

07;02

Зависимость спектра фемтосекундного импульса от его абсолютной фазы при распространении в нелинейной среде

© Д.К. Скрипов, В.А. Трофимов

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
E-mail: vatro@cs.msu.su

Поступило в Редакцию 2 февраля 2001 г.

Продемонстрирована зависимость спектра фемтосекундного импульса, распространяющегося в нелинейной среде, от его абсолютной фазы. Обнаружено, что с ростом трассы распространения влияние абсолютной фазы светового импульса на его спектр может как уменьшаться, так и увеличиваться.

В связи с созданием лазеров, генерирующих импульсы длительностью в десятки (и менее) фемтосекунд, стал интересен вопрос о влиянии абсолютной фазы такого импульса на процесс его взаимодействия со средой. Так, в частности, проблема измерения абсолютной фазы светового импульса видимого диапазона с длительностью 10 fs обсуждалась в [1]. В [2] показано, что абсолютная фаза субпикосекундного инфракрасного импульса определяет эффективность выхода диссоциации диатомных молекул. Заметим, что в указанных работах даже не затрагивалось обсуждение влияния нелинейного отклика среды на распространение импульса, а анализ проводился в рамках приближения заданного поля. В настоящей работе на основе нелинейных уравнений Максвелла показано, что в оптически протяженной среде влияние абсолютной фазы светового импульса на его спектр зависит от трассы распространения, длительности и амплитуды воздействия оптического излучения. Заметим также, что в ранее выполненных работах [3,4] продемонстрирована зависимость положения максимальной спектральной компоненты импульса в среде от его длительности.

Распространение светового импульса вдоль оси z рассмотрим в рамках одномерных безразмерных уравнений Максвелла относительно электрического E и магнитного H поля с насыщающейся возвращающей

силой:

$$\frac{\partial H}{\partial z} = -\frac{\partial D}{\partial t}, \quad \frac{\partial E}{\partial z} = -\frac{\partial H}{\partial t},$$

$$D = E + 4\pi P, \quad -L_i \leq z \leq L_z, \quad 0 \leq t \leq L_t, \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 P}{\partial t^2} + \delta \frac{\partial P}{\partial t} + \frac{P}{1 + |P|^n} = \alpha E(z, t), \quad z > 0, \quad P = 0, \quad z \leq 0$$

с начальными и граничными условиями

$$E|_{z=-L_i} = H|_{z=-L_i} = P|_{t=0} = \frac{\partial P}{\partial t}|_{t=0} = 0,$$

$$E|_{t=0} = E_0(z), \quad H|_{t=0} = H_0(z). \quad (2)$$

При этом начальный импульс задается на отрезке $[-L_i, 0]$:

$$E(0, z) = E_0(z)$$

$$= \begin{cases} E_0 \exp\left(-\frac{(z+0.5L_i)^2}{\tau^2}\right) \cos\left(\omega\left(z + \frac{L_i}{2}\right) + \varphi\right), & -L_i \leq z < 0, \\ 0, & 0 \leq z < L_z, \end{cases}$$

$$H(0, z) = E_0(z). \quad (3)$$

Выше z — пространственная координата, L_i, L_z — соответственно длины линейной и нелинейной сред, $L_t = L_i + L_z$ — длина области по безразмерной временной координате t , ω — частота "наполнения" падающего гауссова импульса, а параметр τ — его длительность. Коэффициент δ характеризует затухание поляризации среды, α — величина, пропорциональная дипольному моменту атома или молекулы, φ — абсолютная фаза импульса. Она характеризует несимметричность наполнения импульса относительно центра огибающей.

Выбор начального распределения магнитного поля H равным электрическому полю обеспечивает в вакууме распространение электромагнитной волны лишь в положительном направлении оси z . Сечение $z = 0$ соответствует границе линейной среды с нелинейной средой и, следовательно, положим $P = 0$ при $z \leq 0$.

Заметим, что под термином "линейная среда" выше рассматривается среда с мгновенным ее откликом: нестационарными процессами пренебрегаем. Это требование является главным при записи уравнения

относительно поляризации до границы $z = 0$. Другое условие (равенство нулю поляризации $P = 0$) не ограничивает общности анализа, так как и в записанных выше безразмерных переменных связь поляризации с электрическим полем в виде $P = \alpha E$ означает, очевидно, изменение лишь скорости распространения электромагнитной волны. Соответствующей перенормировкой переменных можно и в этом случае записать уравнения Максвелла в виде (1) с $P = 0$.

