

Т.М. Лысак, В.А. Трофимов

О ВОЗМОЖНОСТИ РЕАЛИЗАЦИИ ВЫСОКОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГВГ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ СЛУЧАЙНОЙ ПИКОВОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ.¹ ЧАСТЬ II. ПОДАВЛЕНИЕ ФЛУКТУАЦИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ В СРЕДЕ С КВАДРАТИЧНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

1. Введение

Распространение фемтосекундных импульсов в среде с квадратичной и кубичной нелинейности привлекает внимание многих исследователей [1-24]. В частности, особый интерес вызывает возможность получения как солитонного, так и солитоноподобных режимов их распространения. Они характеризуются неизменностью формы импульсов и профиля пучка. Однако важно отметить, что реализация такого рода режимов в ряде случаев оказывается достаточно чувствительной к значениям оптического излучения [25-27]. Аналогичная ситуация имеет место и при конверсии частоты оптического излучения лазера, работающего в режиме свободной генерации. В этом случае оптическое излучение представляет собой последовательность отдельных импульсов с различной пиковой интенсивностью, длительностью и энергией. Из-за этого снижается средняя эффективность преобразования частоты, так как оптимальные условия ее реализации для отдельных субимпульсов последовательности импульсов будут различными. Помимо этого в случае наличия самофокусирующей нелинейности флуктуации начальных значений пиковой интенсивности могут лавинообразно нарастать в процессе распространения фемтосекундных импульсов, приводя к неприемлемым увеличениям отклонения измеряемых величин (например, эффективности преобразования частоты) от их средних значений. Поэтому актуальным является проблема подавления флуктуаций параметров последовательности субимпульсов лазера, работающего в режиме свободной генерации. Один из возможных способов достижения этого рассматривается в настоящей работе. Ниже анализируется распространение фемтосекундных импульсов фиксированной энергии в оптическом волокне, характеризуемом отсутствием самовоздействия и большой расстройкой волновых чисел в процессе ГВГ. Как известно, в

¹ Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты № 05-01-00507 и № 06-01-08006-офи).

этом случае эффективность ГВГ практически близка к нулю, и энергия распространяющихся импульсов существенно не изменяется. Импульсы различаются начальными значениями пиковой интенсивности, которые задаются случайным образом с равномерной плотностью распределения вблизи некоторого среднего значения. Цель работы состоит в определении возможностей подавления флуктуаций входной интенсивности последовательности световых импульсов за счет нелинейного взаимодействия со средой, обладающей квадратичной нелинейностью, при одновременном увеличении среднего значения пиковой интенсивности. Следует подчеркнуть, что в литературе процесс ГВГ в условиях большой расстройки волновых чисел называется каскадной генерацией.

2. Основные уравнения

Система безразмерных уравнений, описывающая процесс распространения фемтосекундного импульса в оптическом волокне без учета самодействия в условиях ГВГ имеет следующий вид:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + iD_1 \frac{\partial^2 A_1}{\partial \eta^2} + i\gamma A_1^* A_2 e^{-i\Delta kz} = 0, \quad 0 < z \leq L_z, \quad 0 < \eta < L_t,$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \nu \frac{\partial A_2}{\partial \eta} + iD_2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial \eta^2} + i\gamma A_1^2 e^{i\Delta kz} = 0.$$

Введенные выше обозначения соответствуют части I данной работы. Ниже запишем лишь начальные и граничные условия для рассматриваемого процесса. Так, на входе в нелинейную среду задавалось распределение комплексной амплитуды в виде

$$A_{1,j}^0(\eta) = A_{1,j}^0 e^{-2 \ln 2 \left(\frac{\eta - \eta_0}{\tau_j} \right)^2}.$$

При этом значения входных амплитуд $A_{1,j}^0$ различных импульсов в их последовательности удовлетворяют случайному распределению на интервале

$$[A_{10}(1 - \delta), A_{10}(1 + \delta)], \quad (1)$$

где параметры A_{10} и δ характеризуют среднее значение и модуль относительного отклонения соответственно.

Входная длительность τ_j импульсов в последовательности связана с входной амплитудой $A_{1,j}^0$ соотношением

$$(A_{1,j}^0)^2 \tau_j = (A_{10})^2 \tau = const,$$

следующим из постоянства энергии отдельных импульсов.

В дальнейшем, как и в части I, рассматриваем взаимодействие волн в условиях группового синхронизма ($\nu = 0$), а также полагается присутст-

вие большой расстройки волновых чисел ($|\Delta k| \gg 1$). Важно подчеркнуть, что на первом этапе распространения, который используется для подавления флуктуаций, импульсы распространяются в среде без самовоздействия ($\alpha = 0$), тогда как на следующих их этапах, которые служат для повышения средней интенсивности последовательности импульсов, возможно использование среды, характеризующейся значительным самовоздействием ($\alpha \gg 1$).

Подавление флуктуаций пиковой интенсивности последовательности лазерных импульсов фиксированной энергии будем характеризовать средними значениями пиковой интенсивности \bar{I}_1 , средним относительным отклонением

$$g = |\Delta I_1| / \bar{I}_1,$$

относительным среднеквадратичным отклонением $s = \sigma / \bar{I}_1$ и отношением флуктуаций для различных сечений z к флуктуации во входном сечении $z = 0$:

$$\zeta = \frac{(I_{1,\max} - I_{1,\min})_z}{(I_{1,\max} - I_{1,\min})_{z=0}}.$$

Введенные выше характеристики вычисляются по следующим формулам

$$\bar{I}_1 = \frac{\sum_{j=1}^N I_{1,j}}{N}, \quad |\Delta I_1| = \frac{\sum_{j=1}^N |I_{1,j} - \bar{I}_1|}{N}, \quad \sigma = \sqrt{\frac{\sum_{j=1}^N (I_{1,j} - \bar{I}_1)^2}{N}}, \quad (2)$$

где $I_{1,j} = |A_{1,j}(z, \eta = 0)|^2$ - пиковая интенсивность j -ого импульса последовательности в сечении среды z , N - число реализаций, равное ниже 50.

3. Результаты компьютерного моделирования

3.1. Эволюция среднего значения и отклонения пиковой интенсивности

Компьютерное моделирование для исследования возможности подавления флуктуаций пиковой интенсивности последовательности импульсов основной волны за счет ГВГ при большой расстройке волновых чисел проводилось для значения $A_{10} = 1$ и длины нелинейной среды $z = 1$.

Параметр γ , характеризующий квадратичную нелинейность, выбирался равным 4, 20. Дисперсия второго порядка принимала значения $(D_1, D_2) = (0.1, 0.1); (0.1, 0.3); (1, 3)$. Флуктуации амплитуд входного импульса составляли 30% и 10% ($\delta = 0.3$ и $\delta = 0.1$ в (1) соответственно). Число N импульсов в последовательности выбиралось равным 50. Результаты компьютерного моделирования представлены на Рис. 1-12 и Таблицах 1-8.

