

Численное моделирование влияния дисперсии на спектральную континуацию мощных фемтосекундных импульсов в кварцевом стекле

Н.Ю. Вислобоков

Учреждение образования Федерации профсоюзов Беларуси

«Международный институт трудовых и социальных отношений», Витебский филиал

Одной из важнейших задач численного моделирования в современной нелинейной оптике является изучение генерации излучения с континуальным частотным спектром в широко распространённых и недорогих диэлектрических материалах.

Целью данного численного исследования было определение вклада дисперсии групповой скорости в генерацию континуального спектра мощным ультракоротким лазерным импульсом.

Материал и методы. Для корректного описания эволюции поля ультракороткого импульса, распространяющегося в диэлектрике, необходимо использовать модифицированное уравнение Шредингера, учитывающее дифракцию, дисперсию, керровскую нелинейность и нелинейность пятого порядка, а также многофотонную, лавинную и туннельную ионизации. Для решения полученной самосогласованной системы уравнений применялась составленная автором численная схема.

Результаты и их обсуждение. В ходе проведенного численного исследования изучалась динамика изменения спектра сверхмощного ультракороткого импульса совместно с эволюцией его пространственно-временного профиля интенсивности. В работе представлены результаты численного исследования влияния дисперсии групповой скорости на процесс спектральной континуации (уширения частотного спектра) мощного импульсного лазерного излучения в прозрачных диэлектриках. Проведен сравнительный анализ вклада фазовой самомодуляции, обусловленной комплексом индуцированных фотоионизационных процессов, и дисперсии в процесс генерации низко- и высокочастотного континуального излучения.

Заключение. Исходя из полученных результатов можно сделать вывод, что дисперсия групповой скорости способствует уширению спектра в область низких частот. Низкая положительная и высокая отрицательная дисперсия позволяет получить континуальный спектр в более широком диапазоне начальных параметров. Однако ключевую роль в процессе континуации частотного спектра играют индуцированные фотоионизационные процессы.

Ключевые слова: фемтосекундный импульс, спектр, ионизация, многофотонная ионизация, дисперсия.

Numerical Modeling of the Influence of Dispersion on Spectral Continuation of Powerful Femtosecond Impulses in Quarts Glass

N.Y. Vislobokov

Educational establishment of the Federation of Trade Unions of Belarus «International Institute of Labour and Social Relations», Vitebsk Branch

One of the main problems of numerical modeling in contemporary non linear optics is the study of the generation of radiation with continual frequency spectrum in widely spread and cheap dielectric materials.

The present numerical study aims at identification of the contribution of dispersion of group speed into the generation of continual spectrum by powerful ultra short laser impulse.

Material and methods. To correctly describe the evolution of the field of ultra short impulse, which spreads in the dielectrics, it is necessary to use the modified Shredinger equation, which takes into account diffraction, dispersion, Cerr non linearity and non linearity of the fifth order as well as multi photon, subsiding and tunnel ionizations. To solve the obtained self coordinated system of equations the numerical scheme, which was made up by the author, was used.

Findings and discussion. During the numerical study dynamics of the transformation of the spectrum of super powerful ultra short impulse was studied, along with the evolution of its space and time profile of intensity. Findings of numerical study of the influence of dispersion of group speed on the process of spectral continuation (widening of frequency spectrum) of powerful impulse laser radiation in transparent dielectrics, are presented in the paper. Comparative analysis of the contribution of phase self modulation.

which is conditioned by the complex of induced photo ionization processes, and dispersion into the process of generation of low and high frequency continual radiation, is conducted.

Conclusion. On the basis of the obtained findings conclusion can be made that dispersion of group speed promotes widening of the spectrum into the area of low frequencies. Low positive and high negative dispersion makes it possible to obtain continual spectrum in a wider range of initial parameters. However, key role in the process of continuation of frequency spectrum is played by induced photo ionization processes.

Key words: femtosecond impulse, specter, ionization, multi photon ionization, dispersion.

Одной из важнейших задач численного моделирования в современной нелинейной оптике является изучение генерации излучения с континуальным частотным спектром в широкопространственных и недорогих диэлектрических материалах, например, кварцевом стекле.

