ФИЗИЧЕСКИЕ МЕХАНИЗМЫ ГЕНЕРАЦИИ СВЕТОВОГО КОНТИНУУМА В ВИДИМОЙ И БЛИЖНЕЙ ИК ОБЛАСТИ СПЕКТРА

ТАЖИБАЕВ И.И. [1,2], ЗАХИДОВ Э.А. [1,2], НЕМАТОВ Ш.К. [1,2],
САГДИЕВ Х.Т. [2], ЭШАНОВ Э.Э. [2]

[1]Институт Ионно-плазменных и лазерных технологий. 100125 Ташкент. улица Дурмон йули 33

[2]Ташкенткий государственный технический университет. 100074 Ташкент. улица Университетская 2

ilhom.tojiboyev@gmail.com

Ультракороткий оптический импульс, распространяющийся через среду, может возбуждать широкий диапазон нелинейных откликов из-за его высокой пиковой мощности. Это можно принципиально описать, включив нелинейный отклик в уравнения Максвелла. Однако для длительностей импульсов, намного превышающих оптический цикл, уравнения Максвелла могут быть сведены к более простому дифференциальному уравнению первого порядка, называемому обобщенным нелинейным уравнением Шредингера.

Теория нелинейной волоконной оптики описывает поведение света, распространяющегося через дисперсионные нелинейные среды, являющиеся основой генерации суперконтинуума. Как правило, нелинейные явления вступают в силу, когда интенсивность входного оптического импульса настолько велика, что диэлектрическая поляризация P не является линейной функцией внешнего электрического поля E. Для изучения этих явлений нелинейное уравнение Шредингера во временной области (NLSE) была получена из уравнений Максвелла, которая моделирует эволюцию импульса [1, 3].

Для простоты предположим, что электрическое поле $E(z,t)$, распространяющееся вдоль z, линейно поляризовано и имеет фиксированное распределение по x и y, что имеет место для одномодового волокна в отсутствие двулучепреломления. Отправной точкой является волновое уравнение Максвелла, в котором нелинейная поляризуемость среды P_{NL} добавляется к линейной поляризуемости P_L. Скорость света и проницаемость в вакууме c и μ_0 соответственно.

$$\nabla^2 E - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 P_L}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 P_{NL}}{\partial t^2} \tag{1}$$

Ключевыми приближениями являются следующие. Во-первых, электрическое поле разделяется на сложную огибающую $A(z,t)$, быструю несущую с несущей частотой $\omega_0 = 2\pi f_0$ и продольное волновое число β_0, а поперечная пространственная модовый профиль $F(x,y)$:

$$E(z,t) = F(x,y)A(z,t)e^{i(\beta_0 t - \omega_0 t)} \tag{2.}$$

Под медленно меняющегося огибающего приближением (SVEA), $A(z,t)$ предполагаются медленно изменяются по сравнению с циклом несущего во время и к продольному пространственному периоду, как указано в уравнении. 3. Это позволяет временный носитель должен быть разделено, и пространственная производную второго порядка можно пренебречь.

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} \ll 1 \qquad \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} \ll 2\beta_0 \frac{\partial A}{\partial z} \tag{3}$$

Уравнение 1. затем решается в частотной области путем разделения переменной для получения поперечных и продольных уравнений. Доминирующим частом из нелинейным восприимчивости P_{NL} в стекле является восприимчивость третьего порядка $\chi^{(3)}$. Предположим, что ω_0 далек от любого резонанса, так что $\chi^{(3)}$ эффективно постоянна и рассматривает его как возмущение первого порядка. Это дает зависящий от интенсивности сдвиг $\Delta\beta$ постоянной распространения. Поперечное уравнение 4 представляет собой уравнение на собственные значения, дающее оптические моды $F(x,y)$ и постоянную распространения $\beta(\omega)$ по диэлектрической постоянной $\varepsilon(\omega)$. Метод решения аналогичен методу стандартных диэлектрических волноводов [4, 5]. Получающаяся постоянная распространения затем подставляется в уравнение продольного распространения 5.