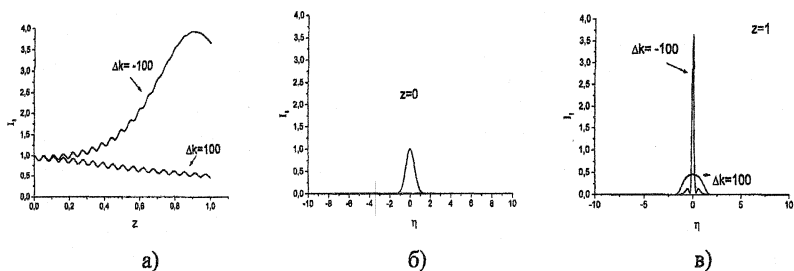
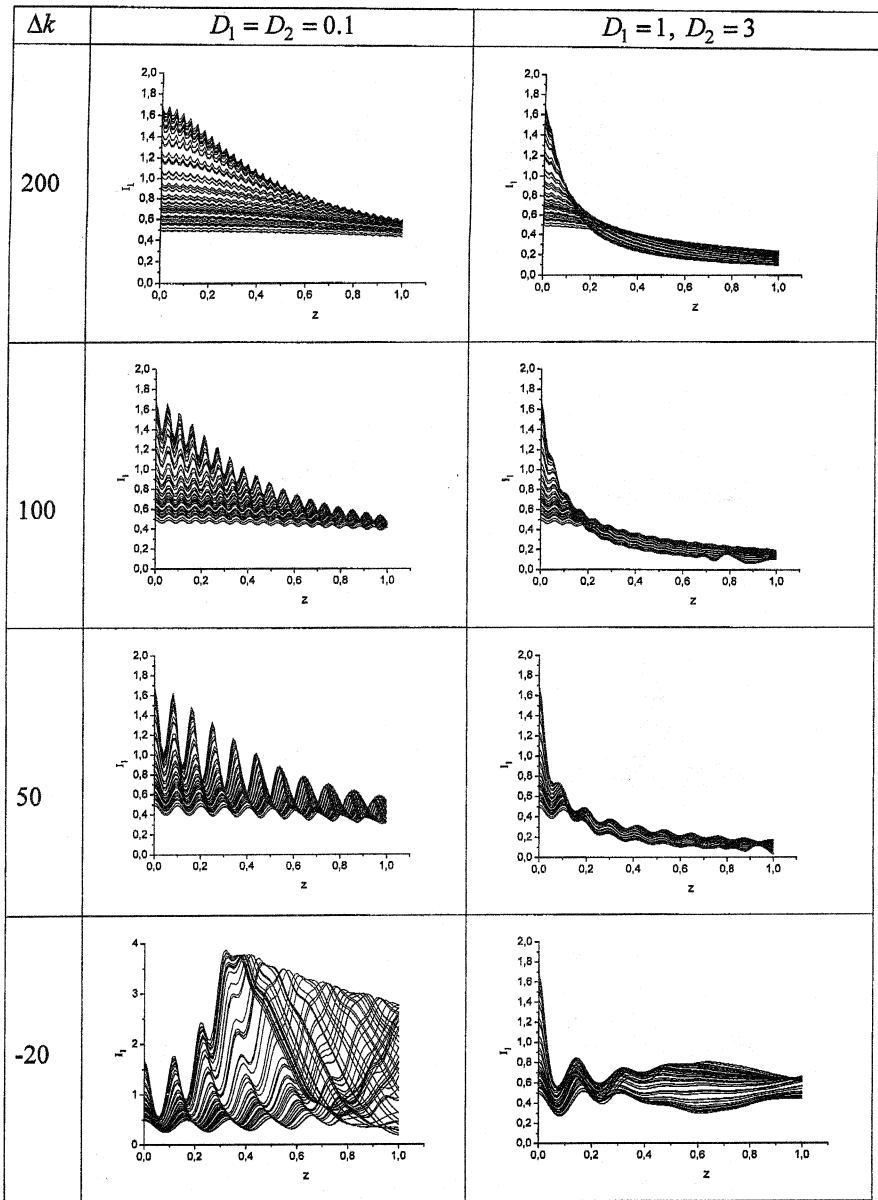


Рис.1. Эволюция пиковой интенсивности (а), начальное распределение интенсивности (б) и форма импульсов основной волны в сечении $z = 1$ (в) для значений параметров $\gamma = 20$, $D_1 = D_2 = 0.1$.

Прежде всего отметим, что значения расстройки волновых чисел Δk изменялись от 200, соответствующего в наших обозначениях расплыванию (декомпрессии) импульса до -200, соответствующего в наших обозначениях сжатию (компрессии или самофокусировке) импульса, что показано на Рис.1.

При флуктуациях амплитуды входного импульса, равных 30%, для большого значения квадратичной нелинейности ($\gamma = 20$) и слабой дисперсии ($D_1 = D_2 = 0.1$) расплывание импульса при положительных значениях расстройки волновых чисел (Δk от 200 до 50) наиболее ярко проявлялось для импульсов с наибольшей пиковой интенсивностью (Рис.2). Тогда как для импульсов с малой пиковой интенсивностью расплывание импульса практически отсутствовало. В результате чего среднее значение пиковой интенсивности уменьшается наряду с уменьшением среднего отклонения, равно как и относительного среднего отклонения (Табл.1).

В процессе эволюции для всех импульсов наблюдались также практически синхронные колебания пиковой интенсивности, период и амплитуда которых увеличивались по мере уменьшения значения расстройки волновых чисел от 200 до 50. Важно подчеркнуть, что для заданной дисперсии второго порядка существует оптимальное значение Δk и длины среды, при которых сжатие флуктуаций является максимальным. С увеличением значений дисперсий необходимо уменьшать длину среды, на которой достигаются наилучшие результаты по устранению флуктуаций пиковой интенсивности импульсов. Слабая нелинейность требует увеличения длины нелинейной среды. Однако при сохранении такого же значения дисперсий второго порядка достичь хорошего качества подавления флуктуаций не удастся. Причина, очевидно, заключается в более слабом проявлении нелинейности процесса распространения.



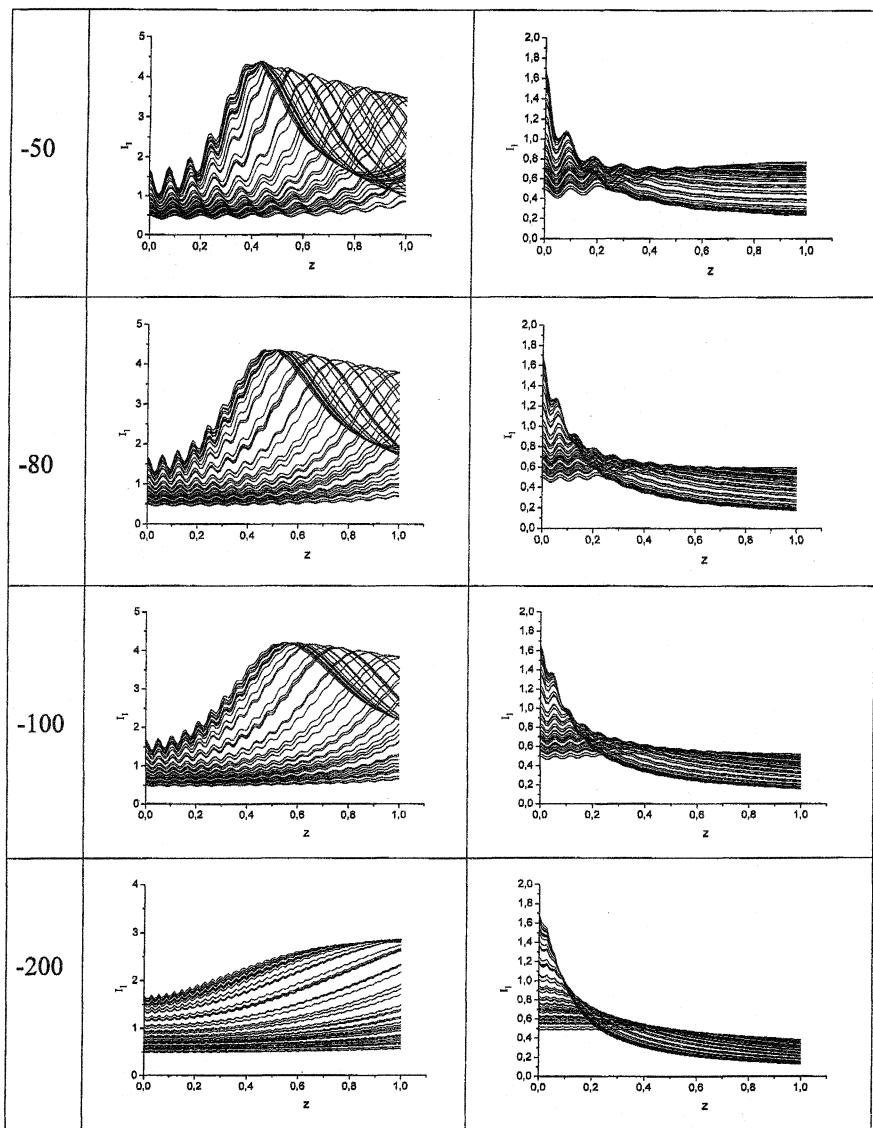


Рис.2. Эволюция пиковой интенсивности импульсов основной волны в зависимости от расстройки волновых чисел и дисперсии второго порядка для $\gamma = 20$ и $\delta = 0.3$.

Таблица 1. Характеристики импульса в различных сечениях z среды. На входе в среду $\bar{I}_1=1.007$, $\mathcal{G}=0.37$, $s=0.41$, $(I_{1,\max} - I_{1,\min})_{I_1=0} = 1.196$, и $\delta = 0.3$.

