

НЕЛИНЕЙНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ИК ИЗЛУЧЕНИЯ В ДЫРОЧНОМ ГЕРМАНИИ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Васецкий В. М., Порошин В. Н., Сарбей О. Г., Саркисян Э. С.

Исследовано поглощение излучения CO_2 -лазера в p -Ge с концентрацией примеси $N_a - N_d = 3 \cdot 10^{16} \div 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ в широком диапазоне изменения интенсивности излучения и температур. При низких температурах ($T \leq 25 \text{ К}$) обнаружено возрастание коэффициента поглощения с ростом интенсивности света. Показано, что нелинейность поглощения связана с разогревом дырочного газа в поле световой волны и возрастанием за счет этого вклада в поглощение света прямых фотопереходов носителей между зонами легких и тяжелых дырок.

Поглощение света в средней и дальней ИК областях в полупроводниках с вырожденными зонами типа p -Ge обусловлено в основном прямыми оптическими переходами носителей из зоны тяжелых v_{hh} в зону легких v_{lh} дырок (см., например, [1]). Поскольку начальная энергия тяжелых дырок $\epsilon_n(\omega)$, способных совершить переход, задается энергией кванта света $\hbar\omega$, то с ростом интенсивности ИК излучения из-за изменения заселенности состояний $\epsilon_n(\omega)$ должно наблюдаться нелинейное поглощение.

Изменения функции распределения носителей и соответственно заселенности начальных состояний прямых переходов происходят при разогреве (охлаждении) дырочного газа в поле световой волны. Нелинейное поглощение субмиллиметрового ($\lambda \approx 90 \text{ мкм}$) излучения в германии при 78 К, обусловленное фоторазогревом дырок, наблюдалось в работе [2]. Поскольку для такой длины волны излучения и температуры $\epsilon_n(\omega)$ находится на восходящем участке функции заполнения $dp/d\epsilon$, разогрев дырок приводил к уменьшению коэффициента поглощения.

Уменьшение заселенности состояний $\epsilon_n(\omega)$ также должно происходить, если скорость фотопереходов, пропорциональная интенсивности света, превышает скорость энергетической релаксации в дырочной системе [3, 4]. Явление просветления при прямых внутрizonных переходах, обусловленное этим механизмом, подробно изучено в p -Ge при 300 и 78 К для мощного излучения CO_2 -лазера [4, 5-8].

При низких температурах [$T \ll \epsilon_n(\omega)$] заселенность начальных состояний прямых переходов мала и определяющую роль в поглощении ИК излучения в p -Ge играют не прямые фотопереходы дырок. Если концентрация свободных дырок такова, что релаксация фотовозбужденных носителей с энергией $\sim \hbar\omega$ осуществляется за счет передачи своей энергии основной массе носителей, то происходит разогрев дырочного газа. За счет этого с ростом интенсивности света будут расти заселенность начальных состояний прямых переходов, а следовательно, и коэффициент поглощения. Такой механизм нелинейности поглощения был предложен в работе [9]. Было показано, что для излучения 10.6 мкм интенсивностью $\sim 1 \text{ МВт/см}^2$ нелинейности поглощения имеют место при концентрациях свободных носителей $\sim 10^{17} \div 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и температурах, меньших $\sim 20 \text{ К}$.

Настоящая работа предпринята с целью обнаружения нелинейностей поглощения ИК излучения в p -Ge при низких температурах. Исследовалась зависимость поглощения света ($\lambda = 10.6 \text{ мкм}$) в дырочном германии с различной степенью легирования от интенсивности света в интервале температур 300 \div 10 К.

Кроме этого, изучалась температурная зависимость линейного поглощения этого излучения в исследуемых образцах. Концентрация свободных носителей определялась из температурных зависимостей эффекта Холла.

Использовались образцы $\text{Ge}\langle\text{Ga}\rangle$ с концентрациями свободных носителей (p) при 300 К $3.2 \cdot 10^{16}$ и $1.4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Образцы имели форму плоскопараллельных пластин, толщина d которых выбиралась так, чтобы для малых интенсивностей света при гелиевых температурах произведение $Kd \approx 1$. Полировка образцов производилась механически с последующим травлением в СР-4А.

