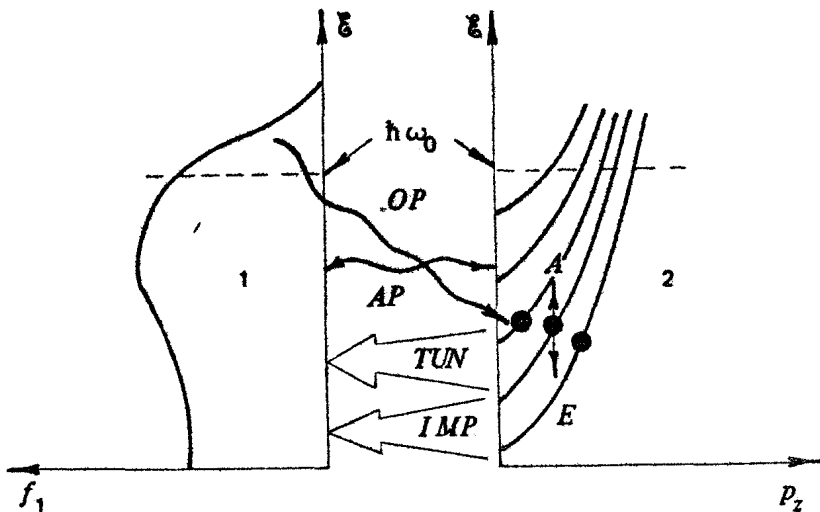
тельная проводимость на ЦР [3,17]. Правда, как показывают результаты численного моделирования [114], в простой параболической зоне инверсия слабая и $\text{Re}\epsilon_c < 0$ получить трудно. По-видимому, более благоприятная ситуация возникает, если еще имеется слабое поле $\vec{E}_z \parallel \vec{H}$ [3].

Именно в подобных условиях в работе [81] наблюдалось стимулированное излучение горячих электронов в Ge в скрещенных \vec{E} , \vec{H} полях, которое авторы связывают со стимулированным циклотронным излучением. Существование нескольких электронных долин в Ge , их эллипсоидальность и возможное наличие \vec{E}_z , видимо, облегчают условия для возникновения $\text{Re}\epsilon_c < 0$. Правда, все это пока предположения: сколько-нибудь полного объяснения результатов, полученных в [81], пока нет.

Очень интересная ситуация возникает в скрещенных полях в полупроводниках p -типа с вырожденными подзонами легких и тяжелых дырок. Здесь при

$$v_{02} = \sqrt{\frac{2\hbar\omega_0}{m_2}} > v_{gr} = c \frac{E}{H} > v_{01} = \sqrt{\frac{2\hbar\omega_0}{m_1}} \quad (13)$$

замкнутые траектории при $\epsilon < \hbar\omega_0$ (скажем, замкнутая главная траектория) имеются лишь в подзоне легких дырок [34] и в этой подзоне может реализоваться ситуация, изображаемая на рис.5, приводящая к инверсии по уровням Ландау легких дырок. Правда, реально, как показывают экспериментальные исследования ЦР горячих дырок в Ge [38,39], значительной локализации легких дырок на главной траектории достичь трудно, и реализация $\text{Re}\epsilon_c < 0$ за счет такого процесса вряд ли возможна (по крайней мере, в Ge). В то же время именно в подобных условиях в работах [57] наблюдалось стимулированное субмиллиметровое ($\lambda \approx 200 - 350$ мкм) циклотронное излучение легких дырок Ge . Возможное объяснение этого излучения основано на том, что при условии (12) имеется и другой механизм возникновения инверсии по уровням Ландау легких дырок, основанный на оттоке легких дырок из области малых энергий и нижних уровней Ландау при $p_z \approx 0$ ($\vec{H} \parallel \vec{z}_0$) за счет межподзонного рассеяния на примесях [62]. Неэквидистантность уровней Ландау легких дырок в скрещенных полях, вызванная гофрировкой и непараболическостью подзоны, а также эффектами, связанными со снятием вырождения подзон в маг-



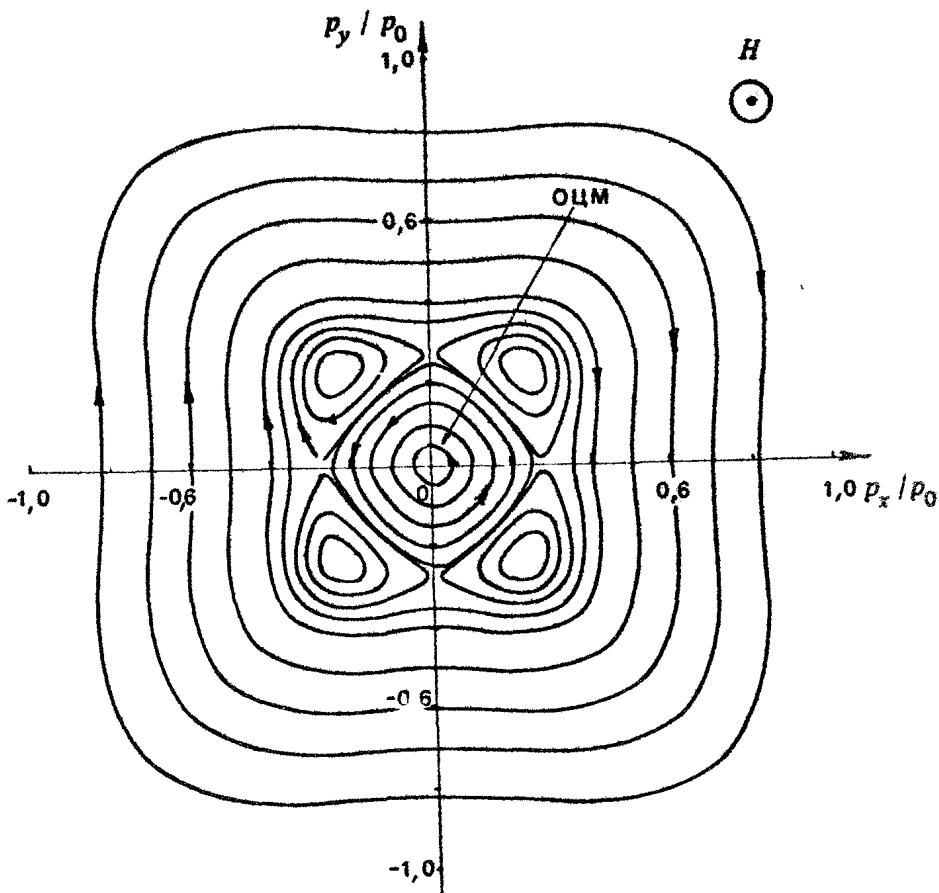
Р и с. 7. Схема формирования инверсии по уровням Ландау легких дырок за счет примесного рассеяния (IMP) или межподзонаго туннелирования (TUN). Показаны функция распределения тяжелых дырок f_1 (1), схема уровней Ландау легких дырок и их заселения (2)

нитном поле [120], на которые указывал Лэкс [117], может дискриминировать переходы вверх и вниз с заполненных уровней и приводить к $\text{Re}\epsilon_c < 0$. Возможно также, что определенную роль в формировании инверсии играет и квантово-механическое туннелирование между подзонами за счет влияния электрического поля [46,47]. Конечно, пока это только предположительная схема (рис.7) возникновения $\text{Re}\epsilon_c < 0$ на ЦР легких дырок в скрещенных полях, так как детальные расчеты проводимости здесь отсутствуют.

4. СТИМУЛИРОВАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НА ЦИКЛОТРОННОМ РЕЗОНАНСЕ ГОРЯЧИХ ДЫРОК ГЕРМАНИЯ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМИ МАССАМИ (НЕМАГ НА ЦР)

НЕМАГ на ЦР – наиболее детально исследованный и понятый полупроводниковый МЦР в настоящее время. Опишем очень кратко физические принципы такого МЦР.

При стриминге дырок гофрированной зоны в области отрицательных масс может возникнуть инверсия по уровням



Р и с. 8. Траектории тяжелых дырок Γ_6 в магнитном поле $\vec{H} \parallel [001]$ при $p_z \neq 0$; показана область ОЦМ

Ландау в магнитном поле $\vec{H} \parallel \vec{E}$. Траектории движения тяжелых дырок Γ_6 с таким законом дисперсии в поперечной плоскости (p_x, p_y) в магнитном поле $\vec{H} \parallel [001]$ при $p_z \neq 0$ изображены на рис.8. Видны три типа траекторий дырок, разделенных сепаратрисами, причем на траекториях (в центральной области) дырки вращаются в "электронном" направлении. Это и есть дырки с отрицательной циклотронной массой: для дырок на этих траекториях производная

$$\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial S} = \frac{\omega_c c}{2\pi e H} = \frac{1}{2\pi m_c} < 0. \quad (14)$$

Здесь $\xi = \xi(S, \rho_x)$ - энергия на траектории, S - площадь, охватываемая траекторией, m_c - циклотронная масса. Другими словами, увеличение площади S в области ОЦМ приводит к падению энергии дырок. Поэтому локализация распределения дырок вблизи центра траекторий дырок с ОЦМ приводит к инверсии в распределении дырок в поперечном направлении z , в силу условия квантования (12), к инверсии по уровням Ландау дырок. Как уже отмечалось, такая локализация может быть достигнута при стриминге дырок. Правда, для $\vec{H} \parallel \vec{E} \parallel [001]$ ситуация при стриминге оказывается более сложной, чем для $\vec{H} = 0$, поскольку дырки, двигаясь вдоль ρ_x в электрическом поле при $\xi < \hbar\omega_0$, совершают еще циклотронное вращение по траекториям в поперечной (ρ_x, ρ_y) плоскости. Тем не менее, как показывают результаты численного моделирования [15], дырки в области ОЦМ оказываются инвертированными (т.е. для них $(\partial f_0 / \partial \xi)_{\rho_x} > 0$), причем максимум $\partial f_0 / \partial \xi > 0$ приходится на значение циклотронной частоты с циклотронной массой $m_c \approx -0,5 m_0$. На эту частоту и должно приходиться максимальное значение отрицательной поперечной проводимости дырок в переменном поле $\vec{E}_\perp \perp \vec{H}$ круговой поляризации с "электронным" направлением вращения, резонансом лишь с инвертированными дырками с ОЦМ, поскольку, как следует из обсуждения выражения (6), $\text{Re} \sigma_c$ определяется значением $(\partial f_0 / \partial \xi)_{\rho_x}$ для тех энергий, для которых $\omega = \omega_c$. Это значение m_c дают и приближенные аналитические расчеты на основе выражения (6) с $\nu \rightarrow 0$ [14,7], которые приводят к виду линии ЦР, схематически показанной на рис.1,в. В таких условиях и было реализовано индуцированное циклотронное излучение дырок с ОЦМ, полностью подтвердившее изложенные представления (см. [7] и статьи в настоящем сборнике),

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Реализация полупроводникового МЦР, дополняя "зоопарк" МЦР вакуумной электроники [41,97] и космической физики (см., например, [25]), представляется важной прежде всего в принципиальном отношении; она демонстрирует единство науки вообще и общность циклотронных явлений в си-

стемах заряженных частиц в частности; показывает плодотворность традиционного радиофизического подхода, состоящего в выявлении и исследовании аналогичных явлений в разных областях физики. В прикладном плане достаточно очевидно, что развитие исследований и разработок по полупроводниковому МЦР должно привести к появлению простых и удобных (правда, криогенных и, по-видимому, лишь импульсных) источников излучения в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах, представляющих интерес для спектроскопии и измерительной техники. Наконец, следует подчеркнуть, что исследования возможности осуществления полупроводникового МЦР привели к пониманию общих путей достижения инвертированных распределений носителей заряда в полупроводниках. Такие распределения могут быть использованы для получения стимулированного излучения и в других случаях на других (не циклотронных) резонансных частотах носителей в полупроводниках. В частности, на этом пути возникла и идея о возможности создания межподзонной инверсии дырок в скрещенных полях [18], которая привела к появлению лазеров на горячих дырках диапазона $\lambda \approx (70-200)$ мкм [16,9], представляющихся сейчас наиболее уникальными приборами полупроводниковой электроники, поскольку они принадлежат той области электромагнитного спектра, где отсутствуют перестраиваемые лазеры и куда традиционные активные полупроводниковые приборы – СВЧ-диоды и гетеролазеры – не проникают. Несомненно, дальнейшие исследования в этом направлении в других полупроводниках и полупроводниковых структурах приведут к новым результатам по физике неравновесных носителей заряда в полупроводниковых системах и к появлению новых источников миллиметрового, субмиллиметрового и дальнего инфракрасного излучений.

**ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ
МАЗЕР НА ЦИКЛОТРОННОМ РЕЗОНАНСЕ
В ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МАГНИТНОМ ПОЛЯХ**

**ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ
МАЗЕРА НА ЦИКЛОТРОННОМ РЕЗОНАНСЕ
ДЫРОК С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМИ МАССАМИ**

А.А.Андронов, В.И.Гавриленко, Е.П.Додин,
З.Ф.Красильник, В.В.Никоноров,
С.А.Павлов, М.М.Шварц

1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к горячим носителям (электронам или дыркам) в полупроводниках в значительной степени связан с возможностями их использования в активных приборах твердотельной СВЧ-электроники — генераторах и усилителях. Такие приборы на горячих электронах, как лавинно-пролетные диоды и приборы на основе эффекта Ганна, обеспечили продвижение активных систем твердотельной СВЧ-электроники в коротковолновую область вплоть до длин волн $\lambda \sim 1$ мм. Эксперименты последних лет [5,16,26,28-30,57,81,86,109-110] свидетельствуют о возможности освоения приборами на горячих носителях еще более коротких волн — вплоть до среднего ИК-диапазона. Эти приборы основаны на объемной отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) горячих носителей в полупроводниках, которая возникает благодаря наличию инверсии в распределении носителей в сильных электрическом и магнитном полях. В настоящей работе обсуждаются физические принципы одного из таких приборов — мазера на циклотронном резонансе горячих дырок германия с отрицательными эффективными массами — и приводятся результаты его теоретического и экспериментального исследования.

Идея усилителя и генератора на отрицательных эффективных массах носителей заряда (дырок) в полупроводниках β типа - НЕМАГa - была высказана Крёмером в 1958 году [111-113]. Благодаря вырождению валентных зон закон дисперсии тяжелых дырок в таких материалах, как β -Ge, β -Si и др., является анизотропным:

$$\mathcal{E}(\vec{p}) = \frac{1}{2m_0} \left\{ A p^2 - \left[B^2 p^4 + C^2 (\rho_x^2 \rho_y^2 + \rho_y^2 \rho_z^2 + \rho_z^2 \rho_x^2) \right]^{1/2} \right\},$$

так что существует направления в которых поперечная эффективная масса дырок отрицательна. Области отрицательных эффективных масс в импульсном пространстве представляют собой конуса вдоль кристаллографических осей типа $[001]$ или кольца с гофрированной поверхностью, образующиеся в результате слияния таких конусов [80, 111-113]. Если к полупроводнику приложить поле E_1 в направлении, в котором эффективная масса части дырок отрицательна, то ток Δj таких дырок будет направлен против поля - поле совершит над дырками отрицательную работу:

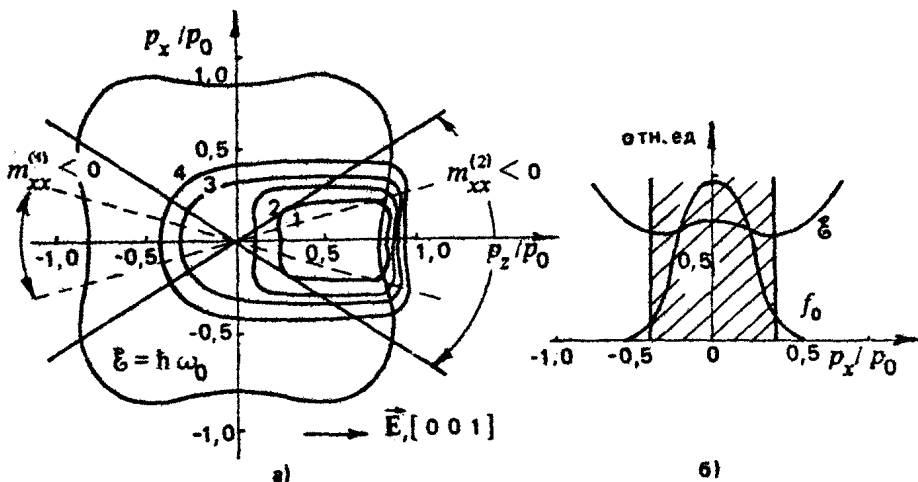
$$\Delta j_i = e \Delta v_i = e \Delta \left(\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial p_i} \right) = e \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial p_i^2} \Delta p_i = e^2 \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial p_i^2} E_{1i} \Delta t, \quad (1)$$

$$\Delta \mathcal{P} = \Delta j_i E_{1i} = e^2 (E_{1i})^2 \Delta t \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial p_i^2} < 0, \quad \text{при} \quad \frac{1}{m_{\vec{p}_i}^{(4)}} = \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial p_i^2} < 0 \quad (2)$$

Здесь \mathcal{E} , \vec{v} и \vec{p} - энергия, скорость и квазиимпульс дырок. На рис.1,а показано сечение изоэнергетической поверхности тяжелых дырок Ge ($\mathcal{E}(\vec{p}) = \text{const}$) в импульсном пространстве плоскостью $p_y = 0$, пунктиром отмечены границы области отрицательных эффективных масс $m_{\vec{p}_i}^{(4)} < 0$. Как следует из (1), (2), достаточным условием усиления поля E_1 ($\Delta \mathcal{P} < 0$) является локализация всех дырок в области

*)

Анализ закона дисперсии показывает, что подобные конусы существуют также и вдоль осей типа $[111]$. В валентной зоне германия они располагаются в области энергий, больших энергии оптического фонона $\mathcal{E} > \hbar \omega_0$, и по изложенным ниже соображениям интересоваться нас не будут.



Р и с. 1. Области отрицательных масс $m_{xx}^{(1,2)}$ и уровни функции распределения тяжелых дырок германия при $E=120$ В/см (а); f_0 (отн.ед): 1-0,8; 2-0,6; 3-0,2; 4-0,1. Зависимость энергии и функции распределения при стриминге тяжелых дырок ξ от поперечного импульса p_x ($E=120$ В/см; $p_z/p_0 = 0,7$; $p_y = 0$) (б); штриховка - область инверсии ($\partial f_0 / \partial \xi > 0$)

$m_{xx}^{(1)} < 0$; в общем случае полный эффект взаимодействия всех дырок с полем (поглощение или усиление) зависит от характера их функции распределения. Для локализации дырок в области отрицательных эффективных масс $m_{xx}^{(1)} < 0$ Крёмер предлагал прикладывать к полупроводнику сильное постоянное электрическое поле вдоль направлений типа $[001]$ или $[011]$ $[111-113]$.

Несмотря на то что идея НЕМАГа оставалась нереализованной более четверти века ^{*)}, она в значительной мере стимулировала исследования горячих носителей и поиск условий достижения ОДП в полупроводниках (см., например, [4]). По прошествии стольких лет можно лишь предполагать, почему работы по НЕМАГу в середине 60-х годов были фактически свернуты. Скорее всего, это связано с тем, что предложение Крёмера не было достаточно конкретно. Недопонималась роль инверсии в распределении дырок и возникновении ОДП в НЕМАГе, хотя уже в 1960 году отме-

^{*)} Генерация электромагнитного излучения в НЕМАГе была получена в 1984 г. в работе [5].

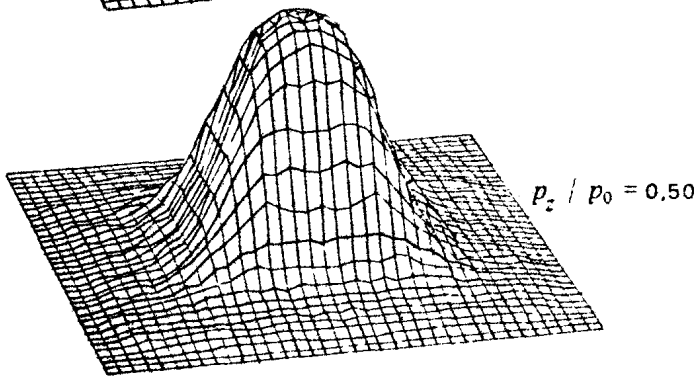
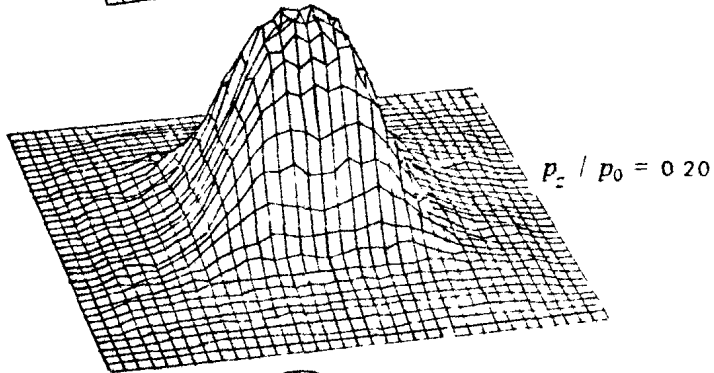
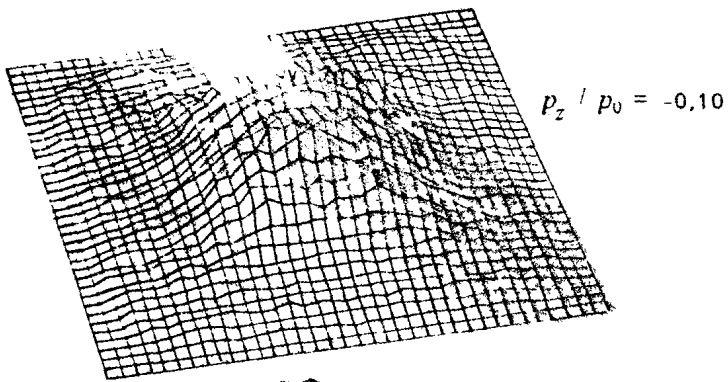
чалось, что необходимым условием существования ОДП является наличие инверсии функции распределения в направлении поля \vec{E} , $(\partial f_0 / \partial \epsilon)_{\vec{r}, \vec{E}} > 0$ [21,22,61]. В то время отсутствовали детальные расчеты распределений и проводимости горячих дырок. Поэтому условия достижения инверсии в распределении дырок и ОДП не были до конца ясны; существовала даже точка зрения [21,22], что инверсия в распределении горячих носителей вообще возникнуть не может.

Возрождение интереса к НЕМАГу в начале 80-х годов основывалось на общем прогрессе в понимании условий возникновения инверсии в распределении горячих носителей и возможности использования такой инверсии в активных системах, который произошел в последние 7-10 лет. Ниже основное внимание будет уделено шиклотронному варианту НЕМАГа в $\vec{E} \parallel \vec{H}$ полях, который и был реализован. Однако для полноты картины приводится также обсуждение первоначального варианта НЕМАГа - без магнитного поля.

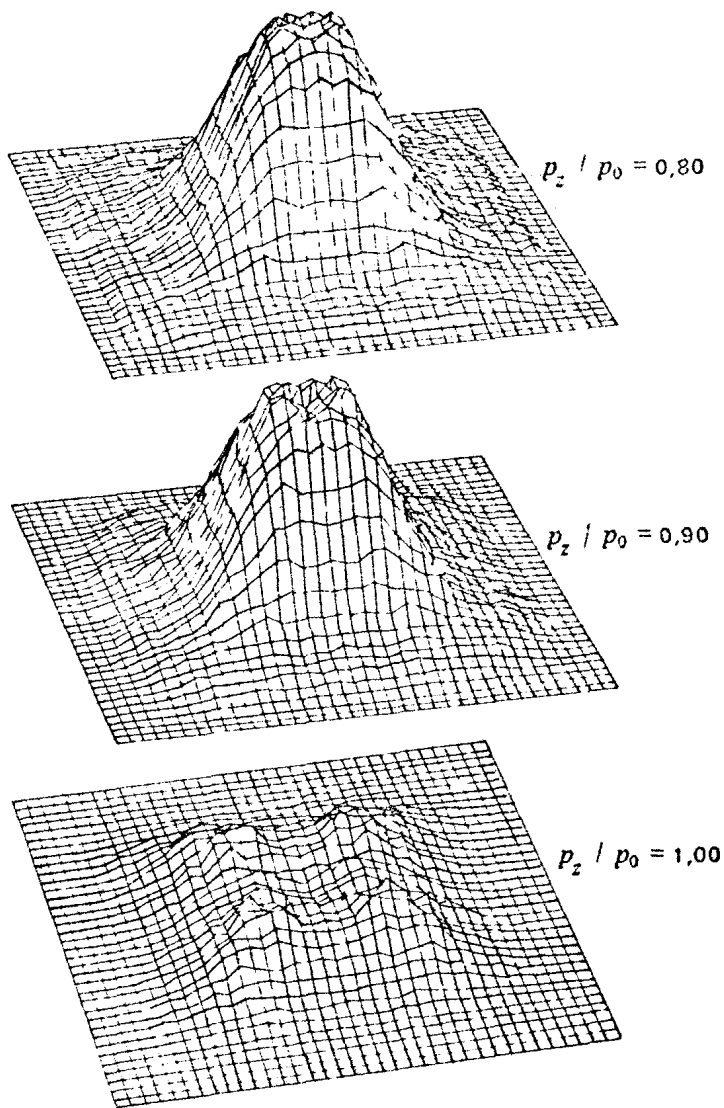
2. ИНВЕРСИЯ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ДЫРОК ПРИ СТРИМИНГЕ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ $\vec{E} \parallel [001]$

Стриминг в отсутствие магнитного поля

Инвертированное распределение дырок с отрицательными эффективными массами может быть создано при стриминге носителей в сильном электрическом поле. Стриминг - анизотропное вытянутое в пространстве импульсов вдоль направления электрического поля \vec{E} распределение горячих носителей заряда, которое формируется в полупроводниках с сильной связью носителей с оптическими фононами [125] за счет бесстолкновительного движения носителей в электрическом поле при энергии $\epsilon < \hbar\omega_0$ и последующего быстрого неупругого рассеяния при $\epsilon > \hbar\omega_0$ с испусканием оптического фонона, приводящего к возврату носителей в область энергий $\epsilon < \hbar\omega_0$. В р-ти стриминг реализуется в умеренно легированном материале $N_A < 10^{15} \text{ см}^{-3}$ при низких температурах $k_B T \ll \hbar\omega_0$ ($\hbar\omega_0 / k_B = 430 \text{ K}$)



Р и с. 2. Функция распределения тяжелых дырок германия в различных сечениях $p_z = \text{const}$ ($\vec{E} \parallel [001]$) $T = 20$ К, $E = 125$ В/см, $H = 0$



Р и с. 2 (окончание)

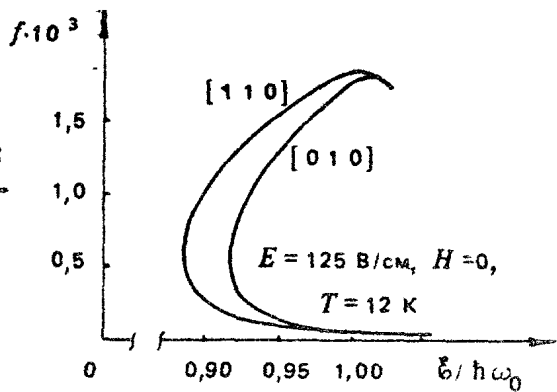
В электрических полях, удовлетворяющих условию $\nu < (eE/\rho_0) = \omega_E < \nu_0$. Здесь ω_E — пролетная частота тяжелых дырок от дна зоны до энергии оптического фонона ($\rho_0 = (2\bar{m}\hbar\omega_0)^{1/2}$, $\bar{m} = 0,32m_0$), $\nu_0 \sim 10^{12} \text{с}^{-1}$ — характерная частота рассеяния дырок на оптических фононах в области $\mathcal{E} > \hbar\omega_0$. В области $\mathcal{E} < \hbar\omega_0$ рассеяние дырок происходит на аку-

стических фононах и ионизованных примесных центрах $\nu = \nu_a + \nu_I$.

Нахождение функции распределения f_0 в условиях стринга является достаточно сложной задачей. Наиболее полная информация здесь может быть получена путем численного моделирования методом Монте-Карло (см., например, [106,118]). Впервые функция распределения была рассчитана этим методом в приближении изотропного закона дисперсии тяжелых дырок германия [115]. Сделанные на этой основе оценки анизотропии проводимости показали, что для $\vec{E} \parallel [001]$ ОДП имеет место при $T \approx 7\text{K}$ при напряженности постоянного поля $E \sim 50 \div 100 \text{ В/см}$. К сожалению, качественный характер этих результатов не позволяет судить о действительных значениях проводимости и ее частотной зависимости, а также о температурных пределах существования ОДП.

В настоящей работе функция распределения f_0 моделировалась методом Монте-Карло для реального закона дисперсии тяжелых дырок с учетом рассеяний на акустических и оптических фононах (см. приложение) – рис.2. Симметрия функции распределения отражает симметрию закона дисперсии $\mathcal{E}(\vec{p})$ относительно кристаллографического направления $[001]$: уровни равнораспределения дырок имеют ось симметрии 4-го порядка, вблизи оси p_x – небольшой провал f_0 [17]. Видно, что характерный масштаб функции распределения в направлении $\hat{p}_x \parallel \vec{E}$ в несколько раз больше, чем в поперечном к \hat{p}_x направлении. Локализация такого анизотропного распределения в области отрицательных эффективных масс приводит к инверсии (см. рис.1). Из-за вогнутости изоэнергетической поверхности тяжелых дырок в направлении $[001]$ зависимость \mathcal{E} от p_x носит немонотонный характер и для данного вида функции распределения, спадающей при удалении от оси p_x , производная $(\partial f / \partial \mathcal{E})_{T, E} > 0$ там, где $m_{xx}^{(2)} = [(1/p_x)(\partial \mathcal{E} / \partial p_x)]^{-1} < 0$ (в области, ограниченной сплошными линиями на рис.1,а). Следует отметить, что это более широкая область, чем область, где $m_{xx}^{(1)} < 0$, на которую указывал Крёмер, опираясь на выражения, подобные (1), (2) (а вслед за ним и некоторые другие авторы), излагая идею о НЕМАГе на тяжелых дырках германия в сильном электрическом поле $\vec{E} \parallel [001]$ [80,111-113]. Соответствующие рис.2 зависимости

Р и с. 3. Зависимость функции распределения от энергии в направлениях $[010]$ и $[110]$ при $\rho_z = 0,7 \rho_0$



функции распределения от энергии при удалении от оси ρ_z представлены на рис.3. Видно, что имеется область инвертированного распределения $\partial f_0 / \partial \epsilon > 0$, связанная с дырками отрицательными эффективными массами.

Многопучковый стриминг тяжелых дырок Ge в $\vec{H} \parallel \vec{E}$ полях

Инверсия распределения горячих дырок может привести к возникновению ОДП, если отрицательный вклад в проводимость инвертированной части функции распределения окажется сильнее, чем положительный вклад остальных дырок. Условия возникновения ОДП в NEMA Ge на ρ -Ge в области частот выше 10^{11} Гц могут быть существенно облегчены, если полупроводник поместить в магнитное поле $\vec{H} \parallel \vec{E} \parallel [001]$, напряженность которого соответствует циклотронному резонансу дырок с отрицательными эффективными массами [89,93].

Циклотронная масса m_c тяжелых дырок германия ($m_c = -(1/2\pi)(\partial S / \partial \epsilon)$, S - площадь, ограниченная циклотронной орбитой в импульсном пространстве на плоскости, перпендикулярной \vec{H}), как и эффективная поперечная масса, может принимать отрицательные значения в определенных областях импульсного пространства, представляющих собой два симметричных относительно плоскости $\rho_z = 0$ конуса с осями вдоль \vec{H} и вершинами в точке $\rho = 0$. Границы конусов отрицательных циклотронных масс (ОЦМ) в плоскости $\rho_y = 0$ совпадают с границами области $m_{xz}^{(2)} < 0$ (см. рис.1,а). Поверхности постоянной циклотронной частоты $\omega_c = eH / m_c c$

дырок с ОЦМ также являются коническими с осью вдоль \vec{H} и вершиной в точке $\rho = 0$. Абсолютное значение ω_c растет с уменьшением угла раскрытия конуса от нуля на границе конуса ОЦМ до $|\omega_c/\omega_{c0}| = A - (B^2 + C^2/2)/B = 4,27$ на оси ρ_z . Здесь $\omega_{c0} = eH/m_0c$, m_0 - масса свободного электрона, $A = 13,27$, $B^2 = 74,48$, $C^2 = 153,8$ - константы, входящие в закон дисперсии тяжелых дырок Ge [80]. В магнитном поле $\vec{H} \parallel [001]$ дырки с ОЦМ вращаются как электроны в свободном пространстве - в противоположную сторону по сравнению с обычными дырками. Поэтому ЦР дырок с ОЦМ будет иметь место для волны круговой поляризации "электронного" направления, распространяющейся вдоль \vec{H} , а для дырок с положительными циклотронными массами резонансной будет волна противоположной, "дырочной", круговой поляризации. В термодинамическом равновесии доля тяжелых дырок с ОЦМ составляет около 7% [13] и их проводимость положительна и мала. Ситуация радикально изменяется при наличии инверсии в сильном электрическом поле $\vec{E} \parallel [001]$. Наложение магнитного поля $\vec{H} \parallel \vec{E}$ позволяет в условиях ЦР при $\omega_c \gg \omega_E$ разделить вклад в проводимость дырок с отрицательными и положительными циклотронными массами. Величина ОДП в переменном электрическом поле круговой поляризации "электронного" направления при этом значительно возрастает по сравнению со случаем $H = 0$. Первые расчеты проводимости на ЦР дырок с ОЦМ были выполнены в работе [131], однако использование априорно заданной функции распределения тяжелых дырок значительно снизило ценность полученных результатов и, судя по литературе, не стимулировало дальнейших исследований. В работе [14] на основе развитых к тому времени представлений о стриминге в $\rho\text{-Ge}$ было показано существование ОДП на ЦР и даны оценки предельных значений E , H , T , ω , что облегчило впоследствии поиск условий возникновения стимулированного излучения [5].

Нахождение функции распределения дырок f_0 в сильных электрическом и магнитном полях $\vec{E} \parallel \vec{H}$ является еще более сложной задачей, чем при $H = 0$, и для реального анизотропного закона может быть осуществлено фактически только методом численного моделирования. В работе [14] использовалось приближение аксиально-симметричного (относительно оси $\hat{\rho}_z \parallel \vec{H}$) закона дисперсии, который позво-

ляет хорошо описывать динамику дырок с ОЦМ, дающими резонансный вклад в проводимость на ЦР. Ввиду симметрии задачи магнитное поле $\vec{H} \parallel \vec{E} \parallel [001]$ не влияет на функцию распределения, что позволяет находить стационарную функцию распределения в пассивной и активной областях $f_{0,n}$ и $f_{0,a}$ из аналитического решения кинетического уравнения при $H=0$ [14]:

$$f_{0,n}(p_x, p_z) = \frac{N_0}{p_0^4} \frac{3\lambda}{8\pi^2 (m^*/m_0)^{3/2}} \int_{-\infty}^{p_z} \exp\left\{-\lambda \left[\frac{\mathcal{E}(p_x, p'_z)}{\hbar\omega_0}\right]^{3/2}\right\} dp'_z, \quad \mathcal{E} < \hbar\omega_0,$$

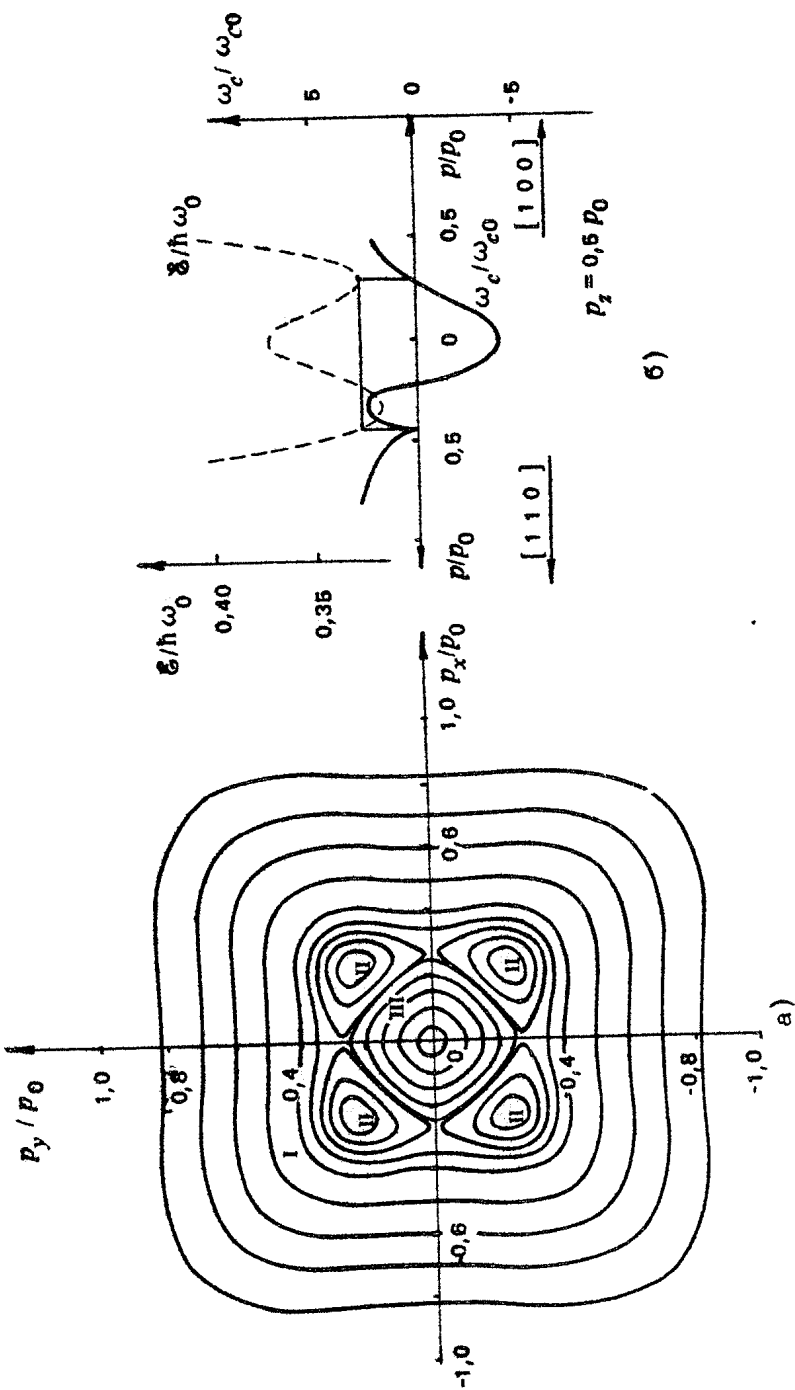
$$f_{0,a}(p_x, p_z) = f_{0,n}(\mathcal{E} = \hbar\omega_0) \exp\left[-\lambda \left(\frac{\mathcal{E} - \hbar\omega_0}{\hbar\omega_0}\right)^{3/2}\right], \quad \mathcal{E} > \hbar\omega_0,$$

где N_0 - концентрация дырок, $\lambda = (2/3)(E_0/E)$, $m^* = 0,35 m_0$ - масса плотности состояний. Линии равного уровня $f_0(p_x, p_y) = \text{const}$ найденной таким образом функции распределения приведены на рис.1,а. Провал функции f_0 на оси p_z незначительный (несколько процентов) - см.рис.2, на рис.1 этот провал не отражен.

Вне конуса ОЦМ закон дисперсии отличается от аксиально-симметричного, что сказывается в первую очередь на виде функции распределения тяжелых дырок с положительной циклотронной массой. При $H \neq 0$ эта функция оказывается существенно иной, чем на рис.1,2. Поясним это, обратившись к другому предельному случаю. $E=0$, $H \neq 0$. В магнитном поле дырки вращаются в отсутствие столкновений по изоэнергетическим поверхностям, сохраняя неизменным импульс p_z ($\vec{p}_z \parallel \vec{H} \parallel [001]$). Для описания такого движения удобно перейти от координат p_x, p_y к новым каноническим переменным - углу φ и действию $I = S/2\pi$, имеющим в данном случае физический смысл фазы движения дырки по циклотронной орбите и площади этой орбиты, деленной на 2π , соответственно:

$$\begin{cases} \dot{p}_x = \partial \mathcal{H} / \partial p_y \\ \dot{p}_y = -\partial \mathcal{H} / \partial p_x \end{cases} \longrightarrow \begin{cases} \dot{\varphi} = \partial \mathcal{H} / \partial I = \omega_c(S, p_z) \\ \dot{S} = -\partial \mathcal{H} / \partial \varphi = 0 \end{cases} \quad (3)$$

$$\dot{p}_z = eE,$$



Р и с. 4. Сечение изоэнергетических поверхностей $\epsilon(\vec{p}) = \epsilon_0 p \text{ st}$ тяжелых дырок германия плоскостью $p_z = 0,5 p_0$; циклотронная масса дырок в области III отрицательна (а). Изменение энергии и циклотронных частот дырок в кристаллографических направлениях $[100]$ и $[110]$ ($\rho_z = 0,5 p_0$) (б)

где $\mathcal{H} = (eH/c)\mathcal{E}$. В любом из сечений $\rho_x = \text{const} \neq 0$ имеет три характерные области вращения дырок с положительными и отрицательными массами, разделенные сепаратрисами седел, на которых циклотронная частота обращается в нуль (рис.4). Внутри каждой из таких областей в данном сечении циклотронная частота зависит от площади орбиты (или от энергии ε , однозначно связанной с \mathcal{S} , — см. рис.4,б). Одно из сечений $\rho_x = \text{const}$ приведено на рис.4,а.

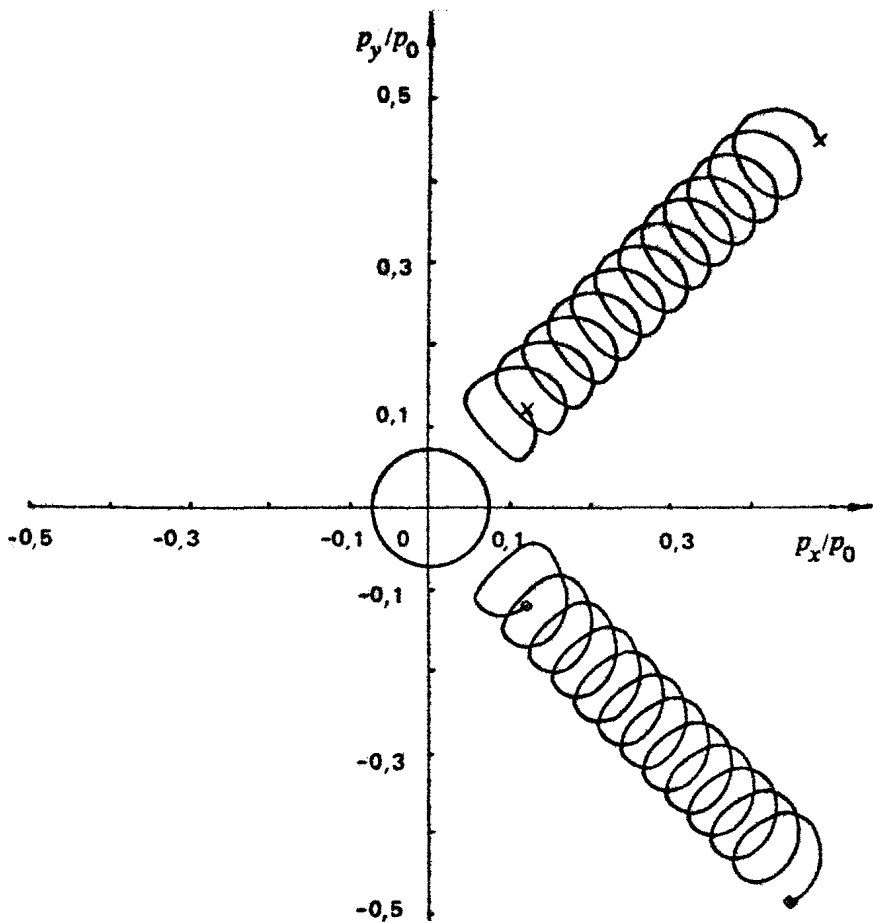
Наложение на полупроводник электрического поля $\vec{E} \parallel \vec{H}$ приводит к дрейфу дырок в направлении ρ_x , так что циклотронная частота каждой из дырок непрерывно меняется. Если скорость дрейфа невелика и циклотронная частота мало меняется за время одного оборота дырки ($\Delta\omega_c \ll \omega_c$ за время $\Delta t = 2\pi/\omega_c$), то при таком вращательно-поступательном движении будет оставаться неизменной площадь орбиты, являющаяся адиабатически инвариантной величиной [64]. Отсюда вытекает условие на соотношение полей \mathcal{E} и H :

$$\frac{\Delta\omega_c}{\Delta t} \ll \frac{\omega_c^2}{2\pi eE} = \frac{\omega_c^2}{2\pi\omega_E} \frac{1}{\rho_0}, \quad (4)$$

где $\Delta\rho_x = eE\Delta t$, $\omega_E = eE/\rho_0$.