Δk	$\gamma = 20$									
	$D_1 = D_2 = 0.1$					$D_1 = 1, D_2 = 3$				
	z	\bar{I}_1	\mathcal{G}	s	ζ	z	\bar{I}_1	\mathcal{G}	s	ζ
200	1.0	0.54	0.08	0.09	0.14	1.0	0.16	0.28	0.31	0.12
						0.2	0.52	0.08	0.09	0.12
100	1.0	0.45	0.03	0.03	0.05	1.	0.15	0.18	0.20	0.07
						0.8	0.18	0.16	0.19	0.07
						0.2	0.46	0.08	0.09	0.11
50	1.0	0.41	0.18	0.20	0.19	1.	0.10	0.44	0.49	0.12
	0.6	0.50	0.06	0.07	0.10	0.9	0.13	0.24	0.26	0.08
						0.2	0.43	0.10	0.11	0.13
-20	1.0	1.55	0.51	0.57	2.15	1.0	0.59	0.09	0.11	0.18
	0.2	0.74	0.53	0.60	1.04	0.2	0.55	0.10	0.11	0.16
-50	1.0	1.87	0.46	0.52	2.24	1.0	0.51	0.34	0.37	0.45
						0.2	0.69	0.10	0.11	0.24
-80	1.0	2.03	0.33	0.42	2.60	1.0	0.38	0.36	0.40	0.35
	0.1	0.87	0.35	0.40	0.86	0.2	0.67	0.10	0.12	0.24
-100	1.0	2.1	0.34	0.43	2.67	1.0	0.33	0.35	0.39	0.30
						0.2	0.64	0.10	0.12	0.22
-200	1.0	1.76	0.49	0.52	1.93	1.0	0.25	0.33	0.36	0.22
						0.2	0.62	0.10	0.11	0.20
$\gamma = 4$										
200	1.0	0.76	0.18	0.20	0.36	1.0	0.19	0.30	0.33	0.15
						0.2	0.58	0.09	0.10	0.16
100	1.0	0.74	0.17	0.19	0.34	1.	0.19	0.30	0.33	0.15
						0.2	0.58	0.09	0.10	0.16
50	1.0	0.7	0.16	0.17	0.31	1.	0.19	0.30	0.33	0.15

20	1.0	0.60	0.12	0.14	0.21	0.2	0.56	0.09	0.10	0.15
-20	1.0	0.87	0.27	0.29	0.57	1.0	0.21	0.32	0.35	0.14
-50	1.0	0.84	0.22	0.24	0.48	0.2	0.56	0.08	0.09	0.13
-80	1.0	0.81	0.21	0.23	0.44	0.2	0.58	0.32	0.34	0.17
-100	1.0	0.81	0.20	0.22	0.43	0.2	0.58	0.09	0.10	0.15
-200	1.0	0.81	0.20	0.22	0.43	0.2	0.59	0.31	0.34	0.16
						0.2	0.20	0.09	0.10	0.17
						1.0	0.20	0.31	0.34	0.16
						0.2	0.58	0.09	0.10	0.17

$\gamma = 20, D_1 = D_2 = 0.3$					
-100	1.0	1.45	0.12	0.14	0.65
-200	1.0	0.79	0.14	0.15	0.30
-300	1.0	0.64	0.13	0.15	0.24
	0.8	0.69	0.11	0.13	0.24

Переход значения расстройки волновых чисел в область отрицательных значений (Δk от -20 до -200) приводит к тому, что для импульсов с большой начальной пиковой интенсивностью процесс самофокусировки начинает превалировать над процессом расплывания и наблюдается значительный рост пиковой интенсивности для этих импульсов. Причем, для импульсов с достаточно большой пиковой интенсивностью максимальное значение пиковой интенсивности достигается во внутренних сечениях среды, которое тем меньше, чем меньше расстройка волновых чисел и больше начальная пиковая интенсивность. Для импульсов же с малым значением входной пиковой интенсивности рост пиковой интенсивности незначителен, и его проявление становится все менее выраженным при усилении расстройки волновых чисел в области отрицательных значений. Таким образом, среднее значение пиковой интенсивности в процессе распространения импульса в среде с отрицательной расстройкой волновых чисел увеличивается. И этот процесс сопровождается увеличением среднего отклонения от среднего значения пиковой интенсивности.

При этом, для $\Delta k = -80$ и $\Delta k = -100$ в сечении $z = 1$ наблюдается существенный рост (в два раза) среднего значения пиковой интенсивности при практически неизменном относительном среднем отклонении.

Заметное увеличение пиковой интенсивности на длине среды для малых значений начальной пиковой интенсивности в последовательности импульсов происходит при увеличении дисперсии D_1 и D_2 до 0.3 для $\Delta k = -100$ (Рис. 3, Табл.1). В этом случае на выходе из среды наблюдается увеличение среднего значения пиковой интенсивности от 1 до 1.45, сопровождаемое уменьшением среднего относительного отклонения от 37% до 12%. Дальнейшее усиление расстройки волновых чисел в сторону отрицательных значений (Δk от -200 до -300) приводит в этом сечении к уменьшению среднего значения пиковой интенсивности относительно его начального значения – преобладает расплывание импульсов. Однако в процессе эволюции наблюдается также и уменьшение относительного среднего отклонения от 37% до 11-14%.

Для меньших значений квадратичной нелинейности ($\gamma = 4$) (Рис.4, Табл.1) и незначительной дисперсии ($D_1 = D_2 = 0.1$) уменьшение среднего значения пиковой интенсивности и среднего отклонения в процессе эволюции наблюдалось как для положительных, так и для отрицательных значений расстройки волновых чисел. Причем расплывание импульса, как и в предыдущем случае большой квадратичной нелинейности ($\gamma = 20$), наиболее ярко выражено для импульсов с наибольшей начальной пиковой интенсивностью. Тогда как импульсы минимальной пиковой интенсивностью практически не изменялись в процессе эволюции.

Отметим, что картина эволюции импульса оказывается практически одинаковой для больших значений расстройки волновых чисел

($|\Delta k| = 100, 200$) вне зависимости от их знака, что объясняется доминирующей ролью расплывания за счет дисперсии над самофокусировкой при небольшой квадратичной нелинейности. В случае же незначительной расстройки волновых чисел картины эволюции для положительных и отрицательных значений Δk ($|\Delta k| = 20, 50$) несколько различны: при положительной расстройке волновых чисел среднее значение и отклонение уменьшаются быстрее, чем при соответствующем отрицательном значении Δk . Причем различие выражено тем сильнее, чем меньше расстройка волновых чисел.

