Письма в ЖЭТФ, том 60, вып.11, стр.762 - 765 © 1994г. 10 декабря

ТРАНСФОРМАЦИЯ ПОЛЯ МОЩНОГО УЛЬТРАКОРОТКОГО ИМПУЛЬСА В КОМБИНАЦИОННО-АКТИВНОЙ СРЕДЕ

Э.М.Беленов, В.А.Исаков, А.П.Канавин, И.В.Сметанин

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН

117942 Москва, Россия

Поступила в редакцию 2 ноября 1994 г.

Рассматривается задача о распространении мощного фемтосекундного импульса в комбинационно-активной среде. Показано, что поле сильной световой волны при движении в среде претерпевает существенную трансформацию, характер которой может меняться на временных масштабах, сравнимых с периодом световых колебаний. Для оптически тонкой среды найден преобразованный спектр излучения.

Интерес к физике нелинейного взаимодействия мощных ультракоротких импульсов света со средой стимулируется прогрессом лазерной техники субпикосекундного диапазона, достижением тераваттного уровня мощности лазерного излучения (см., например, [1]). Динамика импульса излучения и эволюция среды в сильном поле качественно отличаются от традиционной картины, описываемой стандартной теорией возмущений нелинейной оптики. Принципиальной особенностью ультракоротких импульсов является то, что их длительность меньше собственного характерного времени отклика среды, так что взаимодействие протекает заведомо в когерентном режиме. Традиционное приближение медленно меняющихся амплитуды и фазы поля становится неэффективным, адекватным является описание взаимодействия с использованием реальных (мгновенных) напряженностей поля [2,3].

В настоящей статье рассматривается задача о распространении мощного фемтосекундного импульса в комбинационно-активной среде. Получено аналитическое решение, описывающее эволюцию импульса излучения. Показано, что поле сильной световой волны при движении в среде претерпевает существенную трансформацию, характер которой может меняться на временных масштабах, сравнимых с периодом световых колебаний. В частности, для оптически тонкой среды преобразованный спектр излучения оказывается подобным спектру множественной генерации гармоник в инертных газах [4].

Для описания динамики комбинационно-активной среды в поле ультракороткого импульса будем, следуя [2,5], пользоваться моделью двухуровневого нелинейного осциллятора

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 Q}{\partial t^2} + \frac{1}{T_2}\frac{\partial Q}{\partial t} + \Omega^2 Q &= -\frac{1}{2M}\left(\frac{\partial \alpha}{\partial Q}\right) E^2 \rho, \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\rho - \rho_0}{T_1} &= \frac{1}{\hbar\Omega}\left(\frac{\partial \alpha}{\partial Q}\right) E^2 \frac{\partial Q}{\partial t}. \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь Q – нормальная координата, M – приведенная масса, Ω – собственная частота перехода осциллятора (стоксов сдвиг), T_1, T_2 – времена релаксации, коэффициент $\partial\alpha/\partial Q$ - производная поляризуемости при равновесном значении $Q = Q_0$; ρ – разность населенностей верхнего и нижнего уровней (величина ρ_0

соответствует состоянию системы до начала взаимодействия с полем $t = -\infty$). Подчеркнем, что в (1) $E = E(z,t)$ представляет собой мгновенное значение напряженности поля импульса, а не его амплитуду.

Уравнения (1) должны решаться совместно с волновым уравнением , которое в нашем случае, учитывающем взаимодействие несущего импульса лишь с рассеянной волной, движущейся в том же направлении, может быть представлено в виде [2]

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{1}{c}\frac{\partial E}{\partial t} = -\frac{2\pi}{c}\frac{\partial P^{NL}}{\partial t}, \tag{2}$$

$$P^{NL} = N\left(\frac{\partial \alpha}{\partial Q}\right) EQ,$$

где N – плотность среды.

Таким образом, замкнутая самосогласованная система (1)–(2) полностью описывает нелинейную эволюцию ультракороткого импульса при его распространении в комбинационно-активной среде.

