

## О ВОЗМОЖНОСТИ СКАНИРОВАНИЯ ЧАСТОТЫ ПОЛЯ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ

*В.Н.Луговой*

Предсказано и проанализировано сканирование частоты поля интенсивного светового импульса, распространяющегося в оптическом волноводе.

Существующие в настоящее время импульсные лазеры при длительностях импульсов  $\tau_u < 10^{-7}$  сек дают излучение с фиксированной в течение отдельного импульса генерации частотой. В то же время эффективное решение ряда задач современной физики (например таких, как селективное возбуждение заданного, в том числе высоковозбужденного колебательного уровня молекул газа и связанные с этим фотодиссоциация молекул, изменение скорости химических реакций, разделение изотопов и др.) может быть осуществлено (см. [1]) при воздействии на вещество достаточно коротких импульсов излучения с непрерывно изменяющейся в достаточно широких пределах за время отдельного импульса мгновенной частотой генерации. В настоящей работе предлагается метод подобного изменения (сканирования) частоты света. Этот метод основан на прохождении светового импульса первоначально фик-

сированной частоты поля через оптический волновод (волокно), материал которого обладает заметной зависимостью показателя преломления от интенсивности света.

Как известно, для линейной по полю среды комплексные амплитуды собственных волн оптического волновода записываются в виде (см., например [2, 3]):

$$E_m = g_m(\mathbf{r}_\perp) e^{ik_m z}, \quad k_m = \frac{\omega}{c} n_m \text{эфф}, \quad (1)$$

где  $z$  и  $\mathbf{r}_\perp$  — продольная и поперечная координаты соответственно;  $\omega$  — частота распространяющейся волны. Ниже для простоты пренебрежем слабой частотной зависимостью величины  $n_m \text{эфф}$ <sup>1)</sup> и предположим также, что в волноводе возбужден один тип волны (например, основная волна), так, что индекс  $m$  принимает одно значение, которое поэтому можно опустить, положив  $E = F(z, t) g(\mathbf{r}_\perp) e^{ikz}$ .

Учтем теперь зависимость показателя преломления  $n$  материала волокна, включая периферийную оболочку, от интенсивности излучения (т. е. от  $|E|^2$ ):

$$n = n_\bullet \left( 1 + \frac{1}{2} n_2 |E|^2 \right) \quad (2)$$

и предположим при этом, что значения  $|E|^2$  не слишком велики, так что при всех  $\mathbf{r}_\perp, z, t$  выполнено условие<sup>2)</sup>

$$\Delta n_{\text{нл}} \ll \Delta n_\bullet, \quad (3)$$

где  $\Delta n_{\text{нл}} = \frac{1}{2} n_\bullet n_2 |E|^2$ ,  $\Delta n_\bullet$  — разность значений показателя преломления в центре волокна и на его периферии (обычно  $\Delta n_\bullet \sim 10^{-2}$ ). При условии (3) поперечная функция  $g(\mathbf{r}_\perp)$  волны рассматриваемого типа практически не зависит от  $|F|^2$ . Существенную роль играет появляющаяся теперь зависимость  $n_{\text{эфф}}$  от  $|F|^2$ . С учетом (3) имеем

$$n_{\text{эфф}} = n_{\text{эфф}}^{(\bullet)} \left( 1 + \frac{1}{2} n_{\text{эфф}}^{(2)} |F|^2 \right), \quad (4)$$

<sup>1)</sup> Вообще зависимость  $n_{\text{эфф}}(\omega)$  определяется частотной дисперсией показателя преломления вещества  $n(\omega)$  и зависимостью  $g_m(\mathbf{r}_\perp)$  и обычно является слабой. Для ряда реализованных в настоящее время профилей  $n(\mathbf{r}_\perp)$  эти факторы компенсируют друг друга, так, что зависимость  $n_m \text{эфф}$  от  $\omega$  отсутствует с еще большей точностью [3].

<sup>2)</sup> Данное условие означает, что мощность рассматриваемого светового пучка намного меньше критической мощности образования многофокусной структуры в нем.