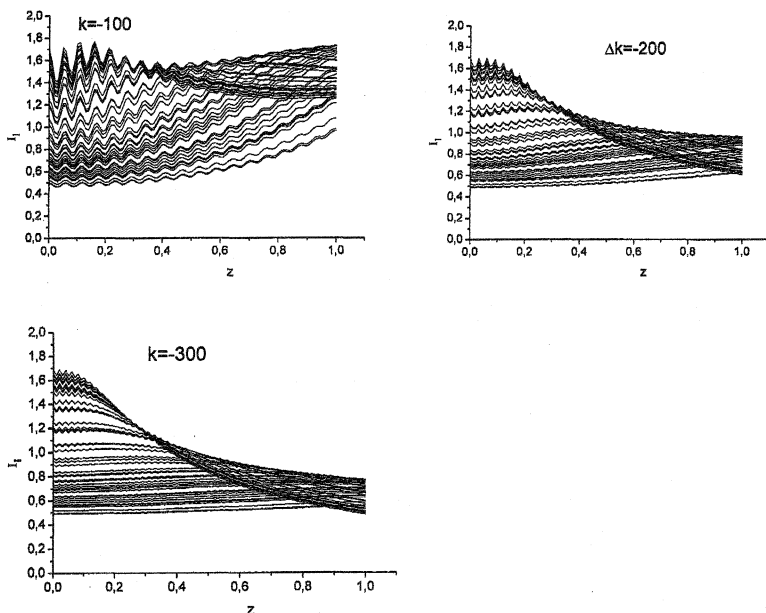
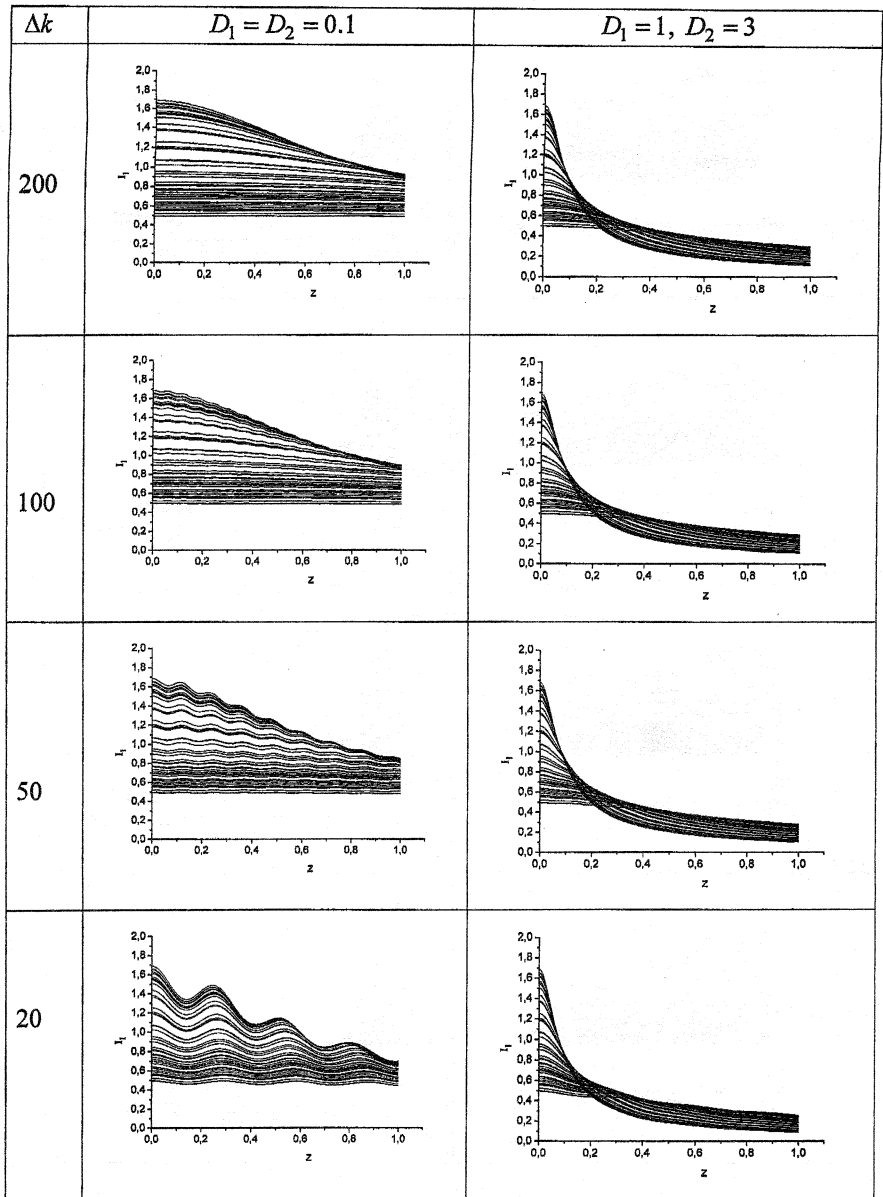
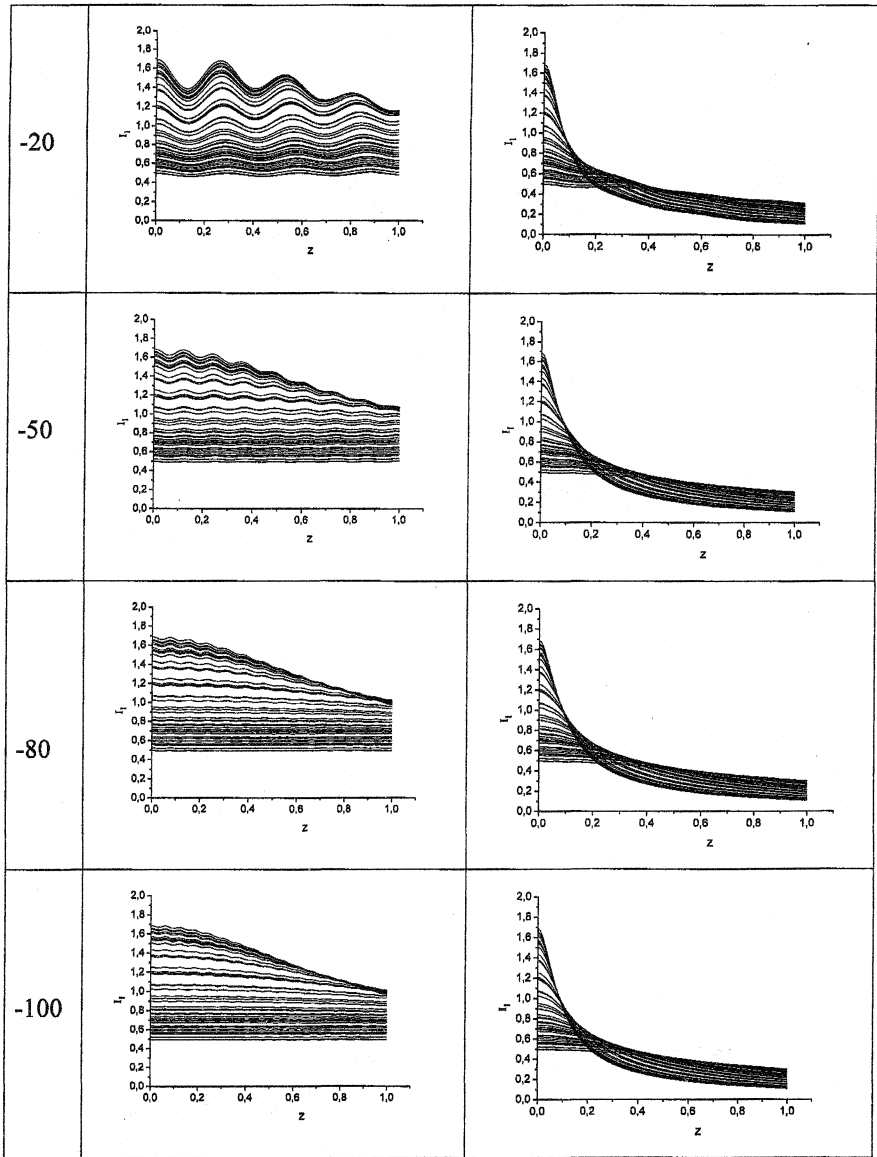


Рис.3 Эволюция пиковой интенсивности импульсов основной волны в зависимости от расстройки волновых чисел для $\gamma = 20$, $D_1 = 0.3$, $D_2 = 0.3$ и $\delta = 0.3$.

Увеличение дисперсии до значений $D_1 = 1$ и $D_2 = 3$ для небольшой квадратичной нелинейности ($\gamma = 4$) (Рис.4) приводит практически к независимости картины эволюции от расстройки волновых чисел: во всех случаях наблюдается уменьшение среднего значения и отклонения. При этом пиковая интенсивность уменьшается тем сильнее, чем больше ее начальное значение. Отметим, что наибольшее подавление флуктуаций, т.е. минимальное значение относительного отклонения от среднего значения





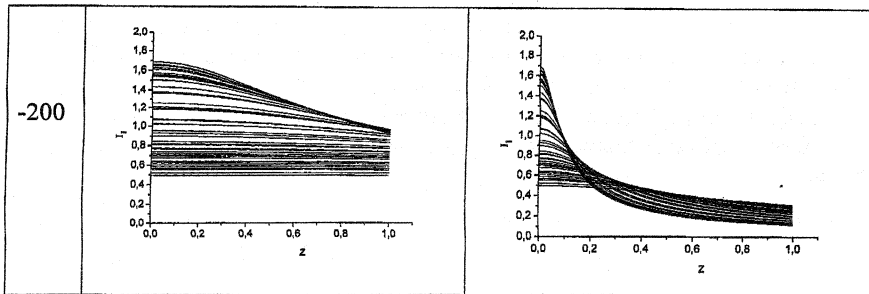


Рис.4. Эволюция пиковой интенсивности импульсов основной волны в зависимости от расстройки волновых чисел и дисперсии второго порядка для $\gamma = 4$ и $\delta = 0.3$.