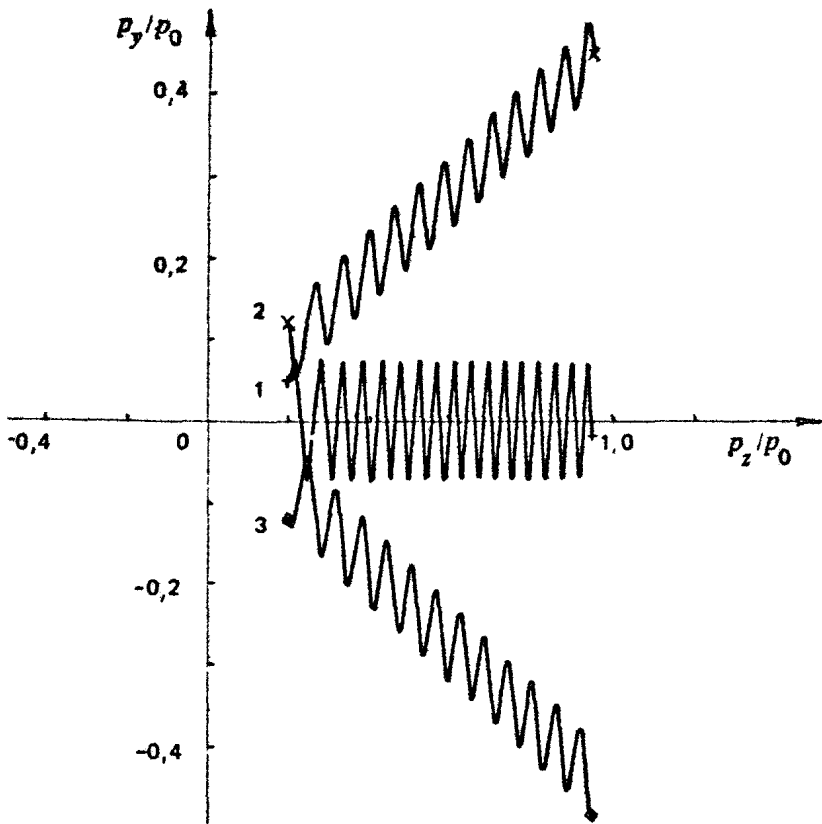
Таким образом, дырка с начальным импульсом в точке 1 (рис.5) при выполнении условия (4) будет в дальнейшем двигаться вблизи оси ρ_x , а дырки 2,3 — вблизи осей конусов \vec{H} , при этом абсолютные значения их циклотронных частот растут — см. рис.4. Дырка, двигающаяся из точки 4 (рис.6), через некоторое время приблизится к границе области \bar{I} , где ее циклотронная частота обратится в нуль. В окрестности такой границы нарушается условие (4), и в это время электрическое поле может втянуть дырку в область \bar{II} , где она начнет двигаться подобно дыркам 2,3, или протянуть ее еще дальше в область \bar{III} , где изменится знак ее циклотронной массы, а движение будет подобно дырке 1 (рис.5). Аналогично дырке 4 по истечении некоторого времени попадают в области \bar{I} , \bar{III} ($\rho_x > 0$) и дырки 5-6 (см.рис.6). Таким образом происходит накопление дырок в областях \bar{II} , \bar{III} ($\rho_x > 0$) в $\vec{E} \parallel \vec{H}$ полях, причем группируются они вблизи осей этих областей.

На рис.7 приведена функция распределения в $\vec{E} \parallel \vec{H}$ полях, полученная путем численного моделирования методом



(а)

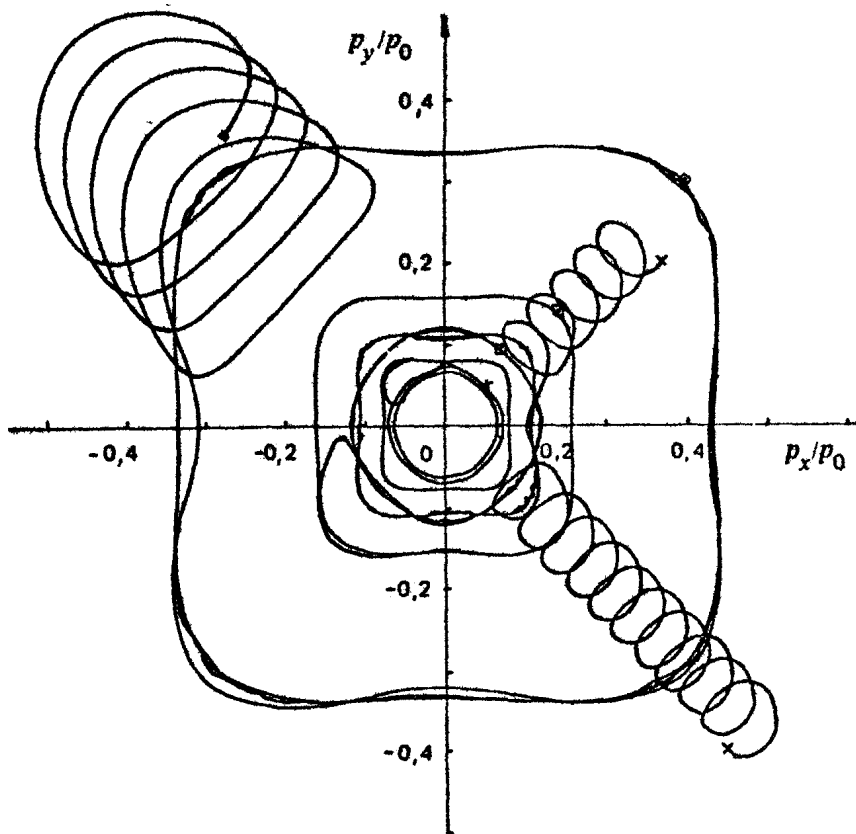
Р и с. 5. Проекция траекторий поступательно-вращательного движения тяжелых дырок германия в $\vec{E} \parallel \vec{H} \parallel [001]$ полях на плоскости $p_z = 0$ (а) и $p_z = 0$ (б). Приведены траектории дырок с начальными условиями 1-3 в областях $\bar{II} - \bar{III}$ (см. рис.4) в правой полуплоскости $p_z > 0$



б)

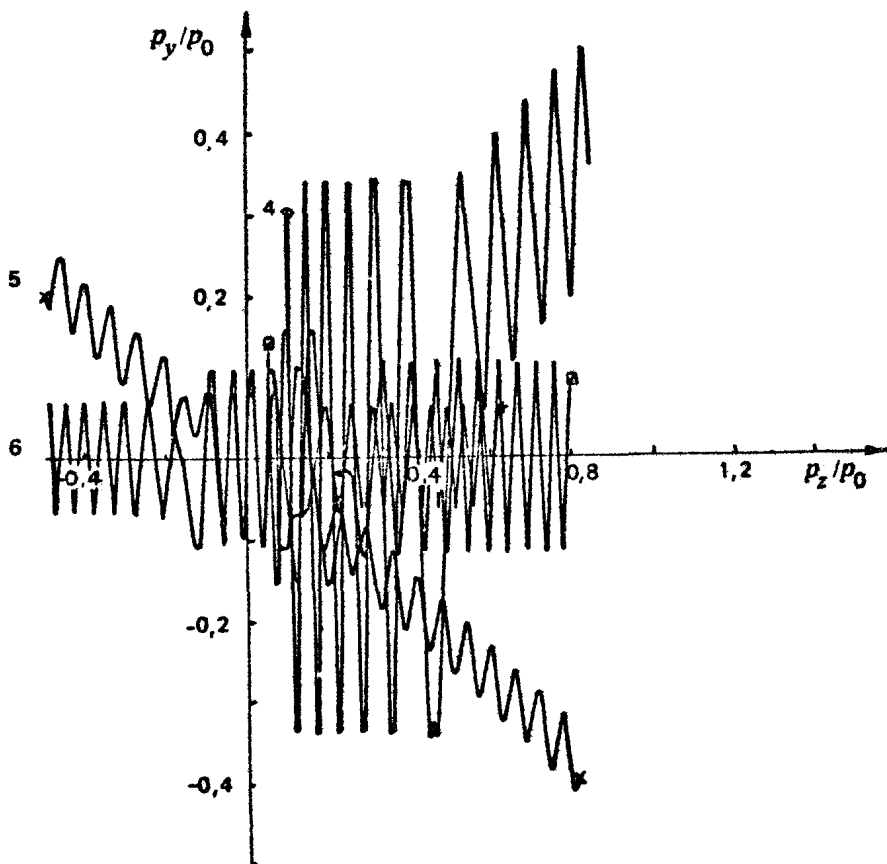
Р и с. 5 (окончание)

Монте-Карло $E = 125$ В/см, $H = 25$ кЭ, $T = 12$ К, что наглядно иллюстрирует описанную выше локализацию дырок и формирование пятипучкового стриминга: центральный пучок вдоль оси $[0 0 1]$ в конусе отрицательных масс и четыре боковых пучка в конусах положительных масс вдоль направлений, близких к осям типа $[111]$. На рис. 8, а приведена зависимость числа дырок в конусе ОЦМ N_- при стриминге от величины магнитного поля. При $H = 0$ число таких дырок максимально. Введение магнитного поля при-



а)

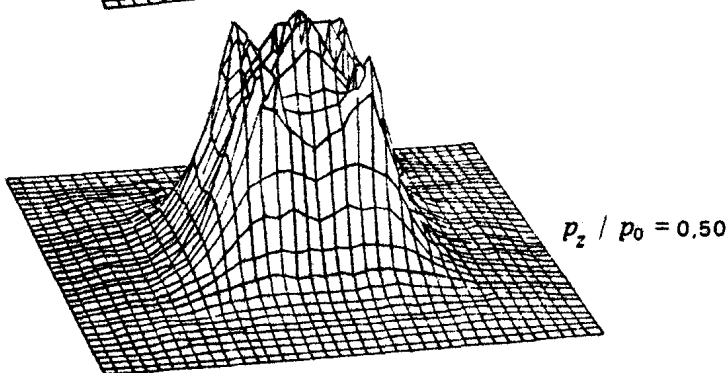
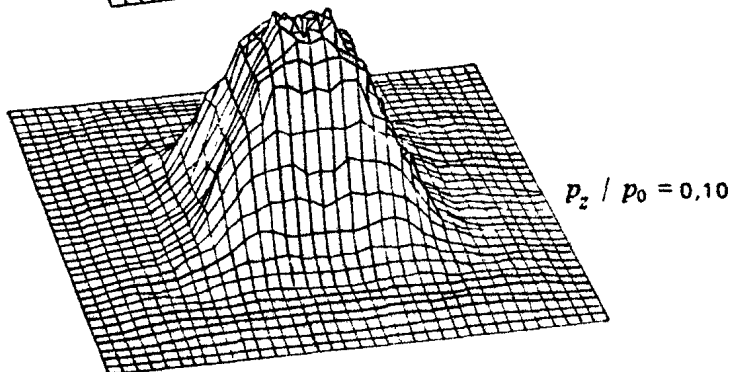
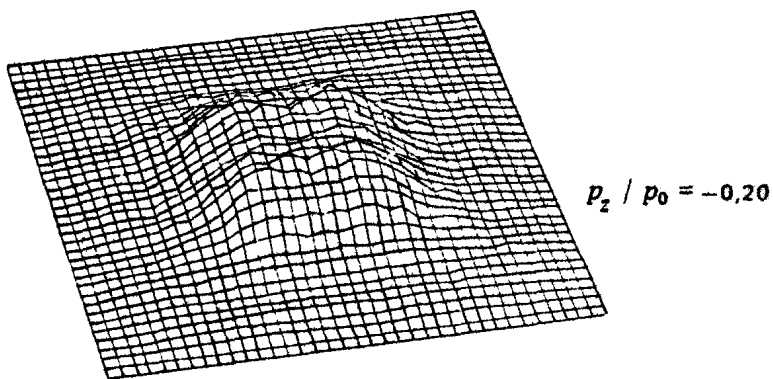
Р и с. 6. Проекция траекторий поступательно-вращательного движения тяжелых дырок германия в $\vec{E} \parallel \vec{H} \parallel [001]$ полях на плоскости $p_z = 0$ (а) и $p_x = 0$ (б). Приведены траектории дырок с начальными условиями 4 - 6 в областях I - III (см. рис. 4) в левой полуплоскости $p_z < 0$



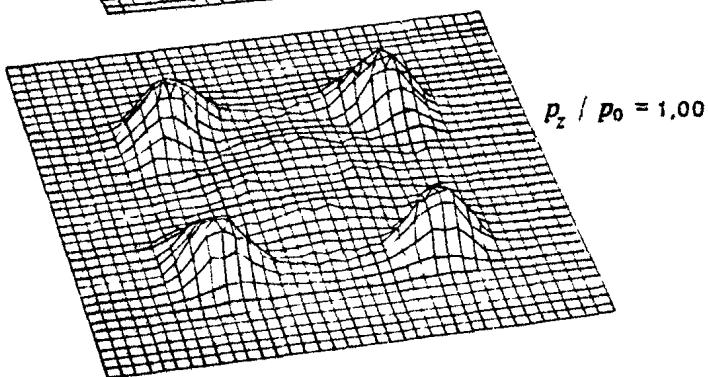
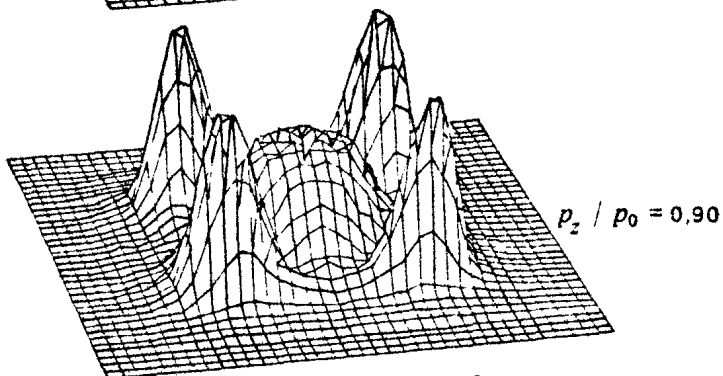
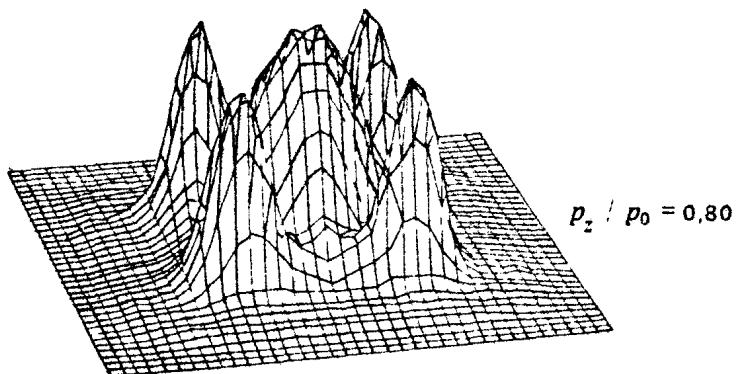
б)

Р и с. 6 (окончание)

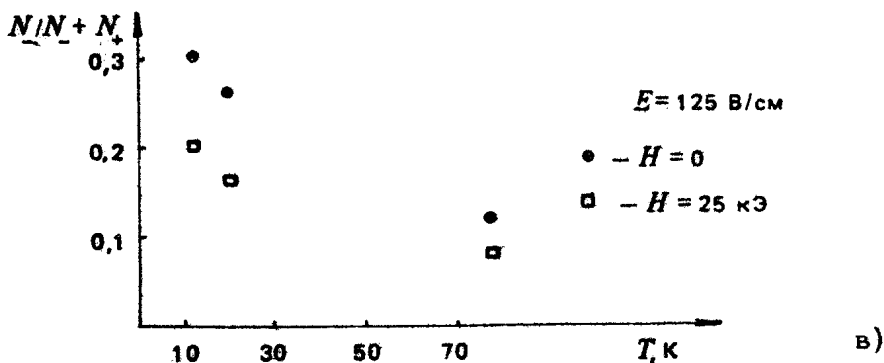
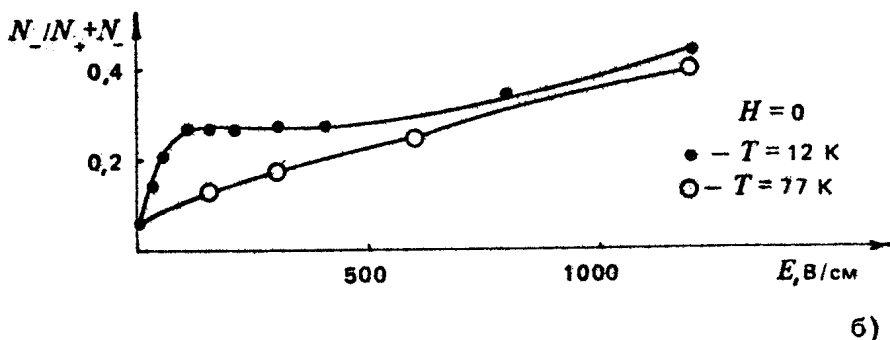
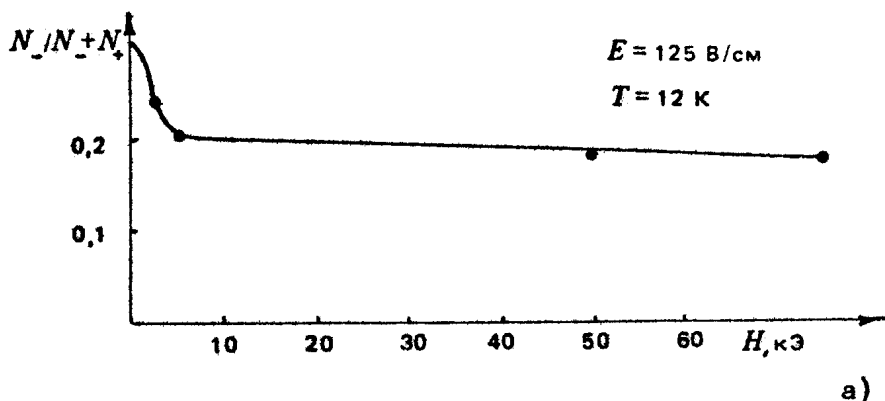
водит к захвату дырок в области \bar{H} при $\omega_c \geq \omega_c$; при $\omega_c \gg \omega_c$ число дырок с отрицательной массой уже практически не зависит от H и устанавливается на уровне 18% для конкретных значений $E = 125$ В/см, $T = 12$ К. На рис.9 представлена зависимость функции распределения от энергии в одном из сечений. Как и при $H = 0$ (см.рис.3), видна область инвертированного распределения $\partial f_0 / \partial \epsilon > 0$, соответствующая в данном случае дыркам с ОЦМ.



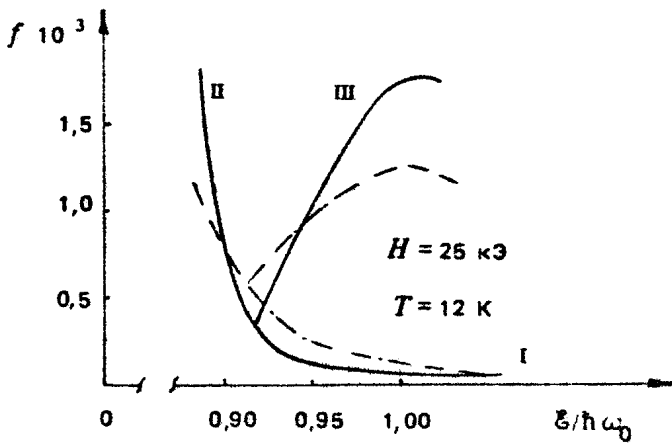
Р и с. 7. Функция распределения тяжелых дырок германия в постоянных электрическом и магнитном полях в различных сечениях $p_z = \cos \alpha \uparrow$ ($\vec{E} \parallel \vec{H} \parallel [001]$) $T = 12$ К, $E = 125$ В/см, $H = 25$ кЭ



Р и с. 7 (окончание)



Р и с. 8. Зависимость концентрации тяжелых дырок с ОЦМ от магнитного, электрического полей и температуры. Данные получены путем численного моделирования динамики и рассеяния дырок методом Монте-Карло, учтено рассеяние дырок на оптических и акустических фоновых



Р и с. 9. Зависимость функции распределения от энергии при $\rho_z = 0,7 \rho_0$. Сплошная линия - $E = 125$ В/см, пунктир - $E = 250$ В/см

3. ОДП ТЯЖЕЛЫХ ДЫРОК Ge С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМИ ЭФФЕКТИВНЫМИ МАССАМИ

Поперечная проводимость дырок Ge
в сильном электрическом поле ($H = 0$)

Выражение для поперечной проводимости дырок при стриминге можно получить из решения кинетического уравнения для функции распределения в электрическом поле $\vec{E} + \vec{E}_1$ ($\vec{E} \parallel [001]$, $\vec{E}_1 \perp \vec{E}$). В случае слабого переменного поля $E_1 \sim \exp(i\omega t)$ ($E_1 \ll E$) функцию распределения можно представить как сумму стационарной (формируемой сильным постоянным полем E) и осциллирующей частей $f = f_0 + f_1$. При этом уравнение для f_1 при $\epsilon < \hbar\omega_0$ можно записать в виде

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + eE \frac{\partial f_1}{\partial p_x} = -v(\vec{p}) f_1 - e\vec{E}_1 \frac{\partial f_0}{\partial \vec{p}}. \quad (5)$$

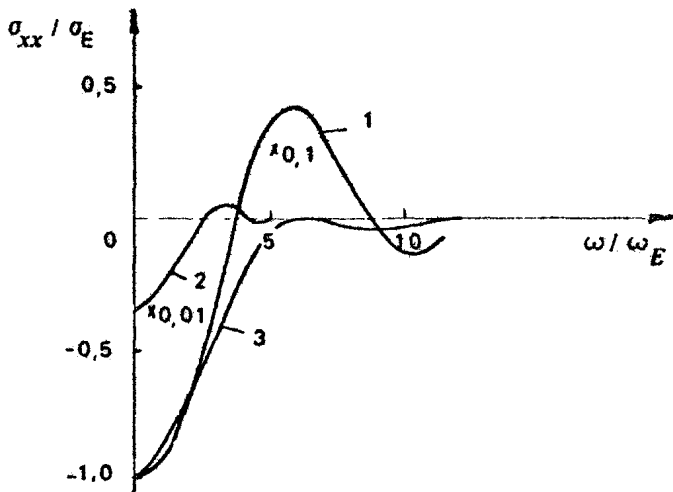
Здесь в интеграле столкновений учтен только уходный член $v(\vec{p}) f_1$, так как приходные члены в случае рассеяния на оптических и акустических фононах, изотропизирующего нап-

равление импульса, не дают вклада в f_1 , т.е. приход дырок в точку \vec{p} из-за рассеяния происходит в случайной фазе. Интегрируя (5) с граничным условием $f_1(p_x \rightarrow -\infty) = 0$, находим f_1 и дифференциальную проводимость дырок ϵ_{ij} :

$$\begin{aligned} \epsilon_{ij} &= \frac{eN_0}{E_{ij}} \iiint \frac{\partial \epsilon}{\partial p_i} f_1 dp_x dp_y dp_z = \\ &= -\frac{eN_0}{\omega_\epsilon \rho_0} \iiint dp_x dp_y dp_z \exp\left(-\frac{i\omega + \bar{\nu}}{\omega_\epsilon} \frac{p_x}{\rho_0}\right) \frac{\partial \epsilon}{\partial p_i} \times \\ &\times \int_{-\infty}^{p_x} \exp\left(\frac{i\omega + \bar{\nu}'}{\omega_\epsilon} \frac{p'_x}{\rho_0}\right) \frac{\partial f_0(\vec{p}')}{\partial p_j} dp'_x. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь $\vec{p}' = \bar{\Gamma} p_x + \bar{J} p_y + \bar{K} p'_z$, $\omega_\epsilon = eE/\rho_0$, $N_0 = N_A - N_D$, $\rho_0 = (2\hbar\omega_0 \bar{m})^{1/2}$ характерное значение импульса дырки с энергией, равной $\hbar\omega_0$, $\bar{m} = 0,32 m_0$, $\bar{\nu} = (1/\rho_x) \int y(\vec{p}) dp_x$, $\bar{\nu}' = \bar{\nu}(\vec{p}')$. Поскольку кристаллографическое направление $[001]$, вдоль которого приложено постоянное электрическое поле \vec{E} , является осью симметрии 4-го порядка, то линейная поперечная проводимость изотропна: $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy}$, $\epsilon_{xy} = \epsilon_{yx} = 0$.

Величина поглощаемой мощности определяется действительной частью выражения (4) для ϵ_{xx} . На низких частотах $\omega \ll \bar{\nu}$, ω_ϵ наведенный ток j_1 находится в фазе с полем E_1 и $\text{Im} \epsilon_{xx} = 0$. Для спадающей по мере удаления от оси p_x стационарной функции распределения f_0 отрицательный вклад в проводимость, как следует из уравнения (6), дают те дырки, для которых $(\partial \epsilon / \partial p_x)(\partial f_0 / \partial p_x) > 0$, т.е. дырки, локализованные внутри области импульсного пространства $\mathcal{E} < \hbar\omega_0$, где $\bar{m}_{xx}^{(2)} < 0$ (см. рис.1). На высоких частотах $\omega \approx \omega_\epsilon$, $\omega \gg \bar{\nu}$ зависимость $\text{Re} \epsilon_{xx}(\omega)$ носит осцилляторный характер, а абсолютное значение $|\text{Re} \epsilon_{xx}(\omega)|$ падает примерно как $(\omega/\omega_\epsilon)^{-2}$ (см., например, [50]). Для "идеального" стриминга, соответствующего случаю $\nu \rightarrow 0$, $\nu_0 \rightarrow \infty$, когда функция распределения локализована на оси p_x от 0 до ρ_0 , $\text{Re} \epsilon_{xx} \neq 0$ на всех частотах. При конечной ширине f_0 в поперечном к \vec{E} направлении области отрицательной и положительной проводимости чередуются. На рис.10 представлены зависимости $\epsilon(\omega)$, полученные интегрированием выражения (6). Абсолютное значение проводимости максимально в области низких частот. При $T = 12K$



Р и с. 10. Действительная часть поперечной проводимости тяжелых дырок германия при $T = 12\text{K}$ (1) и $T = 24\text{K}$ (2) в поле $\vec{E} \parallel [001]$, $E = 150\text{ В/см}$, полученная путем численного моделирования функции распределения методом Монте-Карло. Приведена также проводимость σ_{xx} дырок с "иглообразной" функцией распределения (3) ($f_0 = A\delta(\rho_z)\delta(\rho_\varphi)$, $0 < \rho_z < \rho_0$), $\sigma_E = e^2 \cdot N_0 / \bar{m} \omega_E$, $\bar{m} = 0,3 m_0$.

оно на порядок меньше*) значения для "идеального" стриминга; при $T = 24\text{ K}$ значение проводимости на этих частотах уменьшается еще более чем на порядок. Эти результаты показывают, что ОДП представляет собой разность двух близких по значению вкладов в проводимость от инвертированной и неинвертированной частей функции распределения; небольшое уменьшение вклада инвертированной части (переход от $T = 12\text{ K}$ к $T = 24\text{ K}$) приводит к резкому уменьшению ОДП вплоть до ее исчезновения при $T \approx 30\text{ K}$ **). Аналогичную роль в уменьшении и исчезновении ОДП может сыграть и примесное рассеяние (опущенное при численном моделировании в настоящей работе) уже в образцах с низ-

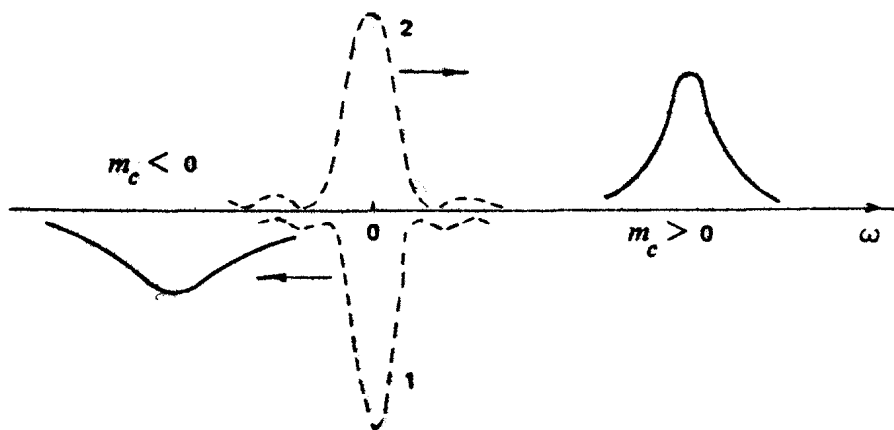
*) Это значение согласуется с оценкой, полученной при $\omega \rightarrow 0$ в работе [115].

***) Возможно, что при $T > 30\text{ K}$ ОДП достижима в тонких пленках полупроводников p -типа, где условия возникновения инверсии могут быть более благоприятными [72,103,126]

ким уровнем легирования $N_0 \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Все это позволяет понять, почему идея Крёмера о НЕМАГе как универсальном генераторе и усилителе широкого диапазона частот так и осталась нереализованной.

Линейная проводимость тяжелых дырок германия на циклотронном резонансе в $E \parallel H \parallel [001]$ полях

Величина ОДП ρ_{xx} в сильном электрическом поле $E \parallel [001]$ может быть существенно увеличена в области частот выше 10^{10} Гц в условиях ЦР дырок с ОЭМ в магнитном поле $H \parallel E \parallel [001]$ [89-93]. Как уже отмечалось, наложение магнитного поля позволяет разделить вклад в проводимость дырок с отрицательными и положительными циклотронными массами, т.е. инвертированной и неинвертированной частей функции распределения (рис.11). Выражение для линейной



Р и с. 11. Частотная зависимость действительной части поперечной проводимости тяжелых дырок Ge с инвертированной (1) и неинвертированной (2) функциями распределения в условиях стриминга (схема). Пунктир - $H=0$, сплошная линия - ЦР для круговой поляризации переменного электрического поля

проводимости дырок на ЦР при $\vec{H} \parallel \vec{E} \parallel [001]$, как и в случае $H=0$, может быть получено из решения кинетического уравнения для осциллирующей части функции распределения f_1 , которое в канонических переменных ψ и S (3) имеет вид

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \omega_c \frac{\partial f_1}{\partial \psi} + eE \frac{\partial f_1}{\partial p_x} + v f_1 = - \frac{e^2 H}{\omega_c c} \vec{v} \vec{E}_1 \frac{\partial f_0}{\partial S}, \quad (7)$$

где $\vec{v} = \partial \mathcal{E} / \partial \vec{p}$ — скорость дырки. Здесь учтено, что в сильном магнитном поле стационарная функция распределения не зависит от ψ $f_0 = f_0(S, p_x)$.

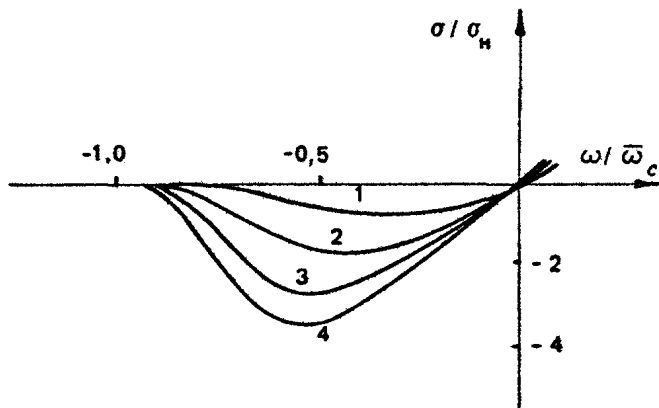
Правая часть уравнения (7) является резонансной силой для f_1 на частотах $\omega = n \omega_c$. Поскольку вращение дырок с ОЦМ вдали от границы конуса $\omega_c(\vec{p})=0$ в значительной степени гармонично (см., например, [13]), ограничимся рассмотрением ЦР на основной гармонике. Для первой гармоники скорости вращения дырок с ОЦМ $V_1(S, p_x) e^{i\psi}$ ($\psi = \omega_c t + \psi_0$) резонансным является электрическое поле E_1 круговой поляризации "электронного" направления $E_1^{(e)} e^{i\omega t}$. Решая уравнение (7) аналогично [14] и учитывая вклад в проводимость лишь от резонансных с полем $E_1(\omega)$ дырок, находящихся в окрестности конуса $\omega_c(S, p_x) = -\omega$, находим $\epsilon(\omega)$, действительная часть которой в пределе $\omega_{E_1} \rightarrow 0$ имеет вид

$$\begin{aligned} \text{Re } \epsilon = \epsilon_{\text{рез}} &= -2\pi^2 e^2 \left[\int d p_x d S \delta[\omega - \omega_c(S, p_x)] |V_1|^2 \times \right. \\ &\times \left. \left(\frac{\partial f_0}{\partial \mathcal{E}} \right)_{\vec{E} \perp \vec{p}_x} = -2\pi^2 e^2 \left| d S \left[\frac{|V_1|^2 (\partial f_0 / \partial \mathcal{E})_{\vec{E} \perp \vec{p}_x}}{|\partial \omega_c(S, p_x) / \partial p_x|} \right]_{\omega = -\omega_c(S, p_x)} \right| \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь интегрирование по dS ведется на поверхности обоих резонансных конусов во всей области энергий $\mathcal{E}(\vec{p}) \leq \hbar \omega_0$, а производная $\partial f_0(S, p_x) / \partial \mathcal{E}$ вычисляется в направлении, перпендикулярном оси p_x . Из выражения (8) следует, что отрицательный вклад в проводимость на частоте ω дают те дырки, функция распределения которых инвертирована $(\partial f_0 / \partial \mathcal{E})_{\vec{E} \perp \vec{p}_x} > 0$. Зависимости $\epsilon_{\text{рез}}(\omega)$ для

^{*} При $\omega_c \gg \omega_{E_1}$ форма линии ЦР тяжелых дырок германия с ОЦМ определяется дисперсией циклотронных частот $\omega_c(S, p_x)$ и видом статической функции распределения $f_0(E, H)$

некоторых значений постоянного электрического поля E представлены на рис.12. Кривые получены путем интегрирования (8) для модели аксиально-симметричного закона



Р и с. 12. Действительная часть резонансной проводимости $\sigma_{\text{рез}}$ горячих тяжелых дырок германия с ОЦМ ($\omega/\bar{\omega}_c < 0$). E (В/см): 1-240, 2 - 120, 3 - 80, 4 - 60; $\epsilon_n = \epsilon N_0 c / H$

дисперсии и рассчитанной для этой модели стационарной функции распределения [14]. Как видно из рис.9, число дырок с ОЦМ в многопучковом стриминге в 1,5 раза меньше, чем в стриминге без магнитного поля (или в аксиально-симметричной модели закона дисперсии), на основании которого была вычислена приведенная на рис.12 проводимость на ЦР. Можно полагать, что найденное значение отрицательной проводимости является завышенным (по абсолютной величине) по указанной причине. Об этом свидетельствуют и результаты прямого моделирования проводимости методом Монте-Карло (см.далее разд.5).

4. ЧАСТОТНЫЕ ГРАНИЦЫ ОДП НА ЦИКЛОТРОННОМ РЕЗОНАНСЕ

Выражение для резонансной проводимости тяжелых дырок с ОЦМ (8) получено для случая, когда циклотронная частота много больше частоты рассеяния в пассивной области $\xi < \hbar\omega_0$ и пролетной частоты ω_E . При гелиевых температурах в слаболегированном германии основным ме-

ханизмом рассеяния при $\hbar < \hbar\omega_0$ является рассеяние на акустических фононах, характерная частота которого при $T = 10\text{ K}$ составляет $\nu_0 \sim (1,5 \div 2) \cdot 10^{10} \text{ c}^{-1}$ (для $\langle \mathcal{E} \rangle / k_B \sim 150\text{ K}$) [115]. Таким образом, стриминг тяжелых дырок ($\omega_E \geq \nu$) возникает в полях $E \geq 100 \text{ В/см}$. Нерезонансную поперечную проводимость дырок в $\vec{E} \parallel \vec{H}$ полях можно оценить по формуле [24]

$$\sigma_D = \frac{e^2 N_0}{\bar{m}} \frac{\omega_E}{(\omega + \bar{\omega}_c)^2} \left[1 + \frac{\Gamma(5/3)\Gamma(1/3)}{6} \right] \approx \frac{e^2 N_0}{\bar{m}} \frac{1,4\omega_E}{(\omega + \bar{\omega}_c)^2}, \quad (9)$$

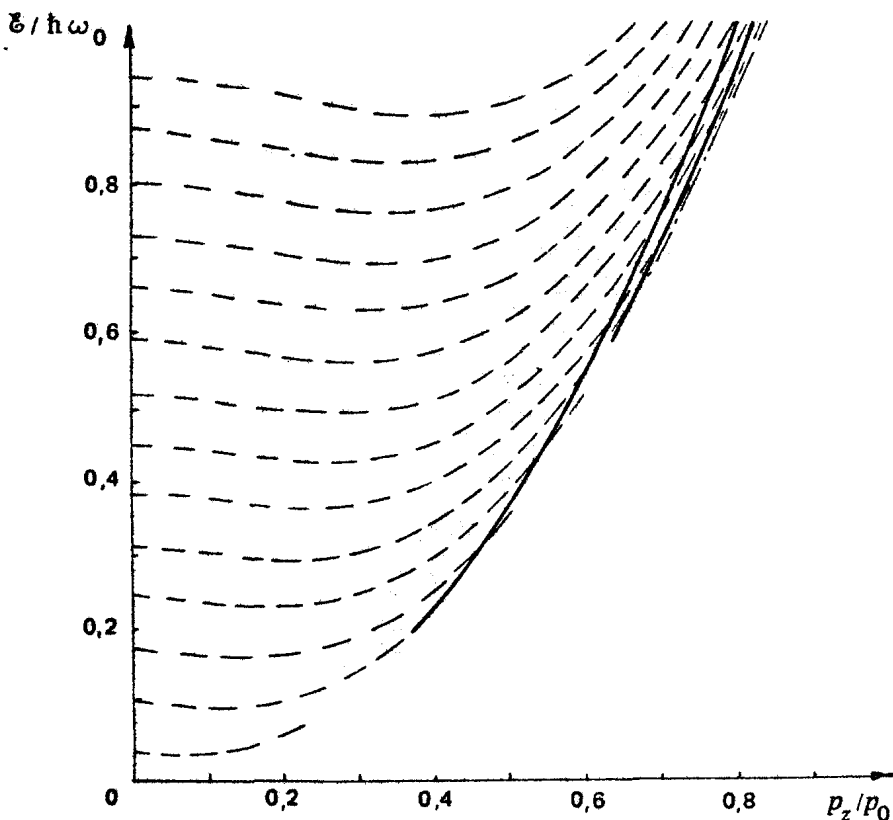
где $\bar{m} = 0,32 m_0$, $\bar{\omega}_c = eH/\bar{m}c$. Сравнивая σ_D и $\sigma_{\text{рез}}$ (см.рис.12), находим, что $\sigma_{\Sigma} = \sigma_{\text{рез}} + \sigma_D < 0$ на частотах $\omega > \omega_E$, т.е. начиная как раз с тех частот, где уже применимо выражение (8). Таким образом, длинноволновая граница ОДП фактически определяется частотой рассеяния дырок в пассивной области $\omega \gg \nu$. Коротковолновая же граница определяется квантованием энергетического спектра тяжелых дырок.

На рис. 13 представлен спектр уровней Ландау тяжелых дырок германия, полученный по обычным правилам квазиклассического квантования площади орбиты частицы в плоскости $\rho_x = \text{const}(\hat{p}_x \parallel \vec{H})$

$$S_n = \frac{2\pi e \hbar H}{c} \left(n + \frac{1}{2} \right), \quad \text{где } n = 1, 2, 3, \dots \quad (10)$$

Пунктиром показаны уровни дырок с положительной циклотронной массой в области I (см.рис.4), сплошной линией — уровни дырок с ОЦМ в области III, штрих-пунктиром — уровни дырок с положительной циклотронной массой в областях II (таких областей четыре, так что эти уровни четырехкратно вырождены). Все уровни двукратно вырождены по спину. Как известно, квазиклассическое приближение справедливо лишь при $n \gg 1$ и вдали от точек поворота (вдали от поверхности $\omega_c(\vec{p}) = 0$). Последнее приводит к тому, что квазиклассические уровни типа I обрываются на поверхности $\omega_c(\vec{p}) = 0$, а не переходят плавно в уровни типа II и III, которые, в свою очередь, начинаются с конечных значений ρ_x на этой поверхности (ср. с [48]). Тем не менее рис.13 удобен для схематического описания стриминга и ОДП на ЦР в условиях квантования спектра. Размер области, в которую поступают дырки после испу —

скания оптического фонона, может быть оценен исходя из классической теории стриминга [3] $\xi/\hbar\omega_0 \sim (2E_0/3E)^{-2/3} \approx 0,16$ при $E \sim 150$ В/см. Таким образом, при $H = 60$ кЭ дырки поступают в основном на 2-3 нижних уровня (см. рис.13). Протягиваясь по p_z электрическим полем, дырки



Р и с. 13. Схема уровней Ландау тяжелых дырок ξ_{Ge} в областях: I (пунктир), II (штрих-пунктир), III (сплошная линия) - см.рис.4

заполняют соответственно нижние уровни в областях II, III, причем в области III уровень с $n = 1$ оказывается менее заселенным, чем выше лежащий уровень $n = 0$. Таким образом формируется инвертированное распределение дырок в области ОЦМ. Переход дырок с уровня $n = 1$ на уровень $n = 0$ в области III происходит с излучением фотона круговой электронной поляризации, в то время как поглощение фотона этой же частоты в области I возможно

лишь на дырочной круговой поляризации. Линия ОДП на ЦР дырок с ОЦМ в квантовом случае, по-видимому, в деталях отличается от классической линии ЦР, приведенной на рис. 12. Для решения задачи о проводимости на ЦР в таких условиях необходимо учесть реальную структуру нижних уровней Ландау [48], рассмотреть кинетику дырок в $\vec{E} \parallel \vec{H}$ полях с учетом их туннелирования в местах антипересечений уровней Ландау и др. Пока же можно лишь грубо оценить коротковолновую границу ОДП на ЦР из условия, при котором в области энергий $\mathcal{E} < \hbar \omega$, в конусе ОЦМ должно находиться не менее двух уровней Ландау: $\omega < 4 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$.

5. ОДП В СИЛЬНОМ ПЕРЕМЕННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

ОДП ρ -типа в сильных постоянных $\vec{E} \parallel \vec{H}$ полях может привести к столь значительному усилению слабого переменного электрического поля $E_1(\omega)$ (вызванного флуктуациями или падающей на полупроводник извне электромагнитной волной); что это обусловит изменение величины проводимости $\sigma(\omega)$. При произвольной амплитуде поля E_1 не представляется возможным получить аналитическое выражение для проводимости тяжелых дырок из решения кинетического уравнения. Действенным методом здесь является численное моделирование проводимости, результаты которого будут приведены ниже. Вместе с тем некоторые качественные представления о характере проводимости дырок в сильном поле E_1 круговой поляризации могут быть получены из анализа непосредственно уравнений движения в $\vec{E}_1 \perp \vec{E} \parallel \vec{H}$ полях:

$$\begin{aligned} \dot{\rho} &= e E \cos \theta + e E_1 \sin \theta \cos \varphi + \frac{e \hbar}{c} \frac{1}{\rho} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \varphi}, \\ \dot{\varphi} &= \omega + \frac{e \hbar}{c} \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \rho} + \text{ctg} \theta \frac{1}{\rho} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \theta} \right] - \frac{e E_1}{\rho \sin \theta} \sin \varphi, \\ \dot{\theta} &= \frac{e E_1}{\rho} \cos \theta \cos \varphi - \frac{e E}{\rho} \sin \theta + \frac{e \hbar}{c} \frac{1}{\rho^2} \text{ctg} \theta \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \varphi}. \end{aligned} \quad (11)$$

Уравнения (11) выписаны в полярной системе координат, $\varphi = \omega t - \psi$, $\vec{E}_1 = E_1 (\vec{i} \cos \omega t + \vec{j} \sin \omega t)$.

Дрейфуя и вращаясь в $\vec{E} \parallel \vec{H}$ полях, дырки пересекают конус $\omega_c(\vec{p}) = -\omega$, в окрестности которого их взаимодействие

с полем E_1 носит резонансный характер. В достаточно сильном переменном поле возможно авторезонансное поведение дырок, когда, раскручиваясь полем E_1 , они затягиваются на резонансный конус и не выходят из резонанса вплоть до очередного акта рассеяния. В работе [52], где использовалась модель аксиально-симметричного закона дисперсии тяжелых дырок $\mathcal{E}(\vec{p}) = (p^2/2m) (1 + \xi \cos 4\theta)$, было показано, что система уравнений (11) допускает решение в виде вращательно-поступательного движения по поверхности резонансного конуса:

$$\omega_c(\theta) = \frac{eH}{c} \left(\frac{1}{p} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial p} + \frac{1}{p^2} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \theta} \operatorname{ctg} \theta \right)_{\theta = \theta_0} = -\omega,$$

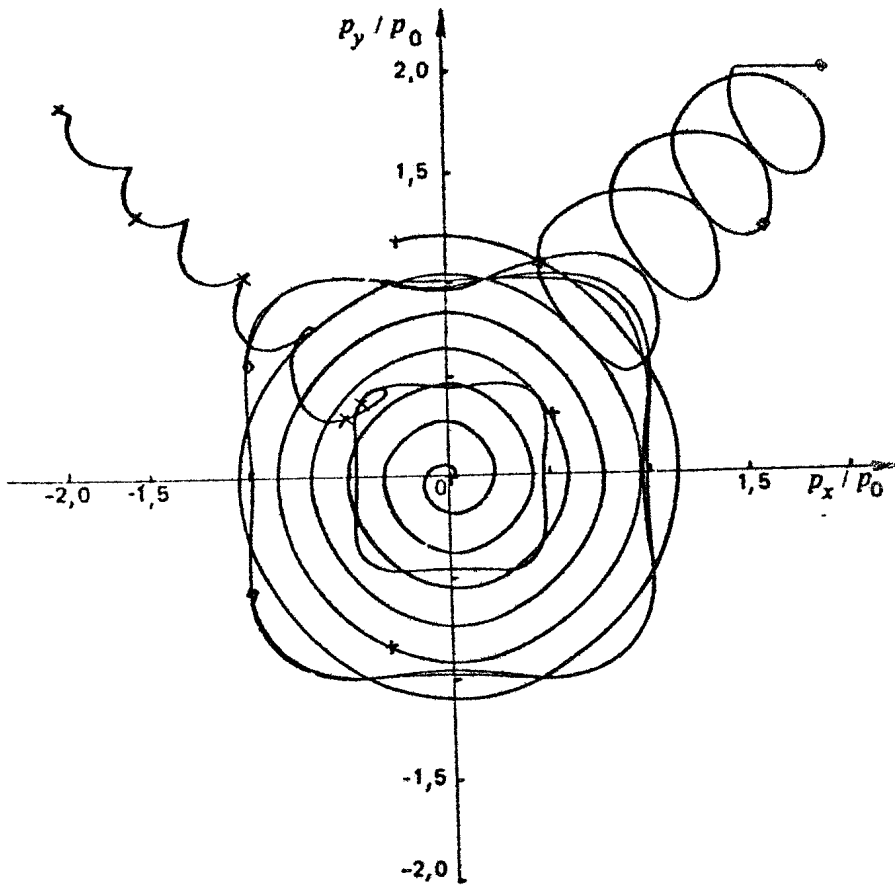
$$\theta = \theta_0 = \operatorname{const}, \varphi = -\omega_c t, p = \frac{eE_1 t}{\sin \theta_0} \quad \text{при} \quad E_1/E = \operatorname{tg} \theta_0 \quad (12)$$

Решение (12) устойчиво относительно малых возмущений θ и φ , т.е. в импульсном пространстве существует некоторая область в окрестности резонансного конуса, попадая в которую дырка затягивается на конус и в дальнейшем движется вблизи его поверхности^{*)}. Поглощаемая при этом мощность $\dot{Q} = \frac{d}{dt} E_{1i} = e^2 E_1^2 t / m_c$ отрицательна, если $m_c < 0$ и растет по абсолютной величине пропорционально времени свободного пробега между актами рассеяния.