В выбранных переменных частота линейного осциллятора равна 1. Значение параметра n положим равным $n = 4$, что соответствует взаимодействию поля с диполем [5]. Подчеркнем, что в [2] для описания процесса взаимодействия лазерного излучения с молекулой используется представление дипольного момента в виде $re^{-\frac{t}{\tau}}$, что также содержит насыщение взаимодействия при сильной деформации молекулы. Отметим, что ниже рассматривается воздействие таких полей, которые не приводят к ионизации атома (для проведенных расчетов проверялось выполнение условия $|P| < 10$).

Оптически тонкий слой. Компьютерное моделирование показало, что в оптически тонком слое проявляется сильная зависимость отклика среды от абсолютной фазы φ воздействующего импульса. Так как в этом случае в любом сечении z все процессы происходят одинаково, то решается лишь одно уравнение относительно поляризации при заданном импульсе электрического поля $E = E(t)$:

$$\frac{d^2 P}{dt^2} + \delta \frac{dP}{dt} + \frac{P}{1 + |P|^n} = \alpha E(t),$$

$$E(t) = E_0 \cos(\omega t + \varphi) \exp\left(-\frac{(t - 0.5L_t)^2}{\tau^2}\right), \quad 0 \leq t \leq L_t. \quad (4)$$

Для сопоставления результатов оптически тонкого и толстого слоев сохраним в (4) параметры α и E_0 .

В качестве примера представлен рис. 1. Из него следует, что с изменением абсолютной фазы импульса лишь на 0.01 периода даже для относительно большого импульса ($\tau = 15$) его спектральный состав в среде качественно трансформируется за счет перераспределения энергии по частотам.

Оптически протяженная среда. В оптически толстой среде может наблюдаться существенно более слабая зависимость спектра импульса от его абсолютной фазы. В качестве примера на рис. 2, 3 представлена

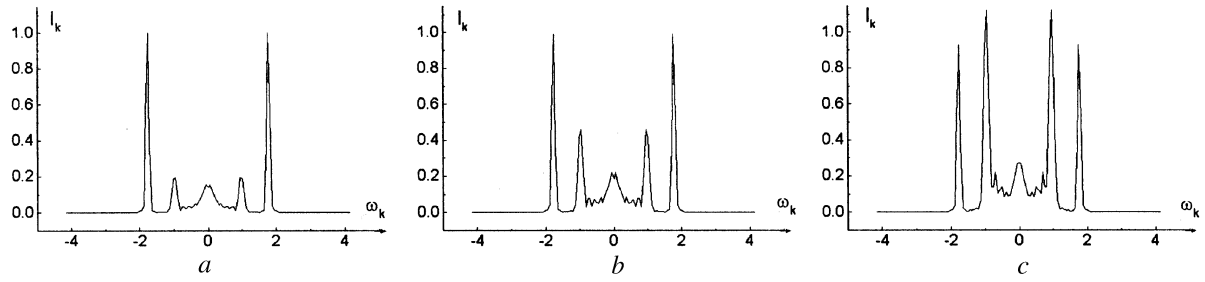


Рис. 1. Зависимость спектра импульса $I_k = |D_{\omega_k}|^2$ на выходе из среды от его абсолютной фазы при прохождении оптически тонкого слоя для параметров $\tau = 15$, $\omega = 1.8$, $E_0 = 22$, $\alpha = 0.3$, $\delta = 10^{-4}$, $L_t = 100$, $\varphi = -0.02\pi$ (*a*), 0 (*b*), 0.02π (*c*). Частота спектра определяется по формуле $\omega_k = \frac{2\pi}{L_t}k$, $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

