

ИНДУЦИРОВАННОЕ ЦИКЛОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ДЫРОК В ОДНООСНО ДЕФОРМИРОВАННОМ ГЕРМАНИИ

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

Обсуждается влияние одноосной деформации кристалла (ОДК) на разогрев и индуцированное циклотронное излучение дырок с отрицательными массами в Ge в $E \parallel H \parallel [001]$ полях. Результаты аналитических расчетов и численного моделирования методом Монте-Карло сопоставляются с экспериментальными данными по генерации электромагнитного излучения лазером на p -Ge.

Особенности динамического разогрева¹ носителей заряда с анизотропным законом дисперсии в $E \parallel H$ полях, приводящего к возникновению сильно неравновесной, инвертированной функции распределения и связанной с ней отрицательной проводимости полупроводника, исследованы достаточно широко как аналитически, так и путем численного моделирования динамики и процессов рассеяния носителей на ионизованных примесях, на оптических и акустических фононах. Экспериментальные исследования в этом направлении стали проводиться вслед за обнаружением индуцированного излучения тяжелых дырок с отрицательными циклотронными массами (ОЦМ) в Ge. Изучение характеристик индуцированного излучения позволило выявить условия формирования инвертированных распределений тяжелых дырок по уровням Ландау в зависимости от величин электрического и магнитного полей $E \parallel H \parallel [001]$, температуры и уровня легирования Ge (см., например, [1]). Одноосная деформация кристалла — один из факторов, позволяющих эффективно воздействовать на энергетический спектр носителей заряда, их динамику и процессы рассеяния, т. е. в целом на разогрев носителей в электрическом и магнитном полях. Изучению этого воздействия на горячие дырки германия с отрицательными массами и посвящена данная работа.

Как известно, анизотропия закона дисперсии дырок в Ge связана с вырождением подзон легких и тяжелых дырок на дне зоны. Одноосная деформация кристалла понижает симметрию кристаллической решетки и приводит к расщеплению подзон в точке $p=0$ [2]. В работе рассматривается случай ОДК вдоль наиболее симметричного кристаллографического направления типа [001], являющегося осью конуса отрицательных масс тяжелых дырок. В этом случае точка вырождения подзон расщепляется на две точки с координатами $(0; 0; \pm p_z^*)$.² При $|p_z| \ll p_z^*$ изоэнергетические поверхности тяжелых дырок представляют собой эллипсоиды вращения, сплюснутые вдоль направления ОДК (рис. 1, а). В этом направлении гофрировка изоэнергетических поверх-

¹ Имеется в виду разогрев в условиях преимущественного неупругого рассеяния носителей на оптических фононах, который реализуется, например, в p -Ge с достаточно низким уровнем легирования $N_A + N_D \leq 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ при температурах $T \leq 77 \text{ K}$ в полях $E \geq \geq 100 \text{ В/см}$.

² При деформации вдоль оси [001] $p_z^* \sim P^{1/2}$ и при давлении $P=1$ кбар составляет $p_z^* = = 0.17 p_0$ ($p_0 = (2m\hbar\omega_0)^{1/2}$ — характерный импульс тяжелой дырки с энергией, равной энергии оптического фонона $\hbar\omega_0$, $m=0.32 m_0$). Здесь и далее в расчетах использовались значения упругих констант Ge, приведенные в работе [3].

ностей, приводящая к возникновению отрицательных поперечных масс дырок, имеет место при $p_x > 0.6 p_z$. Как видно из рис. 1, а, кривизна изоэнергетических поверхностей максимальна вблизи точек вырождения подзон. В направлении, перпендикулярном оси деформации (например, вдоль оси p_x), гофрировка изоэнергетических поверхностей возникает при существовании больших значениях импульса. Поэтому с точки зрения влияния ОДК на индуцированное циклотронное излучение дырок с отрицательными массами наибольший интерес представляет случай, когда сжатие происходит вдоль направления магнитного поля, которое в свою очередь параллельно оси конуса отрицательных циклотронных масс (рис. 1, а, б).

