Краткие сообщения по физике № 5-1989 г.

УДК 621. 373. 826. 038. 823

О РАСПРОСТРАНЕНИИ МОЩНЫХ УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ СВЕТА В ДВУХУРОВНЕВЫХ СРЕДАХ

Э.М. Беленов, П.Г. Крюков, В.А. Мацук, А.В. Назаркин

Исследована эволюция коротких импульсов света в двухуровневых усиливающих и ВКР-активных средах при отказе от приближения "медленных" огибающих. Показана возможность компрессии импульсов по длительности при одновременном изменении их частоты.

В настоящее время достигнут существенный прогресс в генерации мощных ($I \sim 10^{14}$ Вт/см^2) ультракоротких импульсов света (УКИ), длительность которых составляет несколько фемтосекунд /1/. Динамика таких импульсов в нелинейных средах уже не может быть описана в рамках приближения медленно меняющихся амплитуд и фаз. Данная работа посвящена теоретическому исследованию эволюции УКИ в случае, когда необходимым является анализ точных уравнений для электромагнитного поля импульса и индуцируемой им поляризации среды.

Будем рассматривать задачу о распространении УКИ длительности τ_p на основе следующей системы уравнений: уравнений Максвелла, которые сведем к одномерному волновому уравнению для напряженности $\mathcal{E}$ электрического поля импульса

$$\frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial z^2} - \frac{\kappa^2}{c^2}\frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} N \frac{\partial^2 P}{\partial t^2}, \qquad (1)$$

и материальных уравнений для среды с плотностью частиц N и поляризацией отдельной частицы P, которые для среды двухуровневых частиц с дипольно разрешенным переходом будут иметь вид

$$\frac{\partial^2 P}{\partial t^2} + \omega_0^2 P = -\frac{2\mu^2\omega_0}{\hbar} n\mathcal{E}, \quad \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{2}{\hbar\omega_0}\mathcal{E}\frac{\partial P}{\partial t} \qquad (2)$$

и в случае комбинационно-активных частиц

$$\frac{\partial^2 Q}{\partial t^2} + \omega_0^2 Q = -\frac{1}{2m}\frac{\partial \alpha}{\partial Q}\mathcal{E}^2 n, \quad \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{\hbar\omega_0}\frac{\partial \alpha}{\partial Q}\mathcal{E}^2\frac{\partial Q}{\partial t}. \qquad (3)$$

В (1) – (3) z – направление распространения импульса, c/κ – скорость света в среде, μ – дипольный момент, ω_0 – собственная частота двухуровневой системы. Комбинационно-активную частицу описываем осциллятором с координатой Q и собственной частотой ω_0, поляризуемостью $\alpha(Q)$, массой m и поляризацией $P = (\partial\alpha/\partial Q)Q\mathcal{E}$. Величина n имеет смысл разности заселенностей верхнего и нижнего уровней частицы: случай n = – 1 отвечает неинвертированной среде, случай n = + 1 – полностью инвертированной среде.

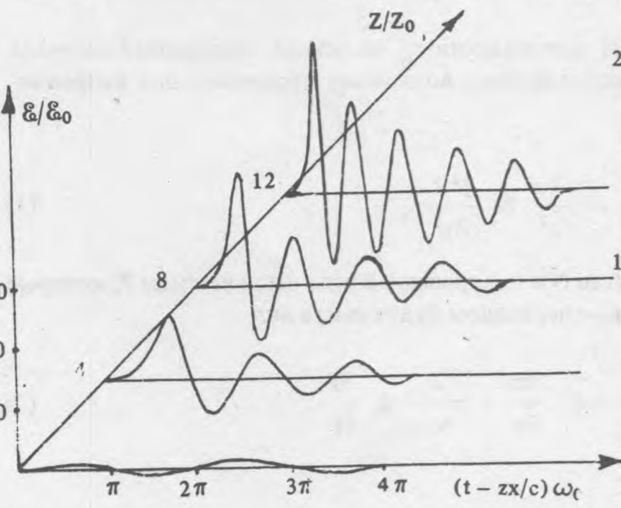
Для достаточно мощного (или короткого, $\tau_p\omega_0 \ll 1$) импульса, когда в (2) и (3) $\partial^2P/\partial t^2$ и $\partial^2Q/\partial t^2$ велики по сравнению с $\omega_0^2 P$, $\omega_0^2 Q$ и последними можно пренебречь, материальные уравнения непосредственно интегрируются. Для начальных условий $n = n_0$, $P = Q = 0$ имеем:

$$\frac{\partial P}{\partial t} = -n_0\mu\omega_0 \sin\Psi, \quad \frac{\partial Q}{\partial t} = -n_0 \operatorname{sign}\left(\frac{\partial\alpha}{\partial Q}\right)\left(\frac{\hbar\omega_0}{2m}\right)^{1/2}\sin\Psi, \qquad (4)$$

