

УДК 535.42

НЕЛИНЕЙНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В *n*- И *p*-Ge

С. К. Аветисян, Г. Р. Минасян

Теоретически рассмотрено нелинейное поглощение излучения на длине волны 9.6 мкм в *n*- и *p*-Ge при интенсивностях выше 10 МВт/см². В качестве механизма нелинейности предложено двухфотонное внутризонное поглощение, которое в *p*-Ge осуществляется между спин-орбитально отщепленной зоной и зоной легких дырок, а в *n*-Ge непрямыми двухфотонными переходами между минимумами *L* и Γ зоны проводимости. Возможность двухфотонных переходов в *p*-Ge связана с насыщением однофотонных переходов между подзонами легких и тяжелых дырок при низких интенсивностях. Рассчитанные пороги нелинейности хорошо согласуются с экспериментальными данными.

1. Поглощение излучения CO₂ лазера свободными носителями в Ge до интенсивностей несколько МВт/см² экспериментально достаточно хорошо изучено. В частности, было показано, что с увеличением интенсивности излучения на длине волны 9.6 мкм поглощение в *p*-Ge уменьшается [1]. Это уменьшение обусловлено изменением заселенностей подзон легких и тяжелых дырок в поле волны. В [2-7] предложены два механизма нелинейности, ответственных за насыщение однофотонного поглощения в *p*-Ge. Первый механизм нелинейности обусловлен когерентным насыщением однофотонных вертикальных переходов между подзонами тяжелых и легких дырок. Второй механизм связан с конечной скоростью энергетической релаксации тяжелых дырок. Оба механизма нелинейности, приводящие к различным зависимостям коэффициента поглощения от интенсивности, рассмотрены совместно в недавней работе [8].

В [9, 10] область интенсивностей, где измерялось пропускание излучения CO₂ лазера на длине волны 9.6 мкм, была расширена до 20 МВт/см². Как показал эксперимент, в случае *p*-Ge после насыщения однофотонного поглощения при дальнейшем увеличении интенсивности выше 10 МВт/см² наблюдается линейный рост коэффициента поглощения $\alpha = L^{-1} \ln(E_s/E_t)$ от энергии падающего светового импульса E_s (E_t — энергия прошедшего импульса, L — длина образца). Линейный рост α был обнаружен также в образцах *n*-Ge различной толщины. Это явление интерпретировано в [10] как результат семифотонного межзонного поглощения.

Нам предложен другой механизм нелинейности, основанный на двухфотонных внутризонных переходах в *n*- и *p*-Ge, который не учтен в [10] и может давать существенный вклад в наблюдаемое явление.

2. В случае *p*-Ge при 300 К однофотонное поглощение на длине волны 9.6 мкм между подзонами легких и тяжелых дырок начинает уменьшаться уже при $I_s \sim 1$ МВт/см² [2]. В нелинейное поглощение при интенсивностях выше 10 МВт/см², обнаруженное в эксперименте [16], могут внести вклад также прямые двухфотонные переходы между зоной легких дырок (*L*) и спин-отщепленной валентной зоной (*s*). Нетрудно убедиться, что при длине волны 9.6 мкм указанные двухфотонные переходы происходят в области квазиимпульсов, где имеют место однофотонные переходы между

зонами тяжелых и легких дырок. При малых интенсивностях $I \ll I_s$, этот переход подавлен из-за ничтожно малой концентрации легких дырок. С увеличением интенсивности и насыщением однофотонного поглощения заселенность легких дырок в резонансной области становится отличной от нуля, что и открывает возможность двухфотонных переходов между зонами l и s .

В случае лазерных импульсов наносекундной длительности неравновесные функции распределения дырок можно определить, решая стационарное кинетическое уравнение. В работе [8] эта задача решена для длины волны излучения 100 мкм при 77.5 К, когда можно пренебречь поглощением оптического фонона. Поскольку в этих условиях энергия фоторожденной легкой дырки меньше энергии оптического фонона (37 мэВ), то дырка может релаксировать, взаимодействуя только с акустическими фононами. Именно этот механизм формирует неравновесную функцию распределения тяжелых и легких дырок. В [8] рассмотрен также случай коротких длин волн $\lambda = 10.6$ мкм (77.5 К). В этом случае фотовозбужденная легкая дырка, быстро испуская оптический фонон, оказывается в зоне тяжелых дырок. Испуская еще два оптических фонона, тяжелая дырка далее медленно релаксирует в начальное состояние, испуская акустические фононы. При этом функция распределения легких дырок в [8] была положена равной нулю из-за быстрого испускания оптического фонона и перехода в зону тяжелых дырок.