При динамическом разогреве в условиях преимущественного неупругого рассеяния дырок на оптических фононах функция распределения носителей

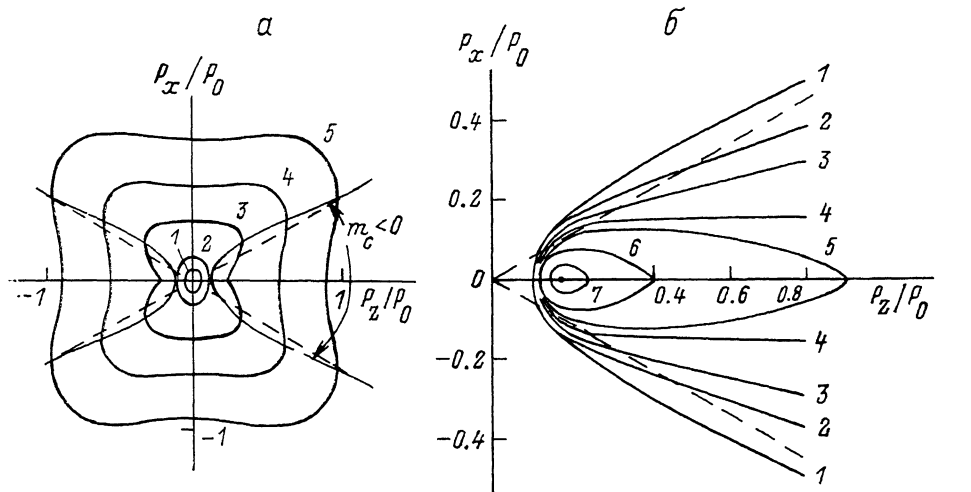


Рис. 1. Линии постоянных энергий и циклотронных частот тяжелых дырок в плоскости $p_y=0$ в сжатом вдоль оси [001] Ge ($P=1$ кбар).

Пунктиром показано сечение области ОЦМ при $P=0$. а — сечения изоэнергетических поверхностей тяжелых дырок и области ОЦМ; $\varepsilon/\hbar\omega_0$: 1 — 0.02, 2 — 0.06, 3 — 0.23, 4 — 0.54, 5 — 1.1; б — сечения поверхностей постоянных циклотронных частот: $(-m_c/m_0)$: 1 — ∞ , 2 — 0.64, 3 — 0.38, 4 — 0.21, 5 — 0.19, 6 — 0.10, 7 — 0.03.

вытянута вдоль направления электрического поля и локализована главным образом в области энергий $\varepsilon < \hbar\omega_0$ ($\hbar\omega_0=37$ мэВ — энергия оптического фонона). При деформации вдоль оси [001] расщепление валентной зоны Ge в точке $p=0$ составляет $\Delta \cong 6.15$ мэВ на 1 кбар. Таким образом, давление в несколько килобар, при котором величина расщепления становится сравнимой с энергией оптического фонона, должна приводить к исчезновению области отрицательных масс при $\varepsilon < \hbar\omega_0$. Однако, как будет показано далее, существенные изменения отрицательной проводимости дырок с ОЦМ в Ge наблюдаются уже при $P \leq 1$ кбар. При таких давлениях энергетический спектр претерпевает радикальную трансформацию в относительно малой части пространства импульсов $\varepsilon(p) < \hbar\omega_0$, что по-разному влияет на рассеяние дырок на акустических и оптических фононах. При ОДК масса плотности состояний вблизи дна зоны при $\varepsilon < \Delta$ (область конечных состояний дырок при испускании оптического фонона) уменьшается почти в 4 раза и практически не изменяется при давлении около 1 кбар в области энергий $\varepsilon \leq \hbar\omega_0$, где в основном происходит рассеяние на акустических фононах. Тем самым уменьшается соотношение времен релаксации импульса дырок на оптических и акустических фононах (рис. 2), что ухудшает условия формирования инвертированной функции распределения дырок с отрицательными массами [1, 4]. Уменьшение частоты рассеяния на оптических фононах должно привести к увеличению глубины проникновения дырок в область $\varepsilon > \hbar\omega_0$, уширению функции распределения дырок, снижению инверсии в распределении дырок с ОЦМ по уровням Ландау и падению величины отрицательной проводимости.

ОДК приводит к изменению спектра циклотронных частот дырок с ОЦМ в магнитном поле $H \parallel [001]$. На рис. 1, б показано сечение конуса отрицательных циклотронных масс дырок в деформированном Ge. При $P=0$ циклотронная масса постоянна на оси конуса ОЦМ $m_c = -0.21 m_0$, абсолютное значение m_c монотонно возрастает по мере приближения к границе конуса. В деформированном кристалле $m_c=0$ в точке вырождения подзон $(0; 0; p_z^*)$, вокруг которой расположены замкнутые поверхности $m_c = \text{const}$ (для $|m_c| < 0.21 m_0$). Поверхности постоянных циклотронных масс $|m_c| \geq 0.21 m_0$ являются открытыми. Рост давления приводит к уменьшению объема конуса ОЦМ в области $\epsilon < \hbar\omega_0$, что должно вести к уменьшению усиления. С другой стороны,