На рис.14 представлены результаты численного решения уравнений (11) в сильном переменном поле E_1 круговой поляризации "электронного" направления для реального закона дисперсии тяжелых дырок \mathcal{E}_c . Затянутая на резонансный конус дырка движется по раскручивающейся спирали, ее поглощение отрицательно и возрастает по абсолютной величине пропорционально t , в то время как поглощение незатянутых дырок осциллирует вблизи нуля. Численное решение уравнений движения дырок с различными начальными условиями показало, что при $\omega_c \gg \omega_E$ затянутые дырки составляют значительную часть дырок с ОЦМ [52]. Таким образом, в сильном поле E_1 возможна группировка дырок с ОЦМ в окрестности резонансного конуса и увеличение абсолютной величины ОДП.

Исследование зависимости проводимости \mathcal{G} от напряженности переменного поля E_1 проводилось с помощью прямо-

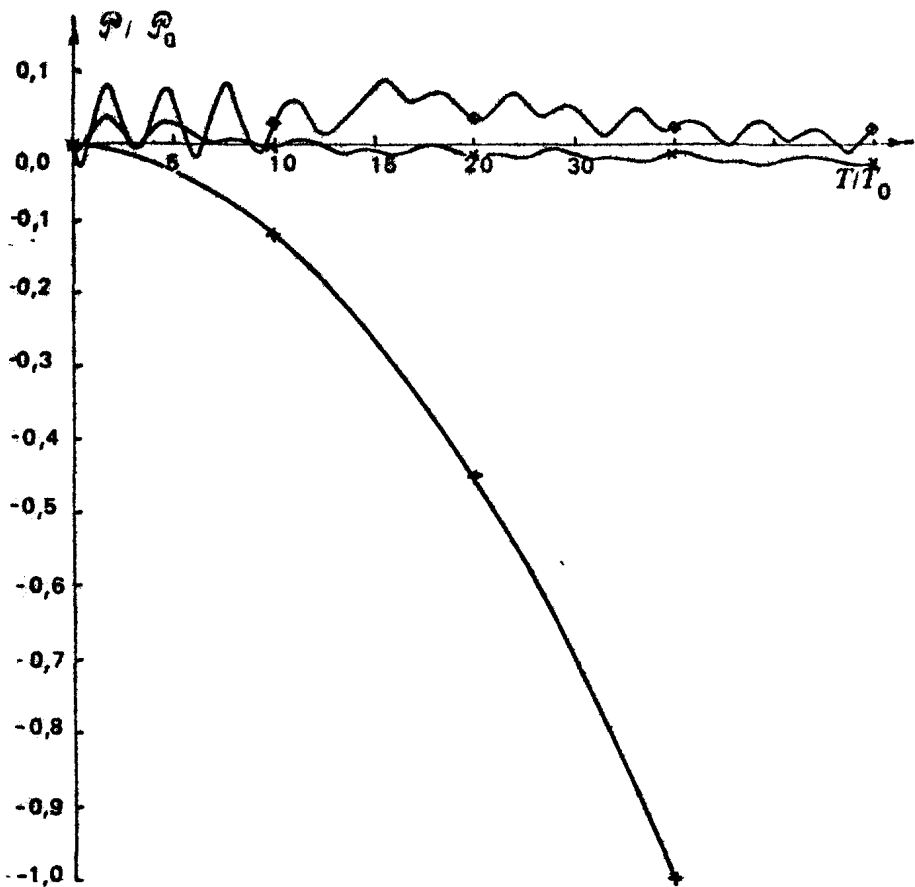
^{*)} Затягивание имеет место и в линейном поляризованном поле E_1 , если выполнены резонансные условия для одной из двух циркулярно поляризованных компонент волны.



а)

Р и с. 14. Вращательно-поступательное движение дырок в полях $\vec{E}_1 \parallel \vec{E} \parallel \vec{H} \parallel [001]$ (проекции траекторий на плоскость $p_x = 0$). Поле E_1 резонансно с дырками с ОЦМ. На траекториях приведены метки через равные интервалы времени Δt , соответствующие перемещению дырки вдоль оси p_x на $\Delta p_x = e E \Delta t$

го моделирования методом Монте-Карло, позволяющего учесть как особенности динамики дырок со сложным законом дисперсии в сильных \vec{E}_1 , \vec{E} , \vec{H} -полях, так и процес-

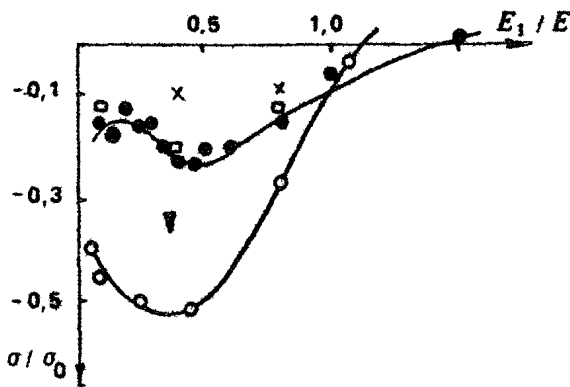


б)

Р и с. 14 Поглощение электромагнитной волны E_1 круговой поляризации разными дырками (метки те же), что и на рис.14(а). Кривая с меткой + соответствует резонансному поглощению поля E_1 дыркой с ОЦМ, затаянутой на конус

$$\omega_c(\vec{p}) = -\omega$$

сы рассеяния (подробнее см.приложение и [7,52,78]). Некоторые результаты численного моделирования проводимости $\rho - \sigma_e \quad \epsilon = \vec{P} / E_1^2$ представлены на рис. 15. Значения ϵ при $E_1 / E \ll 1$ соответствуют линейной прово-



Р и с. 15. Действительная часть проводимости на ЦР тяжелых дырок германия в полях $\vec{E} \parallel \vec{H} \parallel [001]$, полученная путем численного моделирования методом Монте-Карло (E_1 - поле круговой поляризации, резонансное с дырками с ОЦМ, $T=24\text{ K}$):

- | | | |
|--------------------------|----------------------|---|
| • $E = 200\text{ В/см,}$ | $H = 34\text{ кЭ,}$ | $\omega = 10^{12}\text{ с}^{-1};$ |
| ◻ $E = 200\text{ В/см,}$ | $H = 68\text{ кЭ,}$ | $\omega = 2 \cdot 10^{12}\text{ с}^{-1};$ |
| * $E = 200\text{ В/см,}$ | $H = 136\text{ кЭ,}$ | $\omega = 4 \cdot 10^{12}\text{ с}^{-1};$ |
| ∇ $E = 200\text{ В/см,}$ | $H = 25\text{ кЭ,}$ | $\omega = 10^{12}\text{ с}^{-1};$ |
| ◦ $E = 150\text{ В/см,}$ | $H = 25\text{ кЭ,}$ | $\omega = 10^{12}\text{ с}^{-1}$ |

димости. В соответствии с результатами линейной теории она максимальна на циклотронном резонансе $\omega = 2\omega_{c0}$ и при $H = 25\text{ кЭ}$, $\lambda = 2\text{ мм}$, $N_0 = 10^{14}\text{ см}^{-3}$ составляет $\sigma \approx -1,0 \cdot 10^{10}\text{ с}^{-1}$ ($\alpha = (2\pi\sigma/c\sqrt{\epsilon_0}) \approx 0,53\text{ см}^{-1}$), что примерно в 2 раза меньше значения, полученного из аналитических расчетов для аксиальной модели закона дисперсии (см. разд. 3). Это различие связано, очевидно, с завышением почти в два раза числа дырок с ОЦМ при использовании в выводе проводимости стационарной функции распределения, рассчитанной при $H=0$ в приближении аксиально-симметричного закона дисперсии. В сильном переменном поле $E_1 \sim (0,3 \div 0,5)E$ наблюдается увеличение абсолютного значения проводимости, связанное, очевидно, с динамической перестройкой функции распределения дырок с ОЦМ вследствие их затягивания на резонансный конус. Благодаря эффекту затягивания область существования ОДП расширяется до полей $E_1 \approx E$. Приведенные данные позволяют определить предельные значения мощности миллиметрового излучения, которые могут быть получены при использовании p -Ge

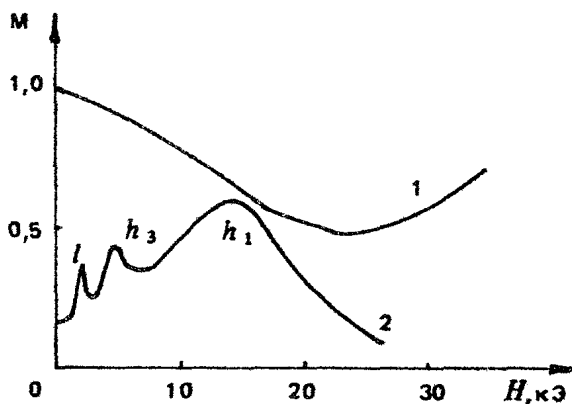
в $\vec{E} \parallel \vec{H}$ полях в качестве активного элемента генератора:
 $\mathcal{P}/V = \varepsilon_1(E_1)E^2 \approx 100 \text{ Вт/см}^3$ при $\lambda = 2 \text{ м}$, $N = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, что соответствует КПД $\eta \approx 5 \cdot 10^{-3}$. При этом максимальная величина мощности, излучаемой с поверхности полупроводника, может быть оценена как $\mathcal{P}/S = c \sqrt{\varepsilon_0} E_1^2 / 4\pi = \approx 200 \text{ Вт/см}^2$ (подробнее см. [78]).

6. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ МИКРОВОЛНОВОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В β_e В $\vec{E} \parallel \vec{H}$ ПОЛЯХ

Первые исследования ЦР дырок германия с отрицательными эффективными массами были выполнены еще в 1958-1960 годах. Хотя результаты изложенных в этих работах экспериментов довольно противоречивы, это были первые шаги на пути к обнаружению четверть века спустя индуцированного излучения горячих дырок германия с ОЦМ [5]. За эти годы был выполнен ряд экспериментальных исследований, существенно расширивших представления о функции распределения и проводимости тяжелых дырок β_e . В работе [125] оптическими методами в ближней ИК-области было обнаружено возникновение вытянутой вдоль \vec{E} функции распределения дырок при $T = 77 \text{ К}$ в сильных полях - стриминга (см. также [31-32]). Позднее эти результаты были дополнены экспериментами по измерению дрейфовых скоростей дырок $v(E)$ методом time-of-flight [127]. Особенности динамики носителей в анизотропной зоне в условиях почти бесстолкновительного движения в области энергий $\mathcal{E} < \hbar\omega_0$ были выявлены в работах [10, 38-39] по ЦР тяжелых дырок β_e в $\vec{E} \perp \vec{H}$ полях. Наконец, здесь же следует отметить и работу [107], относящуюся, правда, к $p\text{-Si}$, где был обнаружен отрицательный эффект Холла при стриминге в направлении $[1 \ 1 \ 1]$, в котором имеются отрицательные и положительные массы.

Впервые взаимодействие электромагнитного излучения сантиметрового диапазона с дырками β_e в сильных электрических полях $\vec{E} \parallel [001]$ изучалось при $T = 77 \text{ К}$ в работе [42]. Эти исследования показали невозможность реализации НЕМАГа на $p\text{-}\beta_e$ без магнитного поля при температуре жидкого азота. В настоящей работе поглощение $p\text{-}\beta_e$ ис-

следовалось при гелиевых температурах на длине волны $\lambda \sim 2$ мм в условиях циклотронного резонанса по методике, описанной в работе [38]. Непосредственно измеряемой величиной являлось изменение пропускания линейно поляризованного излучения лампы обратной волны (ЛОВ) под действием импульса электрического поля $\vec{E} \parallel \vec{H} \parallel [001]$. Образец — плоскопараллельная пластинка ρ -Ge — располагался в квазиоптическом тракте перпендикулярно волновому вектору излучения. В отсутствие электрического поля E при $T = 4,2$ К все дырки в образце выморожены на мелкие акцепторные уровни и он прозрачен для миллиметрового излучения. Импульс сильного электрического поля приводил к ионизации и последующему разогреву дырок. Длина волны ЛОВ выбиралась таким образом, чтобы в образце в направлении распространения волны укладывалось целое число полуволн. В этом случае при малой модуляции пропускания образца $M \ll 1$ (в оптически тонких пластинках) величина регистрируемого сигнала пропорциональна действительной части проводимости дырок в электрическом поле. На рис.16 представ-



Р и с. 16. Модуляция миллиметрового излучения ЛОВ ($\lambda \approx 2$ мм) образцом ρ -Ge в зависимости от магнитного поля: 1 - $E=100$ В/см ($\vec{E} \parallel \vec{H}$), 2 - $E=0$ ($\Delta T \lesssim 10$ К)

лены зависимости модуляции M пропускания от магнитного поля, измеренные в моменты приложения к образцу импульсов сильного электрического поля $E = 100$ В/см и непосредственно после импульсов ($E = 0$). В последнем

случае модуляции связана с термической активацией дырок с примесных уровней в валентную зону вследствие разогрева кристалла за время импульса поля. Температура образца подбиралась таким образом, чтобы обеспечить малую степень термоионизации акцепторов и, следовательно, малую модуляцию пропускания. Линия ν в спектре соответствует ЦР легких дырок, $L_{1,3}$ - первой и третьей гармоникам ЦР тяжелых дырок.

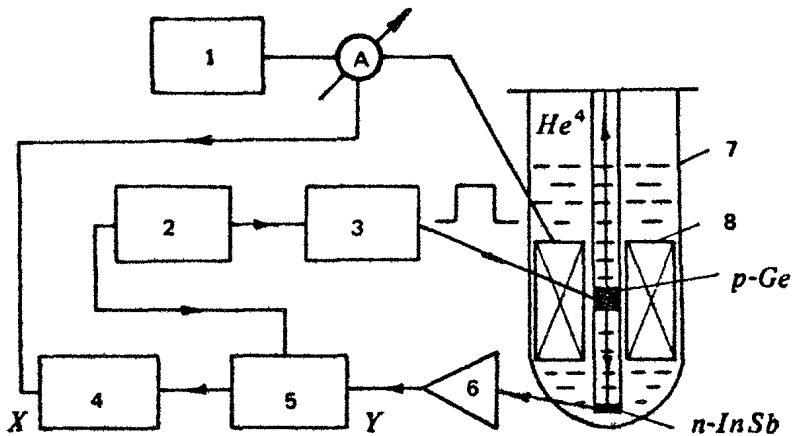
В сильном поле $E \approx 100$ В/см, когда практически все акцепторы ионизованы, образец непрозрачен для излучения ЛОВ: $M \approx 1$ при $H = 0$. В магнитном поле $H \parallel E$ наблюдалось просветление образца до уровня $M \approx 0,5$, которое связано, по-видимому, с падением до нуля (вплоть до смены знака) проводимости дырок в электрическом поле круговой поляризации "электронного" направления, резонансного с циклотронным вращением дырок с ОЦМ. Для "дырочной" круговой поляризации электрического поля проводимость по-прежнему остается большой, и поэтому через образец проходит лишь одна из двух циркулярно поляризованных компонент падающей плоскополяризованной волны. Максимум просветления (минимум $M(H)$) приходится на магнитные поля, соответствующие циклотронной массе $m_c \sim 0,5 m_0$, как это и следует для инвертированных дырок с ОЦМ (см.рис.12).

7. ГЕНЕРАЦИЯ ИНДУЦИРОВАННОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В p-Be В $E \parallel H$ ПОЛЯХ

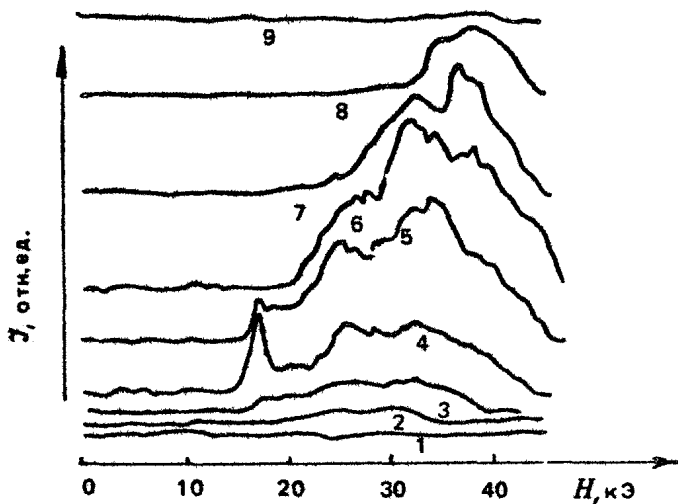
Схема установки для наблюдения индуцированного излучения, использовавшейся в настоящей работе, приведена на рис.17. Исследовались образцы слабокомпенсированного Be: Ga. Образцы располагались в гелиевом криостате в центре сверхпроводящего соленоида. Импульсным полем $E \approx 5$ В/с (длительность импульса $\tau_{имп} \sim 2 \div 80$ мкс, $f_{ловт} \leq 200$ Гц), прикладываемым к образцу через неинжектирующие контакты, как и в опытах с поглощением электромагнитного излучения, осуществлялась ударная ионизация мелких примесей и создавался дрейф носителей заряда вдоль кристаллографического направления $[001]$. Излучение детектировалось приемником из n - InSb , вынесенным из магнитного поля соле-

ноида. Импульсный сигнал с приемника после усиления преобразовывался строб-интегратором в постоянное напряжение и подавался на Y -вход двухкоординатного самописца. Накопление сигнала на строб-интеграторе происходило во время действия опорного строб-импульса. На X -вход самописца подавалось медленно изменяющееся напряжение, пропорциональное току через соленоид или же времени задержки строб-импульса. Таким образом, на самописце регистрировалась зависимость интенсивности излучения от напряженности магнитного поля или форма импульса излучения.

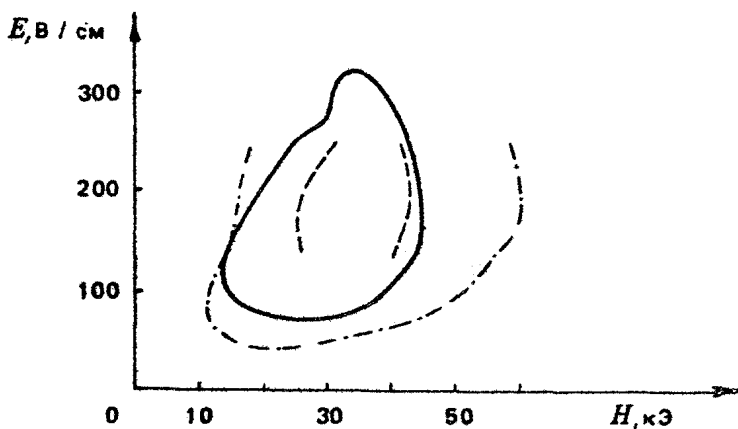
Индукцированное излучение из p - Ge было обнаружено в условиях, близких к тем, при которых наблюдался максимум просветления образца. Характерные зависимости интенсивности излучения от магнитного поля представлены на рис.18. Излучение возникало пороговым образом в интервалах полей $E \sim 70 \div 320$ В/см, $H \sim 15 \div 50$ кЭ, и его интенсивность более чем на пять порядков превышала интенсивность спонтанного излучения p - Ge в сходных условиях [24]. Зоны генерации нескольких образцов приведены на рис.19. Граничные значения E - и H -полей определяются балансом резонансного усиления, с одной стороны, и нерезонансного



Р и с.17. Схема установки для исследования излучения образцов p - Ge в E -, H -полях: 1-блок питания соленоида, 2 - запускающий генератор импульсов, 3 - генератор импульсов сильного электрического поля, 4 - двухкоординатный самописец, 5 - строб-интегратор, 6 - широкополосный усилитель, 7 - гелиевый криостат, 8 - сверхпроводящий соленоид



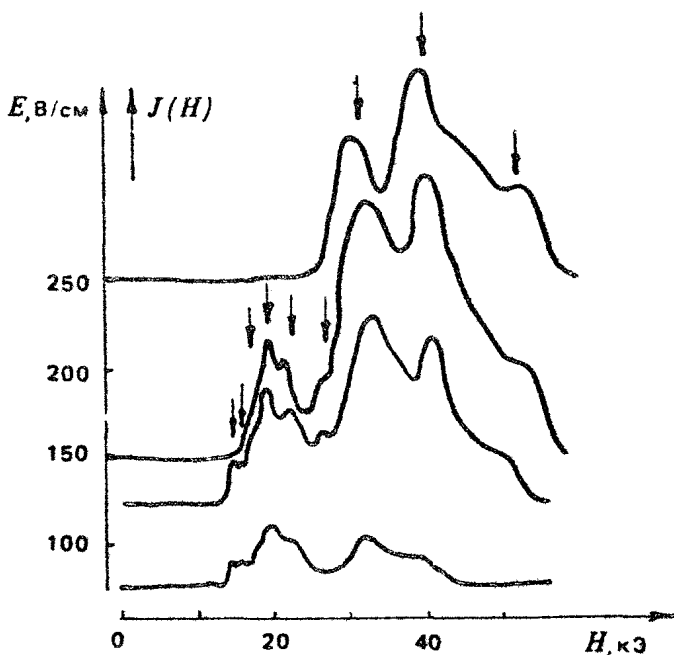
Р и с. 18. Зависимость интенсивности излучения p - Ge (образец 1) от магнитного поля в полосе приемника n - $Гн Sb$. E (В/см): 1 - 50, 2 - 80, 3 - 90, 4 - 120, 5 - 140, 6 - 195, 7 - 250, 8 - 275, 9 - 310. Кривые приподняты относительно друг друга



Р и с. 19. Зоны генерации различных образцов p - Ge . Сплошная линия - образец 1; штрих-пунктир - образец 2, изготовленный из того же материала, что и образец 1, вдвое большей длины в направлении H ; пунктир - образец 3 той же геометрии, что и 2, изготовленный из материала с утроенной концентрацией легирующей примеси

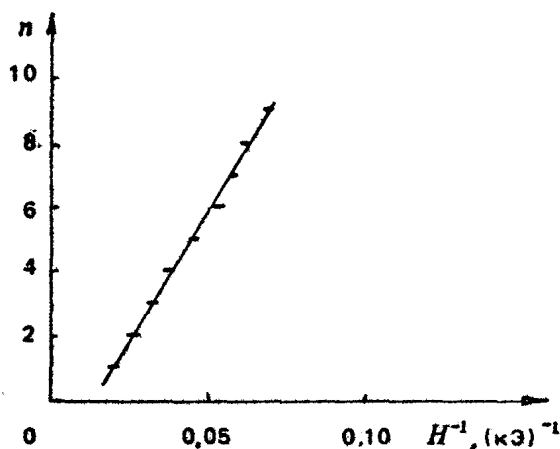
дырочного поглощения, а также и прочими потерями, не связанными со свободными носителями, - с другой стороны. Зависимость дырочной проводимости от магнитного поля получена в разд. 3,4 (см. (8), (9)): $\sigma_{PE3} \sim H^{-1}$, $\sigma_D \sim H^2$ при фиксированном значении поля E . Отсюда следует, что при большом различии нижнего и верхнего граничных значений H первое будет определяться главным образом балансом σ_{PE3} и σ_D , а второе - резонансным усилением и прочими потерями.

На величину резонансного усиления в области сильных магнитных полей, как и на верхнее граничное значение H , могут оказывать влияние эффекты квантования энергетического спектра тяжелых дырок (см. разд.4). С квантованием спектра связаны, по-видимому, и осцилляции интенсивности индуцированного излучения в магнитном поле, отмеченные на рис.20, где зависимости интенсивности излучения от маг-



Р и с. 20. Периодические по $1/H$ всплески интенсивности индуцированного излучения (отмечены стрелками) для одного из образцов с неселективным выводом излучения (см. разд. 7)

нитного поля наблюдались, в отличие от рис.18, в образце с неселективным выводом излучения, так что эффекты квантования слабее маскировались резонансными свойствами электродинамической системы генератора. В таких условиях удается проследить периодичность максимумов интенсивности индуцированного излучения по $1/H$ (рис.21). В сильных магнитных полях уменьшение с ростом H числа уровней Ландау дырок с ОЦМ при $\mathcal{E} < \hbar\omega_0$ вызывает изменение заселенностей оставшихся уровней и величины ОДП. Полагая,



Р и с. 21. Магнитные поля, соответствующие всплескам интенсивности излучения на рис. 20

что в области ОЦМ снимается двукратное спиновое вырождение уровней Ландау, по периоду осциллирующий $\Delta(1/H) \approx (6 \pm 1) \cdot 10^{-6} \text{ Э}^{-1}$ можно в соответствии с (10) указать сечение S , в котором возникновение очередного уровня Ландау приводит к всплескам $\mathcal{I}(H)$ (см.рис.20):

$$S = \frac{1}{2} \frac{2\pi e \hbar}{c \Delta(1/H)} \approx 0,23 \rho_0^2.$$

Это соответствует площади сечения конуса ОЦМ плоскостью $\rho_z \approx 0,6 \rho_0$.

Область значений электрических полей, при которых наблюдалась генерация, соответствует максимальной анизотропии (вытянутости вдоль \vec{E}) функции распределения тяжелых дырок f_e при $T \sim 5-20 \text{ К}$ [115] и ее локализации в конусе ОЦМ. При меньших напряженностях электрическо-

го поля время пролета дырки до энергии оптического фонона сравнимо (или меньше) с временем рассеяния на акустических фононах, так что стриминг в образце не формируется. С другой стороны, с ростом электрического поля функция распределения начинает расширяться за счет проникновения дырок в область $\epsilon > \hbar\omega_0$, что приводит к уменьшению абсолютного значения ϵ_{PEZ} (см.рис.12) и увеличению $\epsilon_D \sim \omega_\epsilon / \omega_c^2$ (см.(9)). В эксперименте это проявляется в падении интенсивности излучения в полях $E > 200 \text{ В/см}$ (вплоть до срыва генерации) при фиксированном значении магнитного поля - рис.18. Существенное сужение зоны генерации для более легированного образца 3 (см.рис.19), по-видимому, также является следствием уменьшения анизотропии функции распределения и $|\epsilon_{PEZ}|$ вследствие дополнительного рассеяния дырок на ионизованных центрах.

Анизотропия функции распределения должна уменьшаться и при повышении температуры полупроводника из-за роста акустического рассеяния. В условиях эксперимента образец адиабатически разогревался в течение времени действия импульса электрического поля и медленно остывал до температуры гелиевой ванны $T = 4,2 \text{ К}$ к моменту поступления следующего импульса. На вставке к рис.22 сплошными линиями показаны записи импульсов излучения при различных начальных температурах образца 1. Нагрев от $4,2 \text{ К}$ до T_0 осуществлялся электрическим импульсом, непосредственно предшествовавшим импульсу поля, в течение которого наблюдалась генерация, T_0 и $T(t)$ рассчитывались исходя из адиабатического характера разогрева образца в обоих импульсах [96]. Зависимости интенсивности излучения от температуры (рис.22) показывают, что уменьшение интенсивности излучения в течение импульса связано с возрастанием температуры образца, причем как предварительный нагрев, так и разогрев во время импульса поля одинаково влияют на интенсивность излучения.

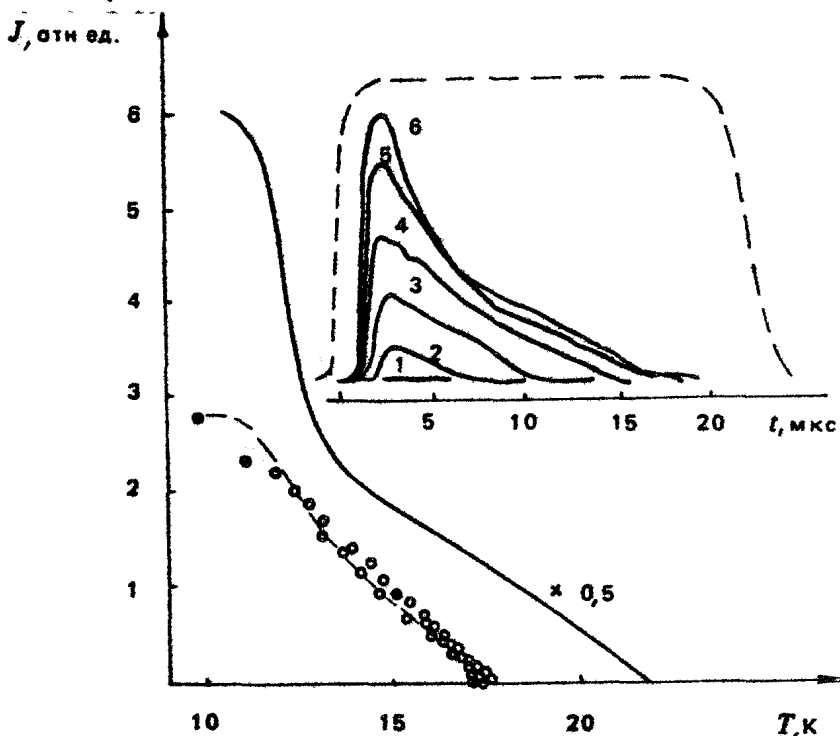
Линейную зависимость излучаемой мощности $\mathcal{P}(t)$ от температуры отсечки, где генерация срывается (см. рис.22), можно объяснить, воспользовавшись условием баланса усиления и поглощения в образце

$$\epsilon_{PEZ} + \epsilon_D + \epsilon_n = 0 \quad (13)$$

и следующей аппроксимацией резонансной проводимости

$$\sigma_{\text{PEЗ}} = -\sigma \cdot (1 - \beta E_1^2) (1 - \gamma T) \quad (14)$$

в области незначительного отклонения $\sigma_{\text{PEЗ}}$ от линейной проводимости (см.рис.15, кривую для $\lambda \approx 2\text{мм}$, $H \approx 34\text{кЭ}$ в области полей $E_1 \ll E$). Здесь σ_n - эффективная проводимость, учитывающая все виды потерь. Квадратичный полевой член в выражении (14) возникает в результате следующей после (7) итерации в кинетическом уравнении по малому параметру $E_1/E \ll 1$. Температурный фактор $\gamma T \ll 1$ связан с уменьшением числа дырок, уча-



Р и с.22. Температурные зависимости интенсивности излучения образцов 1 (пунктир) и 2 (сплошная линия), $T_0 = 4 \text{ К}$, $E = 150 \text{ В/см}$, $H \approx 27 \text{ кЭ}$. $\bullet\bullet$ - данные, соответствующие вершинам импульсов 2-6 на вставке, $\circ\circ$ - данные с различных участков импульсов 2-5. На вставке - осциллограммы импульсов излучения образца 1, снятые при различных начальных температурах решетки T_0 в момент приложения к образцу импульса напряжения (пунктир). $T_0(\text{К})$: 1 - 17,4; 2 - 16,8; 3 - 15,2; 4 - 13,2; 5 - 8,5; 6 - 4,2

ствующих в стриминге и дающих вклад в ϵ_{PE3} , вследствие рассеяния на акустических фононах $\nu_a \sim T \sqrt{\epsilon}$. Таким образом, в условиях, близких к срыву генерации, из выражений (13), (14) получаем

$$\Phi \sim E_1^2 \sim \left(1 - \frac{\epsilon_D + \epsilon_n}{\epsilon^*}\right) - \frac{\epsilon_D + \epsilon_n}{\epsilon^*} \gamma T,$$

т.е. мощность излучения падает пропорционально температуре (см.рис.22). Отклонение от линейной зависимости $\Phi(T)$ для более длинного образца 2 (которому, как видно из рис.19, соответствует более широкая зона генерации, а значит, меньшее значение ϵ_n) в области $T < 13$ К связано, по-видимому, с авторезонансным поведением дырок в сильном переменном поле E_1 , при котором нарушается зависимость $\epsilon_{PE3} \sim (1 - \beta E_1^2)$ (см.разд.5).

Вопрос о предельных температурах, при которых в β -Ge сохраняется ОДП, требует отдельных исследований, однако некоторые качественные выводы могут быть сделаны на основе уже имеющихся результатов. Влияние температуры на резонансную проводимость можно оценить по формуле (14), которая, как было показано, удовлетворительно описывает экспериментальные результаты, полученные при $T < 20$ К. Как отмечалось выше, температурный фактор в (14) связан с акустическим рассеянием дырок за время пролета $\omega_E^{-1} \cdot \gamma T = \bar{\nu}_a / \omega_E$, где $\bar{\nu}_a$ - среднее значение $\nu_a = 1,07 \cdot 10^8 T(\text{К}) \sqrt{\epsilon / k_B \text{Кс}^{-1}}$. Оценка ν_a для простейшей иглообразной модели стриминга дает $\gamma T = 1,4 \cdot T(\text{К}) / E(\text{В/см})$, $\gamma T = 0,14$ при $T = 20$ К, $E = 200$ В/см. Фактор γT остается малым, если с ростом T увеличивается поле E . Для $T = 80$ К $\gamma T \leq 0,2$ при $E \geq 600$ В/см, и если бы в таких полях проводимость ϵ_{PE3} была отрицательна при гелиевых температурах, знак проводимости сохранился бы и при $T = 80$ К. В настоящей работе возможность генерации в столь больших полях детально не исследовалась. Однако генерация наблюдалась при гелиевых температурах в сравнительно низких полях $E \sim (40 \div 50)$ В/см, которым, как следует из работы [115], соответствует такая же степень анизотропии распределения, а значит и величина ϵ_{PE3} , что и для поля $E \sim 600$ В/см. Конечно, при увеличении E от 50 до 600 В/см возрастают потери, связанные с вкладом в

проводимость неинвертированной части функции распределения-
 ϵ_D , однако соотношение $\epsilon_{рез}$ и ϵ_D можно улучшить, повышая напряженность магнитного поля (см. (8), (9)). Таким образом, ОДП на ЦР тяжелых дырок Γ_6 в $\vec{E} \parallel \vec{H}$ полях может быть достигнута при температурах, существенно превышающих 20 К, однако с ростом температуры будет сужаться зона генерации по магнитному полю.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты проведенного экспериментального исследования излучения $p-\Gamma_6$ в $\vec{E} \parallel \vec{H}$ полях - условия, в которых наблюдалась генерация, пороговый характер возникновения излучения, подавление генерации разогревом кристалла - не оставляют сомнений в том, что в работе получено стимулированное излучение МЦР дырок с отрицательными эффективными массами - НЕМАГ_а на ЦР. Как и другие генераторы нового типа субмиллиметрового [16,26,29,30,57,109-110] и миллиметрового [81] диапазонов, НЕМАГ пока реализован на сравнительно чистом германии при гелиевых температурах^{*)}. Возможности существенного продвижения в область более высоких температур связаны как с совершенствованием конструкции устройства, так и с использованием других материалов. Для НЕМАГ_а интересными материалами представляются кремний и алмаз p -типа. Энергия оптического фона - на в этих полупроводниках в 2-4 раза выше, чем в германии, что позволяет рассчитывать на существование достаточно узкой функции распределения при стриминге в электрическом поле не только при гелиевых, но и при более высоких температурах. Кроме того, в указанных материалах минимальные значения отрицательной эффективной массы (для дырок на оси конуса ОЦМ) в 3-7 раз меньше, чем в $p-\Gamma_6$, так что генерация может быть получена в меньших магнитных полях. Конечно, это только предпосылки, позволяющие отнести указанные материалы к числу перспективных. Окончательные выводы могут быть сделаны лишь после детального

^{*)} В работе [30] сообщалось о наблюдении генерации в $p-\Gamma_6$ также при $T \sim 80\text{K}$ в $\vec{E} \perp \vec{H}$ полях на длине волны $\lambda \sim 100\text{мкм}$.

исследования проводимости, так, как это было для Ge. Для алмаза и кремния, наряду с анизотропией, существенно и непараболичность закона дисперсии (энергия спин-орбитального расщепления в этих материалах меньше энергии оптического фонона), так что строгий учет всех особенностей рассеяния и динамики дырок является сложной задачей даже при численном моделировании методом Монте-Карло.

Представляет интерес также исследование возможности отрицательной проводимости на ЦР в полярных полупроводниках p-типа, например в $InSb$, $GaAs$. В этих материалах, благодаря сильной связи дырок с полярными оптическими фононами и преимущественному рассеянию на малые углы при взаимодействии с ними создаются более благоприятные условия для локализации функции распределения в конусе ОЦМ. Дальнейшее развитие как экспериментальных, так и теоретических исследований циклотронного резонанса дырок с отрицательными эффективными массами позволит существенно расширить представления о возможностях полупроводниковых МЦР.

ПРИЛОЖЕНИЕ

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ И ПРОВОДИМОСТИ ТЯЖЕЛЫХ ДЫРОК Ge В $\vec{E} \parallel \vec{H}$ ПОЛЯХ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

Детальные исследования функции распределения горячих дырок германия и их высокочастотной проводимости, результаты которых приведены в разд. 2-5, выполнены путем численного моделирования методом Монте-Карло (см., например, [106, 115]). В данном приложении обсуждаются особенности процедуры моделирования в гофрированной зоне, использованной в настоящей работе.

При моделировании функции распределения тяжелых дырок германия в сильных $\vec{E} \parallel \vec{H}$ полях использовалась однозонная модель с законом дисперсии:

$$g(\rho, \varphi, \vartheta) = \frac{\rho^2}{2m_0} g(\varphi, \vartheta),$$

$$g(\varphi, \vartheta) = A \cdot [B^2 + C^2 \sin^2 \vartheta (\sin^2 \vartheta \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi + \cos^2 \varphi)]^{1/2}, \quad (\text{П.1})$$

где $\rho = |\vec{p}|$, ϑ и φ - полярный и азимутальный углы. Учитывались рассеяния на оптических и равномерно распределенных акустических фоновых, для которых общее выражение плотности вероятности перехода дырки из точки \vec{p} в точку \vec{p}' имеет вид

$$\omega(\vec{p}, \vec{p}') = \frac{2\pi}{\hbar} AG(\vec{p}, \vec{p}') \delta[\bar{g}(\vec{p}') - \bar{g}(\vec{p})], \quad (\text{П.2})$$

где

$$A = A_0 = \frac{\hbar (D_t K)^2}{2\rho\omega_0 V} \left\{ \frac{N_0}{N_0+1} \right\}, \quad \bar{g} = g \pm \hbar\omega_0 -$$

- для оптического рассеяния;

$$A = A_0 = \frac{\kappa_6 T E_{15}^2}{2(2\pi)^2 \hbar \rho s^2}, \quad \bar{g} = g(\vec{p}') -$$

- для квазиупругого акустического рассеяния. Здесь $(D_t K) = 9 \cdot 10^8 \text{ эВ/см}$ - константа деформационного потенциала, $\rho = 5,32 \text{ г/см}^3$ - плотность Ge; V - объем кристалла, ω_0 - характерная частота оптического фонона, $N_0 = [\exp(\hbar\omega_0/k_B T) - 1]^{-1} E_{15} = 4,6 \text{ эВ}$ - константа акустического взаимодействия, $s = (\frac{1}{3} s_p^2 + \frac{2}{3} s_t^2)^{1/2} = 4,067 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ - скорость звука. Фигурирующий в (П.2) интеграл перекрытия волновых функций $G(\vec{p}, \vec{p}')$ для акустического рассеяния имеет вид $G_0 = \frac{1}{4} (1 + 3 \cos^2 \theta)$. Для оптического рассеяния использовалось усредненное значение интеграла $G_0 = 1/2$. Последнее приближение допустимо, когда анизотропия функции распределения не слишком велика и в интеграле столкновений кинетического уравнения можно воспользоваться усредненным по телесному углу значением $\omega(\vec{p}, \vec{p}')$.

Интегральные вероятности рассеяния с поглощением и испусканием оптических и акустических фононов имеют вид

$$\begin{aligned} \langle \nu_{\text{всп}} \rangle_{\text{погл}}(\bar{g}) &= 2 \left\{ \frac{N_0}{N_0+1} \right\} \frac{1}{2} \frac{m_0^{3/2} (D_t K)^2}{\pi \rho \hbar^2 \sqrt{2\hbar\omega_0}} \frac{\sqrt{\bar{g} \pm 1}}{\sqrt{\hbar\omega_0}} = 2,922 \cdot 10^{11} \left\{ \frac{N_0}{N_0+1} \right\} \cdot \\ &= \sqrt{\bar{g}/\hbar\omega_0 \pm 1} \text{ (с}^{-1}\text{)}, \end{aligned}$$

$$(\gamma_a)_{\text{исп}} \left(\frac{\mathcal{E}}{\text{погл}} \right) = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{m_d^{3/2} k_B T E_{1s}^2 \sqrt{\hbar \omega_0}}{\pi \rho \hbar^4 s^2} \sqrt{\frac{\mathcal{E}}{\hbar \omega_0}} = 0,54 \cdot 10^8 T \sqrt{\frac{\mathcal{E}}{k_B}} (\text{К}) (c^{-1}),$$

где

$$m_d^{3/2} = \frac{m_0^{3/2}}{4\pi} \iint \frac{\sin \vartheta' d\varphi' d\vartheta'}{g^{3/2}(\varphi', \vartheta')} \approx (0,35 m_0)^{3/2}.$$

В процедуре моделирования рассеяния разыгрывались времена свободного движения дырок, механизм рассеяния и конечное состояние после акта рассеяния. Уравнение свободного движения $\vec{p} = e \vec{E} + \frac{e}{c} \left[\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \vec{p}}, \vec{H} \right]$ решалось методом Рунге-Кутты 4-го порядка - оптимальным с точки зрения точности решения и затрат машинного времени. При определении конечного состояния углы φ' и ϑ' разыгрывались по формулам

$$(\varphi_a)_{\text{исп}} \sim (1 + 3 \cos^2 \theta) \frac{\sqrt{\mathcal{E}(\rho, \varphi, \vartheta')}}{g^{3/2}(\varphi', \vartheta')},$$

$$(\vartheta_a)_{\text{исп}} \sim \sqrt{\mathcal{E}(\rho, \varphi, \vartheta') \mp \hbar \omega_0} / g^{3/2}(\varphi', \vartheta'),$$

$$\cos^2 \theta = \cos \vartheta' \cos \vartheta'' + \sin \vartheta' \sin \vartheta'' \cos(\varphi - \varphi'),$$

полученным из (П.2), а значение импульса ρ' находилось из закона сохранения энергии.

Изображенные на рис.2,7 функции распределения в фазовом пространстве ρ_x, ρ_y, ρ_z построены методом усреднения по конечным состояниям на основании теоремы Прайса [106].

Нелинейная проводимость тяжелых дырок германия на ЦР в $\vec{E} \parallel \vec{H}$ полях определялась путем прямого моделирования тока j_1 в заданном высокочастотном поле $\vec{E}_1, |\vec{E}|$ круговой "электронной" поляризации:

$$\sigma = \frac{\langle j_1 E_1 \rangle}{|E_1|^2} = \frac{1}{|E_1|^2} \lim_{T \rightarrow \infty} \left\{ \frac{1}{T} \sum_{k=0}^N \int_{\varphi_k}^{\varphi_{k+1}} j_1(t) E_1(t) dt \right\},$$

где N - число актов рассеяния, $\varphi_{k+1} - \varphi_k$ - время сво-

бодного пролета между k -м и $(k+1)$ -м актами рассеяния. Обоснованием такой процедуры моделирования может являться отсутствие корреляции между различными состояниями дырок в сильно разнесенные моменты времени, значительно превышающие период поля $2\pi / \omega$. Наведенный ток j_1 в общем случае не в фазе с полем E_1 . При этом поглощение поля $E_1 e^{i\omega t}$ определяется величиной $\text{Re} \langle j_1 E_1 \rangle$, а поправка к диэлектрической проницаемости среды — $\text{Im} \langle j_1 E_1 \rangle$. Наряду с основной частотой ω в токе могут присутствовать и высшие гармоники. Закон дисперсии дырок с отрицательными циклотронными массами близок к аксиально-симметричному вдали от поверхности $\omega_c(\vec{r}) = 0$, для них гармоники в токе j_1 незначительны.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ПРОВОДИМОСТИ ТЯЖЕЛЫХ ДЫРОК ГЕРМАНИЯ В Е И Н ПОЛЯХ

Е.В.Стариков, П.Н.Шикторов

1. ВВЕДЕНИЕ

Наличие в импульсном пространстве тяжелой подзоны валентной зоны Ge, Si, соединений АзВ5 областей с положительными и отрицательными циклотронными массами m_c обуславливает ряд специфических особенностей при взаимодействии тяжелых дырок с СВЧ-волной круговой поляризации \vec{E}_ω . Во-первых, при наличии магнитного поля, направленного вдоль оси конуса ОЦМ, отклики дырок на СВЧ-поле имеют резонансы при противоположных направлениях вращения вектора \vec{E}_ω : дырки с $m_c > 0$ — при вращении \vec{E}_ω по часовой стрелке, а дырки с $m_c < 0$ — против. Это приводит к разнесению по спектральной шкале вкладов этих дырок в поглощение СВЧ-волны. Во-вторых, выполнение необходимого для возникновения ОДП условия

$$\left. \frac{df(\epsilon)}{d\epsilon} \right|_{p_z = \text{const}} > 0,$$

т.е. большей заселенности состояний с большей энергией $\epsilon(\vec{p})$ при фиксированном значении продольной компоненты импульса $\vec{p}_z \parallel \vec{H}$ (в классической трактовке) или инверсии по уровням Ландау (в квантовой трактовке), требует различного распределения дырок в импульсном пространстве.

