

Министерство образования и науки Российской Федерации

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САРАТОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ Н.Г. ЧЕРНЫШЕВСКОГО»

Базовая кафедра компьютерной
физики и метаматериалов
в Саратовском филиале
Института радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН

Распространение лазерных импульсов в световоде с керровской нелинейностью

АВТОРЕФЕРАТ БАКАЛАВРСКОЙ РАБОТЫ

Студента 4 курса 431 группы

Направления 011200 «Физика» физического факультета

Бражника Дмитрия Сергеевича

Научный руководитель

Профессор, д. ф.-м.н.

_____ Е.А.Романова

Зав. Кафедрой

Профессор, д. ф.-м.н.

_____ В.М.Аникин

Саратов 2016

Введение

Изучение характера распространения световых импульсов в волокне является одной из центральных задач волоконной оптики. Сравнение результатов численного моделирования с экспериментом позволяет оценить, насколько правильно используемые физические модели описывают реальные физические процессы. Практическая важность таких исследований связана с широким использованием оптического волокна в современных сетях связи.

При передаче импульсных сигналов в волоконных световодах после прохождения некоторого расстояния импульсы искажаются, расширяются и может наступать момент, когда соседние импульсы перекрывают друг друга.

Уширение импульсов обусловлено дисперсией групповой скорости электромагнитных волн, распространяющихся в световоде. Дисперсия является также и причиной уменьшения амплитуды импульсов. Дисперсия в волоконных световодах является основной причиной искажения передаваемого сигнала,

Таким образом, дисперсия групповой скорости является одной из основных оптических характеристик волокон.

В настоящее время одним из перспективных направлений лазерной физики является создание источников широкополосного излучения в среднем инфракрасном диапазоне длин волн (3-15 мкм). В таких задачах необходимо определить спектральную область, где возможно осуществление солитонного режима распространения лазерных импульсов.

Целью данной выпускной квалификационной работы является определение условий осуществления солитонного режима распространения лазерных импульсов в среднем инфракрасном диапазоне длин волн.

Задачи:

1. Изучение особенностей распространения сверхкоротких лазерных импульсов в диспергирующих и нелинейных средах.
2. Изучение теоретической модели распространения сверхкоротких лазерных импульсов в диспергирующих и нелинейных средах.
3. Расчет коэффициента дисперсии групповой скорости для основной моды волоконного световода из халькогенидного стекла при различных значениях радиуса сердцевины.
4. Компьютерное моделирование распространения фемтосекундного лазерного импульса в основной моде волоконного световода из халькогенидного стекла в режиме нормальной и аномальной дисперсии.
5. Анализ полученных результатов и выводы.

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ВОЛОКОННОМ СВЕТОВОДЕ С КЕРРОВСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

Задача численного моделирования распространения оптических импульсов в волоконном световоде сводится к двум этапам. Прежде всего, нужно учесть и определить точное значение коэффициента дисперсии групповой скорости (в дальнейшем ДГС). Затем, используя полученное значение коэффициента ДГС, рассчитать временной профиль оптического импульса при его распространении в световоде.

Проведем расчет для оптического световода из сульфида мышьяка (As_2S_3). Разность показателей преломления сердцевины и оболочки составляет 0.004. Такой световод прозрачен в области длин волн 0.6 – 7 мкм.

Для оценки коэффициента дисперсии воспользуемся приближенным выражением: формула Сельмейера – для As_2S_3 (Таблица 1). В области длин волн 1-2 мкм дисперсия такого материала является нормальной, нуль ДГС соответствует длине волны 5 мкм.

Таблица 1

Вещество	$n(\lambda)$
As_2S_3	$(1 + \frac{0.95 * \lambda^2}{\lambda^2 - 750} + \frac{0.12 * \lambda^2}{\lambda^2 - 0,20} + \frac{0.88 * \lambda^2}{\lambda^2 - 0.12} + \frac{1.92 * \lambda^2}{\lambda^2 - 0.06} + \frac{1.9 * \lambda^2}{\lambda^2 - 0.02})^{1/2}$

Используя это выражение, можно вычислить искомый коэффициент дисперсии β_2 :

$$\beta_2 = \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} \Big|_{\omega_0} = -\frac{1}{u^2} \frac{\partial u}{\partial \omega} \Big|_{\omega_0} = \frac{\lambda_0^3}{2\pi c^3} \frac{\partial^2 n}{\partial \lambda^2} \Big|_{\lambda_0} \quad (1)$$

Рассчитаем значение коэффициента дисперсии β_2 для разных радиусов сердцевины исследуемого световода. В Таблице 2 приведены результаты расчета β_2 для разных радиусов сердцевины, а также номера рисунков, на которых показаны соответствующие дисперсионные зависимости.

