

ЦИКЛОТРОННЫЙ РЕЗОНАНС ДЫРОК ГЕРМАНИЯ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМИ МАССАМИ ПРИ $\mathbf{H} \nparallel [001]$

Гавриленко В. И., Калугин Н. Г., Красильник З. Ф.,
Никоноров В. В., Стариков Е. В., Шикторов П. Н.

Обсуждается динамический разогрев тяжелых дырок германия в почти продольных \mathbf{E} и \mathbf{H} полях при небольшом отклонении магнитного поля от оси конуса отрицательных циклотронных масс. Методом Монте-Карло рассчитана отрицательная подвижность дырок. Экспериментально обнаружено значительное (более чем на 25 %) повышение частоты генерации лазера на дырках с отрицательными массами при отклонении вектора \mathbf{H} от оси $[001]$.

Генерация электромагнитного излучения тяжелыми дырками германия в $\mathbf{E} \parallel \mathbf{H} \parallel [001]$ полях связана с инверсией в распределении по энергии дырок с отрицательными циклотронными массами (ОЦМ) [1]. Такое распределение дырок с ОЦМ возникает при многопучковом стриминге в условиях преимущественного рассеяния носителей с испусканием оптических фононов. В настоящей работе излагаются результаты исследования влияния отклонения магнитного поля от кристаллографического направления $[001]$ на спектр циклотронных частот и излучательные характеристики дырок с ОЦМ.

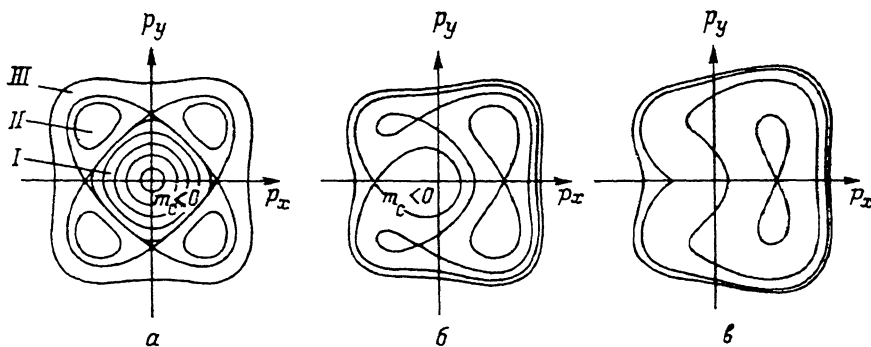


Рис. 1. Траектории циклотронного вращения тяжелых дырок германия, $\mathbf{H} \parallel p_z$, $p_x = \text{const}$ при $\mathbf{H} \parallel [001]$ (а) и $\mathbf{H} \nparallel [001]$: $\theta = 3$ (б) и 8.9 град (в).

θ — угол отклонения \mathbf{H} от оси $[001]$ в плоскости (100) .

Траектории циклотронного вращения тяжелых дырок германия в магнитном поле $\mathbf{H} \parallel [001]$ (а) и $\mathbf{H} \nparallel [001]$ (б, в) изображены на рис. 1, где имеется три типа циклотронных орбит: область I — ОЦМ, направление вращения дырок в которой противоположно направлению вращения дырок с положительными циклотронными массами в областях II, III. В условиях адиабатически инвариантного вращательно-поступательного дрейфа в полях $\mathbf{E} \parallel \mathbf{H}$ дырки локализуются в p -пространстве в окрестности конусов циклотронного вращения типа I, II [2]. Таким образом формируется пятипучковый стриминг. В слабо легированном германии p -типа ($p \leq 10^{14} \text{ см}^{-3}$) при низких температурах ($T \leq 77 \text{ K}$) в полях $E \geq 40 \text{ В/см}$, $H \geq 5 \text{ кЭ}$ распределение дырок в конусе ОЦМ инвертировано по энергии циклотронного вращения, что приводит в определен-

ных условиях [1, 3] к генерации электромагнитного излучения. При отклонении \mathbf{H} от оси [001] конус ОЦМ сужается, понижается симметрия траекторий (рис. 1, б). Когда отклонение \mathbf{H} превышает угол 8.9° в плоскости (100) или 10° в плоскости (110), конус ОЦМ исчезает. В таких условиях функция распределения тяжелых дырок не инвертирована, а проводимость на циклотронном резонансе положительна.