При $m_c > 0$ необходима инверсия распределения по радиусу траекторий циклотронного вращения в импульсном пространстве $\vec{p}_\perp \perp \vec{H}$: $\partial f(p_\perp) / \partial p_\perp > 0$ (т.е. спадающее к оси p_x распределение), а при $m_c < 0$, наоборот, необходимо спадающее к краям распределение с $\partial f(p_\perp) / \partial p_\perp < 0$. Последнее легко реализуется в условиях стримингообразной функции распределения при $\vec{E} \parallel \vec{H} \parallel [001]$, что в совокупности с накоплением дырок внутри конуса ОЦМ и разнесением по спектральной шкале вкладов дырок с положительными и отрицательными циклотронными массами и лежит в основе идеи НЕМАГа на циклотронном резонансе [14,91], которая недавно была экспериментально реализована [5,6].

Целью настоящей работы является теоретическое исследование частотных и полевых зависимостей коэффициента усиления и определение оптимальных условий усиления и генерации для НЕМАГа на циклотронном резонансе в дырочном германии.

2. МЕТОДИКА РАСЧЕТОВ

Одночастичным методом Монте-Карло рассчитывалось движение одной пробной дырки в импульсном пространстве под действием постоянных электрического \vec{E} и магнитного \vec{H} полей, параллельных направлению $[001]$, и переменного поперечного электрического поля $\vec{E}_\omega(t) = E_\omega [\vec{i} \cos \omega t + \vec{j} \sin \omega t]$ круговой электронной поляризации, направление вращения которого совпадает с направлением вращения электронов в магнитном поле (или, что то же самое, с направлением вращения дырок с отрицательной массой). Уравнение свободного движения дырки в импульсном пространстве между двумя последовательными актами рассеяния

$$\frac{d}{dt} p_x = e E_\omega \cos \omega t + e v_y(\vec{p}) H, \quad \frac{d}{dt} p_y = e E_\omega \sin \omega t - e v_x(\vec{p}) H, \quad \frac{d}{dt} p_z = e E$$

интегрировалось численно, методом Рунге-Кутты 4-го порядка. В процессе моделирования рассматривались только тяжелые дырки, закон дисперсии которых принимался параболическим в виде

$$\varepsilon(\vec{p}) = [A - q(\vec{p}/|\vec{p}|)] \vec{p}^2 / 2 m_0,$$

где

$$q(\vec{p}/|\vec{p}|) = \sqrt{B^2 + C^2(\rho_x^2 \rho_y^2 + \rho_y^2 \rho_x^2 + \rho_z^2 \rho_x^2) / \vec{p}^4}.$$

Отсюда компонента скорости в j -направлении ($j = x, y, z$)

$$v_j(\vec{p}) = (\rho_j / m_0) \left[A - \left(B^2 + \frac{1}{2} C^2 - \frac{1}{2} C^2 \rho_j^2 / \vec{p}^2 \right) / q(\vec{p}/|\vec{p}|) \right]$$

Учитывалось рассеяние дырок на ионизованных примесях, акустическом и оптическом деформационных потенциалах. Влиянием гофрировки на вероятности рассеяния пренебрегалось.

В процессе моделирования определялись временные развертки компонент скорости $v_x(t)$ и $v_y(t)$ в течение периода T изменения СВЧ-поля путем усреднения по всем периодам. Полученные развертки использовались для расчета диссипативной мощности P_ω переменного поперечного поля $\vec{E}_\omega(t)$

$$P_\omega = \frac{1}{T} \int_0^T \varepsilon \vec{v}(t) \vec{E}_\omega(t) dt = \varepsilon E_\omega \frac{1}{T} \int_0^T [v_x(t) \cos \omega t + v_y(t) \sin \omega t] dt$$

и определения диссипативных частей скорости $v_\omega = 2P_\omega / E_\omega$ и подвижности $\mu_\omega = v_\omega / E_\omega$. Положительные значения P_ω (а следовательно, и μ_ω , v_ω) соответствуют поглощению поперечной СВЧ-волны, а отрицательные - усилению. По найденной подвижности μ_ω при заданной концентрации дырок p рассчитывался коэффициент усиления

$$\alpha_y = -\mu_\omega p (2e / c n' \varepsilon_0),$$

где $n' = \sqrt{\varepsilon}$ - показатель преломления, c - скорость света в вакууме, ε_0 - абсолютная диэлектрическая проницаемость вакуума.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

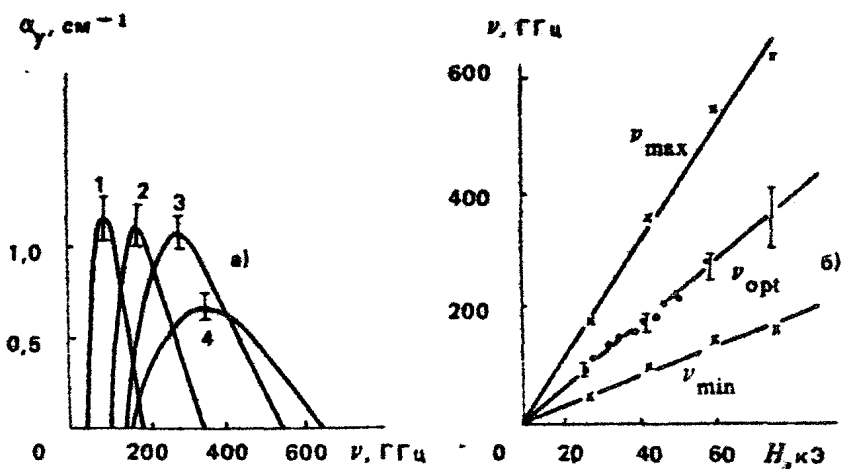
С целью более конкретного сопоставления получаемых теоретических данных с имеющимися на настоящий момент экспериментальными результатами в расчетах использовано

лись, как правило, значения параметров, близкие к использованным и реализованным в экспериментах [5,6]. Полагалось, что температура решетки $T_0 = 10\text{К}$, а концентрация дырок в образце ρ -Ge составляет $\rho = 0,7 \cdot 10^{14}\text{см}^{-3}$ при полной концентрации примеси $N_I = N_A + N_D = 1,3 \cdot 10^{14}\text{см}^{-3}$. Расчеты проводились при отношении полей $E_\omega / E = 0,4$, при котором, согласно работе [52], происходит увеличение подвижности за счет эффектов динамического стягивания. Усреднение проводилось по 2-5 тысячам периодов СВЧ-поля, что соответствовало не менее чем 1-2 тысячам пролетов дырочной пассивной области. Для повышения точности расчетов использовался метод виртуальных частиц [115], вводимых после рассеяния дырок на фононах. Это обеспечило разумную точность при относительно большой амплитуде поперечного поля $E_\omega / E \approx 0,3 \div 0,4$. Однако при малых значениях E_ω / E точность наших расчетов недостаточна, чтобы с уверенностью говорить о наличии максимума μ_ω при $E_\omega / E \approx 0,4$.

Частотные зависимости

Внутри конуса ОЦМ дырки могут иметь отрицательную обратную массу m_c^{-1} в диапазоне $-4,2 \div 0$. Поэтому при фиксированном магнитном поле H для волны электронной поляризации условия усиления могут выполняться в достаточно широком диапазоне частот, причем максимума усиления разумно ожидать в районе частот, соответствующих среднему значению $m_c^{-1} \approx -2$. Полученные результаты подтверждают эту качественную точку зрения. На рис.1,а приведены зависимости коэффициента усиления α_y от частоты $\nu = \frac{\omega}{2\pi}$ переменного поля, рассчитанные при нескольких значениях H . Кривые 1-3 ($H = 16,5; 33$ и $49,5$ кЭ соответственно) получены при $E = 150$ В/см, что соответствует приблизительно центру диапазона электрических полей $E \approx 100 \div 200$ В/см, в котором экспериментально наблюдалась генерация, а кривая 4 ($H = 66$ кЭ) получена при $E = 250$ В/см.

Как видно из рис.1,а, все кривые имеют резонансный характер, причем полоса частот усиления увеличивается с ростом H . При $H \approx 15-50$ кЭ достигаемое максимальное значение подвижности практически не зависит от H . Значения верхней ν_{max} и нижней ν_{min} границы диапазона



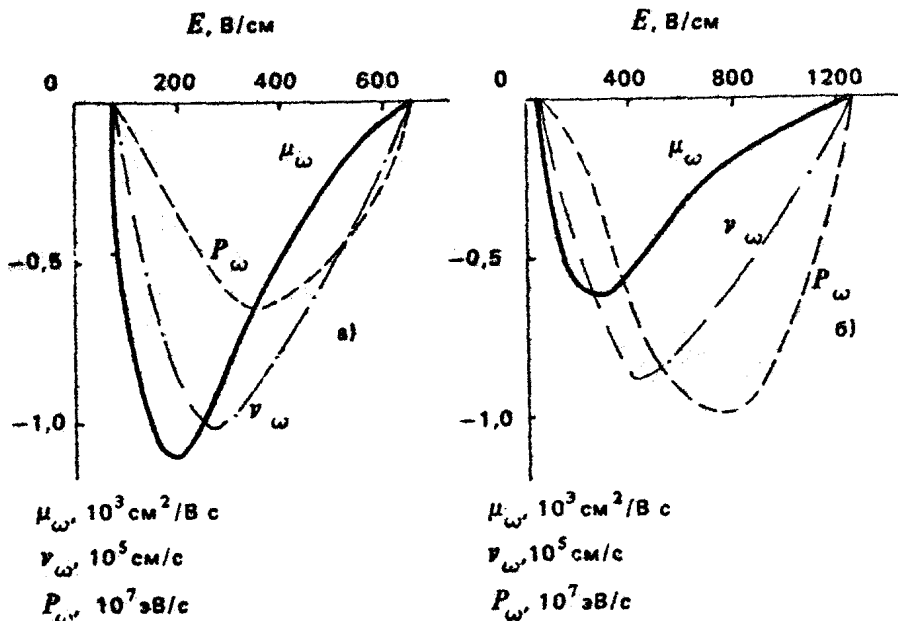
Р и с. 1. Спектральная зависимость коэффициента усиления (а) и изменение диапазона усиления с магнитным полем (б) ($\xi_0/\xi = 0,4$, $T_0 = 10 \text{ К}$, $\rho = 7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$)

усиления и оптимальной частоты ν_{opt} , при которой коэффициент усиления достигает максимума, представлены на рис.1,б. Там же точками приведены значения частот, при которых наблюдалась генерация в эксперименте [5,6]. Как следует из рис.1, в области магнитных полей $H = 15 - 65 \text{ кЭ}$ усиление можно ожидать в диапазоне частот $\nu = eH / 2\pi m_0 |m_c|$, определяемом значениями $|m_c| = 0,25 - 1,0$. Максимум коэффициента усиления достигается при значениях $|m_c| \approx 0,45 \pm 0,5$.

Полевые зависимости

Влияние величины постоянного электрического поля E на диссипативную часть подвижности μ_ω обусловлено главным образом двумя факторами. Для возникновения эффекта усиления, т.е. отрицательных значений μ_ω , необходимо, во-первых, чтобы величина электрического поля E находилась в диапазоне значений, в котором образуется стримингообразная функция распределения. По оценкам, при гелиевых температурах решетки это соответствует диапазону E от $50 \pm 100 \text{ В/см}$ до $1 \pm 1,5 \text{ кВ/см}$. Во-вторых, чем сильнее выполняется неравенство $\tau_E > T_E$, тем больше оборотов успевает сделать дырка при движении внутри ко-

нуса ОЦМ и тем сильнее эффективность резонансного воздействия. Поэтому чем сильнее магнитное поле H , т.е. меньше T_c , тем при большем значении E можно ожидать исчезновения отрицательной подвижности. Это отчетливо видно из рис.2, на котором изображены полевые зависимости μ_ω , v_ω и P_ω , рассчитанные для



Р и с. 2. Полевые зависимости μ_ω , v_ω и P_ω ($E_\omega/E = 0,4$, $T_0 = 10 \text{ К}$, $\rho = 7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$): а - $H = 33 \text{ кЭ}$, $\nu = 184 \text{ ГГц}$; б - $H = 66 \text{ кЭ}$, $\nu = 380 \text{ ГГц}$

$E_\omega/E = 0,4$ при двух значениях магнитного поля $H = 33 \text{ кЭ}$ (а) и 66 кЭ (б) и соответственно при двух разных частотах $\nu = 184 \text{ ГГц}$ (а) и 380 ГГц (б).

Из сопоставления графиков для разных H следует, что при фиксированном отношении E_ω/E наименее всего подвергается изменениям зависимость отклика скорости v_ω от отношения полей E/H , которое пропорционально отношению времени T_c/τ_E . Это является отражением того факта, что при фиксированных безразмерных параметрах E_ω/E и τ_E/T_c динамика свободного движения дырок в пассивной области импульсного пространства является подобной. Приблизительное постоянство v_ω обуслов-

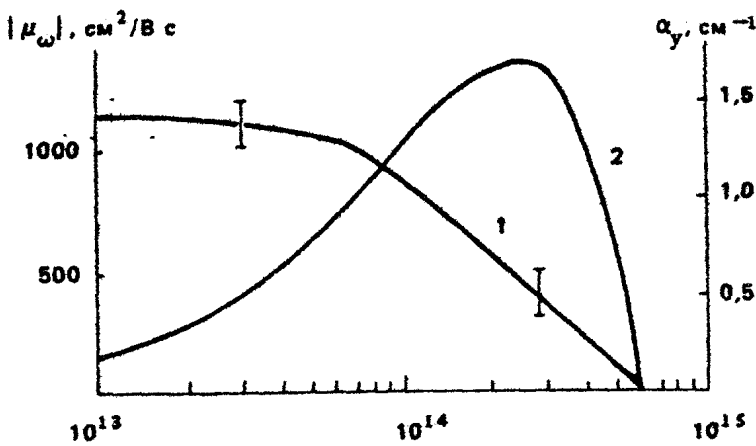
ливают изменение μ_{ω} и P_{ω} : при увеличении H значение μ_{ω} уменьшается (так как $\mu_{\omega} \sim v_{\omega}/E_{\omega} \sim v_{\omega}/E \sim v_{\omega}/H$) а P_{ω} , наоборот, увеличивается (так как $P_{\omega} \sim v_{\omega} E_{\omega}$). Кроме того, как следует из рис.2, области достижения максимального коэффициента усиления и максимальной мощности находятся в разных концах диапазона электрических полей. Поэтому для достижения больших мощностей генерации удобнее работать при больших значениях E , при которых достигается максимум P_{ω} , а для достижения максимального коэффициента усиления, который пропорционален μ_{ω} , и максимального КПД необходимо работать в области относительно меньших (в 2-3 раза) электрических полей.

Концентрационные зависимости

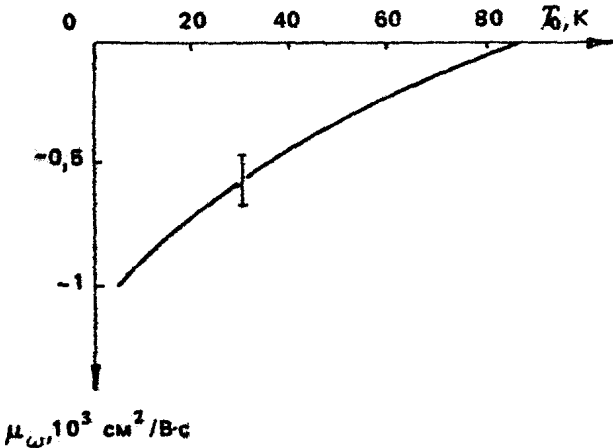
Поскольку коэффициент усиления $\alpha_{\omega} \sim \rho \cdot \mu_{\omega}$, то он тем больше, чем больше концентрация дырок. С другой стороны, при фиксированной степени компенсации $\rho \sim N_I$, т.е. рост ρ сопровождается ростом концентрации примеси, а следовательно ростом примесного рассеяния, приводящего к уменьшению $|\mu_{\omega}|$ и в конечном счете к исчезновению отрицательной подвижности. Наличие этих двух противоположных тенденций обуславливает оптимальный диапазон концентрации примеси, в котором коэффициент усиления максимален. Как видно из рис.3, максимальное значение коэффициента усиления составляет $\alpha_{\omega} \approx 1-1,5 \text{ см}^{-1}$ и достигается при $\rho = (1 \div 4) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

Температурные зависимости

Поскольку с увеличением температуры происходит уменьшение времени свободного пробега дырок и увеличение поперечного уширения стриминга, то рост T_0 всегда приводит к уменьшению и в конечном счете исчезновению отрицательной подвижности. Однако, так как с увеличением магнитного поля растет оптимальная частота, то при работе на оптимальном диапазоне температур T_0 несколько расширяется с увеличением H . Так, например, если $H = 33 \text{ кЭ}$ μ_{ω} меняет знак при $T_0 = 40 \div 50 \text{ К}$, а если $H = 66 \text{ кЭ}$ - при $T_0 = 80 \div 100 \text{ К}$ (рис.4).



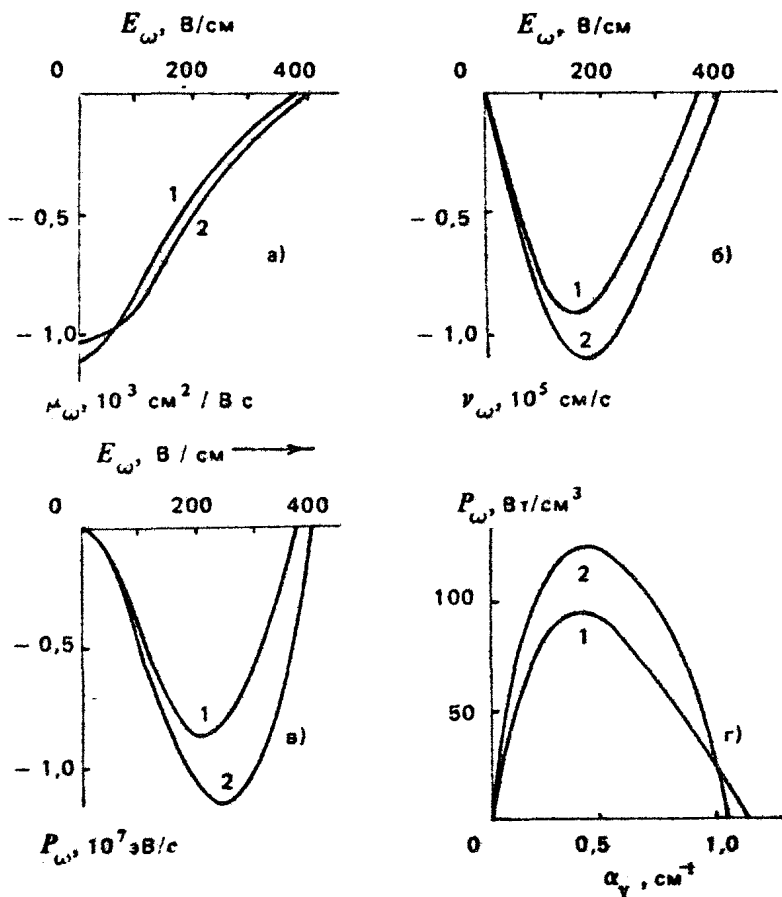
Р и с. 3. Зависимость от концентрации примеси подвижности μ_{ω} (кривая 1) и коэффициента усиления α_y (кривая 2) ($E_{\omega}/E = 0,4$; $H = 33$ кЭ, $E = 150$ В/см; $\nu = 184$ ГГц; $T_0 = 10$ К; $N_D/N_A = 0,3$)



Р и с. 4. Зависимость подвижности μ_{ω} от температуры решетки T_0 ($E_{\omega}/E = 0,4$; $E = 250$ В/см; $H = 66$ кЭ; $\nu = 430$ ГГц, $N_I = 0$)

Амплитудные характеристики

Большой практический интерес представляет рассмотрение вопросов, связанных с КПД преобразования, а также величиной и условиями достижения максимальной мощности генерации. Качественно ситуацию можно описать следующим образом. При наличии внешней резонирующей системы ОДП приведет к зарождению и раскачке СВЧ-колебаний, сопровож-



Р и с. 5. Зависимости μ_ω (а), ν_ω (б) и P_ω (в) от амплитуды E_ω СВЧ-поля и зависимость генерируемой мощности от коэффициента потерь $\alpha_n = \alpha_y$ (г).

$T_0 = 10 \text{ K}$, $\rho = 7 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $\nu = 184 \text{ Гц}$,

$N = 33 \text{ кЭ}$; E (В/см): 1 - 150, 2 - 250

дающихся увеличением амплитуды E_ω внутри кристалла. На начальном этапе рост E_ω будет сопровождаться и ростом мощности $P_\omega \sim \mu_\omega E_\omega^2$. Однако при достаточно сильном увеличении E_ω начнет уменьшаться μ_ω за счет выхода дырок из конуса ОЦМ. Это в конечном счете приведет с ростом E_ω к полному исчезновению эффекта усиления и уменьшению μ_ω и P_ω до нуля. Поэтому необходимо подобрать характеристики резонатора и обеспечить отвод мощности излучения таким образом, чтобы мощность P_ω внутри кри-

сталла держалась на максимальном уровне. Поскольку при стационарной генерации суммарный коэффициент потерь α_n , учитывающий как потери в резонаторе, так и отвод мощности, должен быть равен коэффициенту усиления, то для определения оптимальных условий работы генератора и его характеристик необходимо знать, как зависит коэффициент усиления $\alpha_y \sim |\mu_\omega|$ и мощность генерации P_ω от амплитуды E_ω усиливаемого поля.

С этой целью были рассчитаны зависимости μ_ω и P_ω от амплитуды E_ω переменного поля (рис.5,а,в). Исключая из них E_ω , т.е. выражая P_ω как функцию μ_ω и переходя от μ_ω к коэффициенту усиления α_y , получаем зависимость $P_\omega(\alpha_y)$ (рис.5,г). Поскольку в стационарном режиме генерации коэффициент усиления устанавливается на уровне значения суммарного коэффициента потерь $\alpha_y = \alpha_n$, полученная зависимость $P_\omega(\alpha_n)$ позволяет оценить оптимальные условия генерации. В частности, как следует из рис.5,г, при использованных параметрах полей и кристалла германия для достижения максимальной мощности генерации $P_\omega \approx 100 \text{ Вт/см}^3$ значение α_n должно находиться в пределах $0,4 - 0,5 \text{ см}^{-1}$. Расчеты, проведенные при других значениях параметров, показали, что оптимум достигается тогда, когда величина α_n составляет 30-40% от значения линейного коэффициента усиления $\alpha_y^0 = \alpha_y (E \rightarrow 0)$, при этом КПД преобразования мощности постоянного электрического поля в излучение достигает 0,5-1%.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ МАЗЕРА НА ДЫРКАХ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМИ МАССАМИ В ГЕРМАНИИ

А.М.Белянцев, В.И.Гавриленко, З.Ф.Красильник,
Л.М.Кукин, В.В.Никоноров, С.А.Павлов,
В.В.Паршин, Д.Г.Ревин

1. ВВЕДЕНИЕ

Монохроматичность электромагнитного излучения – важнейший признак, свидетельствующий об индуцированном характере излучения. Поэтому в первых же опытах по наблюдению генерации [5] были предприняты попытки измерения длины волны излучения и степени его монохроматичности. Развитием этих экспериментов явились спектральные исследования, выполненные в настоящей работе. Выбор методик этих исследований связан с диапазоном рабочих частот генератора и конструктивными особенностями его размещения (криостат, жидкий гелий). В субмиллиметровом и дальнем ИК-диапазонах длин волн имеются селективные охлаждаемые фотоприемники, которые могут быть размещены в одном криостате с исследуемым генератором, что представляет определенные удобства при измерениях. Такие приемники на основе чистых полупроводников $n\text{-GaAs}$ и $n\text{-InSb}$ в магнитном поле использовались в первых спектральных исследованиях мазера на циклотронном резонансе (ЦР) легких дырок Ge [26,86] и лазера на 2 – 1-переходах в $p\text{-Ge}$ [9,86,109]. В миллиметровом же диапазоне, где работает мазер на ЦР тяжелых дырок Ge , криогенные селективные приемники практически отсутствуют, поэтому в данном случае излучение МЦР выводилось из криостата наружу и исследовалось с помощью интерферометров

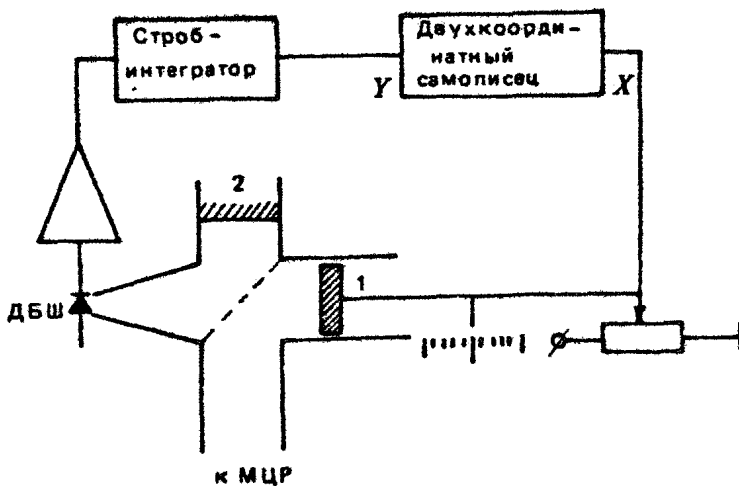
и супергетеродинных приемников 2- и 3-миллиметровых диапазонов длин волн.

Интерферометром Майкельсона можно достаточно просто измерить длину волны излучения и оценить ширину спектра. Супергетеродинный приемник позволяет выявить тонкую структуру спектра излучения: его спектральное разрешение определяется шириной полосы усилителя промежуточной частоты, которая в описанных ниже опытах составляла около 40 МГц, что в несколько тысяч раз меньше частоты сигнала.

Спектральные исследования позволили установить высокую степень монохроматичности излучения полупроводникового МЦР. Вместе с тем они явились еще одним методом изучения физических условий существования инвертированного распределения тяжелых дырок в германии в сильных $E \parallel [001]$ полях и связанной с инверсией ОДП в полупроводнике. Спектральные исследования способствовали формированию представлений о нелинейной высокочастотной проводимости β_e , о влиянии электродинамической системы на характеристики индуцированного излучения. Наконец, эти исследования играют важную роль в совершенствовании МЦР как спектрального прибора. В работе приводятся также первые результаты использования полупроводникового лазера для спектральных исследований горячих носителей в германии.

2. ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ ИНДУЦИРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

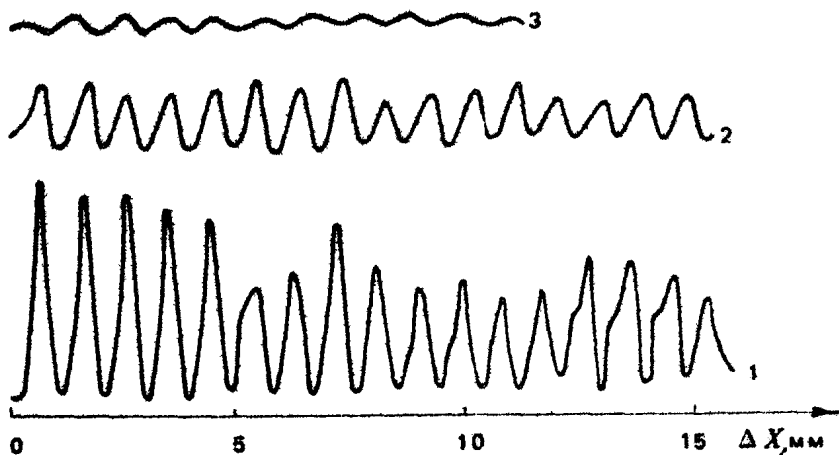
Исследуемое излучение генерировалось образцами β_e , выполненными в виде цилиндров или прямоугольных параллелепипедов длиной от 10 до 40 мм с площадью поперечного сечения от 6 до 50 мм². Образцы, снабженные омическими неинжектирующими контактами, размещались в гелиевом криостате в центре сверхпроводящего соленоида, прикладываемое к ним напряжение создавало электрическое поле в кристаллографическом направлении $[001]$ (см. разд.7 в работе [12]). Для вывода излучения из криостата наружу использовался сверхразмерный металлический волновод круглого сечения, который сопрягался с интерферометром Майкельсона, выполненным на сверхразмерных прямоугольных волноводах сечением 10x23 мм. С помощью делительной пластинки из слюды толщиной $d \sim \lambda/23$ мм сигнал примерно поровну развет-



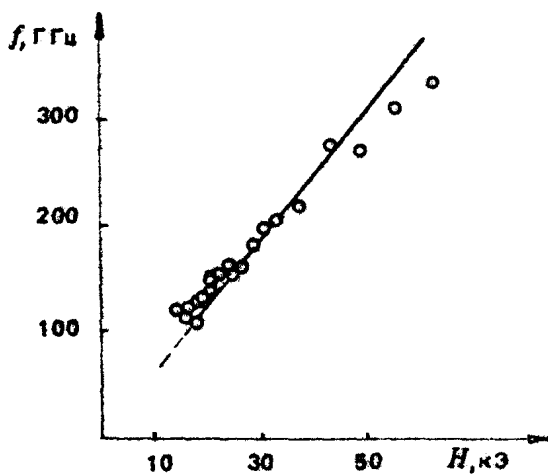
Р и с. 1. Блок-схема установки для записи интерферограмм излучения лазера

влялся в плечи с интерферометра подвижным (1) и неподвижным (2) зеркалами – рис.1. Сигнал на выходе интерферометра детектировался диодом с барьером Шоттки (ДБШ) на основе $n\text{-GaAs}$. Видеоимпульсы преобразовывались строб-интегратором в постоянное напряжение, которое подавалось на Y -вход двухкоординатного самописца. На X -вход поступал сигнал, пропорциональный смещению подвижного зеркала интерферометра. Характерные интерферограммы излучения лазера, записанные таким образом в различных точках зоны генерации, представлены на рис.2. Результаты измерений в различных магнитных полях сведены на рис.3, откуда видно, что частота генерации меняется магнитным полем приблизительно как циклотронная частота с эффективной массой $m^* \sim 0,5 m_0$. Пунктиром изображены области, где измерения длины волны не проводились, но генерация наблюдалась как видеодетектором на ДБШ, так и охлаждаемым широкополосным приемником из $n\text{-InSb}$

Четкая картина чередования максимумов и минимумов на рис.2 свидетельствует о достаточно высокой степени монохроматичности излучения. Опыты с интерферометром с большой разностью длин плеч (в 1100 мм) показали, что в отдельных случаях ширина спектра излучения не превышала



Р и с. 2. Характерные интерферограммы излучения на длинах волн: 1 - 1,84 мм, 2 - 1,91 мм, 3 - 2,15 мм; ΔX - смещение подвижного зеркала интерферометра



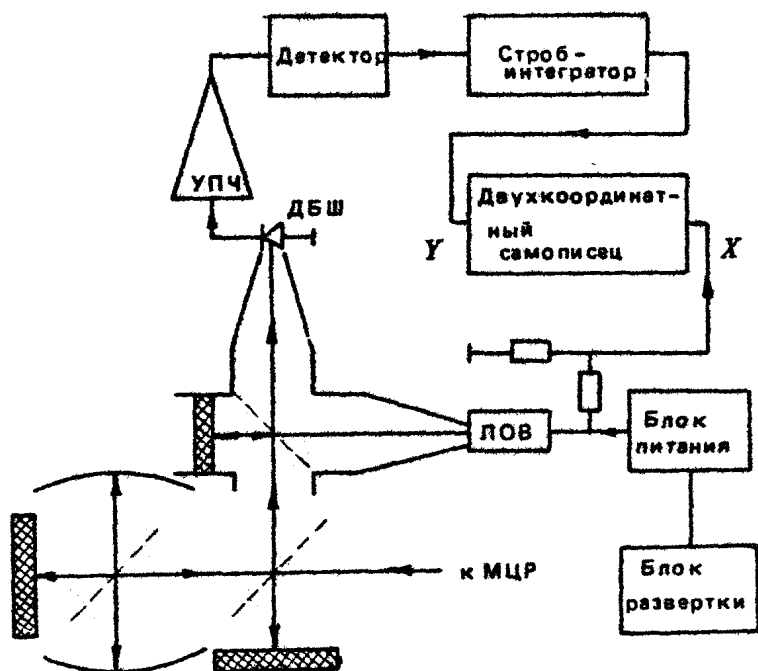
Р и с. 3. Перестройка частоты излучения лазера магнитным полем. Пунктиром показаны предельные значения магнитных полей, при которых сохранялась генерация

60 МГц – разрешающей способности прибора. Вместе с тем были и такие режимы генерации, в которых не удавалось наблюдать периодическую интерферограмму. Как выяснилось в результате спектральных исследований, выполненных с помощью селективного супергетеродинного приемника, это связано с генерацией излучения одновременно на нескольких частотах.

3. ИССЛЕДОВАНИЕ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ СОСТАВА ИЗЛУЧЕНИЯ

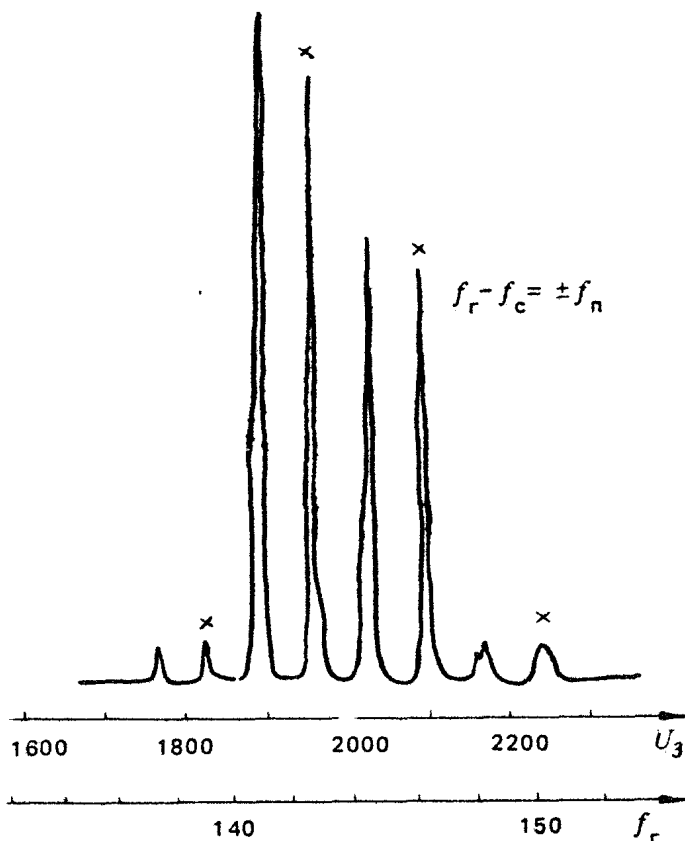
Данные исследования выполнялись с помощью супергетеродинных приемников коротковолновой части миллиметрового диапазона с перестраиваемой лампой обратной волны (ЛОВ) в качестве гетеродина [53]. Сигналы от МЦР и ЛОВ подавались на смеситель (ДБШ на основе $n - \text{GaAs}$) через дилексер – волноводный крест на сверхразмерных волноводах 10×23 мм с плавными пирамидальными переходами на основное сечение к гетеродину и смесителю – рис.4. Толщина делительной пластинки $d \sim 20$ мкм была выбрана таким образом, чтобы обеспечить малые потери для исследуемого сигнала, ослабление сигнала гетеродина при этом составляло до 10 дБ. В отличие от обычно используемых схем в данном приемнике отсутствовал фильтр подавления приема на зеркальном канале, что позволило упростить конструкцию приемника и автоматизировать регистрацию сигнала при перестройке частоты гетеродина. Сигнал принимался на частотах $f_{\text{пч}} = \pm m f_r \mp f_c$ ($m = 1, 2, 3$), $f_{\text{пч}} \sim 800$ МГц, ширина полосы пропускания фильтра $\Delta f_{\text{пч}} \sim 40$ МГц определяла спектральное разрешение приемника.

Частота гетеродина управлялась напряжением на замедляющей системе ЛОВ U_3 . Напряжение $U_3 / 100$ подавалось на X-вход двухкоординатного самописца. На Y-вход подавалось напряжение, пропорциональное сигналу супергетеродинного приемника. На рис.5 приведена характерная запись сигнала с приемника, по которой нетрудно разделить прямой и зеркальный каналы приема. Система регистрации позволяла стробировать сигнал с приемника и тем самым изучать спектральный состав излучения в различные моменты времени (рис.6).



Р и с. 4. Блок-схема установки для исследования спектра излучения мазера с помощью супергетеродинного приемника

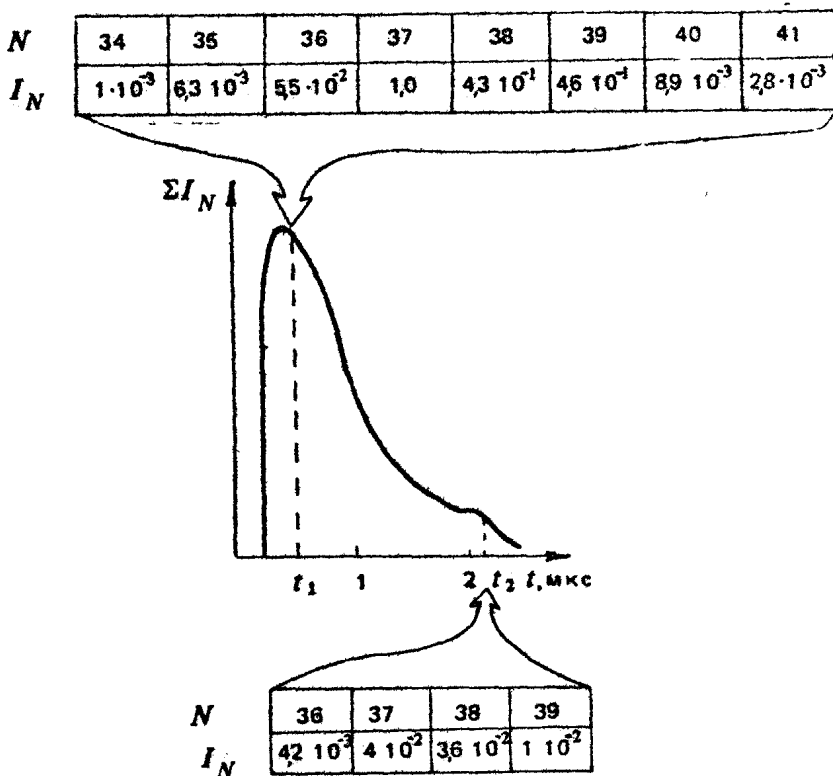
Как видно из рис.5-6, генерация мазера осуществлялась одновременно на нескольких частотах, которые соответствуют различным модам резонатора. В промежутках между этими модами отсутствует какой-либо сигнал на уровне -30 дБ от сигнала на частоте самой сильной моды. Моды располагаются на одинаковом расстоянии друг от друга $\Delta f \sim 3,8$ ГГц; это позволяет заключить, что они являются основными продольными модами резонатора. Для уточнения ширины спектра одной моды использовался дополнительный перестраиваемый узкополосный фильтр - квазиоптический резонатор с полосой пропускания 6 МГц, располагавшийся на пути сигнала перед гетеродинным приемником (рис.4), который предварительно настраивался на частоту интересующей моды. Таким образом было установлено, что ширина спектра излучения по уровню -3 дБ не превышала 6 МГц, т.е. полосу пропускания дополнительного фильтра. Дальнейшее уточнение ширины спектра



Р и с. 5. Тонкая структура спектра излучения мазера, полученная при перестройке частоты генератора (U_3 - напряжение замедляющей системы ЛОВ). Знаком \times отмечен сигнал, принимаемый по зеркальному каналу

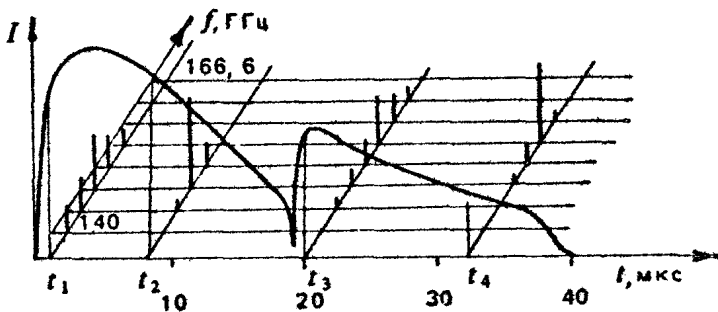
представляется крайне сложной задачей. Следует отметить, что полученное ограничение сверху на ширину спектра в ряде случаев оказывалось близким к естественному ограничению снизу, связанному с импульсным характером генерации.

Как видно из рис.6, количество генерируемых мод меняется в течение импульса излучения. На переднем фронте число мод максимальное. Со временем их количество сокращается, что объясняется процессом конкуренции мод - см. далее разд.4. В отдельных случаях импульс генерации, ре-

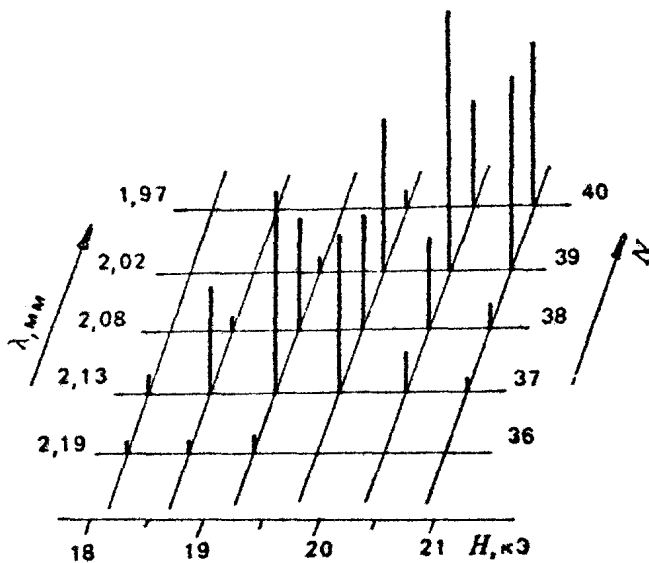


Р и с. 6. Изменение спектрального состава излучения со временем. В центре – осциллограмма импульса излучения, полученная с помощью широкополосного фотоприемника $n\text{-InSb}$. Пунктир – моменты времени, в которые излучение анализировалось гетеродиным приемником. В таблицах приведены номера генерируемых мод и интенсивность генерации на частоте каждой из них

гистрируемый широкополосным приемником (ДБШ или $n\text{-InSb}$), как бы расслаивался на 2–3 импульса (рис.7). Установлено, что на каждом из фронтов излучение было многомодовым, а затем число мод уменьшалось по мере удаления от фронта, при этом основная (наиболее интенсивная) мода во второй части импульса оказывалась более высокочастотной, чем в первой. Ниже (см. разд.4) смещение линии ОДП на ЦР в коротковолновую область объясняется разогревом решетки



Р и с. 7. Осциллограмма "двугорбого" импульса излучения и модовый состав в моменты времени t_1 и t_4



Р и с. 8. Спектральный состав излучения полупроводникового генератора длиной $L = 10$ мм вблизи края зоны генерации ($H \approx 18$ кЭ, $E = 125$ В/см)

импульсом электрического поля. На рис.8 приведен модовый состав генерации в разных магнитных полях, наглядно иллюстрирующий перестройку частоты излучения лазера магнитным полем. Высота вертикальных линий пропорциональна интенсивности излучения на частоте λ -й моды. Увеличение магнитного поля от 18 до 21 кЭ приводит к перестройке максимума генерации с 36 и 37-й мод на 39-40-ю моды. При этом увеличивается число одновременно возбужденных мод.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Спектральные исследования МЦР выявили модовый состав генерации и высокую степень монохроматичности каждой отдельной моды. Для объяснения наблюдаемых эффектов перестройки частоты магнитным полем, изменения модового состава в течение импульса излучения, формы и длительности импульса излучения и т.д. обратимся к теориям взаимодействия квазимонохроматических волн в слабонелинейной среде, каковой является полупроводник ρ -Ge в описанных выше условиях. При построении такой теории для полупроводникового МЦР на ρ -Ge введен ряд допущений, упрощающих выкладки и позволяющих довести результаты до вида, удобного для интерпретации результатов экспериментов.