где коэффициент  $n_{\text{эфф}}^{(2)}$  определяется величиной  $n_2(r_{\perp})$  и конкретным характером зависимости  $g(r_{\perp})$  (в типичном случае  $\Lambda_{\perp} \gg \lambda$ , где  $\Lambda_{\perp}$  — масштаб локализации функции  $g(r_{\perp})$ , нормированной на  $\Lambda_{\perp}^2$ ,  $\lambda$  — длина световой волны, имеет место  $n_{\text{эфф}}^{(2)} \sim n_2$ ). С учетом (4) можно получить следующее приближенное уравнение для амплитуды  $F(z, t)$ :

$$2ik_{\bullet} \left( \frac{\partial F}{\partial z} + \frac{1}{v_{\bullet}} \frac{\partial F}{\partial t} \right) + k_{\bullet}^2 n_{\text{эфф}}^{(2)} |F|^2 F = 0, \quad (5)$$

где  $k_{\bullet} = \frac{\omega}{c} n_{\text{эфф}}^{(\bullet)}$ ,  $v_{\bullet} = c / n_{\text{эфф}}^{(\bullet)}$ . Общее решение уравнения (5) имеет

вид

$$F(z, t) = F_{\bullet} \left( t - \frac{z}{v_{\bullet}} \right) \exp \left[ \frac{i}{2} k_{\bullet} z n_{\text{эфф}}^{(2)} |F_{\bullet} \left( t - \frac{z}{v_{\bullet}} \right)|^2 \right], \quad (6)$$

где  $F_{\bullet}(\theta)$  — произвольная заданная функция. Из (6) видно, что если начальный световой импульс (при  $z = 0$ ) имеет несущую фиксированной частоты  $\omega$ , то в сечении  $z > 0$  мгновенная частота поля  $\Omega(t) = \omega + \Delta\Omega(t)$  зависит от времени:

$$\Delta\Omega(t) = -\frac{1}{2} k_{\bullet} z n_{\text{эфф}}^{(2)} \frac{\partial}{\partial t} |F_{\bullet} \left( t - \frac{z}{v_{\bullet}} \right)|^2 \quad (7)$$

и изменяется в интервале

$$\Delta\Omega_{\text{полн}} \sim \frac{1}{\tau_u} k_{\bullet} z n_{\text{эфф}}^{(2)} |F_{\bullet}|_{\text{max}}^2, \quad (8)$$

где  $\tau_u$  — длительность падающего импульса.

Приведем численный пример. Примем  $\lambda = 0,5 \cdot 10^{-4}$  см;  $z = 10^5$  см (см. [3]);  $n_{\text{эфф}}^{(2)} = 10^{13}$  CGSE,  $|F_{\bullet}|_{\text{max}}^2 = 10^9$  CGSE (что при типичном значении  $\Lambda_{\perp} \sim 5 \cdot 10^{-4}$  см отвечает пиковой мощности импульса  $P \sim 3 \cdot 10^4$  см). В этом случае из (8) находим  $\Delta\Omega_{\text{полн}} \sim 10^6 / \tau_u$ , что, в свою очередь, означает сканирование частоты в широких пределах<sup>1)</sup>. Например, при  $\tau_u = 10^{-8}$  сек имеем  $\Delta\Omega_{\text{полн}} \sim 10^{14}$  рад/сек.

<sup>1)</sup> Отметим, что рассмотренное сканирование частоты принципиально отличается от фазовой модуляции поля световых пучков (см., например [4]) в однородной нелинейной среде тем, что при сканировании в волноводе мгновенная частота не зависит от поперечной координаты  $r_{\perp}$  и весь процесс не имеет диффракционного ограничения  $z < k \Lambda_{\perp}^2$ . Подобные ограничения при фазовой модуляции поля в однородной нелинейной среде не позволяют получить сканирования частоты в импульсе, поскольку при такой модуляции достижимы лишь значения  $\Delta\Omega_{\text{полн}} \lesssim 1/\tau_u$ .

В заключение отметим, что рассмотренный эффект сканирования частоты световых импульсов в оптических волноводах может оказывать существенное влияние на протекание в таких волноводах различных явлений нелинейной оптики, например, вынужденные рассеяния, генерацию гармоник и др.

Физический институт им. П.Н.Лебедева  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
17 сентября 1975 г.

### Литература

- [ 1 ] В.Н.Луговой, В.Н.Стрельцов. Письма в ЖЭТФ, 21, 442, 1975.
- [ 2 ] Д.Маркузе. Оптические волноводы, М., изд. Мир, 1974.
- [ 3 ] С.Э.Миллер и др. ТИИЭР, 61, 46, 1973.
- [ 4 ] В.Н.Луговой, А.М.Прохоров. УФН, 111, 203, 1973.