

ДЕФОРМАЦИЯ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА, РАСПРОСТРАНЯЮЩЕГОСЯ В n -Ge ПРИ ГЕЛИЕВЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

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

Теоретически исследовано распространение гауссовских импульсов различной длительности через n -Ge при гелиевых температурах.

В уравнении распространения, кроме однофотонного поглощения, связанного с фотоионизацией примесей и внутризонными переходами, учтено также двухфотонное не прямое поглощение. Показано, что имеет место укорочение импульса. Это связано с насыщением поглощения при высоких мощностях. Показано также, что для импульсов с начальной длительностью, меньшей времени фотоионизации и захвата носителей на примесные центры, не только отсутствует укорочение, но и имеет место увеличение длительности. Проведено сравнение результатов с экспериментальными данными.

В экспериментальной работе [1] исследовалось нелинейное поглощение излучения CO_2 -лазера на длине волны 10.6 мкм в n -Ge при низких температурах. Было обнаружено, что при высоких мощностях имеет место насыщение поглощения, приводящее к укорочению лазерного импульса. Уменьшение длительности лазерного импульса в n -Ge было обнаружено также при комнатных температурах [2]. Однако следует отметить, что механизмы нелинейности, приводящие к насыщению поглощения и изменению длительности импульса при низких и высоких температурах, различны. Эти различия отражаются как на профиле, так и на длительности выходящего из кристалла лазерного импульса. В данной работе теоретически исследовано распространение гауссовских импульсов различной длительности через n -Ge при гелиевых температурах и проведено сравнение результатов с экспериментом [1].

При низких интенсивностях основная нелинейность в n -Ge обусловлена фотоионизацией и обратным захватом носителей на примесные центры [1]. С увеличением интенсивности, когда становится заметной концентрация свободных носителей, начинают играть важную роль не прямые двухфотонные переходы из минимума L в минимум Γ зоны проводимости [3]. Два отмеченных механизма нелинейности учтены нами для объяснения обнаруженного в эксперименте [1] укорочения лазерных импульсов. Соответствующее уравнение распространения (в направлении оси z) может быть записано следующим образом [3]:

$$\frac{\partial I(z, t)}{\partial z} = -\alpha_1(I) I - \alpha_2(I) I^2, \quad (1)$$

где $I(z, t)$ — интенсивность излучения, $\alpha_1(I)$ — коэффициент однофотонного поглощения, рассчитанный с учетом захвата носителей на примесные центры [1], $\alpha_2(I)$ — коэффициент двухфотонного поглощения $L \rightarrow \Gamma$, рассчитанный в случае низких температур [3]:

$$\begin{aligned} \alpha_1(I) &= (N_D - n - N_A) \sigma_1 + (n - n_1) \sigma_2 + n_1 \sigma_3, \\ \alpha_2(I) &= \sigma_4 (n - n_1). \end{aligned} \quad (2)$$

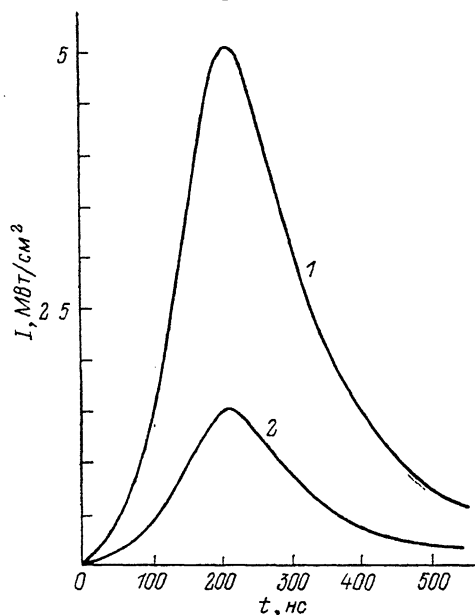
Здесь N_D и N_A — концентрации доноров и акцепторов, $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ — сечения фотоионизации и внутризонного поглощения в минимумах L и Γ соответственно, σ_4 —

сечение непрямого двухфотонного поглощения $L-\Gamma$, n_1 — концентрация электронов в минимуме Γ , появляющихся вследствие двухфотонных переходов, $(n-n_1)$ — концентрация электронов в минимуме L . Концентрации n и n_1 определяются из следующих кинетических уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} &= (N_D - n - N_A) \sigma_1 \frac{I(z, t)}{h\nu} - (n - n_1) (n + N_A) \sigma_5 \langle v \rangle, \\ \frac{\partial n_1}{\partial t} &= \frac{1}{2h\nu} (n - n_1) \sigma_4 I^2(z, t), \end{aligned} \quad (3)$$

где $h\nu$ — энергия кванта излучения, σ_5 — сечение захвата электрона примесным центром, $\langle v \rangle$ — средняя скорость электрона в зоне проводимости.