Нелинейность среды связана с зависимостью высокочастотной проводимости ϵ от амплитуды электрического поля волны E_1 . В условиях нелинейного циклотронного резонанса [7,52] поле E_1 может приводить к росту ОДП, в целом же сильное поле E_1 вызывает дополнительное рассеяние дырок на оптических фонах, что уменьшает анизотропию и степень инверсии функции распределения вплоть до исчезновения ОДП. На основании результатов численного моделирования нелинейной проводимости ρ -Ge методом Монте-Карло [7,52] можно ввести две простейшие аппроксимации зависимости $\epsilon(E_1)$ (здесь E_1 - поле плоской электромагнитной волны круговой поляризации "электронного" направления, резонансной с дырками с отрицательной циклотронной массой)

$$\epsilon(E_1) = \epsilon_0 + \epsilon_1 (E_1/E)^2, \quad (1a)$$

$$\epsilon(E_1) = \epsilon_0 - \epsilon_1(E_1/E)^2 + \epsilon_2(E_1/E)^4. \quad (16)$$

В аппроксимации (16) учтено увеличение ОДП в области нелинейного циклотронного резонанса ($\epsilon_1 > 0$), аппроксимация (1a) соответствует ситуации, когда нелинейный циклотронный резонанс не проявляется (достаточно высокие температуры образца, сильное постоянное поле E , многомодовый состав излучения). Конкретные значения коэффициентов указаны ниже, отметим лишь, что проводимость ϵ в целом является величиной комплексной, но мнимая часть нелинейной проводимости ($\text{Im } \epsilon_{1,2}$) мала, и ее роль в обсуждаемых эффектах несущественна (далее полагаем $\text{Im } \epsilon_{1,2} = 0$).

Малость величины $\epsilon_1/\omega \ll 1$ позволяет прибегнуть к стандартной процедуре вывода укороченных уравнений [75] для амплитуд и фаз взаимодействующих волн из уравнений Максвелла. Ограничимся случаем взаимодействия волн с пространственно однородным распределением амплитуд^{*)}, при этом рассмотрим стоячие волны в резонаторе с идеальными отражающими стенками

$$E_1/E = \frac{1}{2} \sum_n a_n(t) \exp \left\{ i \left[\omega_n t + \varphi_n(t) \right] \right\} \sin k_n x + \text{c.c.}, \quad (2)$$

а потери, связанные с дифракционным излучением и неидеальностью зеркал, учтем введением дополнительного распределенного поглощения ϵ_n (здесь a_n , φ_n , ω_n и $k_n = n\pi/L$ — амплитуда, фаза, частота и волновой вектор n -й моды). Ниже приводятся результаты расчетов взаимодействия от двух до восьми мод. Все характерные особенности многомодового взаимодействия проявляются уже для трех мод, укороченные уравнения для которых в случае (1a) имеют следующий вид:

$$\frac{da_1}{dt} = a_1 \left[\alpha_1 - \frac{3}{4} (a_1^2 + 2a_2^2 + 2a_3^2) \right] - \frac{3}{4} a_2^2 a_3 \cos \varphi,$$

*) Критерий устойчивости пространственно однородного распределения поля в резонаторе в виде суперпозиции двух встречных волн одинаковой амплитуды может быть представлен в виде [74] $L < \frac{\sqrt{3}}{4} \frac{c\sqrt{\epsilon_0}}{\text{Re } \epsilon_0} \approx 13,4$ см при $N_0 \sim 5 \times 10^{13}$ см⁻³, где $\text{Re } \epsilon_0$ — линейная проводимость на ЦР тяжелых дырок Ge , $\text{Re } \epsilon_0 < 0$ (см. ниже). Это условие заведомо выполнялось в изложенных выше экспериментах.

$$\frac{da_2}{d\tau} = a_2 \left[\alpha_2 - \frac{3}{4} (2a_1^2 + a_2^2 + 2a_3^2) \right] - \frac{3}{2} a_1 a_2 a_3 \cos \varphi,$$

$$\frac{da_3}{d\tau} = a_3 \left[\alpha_3 - \frac{3}{4} (2a_1^2 + 2a_2^2 + a_3^2) \right] - \frac{3}{4} a_1 a_2^2 \cos \varphi,$$

$$\frac{d\varphi}{d\tau} = \frac{3}{4} \frac{1}{a_1 a_3} (a_2^2 a_3^2 + 4 a_1^2 a_3^2 + a_2^2 a_1^2) \sin \varphi + \Delta \Omega, \quad (3)$$

где $\alpha_i = -(\operatorname{Re} \epsilon_0 + \epsilon_n) / \epsilon_1$, $\Delta \Omega = (\omega_1 + \omega_3 - 2\omega_2) / (2\pi \epsilon_1 / \epsilon_0)$, $\tau = (2\pi \epsilon_1 / \epsilon_0) t$, ω_n - решение дисперсионного уравнения $\omega_n \operatorname{Re} \sqrt{\epsilon(\omega_n)} - c n \pi / L$. Линейную проводимость ϵ_0 представим как сумму резонансной проводимости дырок с отрицательными массами $m_- = -0,5 m_0$ и нерезонансной проводимости дырок с положительными массами $m_+ = 0,3 m_0$, составляющих порядка 20 и 80% от общего числа тяжелых дырок соответственно (см. разд. 2.2 в работе [12]):

$$\epsilon_0 = \frac{e^2 N_0}{m_0} \left\{ \frac{0,2}{0,5 [i(\omega - \omega_{c,-}) + \nu_-]} + \frac{0,8}{0,3 [i(\omega - \omega_{c,+}) + \nu_+]} \right\}, \quad (4)$$

где $(\omega_{c,-})_{-+} = \frac{eH}{(m)_{-+} c}$, $\nu_- < 0$ - эффективная ширина линии ОДП на ЦР, выбранная на основании рис. 1.2 работы [12] из условия $|\omega_{c,-} / \nu_-| = 3$. Частота релаксации импульса дырок m_+ в условиях стриминга определяется пролетной частотой $\nu_+ = 1,4 \omega_E$, где $\omega_E = eE / \rho_0$ [7, 24]. При $\omega \approx \omega_{c,-}$ $\operatorname{Re} \epsilon_0 < 0$. Реальная часть проводимости слабо меняется при изменении частоты на единицы гигагерц (расстояние между модами), но и этого достаточно, чтобы при высоком уровне потерь $\epsilon_n \approx 0,9 |\operatorname{Re} \epsilon_0|$ в полосе усиления осталось малое число мод. Коэффициент нелинейной проводимости ϵ_1 слабо зависит от частоты, поэтому в дальнейшем полагается $\epsilon_1 \approx 0,3 \times (e^2 N_0 / m_0 \nu_0)$, где $\nu_0^{-1} = 10^{-12}$ с - характерное время испускания оптического фотона (ср. с рис. 15 [12]).

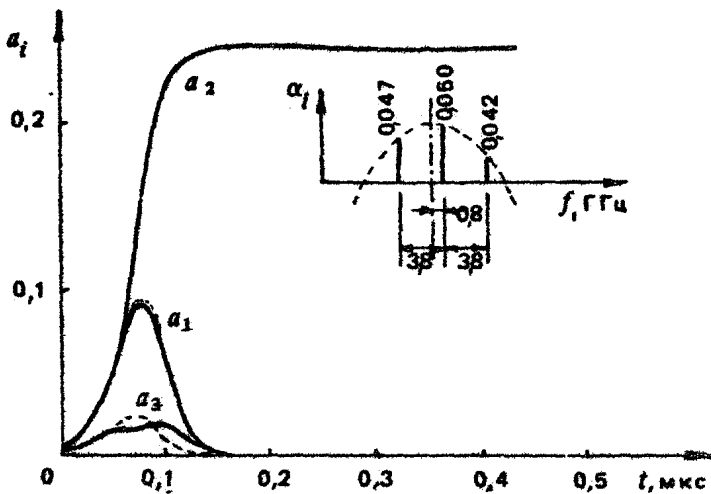
Анализ системы (3) начнем с простейшего случая $a_{1,3}^{(0)} = 0$, $a_2^{(0)} \neq 0$, где $a_i^{(0)}$ - начальные значения амплитуд. Линейный инкремент ($\alpha_2 > 0$) приводит к усилению моды a_2 , а нелинейное поглощение стабилизирует интенсивность моды a_2 на уровне $\bar{a}_2^2 = 4\alpha_2 / 3$. Характерное время, за которое интенсивность a_2^2 достигает значения $\bar{a}_2^2 / 2$, составляет $t^* = \frac{1}{2\alpha_2} \ln \frac{4}{3} \frac{\alpha_2}{(a_2^{(0)})^2} / \frac{2\pi \epsilon_1}{\epsilon_0}$ (здесь $a_2^{(0)} \ll \alpha_2^{1/2}$). Наблю-

даемое индуцированное излучение на 5-6 порядков превышает по интенсивности спонтанное излучение $p \sim 6e$ в сходных условиях [24], что позволяет оценить $(a_2^{(0)})^2 \approx 10^{-6} \cdot \frac{4}{3} \alpha_2$. Таким образом, для $\alpha_2 \sim 0,05$ получаем $t^* \sim 0,1$ мкс при $N_0 = 7 \cdot 10^{13}$ см⁻³, что по порядку величины соответствует длительности переднего фронта импульса излучения.

Взаимодействие нескольких мод в среде с кубичной нелинейностью $\dot{a}_i = \epsilon_i E_i + \epsilon_1 E_1 (E_i / E)^2$ может носить как резонансный, так и нерезонансный характер [75]. С нерезонансным взаимодействием связано нелинейное поглощение, вносимое j -й модой на частоте i -й моды: $\dot{a}_i \sim -a_i a_j^2$ (см. (3)). Благодаря резонансному взаимодействию амплитуды трех мод одновременно затухают, либо усиливаются за счет энергии источника, поддерживающего неравновесность среды, - см. последние слагаемые в правых частях уравнений для амплитуд (3). Резонансное взаимодействие может приводить к возбуждению новых мод: моды a_1 и a_2 порождают моду a_3 , даже если $a_3^{(0)} = 0$. Характерное время резонансного взаимодействия τ_p определяется условием синхронизма $\tau_p \sim \Delta\Omega^{-1}$. Величину $\Delta\Omega$ для мод полупроводникового МЦР можно оценить, подставляя выражение (4) в дисперсионное уравнение: $\Delta\Omega \sim 5 \cdot 10^{-4}$ ($\Delta\omega = \omega_1 + \omega_3 - 2\omega_2 \sim 10^6$ с⁻¹). На рис.9 представлены осциллограммы амплитуд $a_1 - a_3$, полученные из решения системы уравнений (3) с одинаковыми начальными условиями $a_i^{(0)} = 10^{-3}$. Видно, что в результате нерезонансного взаимодействия мод конкуренция приводит к "выживанию" моды с наибольшим линейным инкрементом a_2 и подавлению мод a_1, a_3 за время, меньшее времени резонансного взаимодействия $t_p \sim \Delta\omega^{-1} \sim 10^{-6}$ с. Аналогичные осциллограммы в отсутствие резонансного взаимодействия ($\Delta\Omega \rightarrow \infty$) изображены пунктиром. Подобная картина наблюдается и при взаимодействии большего числа мод.

Перестройку частоты генерации лазера магнитным полем можно наглядно проиллюстрировать на примере двух взаимодействующих мод. На рис.10 изображены фазовые портреты для интенсивностей $a_{1,2}^2$ при различных соотношениях a_1/a_2 [74], соответствующих разным магнитным полям. Увеличение магнитного поля на 0,6 кЭ приводит к перестройке максимума усиления с одной моды на другую, отстоящую на 3,8 ГГц.

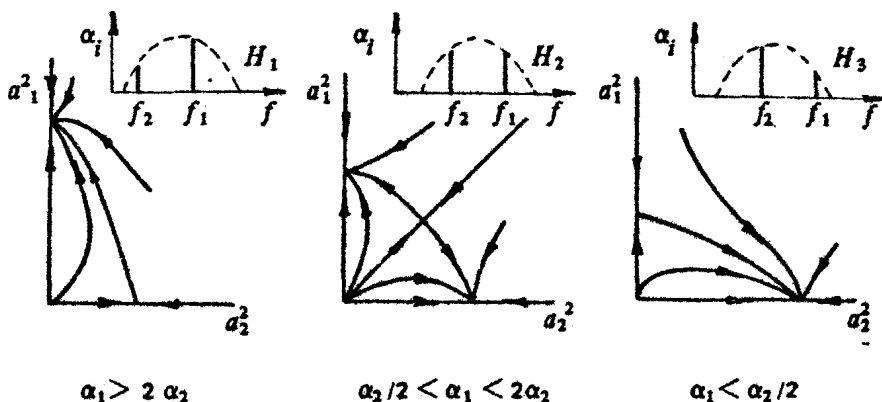
Обсудим теперь длительность и форму импульса излучения. Как отмечалось в работах [5,7,12], ограничение длительности



Р и с. 9. Конкуренция трех мод в среде с кубичной нелинейностью (см. (1а), (3)). Пунктир - $\Delta\omega \gg \gg |Re\epsilon_0|, \epsilon_1$. Моде a_2 соответствует наибольший линейный инкремент α_i

сти импульса излучения связано с адиабатическим разогревом образца импульсом электрического поля и уменьшением линейной проводимости $\epsilon_0 \sim (1 - \gamma T)$ - см. разд.7 работы [12]. Для моделирования влияния разогрева полупроводника в выражение для проводимости (4) вводилась зависимость $Re\epsilon_0$ от температуры $T(K) = 4,2 + 6,2 \cdot t^{1/3}$ (мкс), а следовательно, и от времени $Re\epsilon_0 = Re\epsilon_0(t=0) \cdot [1 - 0,06 \cdot t^{1/3}(\text{мкс})]$. Разогрев полупроводника приводит к уменьшению линейного инкремента, и соответственно стационарной амплитуды выжившей в результате конкуренции моды. На рис.11 приведены осциллограммы четырех мод с одинаковыми начальными условиями $a_i^{(0)} = 10^{-3}$, попадающими в полосу линии ОДП. Импульс имеет характерную треугольную форму (ср. с рис.6), на переднем фронте моды близки по интенсивности, вдали от него моды a_1, a_3 и a_4 подавляются.

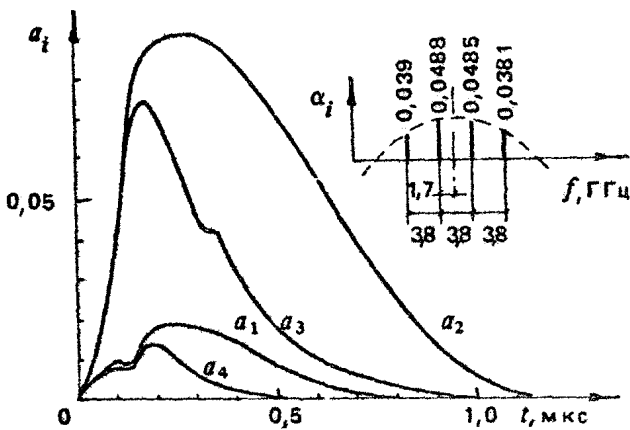
Длительность импульса генерации существенным образом связана с уровнем превышения линейного электронного усиления над прочими потерями ϵ_n . В отдельных случаях экспериментально наблюдались импульсы длительностью до 70 мкс. В рамках уравнений (3) это соответствует коэффи-



Р и с. 10. Фазовый портрет двух взаимодействующих мод $a_{1,2}^2$ при различных соотношениях линейных инкрементов $(\text{Re } \epsilon_0)_{1,2}$ в магнитных полях $H_1 < H_2 < H_3$; пунктир - $\alpha(H, f)$ (схема)

коэффициенту усиления $\alpha \sim 0,25$, при этом в полосу усиления попадает до 15 мод. Импульсы большой длительности могут генерироваться и в том случае, когда нелинейная проводимость имеет вид (16), т.е. при проявлении нелинейного циклотронного резонанса. Даже при небольшом превышении электронного усиления над потерями ϵ_n , когда в полосу усиления попадает 1-2 моды, благодаря нелинейному электронному инкременту $\epsilon_1 > 0$ неустойчивая мода быстро раскачивается до уровня порядка 0,6 (рис.12). Генерация длится около ста микросекунд, пока $|\text{Re } \epsilon_n|$ не окажется меньше ϵ_n из-за разогрева образца (см. вставку), после чего резко срывается. Однако импульсы такой формы на опыте, по видимому, не наблюдались.

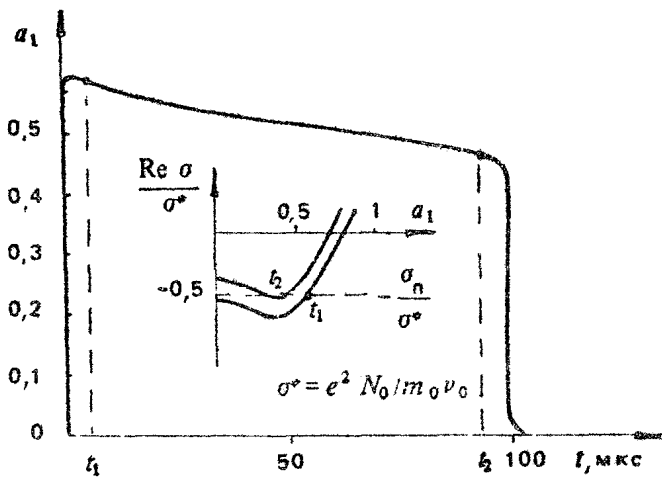
Наряду с уменьшением коэффициента усиления разогрев образца может приводить к смещению максимума линии ОДП в область более высоких частот. Об этом свидетельствуют результаты эксперимента, приведенные на рис.7. Полная проводимость ϵ_Σ является суммой резонансной проводимости $\epsilon_{r, \text{рез}} < 0$ дырок с отрицательными циклотронными массами и друдевской проводимости $\epsilon_D \sim \omega^{-2}$ остальных носителей [7,14]. С ростом температуры абсолютное значение резонансной проводимости уменьшается, что приводит к сдвигу



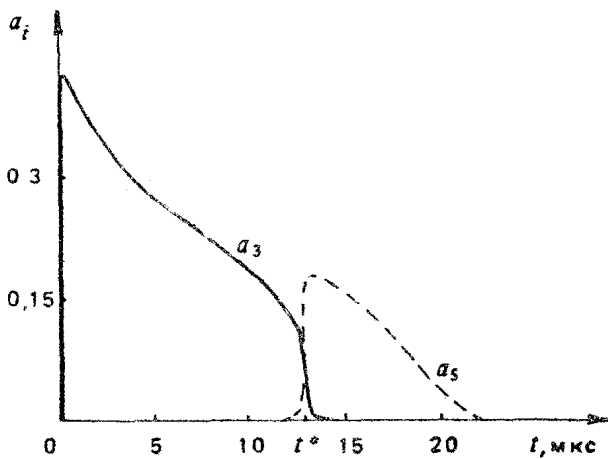
Р и с. 11. Моделирование конкуренции четырех мод с учетом уменьшения $\text{Re } \epsilon_0$ из-за разогрева образца в процессе излучения

гу минимума β_z (максимума усиления) в коротковолновую область. При моделировании в рамках уравнений (3) - (4) этот эффект учитывался введением зависимости $\omega_{c,-}$ от T , или от t : $\omega_{c,-} = \omega_{c,-}(t=0) [1 + 0,02 t^{1/3} \text{ (мкс)}]$ (численный коэффициент 0,02 выбран с условием, чтобы перестройка частоты за время $t = 10$ мкс составляла 6-8 ГГц, подобно тому как наблюдалось в эксперименте). На рис.13 представлены осциллограммы импульса излучения при взаимодействии восьми мод. В начальный момент времени максимум усиления приходился на 3-ю моду, которая и выживала в результате конкуренции. Из-за разогрева уменьшалась ее интенсивность и одновременно смещался максимум линии ОДП. В момент $t = t^*$ происходили срыв генерации и последующая раскачка 5-й моды, на которую в этот момент приходился максимум линии ОДП (ср. с рис.7).

Описанная выше конкуренция мод полупроводникового МШР дает удовлетворительное объяснение многим из наблюдавшихся в экспериментах особенностям спектрального состава излучения и позволяет понять происходящие в генераторе процессы. Для проведения более детального сопоставления теории и эксперимента потребуется, по-видимому, уточнить используемую модель, учтя пространственную неоднородность



Р и с. 12. Форма импульса излучения в случае аппроксимации нелинейной проводимости выражением (16)

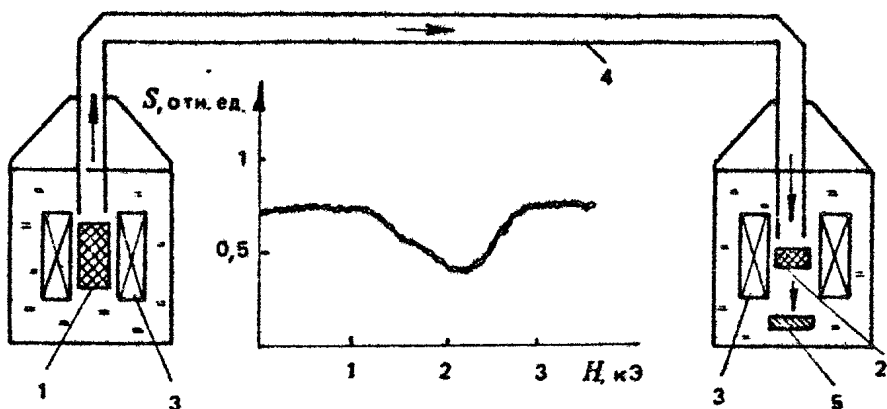


Р и с. 13. Моделирование конкуренции восьми мод с учетом влияния разогрева образца на линейную проводимость германия и на частоту ω^* , на которой эта проводимость максимальна

амплитуды поля волны, дисперсию нелинейности, возможно, более сложный, чем (1), характер нелинейности. Это, очевидно, усложнит процедуру моделирования процесса взаимодействия мод. Однако такое детальное сопоставление необходимо для дальнейшего совершенствования лазера с целью использования его как прибора для спектральных исследований.

5. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО МЛЗ ДЛЯ МИКРОВОЛНОВОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

Высокая степень монохроматичности излучения полупроводникового лазера позволяет использовать его для спектральных исследований твердого тела — ЭПР, ЦР, эффекта Зеемана возбужденных состояний мелких примесей и т.п. Спектральные свойства объекта можно изменять за счет внешних условий (магнитного и электрического полей, температуры, давления и т.д.) при неизменной длине волны лазера. С лазером можно проводить исследования и перестраивая длину волны во всей коротковолновой части миллиметрового диапазона волн, если выполнена селекция мод, обеспечивающая одномодовую генерацию, а ширина спектральных линий исследуемого материала значительно больше расстояния между модами $\Delta f \approx 1-5$ ГГц. Первые спектральные исследования с помощью лазера были связаны с наблюдением ЦР легких дырок германия в $E \perp H$ полях. Полупроводниковый лазер и исследуемый образец размещались в криогенных вставках в двух различных транспортных гелиевых дьюарах СТГ-40 (рис.14). Напряженность электрического и магнитного полей в лазере подбиралась таким образом, чтобы обеспечить квазиодномодовый режим генерации, когда интенсивность излучения на одной из мод была во много раз больше, чем на всех остальных. Излучение генератора с длиной волны $\lambda \approx 1,9$ мм каналировалось по квазиоптическому тракту, в который помещался образец из $p\text{-Ge}$, и регистрировалось охлаждаемым приемником из $n\text{-InSb}$. Образец имел вид плоскопараллельной пластинки с омическими неинжектирующими контактами на торцах и располагался в квазиоптическом тракте перпендикулярно волновому вектору



Р и с. 14. Схема опыта по циклотронному резонансу горячих легких дырок германия в $E \perp H$ полях с использованием лазера: 1 - генератор, 2 - исследуемый образец, 3 - сверхпроводящий магнитный соленоид, 4 - сверхразмерный волновод, 5 - фотоприемник $n\text{-InSb}$

излучения. В отсутствие электрического поля при $T = 4,2$ К все дырки в образце вымораживались на мелкие акцепторные уровни и он был прозрачен для излучения лазера. Возбуждение свободных носителей в валентную зону осуществлялось импульсом электрического поля, которое вызывало ударную ионизацию акцепторов. Толщина образца подбиралась кратной целому числу полуволи в кристалле. При этом модуляция прошедшего через образец излучения свободными носителями оказывалась пропорциональной действительной части проводимости, т.е. поглощению [7,12]. Импульсы электрического поля прикладывались к образцу синхронно с импульсами излучения лазера. Как видно из рис.14, приложение электрического поля приводило к ослаблению сигнала S за счет поглощения излучения свободными носителями. При развертке магнитного поля на образце наблюдалась линия ЦР легких дырок Ge (ср. с [38,39]). Данный опыт демонстрирует использование полупроводникового лазера для спектроскопии горячих носителей, хотя, разумеется, возможности его значительно шире и связаны в первую очередь с широким диапазоном перестройки длины волны - до пяти раз в одном приборе.

ИНДУЦИРОВАННОЕ
СУБМИЛЛИМЕТРОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ
НА ПЕРЕХОДАХ МЕЖДУ УРОВНЯМИ ЛАНДАУ
ЛЕГКИХ ДЫРОК В ГЕРМАНИИ

Ю.Б.Васильев, Ю.Л.Иванов

1. ВВЕДЕНИЕ

Обсуждение возможностей получения генерации на переходах между уровнями Ландау в полупроводниках продолжается без малого 30 лет. За это время появилось большое количество работ, в которых предлагались различные механизмы создания инверсной заселенности уровней Ландау как в чистых полупроводниках, так и в некоторых полупроводниковых структурах [90,117,132,59,17], проведены экспериментальные исследования циклотронного излучения в ряде полупроводников (n - InSb , n - GaAs и др.) [98,99,118,102], обнаружено циклотронное излучение в гетероструктурах $\text{GaAs-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ [100]. Неоднократно предпринимались попытки получить индуцированное циклотронное излучение, которые, однако, до последнего времени были неудачными [99,122]. Большой интерес к циклотронному излучению объясняется возможностью плавной перестройки длины волны излучения в широких пределах, а также тем, что в полупроводниках с эффективной массой носителей, составляющей десятые и сотые доли массы свободного электрона, длина волны циклотронного излучения при доступных магнитных полях лежит в дальней инфракрасной и субмиллиметровой областях спектра, которые в настоящее время являются одними из наименее освоенных.

Новые идеи относительно получения инверсной заселенности уровней Ландау в полупроводниках появились в связи с исследованием движения носителей заряда в скрещенных электрическом и магнитном полях [35,36,121]. В случае сильно неупругого рассеяния горячих носителей, например на оптических фононах, происходит образование своеобразной "ловушки" – области в импульсном пространстве, время релаксации носителей в которой значительно больше, чем вне ее. Одним из следствий накопления носителей в такой ловушке является перенаселенность оптического перехода между подзонами легких и тяжелых дырок в валентной зоне типа германия [18]. Теоретические оценки показывают, что в этом случае можно ожидать коэффициент усиления порядка $0,05 \text{ см}^{-1}$. Вместе с тем значительно больший коэффициент усиления мог бы быть достигнут на переходах между уровнями Ландау. Возможность получения генерации на переходах между уровнями Ландау в скрещенных полях анализировалась главным образом в простой зоне для случая преимущественной заселенности главной траектории [3,17]. В то же время в p - np наличие подзон легких и тяжелых дырок создает новые предпосылки для получения генерации на таких переходах. Проведенные авторами исследования спонтанного циклотронного излучения легких дырок в p - np привели к обнаружению генерации на переходах между уровнями Ландау легких дырок, что позволило создать опытные образцы лазера на циклотронном резонансе. Результаты этих исследований приводятся в настоящей работе.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для реализации необходимых экспериментальных условий требуются низкие температуры, поэтому все измерения проводились при непосредственном погружении образцов в жидкий He ($T = 4,2 \text{ K}$). Для предотвращения разогрева образцов к ним прикладывалось электрическое поле в виде импульсов прямоугольной формы длительностью от 0,5 до 10 мкс с частотой следования до 200 Гц. Максимальная выходная мощность генератора импульсов составляла около 20 кВт, что позволяло прикладывать к образцам напряжение до 1,5 кВ. Магнитное поле создавалось с помощью сверхпроводящего

соленоида. Использовались два режима работы: при постоянном магнитном поле и при развертке магнитного поля с помощью генератора пилообразного напряжения. Специальный держатель, в котором закреплялся образец, помещался в соленоид так, чтобы соблюдалась перпендикулярность электрического и магнитного полей.

В качестве приемников использовались фотосопротивления $n\text{-GaAs}$, $n\text{-InSb}$ и Ge(Ga) . Так же, как и исследуемые образцы, приемники помещались непосредственно в дьюар с жидким гелием. Излучение по специальному световоду, изготовленному из медной трубки с полированной внутренней поверхностью, поступало на приемник. Между образцом и приемником при необходимости размещались различные фильтры. Обычно фотосопротивление находилось на расстоянии приблизительно 13 см от края соленоида и экранировалось от магнитного поля свинцовым стаканом. Для измерения длины волны генерации фотосопротивление из $n\text{-GaAs}$ помещалось в магнитное поле другого соленоида. Сигнал с приемника усиливался широкополосным маломушьяким усилителем и поступал на вход синхронного детектора. Зависимости интенсивности субмиллиметрового излучения регистрировались на двухкоординатном самописце при автоматической развертке электрического или магнитного поля.

Исходным материалом для изготовления образцов служили слитки монокристаллического слабокомпенсированного дырочного германия с концентрацией примеси порядка 10^{13} см^{-3} , из которых вырезались образцы двух типов: холловские — размером приблизительно $4 \times 5 \times 10 \text{ мм}$ и нехолловские — $1,5 \times 2 \times 14 \text{ мм}$. Для нехолловских образцов справедливо условие "короткого" образца. Это означает, что его размеры в направлении электрического поля значительно меньше ширины в направлении холловского дрейфа. При этих условиях полем Холла можно пренебречь и считать, что электрическое поле в образце равно приложенному.

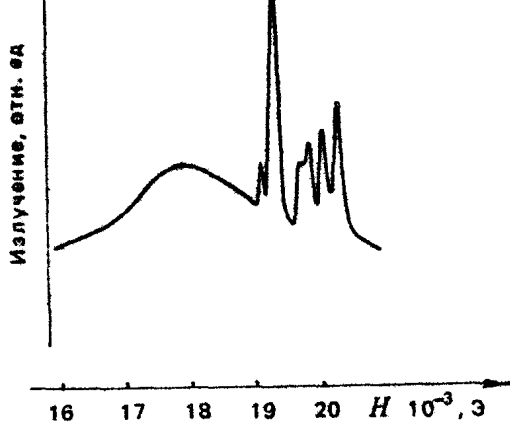
3. ОБНАРУЖЕНИЕ ГЕНЕРАЦИИ НА ПЕРЕХОДАХ МЕЖДУ УРОВНЯМИ ЛАНДАУ ЛЕГКИХ ДЫРОК

Использование приемника из $n\text{-GaAs}$ с узким пиком чувствительности при $\lambda \approx 281 \text{ мкм}$ позволяло выделить спон-

танное циклотронное излучение легких дырок (μ_e [57]), впервые обнаруженное в [108]. Циклотронное излучение проявилось при развертке магнитного поля образца в виде максимума сигнала, находящегося при некотором значении H . С ростом электрического поля максимум спонтанного циклотронного излучения смещался в сторону больших значений H . Это смещение объясняется тем, что с ростом электрического поля происходит более сильное заполнение верхних уровней Ландау легких дырок. При этом в силу непараболичности подзоны легких дырок частота переходов между более высокими уровнями Ландау оказывается меньше и значение магнитного поля в максимуме растет. При исследовании влияния анизотропии подзоны тяжелых дырок на спонтанное циклотронное излучение легких дырок было обнаружено, что чем большее значение эффективной массы^{*)} имеет тяжелая дырка для данного направления E - и H -полей относительно главных осей кристалла, тем больше смещается циклотронный максимум по оси H (в одинаковых электрических полях) [27]. Это свидетельствует о более сильном разогреве тяжелых дырок с большими значениями m_h и большем заполнении в этом случае верхних уровней Ландау легких дырок в пассивной области $\epsilon < \hbar\omega_c$, что создает предпосылки для их инверсной заселенности.

В процессе подробного измерения смещения циклотронного максимума по оси H в зависимости от величины электрического поля для одного из образцов были обнаружены узкие пики излучения, которые находятся на склоне циклотронного максимума и значительно уже его (рис.1). Эти пики превышают в 2-3 раза по интенсивности спонтанный максимум, а по ширине соответствуют энергии в несколько десятков микроэлектронвольт, если предположить, что они связаны с переходами между уровнями Ландау. Эти два обстоятельства наводили на мысль о стимулированном характере наблюдаемого излучения. Увеличение размеров образца должно было привести к значительному повышению интенсивности индуцированного излучения (расстояние между излучающими гранями первого образца составляло всего 2 мм). С целью про-

^{*)} Имеется в виду эффективная масса, определяющая положение центра траектории дырок в импульсном пространстве $p_c = m_h c E / H$.

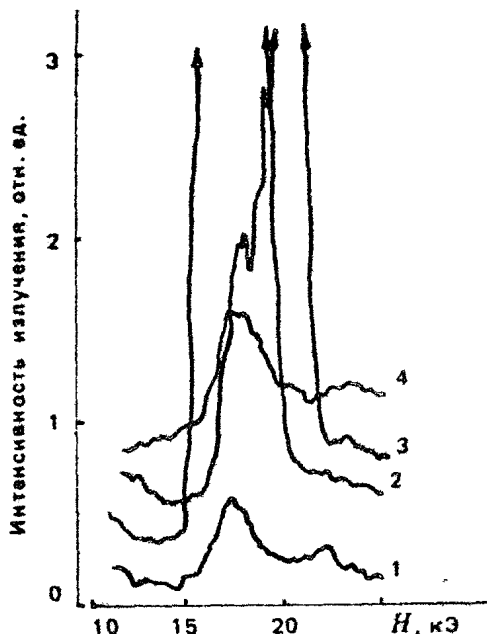


Р и с. 1. Линии стиму-
лированного излучения
на склоне спонтанного
циклотронного максимума

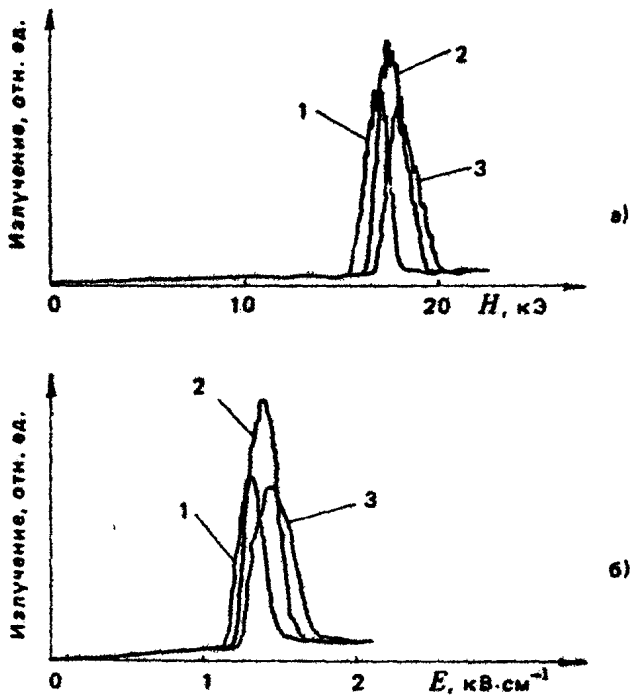
верки этого предположения был изготовлен образец размерами $4 \times 5 \times 6$ мм. Перед измерениями торцы образца предварительно шлифовались до возможно большей степени плоскопараллельности ($30''$). В этом образце примерно в тех же интервалах электрического (с учетом поля Холла) и магнитного полей, что и для образца, на котором были обнаружены пики, возникает сильное излучение, превышающее спонтанное примерно на два порядка (рис.2). Неоднократное нарушение и восстановление параллельности излучающих граней приводило соответственно к исчезновению и появлению вновь этого излучения. Это обстоятельство, а также большая мощность излучения и пороговый характер зависимости его интенсивности от электрического и магнитного полей (рис.3) доказывают индуцированный характер обнаруженного излучения.

Установка специальных фильтров показала, что длина волны генерации превышает 200 мкм. Учитывая значения магнитных полей, в которых возникала генерация, можно предположить, что генерация при этих длинах волн связана с переходами между уровнями Ландау легких дырок. Для доказательства этого предположения была измерена длина волны излучения и определена ее зависимость от напряженности магнитного поля. В качестве излучателя использовался образец нехолловской формы ($1,4 \times 2 \times 14$ мм). Интенсивность

Р и с. 2. Спонтанный шиклотронный максимум (кривые 1,4) и генерация шиклотронного излучения для образца с размером вдоль распространения света 6 мм. Стрелками отмечены границы области генерации. Кривым соответствуют поля E ($B \cdot \text{см}^{-1}$): 1 - 820, 2 - 1230, 3 - 1640, 4 - 2050

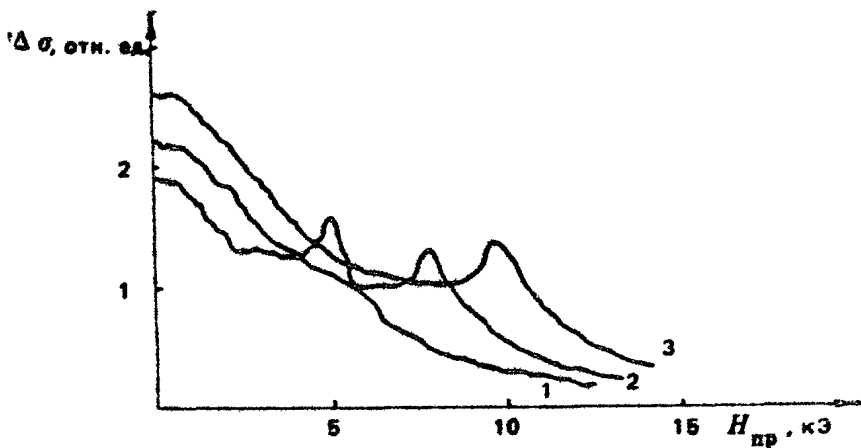


индуцированного излучения из этого образца более чем на порядок превышает интенсивность спонтанного. Частота генерации измерялась приемником из $n\text{-GaAs}$, помещенным в магнитное поле, которое изменялось от 0 до 70 кЭ. Как известно, пик чувствительности этого приемника связан с переходом электронов из основного состояния $1s$ донорной примеси в возбужденное $2p^+$ с последующей термической ионизацией в зону проводимости [129]. Вместе с тем известно как из теории [116], так и из эксперимента [129], что энергия $1s-2p^+$ -перехода растет примерно линейно с магнитным полем. Используя это обстоятельство, задавая частоту генерации магнитным полем образца и изменяя величину магнитного поля фотоприемника, можно определить частоту генерации и ее зависимость от магнитного поля излучателя. Заметим, что при фиксированной частоте пика чувствительности фотоприемника, установленной его магнитным полем, и при изменении частоты генерации с изменением магнитного поля образца также можно было бы определить частоту генерации, однако в этом случае наличие структуры излучения (см. рис.3) создает дополнительные трудности.



Р и с. 3. Зависимости интенсивности генерации для образца с размером вдоль распространения света 6 мм: а - от напряженности магнитного поля при E (кВ·см⁻¹): 1 - 1,23; 2 - 1,36; 3 - 1,52; б - от напряженности электрического поля при H (кЭ): 1 - 16,5; 2 - 17,2; 3 - 17,8

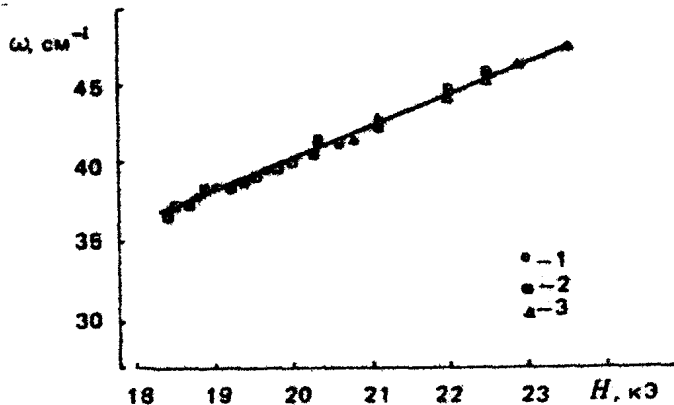
Пример зависимости фотопроводимости $\Delta\sigma$ приемника n -GaAs от его магнитного поля при различных фиксированных частотах генерации, задаваемых магнитным полем излучателя, представлен на рис.4. Видно, что с ростом магнитного поля наблюдается четкий пик фотопроводимости, связанный с переходом $1s-2p^+$ на донорах в GaAs. При увеличении магнитного поля образца этот пик сдвигается в сторону больших магнитных полей приемника, что соответствует увеличению частоты генерации. Для повышения точности определения положения максимума пика фотопроводимости на оси H измерения проводились при увеличенной чувстви-



Р и с. 4. Зависимости фотопроводимости n -GaAs от напряженности магнитного поля приемника. Кривым соответствуют магнитные поля излучателя (кЭ): 1 - 19,03; 2 - 20,68; 3 - 21,78

ности самописца. Сам "пьедестал", на котором возвышается пик фотопроводимости, смещался по генциометром самописца настолько, что выходил за пределы листа, на котором производилась запись зависимости $\Delta\sigma = f(H)$, и поэтому в данном случае прописывался только один острый пик фотопроводимости, соответствующий $1s-2p^+$ -переходу. Частота генерации определялась по положению этих пиков с использованием градуировочной зависимости энергии перехода $1s-2p^+$ доноров в GaAs от магнитного поля, вычисленной согласно данным работы [85]. Оказалось, что частота линейно зависит от величины магнитного поля образца (рис.5); что не противоречит ранее сделанному предположению о механизме излучения, связанном с переходами между уровнями Ландау.

Из данных рис.5 следует, что эффективная масса дырок, участвующих в переходах между уровнями Ландау, равна $0,046 m_0$, что соответствует легкой подзоне. Имея в виду непараболичность подзоны легких дырок германия [105], можно предположить, что переходы идут между уровнями Ландау, отстоящими от потолка валентной зоны примерно на $0,028$ эВ. Исходя из этого, можно грубо оценить их но-



Р и с. 5. Зависимость частоты генерации от напряженности магнитного поля при различных значениях приложенного электрического поля (В·см $^{-1}$):
1 - 1650, 2 - 1860, 3 - 2150

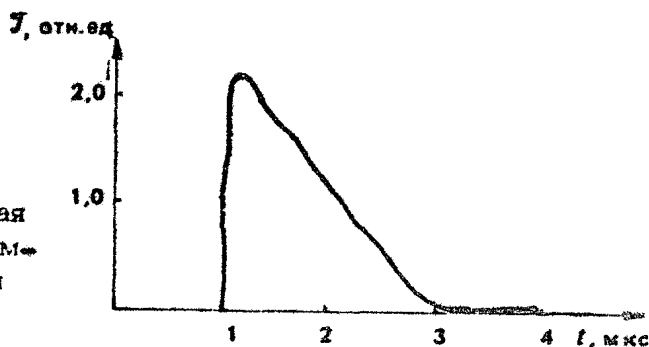
мера. Скорее всего, переходы идут в районе 5-го уровня Ландау, который вследствие дрейфа при наличии сильного электрического поля находится вблизи границы пассивной области.

Экстраполируя линейную зависимость частоты генерации от напряженности магнитного поля на весь диапазон магнитных полей, при которых регистрировалась генерация различными приемниками, можно заключить, что длина волны генерации изменяется в пределах от 200 до 360 мкм. Попытки определить зависимость длины волны излучения от величины электрического поля по аналогичной методике показали, что в пределах точности измерений длина волны не зависит от величины электрического поля (рис.5).

4. НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА ГЕНЕРАЦИИ

Исследования характеристик стимулированного излучения были выполнены на нескольких образцах, которые вырезались из разных слитков монокристаллического германия с концентрацией примеси в пределах от $6 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$ до $8 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$.

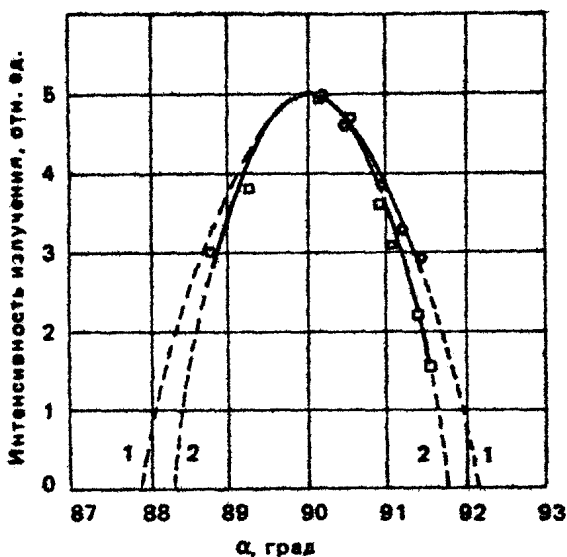
Р. и с. 6. Типичная осциллограмма импульса генерации



Форма импульса генерации изучалась с помощью универсального запоминающего осциллографа С8-12, который имеет время нарастания переходных характеристик 7 нс. Сигнал с фотоприемника $\lambda\text{-GaAs}$, зашунтированного сопротивлением 500 Ом, подавался на широкополосный усилитель с диапазоном частот от 100 кГц до 50 МГц, а с него на вход осциллографа.

Типичная форма импульса сигнала представлена на рис.6. Видно, что непосредственно после возникновения излучения (фронт нарастания определяется передним фронтом импульса напряжения) начинается достаточно быстрое уменьшение его интенсивности. Излучение пропадает через 2 мкс, в то время как длительность импульса напряжения составляет 2,5 мкс. Хотя подробно кинетика импульса излучения не анализировалась, тем не менее очевидно, что спад излучения связан с разогревом образца. Действительно, легко сосчитать, что прикладываемая к образцу импульсная мощность составляет несколько киловатт. Оценки степени разогрева образца за 1 мкс в адиабатическом приближении дают температуру около 12 К. Наблюдаемый сильный спад интенсивности генерации, скорее всего, связан с возбуждением в объеме образца неравновесных фононов.