На рис. 2 приведено распределение циклотронных частот в конусе ОЦМ при

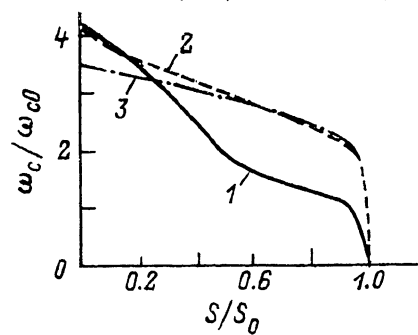


Рис. 2. Дисперсия циклотронных частот тяжелых дырок германия с отрицательными массами.

S/S_0 — отношение площади циклотронной орбиты к сечению конуса ОЦМ, $\omega_{c0} = eH/m_0c$, m_0 — масса свободного электрона, θ , град: 1 — 0, 2 — 3, 3 — 6.

различных значениях θ [магнитное поле поворачивается в плоскости (010)]. Примечательно, что при небольших углах отклонения ($\theta \approx 3^\circ$) циклотронная частота дырок в конусе ОЦМ возрастает почти на всех орбитах по сравнению со случаем $\theta = 0^\circ$, что должно приводить к смещению пика линии циклотронного усиления для резонансно активной поляризации вектора \mathbf{E}_1 [3] в сторону более высоких частот при фиксированном значении величины поля H . Возможность такого эффекта отмечалась в работе [4].

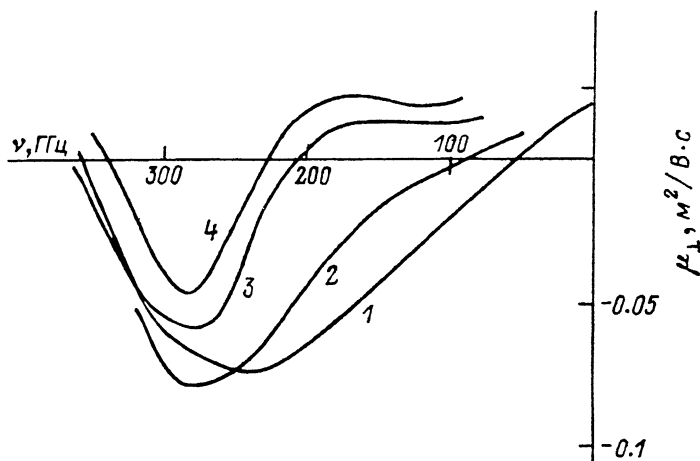


Рис. 3. Зависимости подвижности тяжелых дырок германия от частоты колебаний поля электромагнитной волны круговой «электронной» поляризации.

$E = 150$ В/см, $H = 33$ кЭ, $N_A - N_D = 10^{14}$ см $^{-3}$, $N_A + N_D = 2 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$, $T = 4.2$ К (численное моделирование методом Монте-Карло). θ , град: 1 — 0, 2 — 1.5, 3 — 3.5, 4 — 5.