Процессы, возникающие при взаимодействии мощного импульсного лазерного излучения ультракороткой длительности с кристаллом диэлектрика, известны, однако эволюция такого излучения в диэлектриках изучена пока еще недостаточно. Во многом это обусловлено сложностью многофакторного характера динамики УКИ в нелинейной среде. В то же время детальное исследование динамики изменения пространственно-временных и спектральных характеристик высокоинтенсивного светового излучения в диэлектриках представляет большой интерес из-за широкого спектра возможных применений от фундаментальных исследований и нанотехнологий до медицины. Источник лазерного излучения с широким частотным диапазоном может быть использован в спектроскопии, устройствах компрессии импульсов, оптоволоконной оптике, оптической когерентной томографии [1–5].

Известно, что перечень процессов, определяющих характер распространения мощных УКИ в нелинейных средах, и следствия взаимодействия света с веществом зависят от входных параметров излучения и самой среды. В процессе распространения мощного лазерного импульса могут проявляться филаментация, самоукручение, пространственно-временная фокусировка, расщепление импульса на временной шкале на подимпульсы, обусловленное влиянием нормальной дисперсией групповой скорости, и т.д. [4–8]. Самовоздействие светового пучка с входной мощностью, превышающей критическое значение, приводит к его самофокусировке в средах с положительной нелинейностью. В процессе самофокусировки за счет фотоиндуцированной ионизации формируется плазма свободных электронов (ПСЭ), дефокусирующая лучок.

Среди механизмов, влияющих на уширение спектра, как правило, выделяют фазовую самомодуляцию, самоукручение, четырехволновое смешение, ионизационные процессы. Последние

фактически усиливают фазовую модуляцию. В ходе ряда известных исследований [4; 6; 8] было установлено, что для прозрачных диэлектриков фазовая самомодуляция, обусловленная индуцированными фотоионизационными процессами, играет ведущую роль в определении ширины спектра генерируемого излучения.

Заметим, когда речь идет о распространении пикосекундных импульсов, генерация суперконтинуума обусловлена, по большей части, лавинным образованием электронной плазмы, что резко затрудняет применение диэлектриков, облучаемых импульсным оптическим излучением пикосекундной длительности в качестве источников широкодиапазонного лазерного излучения, так как при формировании лавины плотность ПСЭ резко возрастает до критических значений, при которых происходит повреждение кристалла диэлектрика. В то же время при распространении в диэлектрике фемтосекундного лазерного импульса из-за его малой длительности электронная лавина не успевает развиваться. Превалирующими плазмообразующими процессами являются многофотонная и туннельная ионизации, поэтому генерация континуального излучения возможна при плотности ПСЭ меньшей критической, при которой в кристалл диэлектрика не вносятся структурных изменений [4; 6; 8].

Целью проводимого нами численного исследования было определение вклада дисперсии групповой скорости в генерацию континуального спектра мощным ультракоротким лазерным импульсом.

Материал и методы. Заметим, что значимое уширение спектра и в область высоких, и в область низких частот получается далеко не всегда. Одним из основных недостатков, уже наблюдавшихся в кварцевом стекле континуальных спектров, является резкая асимметричность: большое уширение спектра в область высоких частот и почти отсутствующее уширение в низкочастотную область (рис. 1) [4; 6; 8]. По аналогии с рядом современных работ в этой области, в случае, если речь идет о значительном уширении спектра излучения только в сторону высоких частот (уширение в сторону низких частот отсутствует либо незначительно) или же об уширении спектра излучения только в

сторону низких частот (уширение в сторону высоких частот отсутствует либо незначительно), будем говорить о генерации континуального спектра; а в случае, если речь идет о заметном уширении частотного диапазона лазерного излучения как в области высоких, так и низких частот, – о генерации суперконтинуума.

При выборе облучаемого диэлектрика нельзя забывать и о специфических свойствах твердотельных материалов, проявляемых при генерации континуального излучения. Известно, например, что в ходе ряда экспериментов была выявлена роль ширины запрещенной зоны диэлектрика как фактора, ограничивающего возможность генерации широкодиапазонного лазерного излучения. В [4] отмечается, что при экспериментах по генерации суперконтинуума в различных жидкостях и твердых телах наблюдать значимое уширение спектра удавалось лишь в средах, ширина запрещенной зоны которых $U \geq 4.7$ эВ. При переходе от материалов с меньшей шириной запрещенной зоны к материалам с большей U отмечено небольшое увеличение ширины генерируемого спектра, но заметный рост минимальной мощности генерации суперконтинуума. Прозрачные диэлектрики типа сапфира и кварцевого стекла, как правило, обладают достаточно большой запрещенной зоной для получения континуального излучения с практически непрерывной спектральной полосой, обладающего узкой направленностью [4; 8].