При исследовании условий, от которых зависит интенсивность генерации, было обращено внимание на то, что результаты измерений интенсивности определяются тем, в какое положение устанавливается образец в держателе. Поэтому были проведены подробные исследования зависимости интенсивности индуцированного излучения от величины угла между направлениями электрического и магнитного полей. Эта



Р и с. 7. Зависимость интенсивности генерации от величины угла между направлениями электрического и магнитного полей для двух значений электрического поля: 1 - $1570 \text{ В}\cdot\text{см}^{-1}$, 2 - $2290 \text{ В}\cdot\text{см}^{-1}$

зависимость представлена на рис.7. Было обнаружено, что при отклонении угла между полями от прямого интенсивность быстро уменьшается и при углах порядка $2-3^\circ$ исчезает. Эта общая закономерность наблюдается как для образцов холловской формы, так и для нехолловских образцов.

Ясно, что в случае неперпендикулярности электрического и магнитного полей возникает продольная составляющая (вдоль \vec{H}) электрического поля, которая тем больше, чем больше отклонение угла от 90° . При больших значениях электрического поля эта составляющая эффективно вытягивает носители из ловушек, время жизни в которых будет определяться временем их движения до энергии оптического фотона вдоль направления магнитного поля. Ранее в работе [11] было экспериментально исследовано влияние неперпендикулярности электрического и магнитного полей на интенсивность спонтанного излучения на переходах между подзонами

легких и тяжелых дырок. Например, при отклонении угла от прямого на 18° интенсивность излучения падала в 2 раза, что объяснялось уменьшением общего числа легких дырок в ловушке за счет уменьшения их времени жизни в ней. Это должно сказываться и на генерации при переходах между уровнями Ландау. Вместе с тем необходимо учесть, что в продольном электрическом поле быстрее уменьшается число носителей, вращающихся на орбитах, которые находятся ближе к границе пассивной области. Поэтому между какими бы двумя уровнями Ландау ни образовывалась инверсия, более быстрое уменьшение числа носителей на более высоком из них должно приводить, в свою очередь, к уменьшению инверсной заселенности этих уровней. Эти два процесса и обуславливают такую резкую зависимость интенсивности генерации от угла между \vec{E} - и \vec{H} -полями.

Кроме уменьшения величины интенсивности генерации, при отклонении угла α между \vec{E} - и \vec{H} -полями от 90° также сужается диапазон электрических полей, при которых происходит генерация, хотя диапазон магнитных полей при этом не меняется. Эти данные легко понять из следующих соображений. При постоянном приложенном электрическом поле с увеличением отклонения будет возрастать параллельная магнитному полю составляющая \vec{E}_{\parallel} и уменьшаться поперечная составляющая \vec{E}_{\perp} . Допустим, что для срыва генерации необходима определенная величина E_{\parallel}^* . Тогда существует предельное значение приложенного поля $E^* = E_{\parallel}^* / \cos \alpha$, при котором срывается генерация, причем с увеличением отклонения угла α от 90° это значение уменьшается, т.е. уменьшается верхняя граница области генерации по \vec{E} . Аналогично с ростом отклонения уменьшается поперечная составляющая $E_{\perp} = E \sin \alpha$, что приводит к возрастанию нижней границы области генерации по \vec{E} .

5. ОБСУЖДЕНИЕ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ФОРМИРОВАНИЯ ИНВЕРСНОЙ ЗАСЕЛЕННОСТИ УРОВНЕЙ ЛАНДАУ В p-Ge В $\vec{E} \parallel \vec{H}$ ПОЛЯХ

Для объяснения обнаруженной генерации представляется важным вопрос о механизме формирования инверсии в распределении легких дырок по уровням Ландау.

В работе [62] предложен механизм, основанный на значительной величине примесного рассеяния в пассивной области. С ростом энергии \mathcal{E} частота рассеяния на ионизированной примеси резко уменьшается. Это видно из зависимости частоты рассеяния от энергии [87]:

$$\nu_{2h} = \nu_1 \left(\frac{\mathcal{E}_1}{\mathcal{E}} \right)^{1/2} \frac{1}{(1 + \mathcal{E}_1/\mathcal{E})^2}, \quad (1)$$

где ν_{2h} — частота столкновений с переходом из легкой подзоны в тяжелую, ν_1 , \mathcal{E}_1 — константы, которые определяются концентрацией ионизированных примесей. Поэтому если концентрация примеси такая, что выполняется условие

$$\nu_{ak} < \nu_{2h} < \nu_{opt}, \quad (2)$$

в пассивной области импульсного пространства вблизи границы активной области ($\mathcal{E} > \hbar\omega_a$) возникает область Д с малой частотой рассеяния. Здесь $\nu_{ak} \sim \Gamma \sqrt{\mathcal{E}}$ — частота рассеяния дырок на акустических, а $\nu_{opt} \approx 2\nu_0 \sqrt{\mathcal{E}/\hbar\omega_a - 1}$ — на оптических фононах, $\nu_0 \sim 10^{12} \text{ с}^{-1}$ [87]. Частота рассеяния в области Д не только значительно меньше частоты испускания оптического фонона, но также меньше частоты рассеяния на ионизированной примеси в пассивной области вне области Д. Если размеры ловушки в пассивной области такие, что верхние уровни (или один уровень) Ландау целиком находятся в области Д, то носители дольше будут вращаться на этих уровнях по сравнению с другими, более низкими. Поэтому на таких траекториях в области Д происходит накопление носителей, и соответственно может возникнуть инверсная заселенность уровней Ландау. Численное моделирование с помощью метода Монте-Карло подтвердило это предположение для концентрации примеси 10^{14} см^{-3} .

Итак, необходимыми условиями для реализации этого механизма являются, во-первых, определенный диапазон концентрации примеси, для которого выполняется условие (2); во-вторых, большие размеры ловушки в легкой подзоне для замыкания уровней Ландау в области Д ($\rho_{cl} \ll \rho_{of}$); в-третьих, широкий источник, забрасывающий носители на верхние уровни Ландау в пассивной области легких дырок (отношение ρ_{clh}/ρ_{oph} не слишком мало). Здесь $\rho_{cl,h} = m_{ph}^* c E / \hbar$, $\rho_{oph} = \sqrt{2m_{ph}^* \hbar\omega_a}$.

Другой механизм^{*)} основан на результатах работы [47], в которой было показано, что в валентной зоне типа Γ_6 в скрещенных электрическом и магнитном полях на главных траекториях может возникнуть ситуация магнитного пробоя, т.е. произойдет смешивание состояний тяжелых и легких дырок в случае касания траекторий легких и тяжелых дырок в точке $\vec{p}=0$. При этом происходит переход с вероятностью примерно равной единице легких дырок в тяжелые и наоборот. Необходимым условием такого перехода является равенство полных энергий легкой и тяжелой дырок, которое как раз и выполняется на главных траекториях. Возможность перехода сохраняется и для траекторий, не проходящих через начало координат в импульсном пространстве, если только полная энергия носителей на таких траекториях одинаковая. В этом случае происходит туннелирование дырок между подзонами, причем его вероятность оказывается меньше для траекторий, которые дальше расположены от точки $\vec{p}=0$. Поэтому если нижние уровни Ландау расположены ближе к точке $\vec{p}=0$, то межподзонные переходы идут значительно более интенсивно на нижних уровнях Ландау, чем на верхних. Поскольку вероятность туннелирования с траекторий легких дырок на траектории тяжелых дырок и, наоборот, с тяжелых на легкие одинаковая, то само по себе туннелирование не приводит к опустошению нижних уровней Ландау легких дырок. Для их эффективного опустошения требуются такие значения \mathcal{E} - и \mathcal{H} -полей, чтобы траектории тяжелых дырок выходили в активную область. В этом случае обратные переходы из подзоны тяжелых дырок в подзону легких не происходят, поскольку вероятность туннелирования в легкую подзону для тяжелых дырок значительно меньше вероятности испустить оптический фонон при $\mathcal{E} > \hbar\omega_0$.

Для заполнения верхних уровней Ландау легких дырок испускание оптических фононов тяжелыми дырками должно быть значительным вблизи энергии двух оптических фононов, т.е. функция распределения тяжелых дырок должна быть отлична от нуля при $\mathcal{E} \approx 2\hbar\omega_0$. Для этого необходимо, чтобы, во-первых, траектории движения тяжелых дырок из пассивной области проходили вблизи энергии $\mathcal{E} \approx 2\hbar\omega_0$, а во-вторых,

^{*)} Предложенный М.И.Дьяконовым и В.И.Перелем (частное сообщение).

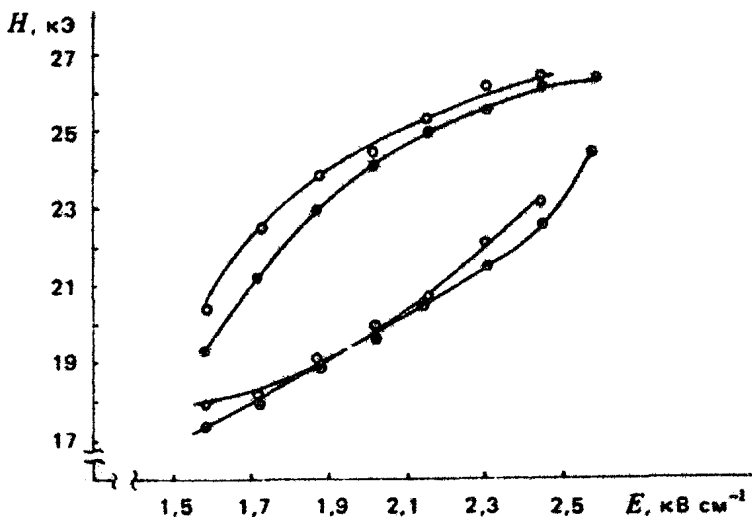
чтобы дырки, движущиеся по этим траекториям, проникали в активную область до указанной энергии.

Таким образом, для возникновения инверсной заселенности уровней Ландау по механизму Дьяконова-Переля существуют три момента. Во-первых, нижние уровни Ландау легких дырок должны располагаться ближе к точке $\vec{F} = 0$, чем верхние. Во-вторых, носители с нижних уровней Ландау после туннелирования в подзону тяжелых дырок должны попадать на те траектории тяжелых дырок, которые выходят в активную область. В-третьих, напряженность магнитного поля должна быть такой, чтобы выполнялось условие $\omega_{ch} / \nu_0 \sim 1$ ($\omega_{ch} = eH / m_n c$ — циклотронная частота тяжелых дырок).

Поскольку конфигурация траекторий легких и тяжелых дырок определяется значениями электрического и магнитного полей (и их ориентаций относительно главных осей кристалла в случае анизотропной зоны), то для выяснения соответствия предложенных механизмов экспериментальным условиям проводилось подробное изучение области генерации в координатах E, H . Измерения проводились на образцах нехолловской формы, для которых полное поле в образце равно приложенному. Из рис.8, где приведены измерения на одном из образцов для обеих полярностей E , видно, что область генерации в координатах E, H вытянута вдоль прямой $E/H = \text{const}$, причем изменение полярности электрического поля практически не меняет наблюдаемой области генерации.

Для качественного анализа экспериментальных результатов были построены траектории движения (уровни Ландау) легких и тяжелых дырок для $E = 1,8 \text{ кВ}\cdot\text{см}^{-1}$ и $H = 20 \text{ кЭ}$ в предположении изотропной параболической зоны. При этом масса легких дырок бралась равной $0,045 m_0$, а тяжелых $0,4 m_0$. На рис.9 показаны нижние семь уровней Ландау (с номерами 0 — 6) легких дырок на плоскости $p_x = 0$ в импульсном пространстве. Для тяжелых дырок представлены только те траектории, полная энергия на которых равна полной энергии легких дырок на соответствующих нижних уровнях Ландау. Из условия равенства полных энергий легко получить соответствие между номером уровня Ландау (N) в подзоне легких дырок и циклотронным радиусом тяжелой дырки:

$$\left(N_n + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega_n + \frac{m_n u^2}{2} - eE r_n = \left(N_t + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega_t + \frac{m_t u^2}{2} - eE r_t, \quad (3)$$



Р и с. 8. Область электрических и магнитных полей, при которых происходит генерация на переходах между уровнями Ландау для одного из образцов

или

$$\left(N_h + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_h - \frac{m_h u^2}{2} = \left(N_e + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_e - \frac{m_e u^2}{2}. \quad (3')$$

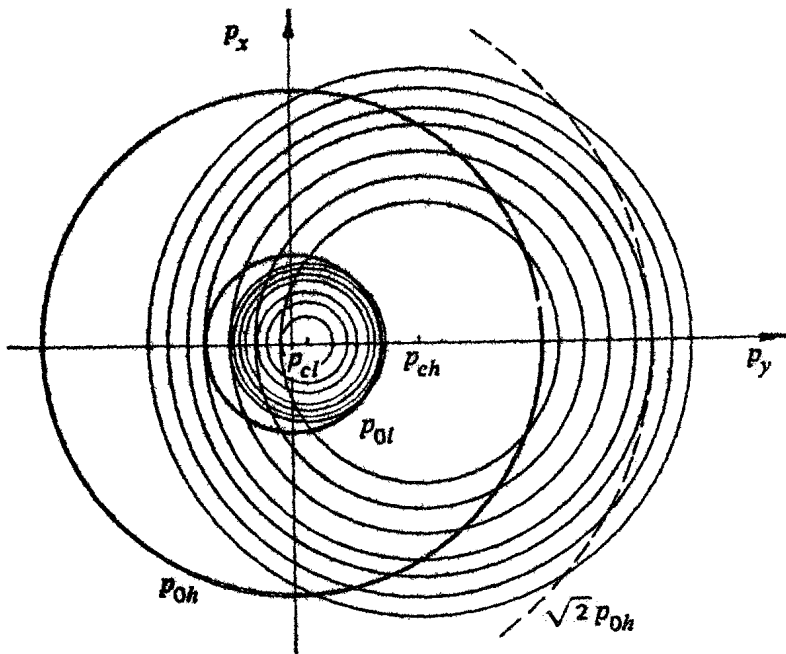
Здесь $u = c \frac{E}{H}$ - скорость дрейфа. Тогда

$$\rho_h^2 = 2 \left(N_e + \frac{1}{2}\right) m_h \hbar\omega_e + m_h (m_h - m_e) u^2 \quad (4)$$

Из уравнения (4) непосредственно вычислялись значения радиусов орбит тяжелых дырок в импульсном пространстве.

Из рис. 9 видно, что отношение значений напряженностей E - и H -полей, определяющее положение центров ρ_{ch} и ρ_{ch} , такое, что происходит замыкание главной траектории тяжелых дырок, а в пассивной области легких дырок помещается шесть уровней Ландау (последний - с номером 5).

Казалось бы, результаты, приведенные на рис. 9, не позволяют отдать предпочтение какому-либо из рассмотренных механизмов образования инверсной заселенности уровней Ландау, так как оба механизма предполагают довольно сильное заполнение всех уровней Ландау в пассивной области,



Р и с. 9. Схема расположения уровней Ландау легких и тяжелых дырок в импульсном пространстве. p_{cl} ; p_{ch} — центры траекторий легких и тяжелых дырок соответственно; p_{oh} ; p_{oh} — импульсы, соответствующие энергии оптического фотона, для легких и тяжелых дырок

а различаются главным образом способом опустошения нижних уровней. И все же представляется, что механизм, связанный с туннелированием легких дырок в подзону тяжелых, лучше соответствует наблюдаемым экспериментальным условиям, при которых происходит генерация. Во-первых, механизм, основанный на эффективной откачке легких дырок с нижних уровней за счет рассеяния на ионизированной примеси, может осуществляться в определенном диапазоне концентраций примеси, при которых в пассивной области преобладает кулоновское рассеяние (см. выше). Из теоретических оценок величины ν_{th} по известным формулам [63] и по данным экспериментального определения частоты рассеяния при различных концентрациях примеси [60] следует, что для

$\rho = (6+8) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ в пассивной области доминирует рассеяние на акустических фонах, которое не может обеспечить опустошение нижних уровней. Во-вторых, для этого механизма оптимальные условия для генерации возникают при таких \vec{E} - и \vec{H} - полях, при которых накопление легких дырок максимально, т.е. когда ловушка в подзоне тяжелых дырок мала. Из рис.9 видно, что условиям генерации соответствует замыкание главной траектории тяжелых дырок, при этом концентрация легких дырок значительно меньше максимальной. В настоящее время нет экспериментальных данных, полностью подтверждающих правомерность механизма опустошения нижних уровней за счет туннелирования, однако картина расположения уровней Ландау на рис.9 хорошо совпадает с той, которая должна быть для этого механизма. Поэтому образование инверсной заселенности уровней Ландау, скорее всего, можно объяснить механизмом туннелирования легких дырок в подзону тяжелых.

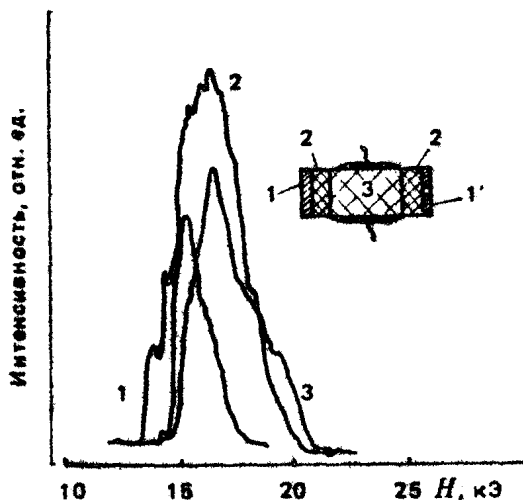
6. ИССЛЕДОВАНИЕ СУБМИЛЛИМЕТРОВОЙ ГЕНЕРАЦИИ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ВНЕШНЕГО ОПТИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА

Обнаружение генерации на переходах между уровнями Ландау легких дырок германия в сильных скрещенных электрическом и магнитном полях показало, что существует реальная возможность создания мазера на горячих дырках в германии в коротковолновой части субмиллиметрового диапазона длин волн. В связи с этим представлялось интересным изучить вопросы, связанные с конкретной реализацией таких источников когерентного излучения, и в первую очередь вопросы, связанные с устройством резонатора.

Интенсивность полученного индуцированного субмиллиметрового излучения превышала интенсивность спонтанного примерно на 1,5 порядка. Можно было ожидать, что применение внешнего оптического резонатора дополнительно увеличит мощность, а также изменит и другие характеристики индуцированного излучения.

Исследовались зависимости индуцированного излучения от магнитного поля для различных типов резонаторов, а так-

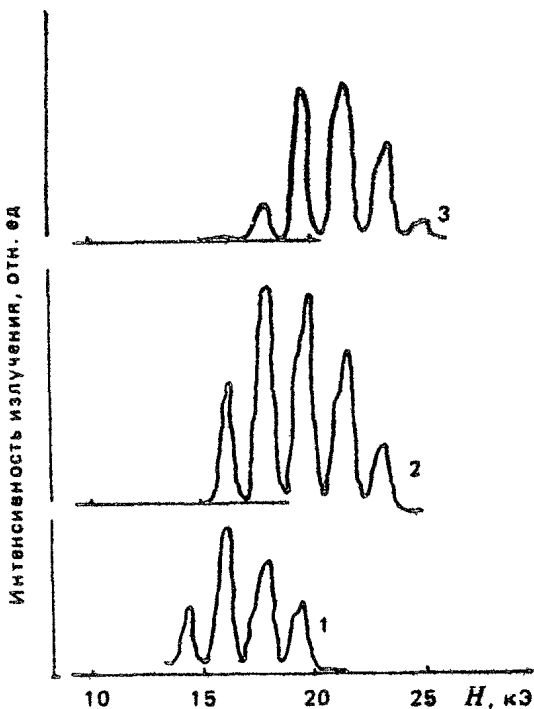
же зависимости интенсивности излучения от расстояния между приемником из $n\text{-InSb}$ и излучателем. В общем виде устройство резонатора показано на рис. 10. Внешние зеркала 1 (глухое) и 1' (полупрозрачное) с помощью пружин через плоскопараллельные изолирующие прокладки 2 прижимаются к образцу $p\text{-Ge}$ 3, у которого предварительно противоположные грани сошлифовывались до высокой степени плоскопараллельности, тем самым обеспечивалось условие необходимой юстировки внешних зеркал. Были опробованы различные материалы, из которых изготавливались изолирующие прокладки. Главным требованием, предъявляемым к таким прокладкам, является хорошее пропускание света в субмиллиметровой области при высокой их электрической прочности. Поскольку коэффициент пропускания определяется толщиной используемого материала, предпочтение отдавалось прокладкам с возможно меньшей толщиной. В частности, использовались плоскопараллельные пластинки слюды толщиной 10–20 мкм и полиэтиленовая пленка толщиной 11 мкм. Для такой системы интенсивность генерации возрастает примерно на два порядка по сравнению с интенсивностью гене-



Р и с. 10. Зависимости интенсивности генерации лазера с внешним оптическим резонатором (устройство резонатора показано на вставке) с прокладками из слюды. Кривым соответствуют электрические поля ($\text{В}\cdot\text{см}^{-1}$): 1 - 1000, 2 - 1230, 3 - 1440

рации из того же образца без внешних зеркал. Оценка мощности при помощи приемника из n -балл дает величину порядка 10 мВт.

Характеристики индуцированного излучения в значительной степени определяются конкретным вариантом реализации оптического резонатора. Типичные примеры изменения интенсивности стимулированного излучения при развертке магнитного поля показаны на рис.10,11. На рис.11 эти зависимо-



Р и с. 11. Зависимости интенсивности генерации для образца с внешним оптическим резонатором с прокладкой из стеклянной шайбы. Электрическое поле ($\text{В}\cdot\text{см}^{-1}$). 1 - 1230, 2 - 1640, 3 - 2050

сти представлены для случая, когда прокладки вырезались из стеклянной пластинки толщиной 1,39 мм в виде шайб с отверстием 3,5 мм, а на рис.10 - для случая прокладок

из слюды толщиной 20 мкм. В качестве зеркал в обоих случаях использовались полированные медные пластинки с отверстием в одной из них для вывода излучения. Эти зависимости сильно отличаются друг от друга: на рис.11 излучение наблюдается лишь в узких полосах при изменении магнитного поля, а зависимости на рис.10 качественно совпадают с результатами, полученными для образца без внешних зеркал (см. рис.3).

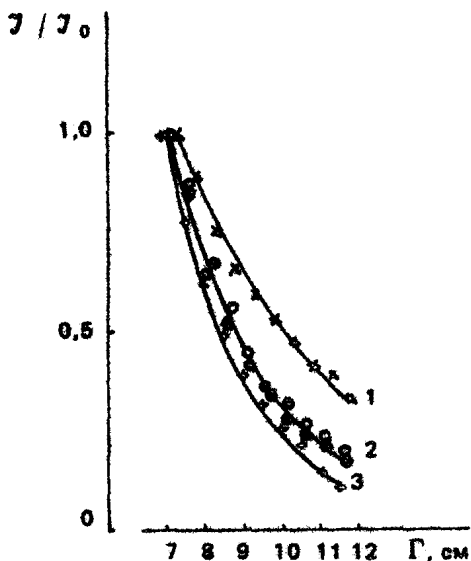
Отметим, что в случае прокладок из стекла (рис.11) резонатор является составным, поэтому усиливаются только те моды, для которых половина длины волны $\lambda_q/2$ кратна толщине зазора между зеркалом и поверхностью образца, отражение от которой достаточно велико. Это условие записывается в виде $q(\lambda_q/2) = l$, здесь q - целое число, l - толщина стеклянной шайбы. Поскольку длина волны индуцированного излучения на оптических переходах между уровнями Ландау обратно пропорциональна напряженности магнитного поля H , то предыдущее выражение можно записать в виде $\lambda_q = 2R(\Delta H/H_1)$ ($\Delta H = H_2 - H_1$ - расстояние между соседними максимумами по магнитному полю). Тем самым по положению максимумов интерференционной картины, полученной при развертке магнитного поля, можно определить длину волны излучения. Как видно из таблицы, в которой приводятся результаты вычислений длины волны стимулированного излучения λ и эффективной массы излучающих легких дырок m_2 , полученные таким образом величины совпадают с результатами измерения длины волны генерации с помощью приемника из n -бд As в магнитном поле.

Т а б л и ц а

H , кЭ	λ , мкм	q	m_2/m_0
14,4	349	8	0,047
16,2	310	9	0,047
18	279	10	0,047
19,8	254	11	0,047
21,6	232	12	0,047
23,4	214	13	0,047

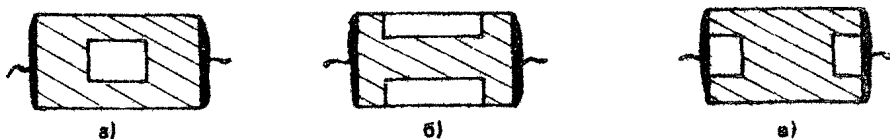
В качестве выходного зеркала применялась также пластина высокоомного кремния с напыленным слоем золота толщиной примерно 70 \AA на сторону, обращенную к образцу. Такое зеркало изолировалось от образца с помощью слюды и обеспечивало излучение в тех же пределах, что и на рис.10.

Для качественной оценки диаграммы направленности излучения при разных резонаторах проводились измерения его интенсивности в зависимости от расстояния до излучателя. В этом случае в отличие от предыдущих измерений излучение попадало на приемник без помощи волновода. Мазер находился в магните, а приемник из $n\text{-InSb}$ перемещался вдоль направления распространения света. На определенных расстояниях между приемником и излучателем измерялась интенсивность излучения. Результаты нескольких измерений на одном и том же расстоянии от приемника усреднялись. Использование приемника из $n\text{-InSb}$ было обусловлено следующими причинами. Известно [71], что приемник из $n\text{-InSb}$, помещенный в магнитные поля до 7 кЭ, имеет качественно такой же спектр поглощения, что и в нулевом магнитном поле, т.е. имеет широкую и равномерную зависимость fotocувствительности от частоты падающего излучения. Изменение расстояния между приемником и излучателем приводит к изменению магнитного поля приемника, которое для приемника из $n\text{-GaAs}$ дает существенный сдвиг пика чувствительности и не позволяет использовать его в этом эксперименте. В достаточно сильных магнитных полях (больше 7 кЭ) приемник из $n\text{-InSb}$ также имеет острый пик fotocувствительности, что, однако, для нас не важно, так как этот пик находится при длинах волн меньше 200 мкм, где генерации нет. Результаты измерений представлены на рис.12. Цифрой 1 обозначена зависимость в случае выходного зеркала, изготовленного напылением золота на кремниевую пластинку (коэффициент пропускания $T \sim 4\%$), а цифрой 2 - зависимость, когда в качестве выходного зеркала использовалась медная полированная пластинка с отверстием диаметром 0,9 мм ($T \sim 5\%$). Кривая 3 построена для того же образца без внешних зеркал. Как видно из рис.12, полученные зависимости сильно различаются для разных зеркал (кривые 1 и 2) и не зависят от типа используемых изолирующих прокладок (кривая 2).

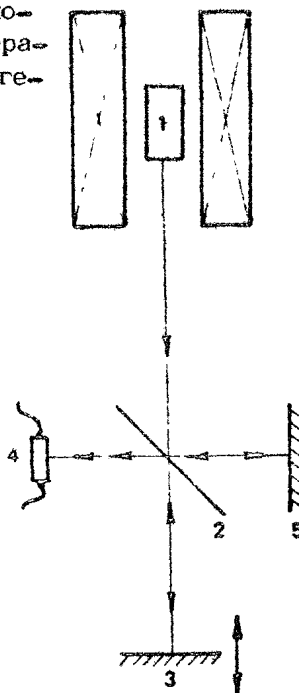


Р и с. 12. Зависимости интенсивности генерации от расстояния до излучателя для различных конструкций резонатора: ** — выходное зеркало — кремниевая пластина с напыленным слоем золота с прокладками из слюды, ** — выходное зеркало — медная пластина с отверстием диаметром 0,9 мм с прокладками из слюды, ••• — то же зеркало с прокладками из стеклянных шайб, ++ — образец без внешнего резонатора

Спад интенсивности излучения с увеличением расстояния между приемником и излучателем может определяться расходимостью луча, поглощением и рассеянием света в гелии, неточной установкой приемника на оптической оси резонатора. Поскольку поглощение в гелии одинаково для всех резонаторов, так же как и неточность положения приемника на оптической оси резонатора, которым для простоты можно пренебречь, то единственной существенной причиной сильного различия зависимостей на рис. 12 является расходимость луча. Различие зависимостей 1 и 2 может быть связано с разной дифракцией на выходном зеркале, которая, естественно, больше для зеркала с небольшим отверстием. Вместе с тем ход кривой 3, которая показывает более сильный спад интенсивности при увеличении расстояния между приемником и излучателем, чем в случае применения внешнего резонатора, свидетельствует о более сильном расхождении излучения. Такое расхождение может быть объяснено тем, что в случае генерации без внешнего резонатора необходимое усиление света происходит за счет полного внутреннего отражения с выводом излучения из особых точек кристалла. Детальное исследование с помощью диафрагм, которые перекрывали определенные участки поверхности излучающей торцевой грани (рис. 13), показало, что излучение в этом случае выводится через ребра, которые образованы пересече-



Р и с. 13. Расположение различных диафрагм (обозначены штриховкой) на поверхности торцевой грани: а - генерации нет, б - генерация есть в - генерации нет



Р и с. 14. Схема оптической части интерферометра Майкельсона 1 - лазер на циклотронном резонансе, 2 - светоразделительная пластина из слюды, 3 - подвижное зеркало, 4 - фотоприемник, 5 - неподвижное зеркало

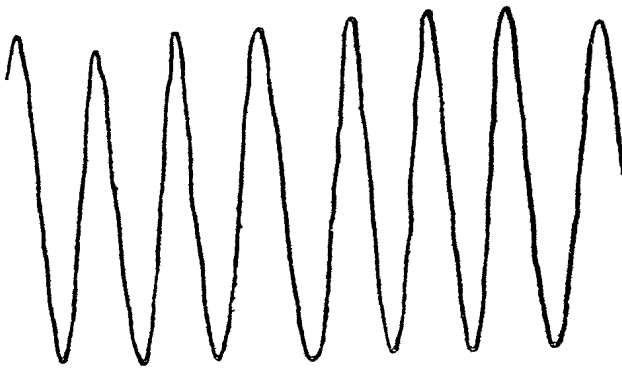
нием торцевых и боковых, не покрытых контактами, граней образца, что и обуславливает сильное расхождение излучения.

Увеличение мощности генерации и направленности излучения за счет применения внешнего оптического резонатора позволяет провести ряд дополнительных экспериментальных исследований параметров индуцированного субмиллиметрового излучения на переходах между уровнями Ландау, в частности, оценить степень монохроматичности и коэффициент усиления.

Измерения с помощью приемника из $n\text{-GaAs}$, помещенного в магнитное поле, позволили определить длину волны генерации; вместе с тем в силу большой ширины селективного пика чувствительности использовавшегося приемника,

спектр индуцированного излучения получить не удалось. Поэтому были проведены дополнительные измерения длины волны излучения с помощью интерферометра Майкельсона, схема которого приведена на рис.14. Измерения производились на образцах германия холликовской формы, помещенных во внешний оптический резонатор, в котором в качестве зеркал использовались медные полированные пластины. Интерферометр Майкельсона вместе с излучателем помещался в дьюар с жидким гелием. Излучение субмиллиметрового лазера (см. рис.14) попадало непосредственно на светоделительную пластину, в качестве которой использовалась слюда толщиной 10 мкм. Часть излучения, прошедшая светоделитель, отражалась от подвижного зеркала, перемещение которого в пределах 2,5 см осуществлялось микрометрическим винтом с непрерывной подачей. Затем, отразившись от светоделительной пластины, часть этого излучения посылалась в направлении приемника. Другая часть излучения, отразившись от светоделителя, попадала на неподвижное зеркало, отразившись от которого, возвращалась на светоделитель. Часть этого пучка, прошедшая светоделитель, также посылалась в направлении приемника. Смешанные таким образом пучки излучения попадали на приемник. Приемник из арсенида галлия λ -типа помещался в держатель с входным отверстием диаметром 1 мм. Никакие специальные линзы и коллиматоры не использовались. Юстировка зеркал и светоделителя, снабженных специальными винтами, проводилась гелий-неоновым лазером при комнатной температуре. При погружении интерферометра в жидкий гелий разъюстировки не происходило, поскольку все элементы конструкции были выполнены из латуни, причем наиболее ответственные детали изготавливались из одного прутка. Запись интенсивности излучения производилась на двухкоординатном самописце, на вход Y которого подавался сигнал с приемника, а смещение вдоль оси X было пропорционально перемещению нижнего зеркала.

Типичная интерферограмма представлена на рис.15. Видно, что ее внешний вид хорошо описывается косинусоидой. Длина волны излучения, определенная по расстоянию между максимумами интерферограммы, совпадает с измеренным ранее значением λ в соответствующем магнитном поле с точностью 5%. При перемещении зеркала на расстояние 2,5см амплитуда косинусоиды остается примерно постоянной, что



Р и с. 15. Интерферограмма генерации для образца с внешним оптическим резонатором

позволяет оценить полуширину линии генерации [23], которая оказалась меньше $0,5 \text{ см}^{-1}$.

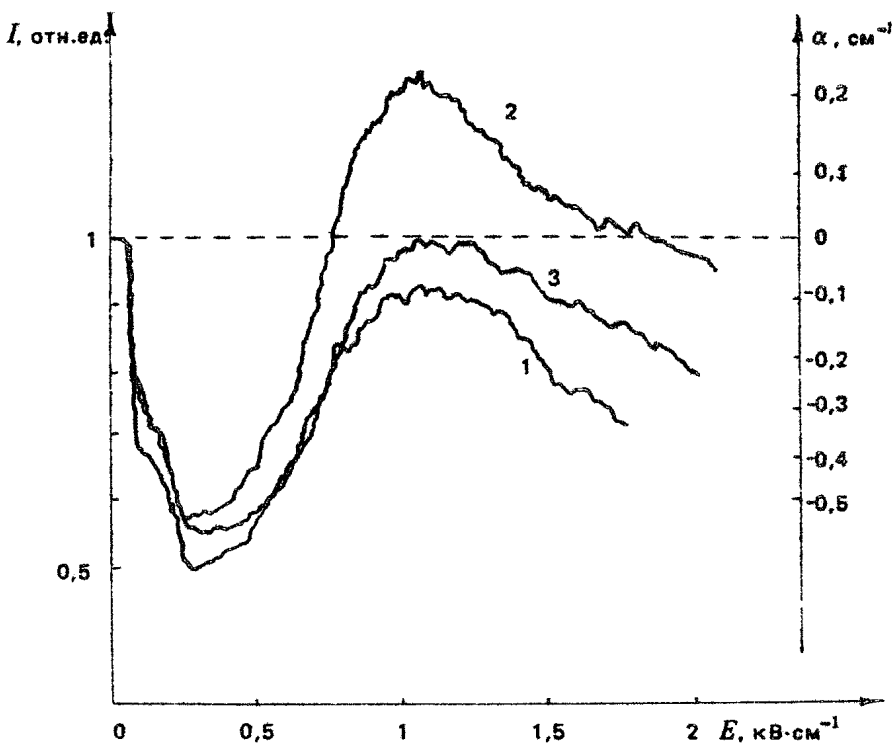
7. ВОЗМОЖНОСТИ ПРАКТИЧЕСКОГО ПРИМЕНЕНИЯ МАЗЕРА НА ЦИКЛОТРОННОМ РЕЗОНАНСЕ

В данном разделе представлены результаты измерений, выполненных с помощью излучения, которое генерировалось субмиллиметровым мазером. Хотя эти эксперименты и не раскрывают полностью возможностей, связанных с применением этого мазера, тем не менее его использование позволило решить ряд задач, возникших в процессе исследований.

Для оценок максимально достижимых мощностей и для проектирования мазера с оптимальной формой и размерами необходимо было оценить коэффициент усиления. Естественно, что простейшая постановка опыта предусматривает измерение пропускания (поглощения) в активной среде и тем самым использование монохроматического субмиллиметрового излучения. В качестве источника такого излучения использовался мазер на циклотронном резонансе. Методика измерений заключалась в следующем. Предварительно были изготовлены два одинаковых по форме и размерам образца с одинаковой ориентацией \vec{E} - и \vec{H} -полей относительно глав-

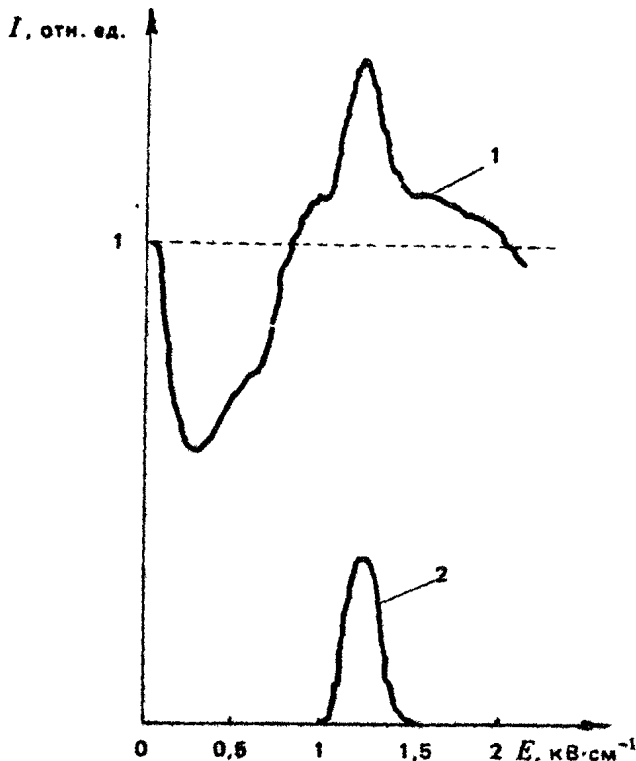
ных кристаллографических направлений, вырезанных из одного слитка. На обоих образцах наблюдалась генерация в примерно одинаковых областях электрического и магнитного полей. Один из образцов помещался во внешний резонатор, что позволяло значительно повысить направленность излучения. Второй образец использовался в качестве исследуемого. Мазер и исследуемый образец располагались в непосредственной близости друг от друга в сверхпроводящем соленоиде так, чтобы для них обеспечивалось одинаковое и однородное магнитное поле. Эксперимент проводился в геометрии Фарадея. Синхронные импульсы электрического поля подавались на образцы раздельно. Исследуемый образец устанавливался двумя способами. В первом к торцу образца со стороны лазера через тефлоновую прокладку плотно прижималась медная шайба с небольшим отверстием посередине для прохождения зондирующего света. Установка шайбы изменяет отражающие свойства поверхности, что приводит к срыву генерации в объемном резонаторе образца. Одновременно шайба служила диафрагмой. Во втором способе исследуемый образец располагался на некотором расстоянии от медной шайбы. В этом случае в образце при некоторых значениях полей E и H возникала генерация.

При включении необходимого магнитного поля и подаче на мазерный образец необходимого электрического поля наблюдался сигнал, регистрируемый арсенидгаллиевым фотоприемником. Этот сигнал, принимаемый за единицу, соответствует прохождению света через прозрачный образец, в котором носители выморожены при температуре жидкого гелия. Несмотря на то что торцевые грани исследуемого образца, через которые проходит зондирующий свет, являются плоскопараллельными, интерференционной картины при прохождении света не наблюдается, что можно объяснить достаточно большой длиной образца (~ 1 см) по сравнению с длиной волны света ($\sim 60-80$ мкм) в образце. При подаче на исследуемый образец электрического поля происходит пробой примеси, возникает поглощение на свободных носителях и сигнал уменьшается (рис. 16). Возникающее поглощение в основном связано с переходами между уровнями Ландау легкой подзоны, оно, однако, ослаблено вследствие неэквидистантного их расположения. Кроме того, существует слабое поглощение на переходах между подзонами тяжелых и лег-



Р и с. 16. Зависимости интенсивности зондирующего света от приложенного к образцу электрического поля. Кривым соответствуют магнитные поля (кЭ): 1 - 15,4; 2 - 16,5; 3 - 17,6

ких дырок. По мере увеличения электрического поля растет источник в пассивной области, заполняются все более высокие уровни Ландау, их заселенность выравнивается и поглощение уменьшается. Уменьшение поглощения сопровождается ростом сигнала. Как видно из рис.16 (кривая 2), сигнал в некотором интервале полей превышает исходный, т.е. наблюдается усиление света, связанное с инверсией по уровням Ландау. Справа для удобства приведена шкала коэффициента поглощения (α отрицательно) - усиления (α положительно). Усиление имеет место в довольно широкой области электрических полей при $H = 16,5$ кЭ. Естественно, что генерация может возникнуть в меньшем интервале



Р и с. 17. Зависимости интенсивности регистрируемого света от приложенного к образцу электрического поля: 1 – при прохождении зондирующего света, 2 – в отсутствие зондирующего света.
 $N = 17,3 \text{ кЭ}$

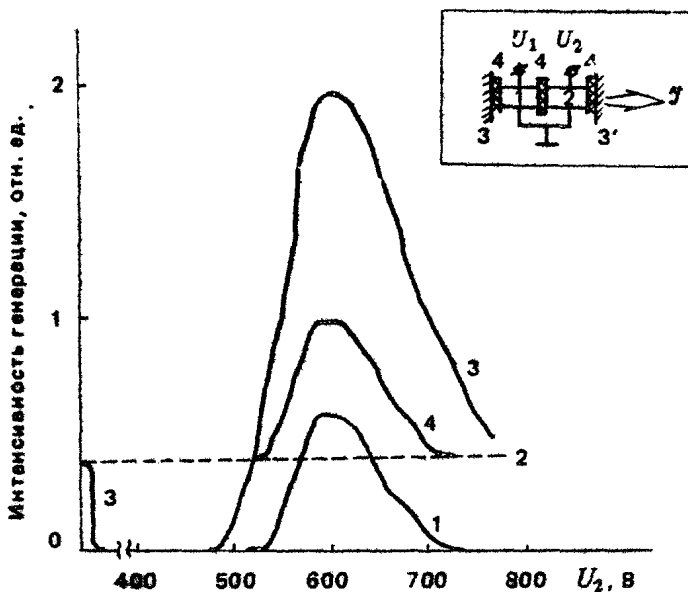
\vec{E} , т.е. только при тех значениях ω , которые компенсируют потери. На рис. 17 кривая 1 соответствует интенсивности регистрируемого излучения в случае, когда исследуемый образец устанавливался так, что в нем возникала генерация. Генерации соответствует резкое увеличение сигнала при значениях поля E чуть больше $1 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$. Видно, что генерация возникает в более узком интервале полей \vec{E} , чем интервал усиления. Из приведенной зависимости также следует, что коэффициент усиления, необходимый для возникнове-

ния генерации в объемном резонаторе, $\alpha = 0,1 \text{ см}^{-1}$. На рис.17 кривая 2 соответствует генерации в исследуемом образце в отсутствие зондирующего излучения. Можно заметить, что этот сигнал несколько больше того, который зафиксирован на "пьедестале" зондирующего сигнала. Кажущееся уменьшение сигнала на "пьедестале" можно объяснить тем, что на генерацию расходуется значительная часть энергии, запасенная на инвертированных уровнях Ландау, в результате чего усиление падает, т.е. "пьедестал" становится в местах генерации ниже.

Наконец, кривым 1 и 3 на рис.16 соответствуют магнитные поля, в которых ни при каких значениях электрического поля в исследуемом образце не возникает достаточная для усиления инверсия. Наблюдение зависимостей 1 и 3 на рис.16 при установке обоих образцов в один магнит оказалось возможным потому, что, несмотря на идентичность образцов, в исследуемом образце область магнитных полей, в которой наблюдалась инверсия по непонятным пока причинам оказалась уже, чем в образце, установленном в мазере.

Измерения длины волны индуцированного излучения интерферометром Майкельсона, так же как и фотоприемником из $n\text{-GaAs}$ (о чем упоминалось выше), не позволили установить зависимость длины волны от напряженности электрического поля. Поэтому были проведены специальные эксперименты для того, чтобы определить, зависит или не зависит длина волны излучения от E .

Те же образцы, что применялись и для измерения коэффициента усиления, помещались в один оптический резонатор и изолировались прокладками из слюды. Образцы находились в непосредственной близости друг от друга в центре сверхпроводящего соленоида, что позволяет считать магнитное поле для обоих образцов одинаковым. Схематическое изображение такой системы представлено на вставке к рис.18. Синхронизованные между собой импульсы напряжения длительностью 2 мкс подавались на каждый из образцов раздельно или на оба образца одновременно, причем на образец 1 подавалось напряжение только одной постоянной амплитуды, а все зависимости снимались при развертке электрического поля образца 2. Измерения проводились фотоприемником из $n\text{-InSb}$.



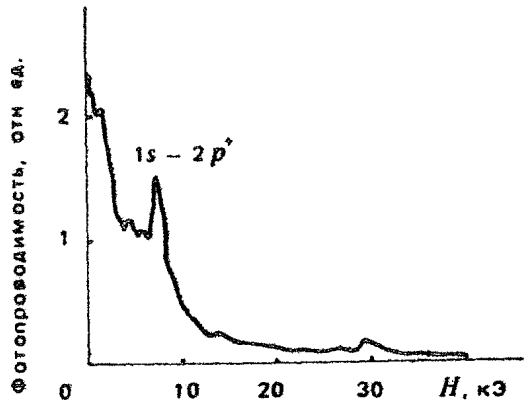
Р и с. 18. Зависимости интенсивности генерации от напряжения, подаваемого на образец 2, при различных вариантах подачи напряжения на образцы, расположенные в одном резонаторе. На вставке изображена схема размещения образцов в резонаторе (1,2 – образцы ρ -Ge, 3,3' – зеркала, 4 – прокладки из слюды)

Зависимости сигнала, снимаемого с фотоприемника, от напряжения, подаваемого на образец 2, для различных вариантов подачи напряжения на образцы 1 и 2 показаны на рис.18. Кривая 1 получена в отсутствие напряжения на образце 1. Пунктирная линия 2 соответствует уровню сигнала при подаче напряжения постоянной амплитуды на образец 1 ($U_1 = 630$ В) в отсутствие напряжения на образце 2. Кривая 3 получена в присутствии напряжения на образце 1. Видно, что при одновременной подаче напряжения на оба образца наблюдается значительно больший сигнал, чем арифметическая сумма сигналов от каждого образца, которой соответствует кривая 4. Это означает, что в случае одновременной подачи напряжения на оба образца происходит усиление лазерного эффекта, т.е. оба образца работают как единое рабочее тело лазера.