Таблица 2

Номер рисунка	Радиус сердцевинны, a	Длина волны λ , мкм	β_2 , пс/мкм	Длина волны λ , мкм	β_2 , пс/мкм
Рисунок 15	1	1.55	$4.638 \cdot 10^{-7}$	5	$-1.274 \cdot 10^{-8}$
Рисунок 16	3		$4.726 \cdot 10^{-7}$		$-1.265 \cdot 10^{-8}$
Рисунок 17	5		$4.642 \cdot 10^{-7}$		$2.1 \cdot 10^{-8}$
Рисунок 18	8		$4.625 \cdot 10^{-7}$		$3.05 \cdot 10^{-8}$

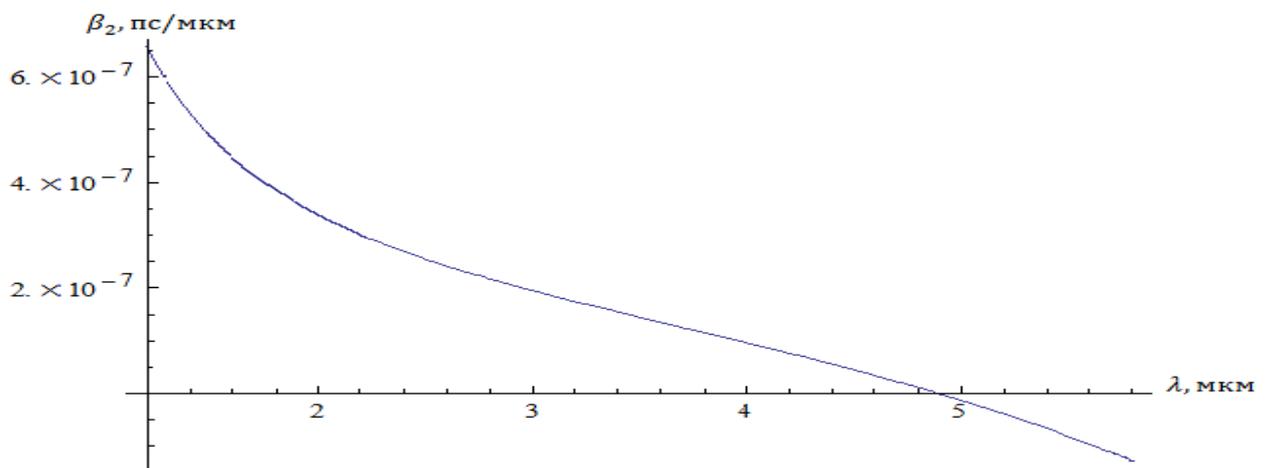


Рисунок 1