В данной работе мы представляем результаты исследования того, как величина дисперсии групповой скорости (ДГС) (как положительной, так и отрицательной) влияет на генерируемый сверхмощным фемтосекундным лазерным импульсом континуальный спектр. Полученное высоко- и низкочастотное уширение спектра становится возможным после распада импульсного пучка на группу субимпульсов и субпучков, распространяющихся в непосредственной близости друг от друга (импульсные пучки, исключая фронтальный, распространяются в поле ПСЭ впереди идущего/их). Это исследование позволит нам оценить значимость ДГС в генерации континуального излучения и детально дифференцировать роль фотоионизационных процессов, индуцирующих резкое изменение нелинейной фазы после распада лазерного импульса на субимпульсы.

Мощный ($P_{in}/P_{cr} > 1$) ультракороткий лазерный импульс в кристалле диэлектрика с положительной нелинейностью, по большей части, находится под влиянием двух, постоянно конкурирующих между собой процессов: самофокусировки,

обусловленной нелинейностью среды, и дефокусировки на электронной плазме. Интересующий нас режим динамической конкуренции можно получить, облучая образец кварцевого стекла сверхмощным УК импульсным излучением. Длительность импульса при этом должна быть достаточно малой для того, чтобы не допустить развития электронной лавины, последствием которой будет оптический пробой материала. Интересен этот случай тем, что при определенных параметрах значительные изменения претерпевает не только пространственно-временной профиль импульса, но и его спектр, происходит значительное уширение частотного диапазона излучения как в сторону высоких, так и в сторону низких частот.

При таких мощностях интенсивность в процессе распространения может достигать значений, при которых параметр $\gamma = \omega_0/eE(mU)^{1/2}$ будет $\gamma \approx 1$ или меньше, соответственно, как нам известно из теоретических работ, посвященных ионизации в поле сильной электромагнитной волны, и по результатам ряда экспериментов, осуществлявшихся в последние годы (экспериментов, в которых объектом исследования были скорость фотонной ионизации W_{PI} прозрачных диэлектриков, в том числе и кварцевого стекла, и способы ее аппроксимации при различных условиях), уже необходимо учитывать не только вклад многофотонной ионизации и лавинного образования плазмы, но и туннелирования. Наилучшее же соответствие численных и экспериментальных результатов было достигнуто при использовании для расчета W_{PI} способом, который предложил Келдыш [9].

Для корректного описания рассматриваемого процесса необходимо использовать модифицированное уравнение Шредингера, в котором учтены не только такие эффекты, как дифракция, дисперсия, керровская нелинейность, но и нелинейность пятого порядка, а также многофотонная, лавинная и туннельная ионизации [4].

Эволюция поля ультракороткого импульса, распространяющегося в диэлектрике, в этом случае будет описываться самосогласованной системой уравнений:

$$\begin{cases} \frac{\partial E}{\partial z} = \frac{i}{2k} \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) \hat{r}^4 E - i \frac{\beta_0}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial \tau^2} + P_{nl} \\ P_{nl} = ik_0 n_2 \hat{r}^2 |E|^2 E + ik_0 n_4 \hat{r}^4 |E|^4 E - \frac{\sigma_{BS}}{2} \hat{r}^4 (1 + i\omega_0 \tau_c) \rho E - \frac{1}{2} \frac{W_{PI} U}{|E|^2} E \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} = W_{PI} + \eta |E|^2 \rho - \frac{\rho}{\tau_c} \end{cases} \quad (1)$$

