

НЕЛИНЕЙНОЕ ПРЕЛОМЛЕНИЕ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ

Б.П. Кирсанов

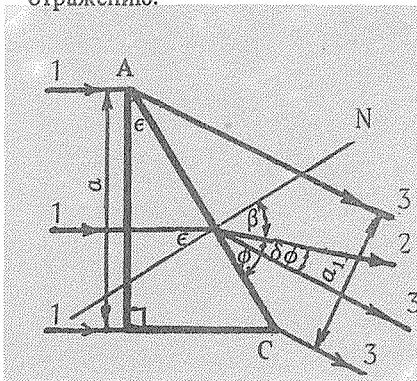
УДК 535.416

Рассматривается преломление интенсивных импульсов света в нелинейной призме. Показано, что возможно изменение угла преломления в зависимости от интенсивности. Обсуждаются возможные практические приложения эффекта.

Показатель преломления света зависит от его интенсивности $I/|/$:

$$n = n + \delta n = n_0 + n_2 |E|^2 = n_0 + (8\pi/cn_0) n_2 I, \quad (1)$$

что приводит к известным эффектам: самофокусировке, саморефракции, самомодуляции, самосжатию светового импульса и т. п. /1/. При преломлении интенсивного светового импульса, например, в призме, возникает нелинейная дисперсия света, и угол отклонения светового луча будет зависеть от его интенсивности. В результате в нелинейной призме можно получить пространственную развертку импульса по интенсивности. Малые изменения показателя преломления δn могут вызвать относительно большое отклонение световых лучей, особенно в условиях, близких к полному внутреннему отражению.



Р и с. 1. Преломление в нелинейной призме: $AB = a$, $BC = l = a \operatorname{tg} \epsilon$; 1 – падающий луч, 2 – преломленный луч малой интенсивности, 3 – преломленный луч большой интенсивности.

Рассмотрим нелинейную призму (рис. 1) с углом преломления ϵ , близким к углу полного внутреннего отражения ϵ_0 ($\epsilon < \epsilon_0$) для света малой интенсивности и

$$n_0 \sin \epsilon \approx n_0 \sin \epsilon_0 = 1. \quad (2)$$

Пусть исходный импульс из воздуха падает нормально на левую грань призмы с показателем преломления n_0 и выходит в воздух под углом $\beta \approx \pi/2$ к нормали правой грани (или под углом скольжения $\Phi = \pi/2 - \beta$). Изменение отклонения луча за счет нелинейной добавки δn_2 (1) к показателю преломления n_0 с учетом (2) имеет вид:

$$|\delta \Phi| = 8\pi I n_2 / c n_0^2 \sin \Phi \approx 8\pi I n_2 / c n_0^2 \Phi. \quad (3)$$

Угол Φ в (3) нельзя выбирать слишком малым, так как может оказаться $|\delta \Phi| > \Phi$, и для наиболее интенсивной части импульса произойдет полное внутреннее отражение. Поэтому с учетом (3) выберем Φ таким образом, чтобы

$$\Phi \geq (8\pi I_{\max} n_2 / c n_0^2)^{1/2} = \Phi_0, \quad (4)$$

где I_{\max} — максимальная интенсивность импульса. Разрешение по интенсивности будет определяться дифракцией и обычной частотной дисперсией. Разница в показателях преломления для "красной" и "синей" частей импульса имеет вид:

$$\Delta n_c = (\partial n / \partial \lambda) \Delta \lambda = - (\partial n / \partial \lambda) (\lambda^2 / \tau c). \quad (5)$$

Здесь τ — длительность импульса с шириной спектра $\Delta \nu = 1/\tau$. Приравнивая δn_2 из (1) и Δn_c , найдем минимальную интенсивность, которую можно разрешить при наличии частотной дисперсии:

$$I_{oc} = |\partial n / \partial \lambda| (\lambda^2 n_0 / 8\pi \tau n_2). \quad (6)$$

Дифракционная расходимость также ограничивает пространственное разрешение по интенсивности. Поскольку выходное поперечное сечение пучка нашей конфигурации a_1 (рис. 1) меньше входного поперечного сечения a ,

$$a_1 = a \sin \Phi / \sin \epsilon \approx a \Phi n_0, \quad (7)$$

то дифракционная расходимость будет

$$\delta \Phi_D = \lambda / a_1 = \lambda / a n_0 \Phi. \quad (8)$$

Приравнивая $\delta \Phi_D$ и $\delta \Phi$, из (3) найдем минимальное разрешение по интенсивности, определяемое дифракцией:

$$I_{\text{од}} = \lambda \text{сп}_0 / 8 \pi a n_2. \quad (9)$$

Для примера зададим следующие значения параметров (в системе СГС): $\lambda = 6,9 \cdot 10^{-5}$ (лазер на рубине); $n_0 = 1,5$; $a = 1$; $n_2 = 2 \cdot 10^{-11}$ (сероуглерод /1/); $\partial n / \partial \lambda = -4 \cdot 10^2$ (например, стекло ЛКЗ /2/); $\tau = 10^{-11}$; $I_{\text{max}} = 5 \cdot 10^{16}$ (5 ГВт/см²); тогда из (2) — (9) $\epsilon_0 = 41,8^\circ$; $\Phi_0 = 1,9 \cdot 10^{-2}$. Возьмем $\Phi = 2 \cdot 10^{-2}$, тогда $I_{\text{ос}} = 6 \cdot 10^{14}$ (0,06 ГВт/см²); $I_{\text{од}} = 6 \cdot 10^{15}$ (0,6 ГВт/см²). Таким образом, $I_{\text{од}} > I_{\text{ос}}$, минимальное разрешение по интенсивности составляет 0,6 ГВт/см² и определяется дифракцией.

Наблюдение нелинейного преломления интенсивных импульсов ($I \sim 1 \text{ ГВт/см}^2$) может осложниться возникновением неустойчивостей типа самофокусировки и фазовой самомодуляции, для развития которых требуются соответствующие длины l . Длина самофокусировки при приведенных параметрах и интенсивностях составит около 40 см, т. е. самофокусировка незначительна; в то же время модуляция фазы порядка 2π при этих параметрах достигается на длине ~ 1 см. Аналогично амплитудная модуляция будет существенна на длине ≥ 1 см. Поскольку длина пути лучей в призме $l \leq \text{atg} \epsilon = 0,9a$, можно надеяться, что самомодуляция не слишком осложнит наблюдение эффекта нелинейного преломления.

Этот эффект можно использовать для ряда практических приложений:

- 1) для измерения максимальной плотности излучения в импульсе (по максимуму отклонения импульса);
- 2) для изучения формы импульса (предполагая, что импульс одиночный и симметричный, мы можем измерить тем или иным способом плотность прошедшей энергии ΔP в угле от $\Phi(I)$ до $\Phi(I) + \Delta\Phi = \Phi(I) + (\partial\Phi/\partial I) \Delta I$, где $\partial\Phi/\partial I$ определяется из (3), и найти соответствующую этой части импульса длительность $\Delta t = \Delta P/I$);
- 3) для определения средней длительности импульса (см. пункт 2);
- 4) для получения импульсов с длительностью, меньшей длительности исходного (с помощью диафрагмы, вырезающей после нелинейной призмы часть развернутого по углам импульса).

Поступила в редакцию 28 декабря 1984 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландсберг Г. С. Оптика. М., Наука, 1976, с. 820.
2. Справочник "Таблицы физических величин". Под ред. акад. И.К. Кикоина. М., Атомиздат, 1976, с. 636.