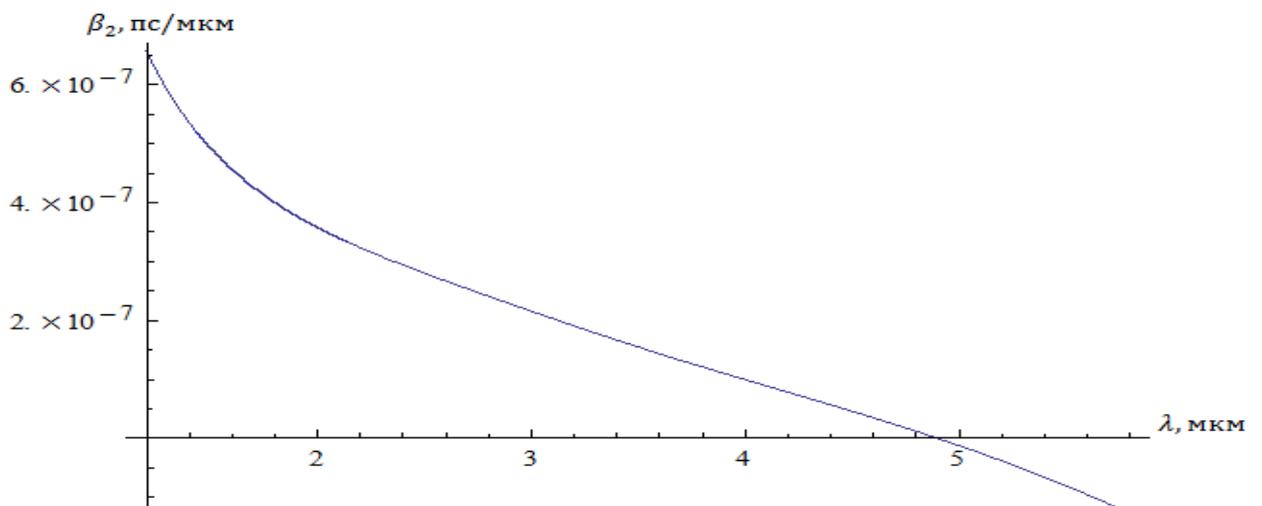


Рисунок 2

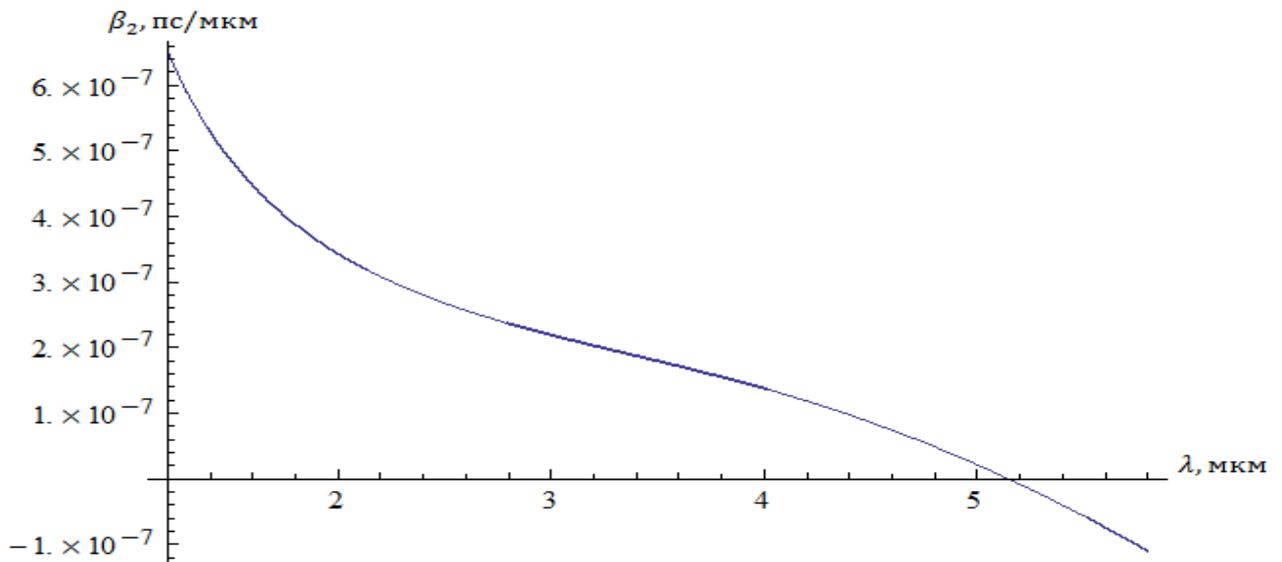


Рисунок 3

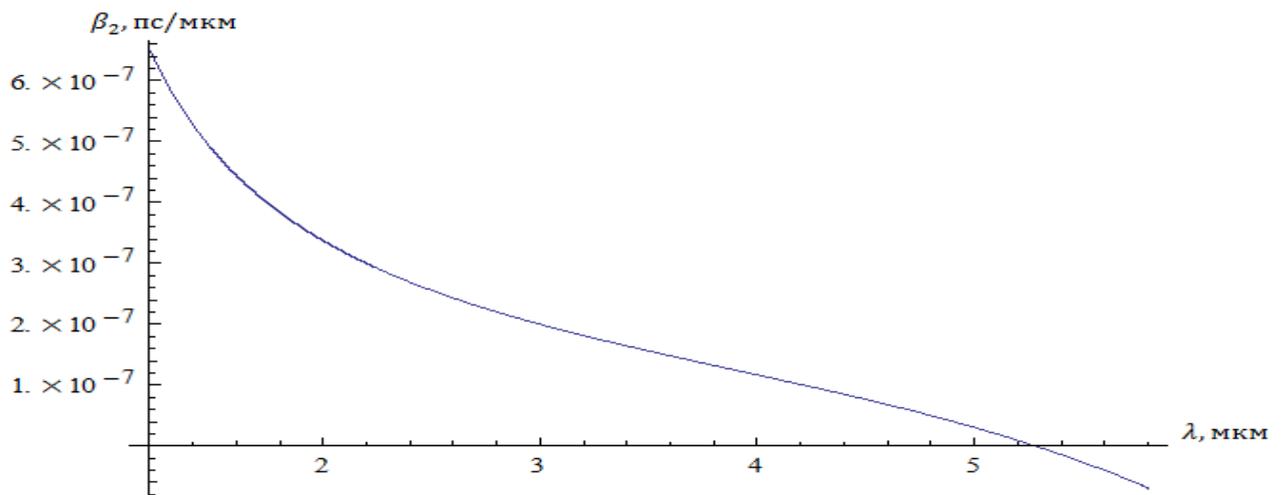


Рисунок 4

Как видно на рисунках 1 – 4, использование световода с узкой сердцевиной позволяет переместить положение нуля дисперсии групповой скорости в сторону меньших длин волн. Это важно при разработке нелинейных оптических устройств для преобразования частоты лазерного излучения.