где E – амплитуда напряженности электрического поля, z – продольная координата, r – поперечная координата, $\tau = t - z/v_g$ – время в движущейся с импульсом системе координат, v_g – групповая скорость, k_0 – начальный волновой вектор, n_0 – линейная часть показателя преломления, σ_{IBS} – поперечное сечение обратного тормозного излучения, ω – частота лазерного излучения, n_2 и n_4 – коэффициенты нелинейности поляризации среды 3-го и 5-го порядков по полю соответственно, β_D – коэффициент дисперсии групповой скорости, ω_0 – несущая частота лазерного излучения (на входе в диэлектрик), τ_p – длительность импульса, τ_c – характерное время столкновений электронов, ρ – плотность свободных электронов в среде, W_{PI} – скорость фотонной ионизации, U – ширина запрещенной зоны диэлектрика, $\eta = \sigma_{IBS}/U$, τ_r – время релаксации среды; σ_{IBS} вычисляется согласно модели Друдде-Стюарта.

Оператор T в дифракционном и нелинейном членах уравнения (1) учитывает влияние конечной ширины спектра на дифракцию и самовоздействие.

Члены в правой части уравнения (1) описывают вклад нелинейности третьего порядка в эволюцию лазерного импульса в кристалле диэлектрика (первое слагаемое), дефокусировку вследствие образования электронной плазмы (второе слагаемое).

Во втором уравнении системы последнее слагаемое описывает фотопоглощение, то есть энергетические потери оптического поля за счет ионизации (включая многофотонное поглощение, лавинную ионизацию и туннельный эффект), а не только многофотонное поглощение.

Первое слагаемое в правой части третьего уравнения системы описывает фотоионизационный вклад в генерацию свободных электронов, включая переход из валентной зоны в зону проводимости, через запрещенную зону диэлектрика. Второе слагаемое описывает вклад лавинной ионизации. Третье слагаемое представляет электронную рекомбинацию с характерным временем τ_r .

$$W_{PI}(|E|) = \frac{2\omega_0}{9\pi} \left(\frac{\omega_0 m^*}{\hbar \sqrt{\Gamma}} \right)^{3/2} Q(\gamma, x) \exp\{-\alpha \text{int} < x+1 >\}. \quad (2)$$

$$\Gamma = \frac{\gamma^2}{1+\gamma^2}, \quad \Xi = \frac{1}{1+\gamma^2}, \quad \alpha = \pi \frac{K(\Gamma) - E(\Gamma)}{E(\Xi)},$$

$$\beta = \frac{\pi^2}{K(\Xi)E(\Xi)}, \quad x = \frac{2}{\pi} \frac{U}{\hbar \omega_0} \frac{E(\Xi)}{\sqrt{\Gamma}}, \quad (3)$$

где K – полный эллиптический интеграл первого рода, а E – полный эллиптический интеграл второго рода.

Согласно таким обозначениям переменная

$$x = \frac{2}{\pi} \frac{U}{\hbar \omega_0} \frac{E(\Xi)}{\sqrt{\Gamma}}. \quad (4)$$

Выражение для вычисления $Q(\gamma, x)$ можно записать в виде

$$Q(\gamma, x) = \sqrt{\frac{\pi}{2K(\Xi)}} \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \exp(-n\alpha) \cdot \Phi(\sqrt{\beta[n+2v]}) \right\}. \quad (5)$$

Результаты и их обсуждение. Для решения самосогласованной системы уравнений (1) использовалась составленная нами численная схема. В ходе проведенного численного исследования изучалась динамика изменения пространственно-временного профиля интенсивности сверхмощного УК импульса совместно с эволюцией его спектра (применяемые параметры сверхмощного импульсного излучения согласованы с реальными возможностями современных лазеров).

Рассмотрим основные результаты численного исследования. Уменьшение β_2 от 1500 $\text{фс}^2/\text{см}$ до 350 $\text{фс}^2/\text{см}$ привело к тому, что частотный диапазон континуального спектра значительно расширился и стал более гладким, чего однако не происходило при дальнейшем уменьшении коэффициента дисперсии до нуля. Для сравнения на рис. 2 (сплошная кривая) изображены континуальный спектр, генерируемый 50 фс импульсом ($P_{in}/P_{cr}=30$), распространяющимся в среде с коэффициентом дисперсии групповой скорости 350 $\text{фс}^2/\text{см}$, и континуальный спектр, генерируемый таким же импульсом при $\beta_2=0$ (штриховая кривая).