Из рис.18 следует также, что усиление света происходит и при несовпадении электрических полей в образцах. Последнее подтверждает сделанные ранее на основании рис.5 выводы о том, что длина волны излучения не зависит от электрического поля, по крайней мере в интервале 30% его изменения от U_1 .

В заключение укажем на возможность использования циклотронного лазера для спектральных измерений. Чтобы продемонстрировать эту возможность, вернемся к измерениям фотопроводимости эпитаксиального арсенида галлия, по которым определялась длина волны генерации. Но теперь рассмотрим эти результаты с другой точки зрения. На рис.19

Р и с. 19. Зависимость фотопроводимости $n\text{-GaAs}$ от магнитного поля, полученная с помощью лазера на циклотронном резонансе ($\lambda = 240$ мкм, $T = 4,2$ К)



представлена зависимость фотопроводимости для одного из образцов $n\text{-GaAs}$ в широком диапазоне магнитных полей. Длина волны монохроматического излучения была постоянной (она определяется магнитным полем лазера). Видно, что, кроме пика фотопроводимости, соответствующего $1s-2p^+$ - переходу, наблюдается еще несколько пиков меньшей амплитуды. Эти пики связаны с поглощением на переходах между различными состояниями примеси (ср. с [123]). Отношение "сигнал/шум" в этих экспериментах превышало величину 10^2 , что обеспечивало надежную регистрацию спектра фотопроводимости. В то же время плавная перестройка длины волны излучения лазера позволяет проводить измерения на любой длине волны в пределах диапазона генерации.

**ГЕНЕРАЦИЯ
МИЛЛИМЕТРОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
ГОРЯЧИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ В n - Ge
В СИЛЬНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МАГНИТНОМ ПОЛЯХ**

В.Н.Мурзин, С.А.Стоклицкий, А.П.Чеботарев, В.А.Чуенков

С исследованиями в сильных электрических и магнитных полях связано развитие нового раздела физики горячих электронов в полупроводниках, в основе которого лежит изучение свойств систем, характеризующихся сильно неравновесными и деформированными функциями распределения носителей тока. Эти исследования представляют помимо научного значительный практический интерес, поскольку создание сильно деформированных функций распределения в принципе предполагает возможность создания инверсной заселенности электронных состояний и получения индуцированного излучения [18,49, 58]. Именно такая ситуация реализована в последние годы в дырочном германии, на основе которого созданы новые типы источников когерентного миллиметрового и субмиллиметрового излучения [5,16,30,57,70,109].

Целью настоящей статьи является изложение результатов исследований процессов разогрева носителей и генерации электромагнитного излучения в многодолинных полупроводниках в скрещенных электрическом и магнитном полях $E \perp H$. Особенности поведения носителей тока в многодолинных полупроводниках определяются, в первую очередь, анизотропией энергетических зон, анизотропией динамических и кинетических эффектов, а также наличием междолинного рассеяния, в результате которого происходит перераспределение носителей по долинам. Электропроводность таких кристаллов

в гравитационных электрических полях имеет тензорный характер, а электрические и другие свойства оказываются, в отличие от полупроводников с изотропным энергетическим спектром, зависящими от ориентации кристалла во внешнем поле. В настоящей работе главное внимание уделено физическим явлениям, которые возникают в сильных электрических и магнитных полях при низких температурах, т.е. в условиях, при которых возрастает роль взаимодействия носителей с оптическими колебаниями кристаллической решетки и становится возможным образование сильно деформированных в \vec{p} -пространстве функций распределения носителей.

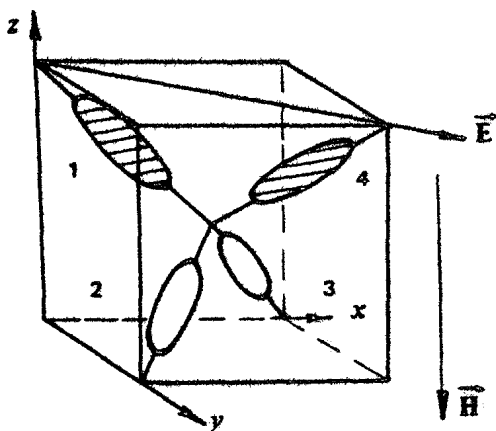
При достаточном различии времен релаксации носителей в "активной" ($\mathcal{E} > \hbar\omega_0$) и в "пассивной" ($\mathcal{E} < \hbar\omega_0$) областях импульсного пространства носители должны сосредотачиваться вблизи главной траектории, т.е. траектории, проходящей через $\vec{p} = 0$ (\mathcal{E} - энергия носителя, $\hbar\omega_0$ - энергия оптического фотона) [35-36]. В магнитном поле $\vec{H} \perp \vec{E}$ траектория носителей искривляется, образуя в \vec{p} -пространстве при $H > cE \sqrt{2m_{sp}^*/\hbar\omega_0}$ область замкнутых орбит, в пределах которой эффект накопления носителей может приводить к инверсной заселенности состояний. В такой ситуации в p - ω получена лазерная генерация на оптических переходах между подзонами легких и тяжелых дырок [16,30,70,109]. В случае многодолинного полупроводника (типа n - ω) все явления разыгрываются в системе носителей одного сорта и определяются анизотропией электрических свойств и возможностью перехода носителей из долины в долину в результате междолинного рассеяния.

1. ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ГОРЯЧИХ НОСИТЕЛЕЙ В СИЛЬНЫХ СКРЕЩЕННЫХ \vec{E} И \vec{H} ПОЛЯХ В МНОГОДОЛИННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

В общем случае задача определения средней энергии носителей тока и их функции распределения в многодолинных полупроводниках существенно сложнее, чем в полупроводниках с изотропным энергетическим спектром, и описание процессов разогрева носителей в таких кристаллах чрезвычайно затруднено. Поэтому обсудим здесь лишь в главных чертах

особенности этих процессов в $\vec{E} \perp \vec{H}$ полях, исходя из общих соображений, основанных на знании зонного строения многодолинных полупроводников. В качестве примера возьмем $\alpha\text{-Ge}$, на котором выполнены основные экспериментальные исследования [55,69,81]. Вначале рассмотрим случай полей, при которых реализуется максвелловский тип функции распределения, а затем – ситуацию, при которой энергия носителей оказывается достаточно большой и возникает значительная деформация функции распределения носителей в \vec{p} -пространстве.

Поскольку во всех случаях явления разогрева зависят от конкретной ориентации кристалла, возьмем за исходную конфигурацию полей, показанную на рис.1. В зоне проводимости



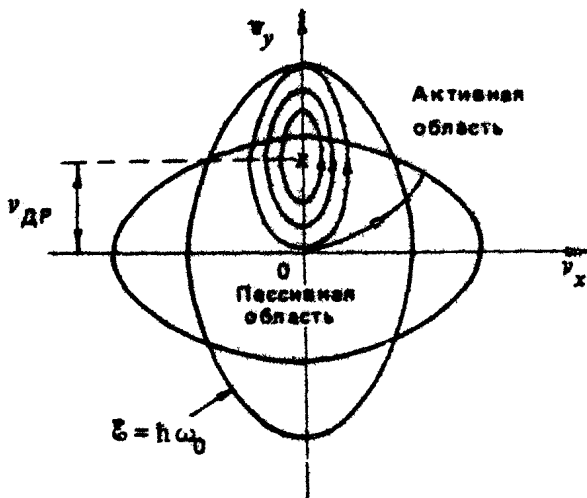
Р и с. 1. Положение электронных долин в зоне Бриллюэна в германии

германия имеются четыре долины, в которых поверхности постоянной энергии представляют собой четыре эллипсоида вращения с центрами в точках на границе зоны Бриллюэна и осями симметрии, направленными вдоль осей типа $[111]$. Эти долины обозначены на рисунке цифрами 1, 2, 3, 4. В выбранной конфигурации магнитного поля $\vec{H} \parallel [001]$ циклотронное вращение электронов во всех долинах характеризуется единой частотой $\omega_c = eH/m_c^*c$, где $m_c^* = 0,12m_0$ (здесь e – заряд электрона, c – скорость света, m_c^* – циклотронная масса электрона). В то же время при наложении электрического поля $\vec{E} \parallel [110]$ долины оказываются не эквивалентными: поведение электронов в 1-й и 4-й долинах отличается от поведения электронов во 2-й и 3-й долинах и в слабом и в сильном поле E .

Если напряженность электрического поля не очень велика и средняя энергия носителей заметно меньше энергии оптического фонона, их разогрев в долинах 2 и 3 больше, чем в долинах 1 и 4, так как компонента тензора эффективной массы электрона m_E в направлении \vec{E} в первом случае $m_E(2,3) = m_1 = 0,082 m_0$ меньше, чем во втором $m_E(1,4) = (\frac{1}{3} m_1^{-1} + \frac{2}{3} m_2^{-1})^{-1} = 0,223 m_0$. Здесь m_1 и m_2 — компоненты тензора эффективной массы электронов в германии.

В сильных электрических полях, когда носители, не успевая рассеяться, пролетают пассивную область \vec{r} -пространства до столкновения с оптическим фононом, процесс разогрева электронов существенно образом зависит от их траектории. Движение носителей в этих условиях при $\vec{E} \perp \vec{H}$, как известно, складывается из циклотронного вращения и дрейфового перемещения носителя с постоянной дрейфовой скоростью $v_{др} = cE/H$, не зависящей от его эффективной массы. В соответствии с этим в одних и тех же полях энергия дрейфового движения электронов в долинах 2, 3 должна быть больше, чем в долинах 1, 4, так как компонента тензора эффективной массы электрона в направлении, перпендикулярном \vec{E} и \vec{H} , в первом случае $m_{др}^*(2,3) = 0,223 m_0$ больше, чем во втором $m_{др}^*(1,4) = 0,082 m_0$. Приведенная на рис. 2 диаграмма скоростей носителей помогает представить для выбранной конфигурации полей вид траекторий электронов в разных долинах. Видно, что в отличие от изотропной модели (часто применяемой при рассмотрении дырок в p - Ge) в случае многодолинного полупроводника траектории носителей в \vec{v} -пространстве имеют вид не окружностей, а эллипсов из-за анизотропии эффективной массы электронов. При этом в импульсном пространстве (и пространстве скоростей) электронов в каждой из долин образуются две области фазовых траекторий. В одной из них электроны двигаются по разомкнутым в пассивной области траекториям, интенсивно рассеиваются на оптических фононах и характеризуются весьма малыми временами релаксации. В другой области электроны движутся по замкнутым циклотронным орбитам, здесь рассеиваются преимущественно на акустических фононах, примесях и имеют существенно большие времена релаксации.

Характерными энергетическими параметрами, определяющими процессы разогрева электронов и особенности их рас-



Р и с. 2. Диаграмма траекторий горячих носителей в пространстве скоростей в $\vec{E} \perp \vec{H}$ полях

пределения по долинам в германии, являются энергия оптического фонона $\hbar\omega_p = 37$ мэВ (430 К) и энергия междолинного акустического фонона $\hbar\omega_{на} = 27$ мэВ (314 К).

Область умеренных электрических полей

При не очень больших напряженностях электрического поля, когда характер движения носителей далек от стримингового (рассеяние носителей на оптических фононах не играет значительной роли), средняя энергия носителей с изотропной эффективной массой в электрическом поле равна

$$\bar{\epsilon} = \bar{\epsilon}_0 + \frac{e^2}{m^*} E^2 \langle \tau_g \rangle \langle \tau_p \rangle, \quad (1)$$

что следует из условия баланса энергии

$$\frac{\partial \bar{\epsilon}}{\partial t} = \frac{\bar{\epsilon} - \bar{\epsilon}_0}{\langle \tau_g \rangle} = \frac{e E}{\hbar} + \frac{e^2 \langle \tau_p \rangle}{m^*} E^2 \quad (2)$$

В случае скрещенных $\vec{E} \perp \vec{H}$ полей (в отсутствие холловского поля) условие баланса энергий приобретает вид

$$\frac{\partial \bar{\epsilon}}{\partial t} = \frac{\bar{\epsilon} - \bar{\epsilon}_0}{\langle \tau_g \rangle} + \frac{j E}{n} \cdot \frac{e^2 \langle \tau_p \rangle}{m^*} E^2 \frac{1}{1 + \omega_c^2 \langle \tau_p \rangle^2}, \quad (3)$$

где ω_c - циклотронная частота. Из условия (3) непосредственно следует выражение для средней энергии носителей в $\vec{E} \perp \vec{H}$ полях:

$$\bar{\epsilon} = \bar{\epsilon}_0 + \frac{e^2}{m^*} E^2 \langle \tau_g \rangle \langle \tau_p \rangle \frac{1}{1 + \omega_c^2 \langle \tau_p \rangle^2}, \quad (4)$$

или при $\omega_c \langle \tau_p \rangle \gg 1$:

$$\bar{\epsilon} = \bar{\epsilon}_0 + m^* \left(c \frac{E}{H} \right)^2 \frac{\langle \tau_g \rangle}{\langle \tau_p \rangle}. \quad (5)$$

Видно, что с точностью до различия средних времен релаксации по энергии $\langle \tau_g \rangle$ и по импульсу $\langle \tau_p \rangle$ средняя энергия горячих носителей определяется их дрейфовой скоростью в поперечном к \vec{E} и \vec{H} направлении.

Задача разогрева электронного газа в не очень сильных $\vec{E} \perp \vec{H}$ полях в многодолинных полупроводниках, характеризующихся анизотропной эффективной массой носителей, рассмотрена в работе [82] на примере n -Ge. В предположении, что все носители движутся по замкнутым траекториям и успевают делать достаточно много оборотов до столкновения с фононами (или примесями), т.е. $\omega_c \langle \tau_p \rangle > 1$, и при учете различия энергии носителей в разных долинах и возможности перехода носителей из долины в долину в работе [82] получены аналитические выражения для функций распределения и концентрации носителей в различных долинах. В работе [82] получены также выражения для спектра поглощения, обусловленного циклотронным резонансом при учете зависимости частоты столкновений носителей от их энергии при рассеянии на акустических фононах и ионизированных примесях. В общем случае функция распределения носителей не является максвелловской и решение имеет сложный вид. Однако в интересующем нас случае взаимно перпендикулярных полей $\vec{E} \perp \vec{H}$ в предположении $\omega_c \langle \tau_p \rangle > 1$ ($\nu_{||} = \nu_{\perp} = \nu = 1/\langle \tau_p \rangle$) при определяющем внутридолинном рассеянии носителей на акустических фононах и слабости междолинного рассеяния (на фононах и примесях) по сравнению с внутридолинным выражения упрощаются. В этом случае функции распределения в долинах являются максвелловскими, а средние энергии носи-

гелей в долинах могут быть описаны с помощью некоторых эффективных температур:

$$T_{\alpha \text{ эф}} = T_0 \left[1 + \frac{1}{3} \frac{m_{\perp} (cE_{\alpha} / H_{\alpha})^2}{m_{\parallel}^2} \right], \quad (6)$$

где T_0 - температура решетки, $m = (m_{\parallel} m_{\perp}^2)^{1/3}$, m_{\perp} и m_{\parallel} - поперечная и продольная компоненты тензора эффективной массы электронов, E_{α} и H_{α} - электрическое и магнитное эффективные поля в α -долине, определяемые формулами:

$$E_{\alpha}^2 = \frac{2K+1}{3} E^2 - \frac{2(K-1)}{3} \left[\begin{matrix} + & E_x E_{y+} & - \\ - & E_x E_{y-} & + \\ - & E_y E_x & - \end{matrix} \right],$$

$$H_{\alpha}^2 = \frac{K+2}{3} H^2 + \frac{2(K-1)}{3} \left[\begin{matrix} + & H_x H_{y+} & - \\ - & H_x H_{y-} & + \\ - & H_y H_x & - \end{matrix} \right], \quad (7)$$

где $K = m_{\parallel} / m_{\perp}$, а знаки в квадратных скобках (сверху вниз) соответствуют долинам 1-4. В конкретном случае выбранной конфигурации $\vec{E} \parallel [110]$, $\vec{H} \parallel [001]$:

$$T_{\alpha \text{ эф}} = T_0 \left[1 + \frac{1}{3} \frac{m_{\alpha} (cE/H)^2}{m_{\parallel}^2} \right], \quad (8)$$

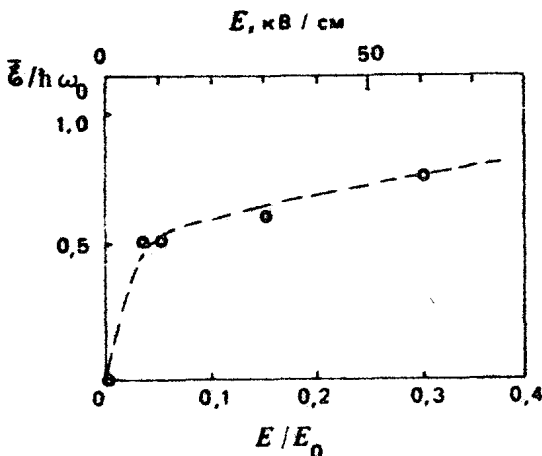
где $m_{\alpha} = m_{\perp}$ для 1-й и 4-й и $m_{\alpha} = \left(\frac{1}{3} m_{\perp}^{-1} + \frac{2}{3} m_{\parallel}^{-1} \right)^{-1}$ для 2-й и 3-й долин.

В зависимости от соотношения эффективных температур в различных долинах происходит переход носителей из одних долин в другие. В случае преобладания фоновое междолинное рассеяние носители должны переходить из горячих в более холодные долины [82]. Стационарные значения n_{α} и n_{β} концентраций носителей в α - и β -долинах определяются балансным соотношением вероятностей $W_{\alpha\beta}$ переходов между этими долинами:

$$\frac{n_{\alpha}}{n_{\beta}} \sim \frac{W_{\beta\alpha}}{W_{\alpha\beta}} \sim \frac{\text{стр}(-T_{\text{н.д.}}/T_{\beta \text{ эф}})}{\text{стр}(-T_{\text{н.д.}}/T_{\alpha \text{ эф}})}, \quad (9)$$

где $T_{\text{н.д.}}$ - температура, соответствующая энергии междолинных фононов. В приведенной на рис.1 конфигурации полей как с точки зрения ускорения в электрическом поле (m_{\perp} (23))

$\langle m_z(1,4) \rangle$, так и с точки зрения энергии дрейфового движения ($m_{gr}(2,3) > m_{gr}(1,4)$) более горячими должны быть электроны во 2-й, 3-й долинах. Соответственно концентрация электронов в 1-й, 4-й долинах должна быть выше, чем во 2-й, 3-й долинах. При переходе к более высоким электрическим полям средняя энергия горячих носителей с ростом электрического поля насыщается, достигая величины порядка $0,5 \hbar\omega_0$ уже при $E > 0,05 E_0$ (рис.3 - данные



Р и с. 3. Зависимость средней энергии электронов в алмазе от величины электрического поля

расчетов В.А.Чуенкова для электронов в алмазе). Здесь $E_0 = \hbar\omega_0 / e l_0$, где l_0 - характерная длина свободного пробега для электронов при $\epsilon > \hbar\omega_0$. При увеличении энергии носителей во всех долинах до энергий, близких к $\hbar\omega_{нд}$, соотношение концентраций $n_{2,3}/n_{1,4}$ должно выравниваться и приближаться к единице.

Область больших электрических полей

Ситуация в более сильных электрических и магнитных полях, соответствующих стриминговому режиму, существенно усложняется и требует детального рассмотрения с использованием методов численного расчета. Однако из общих соображений можно заключить, что физические процессы, происходящие с носителями в полях $\vec{E} \perp \vec{H}$ в разных долинах,

должны быть различными. Электроны, движущиеся по замкнутым циклотронным траекториям, с ростом E должны достигать энергии междолинного акустического фонона и энергии оптического фонона в долинах 2, 3 раньше, чем в долинах 1, 4. Соответственно электроны в долинах 2, 3 должны чаще сталкиваться с оптическими фононами, чем электроны в долинах 1, 4. Кроме того, в этих условиях будет иметь место перераспределение электронов между долинами в результате рассеяния на междолинных акустических фононах. В указанной конфигурации электрического и магнитного полей должна происходить перекачка электронов из долин 2, 3 в долины 1, 4.

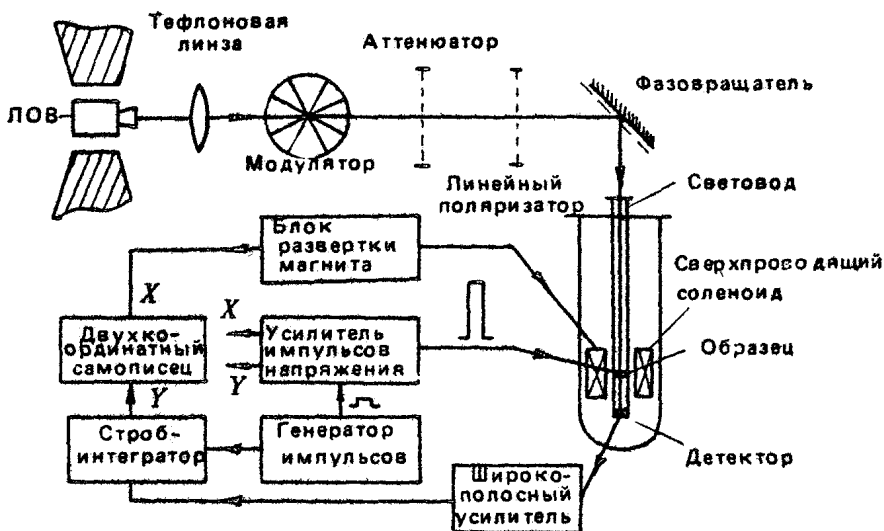
2. ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ РАЗОГРЕВА НОСИТЕЛЕЙ В n - Ge МЕТОДОМ ЦИКЛОТРОННОГО РЕЗОНАНСА

Исследования свойств системы горячих носителей в n - Ge в сильных $E \perp H$ полях проводились методом ЦР с использованием генераторов монохроматического излучения коротковолновой части миллиметрового диапазона — ламп обратной волны (ЛОВ). Этот диапазон был выбран по двум обстоятельствам, достаточно принципиальным с точки зрения возможности проведения данных исследований. Прежде всего, изучение ЦР горячих носителей, обладающих высокой энергией и соответственно большими частотами столкновений, возможно только при условии $\omega_c \langle \tau_p \rangle > 1$, т.е. при достаточно высоких частотах, отвечающих указанному диапазону. Другая сторона дела связана с тем, что сами исследования предполагают весьма большие напряженности полей, в том числе магнитных. Соответствующие этим полям частоты ω_c также принадлежат коротковолновой части миллиметрового диапазона длин волн.

Исследования проводились на кристаллах n - Ge с примесью сурьмы $N_A \approx 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ в полях $E = 0 \div 2 \text{ кВ/см}$ и $H = 0 \div 20 \text{ кЭ}$ на длинах волн 1,2 и 2,3 мм [55]. Образцы имели форму прямоугольных пластин с поперечными размерами 3x5 мм и толщиной 0,2–3 мм. Образцы помещались в жидкий гелий и находились на конце световода в магнитном поле, создаваемом сверхпроводящим соленоидом.

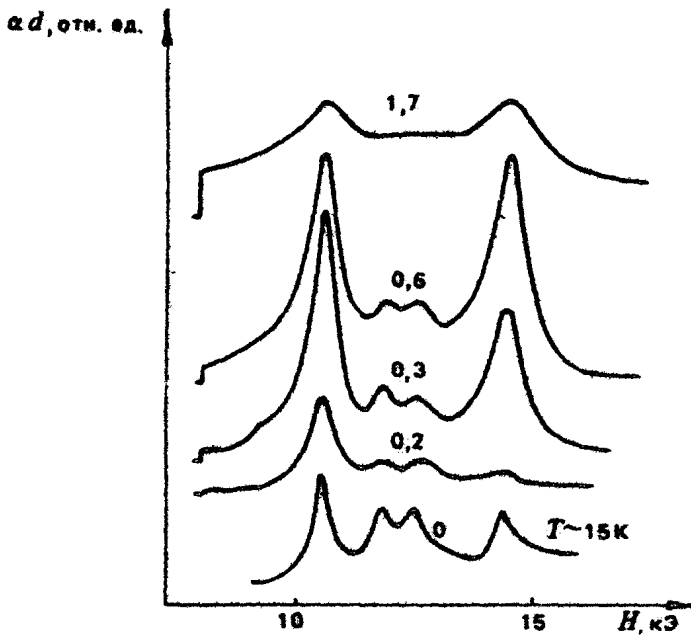
Электрическое поле прикладывалось к образцу через неинжектирующие омические контакты с помощью импульсов напряжения длительностью в несколько микросекунд — $(1+5) \times 10^{-6}$ с — при достаточно низкой частоте повторения импульсов $f_{повт} \sim 3 \pm 20$ Гц, не приводящей к значительному перегреву образцов (температура образца в рабочих условиях не превышала 10–20 К).

Принципиальная схема установки приведена на рис.4 [55].

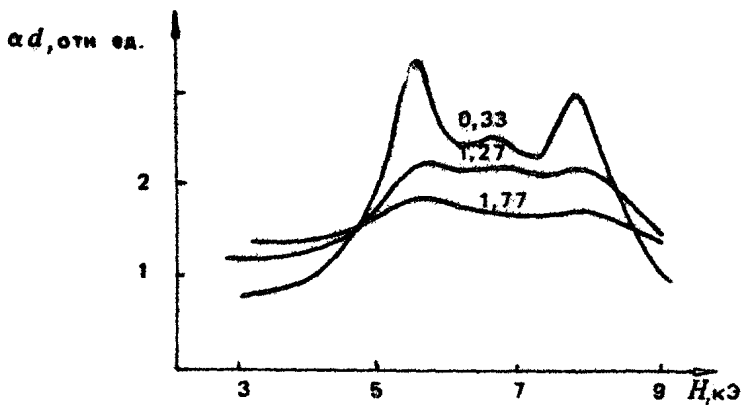


Р и с.4. Принципиальная схема установки

С помощью тефлоновой линзы излучение ЛОВ преобразуется в параллельный пучок, который через систему диафрагм, аттенюатор и поляризаторы направляется в криостат, где в световоде расположены изучаемый образец $n\text{-Ge}$ и затем приемник излучения на основе $n\text{-InSb}$. Изменения пропускания образца регистрировались как во время приложения к образцу импульса электрического поля, так и после окончания действия электрического импульса. В последнем случае измерялся ЦР разогретой и не успевшей остыть системы носителей. Импульсы электрического поля создавались разработанным в лаборатории ФИАН характеристографом, который в схеме со стандартным задающим импульсным генератором позволял получать прямоугольные импульсы длительностью



а)



б)

Р и с. 5. Спектры ЭР в α -Ge, измеренные при $T = 4,2$ К в ориентации \vec{H} , близкой к $[001]$ ($\vec{E} \parallel [110]$) при длинах волн 1,2 мм (а) и 2,3 мм (б). Цифры у кривых - напряженность электрического поля (кВ/см)

0,5-5 мкс с частотой повторения до 1000 Гц, амплитудой до 800 В при максимальном токе 25 А. Регистрация сигналов велась с использованием строб-интеграторов, обеспечивающих высокое соотношение сигнал/шум на выходе системы.

Типичные спектры ЦР горячих электронов, зарегистрированные при длинах волн 1,2 и 2,3 мм в ориентации \vec{H} , близкой к направлению $[001]$, показаны на рис.5 [55]. Небольшое отклонение направления магнитного поля \vec{H} от оси $[001]$ создавалось специально для того, чтобы можно было одновременно следить за изменениями характеристик горячих электронов во всех четырех долинах n - \vec{H}_c . Электрическое поле прикладывалось вдоль направления $\vec{E} \parallel [110]$.

Из рис.5 видно, что в термодинамическом равновесии при $T = 15 \pm 20$ К (измерения за пределами импульса электрического поля) электроны примерно равномерно распределены по всем долинам. В электрическом поле картина меняется. С ростом E интенсивность двух линий (отвечающих долинам 2 и 3) уменьшается, в то время как интенсивность двух других (отвечающих долинам 1 и 4) увеличивается. Причем поведение обеих пар линий примерно одинаково как при $\lambda = 1,2$ мм, так и при $\lambda = 2,3$ мм. Различие заключается только в ширине линий. В этом отношении измерения при $\lambda = 2,3$ мм оказываются менее четкими, поскольку на этой длине волны условие циклотронного резонанса $\omega_c \tau > 1$ выполняется хуже. Одновременно с ростом интенсивности линий ЦР по мере увеличения напряженности поля E возрастает ширина линий. Из того же рисунка видно, что в полях $E \geq 0,5$ кВ/см наблюдается спад интенсивности линий ЦР.

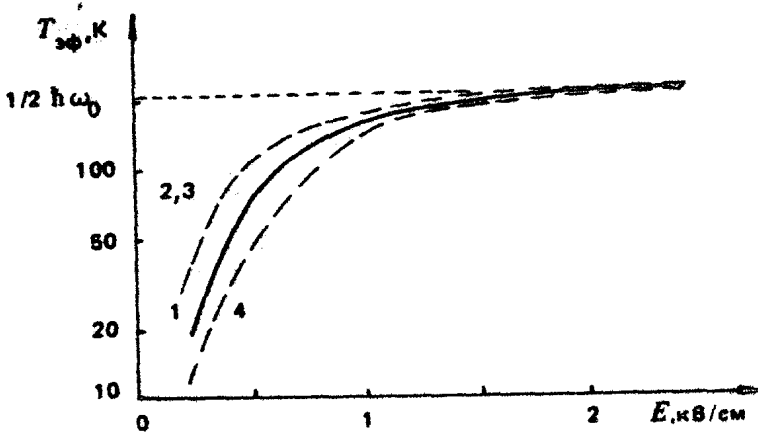
ИОНИЗАЦИЯ И РАЗОГРЕВ НОСИТЕЛЕЙ В УМЕРЕННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

Данные измерений, представленные на рис.5, относящиеся к начальному интервалу электрических полей $E = 0,2 \pm 0,6$ кВ/см, удовлетворительно описываются теоретической моделью разогрева электронов в многодолинном полупроводнике, развитой в работе [82]. Выписанные в предыдущем параграфе соотношения позволяют оценить эффективную температуру носителей в различных долинах в исследованном

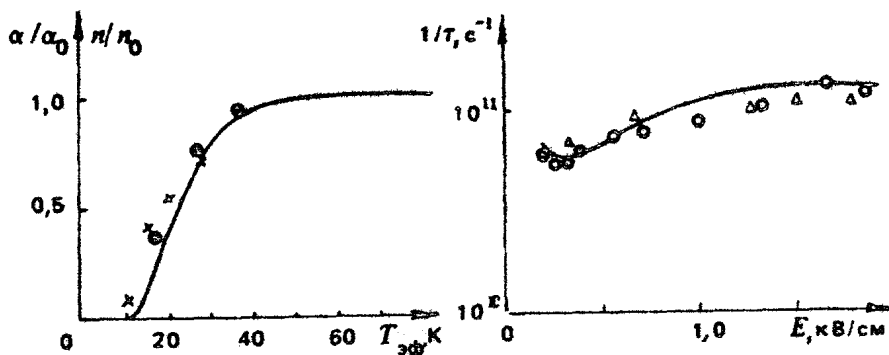
	$E, \text{кВ/см}$									
	0,207	0,277	0,333	0,400	0,567	0,733	1,00	1,33	1,67	1,87
$T_{эф. (1)} \text{ К}$	17	38	38	53	100	170	300	—	—	—
$T_{эф. (4)} \text{ К}$	11	16	22	30	55	90	165	285	—	—
$T_{эф. (2)} \text{ К}$	32	54	76	108	212	—	—	—	—	—
$T_{эф. (3)} \text{ К}$	29	46	68	96	190	314	—	—	—	—

интервале полей. В таблице приведены результаты теоретических оценок $T_{эф}$ для разных долин (линии ЦР долин: 10,3 кЭ (1), 11,7 кЭ (2), 12,4 кЭ (3), 14,3 кЭ (4) при $\lambda = 1,2 \text{ мм}$), полученные на основе (8) при использовании значений параметров $v_s = 4 \cdot 10^5 \text{ см/с}$, $m_{\perp} = 0,082 m_0$, $m_{\parallel} = 1,588 m_0$, $T_0 = 4,2 \text{ К}$.

На рис.6 те же данные представлены графически с учетом насыщения зависимостей $T_{эф}(E)$ в полях, при которых разогрев носителей становится значительным (согласно данным рис.3).



Р и с. 6. Рассчитанные согласно (8) значения эффективной температуры $T_{эф}(E)$ горячих носителей в разных долинах с соответствующими \hbar (экстраполяция в область $E > 1 \text{ кВ/см}$ сделана с учетом эффекта насыщения зависимости $\bar{\epsilon}(E)$)



Р и с. 7. Термоионизация мелких примесей в германии (сплошная линия) интенсивности линий ЦР электронов в n - Ge (по данным рис.6); $\circ\circ$ - линия 1, $\times\times$ - линия 4.

Р и с. 8. Измеренные по полуширине линий ЦР (точки) и оцененные для механизмов рассеяния на примесях и акустических фоновых по данным $T_{эф}$ согласно рис.6 (сплошная линия) частоты столкновения носителей (\circ - $\lambda = 1,2$ мм, $N = 10,3$ кЭ; Δ - $\lambda = 2,3$ мм, $N = 5,5$ кЭ)

Приведенные в таблице теоретические оценки эффективных температур носителей в разных долинах позволяют прежде всего обсудить несимметрию картины ЦР горячих электронов, наблюдавшуюся в полях $E = 0,2+0,3$ кВ/см. Действительно, как видно из рис.7, наблюдаемые на опыте изменения интенсивности линий ЦР с ростом электрического поля (и следовательно, $T_{эф}(1)$ и $T_{эф}(4)$) удовлетворительно объясняются изменением степени ионизации примесей в n - Ge . При бóльших значениях магнитного поля (линия 4) система носителей оказывается менее разогретой. В электрических полях, при которых носители разогреваются до температур более 50 К, ионизация примесей приближается к стопроцентной. Приведенные на рис.6 данные удовлетворительно объясняют как соотношение интенсивностей линий 1 и 4, так и изменение интенсивности самих линий с ростом E .

На рис.8 показаны результаты измерений частоты столкновений по полуширине линий ЦР совместно с теоретическими оценками, выполненными с учетом механизмов рассеяния носителей на ионизированных примесях и на акустических

фононах с использованием тех же теоретических значений $T_{эф}$ (см. рис.5), которые привлекались для объяснения данных об интенсивности линий ЦР. Видно, что ширина линий ЦР вполне удовлетворительно объясняется исходя из данных об $T_{эф}$ носителей. В полях $E < 1$ кВ/см ширина линий ЦР определяется механизмами рассеяния на примесях и акустических фононах и меняется в соответствии с увеличением средней энергии электронов по мере увеличения напряженности электрического поля. В полях $E > 1$ кВ/см эти изменения прекращаются из-за насыщения зависимостей $T_{эф}(E)$ (см. рис.6).

Характерной закономерностью спектров ЦР горячих электронов в $E \perp H$ полях, как видно из рис.5, является различие интенсивности линий 1, 4 и линий 2, 3. В полях $E > 0,6$ кВ/см, при которых устанавливается симметричная картина ЦР (мелкие примеси полностью ионизованы), это видно особенно отчетливо. Такое различие естественно объяснить исходя из представлений о перетекании носителей из горячих в холодные долины. С учетом теоретических оценок значений $T_{эф}$ горячих электронов в различных долинах это объяснение получает вполне удовлетворительное количественное обоснование. Определить величину отношения интенсивностей линий 1, 4 и 2, 3 из эксперимента затруднительно из-за перекрытия линий, и поэтому более детальный анализ эффекта перетекания носителей на основании данных настоящих экспериментов представляется малооправданным.

СПЕКТРЫ ЦИКЛОТРОННОГО РЕЗОНАНСА ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ В СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

При переходе в область больших напряженностей электрических полей, соответствующих ситуации, при которой область замкнутых циклотронных траекторий приближается в квазиимпульсном пространстве к значениям $p_0 = \sqrt{2m^* \hbar \omega_0}$ (см. рис.5), спектры ЦР горячих носителей сильно деформируются, линии ЦР очень уширяются, и анализировать такие спектры становится затруднительно.

Наиболее интересный интервал напряженностей электрических полей (при фиксированных H -полях, определяемых частотой электромагнитной волны), отвечающий условию за-

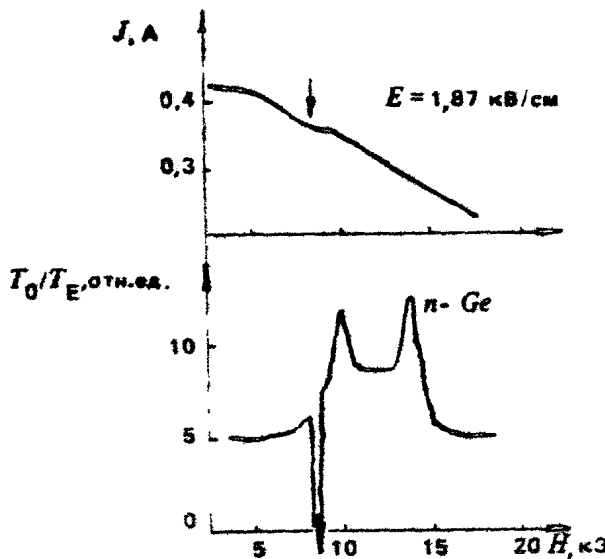
мыкания главной траектории носителей, в данных экспериментах на длине волны $\lambda = 2,3$ мм реализуется при $E(2) = 0,75$ кВ/см ($H = 6,3$ кЭ), $E(3) = 0,85$ кВ/см ($H = 6,8$ кЭ) и $E(1) = 1,1$ кВ/см ($H = 5,5$ кЭ), $E(4) = 1,55$ кВ/см ($H = 7,8$ кЭ). Исчезновение области замкнутых траекторий, соответствующее условию $v_{\text{ф}} > v_0$, наступает в полях E вдвое большей напряженности. Нетрудно видеть, что в этих условиях спектр ЦР практически теряет резонансный характер (см. рис.5).

В случае измерений при $\lambda = 1,2$ мм в экспериментах достигается лишь область электрических полей, при которых происходит размыкание главной траектории ($v_{\text{ф}} > \frac{1}{2} v_0$). Соответствующие поля $E(2) = 1,4$ кВ/см ($H = 11,7$ кЭ), $E(3) = 1,5$ кВ/см ($H = 12,4$ кЭ) и $E(1) = 2,0$ кВ/см ($H = 10,3$ кЭ), $E(4) = 2,8$ кВ/см ($H = 14,3$ кЭ). Однако, как видно из рис.5, уже в полях $E > 1$ кВ/см линии 2 и 3 полностью сливаются, и анализировать вклады носителей, принадлежащих разным долинам, в спектр ЦР сложно.

3. ГЕНЕРАЦИЯ МИЛЛИМЕТРОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ГОРЯЧИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ В μ - Гв В СИЛЬНЫХ $\vec{E} \perp \vec{H}$ ПОЛЯХ

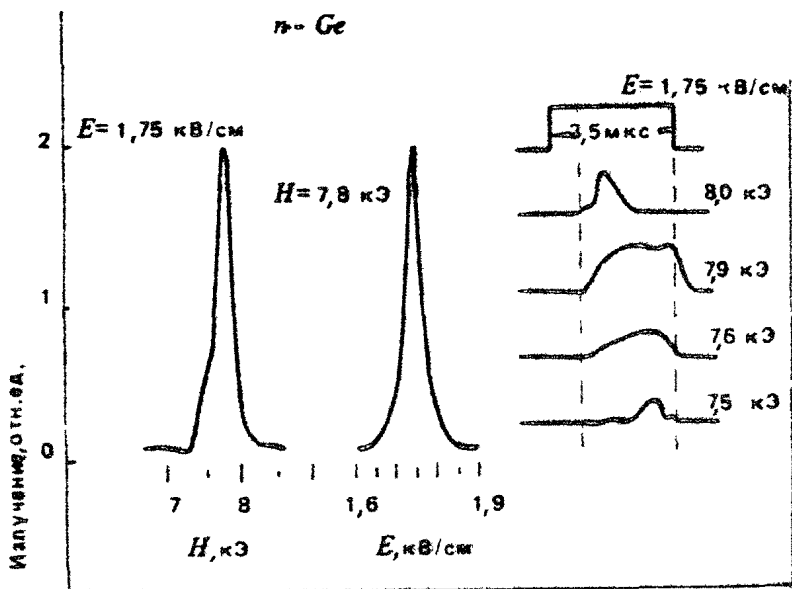
При изучении спектров ЦР горячих электронов в μ - Гв обнаружено новое явление – генерация миллиметрового излучения горячей плазмой в сильных скрещенных электрическом и магнитном полях [81]. Это явление было замечено по резкому падению сигнала ЦР электронов в узком интервале значений $H = 8 \pm 9$ кЭ (рис.9).

Генерация излучения наблюдалась в электрических полях, выше некоторого критического $E \geq 1,5$ кВ/см, причем интенсивность этого излучения более чем на два порядка превосходила интенсивность спонтанного излучения, измеренного в тех же образцах вблизи порога генерации. Излучение характеризуется длиной волны $\lambda \geq 1 \pm 3$ мм и наблюдается в узком интервале напряженностей E - и H -полей (см. рис.10), причем только при определенном соотношении $E/H \approx 0,2$ кВ/см·кЭ. При увеличении напряженности электрического поля область генерации смещается в сторону больших

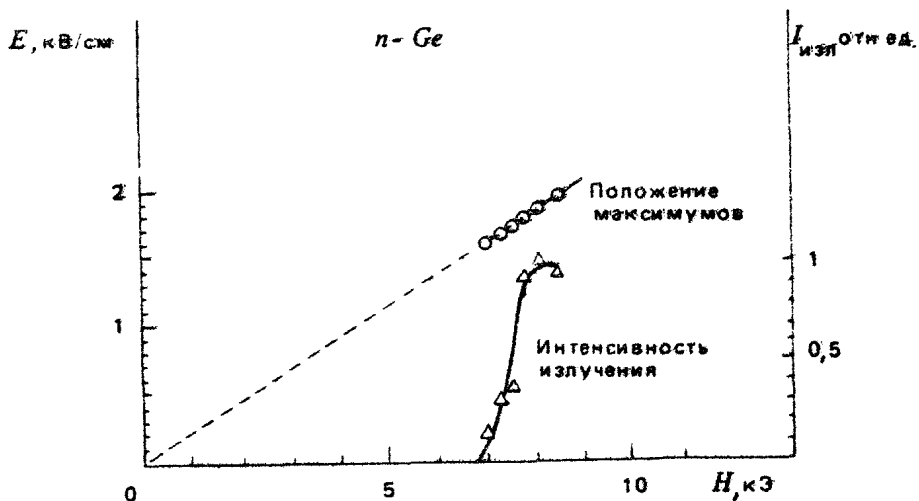


Р и с. 9 Спектр ЦР поглощения горячих электронов в n -Ge при 4,2 К ($\lambda = 1,2$ мм) с выбросом, обусловленным миллиметровым излучением n -Ge (нижний рисунок). Вверху — зависимость тока от магнитного поля. Стрелкой показано значение H , при котором наблюдается излучение

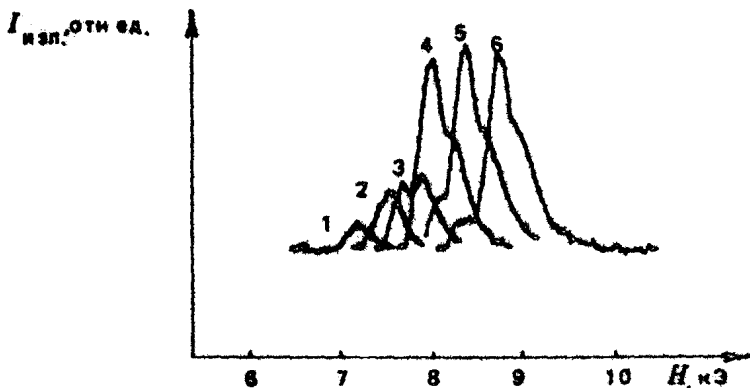
значений H . Интервал значений E и H , при которых регистрируется излучение, как видно из рис.11, хорошо укладывается на прямую с указанным наклоном. На том же рисунке показан рост интенсивности излучения от H по данным измерений в точках максимумов. Видно, что эффект возгорания имеет пороговый характер. На рис.10 приведены также данные о кинетике формирования излучения в течение импульса E при различных значениях H [81]. Из рис.12 видно, что полоса излучения имеет некоторую структуру в записи по магнитному полю, которая изменяется при изменении напряженности электрического поля. Измерения, приведенные на рис.12, выполнены при задержке строб-импульса примерно на 1,9 мкс после начала импульса E . Наличие структуры в зависимости интенсивности излучения от напряженности магнитного поля при разных значениях E еще более отчетливо проявляется в измерениях, приведенных на рис.13. Следует отметить, что эффект генерации очень чувствителен к малейшим изменениям направления магнитного поля и пропадает при переключении полярности \vec{E} и \vec{H} . С изменением ориентации \vec{H} меняется также структура полосы излучения в записи по магнитному полю. Приведенные данные получены на достаточно тонких образцах ($d = 0,2-0,5$ мм). В экспериментах на более толстых образцах наблюдались менее устойчивые сигналы излучения примерно в тех же электрических полях $E > 1,5$ кВ/см, но при меньших напряженностях магнитного поля [69].