Расчет уширения импульса в волоконном световоде

Для рассмотрения распространения импульса в нелинейной среде с дисперсией воспользуемся следующим уравнением:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{i}{2} \alpha A + \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma A^2 A \quad (2)$$

В таблице 3 приведены параметры необходимые для расчетов.

Таблица 3

Длина волны, λ [мкм]	1.55	5
Площадь эффективной моды, $A_{эфф}$ [мкм ²]	70	
Нелинейный показатель преломления, n_2 [см ² /Вт]	$5 \cdot 10^{-14}$	
Дисперсионный параметр, β_2 [фс ² /мкм]	0.47	-0.012
Длительность импульса, Z [фс]	10	5
Амплитуда, A [В/см]	100	

На начальном этапе моделирования, построим начальный профиль импульса $A(z=0)$ (Рисунок 5).

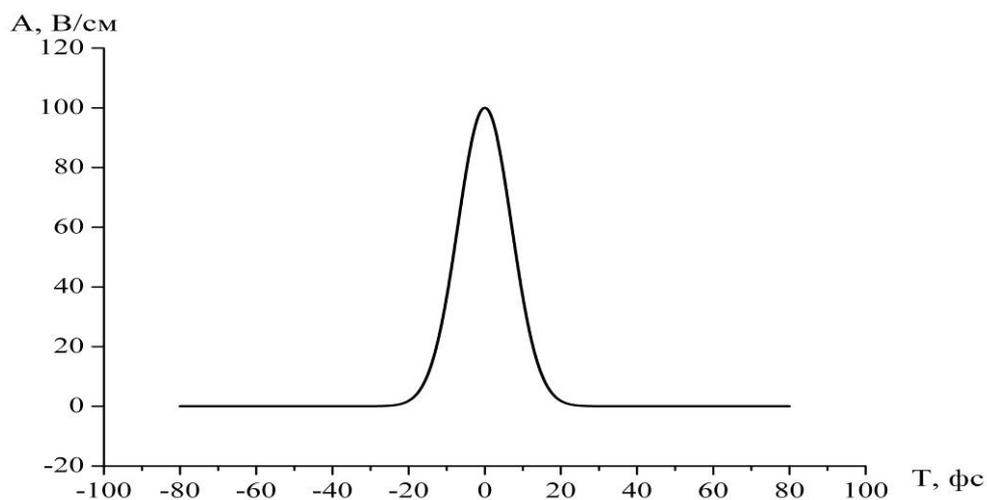


Рисунок 5. Профиль лазерного импульса в начальной точке $z=0$.

Рассмотрим распространение лазерного импульса в режиме нормальной ДГС, когда пиковая длина волны приходится на 1.55 мкм.

С учетом действия дисперсии групповой скорости построим профиль импульса на расстоянии в 110 мкм, при этом полагая, что нелинейный коэффициент $\gamma=0$ (Рисунок 6).

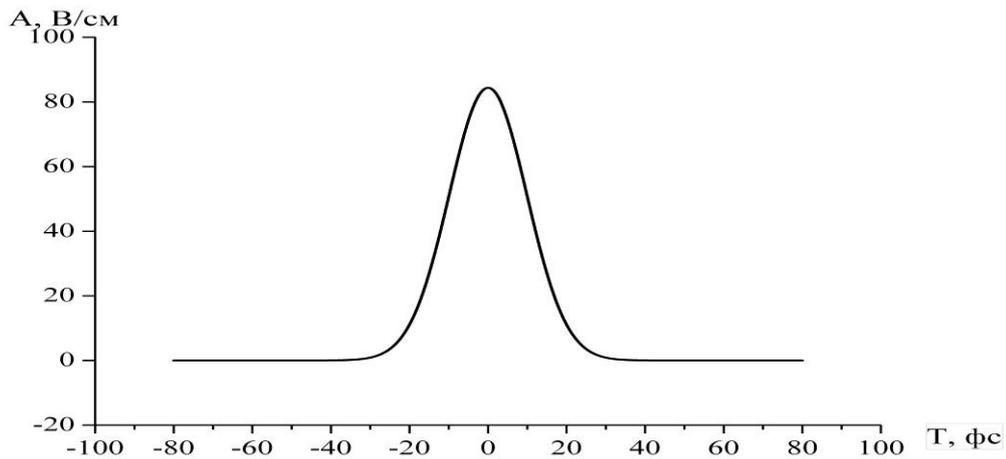


Рисунок 6. Профиль лазерного импульса в точке $z=110$ мкм с учетом ДГС.