пиковой интенсивности, наблюдается в окрестности сечения $z \approx 0.2$ при всех рассмотренных значениях расстройки волновых чисел. При этом среднее значение пиковой интенсивности уменьшается чуть меньше чем в два раза по сравнению с первоначальным его значением, а относительное среднее отклонение уменьшается более чем в три раза.

Большее разнообразие изменения пиковой интенсивности наблюдается для $\gamma = 20$ (Рис.2). Так, при большой расстройке волновых чисел ($|\Delta k| = 200$) эволюция пиковой интенсивности слабо зависит от знака Δk . Для меньших расстроек волновых чисел эволюция пиковой интенсивности сильно зависит от знака Δk . Для положительных значений Δk декомпрессия импульса наблюдается для всех начальных значений пиковой интенсивности, тогда как при отрицательных Δk расплываются лишь импульсы с наибольшей начальной пиковой интенсивностью. Импульсы же с наименьшей пиковой интенсивностью сжимаются. В результате имеет место более сильное уменьшение среднего значения при положительных значениях расстройки волновых чисел по сравнению со случаем отрицательной расстройки. Причем, при $\Delta k = -50$ отчетливо виден рост среднего отклонения пиковой интенсивности от среднего значения после первоначального подавления флуктуаций в сечении $z \approx 0.25$ при практически неизменном среднем значении пиковой интенсивности. При $\Delta k = -50, -80, -100$ наблюдается также рост среднего отклонения после момента наибольшего подавления флуктуаций. Однако он происходит при одновременном уменьшении среднего значения пиковой интенсивности (Рис.2).

Уменьшение по модулю расстройки волновых чисел приводит к усилению колебательного характера эволюции пиковой интенсивности, который становится отчетливо выраженным для $|\Delta k| \leq 50$. При этом, при $\Delta k = -20$ колебания среднего значения пиковой интенсивности при

$z > 0.3$ сменяются медленным колебанием среднего отклонения от практически неизменного среднего значения пиковой интенсивности (Рис.2).

Интересно отметить, что при $\Delta k = 100$ и $\Delta k = 50$ имеет место существенное (более чем в два раза) подавление флуктуаций в сечениях $z \approx 0.79$ и $z \approx 0.94$, соответственно, по сравнению окружающими сечениями (Рис.2).

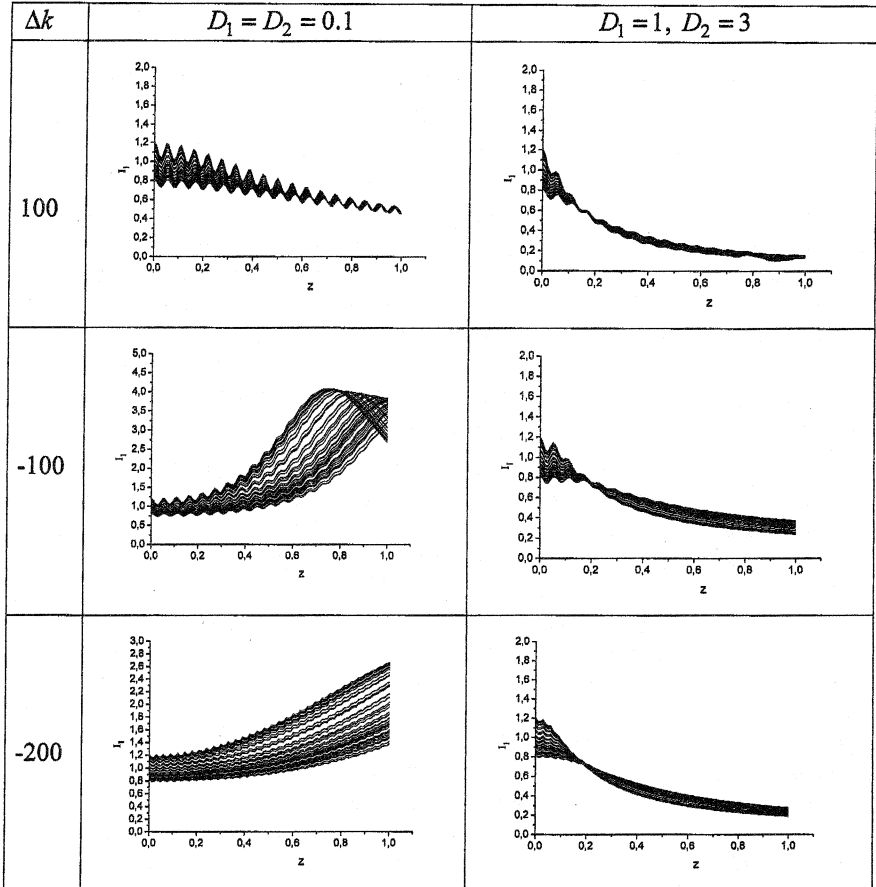


Рис.5. Эволюция пиковой интенсивности импульсов основной волны в зависимости от расстройки волновых чисел и дисперсии второго порядка для $\gamma = 20$ и $\delta = 0.1$.

Уменьшение флуктуаций амплитуды входного импульса до 10% для значений расстройки волновых чисел ($\Delta k = 100, -100, -200$) и большой

квадратичной нелинейности ($\gamma = 20$) проявилось в качественном изменении картины эволюции пиковой интенсивности (Рис. 5, Табл.2).

При небольшой дисперсии ($D_1 = D_2 = 0.1$) и положительном значении фазового отклонения ($\Delta k = 100$) наблюдается колебательное уменьшение среднего значения пиковой интенсивности, при этом среднее относительное отклонение периодически уменьшается до величин, меньших 1%. При отрицательной расстройке $\Delta k = -100$ имеет место рост пиковой интенсивности для всех импульсов, следовательно, растет среднее значение пиковой интенсивности от 1 до 3.37. При этом среднее относительное отклонение уменьшается до 10%. При дальнейшем усилении расстройки до $\Delta k = -200$ рост среднего значения замедляется, а относительное отклонение увеличивается по сравнению с первоначальным.

Для большой дисперсии во всех рассмотренных случаях расстройки волновых чисел ($\Delta k = 100, -100, -200$) среднее значение пиковой интенсивности уменьшалось на рассмотренной длине среды. Важно подчеркнуть, что для каждого случая имеется сечение среды ($z \approx 0.2$), для которого реализуется наибольшее подавление флуктуаций, и среднее относительное отклонение не превышает 1-3%.

Таким образом, положительная расстройка волновых чисел может приводить к уменьшению относительного среднего отклонения, т.е. имеет место сжатие флуктуаций.

Для отрицательных же значений расстройки волновых чисел в случае большой квадратичной нелинейности ($\gamma = 20$) и небольшой дисперсии второго порядка ($D_1 = D_2 \approx 0.1$) самофокусировка приводит к значительному росту пиковой интенсивности импульсов. В результате, среднее значение пиковой интенсивности последовательности импульсов увеличивается. Как правило, при этом увеличивается и относительное среднее отклонение. Вместе с тем при определенном соотношении параметров в ряде сечений среды возможно достичь существенного (более чем в три раза) увеличения среднего значения пиковой интенсивности при небольшом уменьшении относительного среднего отклонения (Рис.5, $\Delta k = -100$, $D_1 = D_2 = 0.1$, $\delta = 0.1$), либо добиться небольшого (порядка 1.5 раз) увеличения среднего отклонения при существенном уменьшении относительного среднего отклонения (Табл.1, $\Delta k = -100$, $D_1 = D_2 = 0.3$, $\delta = 0.3$).

В случае малой квадратичной нелинейности ($\gamma = 4$), равно как и большой дисперсии ($D_1 = 1$ и $D_2 = 3$), расплывание импульсов наблюдалось для всех импульсов последовательности. При этом существует сечение среды, для которого относительное среднее отклонение оказывалось существенно меньше первоначального ($\approx 10\%$ вместо первоначальных

Таблица 2. Характеристики импульса в различных сечениях z среды для $\gamma = 20$. На входе в среду $\bar{I}_1 = 0.99$, $\vartheta = 0.12$, $s = 0.14$, $(I_{1,\max} - I_{1,\min})_{z=0} = 0.40$. и $\delta = 0.1$.