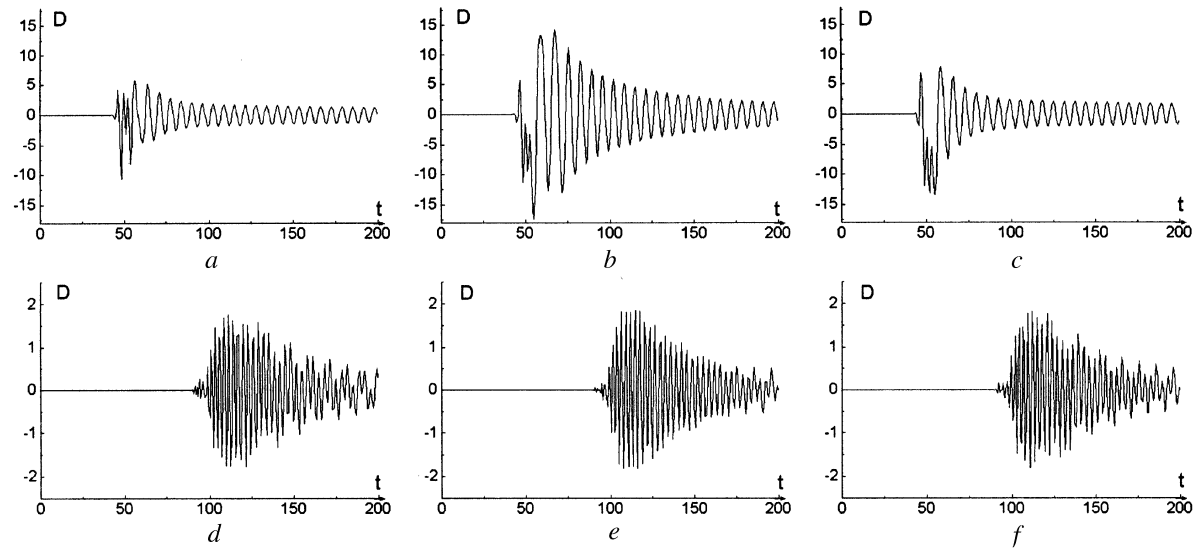


Рис. 2. Эволюция электрической индукции $D(z, t)$ ($a - f$) и ее спектральный состав $I_k = |D_{\omega_k}(z)|^2 (g - 1)$ в сечениях $z \sim 0$ ($a - c, g - l$), 40 ($d - f, j - l$) для $\alpha = 0.16, \omega = 1.8, \delta = 0.001, E_0 = 18, L_i = 100, L_z = 100, \tau = 3$ в зависимости от абсолютной фазы импульса $\varphi = -\frac{\pi}{4}$ (a, d, g, j), 0 (b, e, h, k), $\frac{\pi}{4}$ (c, f, i, l). Частота спектра определяется по формуле $\omega_k = \frac{2\pi}{L_t}k, k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

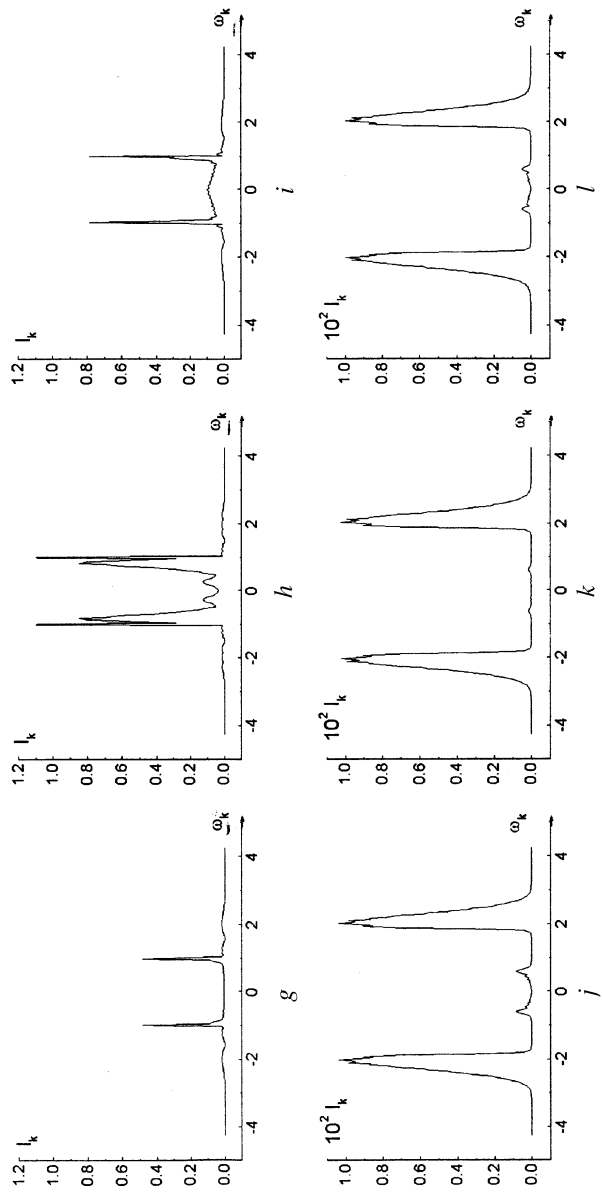


Рис. 2 (продолжение).

