

УДК 535.42

© 1991

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ 9.6 мкм в Ge ПРИ КОМНАТНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

С. К. Аветисян, С. С. Данагулян, Г. Р. Минасян

Решено уравнение распространения лазерного импульса в *n*- и *p*-Ge и найдена форма импульса на выходе образцов различной длины. Показано, что в *n*-Ge имеет место сильная деформация импульса, что приводит к его укорочению. Показано также, что в случае *p*-Ge укорочение длительности импульса отсутствует. Проведено сравнение результатов с экспериментом.

В экспериментальных работах [1, 2] исследовалось распространение сильного инфракрасного излучения на длине волны 9.6 мкм через различные образцы Ge при комнатных температурах. В [2] было, в частности, обнаружено, что при высоких мощностях на выходе образцов *n*-Ge имеет место существенная деформация лазерных импульсов, обусловленная нелинейным поглощением. В качестве механизма нелинейности, приводящего к изменению формы импульса, а также укорочению его длительности, в [2] теоретически рассмотрено межзонное семифотонное поглощение. Рассматривая коэффициент семифотонного поглощения в качестве подгоночного параметра в уравнении распространения, авторы [2] получили хорошее согласие теории с экспериментом. В работе [3] предложен другой механизм нелинейности, основанный на двухфотонном внутризонном поглощении, который для значений порогов нелинейности также дает хорошее согласие теории с экспериментом. В данной работе, основываясь на предложенном в [3] механизме нелинейности, рассмотрена деформация лазерного импульса в Ge при комнатных температурах и проведено сравнение с экспериментальными результатами [1, 2].

Как показал эксперимент [2], передний фронт гауссовского импульса проходит кристалл *n*-Ge без существенных изменений, в то время как на заднем фронте имеет место сильная деформация, приводящая к укорочению импульса. Такое изменение формы импульса может быть следующим образом связано с двухфотонными непрямыми переходами между минимумами *L* и Γ зоны проводимости. На переднем фронте импульса наряду с однофотонным внутризонным поглощением в минимуме *L* при больших значениях интенсивности включаются двухфотонные переходы $L \rightarrow \Gamma$ [3], вследствие чего в минимуме Γ образуются неравновесные носители. На заднем фронте импульса дополнительно возникает внутризонное поглощение на образовавшихся в минимуме Γ неравновесных носителях. А поскольку сечение внутризонного поглощения в минимуме Γ больше, чем в минимуме *L* (из-за отличия эффективных масс), то на заднем фронте поглощение оказывается больше, что и обуславливает деформацию и укорочение импульса.

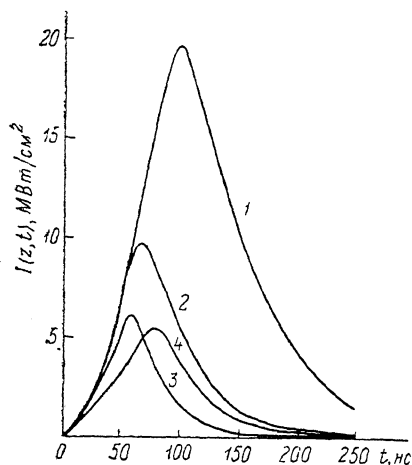
В соответствии с вышеизложенным уравнение распространения лазерного импульса (в направлении оси *z*) в *n*-Ge может быть представлено следующим образом:

$$\frac{\partial I(z, t)}{\partial z} = -\sigma_1 [N_D - n(z, t)] I(z, t) - \sigma_2 n(z, t) I(z, t) - \sigma_3 [N_D - n(z, t)] I^2(z, t). \quad (1)$$

Здесь $I(z, t)$ — интенсивность излучения; σ_1, σ_2 — сечения внутризонного однофотонного поглощения в минимумах L и Γ соответственно; σ_3 — сечение двухфотонного непрямого поглощения $L \rightarrow \Gamma$ [3]; N_D — концентрация доноров; n — концентрация неравновесных носителей в минимуме Γ , которая определяется из следующего кинетического уравнения:

$$\frac{\partial n(z, t)}{\partial t} = (1/2\hbar\Omega) \sigma_3 [N_D - n(z, t)] I^2(z, t), \quad (2)$$

Ω — частота излучения. Численно решая систему уравнений (1), (2) с граничным условием $I(0, t) = I_0(t)$ для различных гауссовских импульсов, а также учитывая начальное условие для концентрации $n(z, 0) = 0$, мы получили формы импульсов на выходе кристалла.



На рисунке приведены формы входящего импульса длительностью $\tau_0 = 90$ нс и максимальной пиковой интенсивностью $I_0^{\max} = 20$ МВт/см² и выходящих из кристаллов Ge с длинами $L = 1$ (2), 15 см (3, 4) деформированных импульсов. Видно, что основная деформация импульсов проис-

Формы входящего импульса (1) и выходящих из образцов импульсов (2—4). n -Ge (2, 3), p -Ge (4).

ходит на заднем фронте в соответствии с экспериментом (n -Ge) и укорочение составляет 40 %. Аналогичные уравнения решены нами и для случая p -Ge, где нелинейное поглощение обусловлено двухфотонными переходами между подзоной легких дырок и спин-отщепленной валентной зоной [3]. Как показали расчеты, в случае p -Ge с концентрацией $N_A = 10^{14}$ см⁻³, длиной кристалла $L = 15$ см, $I_0^{\max} = 20$ МВт/см² и $\tau_0 = 90$ нс укорочение импульса составляет всего 12 %. Незначительное укорочение импульса в случае p -Ge обусловлено малостью сечения внутризонного поглощения в спин-отщепленной валентной зоне. Таким образом, в отличие от межзонного семифотонного поглощения [2] двухфотонный механизм нелинейности приводит к большому различию в величинах длительностей выходящих из образцов n - и p -Ge импульсов.

На основе решения уравнений (1), (2) мы рассчитали также зависимость «среднего» коэффициента поглощения $\bar{a} = L^{-1} \ln(E_i/E_t)$ от E_i , где E_i, E_t — энергии падающего и прошедшего через образец светового импульса. Как показал расчет, до пиковой интенсивности $I_0 = 12$ МВт/см² наблюдается хорошее согласие с экспериментом, а при дальнейшем увеличении I_0 до 20 МВт/см² расхождение составляет 15—20 %. Решение аналогичных уравнений для p -Ge в той же области интенсивностей приводит к расхождению с экспериментом до 15 %. На наш взгляд, это расхождение может быть связано с наличием глубоких примесей в образцах, которые при высоких интенсивностях поставляют дополнительные свободные носители, увеличивая тем самым интегральное поглощение. Глубокие примеси могли быть также причиной обнаруженного в [1, 2] долгоживущего возбуждения кристалла в сильном поле. Так, глубокие примеси с концентрацией $1.5 \cdot 10^{13}$ см⁻³ уже могли бы обеспечить обнаруженное в [1, 2] уменьшение пропускания пробного луча CO₂ лазера за времена порядка 100 мкс [4] после прохождения мощного импульса.

Список литературы

- [1] Yuen S. Y., Aggarwal R. L., Lax B. // Opt. Comm. 1979. V. 28. N 2. P. 237—240.
- [2] Yuen S. Y., Aggarwal R. L., Lax B. // J. Appl. Phys. 1980. V. 51. N 2. P. 1146—1151.
- [3] Аветисян С. К., Минасян Г. Р. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 5. С. 87—90.
- [4] Мппис А. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках. М., 1977. 562 с.

Ереванский политехнический институт
им. К. Маркса

Поступило в Редакцию
13 марта 1990 г.
В окончательной редакции
28 мая 1990 г.