Δk	$\gamma = 20$						$D_1 = 1, D_2 = 3$													
	$D_1 = D_2 = 0.1$			ζ			z			\bar{I}_1			ϑ			s			ζ	
	z	\bar{I}_1	ϑ	s	ζ	z	\bar{I}_1	ϑ	s	ζ	z	\bar{I}_1	ϑ	s	ζ	z	\bar{I}_1	ϑ	s	ζ
100	1.0	0.46	0.008	0.009	0.03	1.0	0.14	0.05	0.06	0.06	0.7	0.58	0.005	0.006	0.02	0.2	0.50	0.02	0.03	0.10
-100	1.0	3.37	0.10	0.12	2.91	1.0	0.31	0.13	0.15	0.34	0.2	0.74	0.01	0.02	0.10	0.2	0.23	0.12	0.14	0.23
-200	1.0	2.01	0.20	0.22	3.23	1.0	0.23	0.12	0.14	0.23	0.2	0.71	0.01	0.02	0.10	0.2	0.23	0.12	0.14	0.23

37%). При этом среднее значение пиковой интенсивности уменьшалось не более чем в два раза.

Для практики может оказаться полезным также, что в случае малой квадратичной нелинейности наряду с большой дисперсией второго порядка эволюция последовательности импульсов практически не зависела не только от знака, но и от величины расстройки волновых чисел. Наибольшее подавление флуктуаций в этом случае наблюдалось в сечении $z = 0.2$, при этом среднее значение пиковой интенсивности составляло примерно 0.58, а относительное среднее отклонение уменьшалось с 37% до 9%.

3.2. Чирпирование импульса с целью повышения пиковой интенсивности после подавления их флуктуаций.

С целью повышения среднего значения последовательности импульсов после подавления их флуктуаций произведем чирпирование импульса в сечении $z = z_0$:

$$A_{z_0+0} = A_{z_0-0} e^{i\Omega(\eta - \eta_0)^2}.$$

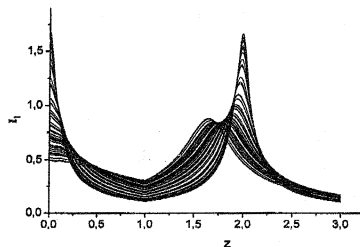
Следует подчеркнуть, что увеличение среднего значения пиковой интенсивности определяется как трассой распространения импульса в нелинейной среде $z = z_0$, так и значением Ω (Рис. 6, Табл.3). Так, для $(z_0, \Omega) = (1, 0.5)$ при небольшой квадратичной нелинейности $\gamma = 4$, расстройке волновых чисел $\Delta k = -50$ и дисперсии $D_1 = 1$ и $D_2 = 3$ наилучшее соотношение средняя пиковая интенсивность – среднее относительное отклонение имеет место в сечении $z = 1.85$ (приблизительно 0.8 и 14%, соответственно). Тогда как для $(z_0, \Omega) = (1, 1)$ при тех же условиях распространения последовательности импульсов наилучшее соотношение средняя пиковая интенсивность – среднее относительное отклонение достигается в сечении $z = 1.31$ (примерно 2.02 и 11%, соответственно). В случае $(z_0, \Omega) = (0.22, 2)$ – соответствующие значения равны: $z = 0.4, 1.34$ и 10%. В целом, большим значениям Ω соответствует большее значение средней амплитуды, что подтверждается также расчетами для $\gamma = 4$, $\Delta k = -50, D_1 = D_2 = 0.1$ для $(z_0, \Omega) = (1, 2)$ и $(1, 1)$.

Рост среднего значения пиковой интенсивности имеет место также и для значений параметров $(z_0, \Omega) = (1, 10)$ при $\gamma = 20, \Delta k = 100$ и $D_1 = D_2 = 0.1$. При этом в сечении $z = 1.16$ достигается среднее значение пиковой интенсивности равное 1.01 при среднем относительном отклонении примерно 10%, а максимальное значение интенсивности импульсов в последовательности на рассматриваемой трассе распространения составляет 14 безразмерных единиц.

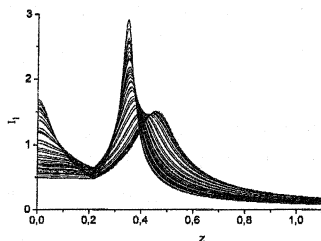
Таким образом, чирпированием импульса можно добиться повышения среднего значения пиковой интенсивности до ее начального значения (и выше) при уменьшении начальных флуктуаций в три-четыре раза в определенных сечениях среды для достаточно широкого диапазона параметров. Вместе с тем, распространение импульсов в линейной среде после чирпирования сопровождается значительным ростом пиковой интенсивности для отдельных импульсов, что в ряде случаев может оказаться нежелательным явлением. Ограничить дальнейший рост пиковой интенсивности при наибольшем подавлении флуктуаций (в сечении $z = z_1$)

можно за счет еще одного chirпирования, но уже противоположного знака, и возвращения последовательности импульсов в исходную среду:

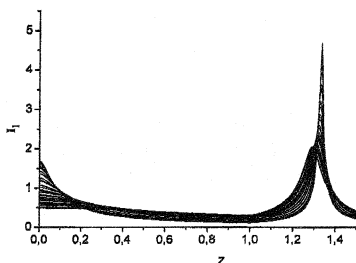
$$A_{z_1+0} = A_{z_1-0} e^{i\Omega_1(\eta-\eta_0)^2}$$



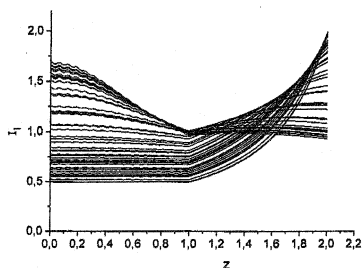
а)



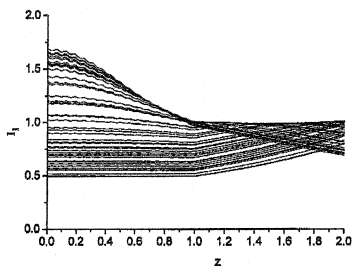
б)



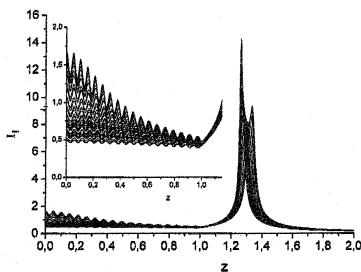
в)



г)



д)



е)

Рис.6. Эволюция пиковой интенсивности импульсов в линейной среде ($\gamma = \Delta k = 0$) после их chirпирования в сечении $z = z_0$ для $(z_0, \Omega) = (1, 0.5)$ (а); $(0.22, 2)$ (б); $(1, 1)$ (в, д) $(1, 2)$ (г); $(1, 10)$ (е). До сечения z_0 параметры среды: $\gamma = 4$, $\Delta k = -50$ (а-д); $\gamma = 20$, $\Delta k = 100$ (е); дисперсии второго порядка равны $D_1 = 1$, $D_2 = 3$ (а-в), $D_1 = D_2 = 0.1$ (г-е) для флуктуаций $\delta = 0.3$.

Таблица 3. Характеристики импульса в различных сечениях z среды при распространении импульса в линейной среде ($\gamma = \Delta k = 0$) после его chirпирования на выходе из нелинейной среды, параметры распространения которой указаны в Таблице. На входе в среду ($z = 0$) $\bar{I}_1 = 1.007$, $\mathcal{G} = 0.37$, $s = 0.41$, $(I_{1,\max} - I_{1,\min})|_{z=0} = 1.196$. и $\delta = 0.3$.