Ограничимся случаем когерентного взаимодействия, когда длительность импульса не превышает характерных времен отклика и релаксации среды $\tau_p \ll \Omega^{-1}$, T_1, T_2, что имеет место в фемтосекундном диапазоне. Тогда материальные уравнения (1) интегрируются при произвольной временной зависимости поля $E(z,t)$. Динамика среды определяется лишь "фазой" осциллятора [2]

$$\Psi(z,t) = \left|\frac{\partial \alpha}{\partial Q}\right| (2\hbar\Omega M)^{-1/2} \int_{-\infty}^{t} dt'\, E^2(z,t') \ . \tag{3}$$

Решение системы (2)-(3) может быть найдено интегрированием вдоль характеристик, на которых изменение "фазы" есть

$$\mathrm{tg}(\Psi/2) = \frac{\mathrm{tg}(\Psi_0/2)}{1 + \beta z\, \mathrm{tg}(\Psi_0/2)} \ , \tag{4}$$

где $\Psi_0 = \Psi(0,\eta)$ – заданная "фаза" на границе среды. Сами характеристики определяются в неявном виде следующими выражениями:

$$\begin{aligned} \eta + \Phi(z,\eta) &= t - z/c, \\ \Phi(z,\eta) &= \beta z \int_{-\infty}^{\eta} d\eta' \left(\sin\Psi_0 + \frac{\beta z}{2}(1 - \cos\Psi_0)\right), \end{aligned} \tag{5}$$

где $\Phi(z,\eta)$ представляет собой нелинейную задержку отдельных частей импульса при его движении от границы, $\beta = (\pi/2)N \mid \partial\alpha/\partial Q \mid (\hbar\Omega/2Mc^2)^{1/2}$ – обратная длина вынужденного комбинационного саморассеяния [2]. Уравнение (4) описывает изменение энергии импульса по мере распространения в среде, в то время как соотношение (5) фактически определяет трансформацию его формы. Оба процесса развиваются на одной и той же характерной длине, пропорциональной β^{-1} . Для напряженности поля в среде из (4)–(5) получаем

$$E(z,t) = \frac{E(0,\eta)}{\left(1 + \dfrac{\partial\Phi(z,\eta)}{\partial\eta}\right)} \ . \tag{6}$$

Если поле на границе среды можно характеризовать частотой $\omega(0,t)$, которая, вообще говоря, сама может меняться со временем, то при распространении импульса она преобразуется как

$$\omega(z,t) = \frac{\omega(0,\eta)}{\left(1 + \dfrac{\partial\Phi(z,\eta)}{\partial\eta}\right)} . \tag{7}$$

Соотношения (4)–(6) представляют собой полное решение рассматриваемой задачи. Как видно из (6), (7) измение напряженности поля и характерной частоты в пространстве происходит одинаковым образом. В начале импульса, когда "фаза" двухуровневого осциллятора $\Psi_0 \ll 1$ (то есть мала энергия вошедшей в среду части импульса), происходит уменьшение напряженности поля и частоты его колебаний

$$E(z,t) = E(0,\eta)/\left(1 + \frac{\beta z \Psi_0}{2}\right)^2 , \qquad \omega(z,t) = \omega(0,\eta)/\left(1 + \frac{\beta z \Psi_0}{2}\right)^2 ,$$

что соответствует стоксову рассеянию. В дальнейшем, когда "фаза" превысит $\pi/2$ и достигнет значения $\mathrm{arctg}(-2/\beta z)$, напряженность поля и его частота увеличиваются, и, следовательно, преобладающим является генерация антистоксовых компонент поля. При $\Psi_0 = \pi$ характер трансформации импульса вновь меняется. Таким образом, в заданной точке пространства в различные моменты времени, которым соответствуют различные характеристики (5), наблюдаются осцилляции режимов "сжатие–растяжение" периодов колебаний поля. Физически указанные особенности обусловлены тем, что, подобно процессу формирования $2\pi n$-импульсов в условиях когерентных двухфотонных переходов, поле импульса по мере его распространения в среде оказывается либо в фазе, либо в противофазе с поляризацией, соответственно, поглощаясь или усиливаясь. Приведенный анализ обобщает результаты полученные на основе численных расчетов в [2,3].

Следует отметить, что последовательность режимов растяжения и сжатия импульса с ростом падающей энергии меняется на обратную при переходе от первоначально поглощающей среды к инвертированной.

Рассмотрим спектральный состав трансформированного импульса. Из (6) получаем для фурье-компонент поля

$$E_\omega(z) = \int_{-\infty}^{\infty} E(0,\eta)\exp[-i\omega t(z,\eta)]\,d\eta. \tag{8}$$

Пусть $E(0,t) = E_0 \sin(\omega_0 t)$ и ограничимся случаем оптически тонкой среды $\beta L \ll 1$, так что для импульса накачки и гармоник выполняется условие фазового синхронизма. Из (8) получаем, что преобразованный в результате вынужденного комбинационного саморассеяния спектр импульса составляют компоненты

$$\omega_n = \Omega_0 \pm (2n-1)\omega_0. \tag{9}$$

Здесь $\Omega_0 = (1/2)\,|\,\partial\alpha/\partial Q\,|\,(2\hbar\Omega M)^{-1/2}E_0^2$ – аналог частоты Раби двухуровневого осциллятора.