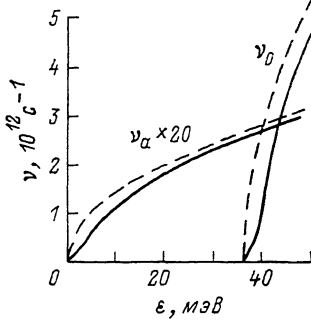


Рис. 2. Частоты рассеяния тяжелых дырок на акустических (ν_α) и оптических (ν_0) фонах в сжатом вдоль оси $[001]$ Ge при $P=1$ кбар (сплошная линия) и при $P=0$ (пунктир), рассчитанные для $T=10$ К.

появление в конусе ОЦМ значительного числа дырок, циклотронные массы которых по абсолютной величине меньше, чем в недеформированном кристалле, должно привести к сдвигу максимума отрицательной проводимости дырок в область более высоких частот.

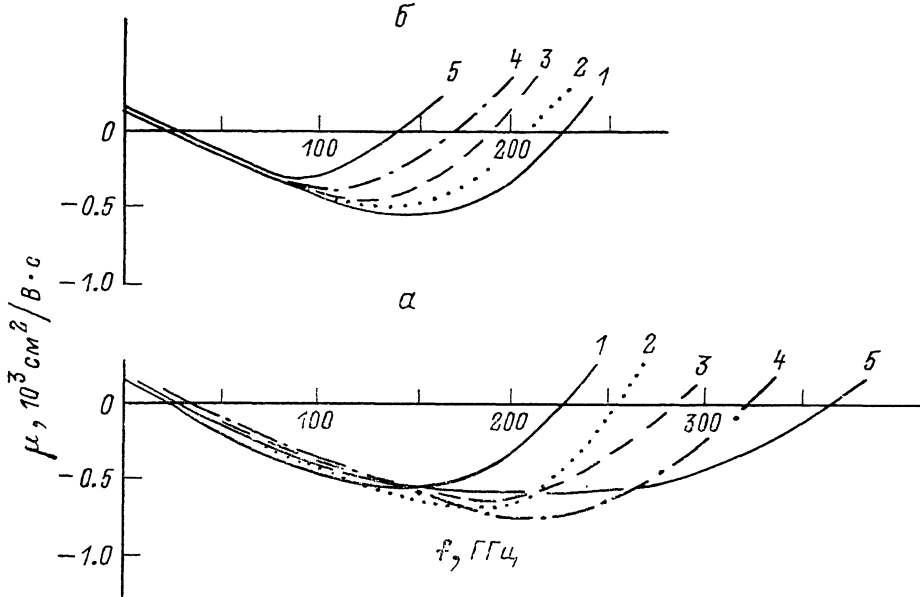


Рис. 3. Подвижности тяжелых дырок в одноосно деформированном Ge, рассчитанные методом Монте-Карло.

$E \parallel H \parallel [001]$, $E=200$ В/см, $H=25$ кЭ, $T=4.2$ К. $N_I=0$ (N_I — концентрация ионизованных примесей). P , кбар: 1 — 0, 2 — 0.2, 3 — 0.4, 4 — 0.6, 5 — 1.0. а — сжатие вдоль оси $[001]$, б — растяжение вдоль оси $[001]$.

Отрицательная проводимость дырок в Ge в условиях ОДК моделировалась методом Монте-Карло. По методике, описанной в работе [5], рассчитывалась линейная дифференциальная подвижность дырок в поле поперечной электромагнитной волны круговой поляризации, электрический вектор которой вращается в том же направлении, что и дырки с отрицательными массами в магнитном поле $H \parallel [001]$, и распространяющейся в направлении H . Учитывались особенности динамики и процессов рассеяния дырок на оптических и акустических фонах в гофрированной подзоне при ОДК. Как видно из рис. 3, а, одноосное сжатие кристалла при давлениях до 600 бар приводит к заметному

двигу линии усиления в область более высоких частот, что связано с отмечавшимся выше появлением в конусе ОЦМ дырок, циклотронные массы которых по абсолютной величине меньше, чем в недеформированном кристалле. При дальнейшем росте давления происходит заметное уменьшение величины отрицательной проводимости вплоть до ее исчезновения, причиной чего, по-видимому, являются как уменьшения доли дырок с отрицательными массами, так и снижение инверсии в их распределении по уровням Ландау вследствие уменьшения частоты рассеяния на оптических фононах.³