Проводимость горячих дырок германия с ОЦМ моделировалась численным путем методом Монте-Карло [3, 5]. Учитывались особенности динамики в $\mathbf{E} \parallel \mathbf{H}$ полях дырок с анизотропным характером закона дисперсии $\epsilon(\mathbf{p})$, процессы рассеяния на оптических и акустических фононах, на ионизованных примесях при гелиевых температурах. Рассчитанные таким путем линии циклотронного резонанса при «электронной» поляризации вектора \mathbf{E}_1 высокочастотного поля в образце с концентрацией дырок $N_A - N_D = 10^{14}$ см $^{-3}$ ($N_A + N_D = 2 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$) приведены на рис. 3. В данном случае магнитное поле отклонено от оси [001] в плоскости (100). При $\theta \approx 3^\circ$ смещение линии ЦР составляет $\sim 30\%$, дальнейший рост угла θ приводит к существенному падению величины отрицательной подвижности дырок, что связано с уменьшением фазового объема и в конечном итоге исчезновением конуса ОЦМ. По расчетам, к таким же эффектам приводит одновременное отклонение \mathbf{E} и \mathbf{H} .

Экспериментальные исследования влияния отклонения магнитного поля на генерацию электромагнитного излучения тяжелыми дырками германия с отрицательными массами проводились в двухмагнитной системе в гелиевом криостате. Образец p -Ge с концентрацией дырок $N_A - N_D \approx 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ размещался в сверхпроводящем соленоиде, магнитное поле H_0 которого было направлено соосно с полем E и осью $[001]$ в образце. Поле $H_1 \perp H_0$ ($H_1 \ll H_0$) создавалось катушками Гельмгольца. Пропуская ток через катушки, можно было менять направление результирующего магнитного поля $H_{\text{tot}} = H_0 + H_1$. Генерируемое излучение коротковолновой частоты миллиметрового диапазона выводилось из криостата и регистрировалось либо широкополосным детектором — диодом с барьером Шоттки, либо высокоселективным супергетеродинным приемником. На рис. 4 приведены полученные с помощью этих приемников зависимости интенсивности излучения от угла θ между H_0 и H_{tot} при фиксированных значениях E и H . Все чины E и H были выбраны вдали от краев зоны генерации — области значений E и H , при которых наблюдается индуцированное излучение [3]. Одно из направлений отклонения произвольно выбрано положительным. Кривая 1 (рис. 4) получена с помощью широкополосного детектора и отражает зависимость мощности излучения от угла наклона магнитного поля. Просматривается симметрия кривой относительно угла $\theta = \theta^* \approx -1^\circ$. При от-

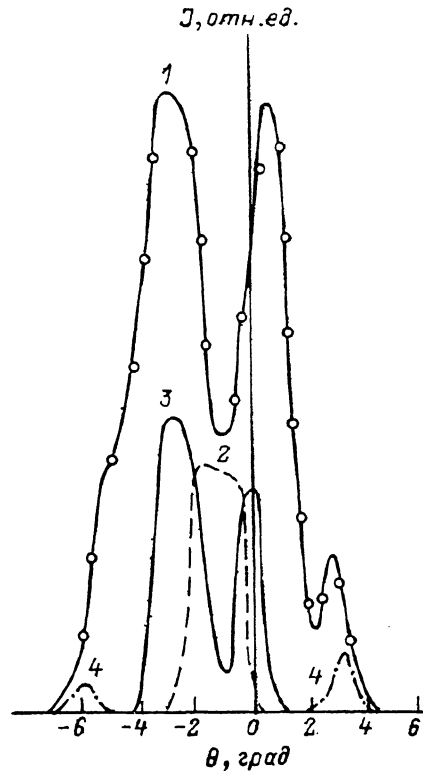


Рис. 4. Зависимости интенсивности излучения лазера от угла наклона магнитного поля по отношению к оси $[001]$ ($E \parallel [001]$, $E=150 \text{ В/см}$, $H=23 \text{ кЭ}$), измеренные широкополосным приемником на основе диода с барьером Шоттки (1) и супергетеродинным приемником на частотах $f_1=146.5$ (2), $f_2=158.7$ (3), $f_3=183.6 \text{ ГГц}$ (4).