Источником мощного ИК излучения являлся ТЕА CO_2 -лазер, работающий в режиме одиночных импульсов длительностью 80 нс. Изменение интенсивности излучения в интервале $0.08 \div 60 \text{ МВт/см}^2$ осуществлялось фильтрами из CaF_2 либо изменением размеров пятна излучения на образце. Падающая $I_{\text{пад}}$ и выходящая из образца $I_{\text{вых}}$ интенсивность света измерялась пироэлектрическим приемником [10]. При измерении линейного поглощения использовалось моду-

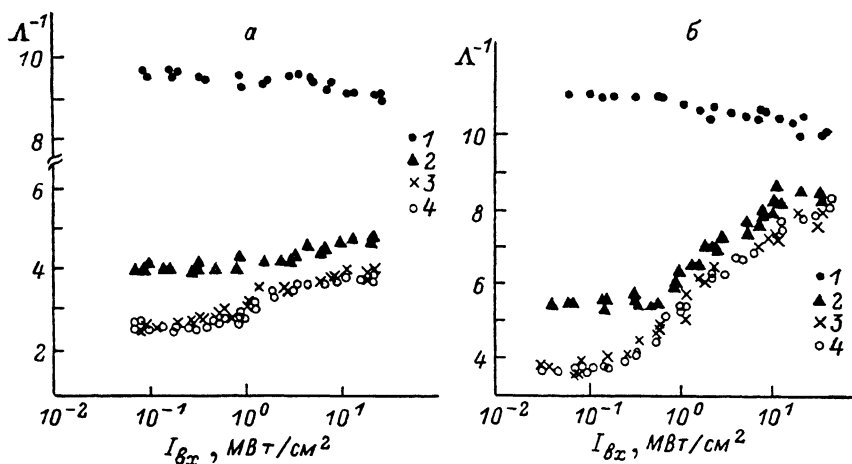


Рис. 1. Зависимость обратного пропускания от интенсивности вошедшего света $I_{\text{вх}}$ в p -Ge с различной степенью легирования.

($N_a - N_d$) · 10^{-16} , см^{-3} : а — 3.2, б — 14; Т, К: 1 — 300, 2 — 70, 3 — 25, 4 — 10.

лированное с частотой ~ 20 Гц излучение непрерывного CO_2 -лазера интенсивностью $I_{\text{пад}} \leq 0.1 \text{ Вт/см}^2$. Приемником излучения в этом случае являлось охлажденное до 78 К фотосопротивление $\text{Ge}\langle\text{Au}\rangle$.

Коэффициент поглощения K рассчитывался из измеренных $I_{\text{пад}}$ и $I_{\text{вых}}$ с учетом многократного отражения света на границах образца. Специальными экспериментами было установлено, что коэффициент отражения исследованных образцов не зависел от интенсивности света и равнялся 0.36.

Измерения проводились в оптическом кристате, рабочая температура в котором поддерживалась с точностью не хуже 10^{-3} К.

Экспериментальные результаты и их обсуждение. Результаты исследований приведены на рис. 1 и 2. При комнатной температуре обратное пропускание $\Lambda^{-1} = I_{\text{вх}}/I_{\text{вых}}$ ($I_{\text{вх}}$ — интенсивность света, вошедшего в кристалл) практически не зависит от интенсивности света. При температуре 70 К и ниже с увеличением интенсивности света вначале обратное пропускание в пределах точности измерений не зависит от $I_{\text{вх}}$; в дальнейшем, начиная с некоторой I_0 , наблюдается возрастание поглощения, т. е. имеет место нелинейное поглощение света. Отметим, что при фиксированной температуре величина интенсивности I_0 падает с увеличением концентрации легирующей примеси. Величины поглощения при максимальных интенсивностях света для трех исследованных температур 70, 25 и 10 К почти одинаковы. Существенного различия в зависимости обратного пропускания от интенсивности света для 10 и 25 К не обнаружено.

Для анализа возможных механизмов наблюдаемых нелинейностей необходимо знание процессов поглощения излучения малой интенсивности при раз-

личных температур. На рис. 2 показана температурная зависимость коэффициента поглощения K исследованных образцов. В высокотемпературной области (от 300 до ~ 40 К) с уменьшением температуры коэффициент поглощения несколько возрастает, проходит через максимум и падает. При $T < 40$ К с уменьшением температуры вначале поглощение растет, в дальнейшем (при более низких T) практически отсутствует влияние температуры на величину поглощения света.