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 F}{\partial y^2}+\left(\varepsilon(\omega)\frac{\omega^2}{c^2}-\beta^2\right)F=0 \tag{4}$$

$$2i\beta\frac{\partial A}{\partial z}+\left(\beta^2-\beta_0^2\right)A=0 \tag{5}$$

Затем постоянную распространения разделяют на нелинейный член и линейный член $\beta(\omega)$, который включает в себя волноводные и материальные вклады хроматическую дисперсию. Линейная часть затем разлагается в ряд Тейлора дисперсию n-вого порядка β_n:

$$\beta(\omega)=\sum_{n=0}^{\infty}\frac{\beta_n}{n!}\left(\omega-\omega_0\right)^n \tag{6}$$

Принимая, $\beta^2-\beta_0^2\approx 2\beta_0\left(\beta-\beta_0\right)$ [6] преобразуя уравнение 5 обратно во временную области и принятие отсчета, соответствующий несущего групповую скорость дает частичное дифференциальное уравнение, которое первым порядок в направлении распространения z. Изменение нелинейного индекса $\Delta\beta$ связано с индексом преломления, зависящим от интенсивности n_2. Это приводит к фазовый самомодуляции (SPM), часто доминирующему нелинейному явлению в оптических устройствах. Член $\Delta\beta$ включает эффект потери волокна и нелинейность. Она может быть оценена по формуле. (4) с использованием теории возмущений первого порядка

$$\Delta\beta=-\frac{\alpha}{2}+i\gamma|A|^2 \tag{7}$$

где γ - нелинейный коэффициент, определяемый формулой [7]

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}} \tag{8}$$

здесь n_2 - так называемый нелинейный показатель преломления, который возмущает линейный индекс при более высоких интенсивностях $n = n_0 + n_2 I$.Эффективная площадь волноводного луча A_{eff} может быть вычислена из поперечной моды $F(x, y)$[8, 9]

$$A_{eff} = \frac{\left| \int\int_{-\infty}^{+\infty} \left| F(x, y) \right|^2 dxdy \right|^2}{\int\int_{-\infty}^{+\infty} \left| F(x, y) \right|^4 dxdy} \tag{9}$$

Для меньшего нормированного частоты V следующая асимптотическая формула могут определять радиус моды с точностью до 1% [10]:

$$\tau \approx \left(0.65 + \frac{1.619}{V^{3/2}} + \frac{2.879}{V^6} \right) r \tag{10}$$

где r радиус сердцевины.

Конечном итоге обобщенное нелинейное уравнение Шредингера приобретает следующую форму:

$$\frac{\partial A(z,t)}{dz} + \underbrace{\frac{\alpha}{2} A}_{\text{Потеря}} + \underbrace{\left[\sum_{m=2}^{5} \frac{i^{m-1}}{m!} \beta_m \frac{\partial^m}{\partial T^m} \right] A}_{\text{Дисперсия}} = i\gamma \left[\underbrace{|A|^2 A}_{\text{ВФСМ}} + \underbrace{\frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} \left(|A|^2 A \right)}_{\text{Самоукручивание}} - \underbrace{T_R \frac{\partial |A|^2}{\partial T}}_{\text{ВКР}} \right] \tag{11}$$

Здесь $A(z,T)$ - огибающая импульса, предполагаемая медленно меняющейся функцией расстояния распространения z. T представляет время. α - потери на распространение, β_k - коэффициенты ряда Тейлора волнового числа β, γ - коэффициент нелинейности, а T_R - нелинейная функция отклика.

$$T_R \approx f_R \int_0^{\infty} t h_R(t) dt$$

Можно видеть, что левая сторона GNLSE моделирует линейные эффекты, а правая часть указывает на нелинейные эффекты. Важно, что ключевое предположение состоит в том, что распространение импульса является однонаправленным, так что любая обратная волна, а также нелинейная связь между прямой и обратной волнами пренебрегают.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. E. Sharping, J. Lightwave Technol. 26, 2184 (2008).
2. Y.-H. Zhai, C. Goulart, J. E. Sharping, H. Wei, S. Chen, W. Tong, M. N. Slipchenko, D. Zhang, and J.-X. Cheng, Appl. Phys. Lett. 98, 191106 (2011).
3. C. Gu, C. Goulart, and J. E. Sharping, Opt. Lett. 36, 1488 (2011).
4. V. P. Yanovsky and F. W. Wise, Opt. Lett. 19, 1547 (1994).
5. Y. Deng, Q. Lin, F. Lu, G. P. Agrawal, and W. H. Knox, Opt. Lett. 30, 1234 (2005).
6. J. E. Sharping, M. A. Foster, A. L. Gaeta, J. Lasri, O. Lyngnes, and K. Vogel, Opt. Express 15, 1474 (2007).
7. Y. Deng, C.-Y. Chien, B. G. Fidric, and J. D. Kafka, Opt. Lett. 34, 3469 (2009).
8. M. D. Perry, T. Ditmire, and B. C. Stuart, Opt. Lett. 19, 2149 (1994).
9. L. E. Hooper, P. J. Mosley, A. C. Muir, W. J. Wadsworth, and J. C. Knight, Opt. Express 19, 4902 (2011).
10. T. Ganz, V. Pervak, A. Apolonski, and P. Baum, Opt. Lett. 36, 1107 (2011).