Экспериментальные исследования влияния ОДК на эффекты горячих дырок с отрицательными массами проводились на полупроводниковых лазерах в режиме генерации излучения в коротковолновой части миллиметрового диапазона длин волн. В качестве активного элемента использовались образцы слабо компенсированного Ge : Ga ($p \cong 7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$), вырезанные в форме прямоугольных параллелепипедов размерами $4 \times 4 \times 10$ мм. Давление прикладывалось в на-

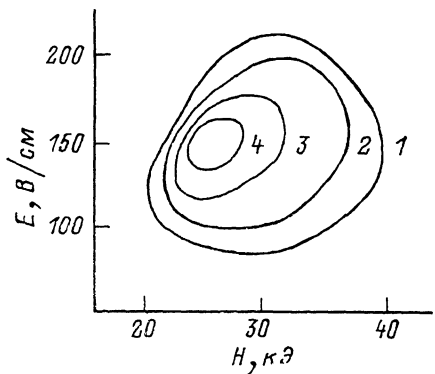


Рис. 4. Влияние одноосного сжатия на зоны генерации лазера на циклотронном резонансе дырок с ОЦМ в Ge.

P, кбар: 1 — 0, 2 — 0.21, 3 — 0.34, 4 — 0.65.

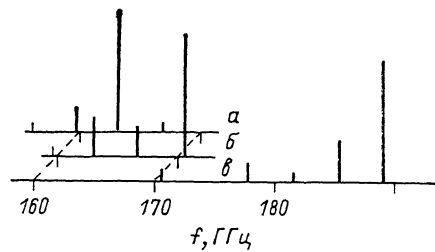


Рис. 5. Влияние одноосного сжатия на спектры излучения лазера на циклотронном резонансе дырок с ОЦМ в Ge.

P, кбар: а — 0, б — 0.21, в — 0.34. E=144 В/см, H=25.5 кЭ.

правлении ребер длиной 10 мм, совпадавшем с осью [001]. На торцевые поверхности размерами 4×4 мм напылялись омические неинжектирующие контакты, через которые к образцу прикладывался импульс сильного электрического поля. Эти контакты являлись одновременно зеркалами квазиоптического резонатора. Излучение регистрировалось широкополосным охлаждаемым фотоприемником из n-InSb или селективным супергетеродинным приемником^[6]. С помощью широкополосного приемника определялись зоны генерации по E и H полям при различных значениях приложенного давления (рис. 4). Обужение зоны генерации с ростом давления вплоть до отсечки индуцированного излучения при $P > 1$ кбар хорошо согласуется с результатами численного моделирования отрицательной подвижности дырок методом Монте-Карло (рис. 3). Исследования спектров индуцированного излучения, выполненные с помощью супергетеродинного приемника, показали, что с ростом давления наблюдается перестройка частоты излучения в коротковолновую область (рис. 5), которая при давлении $P \geq 0.3$ кбар превышает 13 % при неизменном значении магнитного поля, что также хорошо согласуется с результатами численных расчетов.

Проведенные исследования показывают, что одноосной деформацией кристалла Ge можно эффективно управлять энергетическим спектром, функцией распределения, проводимостью и, как следствие, индуцированным излучением тяжелых дырок в E || H полях. Экспериментально обнаруженное повышение частоты генерации при сжатии кристалла связано со смещением в коротковолновую область максимума отрицательной проводимости дырок. Результаты численного расчета предсказывают также значительное расширение полосы

³ При одноосном растяжении кристалла в направлении [001] дырки с отрицательными массами «тяжелееют» и, как показывают результаты численного моделирования, линия отрицательной проводимости смещается в противоположную сторону — в область более низких частот (рис. 3, б).

усиления электромагнитного излучения дырками с отрицательными массами в область более высоких частот при сжатии кристалла (рис. 3), что позволяет надеяться на более значительное (в $1.5 \div 2$ раза) повышение частоты генерации лазера при оптимизации его электродинамической системы.

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] Бир Г. Л., Пикус Г. Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М., 1972. 584 с.
- [3] Balslev I. // Phys. Rev. 1969. V. 177. N 3. P. 1173—1178.
- [4] Андронов А. А., Додин Е. П., Красильник З. Ф. // Письма ЖЭТФ. 1986. Т. 43. В. 8. С. 373—376.
- [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
Нижний Новгород

Получена 17.07.1990
Принята к печати 20.12.1990