Форма выходящего из кристалла импульса определена нами численным интегрированием уравнений (1) и (3) для образца n -Ge длиной 3 см с концентрациями $N_A=0$, $N_D=1.5 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$ в соответствии с экспериментом [1]. Численные значения сечений σ_1 , σ_2 , σ_3 , σ_4 , σ_5 приведены в работах [1, 3]. На рис. 1 показаны



формы входящего гауссовского импульса с длительностью 200 нс и выходящего импульса. Следовательно, укорочение импульса составляет 25 %, что находится в согласии с экспериментом [1]. В отличие от случая высоких температур при низких температурах, как это видно из рисунка, помимо заднего фронта деформируется передний фронт импульса. Это связано с тем, что на обоих фронтах импульса имеет место сильная фотоионизация. Как показали расчеты, для импульсов с длительностью, меньшей времени захвата на примесный центр, поглощение на заднем фронте подавлено.

Как показал расчет, при пиковых интенсивностях выше $I_0=10$ МВт/см 2

Рис. 1. Формы входящего (1) и выходящего (2) импульсов.

и длительности входящего импульса 200 нс спад среднего коэффициента поглощения $\bar{\alpha}(E_i)$ от входящей энергии E_i , обусловленный насыщением поглощения [1, 3], заменяется линейным ростом. Такая немонотонность, связанная с возрастанием роли двухфотонного поглощения, легко может быть обнаружена в эксперименте. Увеличение поглощения при больших мощностях отражается на форме и длительности выходящего из кристалла импульса. На рис. 2 приведены результаты численного расчета относительного изменения длительности трех гауссовских импульсов с одинаковой максимальной пиковой интенсивностью $I_{0\max}=15$ МВт/см 2 от I_0 . Кривая 1 на рис. 2 соответствует длительности входящего импульса $\tau_{\text{вх}}=200$ нс. Как видно из рисунка, до пиковой интенсивности 2.7 МВт/см 2 импульс монотонно сужается, достигая 75 % от начальной длительности. При дальнейшем увеличении I_0 темп укорочения уменьшается, и при $I_0=11$ МВт/см 2 длительности входящего и выходящего импульсов оказываются одинаковыми. Последнее связано с тем, что при пиковых интенсивностях выше 10 МВт/см 2 в центральной части импульса имеет место сильное поглощение, обусловленное двухфотонными переходами $L \rightarrow \Gamma$. Это приводит к тому, что деформируются не только фронты импульса, но и центральная часть, что отражается на его длительности при выходе из кристалла. Кривые 2 и 3 на рис. 2 соответствуют длительностям входящих импульсов 4 и 0.04 нс. Несмотря на большую разницу в энергиях, как это видно из кривой 2, импульс с начальной длительностью $\tau_{\text{вх}}=4$ нс деформируется практически аналогично импульсу

с $\tau_{\text{вх}} = 200$ нс. Это связано с тем, что длительность входящего импульса ($\tau_{\text{вх}} = 4$ нс) все еще больше времен фотоионизации τ_1 и захвата электрона на донорный центр τ_2 [1], и поэтому при нахождении $\alpha_1(I)$ и $\alpha_2(I)$ эффекты нестационарности оказываются несущественными. Качественно другая картина имеет место в случае импульса с длительностью, меньшей τ_1 и τ_2 (кривая 3). Как видно из кривой 3, в этом случае не только отсутствует укорочение импульса, но и имеет место увеличение длительности при интенсивностях выше 3 МВт/см^2 . Отсутствие укорочения в рассмотренном случае обусловлено тем, что за время порядка длительности импульса не успевают развиваться процессы фотоионизации и захвата носителей на донорные центры. Увеличение длительности импульса при пиковых мощностях выше 3 МВт/см^2 связано с тем, что, несмотря на малую длительность, в центральной части импульса имеет место заметная фотоионизация, в то время как на фронтах поглощение остается малым.

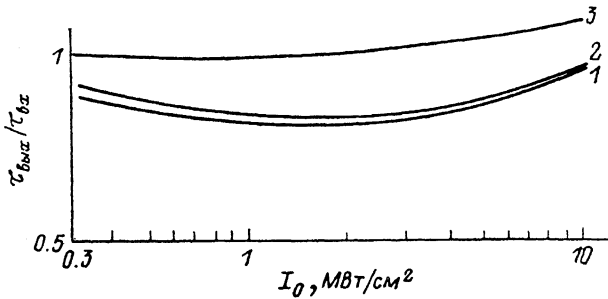


Рис. 2. Зависимость отношения длительностей выходящего и входящего импульсов от пиковой интенсивности.

$\tau_{\text{вх}}$, нс: 1 — 200, 2 — 4, 3 — 0.04.

В заключение отметим, что численные расчеты проведены также для импульсов с одинаковой входящей энергией E_i . Как показали расчеты, для рассмотренных выше длительностей картина деформации импульсов на выходе образца практически не меняется.

Список литературы

- [1] McManus J. B., People R., Aggarwal R. L., Wolff P. A. // J. Appl. Phys. 1981. V. 52. N. 7. P. 4748—4752.
- [2] Yuen S. Y., Aggarwal R. L., Lax V. // J. Appl. Phys. 1979. V. 51. N 2. P. 1146—1151.
- [3] Аветисян С. А., Минасян Г. Р., Эффиаджян Р. Л. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 4. С. 766—768.

Ереванский политехнический институт
им. К. Маркса

Получена 3.01.1990
Принята к печати 11.04.1990