Различие в поведении $K(T)$ при высоких и низких температурах может быть связано с разными механизмами поглощения света. Действительно, измерения эффекта Холла показали, что в исследованных образцах концентрация свободных носителей p остается постоянной при изменении температуры от 300 до ~ 100 К. При более низких температурах наблюдается уменьшение p , связанное с вымораживанием носителей на примеси, причем при $T \leq 10$ К практически все носители находятся на примесных уровнях. Отметим, что в образцах с $(N_a - N_x) = 1.4 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$ температурная зависимость коэффициента Холла имеет максимум при ~ 30 К, что указывает на образование примесной зоны при таких уровнях легирования германия. Поэтому можно считать, что при самых низких исследованных температурах поглощение света целиком связано с оптическими переходами носителей тока с примесных уровней в валентную зону.

Тогда, определив сечение поглощения таких переходов ($\sigma_{np} = 2.6 \cdot 10^{-16}$ см 2) и зная температурную зависимость концентрации носителей на примесях, найдем вклад этих переходов в поглощение p -Ge при различных температурах (рис. 2, кривая 1).

Зависимость $K(T)$ в высокотемпературной области, где поглощение света в основном обусловлено прямыми внутризонными переходами, связана с температурными изменениями как функции распределения носителей в зоне тяжелых дырок [11], так и концентрации свободных носителей $p(T)$. Отметим, что величина сечения поглощения, определенная из экспериментальных значений K при 300 и 77 К как $\sigma = K/p$, близка к величинам, приведенным в работах [11, 1].

Используя экспериментальное значение K при 77 К и учитывая температурную зависимость коэффициента поглощения при прямых переходах, полученную теоретически в [12], а также зная $p(T)$, можно получить поглощение, обусловленное прямыми переходами при различных температурах (рис. 2). Наблюдаемая в исследованных образцах температурная зависимость коэффициента поглощения хорошо описывается двумя указанными выше процессами поглощения.

Проанализируем теперь наблюдаемые зависимости поглощения от интенсивности света. При 70 К основным механизмом поглощения света являются прямые внутризонные переходы. Возрастание поглощения при больших $I_{вх}$ может быть связано с многофотонными процессами [13]. Однако оценки, проведенные по формулам [13], показывают, что для 70 К и максимальных интенсивностей $I_{вх}^{max} = 40$ МВт/см 2 коэффициент двухквантового поглощения составляет всего $\sim 10^{-2}$ от коэффициента одноквантового поглощения. Кроме этого, вклад в поглощение многоквантовых процессов должен быть не менее выражен и при 300 К, где нелинейные эффекты не наблюдались. Поэтому мы считаем, что нелинейности поглощения света при 70 К связаны с фоторазогревом дырок. Поскольку для излучения 10.6 мкм энергия начальных состояний $\epsilon_n(\omega)$ прямых

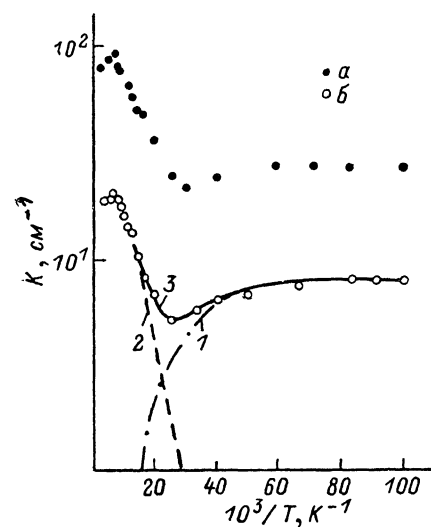


Рис. 2. Температурная зависимость коэффициента поглощения K в p -Ge. $(N_a - N_x) \cdot 10^{-18}$, см $^{-3}$: а — 14, б — 3.2; поглощение. 1 — примесное, 2 — при прямых переходах, 3 — суммарное.

переходов находится на спаде функции заполнения $dp/d\epsilon$, то разогрев дырок приводит к возрастанию коэффициента поглощения K .

При 25 и 10 К основной вклад в поглощение света при малых интенсивностях дают переходы носителей с акцепторов в валентную зону. В этом случае с ростом интенсивности света может наблюдаться только уменьшение K , связанное с истощением при больших $I_{\text{вх}}$ числа носителей на примесях. Величина поглощения при $I_{\text{вх}} > I_0$, а также зависимость I_0 от концентрации носителей указывают на то, что увеличение поглощения при таких температурах должно быть объяснено только разогревом дырок светом и возрастанием за счет этого с ростом интенсивности света вклада в поглощение прямых переходов.