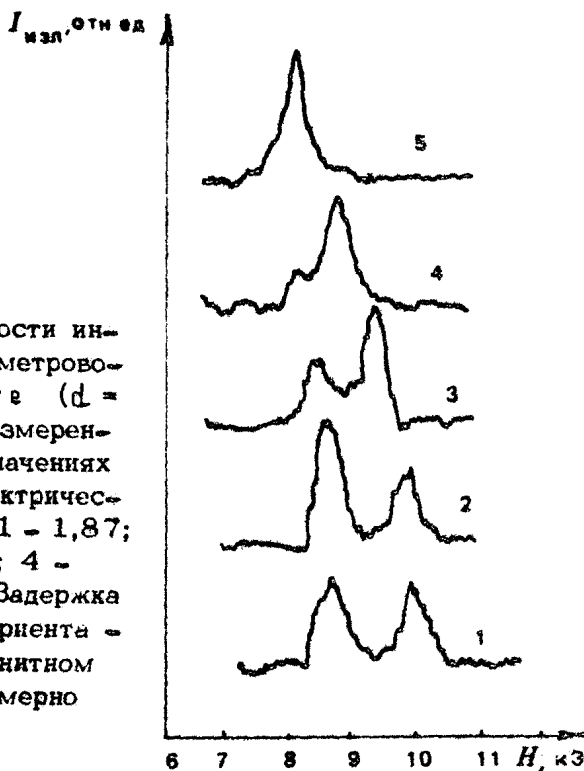
Р и с. 10. Зависимость интенсивности излучения *n-Ge* от величин E и H . Справа — изменение интенсивности излучения во времени



Р и с. 11. Положение максимумов излучения в координатах E и H (кружки). Внизу зависимость интенсивности излучения в максимумах от H



Р и с. 12. Зависимости интенсивности миллиметрового излучения n - Ge ($d = 0,2$ мм) от H , измеренные при разных значениях напряженности электрического поля (кВ/см): 1-1,55; 2 - 1,6; 3 - 1,67; 4 - 1,75; 5 - 1,8; 6 - 1,88. Задержка строка 1,9 мкс



Р и с. 13. Зависимости интенсивности миллиметрового излучения n - Ge ($d = 0,2$ мм) от H , измеренные при разных значениях напряженности электрического поля (кВ/см) 1 - 1,87; 2 - 1,8; 3 - 1,7; 4 - 1,63; 5 - 1,53. Задержка строка 7,5 мкс. Ориентация образца в магнитном поле изменена примерно на 1°

Обнаружение интенсивного миллиметрового излучения горячей плазмой в n - Ge , природа которого обсуждается в разд.4, дает представление об эффектах, которые могут возникать в многодолинных полупроводниках в сильных \vec{E} - и \vec{H} -полях, соответствующих стриминговому режиму движения носителей в условиях, когда существенную роль приобретают процессы рассеяния носителей на оптических и междолинных акустических фононах.

4. ИНВЕРСНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НОСИТЕЛЕЙ И ГЕНЕРАЦИЯ СТИМУЛИРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В n - Ge

Как уже отмечалось, процессы разогрева электронов и их распределение по состояниям в многодолинных проводниках сложнее, чем в дырочных полупроводниках, прежде всего из-за значительной анизотропии энергетического спектра, и соответственно эффективных масс носителей. Ситуация еще более усложняется в полях \vec{E} , при которых становится возможным стриминговое движение носителей и существенную роль начинают играть процессы рассеяния с возбуждением оптических фононов. Определенные выводы о характере явлений, которые могут иметь место в таких условиях, можно сделать лишь в результате подробных численных расчетов. Остановимся на качественном рассмотрении некоторых аспектов задачи, исходя главным образом из результатов экспериментальных исследований миллиметрового излучения n - Ge в сильных $\vec{E} \perp \vec{H}$ полях.

Рассмотрим качественно особенности динамики движения носителей и связанные с этим возможные механизмы генерации миллиметровых волн в условиях стриминга в сильных $\vec{E} \perp \vec{H}$ полях сначала для случая полупроводника с одной изотропной зоной [3,66]. Под действием электрического поля носители ускоряются до энергий порядка $\mathcal{E} = \hbar\omega_0$, двигаясь практически без столкновений, затем быстро испускают оптический фотон, теряют свою энергию и переходят в начальные состояния с энергией в окрестности $\mathcal{E} = 0$. Челночное движение горячих носителей в импульсном пространстве под действием электрического поля приводит к появлению некоторой характерной пролетной частоты $\nu_{\mathcal{E}} = eE/\rho_0$, где $\rho_0 =$

$\sim \sqrt{2m^* \hbar \omega_0}$. Согласно расчетам, проведенным в [3,67], в этом случае при выполнении неравенства $1/\tau_{ак,пр} \ll \nu \ll 1/\tau_{олт}$ можно ожидать возникновения отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) на частотах $\nu \approx \nu_E$ благодаря группировке электронов в \vec{p} -пространстве,двигающихся в основном в противофазе с переменным электрическим полем. Здесь $\tau_{олт}$ - характерное время испускания оптического фонона, а $\tau_{ак,пр}$ - время рассеяния носителей с энергией $\mathcal{E} < \hbar \omega_0$ на акустических фононах и примесях. Магнитное поле, включенное перпендикулярно статическому электрическому полю, искривляет траектории носителей и увеличивает интенсивность пролетного резонанса [67]. Переменное электрическое поле в этом случае не только меняет скорость движения электронов вдоль их траектории, но и изменяет направление самой траектории в \vec{p} -пространстве. Это дрожание траектории изменяет синхронно с переменным полем ее длину и соответственно время пробега электронов до энергии $\mathcal{E} = \hbar \omega_0$, что в конечном счете и приводит к более сильной модуляции электронной плотности.

При замыкании главной траектории в полях, при которых скорость дрейфа носителей $v_{др} \sim \frac{1}{2} v_c$ (где $v_c = \rho_0 / m^*$), т.е. при $H = 2m^* eE / \rho_0$, возможно возникновение ОДП на циклотронном резонансе. Этот резонанс, предсказываемый теорией, должен наблюдаться для волн круговой поляризации на частотах $\omega_c = eH / m^* c$, примерно таких же, что и пролетный резонанс. С квантовой точки зрения этот резонанс соответствует переходам носителей с верхних замкнутых орбит, отвечающих наибольшим номерам уровней Ландау с энергиями $\mathcal{E} < \hbar \omega_0$, на орбиты нижних уровней Ландау. Преобладающая заселенность главной траектории (верхние орбиты) создается благодаря интенсивному рассеянию носителей на оптических фононах, возвращающему носители после испускания фонона на ту же траекторию. Классическое объяснение этого явления заключается в том, что электроны, увеличивающие свою энергию под действием переменного поля, переходят на траектории большего радиуса, достигают энергии $\hbar \omega_0$, испускают оптический фонон и возвращаются в окрестность $\mathcal{E} \approx 0$. Так будет происходить до тех пор, пока траектория носителя в \vec{p} -пространстве не приблизится к $\vec{p} \approx \vec{p}_0$. В этих условиях возможна ситуация, при которой электрон будет в такой фазе, когда его энергия в переменном поле начнет уменьшаться. В результате произойдет группировка электро-

нов по фазе, и они начнут отдавать свою энергию переменному электромагнитному полю, усиливая его [65].

Оба механизма резонансов, способных приводить к генерации электромагнитного излучения, имеют близкую физическую природу и предполагают в качестве необходимого условия сосредоточение носителей вблизи главной траектории. Выполнение этого условия весьма затруднительно, так как для обеспечения достаточно большой разницы между τ и временем пролета до $\mathcal{E} = \hbar\omega_0$ необходимы сильные электрические поля. При этом область источника, т.е. область \vec{r} -пространства, в которую возвращаются носители после испускания оптического фотона, может быть весьма большой. Более благоприятная ситуация в этом плане складывается в случае многодолинных полупроводников, прежде всего благодаря анизотропии энергетических зон, и соответственно динамике движения носителей. Этот вопрос требует специального рассмотрения, но и здесь можно высказать ряд соображений. Из-за анизотропии траекторий носителей в \vec{r} -пространстве (см. рис.2) более выраженным может быть эффект зависимости величины источника от ориентации траектории по отношению к поверхности постоянной энергии $\mathcal{E} = \hbar\omega_0$ [3,69]. В работе [3] обсуждалась идея облегчения достижения инверсной заселенности уровней Ландау в $\vec{E}\perp\vec{H}$ полях с помощью приложения к системе небольшого электрического поля параллельного \vec{H} . Наклон векторов \vec{E} и \vec{H} относительно главных осей эллипсоида $\mathcal{E} = \hbar\omega_0$, как нам представляется, может способствовать этому явлению. В этом случае возникают дополнительные возможности регулирования фазы электронов (скажем,двигающихся по спиралевидной траектории), которая способствовала бы группировке электронов и генерации ими электромагнитного излучения. В модели пролетного резонанса наличие анизотропии эффективной массы носителей должно приводить к увеличению модуляции времени пролета носителя до достижения им энергии $\mathcal{E} = \hbar\omega_0$, т.е. способствовать развитию этого резонансного механизма генерации электромагнитных волн. Наконец, в сильных \vec{E} - и \vec{H} -полях могут заметный вклад вносить междолинные переходы носителей. Как уже отмечалось, из-за анизотропии эффективных масс носителей динамика движения носителей в разных долинах оказывается различной, что приводит к перекачке носителей из одних долин в другие. Такая перекачка, особенно если она характеризуется не очень боль-

шими размерами области источника, может также способствовать группировке носителей вблизи главной траектории. Как нетрудно убедиться, интервал полей

$$\frac{1}{2}v_0(2,3) < c \frac{E}{H} < \frac{1}{2}v_0(1,4), \quad (10)$$

при которых возможна такая перекачка, не очень велик. В конфигурации полей, показанной на рис.1, такие переходы должны осуществляться из долин 2, 3 в долины 1, 4 в интервале полей $0,12 < E/H < 0,2$ кВ/см·кЭ.

Одна из характерных особенностей обнаруженного миллиметрового излучения п-ге в сильных $\vec{E} \perp \vec{H}$ полях заключается в том, что генерация наблюдается в узком интервале значений напряженностей E - и H -полей, связанном соотношением $E/H \approx 0,2$ кВ/см·кЭ. Это соотношение отвечает ситуации, при которой происходит замыкание главной траектории носителей в холодной долине п-ге. Соответствующее условие $v_{др} = \frac{1}{2}v_0$, записанное в явном виде

$$c \frac{E}{H} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2\hbar\omega_0}{m^*}}, \quad (11)$$

приводит для электронов в долинах 1, 4, характеризующихся эффективной массой в направлении дрейфа $m_{др} = m_1 = 0,082 m_0$, к отношению $E/H = 0,2$ кВ/см·кЭ, близкому к наблюдаемому в эксперименте. Этот факт, а также пороговый характер возникновения излучения, его большая интенсивность в сравнении с интенсивностью спонтанного излучения позволяют сделать вывод о том, что в данных экспериментах реализуется гороидальное распределение носителей вблизи главной траектории, инверсное по отношению к нижним уровням Ландау [81]. Этот вывод подтверждается также появлением особенности на гаусс-амперных зависимостях. Как видно из рис.9, при возникновении генерации гаусс-амперная характеристика образца имеет немонотонный характер, что может быть связано со сбросом носителей с главной траектории [37]. Отметим также, что на ряде образцов большой толщины, как уже упоминалось, наблюдалась генерация излучения при меньших напряженностях H [69]. Эти эффекты требуют специального изучения.

Рассмотренные в данной работе результаты исследований отражают лишь некоторые аспекты проблемы горячих носи-

телей в многодолинных полупроводниках в сильных скрещенных электрическом и магнитном полях. Вместе с тем они показывают плодотворность спектроскопического подхода к этой проблеме. Развитие этих исследований, прежде всего в плане более подробных измерений спектрального состава излучения, представляется необходимым как с точки зрения получения дополнительной информации о свойствах системы горячих носителей, так и с точки зрения практического использования новых явлений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абакумов В.Н., Перель В.И., Ясневич И.И. Захват носителей заряда на притягивающие центры в полупроводниках. - ФТП, 1978, т.12, вып.1, с.3-32.

2. Алешкин В.Я., Романов Ю.А. Туннельные переходы в сложной валентной зоне полупроводника. - ЖЭТФ, 1984, т.87, вып.5, с.1857-1862.

3. 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, вып.3, с.1030-1050.

4. Андронов А.А. Возникновение и развитие представлений об анизотропии и инверсии горячих электронов в полупроводниках. - В кн.: Инвертированные распределения горячих электронов в полупроводниках. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.5-16.

5. Андронов А.А., Белянцев А.М., Гавриленко В.И., Додин Е.П., Красильник З.Ф., Никоноров В.В., Павлов С.А. Индуцированное миллиметровое излучение горячих дырок германия в $\vec{E} \parallel \vec{H}$ полях (NEMAGна ЦР). - Письма в ЖЭТФ, 1984, т.40, вып.6, с.221-223.

6. Андронов А.А., Белянцев А.М., Гавриленко В.И., Додин Е.П., Красильник З.Ф., Никоноров В.В., Павлов С.А., Паршин В.В. Инвертированные распределения, ОДП и индуцированное излучение горячих дырок германия с отрицательной эффективной массой. - Тез. докл. 10-й Всесоюз. конф. по физике полупроводников. Ч.1. Минск, 1985, с.81-82.

7. Андронов А.А., Белянцев А.М., Гавриленко В.И., Додин Е.П., Красильник З.Ф., Никоноров В.В., Павлов С.А., Шварц М.М. Мазер на циклотронном резонансе горячих дырок германия с отрицательными эффективными массами. - ЖЭТФ, 1986, т.90, вып.1, с.367-385.

8. 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, вып.5, с.1275-1283.

9. Андронов А.А., Валов В.А., Козлов В.А., Ноздрин Ю.Н., Павлов С.А., Шастин В.Н. Перестраиваемый лазер длинноволнового ИК-излучения на горячих дырках германия. - Письма в ЖТФ, 1985, т.11, вып.6, с.1000-1004

10. Андронов А.А., Гавриленко В.И., Гришин О.Ф., Додин Е.П., Красильник З.Ф., Никоноров В.В. Проявление анизотропии тяжелых дырок Ge на циклотронном резонансе в сильных $\vec{E} \perp \vec{H}$ полях: Теория и эксперимент. - Тез. докл. 5-го симпоз. "Плазма и неустойчивости в полупроводниках". Вильнюс, 1983, с.82-83.

11. Андронов А.А., Гавриленко В.И., Гришин О.Ф., Мурзин В.Н., Ноздрин Ю.Н., Стоклицкий С.А., Чеботарев А.П., Шастин В.Н. Наблюдение инверсии дырок в Ge в скрещенных E и H полях по спонтанному длинноволновому ИК-излучению. - ДАН СССР, 1982, т.26, №2, с.339-343.

12. Андронов А.А., Гавриленко В.И., Додин Е.П., Красильник З.Ф., Никоноров В.В., Павлов С.А., Шварц М.М. Физические принципы лазера на циклотронном резонансе дырок с отрицательными массами. - Наст. сборник, с. 26-72.

13. Андронов А.А., Гавриленко В.И., Додин Е.П., Красильник З.Ф., Чернобровцева М.Д. Динамика тяжелых дырок германия в скрещенных электрическом и магнитном полях: Препринт №40. Горький: ИПФ АН СССР, 1981. 22 с.

14. Андронов А.А., Додин Е.П., Красильник З.Ф. Инвертированное распределение и ОДП на циклотронном резонансе тяжелых дырок германия при стриминге (НЕМАГ на ЦР). - ФТП, 1982, т.16, вып.2, с.212-219.

15. Андронов А.А., Додин Е.П., Красильник З.Ф. Многопучковый стриминг тяжелых дырок в германии. - Письма в ЖЭТФ, 1986, т.43, вып.8, с.373-376.

16. Андронов А.А., Зверев И.В., Козлов В.А., Ноздрин Ю.Н., Павлов С.А., Шастин В.Н. Стимулированное излучение в длинноволновом ИК-диапазоне на горячих дырках Ge в скрещенных электрическом и магнитном полях. - Письма в ЖЭТФ, 1984, т.40, вып.2, с.69-71.

17. Андронов А.А., Козлов В.А. Низкотемпературная отрицательная дифференциальная СВЧ-проводимость в полупроводниках при неупругом рассеянии. - Письма в ЖЭТФ, 1973, т.17, вып.9, с.124-128.

18. 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, вып.9, с.585-589.

19. Андронов А.А., Ноздрин Ю.Н., Шастин В.Н. Функция распределения и форма линии циклотронного резонанса не-

равновесных фотоэлектронов в р-InSb при низких температурах. - ФТТ, 1977, т.19, вып.9, с.1637-1642.

20. Андронов А.А., Ноздрин Ю.Н., Шастин В.Н. Осцилляции фотопроводимости на СВЧ и циклотронный резонанс фотоэлектронов в р-InSb. - ФТТ, 1978, т.20, вып.5, с.1577-1579.

21. Басов Н.Г., Крохин О.Н., Попов Ю.М. О полупроводниковых усилителях и генераторах с отрицательной эффективной массой носителей. - ЖЭТФ, 1960, т.38, вып.3, с.1001-1002.

22. Басов Н.Г., Крохин О.Н., Попов Ю.М. Генерация, усиление и индикация инфракрасного и оптического излучения с помощью квантовых систем. - УФН, 1960, т.72, вып.2, с.161-209.

23. Белл Р.Дж. Введение в фурье-спектроскопию. М.: Мир, 1975. 380 с.

24. Берман Л.В., Гавриленко В.И., Красильник З.Ф., Никоноров В.В., Павлов С.А., Чебогарев А.П. Люминесценция горячих дырок германия в субмиллиметровом диапазоне длин волн. - ФТП, 1985, т.19, вып.3, с.369-376.

25. Беспалов П.А., Трахтенгерц В.Ю. Альфвеновские мазеры. Горький: ИПФ АН СССР, 1986. 214 с.

26. Васильев Ю.Б., Иванов Ю.Л. Частота стимулированного излучения при переходах через уровни Ландау легких дырок в германии. - Письма в ЖТФ, 1984, т.10, вып.15, с.949-953.

27. Васильев Ю.Б., Иванов Ю.Л. Влияние анизотропии валентной зоны германия на спонтанное циклотронное излучение легких дырок. - ФТП, 1985, т.19, вып.1, с.106-109.

28. Васильев Ю.Б., Иванов Ю.Л. Исследование некоторых характеристик стимулированного субмиллиметрового излучения в р-Ge. - ЖТФ, 1986, т.56, вып.3, с.593-596.

29. Васильев Ю.Б., Иванов Ю.Л. Усиление света при инверсии по уровням Ландау легких дырок германия. - Письма в ЖТФ, 1986, т.12, вып.4, с.250-254.

30. 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, вып.9, с.360-362.

31. Воробьев Л.Е., Пожела Ю.К., Реклайтис А.С., Смирницкая Е.П., Стафеев В.И., Федорцов А.Б. Функция распределения горячих дырок германия при малых концентрациях. - ФТП, 1978, т.12, вып.4, с.742-747.

32. Воробьев Л.Е., Пожела Ю.К., Реклайтис А.С. и др. Влияние примесного и междырочного рассеяния на функцию распределения горячих дырок в германии. - ФТП, 1978, т.12, вып.4, с.754-757.

33. Ворожцова Л.А., Гершензон Е.М., Гурвич Ю.А. Об инверсном распределении фотоэлектронов в полупроводнике в условиях квантуемого магнитного поля. - Изв. АН СССР. Сер. физ., 1986, т.50, №2, с.277-279.

34. Восилюс И.И. Влияние легких дырок в германии на некоторые гальваномагнитные эффекты. - ФТТ, 1969, т.11, вып.5, с.924-927.

35. Восилюс И.И., Левинсон И.Б. Генерация оптических фононов и гальваномагнитные эффекты при электронном распределении с большой анизотропией. - ЖЭТФ, 1966, т.50, вып.8, с.1660-1666.

36. Восилюс И.И., Левинсон И.Б. Гальваномагнитные эффекты в сильных электрических полях при неупругом рассеянии электронов. - ЖЭТФ, 1967, т.52, вып.4, с.1013-1023.

37. Восилюс И.И., Левинсон И.Б. Срыв диссипативных эффектов в многодолинных полупроводниках. - ФТП, 1968, т.10, вып.5, с.1462-1474.

38. Гавриленко В.И., Додин Е.П., Красильник З.Ф. Циклотронный резонанс горячих дырок Ge в сильном постоянном электрическом поле $\vec{E} \perp \vec{H}$. - В кн.: Инвертированные распределения горячих электронов в полупроводниках. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.141-171.

39. Гавриленко В.И., Додин Е.П., Красильник З.Ф., Ноздрин Ю.Н., Чернобровцева М.Д. Циклотронный резонанс горячих дырок германия в постоянных электрическом и магнитном полях $\vec{E} \perp \vec{H}$. - Письма в ЖЭТФ, 1982, т.35, вып.10, с.432-435.

40. Гапонов А.В. Взаимодействие прямолинейных электронных потоков с электромагнитными волнами в линии передачи. - Изв. вузов. Радиофизика, 1959, т.2, №3, с.450-462; т.2, №5, с.836-843.

41. Гапонов А.В., Петелин М.И., Юлпагов В.К. Индуцированное излучение возбужденных классических осцилляторов и его использование в высокочастотной электронике. - Изв.

вузов. Радиофизика, 1967, т.10, №9-10, с.1414-1453.

42. Гершензон Е.М., Гуревич Ю.А., Литвак-Горская Л.Б. О возможности создания усилителя на отрицательных массах носителей заряда. - УФЖ, 1964, т.9, с.948-954.

43. Гершензон Е.М., Мельников А.П., Рабинович Р.И., Смирнова В.Б. О возможности создания инверсной функции распределения свободных носителей в полупроводниках при захвате на мелкие нейтральные примеси. - ФТП, 1983, т.18, вып.3, с.499-501.

44. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967. 683 с.

45. Гольдгур Е.Б., Рабинович Р.И. Захват электронов на мелкие нейтральные центры в полупроводниках. - ЖЭТФ, 1983, т.84, вып.3, с.1109-1115.

46. Горбовицкий Б.М. Смешивание состояний тяжелых и легких дырок в скрещенных полях. - ФТП, 1984, т.18, вып.4, с.704-711.

47. Горбовицкий Б.М., Перель В.И. Об особенности динамики тяжелых и легких дырок в скрещенных полях на главных траекториях. - Письма в ЖТФ, 1983, т.9, вып.19, с.1204-1208.

48. Сейсян Р.П., Эфрос А.П., Язева Т.В. Образование оптической щели в спектре уровней Ландау тяжелых дырок германия. - Письма в ЖТФ, 1986, т.12, вып.6, с.369-373.

49. Горячие электроны в полупроводниках: стриминг и анизотропные распределения в скрещенных полях: Сб. науч. тр. /Под ред. А.А.Андропова, Ю.К.Пожелы. Горький: ИПФ АН СССР, 1983. 192 с.

50. Гуляев Ю.В., Чусов И.И. Собственные колебания плазмы полупроводников при резко вытянутом распределении электронов. - ФТТ, 1978, т.21, вып.9, с.2637-2639.

51. Гурвич Ю.А., Черепанов М.Д. Инверсное распределение и отрицательная проводимость фотоэлектронов в полупроводниках в квантующем магнитном поле. - ФТП, 1983, т.17, вып.12, с.2218-2220.

52. Додин Е.П., Красильник З.Ф. Нелинейный циклотронный резонанс тяжелых дырок германия при стриминге в полях $\vec{E} \parallel \vec{H}$. - ФТП, 1984, т.18, вып.5, с.944-946.

53. Дрягин Ю.А., Лубяко Л.В. Смесь миллиметрового диапазона волн с селекцией зеркального канала при помощи интерферометра. - Изв. вузов. Радиофизика, 1977, т.20, №4, с.650-651.

54. Елесин В.Ф. Циклотронный резонанс на неравновесных фотоэлектронах. - ФТП, 1968, т.2, вып.2, с.165-168.

55. Ефимов Ю.А., Мандельштам Т.С., Мурзин В.Н., Чебогарев А.П., Чебогарев М.П. Циклотронный резонанс горячих носителей тока в германии в сильных электрическом и магнитном полях: Препринт №52. М.: ФИАН СССР, 1985. 26 с.

56. Железняков В.В. О неустойчивости магнито-активной плазмы относительно высокочастотных электромагнитных возмущений. I. - Изв. вузов. Радиофизика, 1960, т.3, №1, с.57-67.

57. Иванов Ю.Л., Васильев Ю.Б. Субмиллиметровое излучение горячих дырок Ge в поперечном магнитном поле. - Письма в ЖТФ, 1983, т.9, вып.10, с.613-617.

58. Инвертированные распределения горячих электронов в полупроводниках: Сб. науч. тр. /Под ред. А.А.Андропова, Ю.К.Пожелы. Горький: ИПФ АН СССР, 1983. 228 с.

59. Кастальский А.А. О возможности создания полупроводникового лазера на уровнях Ландау. - ФТП, 1972, т.6, вып.8, с.1576-1581.

60. Кичигин Д.А., Лобачев В.П. Рассеяние дырок в р-германии при ударной ионизации. - ФТП, 1970, т.4, вып.10, с.1888-1895.

61. Каган Ю. Циклотронный резонанс в германии и кремнии и роль отрицательных эффективных масс. - ЖЭТФ, 1960, т.38, вып.6, с.1854-1864.

62. Козлов В.А., Мазов Л.С., Нефедов И.М., Заболотских М.Р. Инверсия горячих носителей по уровням Ландау. - Письма в ЖЭТФ, 1983, т.37, вып.3, с.142-144.

63. Конуэлл Э. Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях. М.: Мир, 1970. 384 с.

64. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика. М.: Наука, 1973. 193 с.

65. Левинсон И.Б. Кинетические явления в условиях выраженной динамики движения в скрещенных полях. - В кн.: Горячие электроны в полупроводниках: стриминг и анизотропные распределения в скрещенных полях. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.82-100.

66. Левинсон И.Б. Траектории-ловушки и срыв диссипативных эффектов в полупроводниках. - УФН, 1983, т.139, вып.2, с.347-355.

67. Матулис А., Ченис А. Дифференциальная проводимость при стриминге. – В кн.: Горячие электроны в полупроводниках: стриминг и анизотропные распределения в скрещенных полях. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.44–58.

68. Муравьев А.В., Ноздрин Ю.И., Шастин В.И. Квантовые осцилляции коэффициента усиления и стимулированное излучение на межподзонных переходах горячих дырок р-Ge. – Письма в ЖЭТФ, 1986, т.43, вып.7, с.348–350.

69. Мурзин В.Н., Чебогарев А.П. Генерация субмиллиметровых волн горячими электронами в Ge в скрещенных электрическом и магнитном полях. – Тез. докл. 10-й Всесоюз. конф. по физике полупроводников. Ч.3. Минск, 1985, с.110–111.

70. Мурзин В.Н., Чебогарев А.П. Генерация и спектральный состав стимулированного длинноволнового ИК-излучения горячих дырок в германии в сильных $\vec{E} \perp \vec{H}$ полях. – Краткие сообщения по физике, 1986, №5, с.17–19.

71. Надь Ф.Я., Панков В.Г., Рулев К.А. Перестраиваемый приемник длинноволнового инфракрасного излучения. – Радиотехника и электроника, 1970, т.15, вып.2, с.371–375.

72. Пожела Ю.К. Бесстолкновительный сдвиг функции распределения носителей заряда в электрическом поле и излучательные переходы в полупроводниках. – ФТП, 1984, т.18, вып.8, с.1467–1471.

73. Попов Ю.М. Энергетическое распределение носителей тока в полупроводниках при наличии источника быстрых электронов. – ФТТ, 1963, т.5, вып.4, с.1170–1174.

74. Рабинович М.И. Автоколебания распределенных систем. – Изв. вузов. Радиофизика, 1974, т.17, №4, с.477–510.

75. Рабинович М.И., Трубецков Д.И. Введение в теорию колебаний. М.: Наука, 1984. 432 с.

76. Тагер А.С., Гладун А.Д. Об использовании циклотронного резонанса в полупроводниках для усиления и генерирования сверхвысокочастотных колебаний. – ЖЭТФ, 1958, т.35, вып.3, с.808–809.

77. Стариков Е.В., Шикторов П.И. Эффективность твердотельных источников излучения на основе объемных эффектов в дырочном германии. – ФТП, 1986, т.20, вып.6, с.1076–1083.

78. Стариков Е.В., Шикторов П.Н. Численное моделирование отрицательной проводимости гяжелых дырок германия в E || H полях. - Наст. сборник, с.73-82.

79. Фэн Х.Ю. Влияние оптических фононов на оптические свойства полупроводников. - Тр. 9-й Междунар. конф. по физике полупроводников. М.: Наука, 1969, с.141-151.

80. Цидильковский И.М. Электроны и дырки в полупроводниках. М.: Наука, 1972. 640 с.

81. Чебогарев А.П., Мурзин В.Н. Излучение горячих электронов в n-Ge в скрещенных электрическом и магнитном полях в миллиметровом диапазоне. - Письма в ЖЭТФ, 1984, т.40, вып.6, с.234-236.

82. Чуенков В.А. Классическая теория циклотронного резонанса в многодолинных полупроводниках в сильных электрических полях. - ФТП, 1979, т.13, вып.4, с.670-678.

83. Шастин В.Н. Инверсия населенностей и высокочастотная отрицательная проводимость в сложной зоне при оптическом возбуждении. - ФТП, 1980, т.14, вып.3, с.557-559.

84. Шастин В.Н. О возможности усиления субмиллиметрового излучения на циклотронном резонансе легких дырок при внутризонном оптическом возбуждении p-Ge. - ФТП, 1981, т.15, вып.8, с.1641-1644.

85. Aldrich C., Greene R.Z. Hydrogen-like systems in arbitrary magnetic fields. - Phys. Status Solidi B, 1979, v.93, N1, p.343-350.

86. Andronov A.A., Belyantsev A.M. e.a. Tunable 'hot hole' FIR lasers and CR masers. - Physica, 1985, v.1348, p.210-222.

87. Costato M., Reggiani L. Scattering probabilities for holes. - Phys. Status Solidi B, 1973, v.58, N2, p.471-482.

88. Dexter R.N., Zeiger H.J., Lax B. Cyclotron resonance experiments in silicon and germanium. - Phys. Rev., 1956, v.104, N3, p.637-644.

89. Dousmanis G.C. Proposal for detection of negative mass carriers by cyclotron resonance. - Phys. Rev. Lett., 1958, v.1, N2, p.55-57.

90. Dousmanis G.C. The negative effective mass effect and quantum considerations in its interpretations. - In: Quantum Electronics, N.Y., Columb. Univ. Press, 1960, p.458-467.

91. Dousmanis G.C. Inverted nature and significance of negative mass Landau levels. - *Phys. Rev.*, 1961, v.124, N5, p.1417-1422.
92. Dousmanis G.C., Duncan R.C., Thomas J.J. Jr., Williams R.C. Experimental evidence for carriers with negative mass. *Phys. Rev. Lett.*, 1958, v.1, N11, p.404-406.
93. Dousmanis G.C., Duncan R.C., Thomas J.J. Jr., Williams R.C. Cyclotron resonance and Landau levels of negative masses. - *Proc. Intern. Conf. Semicond. Phys. Prague*, 1960, p.603-606.
94. Dresselhaus G., Kip A.F., Kittel C. Cyclotron resonance of electrons and holes in silicon and germanium crystals. - *Phys. Rev.*, 1955, v.98, N2, p.368-384.
95. Fawcett W., Rees H.D. Electron population inversion in GaAs induced by high electric fields. - *Phys. Lett.*, 1969, v.28A, N11, p.731-733.
96. Flubacher P., Leadbetter A.I., Morrison I.A. The heat capacity of pure silicon and germanium and properties of their vibrational frequency spectra. - *Philos. Mag.*, 1959, v.4, N39, p.273-294.
97. Flyagin V.A., Gaponov A.V., Petelin M.I., Yulpatov V.K. The gyrotron. - *IEEE Trans. Microwave Theory and Techn.*, 1977, v.25, N6, p.514-521.
98. Gornik E. Landau emission in semiconductors. - In: *Lecture Notes in Physics*. Berlin, Springer - Verlag, 1980, v.133, p.160-175.
99. Gornik E. Magnetically tunable far infrared emitters and detectors. - In: *Lecture Notes in Physics*. Berlin, Springer - Verlag, 1983, v.177, p.248-258.
100. Gornik E., Schawarg R., Tsui D.C., Gossard A.C., Wiegmann W. Far-infrared emission from 20 electrons at the GaAs - Al_{1-x}Ga_xAs interface. - *J. Phys. Soc. Jpn.*, 1980, v. 49, Suppl. A, p.1029-1032.
101. Hayes J.R., Levi A.F.J., Weigman W. Hot electron spectroscopy of GaAs. - *Phys. Rev. Lett.*, 1985, v.54, N3, p.1570-1573.
102. Helm M., Kuap W., Seidenbusch W. e.a. Cyclotron resonance in n-CdTe and n-InP. -

Solid State Commun., 1985, v.53, N6, p.547-550.

103. Herman F. European patent specification 0031452B1 Intern. Cl. H01L 47/00, 1980.

104. Hilsum C. Historical background of hot electron physics (a look over the shoulder). - Solid-State Electron., 1978, v.21, N1, p.5-8.

105. Jacoboni C., Reggiani L. Bulk hot-electron properties of cubic semiconductors. - Adv. Phys., 1979, v.28, N4, p.493-553.

106. Jacoboni C., Reggiani L. The Monte-Carlo method for the solution of charge transport in semiconductors with applications to covalent materials. - Rev. Mod. Phys., 1983, v.55, N3, p.645-705.

107. Kajita K. Negative Hall Effect of hot holes in silicon. - Solid State Commun., 1979, v.31, N8, p.573.

108. Komiyama S. Far infrared emission from population inverted hot carrier system in p-Ge. - Phys. Rev. Lett., 1982, v.48, N4, p.272-274.

109. Komiyama S., Iizuka N., Akasaka Y. Evidence for induced far-infrared emission from p-Ge in crossed electric and magnetic fields. - Appl. Phys. Lett., 1985, v.47, N9, p.958-960.

110. Komiyama S., Kuroda S. Far-infrared laser oscillation in p-Ge. - Solid State Commun., 1986, v.59, N3, p.167-172.

111. Krömer H. Proposed negative-mass microwave amplifier. - Phys. Rev., 1958, v.109, N5, p.1856-1857.

112. Krömer H. The physical principles of a negative-mass amplifier. - Proc. IRE, 1959, v.47, N3, p.397-407.

113. Krömer H. Negative effective masses in semiconductors. - Prog. Semicond. London, 1960, v.4, p.3-28.

114. Kurosawa T. On a possibility of negative cyclotron resonance in semiconductors. - Solid State Commun., 1977, v.24, N4, p.357-359.

115. Kurosawa T., Maeda H. Monte Carlo calculation of hot electron phenomena. - J. Phys. Soc. Jpn., 1971, v.31, N3, p.668-678.

116. Larsen D.M. Shallow donor levels of InSb in a magnetic field. - J. Phys. Chem. Solids, 1968, v.29, N2, p.271-280.

117. Lax B. Cyclotron resonance and impurity levels in semiconductors. - In: Quantum Electronics, N.Y., Columb. Univ. Press, 1960, p.428-447.

118. Lindemann G., Lassuig R., Seidenbusch W., Gornik E. Cyclotron resonance study of polarons in GaAs. - Phys. Rev. B, 1983, v.28, N8, p.4693-4703.

119. Benton P.H., Kelly M.J., Kerr T.M., Long A.P. Hot electron injected by graded Al_xGa_{1-x}As. - Electron. Lett., 1986, v.22, N 3, p. 130^{1-x}-131.

120. Luttinger J.M., Kohn W. Motion of electrons and holes in perturbed periodic fields. - Phys. Rev., 1955, v.97, N4, p.869-883.

121. Maeda H., Kurosawa T. Hot electron population inversion in crossed electric and magnetic fields. - J. Phys. Soc. Jpn., 1972, v.33, p.562.

122. Müller W., Gornik E., Bridges T.J., Chang T.Y. Electron recombination between Landau levels in n-InSb. - Solid-State Electron., 1978, v.21, N11/12, p.1455-1459.

123. Okyama T., Otsuka E. Cyclotron and Zeeman transitions in photoexcited semiconductors at far infrared. - In: Infrared and Millimeter Waves. N.Y., Academic Press, 1983, v.8, p.213-277.

124. Pantell R.H. Backward-wave oscillations in an unloaded waveguide. - Proc. IRE, 1959, v.47, N6, p.1146.

125. Pinson W.E., Bray R. Experimental determination of the energy distribution function and analysis of the energy-loss mechanism of hot carriers in p-Ge. - Phys. Rev., 1964, v.136, N5A, p.1449-1466.

126. Pozela Yu.K., Starikov E.V., Shiktorov P.N. Transverse negative differential mobility due to the negative mass of ballistically moving heavy holes. - Physica (Utrecht), 1985, v.134B, p.223-227.

127. Reggiani L., Canali C., Nava F., Ottaviani G. Hole drift velocity in germanium. - Phys. Rev. B, 1977, v.16, N6, p.2781.
128. Schneider J. Stimulated emission of radiation by relativistic electrons in a magnetic field. - Phys. Rev. Lett., 1959, v.2, N12, p.504-505.
129. Stillman G.E., Wolfe C.M., Dimmock J.O. Magnetospectroscopy of shallow donors in GaAs. Solid State Commun., 1969, v.7, N13, p.921-925.
130. Twiss R.Q. Radiation transfer and the possibility of negative absorption in radio astronomy. - Aust. J. Phys., 1958, v.11, N4, p.567-579.
131. Williams R.C., Herman F. Cyclotron resonance of non-equilibrium carrier distributions. - Proc. Intern. Conf. Semicond. Phys. Prague, 1960, p.599-602.
132. Wolff P.A. Proposal for a cyclotron resonance maser in InSb. - Physics (N.Y.), 1964, v.1, N3, p.147-157.

УДК 621.315.592.

Стимулированное циклотронное излучение в полупроводниках: 25 лет от идеи до реализации. Андронов А. А., - В кн.: Полупроводниковые мазеры на циклотронном резонансе. Горький: ИПФ АН СССР, 1986, с.5.

Обсуждается возникновение и развитие идей о возможности стимулированного циклотронного излучения носителями заряда в полупроводниках. Кратко рассмотрены также работы последнего времени, которые привели к обнаружению стимулированного циклотронного излучения горячих дырок в Ge. Ил. 8.

УДК 621.315.592.

Физические принципы мазера на циклотронном резонансе дырок с отрицательными массами. Андронов А. А., Гавриленко В. И., Додин Е. П., Красильник З. Ф., Никоноров В. В., Павлов С. А., Шварц М. М. - В кн.: Полупроводниковые мазеры на циклотронном резонансе. Горький: ИПФ АН СССР, 1986, с.24.

Изложены физические принципы генерации и усиления электромагнитных волн носителями заряда с отрицательными массами в полупроводниках с гофрированной валентной зоной. Основное внимание уделено генерации излучения тяжелыми дырками в германии на циклотронном резонансе в параллельных электрическом и магнитном полях. Изложена теория линейного и нелинейного циклотронного резонанса носителей со сложным анизотропным законом дисперсии. Приведены результаты экспериментального исследования областей генерации мазера на циклотронном резонансе дырок в диапазоне длин волн 0,8 мм $< \lambda < 4$ мм. Ил. 22.

УДК 621.315.592.

Численное моделирование отрицательной проводимости тяжелых дырок германия в $E \parallel H$ полях. Стариков Е. Г., Шикторов П. Н. - В кн.: Полупроводниковые мазеры на циклотронном резонансе. Горький: ИПФ АН СССР, 1986, с. 71.

На основе численного моделирования функции распределения и высокочастотной проводимости горячих дырок в германии детально исследованы динамические характеристики мазера на циклотронном резонансе дырок с отрицательной эф-

фективной массой. Определены зависимости отрицательной проводимости от частоты, значения переменного электрического поля, температуры, концентрации примесей. Найдены КПД и предельная мощность излучения лазера. Ил. 5.

УДК 621.315.592.

Спектральные исследования излучения лазера на дырках с отрицательными массами в германии. Белянцев А. М., Гавриленко В. И., Краси́льни́к З. Ф., Кукин Л. М., Нико́норов В. В., Павлов С. А., Паршин В. В., Ревин Д. Г. - В кн.: Полупроводниковые лазеры на циклотронном резонансе. Горький: ИПФ АН СССР, 1986, с.81.

Приведены результаты исследований спектра излучения лазера на циклотронном резонансе тяжелых дырок германия. Выявлен модовый состав излучения, спектральная ширина мод. Исследованы кинетика мод, перестройка излучения магнитным полем. Тонкая структура спектра излучения лазера и его кинетика объясняются процессами взаимодействия и конкуренции мод. Обсуждаются возможности практического использования лазера на циклотронном резонансе тяжелых дырок βe . Ил. 14.

УДК 621.315.592.

Индукцированное субмиллиметровое излучение на переходах между уровнями Ландау легких дырок в германии. Васильев Ю. Б., Иванов Ю. Л. - В кн.: Полупроводниковые лазеры на циклотронном резонансе. Горький: ИПФ АН СССР, 1986, с.100.

Изложены методика и результаты экспериментального исследования генерации на переходах между уровнями Ландау легких дырок германия при низких температурах в сильных $E \perp H$ полях. Обсуждаются возможные механизмы формирования инверсной заселенности уровней Ландау легких дырок в таком лазере. Исследовано влияние характеристик резонатора лазера на эффективность индуцированного излучения. Обсуждаются возможности практического применения лазера на циклотронном резонансе легких дырок в βe . Ил. 19.

УДК 621.315.592.

Генерация миллиметрового излучения горячими электронами в $n\text{-}\beta\text{e}$ в сильных электрическом и магнитном полях.

Мурзин В.Н., Стоклицкий С.А., Чеботарев А.П., Чуенков В.А. — В кн.: Полупроводниковые мазеры на циклотронном резонансе. Горький: ИПФ АН СССР, 1986, с.132.

Методом циклотронного резонанса исследован разогрев электронов в германии. Выявлены особенности функции распределения носителей в умеренных и сильных электрических полях, связанные с многодолинным характером электронного спектра в Ge. Обнаружена генерация миллиметрового излучения в образцах Ge, охлаждаемых жидким гелием в сильных E H полях; обсуждается природа индуцированного излучения. Ил. 13.

SEMICONDUCTOR CYCLOTRON RESONANCE MASERS

(ed. A.A.Andronov)

A B S T R A C T S

STIMULATED CYCLOTRON EMISSION IN SEMICONDUCTORS: 25 YEARS FROM IDEA TO REALIZATION

A.A.Andronov

The emergence and development of ideas on a possibility of stimulated cyclotron emission by charge carriers in semiconductors are considered. Recent observations of stimulated cyclotron emissions by hot carriers in germanium are briefly discussed.

PHYSICAL PRINCIPLES OF A MASER USING NEGATIVE MASS HOLES

A.A.Andronov, V.I.Gavrilenko, E.P.Dodin,
Z.F.Krasil'nik, V.V.Nikonov, S.A.Pavlov,
M.M. Schwartz

Physical principles of amplification and generation of electromagnetic waves by negative mass charge carriers in semiconductors with warped valence band are given. Linear and nonlinear theory of cyclotron resonance conductivity for carriers with a complicated dispersion law are considered. Detailed discussion of stimulated cyclotron emission by hot heavy holes in Ge in E H fields including experimental results on the observation of emission from helium cooled masers in the wavelength band $\lambda \approx 0.8-4$ mm is presented.

MONTE-CARLO SIMULATION OF HEAVY HOLE NEGATIVE CONDUCTIVITY IN GERMANIUM IN $E \parallel H$ FIELDS

E.V.Starikov, P.N.Shiktorov

Detailed investigations of dynamical characteristics of a negative mass cyclotron resonance maser based on the Monte-Carlo simulation of distribution function and high frequency conductivity of heavy holes in germanium are performed. The value of hot hole negative conductivity versus frequency, temperature, doping level and strength of alternating electric field is determined. Efficiency and upper bound for maser power are found.

INVESTIGATION OF EMISSION SPECTRUM OF A MASER USING NEGATIVE MASS HOLES IN GERMANIUM

A.M.Belyantsev, V.I.Gavrilenko, Z.F.Krasil'nik,
L.M.Kukin, V.V.Nikonorov, S.A.Pavlov,
V.V.Parshin, D.G.Revin

Results of investigation on emission spectrum of a germanium cyclotron resonance maser using hot heavy holes are given. It is found that radiation consists of separate modes. The spectral width of the modes, their kinetics and the spectrum tuning by magnetic field are investigated. Emission spectrum and emission kinetics are explained by mode interaction and competition. Possibilities of application of the cyclotron resonance maser are discussed.

STIMULATED SUBMILLIMETER WAVE EMISSION DUE TO LIGHT HOLE LANDAU TRANSITIONS IN GERMANIUM

Yu.B.Vasil'ev, Yu.L.Ivanov

Experimental technique and results of investigations of stimulated emission due to transitions between light hole Landau levels in helium-cooled germanium in strong $E \perp H$ fields are given. Possible mechanisms of population inversion of light hole Landau levels are discussed. Characteristics of stimulated emission for resonators of different types are investigated. Possible applications of the cyclotron resonance maser are discussed.

GENERATION OF MILLIMETER WAVE EMISSION OF HOT ELECTRONS IN n-Ge IN STRONG ELECTRIC AND MAGNETIC FIELDS

V.N.Murzin, S.A.Stoklitsky,
A.P.Chebotarev, V.A.Chuenkov

Heating of electrons in Ge by electric field is investigated by a cyclotron resonance technique. Peculiarities of electron distribution function in crossed E, H fields arising from a many-valley structure of conduction band in Ge are revealed. Characteristics of the discovered millimeter wave stimulated emission of helium-cooled Ge in strong $E \perp H$ fields are presented and discussed.