При небольших по модулю отрицательных значениях β_2 уширение спектра в область низких частот было несколько больше, чем при $\beta_2 \geq 0$ (рис. 3). Низко- и высокочастотные крылья континуального излучения стали почти симметричными. При «углублении» в область отрицательной дисперсии диапазон параметров, при которых наблюдалось континуальное уширение спектра лазерного импульса, постепенно сужался, а сам континуальный спектр становился менее гладким.

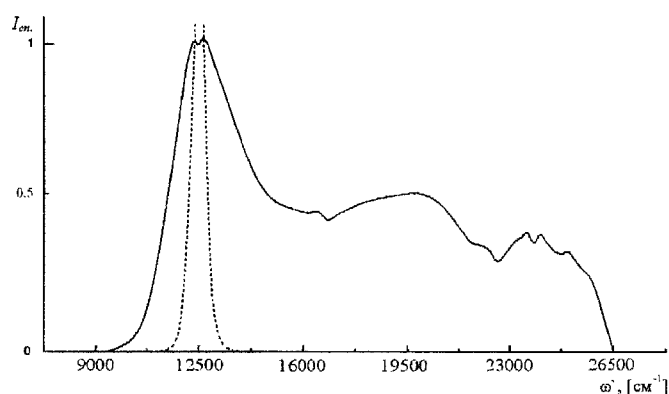


Рис. 1. Высокочастотный континуальный спектр, генерируемый 140 фс импульсом в кварцевом стекле при $P_{in}/P_{cr}=1.1$, пунктирной кривой изображен исходный спектр лазерного импульса, $\omega'=1/\lambda$, $\omega_0'=12500 \text{ см}^{-1}$).

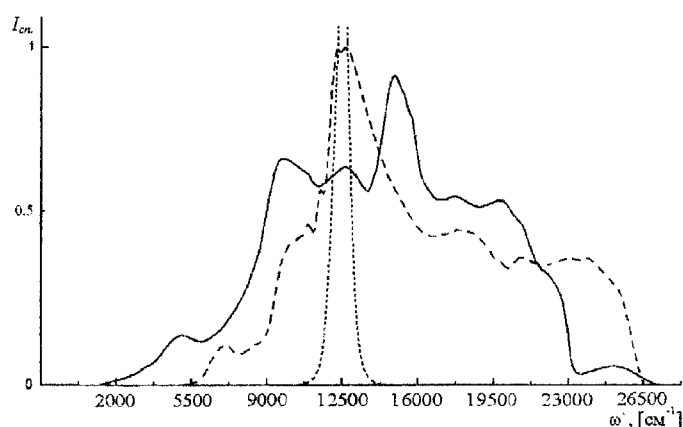


Рис. 2. Континуальный спектр, генерируемый 50 фс импульсом ($P_{in}/P_{cr}=30$), распространяющимся в среде с коэффициентом дисперсии $\beta_D=350 \text{ фс}^2/\text{см}$ (сплошная кривая) и $\beta_D=0$ (штриховая кривая), пунктирной кривой изображен исходный спектр лазерного импульса ($\omega'=1/\lambda$, $\omega_0'=12500 \text{ см}^{-1}$).

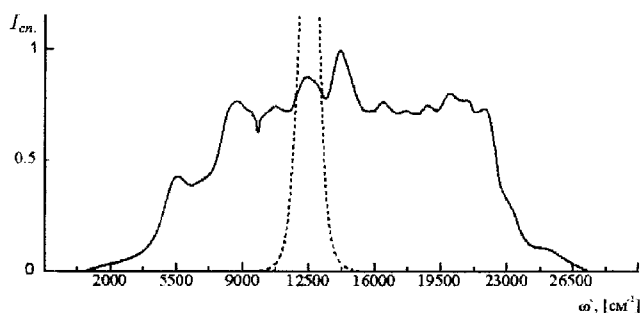


Рис. 3. Континуальный спектр, генерируемый 50 фс импульсом ($P_{in}/P_{cr}=30$), распространяющимся в среде с отрицательной ($\beta_D=-360 \text{ фс}^2/\text{см}$) дисперсией групповой скорости, пунктирной кривой изображен исходный спектр лазерного импульса ($\omega'=1/\lambda$, $\omega_0'=12500 \text{ см}^{-1}$).