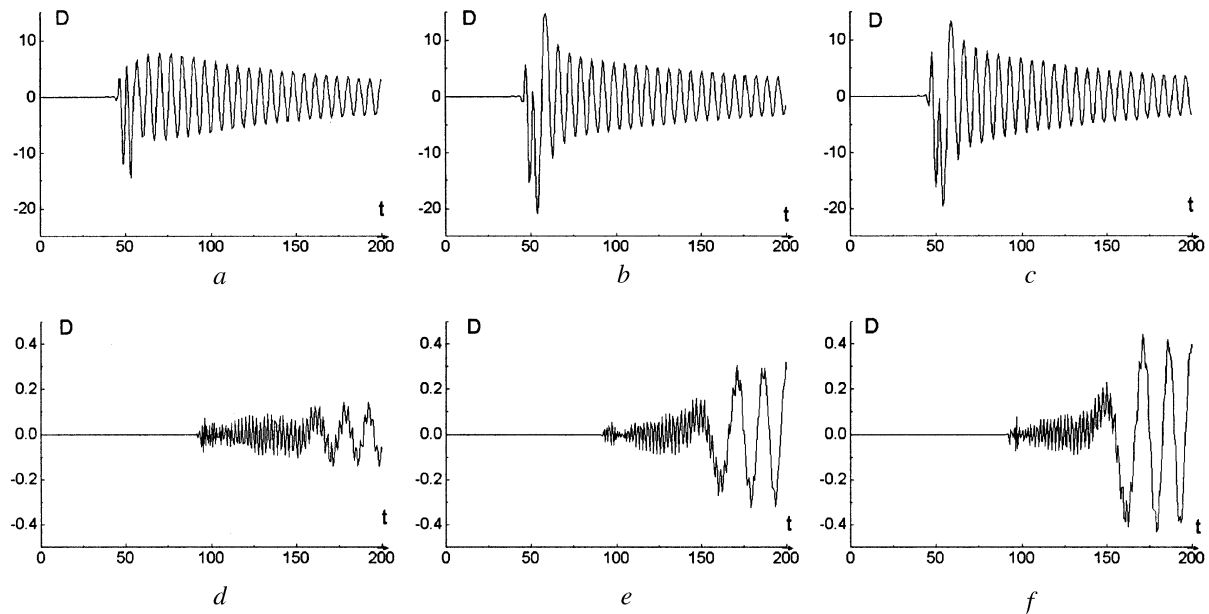


Рис. 3. Эволюция электрической индукции $D(z, t)$ ($a-f$) и ее спектральный состав $I_k |D_{\omega_k}(z)|^2$ ($g-l$) в сечениях $z \sim 0$ ($a-c, g-i$), 40 ($d-f, j-l$) для $\alpha = 0.4$, $\omega = 1.8$, $\delta = 0.001$, $E_0 = 10$, $L_i = 100$, $L_z = 100$, $\tau = 3$ в зависимости от абсолютной фазы импульса $\varphi = -\frac{\pi}{4}$ (a, d, g, j), 0 (b, e, h, k), $\frac{\pi}{4}$ (c, f, i, l). Частота спектра определяется по формуле $\omega_k = \frac{2\pi}{L_t}k$, $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