Сравнивая рисунки 5 и 6, можем сравнить профили импульсов и увидеть, как изменился профиль импульса при его распространении в волокне в результате дисперсионного уширения (Рисунок 7).

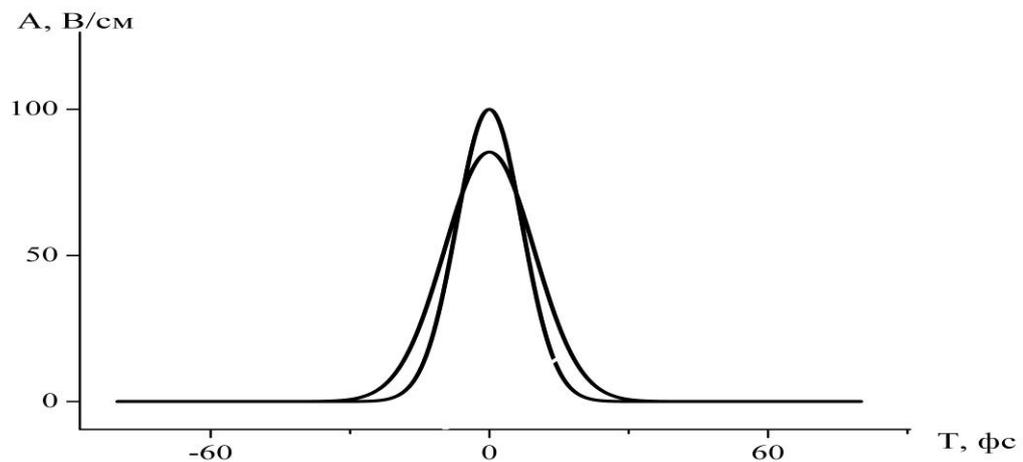


Рисунок 7. Дисперсионное уширение лазерного импульса.

Теперь построим профиль импульса на том же расстоянии в 110 мкм, но с учетом керровской нелинейности, когда $\gamma \neq 0$ (Рисунок 8).

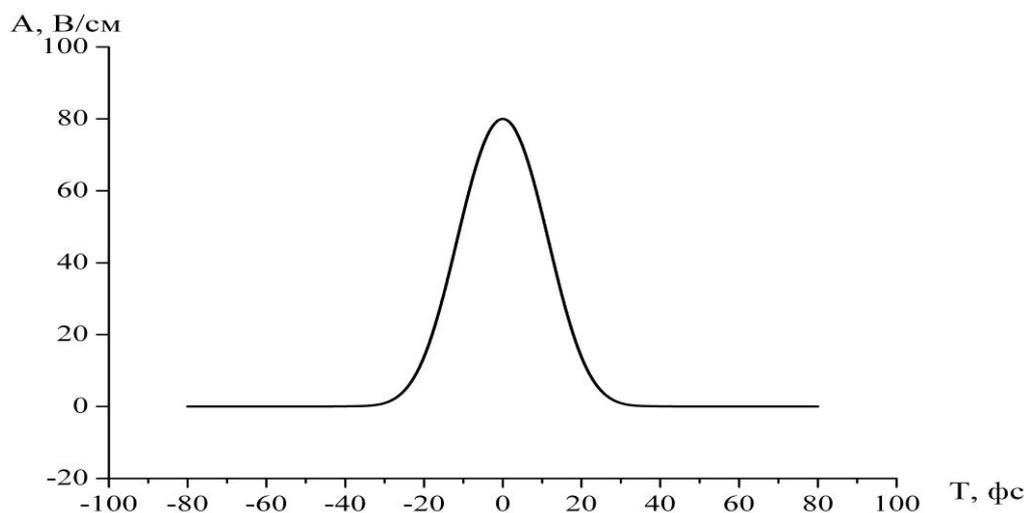


Рисунок 8. Профиль лазерного импульса в точке $z=110$ мкм с учетом ДГС и ФСМ.

Сравним начальный профиль импульса с профилем, показанным на рисунке 8 (Рисунок 9).