$\gamma = 4$												
$\Delta k = -100, D_1 = D_2 = 0.1$						$\Delta k = -50, D_1 = 1, D_2 = 3$						
Ω	z_0	Z	\bar{I}_1	\mathcal{G}	s	ζ	z	z_0	\bar{I}_1	\mathcal{G}	s	ζ
0.5	-	-	-	-	-	-	0.2	1.0	0.58	0.09	0.10	0.16
							1.0		0.20	0.31	0.35	0.16
							1.8		0.74	0.13	0.15	0.27
							2.3		0.37	0.09	0.10	0.11
							3.0		0.15	0.14	0.16	0.06
1	1.0	1.0	0.81	0.20	0.22	0.43	0.2	1.0	0.58	0.09	0.10	0.16
		1.8	0.86	0.09	0.10	0.24	1.0		0.20	0.31	0.35	0.16
		2.0	0.88	0.11	0.12	0.27	1.31		2.02	0.10	0.12	0.61
							1.36		1.32	0.09	0.10	0.40
							1.5		0.34	0.22	0.24	0.18
2	1.0	1.0	0.81	0.20	0.22	0.43	0.2	0.22	0.58	0.09	0.10	0.16
		1.6	1.14	0.09	0.10	0.31	0.4		1.34	0.09	0.10	0.41
		2.0	1.54	0.24	0.26	0.89	0.6		0.46	0.33	0.36	0.40
							1.0		0.16	0.25	0.27	0.12
$\gamma = 20, \Delta k = 100, D_1 = D_2 = 0.1$												
10	1.0	1.0	0.45	0.03	0.03	0.05						
		1.16	1.01	0.10	0.10	0.23						
		1.30	6.08	0.19	0.22	4.00						
		1.40	1.38	0.25	0.27	0.9						
		1.50	0.66	0.14	0.16	0.27						
		2.0	0.19	0.08	0.09	0.05						

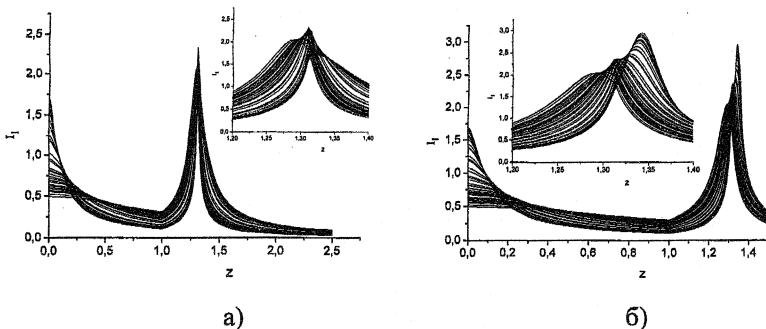


Рис.7. Эволюция пиковой интенсивности импульсов в линейной среде ($\gamma = \Delta k = 0$) после их chirпирования в сечении $z = z_0$, и в исходной среде после их второго chirпирования в сечении $z = z_1$ для $(z_0, \Omega_0) = (1, 1)$, $(z_1, \Omega_1) = (1.312, -10)$ (а); $(z_1, \Omega_1) = (1.312, -5)$ (б) при $\gamma = 4$, $\Delta k = -50$, $D_1 = 1$, $D_2 = 3$ и $\delta = 0.3$.

Таблица 4. Характеристики импульса в различных сечениях z среды при распространении импульса в линейной среде ($\gamma = \Delta k = 0$) после его chirпирования в сечении $z = z_0$ для $\Omega = \Omega_0 = 1$ и в исходной среде после второго chirпирования при $\Omega = \Omega_1$ в сечении $z = 1.312$. На входе в среду ($z = 0$) $\bar{I}_1 = 1.007$, $\mathcal{G} = 0.37$, $s = 0.41$, $(I_{1,\max} - I_{1,\min})_{z=0} = 1.196$. и $\delta = 0.3$. Значения остальных параметров $\gamma = 4$, $\Delta k = -50$, $D_1 = 1, D_2 = 3$.

$\Omega_1 = -5$					$\Omega_1 = -10$				
z	\bar{I}_1	\mathcal{G}	s	ζ	z	\bar{I}_1	\mathcal{G}	s	ζ
1.0	0.20	0.31	0.35	0.16	1.0	0.20	0.31	0.35	0.16
1.32	2.02	0.11	0.13	0.77	1.32	2.02	0.11	0.13	0.77
1.38	0.95	0.27	0.29	0.64	1.35	1.10	0.30	0.32	0.79
1.50	0.36	0.14	0.15	0.15	1.40	0.65	0.38	0.41	0.63
					2.5	0.06	0.36	0.39	0.05

Данное утверждение иллюстрирует Рис.7 и Табл.4. После первого chirпирования импульсов в сечении $z_0 = 1.0$ за сечением оптимального соотношения средняя пиковая интенсивность – степень подавления флуктуаций наблюдается дальнейший значительный рост (до 5 безразмерных единиц) пиковых интенсивностей для отдельных импульсов в последовательности (Рис.6в). В результате чего имеет место резкий рост флуктуаций, и эффект подавления флуктуаций за счет chirпирования оказывается

весьма чувствительным к погрешностям выбора выходного сечения. Осуществляя второй раз чирпирование в сечении $z = z_1$, соответствующем наилучшему соотношению средняя пиковая интенсивность – среднее относительное отклонение, но уже с обратным знаком ($\Omega_1 < 0$ при $\Omega_0 > 0$), и возвращая последовательность импульсов в исходную среду оказывается возможным ограничить дальнейший рост интенсивности, что и продемонстрировано для $(z_0, \Omega_0) = (1, 1)$, $(z_1, \Omega_1) = (1.312, -10)$; $(z_1, \Omega_1) = (1.312, -10)$ при $\gamma = 4$, $\Delta k = -50$, $D_1 = 1$, $D_2 = 3$ (Рис. 7, Табл.4).

Таким образом, осуществление двукратного чирпирования позволяет подавить чрезмерный рост пиковой интенсивности отдельных импульсов в последовательности, тем самым уменьшив рост флуктуаций вблизи сечения достижения оптимального соотношения средняя пиковая интенсивность – степень подавления флуктуаций. Отметим также, что ограничить чрезмерный рост пиковой интенсивности возможно также выбором меньшего значения Ω_0 , причем в этом случае увеличивается сечение достижения оптимального соотношения средняя пиковая интенсивность – степень подавления флуктуаций. Однако, как показывает компьютерное моделирование, достигаемые при этом степень подавления флуктуаций и соответствующее среднее значение пиковой интенсивности оказываются меньшими (Рис.7а,в, Табл.3 для $z_0 = 1.0$, $\Omega = 0.5$ и 1.0 , $\gamma = 4, \Delta k = -50$, $D_1 = 1, D_2 = 3$).

3.3. Эволюция пиковой интенсивности при внесении самовоздействия при переходе через сечение $z = 1$.

В целях повышения средней пиковой интенсивности после подавления флуктуаций исследовался вопрос ее увеличения за счет среды с кубической нелинейностью. Система безразмерных уравнений, описывающая процесс ГВГ фемтосекундным импульсом в среде с чисто кубической нелинейностью имеет следующий вид:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + iD_1 \frac{\partial^2 A_1}{\partial \eta^2} + i\alpha A_1 (|A_1|^2 + 2|A_2|^2) = 0, \quad 0 < z \leq L_2, 0 < \eta < L_1,$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \nu \frac{\partial A_2}{\partial \eta} + iD_2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial \eta^2} + i2\alpha A_2 (2|A_1|^2 + |A_2|^2) = 0,$$

где α - коэффициент самовоздействия волн, остальные обозначения соответствуют части I данной работы.

Моделирование проводилось для случая перехода импульса в сечении $z_0 = 1$ в среду с чисто кубической нелинейностью ($\alpha = 16$) как из среды со слабой квадратичной нелинейностью и отрицательной расстройкой вол-

новых чисел ($\gamma = 4$, $\Delta k = -50$) при значительной дисперсии второго порядка ($D_1 = 1$, $D_2 = 3$), так из среды с большей квадратичной нелинейностью и положительной расстройкой волновых чисел ($\gamma = 20$, $\Delta k = 100$) при малой дисперсии второго порядка: $D_1 = 0.1$, $D_2 = 0.1$ (Рис.8, Табл.5).

В первом случае в результате прохождения среды с квадратичной нелинейностью и расстройкой волновых чисел происходит расплывание импульса в их последовательности. При попадании в среду с чисто кубической нелинейностью имеет место рост среднего значения пиковой интенсивности при значительном росте среднего относительного отклонения. При этом пиковые значения интенсивности импульсов с малыми значениями начальной пиковой интенсивности мало изменяются при прохождении участка среды с квадратичной нелинейностью и претерпевают значительный рост при распространении в среде с кубической нелинейностью. Наоборот, в случае больших начальных значений пиковой интенсивности происходит существенное уменьшение пиковой интенсивности при распространении в среде с квадратичной нелинейностью при незначительном ее дальнейшем уменьшении в среде с кубической нелинейностью. Форма импульса при данном распространении практически не меняется.