Для интенсивностей генерируемых гармоник I_n на выходе из области взаимодействия $z = L$ имеем простое соотношение

$$\frac{I_n}{I_0} = C_n\,(\beta L)^2 , \tag{10}$$

где I_0 – интенсивность падающего импульса. Аккуратный учет дисперсии среды приводит к дополнительному множителю в правой части уравнения (10) $\kappa(\omega_n)(\sin\mu_n/\mu_n)^2$, где $\kappa(\omega_n)$ – показатель преломления среды на частоте n-й гармоники, $\mu_n = \Delta k_n L/2$, $\Delta k_n = [k_n - (2n-1)k_0]$ – параметр дисперсионного рассогласования фаз гармоники и соответствующей ей компоненты нелинейной поляризации, k_n, k_0 – волновые числа гармоники и исходной волны. Коэффициенты C_n зависят лишь от величины нормированной интенсивности $A = \Omega_0/2\omega_0$:

$$C_n \approx (A \pm (n-1/2))^2 \left(\frac{J_{n-1}(A)}{A \pm (n-1)} \pm \frac{J_n(A)}{A \pm n}\right)^2. \qquad (11)$$

Выбор знака в (11) диктуется соотношением (9) для частоты рассматриваемой гармоники. Ширина линии определяется главным образом профилем огибающей ультракороткого импульса и составляет $\Delta\omega/\omega_0 \sim (A\omega_0)^{-1}dA/dt \sim (\omega_0\tau_p)^{-1}$.

Нетрудно увидеть, что описываемый соотношениями (9)–(11) спектр когерентного вынужденного комбинационного саморассеяния мощного фемтосекундного лазерного импульса сохраняет основные черты, характерные для спектра высших гармоник, наблюдаемого в инертных газах [4]. Действительно, в спектре имеется широкое "плато" компонент со сравнимыми по порядку величины интенсивностями, за которым с увеличением номера гармоник следует (в соответствии с асимптотикой $J_n(x) \sim (2\pi n)^{-1/2}(ex/2n)^n$) резкий спад. Для коротковолновой границы спектра, таким образом, имеем оценку ($\Omega_0 \gg \omega_0$) $\omega^* \sim (1 + e/2)\Omega_0$.

Генерируемый спектр, тем не менее, качественно отличается от традиционного спектра в инертных газах, где наблюдаются исключительно нечетные гармоники несущей частоты. В обсуждаемой ситуации преобразованный спектр вынужденного комбинационного рассеяния приобретает "дополнительный" сдвиг на величину $\sim \Omega_0$, вообще говоря, произвольную и не связанную никакими правилами отбора. Указанное обстоятельство имеет свои преимущества - появляется возможность плавной перестройки коротковолнового излучения по частоте за счет изменения интенсивности падающего импульса.

В заключение сделаем некоторые оценки. Принимая типичные значения $\partial\alpha/\partial Q \sim 10^{-15}$ см^2, $\Omega \sim 10^{13}$с$^{-1}$, $M \sim 5 \cdot 10^{-23}$ г, имеем для плотности энергии, соответствующей смене режима трансформации импульса, величину ~ 1 Дж/см^2 и, следовательно, осцилляции структуры поля могут наблюдаться при использовании современных генераторов субпикосекундных импульсов. Для несущей частоты $\omega_0 \approx 10^{15}$ рад/с и интенсивности импульса $I_0 \sim 10^{16}$ Вт/см^2 получаем $A \sim 10$ и коротковолновая граница спектра лежит в области ~ 50-й гармоники. Рассматриваемый механизм преобразования частоты представляется, таким образом, весьма перспективным с точки зрения создания источника когерентного мягкого рентгеновского излучения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 93-02-14271) и Международного научного фонда.

---

1. CLEO/IQEC'94, Technical Digest, May 8-13, 1994, Anaheim, California.
2. Э.М.Беленов, А.В.Назаркин, И.П.Прокопович, Письма ЖЭТФ **55**, 223 (1992).
3. Э.М.Беленов, П.Г.Крюков, А.В.Назаркин, И.П.Прокопович, ЖЭТФ **105**, 28 (1994).
4. P.Balcou, A.S.L.Games, C.Cornaggia et.al. J.Phys. **B25**, 4467 (1993).
5. Н.И.Коротеев, И.Л.Шумай. Физика мощного лазерного излучения, М.: Наука 1991.