где фаза "вращения" материальных переменных $\Psi(z, t)$ для среды двухуровневых частиц (2) и среды комбинационно-активных осцилляторов (3) дается соответственно выражениями:

$$\Psi = \frac{2\mu}{\hbar} \int_{-\infty}^{t} \mathcal{E} dt' \text{ и } \Psi = \frac{\partial \alpha}{\partial Q} (2\hbar\omega_0 m)^{1/2} \int_{-\infty}^{t} \mathcal{E}^2 dt'. \qquad (5)$$

В среде двухуровневых частиц волновое уравнение (1) с Ψ (5) может быть решено аналитически /2/. Для напряженности поля импульса в случае поглощающей среды $(n_0 = -1)$ имеются солитонные решения типа 2π-импульса, для усиливающей среды $(n_0 = +1)$ – решение вида $\mathcal{E}(z, t) \sim zF(z(t - z\kappa/c))$, где $F(u)$ – функция типа волнового пакета *.



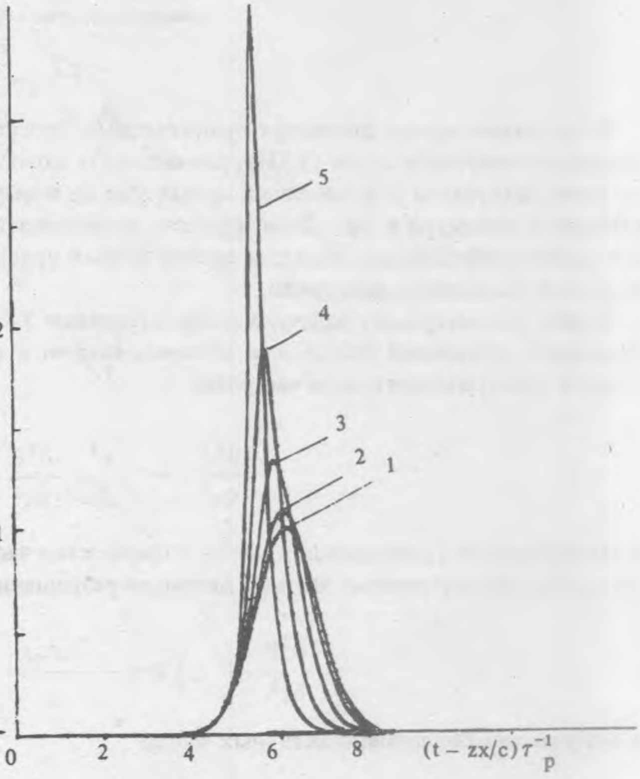


Рис. 1. Эволюция электрического поля УКИ в двухуровневой усиливающей среде. $\mathcal{E}_0 = \hbar\omega_0/\mu$.

Рис. 2. Эволюция квазимонохроматического УКИ при распространении в двухуровневой комбинационно-активной среде с нормальной дисперсией. $E_0^2 = (8\hbar\omega_0 m)^{1/2}/|\partial\alpha/\partial Q|\tau_p$; $z_{NL}/z_D = 0{,}2$, $z/z_{NL} = 0(1), 0{,}867\ (2), 1{,}56\ (3), 2{,}16\ (4), 2{,}70\ (5)$.

На рис. 1 представлены результаты численного решения системы уравнений (1) – (2) при $n_0 = +1$, когда в уравнении (2) удержан член $\omega_0^2 P$. На вход усиливающей среды подавался волновой пакет, содержащий два периода колебаний поля на частоте ω_0. По мере распространения импульс сжимается по длительности, а также увеличивается частота и амплитуда осцилляций напряженности поля (в связи с этим для

* Для электромагнитного поля, распространяющегося в протяженной джозефсоновской структуре, плотность тока сверхпроводящих пар, взаимодействующих с полем, есть $j = j_c \sin(2e/\hbar) \int_{-\infty}^{t} V\, dt'$. Здесь e – заряд электрона; V – напряжение на контакте, связанное с толщиной окисла Λ соотношением $V \approx \mathcal{E}\Lambda$. Если критической плотности тока j_c сопоставить величину $N\mu\omega_0$, а дипольному моменту μ величину $2e\Lambda$, динамика распространения импульса в обоих случаях – среде двухуровневых частиц и планарной джозефсоновской структуре – описывается одним и тем же уравнением синус – Гордона /3/.