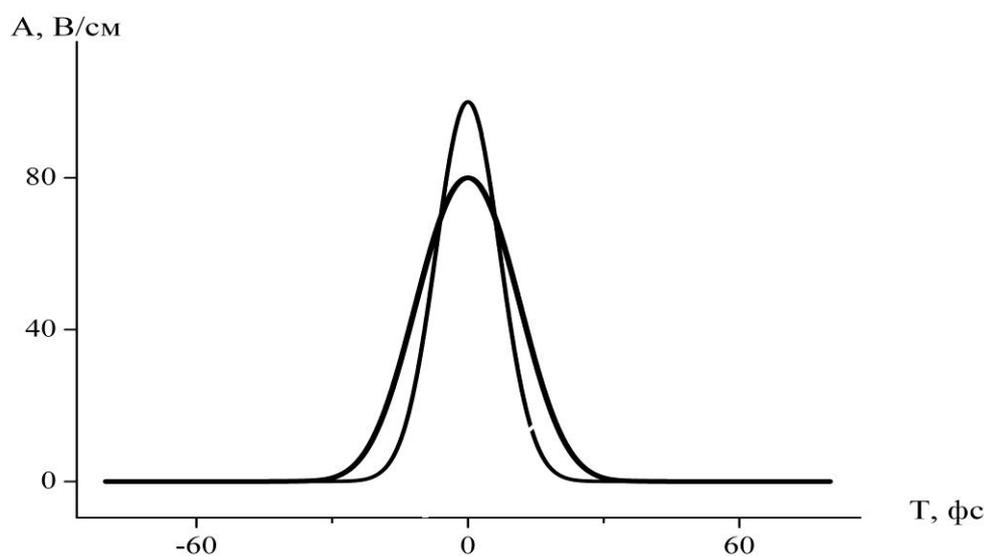


Рисунок 9. Дисперсионное уширение лазерного импульса в условиях фазовой самомодуляции.

Таким образом, построены профили лазерного импульса при заданном значении ДГС, но при разном значении коэффициента нелинейности γ , а

именно при $\gamma=0$ и $\gamma \neq 0$. Теперь сравним полученные результаты, построив на графике все три профиля импульса (Рисунок 10).

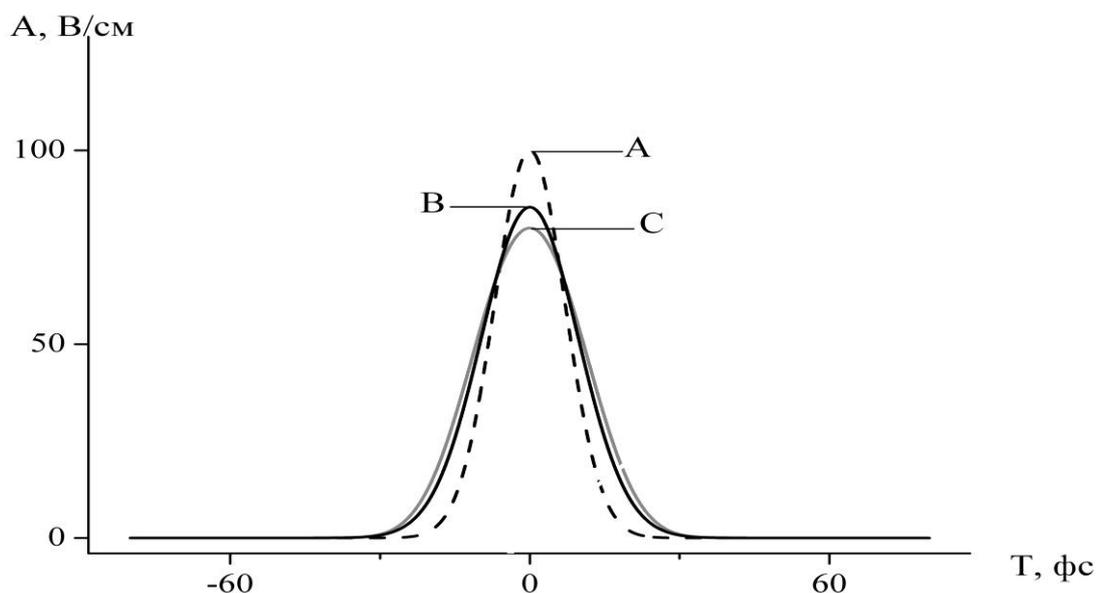


Рисунок 10. A-начальный профиль импульса, B – профиль импульса при $\gamma=0$, C-профиль импульса при $\gamma \neq 0$.

На рисунке 10 видно, что при распространении в режиме нормальной ДГС фазовая самомодуляция приводит к дополнительному уширению импульса.