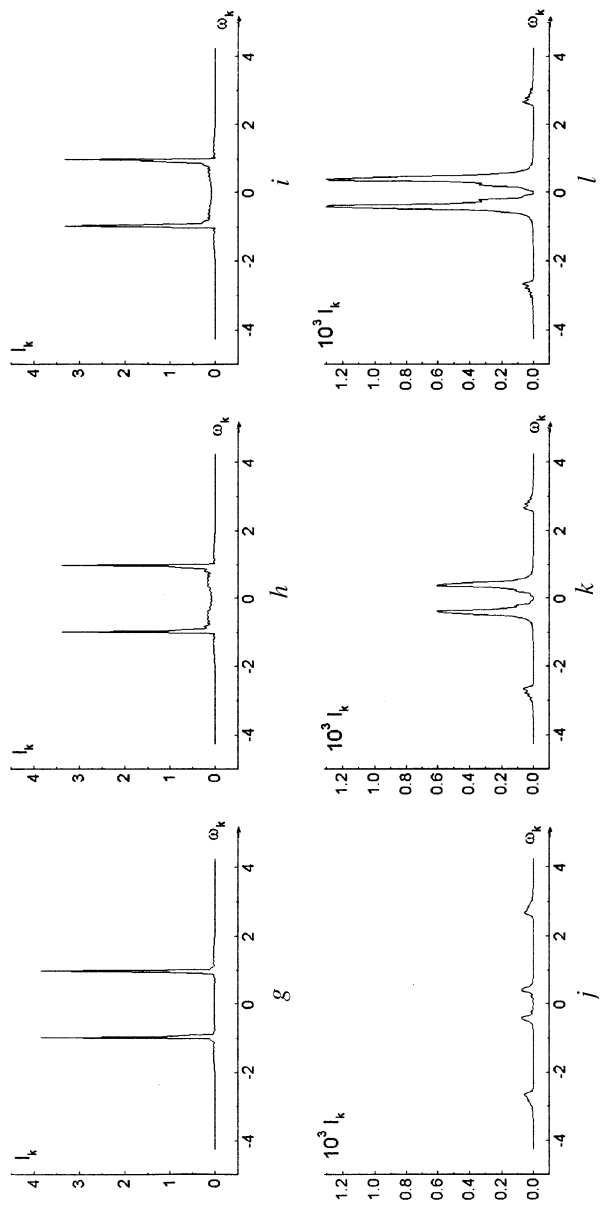


Рис. 3 (продолжение).

эволюция электрической индукции и ее спектрального состава для двух сечений среды (вблизи $z \sim 0$ и $z = 40$) в случае сильного отражения световой энергии от границы раздела двух сред: для рис. 2 отражается 40% энергии, а для рис. 3 — примерно 95%.

Как видно из рис. 2, при умеренных значениях коэффициента нелинейности среды (при отражении менее 40% световой энергии) наибольшее влияние абсолютная фаза импульса оказывает вблизи границы раздела сред, где имеет место качественное перераспределение спектрального состава импульса в зависимости от φ . Так как воздействующий импульс достаточно короткий, то в начале нелинейной среды ее отклик происходит вблизи собственной частоты среды [4]. По мере распространения импульса его спектр обогащается более высокочастотными гармониками, а влияние абсолютной фазы проявляется лишь в области низкочастотных составляющих спектра.

При сильном возбуждении среды (отражается более 80% световой энергии, рис. 3) в отличие от предыдущего случая с ростом трассы распространения влияние абсолютной фазы импульса усиливается. При этом световой импульс разбивается на субимпульсы.

Отметим также, что в случае взаимодействия светового импульса со средой, приводящего к отражению менее 10% световой энергии (слабое взаимодействие), изменение абсолютной фазы начального импульса практически не влияет на его огибающую в среде.

Из проведенных вычислений можно сделать следующие выводы. Влияние начальной абсолютной фазы импульса существенно зависит от параметров взаимодействия. При умеренном возбуждении среды абсолютная фаза импульса наибольшее влияние на его спектр оказывает вблизи входного сечения среды. В толще среды импульс "забывает" свою начальную фазу. В случае сильного возбуждения среды с ростом трассы распространения импульса зависимость спектрального состава от его абсолютной фазы проявляется ярче. Возможна ситуация, когда влияние абсолютной фазы импульса проявляется в толще среды на ее конечном отрезке.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (N 99-01-01233) и Программы "Университеты России — Фундаментальные исследования" (N 992409).

Список литературы

- [1] *Tempea G., Roppe A., Mueller A.* et al. // Inter. Confer. LO'10. 2000. Technical Program. St.-Peterburg, 2000. P. 40.
- [2] *Korolkov M.V., Manz Y., Paramonov G.K.* // Chemical Physics. 1997. V. 217. P. 341–374.
- [3] *Skripov D.K., Trofimov V.A.* // In "Laser Physics and Spectroscopy" / Eds. V.L. Derbov, L.A. Melnikov, V.P. Ryabukho Proc. of SPIE. 2000. V. 4002. P. 34–44.
- [4] *Скрипов Д.К., Трофимов В.А.* // Труды УНЦ волоконно-оптических материалов и устройств. М.: Волоконно-оптические технологии, материалы и устройства. 2000. № 3. С. 83–92.
- [5] *Гладков С.М., Коротеев Н.И.* // УФН. 1990. Т. 160. № 7. С. 105–145.