больших z членом $\omega_0^2 P$ можно пренебречь). На длинах распространения $z > z_0 = c\hbar/4\pi N\mu^2$ полная площадь импульса $\Psi(z, \infty) \to \pi$, то есть импульс снимает всю запасенную в среде энергию.

В случае комбинационно-активных частиц поляризация $P = (\partial\alpha/\partial Q) Q \mathcal{E}$ с Ψ из (5) содержит в себе бесконечный набор частотных компонент, удовлетворяющих условию ВКР-резонанса. Таким образом, становится возможным саморассеяние импульса. По этой причине ВК саморассеяние может происходить при интенсивностях полей, значительно меньших пороговых для генерации комбинационных частот из спонтанных шумов /3/. Для величины $W = \Psi(z, \infty)$, пропорциональной полной энергии импульса, нетрудно получить уравнение

$$\frac{dW}{dz} = \operatorname{sign}(n_0)\, z_s^{-1}\ (1 - \cos W), \tag{6}$$

где $z_s = |2\pi N n_0 \dfrac{\partial\alpha}{\partial Q} (\hbar\omega_0/2m)^{1/2}/c\kappa|^{-1}$ – длина ВК саморассеяния. Уравнение (6) аналогично уравнению для изменения энергии импульса в условиях его когерентного двухфотонного взаимодействия со средой /4/. В поглощающей среде импульсы с "энергией" $W = 2\pi m$ $(m = 1, 2 \ldots)$ будут распространяться в условиях индуцированной самопрозрачности: фронт 2π-импульса поглощается при генерации стоксовых компонент поля, антистоксовы компоненты возвращают энергию в "хвост" импульса.

Рассмотрим эффекты, сопровождающие распространение квазимонохроматического УКИ в ВКР-активной среде с дисперсией. Представим электрическое поле импульса в виде $\mathcal{E}(z, t) = [E(z, t) \exp(i\omega t - kz) + \text{к.с.}]/2$, где $E(z, t)$ – "медленная" комплексная амплитуда, ω – несущая частота импульса, $k(\omega) = \omega\kappa(\omega)/c$. Пусть длительность импульса такова, что $\tau_p \omega_0 \ll 1$, а "энергия" $W < 1$. В этом случае в поглощающей среде $(n_0 < 0)$ преобладает стоксово рассеяние, приводящее из-за инерционности отклика среды к плавному понижению частоты импульса от переднего фронта к заднему /3/. Подставляя $\mathcal{E}(z, t)$ в (1) и (4), получим уравнение для $E(z, t)$:

$$\frac{\partial E}{\partial z} - \frac{i}{2} k_{\omega\omega} \frac{\partial^2 E}{\partial \tau^2} = \frac{i}{2} \frac{\pi\omega N n_0}{c\kappa m} \left|\frac{\partial\alpha}{\partial Q}\right|^2 E \int_{-\infty}^{\tau} d\tau' \int_{-\infty}^{\tau'} d\tau'' |E|^2, \tag{7}$$

где $\tau = (t - z\kappa/c)$. Влияние дисперсии среды учитывается коэффициентом диффузии $k_{\omega\omega} = \partial^2 k(\omega)/\partial\omega^2$.

На рис. 2 представлены результаты численного интегрирования уравнения (7) для нормально диспергирующей среды $(k_{\omega\omega} > 0)$. В процессе распространения импульс испытывает сжатие по длительности вследствие того, что рассеянные в стоксову область спектральные компоненты импульса, которые преимущественно находятся на заднем фронте импульса, при $k_{\omega\omega} > 0$ догоняют не успевшие рассеяться спектральные компоненты переднего фронта. В результате на некоторой длине возникает "фокусировка" импульса во времени. Для импульсов с энергией $W \lesssim 1$ условие компрессии состоит в том, чтобы длина нелинейной фазовой модуляции $z_{NL} = z_s(\tau_p\omega)^{-1}$ была меньше длины дисперсионного расплывания импульса $z_D = 2\tau_p^2/k_{\omega\omega}$.

Отличительной особенностью рассмотренного метода сжатия является когерентный механизм формирования фазовой модуляции УКИ, то есть не ограниченный какими-либо релаксационными временами, а также использование нормальной дисперсии среды, что в экспериментальном отношении легко реализуемо.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ахманов С. А., Выслоух В. А., Чиркин А. С. УФН, **149**, 449 (1986).
2. Беленов Э. М. и др. Письма в ЖЭТФ, **47**, 442 (1988); Беленов Э. М. и др. Препринт ФИАН № 211, М., 1988.
3. Беленов Э. М. и др. Препринт ФИАН № 233, М., 1988.
4. Полуэктов И. А., Попов Ю. М., Ройтберг В. С. УФН, **114**, 97 (1974).

Поступила в редакцию 22 февраля 1989 г.