Теперь рассмотрим распространение лазерного импульса в световоде с радиусом сердцевины 3 мкм в режиме аномальной ДГС, когда пиковая длина волны приходится на 5 мкм.

Построим начальный профиль импульса $A(z=0)$ для данного случая (Рисунок 11).

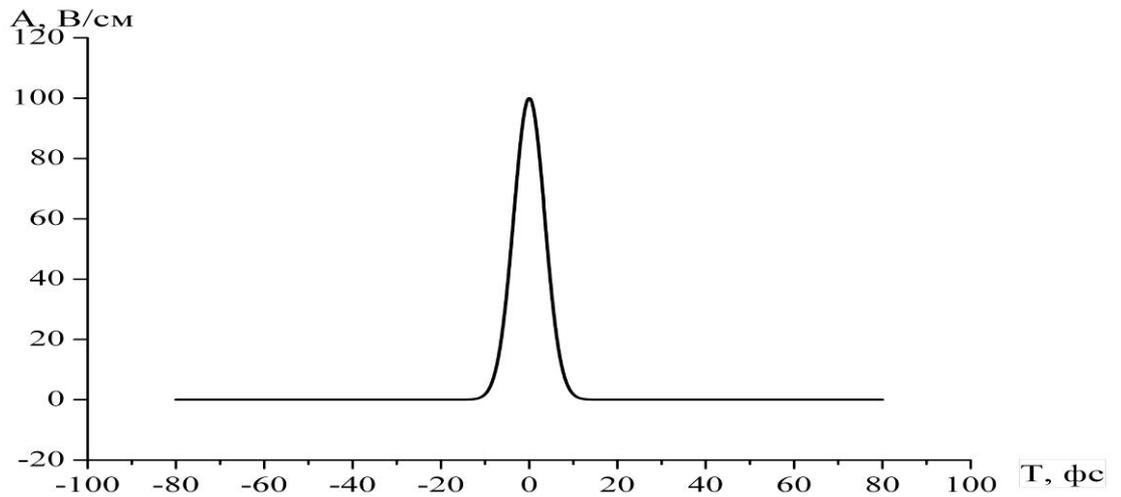


Рисунок 11. Профиль лазерного импульса в начальной точке $z=0$.

С учетом действия дисперсии групповой скорости построим профиль импульса на расстоянии в 480 мкм, при этом полагая, что нелинейный коэффициент $\gamma=0$ (Рисунок 12).

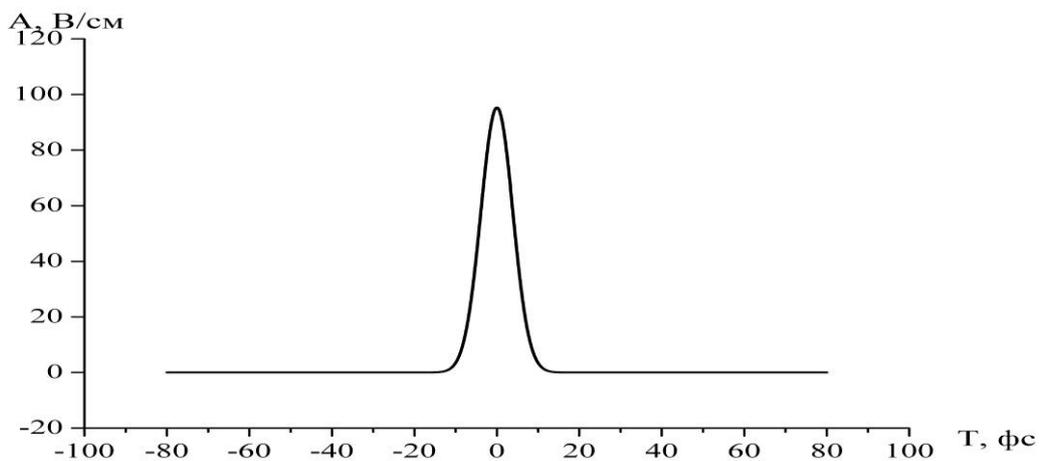


Рисунок 12. Профиль лазерного импульса в точке $z = 480$ мкм с учетом ДГС.

Далее построим профиль импульса на том же расстоянии в 480 мкм, но с учетом керровской нелинейности, когда $\gamma \neq 0$ (Рисунок 13).

