Письма в ЖЭТФ, том 13, стр. 182 – 185 5 февраля 1971 г.

О ВОЗМОЖНОСТИ ВРЕМЕННОГО СЖАТИЯ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ В ПАРАХ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ

Б.Я.Зельдович, И.И.Собельман

В настоящем сообщении обсуждается возможность временного самосжатия импульса света в процессе его распространения по нелинейной реактивной среде с сильной зависимостью групповой скорости от частоты. Такая возможность уже отмечалась в литературе [1, 2] и обуславливается действием следующих двух эффектов. Во-первых, при прохождении импульса света через нелинейную реактивную среду происходит частотная самомодуляция (см. [3]) и при достаточно сильной нелинейности возникающее при этом уширение спектра может оказаться большим: $\delta\omega_1 >> \tau_0^{-1}$, где τ_0 – длительность исходного импульса. Во-вторых, частотно-модулированный импульс с шириной спектра $\delta\omega_1$ может быть сжат во времени до минимальной длительности $\tau_1 \sim (\delta\omega_1)^{-1} \ll \tau_0$ с помощью линейной системы, в которой задержка времени прихода нужным образом зависит от частоты [4]. Подчеркнем, что в опубликованных работах в качестве линейной диспергирующей системы использовалась система дифракционных решеток.

Естественным образом встает вопрос, нельзя ли найти такие среды, в которых одновременно осуществлялись бы оба явления: нелинейное уширение спектра и дисперсионное сжатие во времени. Именно этот вопрос и обсуждается в настоящем сообщении.

Приведем вначале все необходимые для оценок формулы. В процессе распространения импульса света в среде с реактивной нелинейностью световое поле приобретает добавочную фазовую (частотную) модуляцию:

$$\phi(z, t) = \frac{\omega_0}{c} z n_2 \left|E_0\left(t - \frac{z}{v}\right)\right|^2;$$

$$\delta\omega_{\text{мгн}} = -\frac{\partial\phi}{\partial t} \sim z \frac{\omega_0}{c} n_2 |E_0|^2 \tau_0^{-1}, \qquad (1)$$

где $n = n_0 + n_2|E|^2$ – зависящий от интенсивности показатель преломления, $\delta\omega_{\text{мгн}}$ – добавка к мгновенной частоте в момент времени t в сечении z, а ω_0 – центральная частота светового импульса на входе в среду (при $z = 0$). Пусть $n_2 > 0$; тогда частотная самомодуляция приведет к тому, что в передней части импульса, где $|E(t)|$ растет, окажутся более низкие частоты. Если $(dv_{\text{гр}}/d\omega) > 0$, то в процессе распространения более высокие частоты будут догонять более низкие и импульс будет сжиматься по времени. Аналогичные рассуждения можно провести и для случая $n_2 < 0$. Окончательно получается, что условие временного самосжатия может быть записано в одной из следующих форм:

$$n_2 \frac{dv_{\text{гр}}}{d\omega} = -n_2 v^2 \frac{d^2k}{d\omega^2} = -n_2 \frac{v^2}{c^2} \frac{\lambda^3}{2\pi} \frac{d^2 n_0}{d\lambda^2} > 0. \qquad (2)$$

Длина, на которой заметен эффект дисперсионного изменения формы импульса с длительностью τ_0 и со спектральной шириной $\delta\omega >> \tau_0^{-1}$, равна

$$z \sim \tau_0 v^2/\delta v \sim \tau_0 v^2 \left[\frac{dv}{d\omega}\delta\omega\right]^{-1}.$$

Если подставить сюда порядок величины $\delta\omega$ из (1), то получим длину z_1, на которой заметно проявится эффект самосжатия:

$$z_1 \propto c\tau_0 \left\{-n_2 |E_0|^2 c\omega \frac{d^2 k}{d\omega^2}\right\}^{-1/2}. \qquad (3)$$

Для большинства сред в диапазоне видимого излучения $n_2 > 0$ и $(d^2 n_0/d\lambda^2) > 0$; поэтому знак эффекта отвечает саморастяжению импульса. Но даже и этот последний эффект в обычных средах мог бы проявиться лишь на чрезвычайно больших длинах z_1. В самом деле, принимая $P = 100$ *Мвт/см*^{2}, $\tau_0 \approx 10^{-11}$ *сек*, $n_2 \simeq 10^{-13}$ CGSE, $\lambda^2 (d^2 n_0/d\lambda^2) \approx 1$, получим $z \sim 10^3$ *см*.

Мы хотим обратить внимание на то, что подходящими для осуществления самосжатия средами могут оказаться разреженные пары щелочных металлов. Для таких сред благодаря малости ширины γ атомных линий излучение можно брать весьма близким по частоте к резонансному переходу атома и, тем самым, реализовать большую величину как нелинейности[1], так и дисперсии.

При взаимодействии поля с атомами вблизи резонанса

$$n_0(\omega) = 1 + \frac{2\pi N p_{12}^2}{\hbar(\omega_{12} - \omega)}; \quad n_2 = (n_0 - 1)\frac{p_{12}^2}{4\hbar^2(\omega_{12} - \omega)^2}. \qquad (4)$$

Нетрудно видеть, что вблизи сильного резонанса (но при $|\omega_{12} - \omega| \gg \gamma$)

$$\frac{dv_{\text{гр}}}{d\omega} > 0, \; n_2 > 0 \text{ при } \omega > \omega_{12} \quad \text{и} \quad \frac{dv_{\text{гр}}}{d\omega} < 0, \; n_2 < 0 \quad \text{при}$$

$\omega < \omega_{12}$. Поэтому условие самосжатия (2) автоматически удовлетворяется как выше, так и ниже резонанса.