клонении H_{tot} в обе стороны от направления, соответствующего θ^* , сигнал на широкополосном детекторе первоначально возрастает, достигает максимума, после чего убывает вплоть до срыва генерации. Такой характер зависимости интенсивности излучения от угла θ качественно согласуется с результатами расчетов линейной подвижности, приведенными на рис. 3 (ср. $\theta=0$ и 1.5°), если предположить, что магнитное поле H_0 изначально было отклонено от оси $[001]$ активного элемента лазера на угол θ^* . Такая разбюстировка, по-видимому, связана с неточным определением кристаллографического направления $[001]$, вдоль которого вырезался активный элемент лазера в форме прямоугольного параллелепипеда. В последующем опыте при повороте элемента вокруг своей оси на 90° относительно первоначального положения значение угла θ^* оказалось близким к нулю.

Для изучения влияния отклонения H на циклотронные массы дырок использовался селективный супергетеродинный приемник с шириной полосы, много меньшей межмодового расстояния $\Delta f = c/2L$, где L — оптическая длина резонатора, целиком заполненного активной средой. Меняя частоту гетеродина, можно было настроить приемник на интересующую нас моду генератора и исследовать влияние отклонения поля H на интенсивность генерации на данной частоте. На рис. 4 приведены характерные зависимости для трех мод генератора. При $\theta = \theta^*$ наиболее интенсивна мода с наименьшей частотой $f_1=146.5 \text{ ГГц}$

(кривая 2). При отклонении θ вправо или влево относительно значения θ^* поочередно «разгораются» моды $f_2 > f_1$ и $f_3 > f_2$ (рис. 4, кривые 3, 4). Как следует из теории конкуренции и взаимодействия мод лазера [6], в условиях стационарной генерации наиболее интенсивной оказывается та мода, для которой линейный инкремент максимален. Из данного эксперимента следует, что при отклонении магнитного поля от кристаллографической оси [001] на единицы градусов максимум линейного инкремента смещается в сторону высоких частот. Это согласуется с приведенными выше результатами теоретического рассмотрения кинетических характеристик (рис. 2, 3).

Проведенные исследования дополняют существующие представления о формировании сильно анизотропных распределений горячих носителей в гофрированной зоне, инверсии и связанной с ней отрицательной проводимостью на циклотронном резонансе дырок с отрицательными массами. Незначительное отклонение магнитного поля H от оси [001] приводит к изменению спектра циклотронных частот дырок, изменению фазовых объемов конусов дырок с положительными и отрицательными массами и в конечном счете к изменению доли тех и других носителей. С помощью отклонения магнитного поля можно управлять частотой и мощностью генерации и, в частности, заметно поднять их значения по сравнению со случаем, когда магнитное поле ориентировано строго вдоль оси конуса отрицательных циклотронных масс.

Список литературы

- [1] Андронов А. А., Белянцев А. М., Гавриленко В. И., Додин Е. П., Красильник З. Ф., Никоноров В. В., Павлов С. А., Шварц М. М. // ЖЭТФ. 1986. Т. 90. В. 1. С. 367—385.
- [2] Андронов А. А., Додин Е. П., Красильник З. Ф. // Письма ЖЭТФ. 1986. Т. 43. В. 8. С. 373—376.
- [3] Андронов А. А., Гавриленко В. И., Додин Е. П., Красильник З. Ф., Никоноров В. В., Павлов С. А., Шварц М. М. // Полупроводниковые лазеры на циклотронном резонансе. Горький, 1986. С. 26—72.
- [4] Akasaka L., Komiyama S. // Proc. 4 Int. Conf. Infrared Physics. Zurich, 1988. P. 612—614.
- [5] Стариков Е. В., Шикторов П. Н. // Полупроводниковые лазеры на циклотронном резонансе. Горький, 1986. С. 73—82.
- [6] Белянцев А. М., Гавриленко В. И., Красильник З. Ф., Кукин Л. М., Никоноров В. В., Павлов С. А., Паршин В. В., Ревин Д. Г. // Полупроводниковые лазеры на циклотронном резонансе. Горький, 1986. С. 83—101.

Институт прикладной физики АН СССР
Горький

Получена 1.11.1989
Принята к печати 2.01.1990