Механизм поглощения света при $I_{\text{вх}} < I_0$ остается неясным. Если полагать, что при таких интенсивностях света все примеси ионизированы, то поглощение связано с внутрizonными непрямыми переходами и сечения поглощения $\sigma_{\text{н}}$ для них равны $1.4 \cdot 10^{-16}$ и $2.4 \cdot 10^{-16}$ см² для $p=3.2 \cdot 10^{16}$ и $1.4 \cdot 10^{17}$ см⁻³ соответственно. Если же наряду с непрямыми переходами происходят и переходы с акцепторов в валентную зону, то для объяснения отсутствия зависимости $K(I_{\text{вх}})$ при $I_{\text{вх}} < I_0$ надо предположить, что сечения поглощения этих процессов почти одинаковы, т. е. $\sigma_{\text{н}} \approx \sigma_{\text{np}} = 2.6 \cdot 10^{-16}$ см².

Расчет $\sigma_{\text{н}}$ для не прямых переходов носителей внутри зоны тяжелых дырок при поглощении (испускании) оптических фононов и рассеянии на ионизированных примесях для наших концентраций $N_{\text{а}} - N_{\text{д}}$ дает величину $\sim 10^{-18}$ см² [9]. Это говорит о том, что эти переходы не являются определяющими в поглощении света и надо, по-видимому, учитывать и не прямые переходы носителей в зону легких дырок. Это представляется, на первый взгляд, неожиданным, так как плотность состояний зоны тяжелых дырок более чем на порядок превышает плотность состояний зоны легких дырок. Однако вероятность непрямого перехода при рассеянии на заряженном центре обратно пропорциональна четвертой степени разности волновых векторов дырок в начальном и конечном состояниях. Поскольку для данной энергии кванта света (0.117 эВ) при низких температурах волновой вектор тяжелых дырок $k_{hh} \approx 3.3 k_{lh}$, то вероятность переходов в зону легких дырок более чем на 2 порядка превышает вероятность переходов внутри зоны v_{hh} . Учет гофрировки валентных зон только усиливает этот эффект. Отметим, что в настоящее время теория не прямых переходов $v_{hh} \rightarrow v_{lh}$ отсутствует.

Авторы выражают благодарность З. С. Грибникову за полезные дискуссии.

Л и т е р а т у р а

- [1] Фэн Х. Оптические свойства полупроводников. М., 1970. 485 с.
- [2] Берегулин Е. В., Ганичев С. Д., Глух К. Ю., Ярошецкий И. Д. — ФТП, 1987, т. 21, в. 6, с. 1005—1010.
- [3] Паршин Д. А., Шабаев А. Р. — ЖЭТФ, 1987, т. 92, в. 4, с. 1471—1484.
- [4] Комолов В. Л., Ярошецкий И. Д., Ясневич И. Н. — ФТП, 1977, т. 11, в. 1, с. 85—93.
- [5] Gibson A. G., Rosito C. A., Raffo C. A., Kimmitt M. F. — Appl. Phys. Lett., 1972, v. 21, N 8, p. 356—357.
- [6] Берегулин Е. В., Валов П. М., Ярошецкий И. Д. — ФТП, 1978, т. 12, в. 2, с. 239—244.
- [7] Берегулин Е. В., Ганичев С. Д., Ярошецкий И. Д., Ясневич И. Н. — ФТП, 1982, т. 16, в. 2, с. 286—290.
- [8] Берегулин Е. В., Ганичев С. Д., Ярошецкий И. Д. — ФТП, 1987, т. 20, в. 7, с. 1180—1183.
- [9] Грибников З. С., Железняк В. Б. — ФТП, 1987, т. 21, в. 5, с. 785—791.
- [10] Скляренок С. К. — В кн.: Тешловые приемники излучения. Л., 1984, с. 61—62.
- [11] Васильева М. А., Воробьев Л. Е., Стафеев В. И. — ФТП, 1967, т. 1, в. 1, с. 29—33.
- [12] Ребане Ю. Т. — ФТП, 1980, т. 14, в. 2, с. 289—294.
- [13] Ганичев С. Д., Емельянов С. А., Ивченко Е. Л., Перлин Е. Ю., Терентьев Я. В., Федоров А. В., Ярошецкий И. Д. — ЖЭТФ, 1986, т. 91, в. 4 (10), с. 1233—1248.