Заключение. Исходя из полученных результатов можно сделать вывод, что дисперсия групповой скорости способствует уширению спектра в область низких частот. Низкая положительная и высокая отрицательная дисперсия, оказывая стабилизирующее влияние на распространяющееся лазерное излучение, позволяет получить континуальный спектр в более широком диапазоне начальных параметров. Однако ключевую роль в процессе континуализации частотного спектра играет фазовая самомодуляция, обусловленная комплексом индуцированных фотоионизационных процессов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Homann, C. Direct measurement of the effective input noise power of an optical parametric amplifier / C. Homann and E. Riedle // *Laser&Photonics Reviews*. – 2013. – Vol. 165, № 7. – P. 580–588.
2. Chin, S. Advances in intense femtosecond laser filamentation in air / S. Chin, O. Kosareva, N. Panov, R. Li, Z. Xu [et al.] // *Laser Physics*. – 2012. – Vol. 22, № 1. – P. 1–53.
3. Lorient, V. Self-referenced characterization of femtosecond laser pulses by chirp scan / V. Lorient, G. Gitzinger, N. Forget // *Optics Express*. – 2013. – Vol. 21, № 21. – P. 24879–24893.
4. Couaïron, A. Femtosecond filamentation in transparent media / A. Couaïron, A. Mysyrowicz // *Phys. Rep.* – 2007. – Vol. 441, № 1. – P. 47–189.
5. Vislobokov, N.Yu. Supercontinuum generation by ultra-high power femtosecond laser pulses in dielectrics / N.Yu. Vislobokov, A.P. Sukhorukov // *Physics of Wave Phenomena*. – 2009. – Vol. 17, № 1. – P. 11–14.
6. Kandidov, V.P. Formation of conical emission of supercontinuum during filamentation of femtosecond laser radiation in fused silica / V.P. Kandidov, E.O. Smetanina, A.E. Dormidonov, V.O. Kompanets, S.V. Chekalin // *J. Exp. Theor. Phys.* – 2011. – Vol. 113, № 3. – P. 422–432.
7. Чекалин, С.В. От самофокусировки световых пучков – к филаментации лазерных импульсов / С.В. Чекалин, В.П. Кандидов // *УФН*. – 2013. – Vol. 183, № 2. – С. 133–152.
8. Peng, J. Control of energy deposition in femtosecond laser dielectric interactions / J. Peng, D. Grojo, D.M. Rayner, P.B. Corkum // *Appl. Phys. Lett.* – 2013. – Vol. 102, № 16. – P. 161105–161110.
9. Келдыш, Л.В. Ионизация в поле сильной электромагнитной волны / Л.В. Келдыш // *ЖЭТФ*. – 1964. – Vol. 47, № 15(11). – P. 1945–1956.

REFERENCES

1. Homann C., Riedle E. *Laser&Photonics Reviews*, 2013, 165(7), pp. 580–588.
2. Chin S., Kosareva O., Panov N., Li R., Xu Z. *Laser Physics*, 2012, 22(1), pp. 1–53.
3. Lorient V., Gitzinger G., Forget N. *Optics Express*, 2013, 21(21), pp. 24879–24893.
4. Couaïron A., Mysyrowicz A. *Phys. Rep.*, 2007, 441(1), pp. 47–189.
5. Vislobokov N.Yu., Sukhorukov A.P. *Physics of Wave Phenomena*, 2009, 17(1), pp. 11–14.
6. Kandidov V.P., Smetanina E.O., Dormidonov A.E., Kompanets V.O., Chekalin S.V. *J. Exp. Theor. Phys.*, 2011, 3(113:3), pp. 422–432.
7. Чекалин С.В., Кандидов В.П. *УФН*, 2013, 31(183:2), pp. 33–152.
8. Peng J., Grojo D., Rayner D.M., Corkum P.V. *Appl. Phys. Lett.*, 2013, 102(16), pp. 161105–161110.
9. Келдыш, Л.В. *ЖЭТФ*, 1964, 47[15(11)], pp. 1945–1956.

Поступила в редакцию 15.01.2014. Принята в печать 21.04.2014
 Адрес для корреспонденции: e-mail: nkt_2004@mail.ru – Вислобоков Н.Ю.