В работе [11] при 295 К и для $\lambda = 10.6$ мкм найдены неравновесные функции распределения как тяжелых, так и легких дырок в предположении, что основным механизмом энергетической релаксации легких дырок является излучение и поглощение оптических фононов. При этом было показано, что вблизи однофотонного резонанса между подзонами легких и тяжелых дырок при больших интенсивностях функция распределения легких дырок существенно превышает равновесное значение. Для расчета коэффициента двухфотонного поглощения мы воспользуемся функцией распределения легких дырок, найденной в [11]

$$f_l(\mathbf{k}, I) = f_l(\mathbf{k}) + \frac{\beta(\mathbf{k}, I) T_l(\mathbf{k}) (f_h(\mathbf{k}) - f_l(\mathbf{k}))}{1 + \beta(\mathbf{k}, I) (T_h(\mathbf{k}) + T_l(\mathbf{k}))}. \quad (1)$$

Здесь мы пренебрегли малой добавкой к $f_l(\mathbf{k}, I)$, обусловленной отклонением функции распределения дырок от равновесной в области квазиимпульсов, далекой от резонанса. В выражении (1)

$$\beta(\mathbf{k}, I) = \frac{2\pi^2}{v_{\infty} m^2 \Omega c} \frac{e^2 I}{3\hbar \Omega} (P_{hl}(\mathbf{k}))^2 \frac{1/\pi \hbar T_0(\mathbf{k})}{(\Omega(\mathbf{k}) - \Omega)^2 + (1/T_0(\mathbf{k}))^2}, \quad (2)$$

$P_{hl}(\mathbf{k})$ — матричный элемент оператора квазиимпульса; m — масса свободного электрона; $\hbar \Omega(\mathbf{k})$ — разность энергий тяжелых и легких дырок; $1/T_0(\mathbf{k}) = 1/2 (1/T_h(\mathbf{k}) + 1/T_l(\mathbf{k}))$, $f_{l,h}(\mathbf{k})$, $T_{l,h}(\mathbf{k})$ — равновесные функции распределения и уходные времена легких и тяжелых дырок соответственно. С учетом (1) коэффициент двухфотонного поглощения легко вычисляется и принимает вид

$$\alpha_2(I) = \frac{32\pi}{\Omega} \left(\frac{e^2}{n_c c \Omega} \right)^2 \frac{I}{m_l^2} \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{(\Delta - 2\hbar \Omega)} f_l(k_0, I), \quad (3)$$

где m_l — масса легких дырок, $m^* = m_s m_l / (m_s - m_l)$; m_s — масса дырки в спин-отщепленной зоне; Δ — энергетическое расстояние между зонами l и s в точке $\mathbf{k} = 0$; $k_0 = \sqrt{(2m^*/\hbar^2)(\Delta - 2\hbar \Omega)}$. Как было отмечено выше, новая нелинейность в поглощении была обнаружена при 10 МВт/см². При таких интенсивностях величина $T_0 \beta \gg 1$, и, следовательно, α (I) растет линейно. Из этого выражения следует, что порог новой нелинейности I_1 , определяемый из соотношения $\alpha_2(I_1) = \alpha_1$ (α_1 — коэффициент однофотонного поглощения), действительно оказывается порядка 10 МВт/см² [10]. Из выражений (1), (3) нетрудно заметить, что с повы-

лением температуры в соответствии с экспериментом [11] порог нелинейности уменьшается.

Как показали расчеты, другие двухфотонные переходы в валентной зоне p -Ge, например прямые двухфотонные переходы между подзонами тяжелых и легких дырок, в интегральное поглощение вносят несущественный вклад.