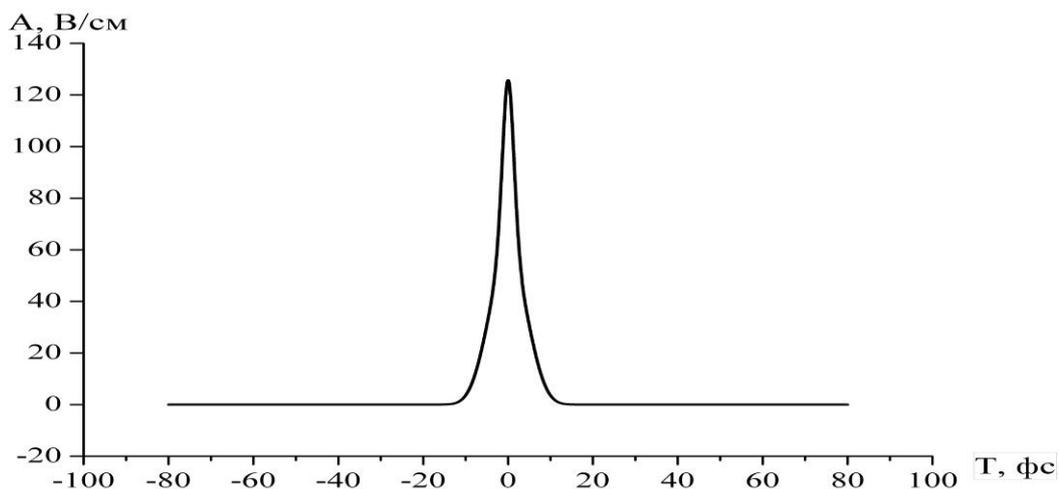


Рисунок 13. Профиль лазерного импульса в точке $z = 480$ мкм с учетом ДГС и ФСМ.

Таким образом, построены профили лазерного импульса при заданном значении ДГС, но при разном значении коэффициента нелинейности γ , а именно при $\gamma=0$ и $\gamma \neq 0$. Теперь сравним полученные результаты, построив на графике все три профиля импульса (Рисунок 14).

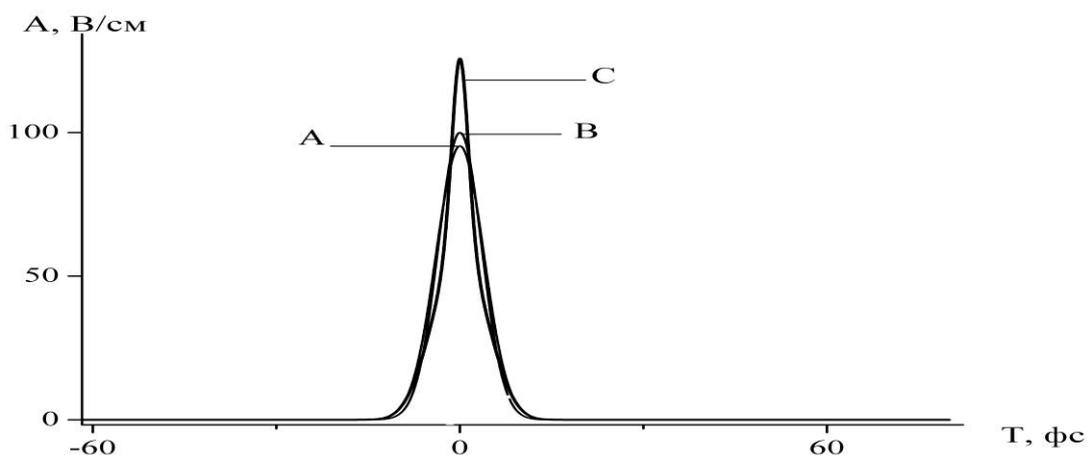


Рисунок 14. А-начальный профиль импульса, В – профиль импульса при $\gamma=0$, С-профиль импульса при $\gamma \neq 0$.

На рисунке 14 видно, что при распространении в режиме аномальной ДГС фазовая самомодуляция приводит к сужению импульса, т.е. в данном случае возможен солитонный режим распространения.

Заключение

В данной работе построена и успешно применена для расчетов компьютерная модель распространения сверхкороткого лазерного импульса в халькогенидном стекле с учетом дисперсии материала и исследовано, каким образом процесс уширения импульса зависит от длины волны. Показано, что использование волоконного световода с узкой сердцевиной позволяет управлять положением нуля дисперсии групповой скорости на шкале длин волн. В ближнем ИК диапазоне осуществление солитонного режима невозможно вследствие большой дисперсии халькогенидного стекла в этой области. Однако, в среднем ИК диапазоне, где находится нуль ДГС халькогенидного стекла, возможно осуществление солитонного режима распространения лазерных импульсов в заданной области длин волн.

Приведенные результаты могут быть использованы при создании новых оптических материалов и волноводных структур, обладающих заданными нелинейными и дисперсионными свойствами.