Произведем численные оценки входящих в (3) и (4) величин, ориентируясь на условия эксперимента [5] с парами калия. Для резонансного перехода $4S_{1/2} - 4P_{3/2}$ в калии квадрат матричного элемента z-компоненты дипольного момента $p_{12}^2 = 3{,}4 \cdot 10^{-35}$ CGSE. Пусть $N = 2 \cdot 10^{16}$ *см*$^{-3}$ и $|\omega_{12} - \omega|/2\pi c = 12$ *см*$^{-1}$. В этом случае показатель преломления $n_0 = 1 + 2 \cdot 10^{-3}$, $v_{\text{гр}} = c/3$, а безразмерная величина дисперсии равна $c\omega(d^2k/d\omega^2) = 4 \cdot 10^{+3}$. Приняв плотность мощности $P \approx 20$ *Мвт/см*^{2}, получим, что $n_2|E_0|^2 \approx 0{,}5 \cdot 10^{-3}$ [2] и тогда имеем $z_1 \approx 0{,}7\, c\tau_0$. Таким образом, для $\tau_0 = 10^{-10}$ *сек* $z_1 \sim 2$ *см*, а для $\tau_0 \approx 10^{-11}$ *сек* $z_1 \sim 0{,}2$ *см*. Такие длительности импульсов и длины взаимодействий могут быть реализованы на опыте.

Оценим теперь роль поглощения света. Коэффициент поглощения a *см*$^{-1}$ вблизи резонанса равен: $a = (n_0 - 1)\gamma\omega/|\omega_{12} - \omega| c$ (мы предполагаем, что $\gamma \ll |\omega_{12} - \omega|$). Тогда согласно (3) и (4) величина az_1 равна

$$a z_1 \approx \gamma \tau_0 \left\{ n_2 |E_0|^2 / (n_0 - 1) \right\}^{-1/2} \qquad (5)$$

---

[1] Уширение спектра резонансного излучения в парах щелочных металлов было обнаружено в [5], там же было высказано утверждение о самомодуляционной природе этого уширения.

[2] Отметим, что при таких значениях плотности мощности $n_2|E_0|^2 \simeq 0{,}25\,(n_0 - 1)$. Это означает, что система близка к насыщению нелинейности, что в свою очередь, может существенно повлиять на характер окончательной стадии самосжатия.

В случае уширения за счет резонансных взаимодействий ширина линии γ $сек^{-1}$ равна (см. [6], § 40) $\gamma \simeq 2p_{12}^2 N/\hbar$. Для обсуждаемого численного примера $\gamma \approx 2 \cdot 10^9$ $сек^{-1}$, $n_2 |E_0|^2/(n_0 - 1) \approx 0{,}25$. При этом $\alpha z_1 \approx 0{,}4$ для $\tau_0 = 10^{-10}$ сек и $\alpha z_1 \approx 0{,}04$ для $\tau_0 = 10^{-11}$ сек, и, следовательно, на длине самосжатия z_1 ослабление пучка из-за поглощения невелико.

Нахождение окончательной длительности самосжавшегося импульса требует аккуратного учета насыщения нелинейности (которое в случае резонансного перехода приводит и к уменьшению дисперсии). Приведем здесь формулу для длительности τ самосжавшегося импульса в предположении, что дисперсия постоянна во всем интервале частот $\delta\omega \sim 1/\tau$ и не зависит от амплитуды поля:

$$\tau \sim \frac{1}{\omega_0} \left\{ c\,\omega_0 \frac{d^2 k}{d\omega^2} \Big/ \delta n_{\text{нелин}} \right\}^{-1/2}. \tag{6}$$

Если положить $\delta n_{\text{нелин}} \approx (n_0 - 1)$, то для рассмотренного выше численного примера (6) дает $\tau \sim 10^{-12}$ сек. Если же записать $\delta n_{\text{нелин}} = n_2 |E|^2$ и использовать (4), то из (6) получаем

$$\tau \sim \hbar / p_{12} E. \tag{7}$$

Соотношение (7) между τ и E имеет приблизительно тот же вид, как и в известном случае 2π-импульсов (см. [7]).

Однако возможность образования 2π-импульса в результате описанного эффекта самосжатия требует специального рассмотрения.

Резюмируя сказанное, можно считать, что имеется возможность сокращения длительности светового импульса от значений $\tau_0 \sim 10^{-10} \div 10^{-11}$ сек до $\tau \sim 10^{-12}$ сек при взаимодействии резонансного излучения с парами калия.

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

Поступила в редакцию
4 января 1971 г.

Литература

[1] Л.А. Островский. ЖЭТФ, 51, 1189, 1966.
[2] А.Г. Литвак, В.И. Таланов. Изв. высш. уч. зав., сер. Радиофизика, 10, 539, 1967.
[3] Л.А. Островский. Письма в ЖЭТФ, 6, 807, 1967.
[4] E.B. Treacy. Proc. IEEE, QE-5, 454, 1969.
[5] В.М. Арутюнян, Н.Н. Бадалян, В.А. Ирадян, М.Е. Мовсесян. ЖЭТФ, 58 37, 1970.
[6] И.И. Собельман. Введение в теорию атомных спектров. М., 1963.
[7] S.L. McCall, E.L. Hahn. Phys. Rev., 183, 457, 1969.