3. Нелинейное поглощение в n -Ge может иметь место из-за двухфотонных непрямых переходов электрона из побочного минимума (c'), расположенного в L точке зоны Бриллюэна, в прямой минимум (c). Энергетическое расстояние между указанными минимумами зоны проводимости для Ge составляет $\Delta=0.2$ эВ, так что двухфотонный непрямой переход для $\lambda=9.6$ мкм энергетически разрешен. Учитывая, что при комнатных температурах и слабом легировании основным механизмом рассеяния является поглощение и испускание фононов, для коэффициента двухфотонного поглощения в n -Ge трудно получить

$$\alpha_2(I) = \frac{8\sqrt{2}}{9\pi^{3/2}} \left(\frac{e^2}{n_0 c h \Omega} \right)^2 \left(\frac{E_g + \Delta}{E_g} \right)^2 \frac{N_D \sqrt{kT}}{(h\Omega)^3 \sqrt{m_c}} I \{ c_1 (\langle N_{ac} \rangle F(z_1) + \langle N_{ac} + 1 \rangle F(z_2)) + c_2 (\langle N_{op} \rangle F(z_3) + \langle N_{op} + 1 \rangle F(z_4)) \}, \quad (4)$$

где

$$F(z) = \int_0^{\infty} e^{-y^2} y^2 \sqrt{y^2 + z} \theta(y^2 + z) dy, \quad \theta(x) = \begin{cases} 1, & x \geq 0, \\ 0, & x < 0, \end{cases}$$

$$z_{1,2} = (2\pi\Omega \pm h\omega_{ac} - \Delta)/kT, \quad z_{3,4} = (2h\Omega \pm h\omega_{op} - \Delta)/kT,$$

N_D — концентрация доноров; c_1, c_2 — константы электрон-фононного взаимодействия для акустических и оптических фононов; $\langle N_{ac, op} \rangle = [\exp(\hbar\omega_{ac, op}/kT) - 1]^{-1}$; ω_{op} — частота оптических фононов; ω_{ac} — частота акустических фононов с квазимпульсом, соответствующим непрямому переходу $L \rightarrow \Gamma$. Выражение (4) дает хорошее количественное согласие с экспериментом [10]. Так, оценивая константы c_1 и c_2 из экспериментов по непрямому однофотонному поглощению в n -Ge [12] с учетом правил отбора для матричных элементов электрон-фононного взаимодействия, для $N_D = 10^{14}$ см⁻³ и $T = 300$ К порог новой нелинейности составляет 9—11 МВт·см².

Таким образом, предложенный нами двухфотонный механизм поглощения приводит для порогов нелинейности к значениям, хорошо согласующимся с экспериментальными.

В заключение следует отметить, что в отличие от межзонного многофотонного поглощения двухфотонное внутрizonное поглощение существенно зависит от концентрации носителей в зонах. Именно поэтому экспериментальное исследование нелинейного поглощения в образцах n - и p -Ge с различными концентрациями примесей может выявить вклад предложенного нами механизма в нелинейное поглощение.

Авторы признательны А. Г. Аронову за обсуждение результатов работы.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Gibson A. F., Rosito C. A., Kimmit M. E. // Appl. Phys. Lett. 1972. V. 21. P. 356.
- [2] Phipps C. R., Jr., Thomas S. J. // Opt. Lett. 1977. V. 1. N 3. P. 93—95.
- [3] Keilmann F. // IEEE, J. Quant. Electr. 1976. V. QE-12. N 10. P. 592—597.
- [4] James R. B., Smith D. L. // Phys. Rev. Lett., 1979. V. 42. N 22. P. 1495—1498.
- [5] Берегулин Е. В., Валов П. М., Ярощцкий И. Д. // ФТП. 1978. Т. 12. № 2. С. 239—244.
- [6] Комолов В. Л., Ярощцкий И. Д., Ясневич И. Н. // ФТП. 1977. Т. 11. № 1. С. 85—93.
- [7] Берегулин Е. В., Гангчев С. Д., Ярощцкий И. Д., Ясневич И. Н. // ФТП. 1982. Т. 16. № 2. С. 286—290.
- [8] Паршин Д. А., Шабасев А. Р. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. № 4. С. 1471—1484.

- [9] Yuen S. Y., Aggarwal R. L., Lax B. // Opt. Comm. 1979. V. 28. N 2. P. 237—240.
[10] Yuen S. Y., Aggarwal R. L., Lax B. // J. Appl. Phys. 1980. V. 51. N 2. P. 1146—1151.
[11] James R. B., Smith D. L. // Phys. Rev. B. 1980. V. 21. N 8. P. 3502—3512.
[12] Macfarlane. G. G., McLean T. P., Quarrington J. E., Roberts V. // Phys. Rev. 1957. V. 108. N 6. P. 1377—1383; V. 111. N 5. P. 1245—1254.

Ереванский политехнический
институт им. К. Маркса
Ереван

Поступило в Редакцию
4 августа 1988 г.
В окончательной редакции
18 ноября 1988 г.