Во втором случае ($\gamma = 20$, $D_1 = 0.1$, $D_2 = 0.1$) на выходе из среды с чисто кубической нелинейностью (в сечении $z = 2.0$) наблюдается подавление флуктуаций при увеличении среднего значения пиковой интенсивности в 1.5 раза и уменьшении среднего относительного отклонения почти в 2 раза по сравнению с их первоначальными значениями (Рис.8, Табл.5).

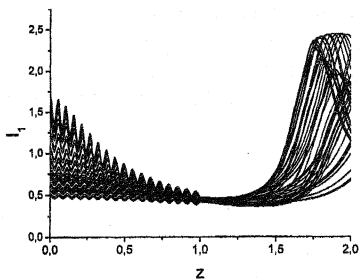


Рис.8. Эволюция пиковой интенсивности импульсов основной волны при изменении параметров $\gamma:20 \rightarrow 0$, $\Delta k:100 \rightarrow 0$ и $\alpha:0 \rightarrow 10$ в сечении $z=1.0$ для $D_1 = D_2 = 0.1$, $\delta = 0.3$

Таким образом, переход в среду лишь с кубической нелинейностью в ряде случаев позволяет добиться увеличения среднего значения пиковой

интенсивности (в 1.5 раза от первоначального значения). При этом, однако, имеет место лишь 2-х кратное подавление флуктуаций интенсивности.

Таблица 5. Характеристики импульса в различных сечениях z среды при изменении параметров среды $\gamma:20 \rightarrow 0$, $\Delta k:100 \rightarrow 0$ и $\alpha:0 \rightarrow 10$ в сечении $z=1.0$ для $D_1 = D_2 = 0.1$. На входе в среду $\bar{I}_1=1.007$, $\mathcal{G}=0.37$, $s=0.41$, $(I_{1,\max} - I_{1,\min})_{z=0} = 1.196$ и $\delta = 0.3$.

z	\bar{I}_1	\mathcal{G}	s	ζ
1.0	0.45	0.03	0.03	0.05
1.5	0.54	0.21	0.25	0.35
1.6	0.73	0.37	0.43	0.83
1.7	1.06	0.48	0.55	1.43
1.8	1.40	0.44	0.48	1.62
1.9	1.54	0.26	0.33	1.60
2.0	1.53	0.25	0.29	1.42

3.4. Эволюция пиковой интенсивности в случае распространения импульса в среде с измененной расстройкой волновых чисел.

Повышения среднего значения пиковой интенсивности в результате перехода импульса в сечении $z = z_0$ из среды с положительным значением расстройки волновых чисел Δk , соответствующим расплыванию импульса, в среду с отрицательным значением расстройки волновых чисел, при котором имеет место самофокусировка, не удалось обнаружить. Моделирование проводилось при изменении расстройки волновых чисел с $\Delta k = 100$ на Δk_0 для трех наборов параметров $(\Delta k_0, z_0, D_1, D_2) = (-400, 1, 0.1, 0.1)$; $(-100, 0.5, 0.3, 0.3)$; $(-50, 0.17, 1, 3)$ при большой квадратичной нелинейности $\gamma = 20$ (Рис. 9, Табл.6).

Значение Δk_0 подбиралось таким образом, чтобы при первичном распространении импульса в среде $\Delta k = \Delta k_0$ имел место рост пиковой интенсивности для всех импульсов последовательности, включая импульс с минимальным значением начальной пиковой интенсивности. Тем не менее, при изменении значения расстройки волновых чисел наблюдалось либо расплывание всех импульсов последовательности, либо увеличение среднего относительного отклонения при практически неизменной средней интенсивности.

Если в сечении $z = 1$ изменить не только расстройку (с $\Delta k = 100$ на $\Delta k = -100$), но и квадратичную нелинейность (с $\gamma = 20$ на $\gamma = 40$), то происходит рост пиковой интенсивности для ряда импульсов последовательности при хорошем сохранении формы импульса (например, для мак-

симального значения начальной пиковой интенсивности) (Рис.10). Тогда как для других импульсов последовательности (например, для начального значения пиковой интенсивности ≈ 0.8 или ≈ 0.6) форма импульса не сохраняется и он распадается на субимпульсы. Разбиение импульса на субимпульсы имеет место также при изменении одновременно квадратичной нелинейности с $\gamma = 20$ до $\gamma = \gamma_0$ и расстройки волновых чисел с $\Delta k = 100$ на Δk_0 в сечении $z = 1$ для трех наборов параметров $(\gamma_0, \Delta k_0) = (20\sqrt{2}, -100); (40, -200); (40, -50)$ и дисперсии $D_1 = D_2 = 0.1$.

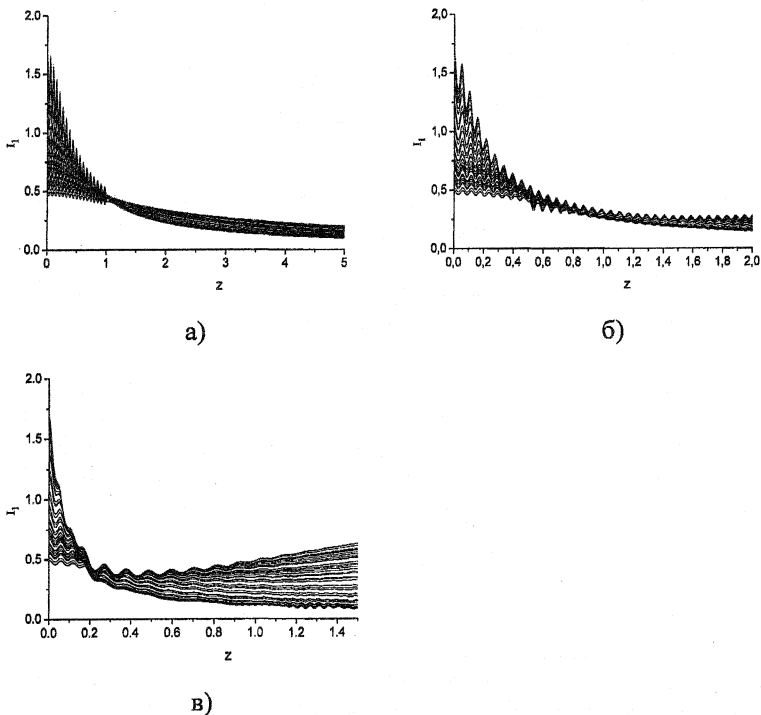


Рис.9. Эволюция пиковой интенсивности импульсов основной волны при изменении расстройки волновых чисел с $\Delta k = 100$ на Δk_0 в сечении $z = z_0$ для $(\Delta k_0, z_0, D_1, D_2) = (-400, 1, 0.1, 0.1)$ (а); $(-100, 0.5, 0.3, 0.3)$ (б); $(-50, 0.17, 1.3)$ (в) и $\gamma = 20, \delta = 0.3$.

Таблица 6. Характеристики импульса в различных сечениях z среды при изменении расстройки волновых чисел с $\Delta k = 100$ на Δk_0 в сечении $z = z_0$ для $\gamma = 20$. На входе в среду $\bar{I}_1 = 1.007$, $\mathcal{G} = 0.37$, $s = 0.41$, $(I_{1,\max} - I_{1,\min})_{z=0} = 1.196$ и $\delta = 0.3$.

$\Delta k_0 = -400, z_0 = 1.0, D_1 = D_2 = 0.1$				
z	\bar{I}_1	\mathcal{G}	s	ζ
1.0	0.45	0.02	0.03	0.04
1.2	0.40	0.03	0.04	0.04
2.0	0.29	0.14	0.15	0.09
3.0	0.21	0.18	0.20	0.10
4.0	0.17	0.20	0.23	0.10
5.0	0.14	0.23	0.26	0.09
$\Delta k_0 = -100, z_0 = 0.5, D_1 = D_2 = 0.3$				
z	\bar{I}_1	\mathcal{G}	s	ζ
0.5	0.47	0.06	0.07	0.10
0.9	0.30	0.04	0.04	0.04
1.5	0.22	0.09	0.10	0.05
2.0	0.22	0.20	0.22	0.12
$\Delta k_0 = -50, z_0 = 0.17, D_1 = 1, D_2 = 3$				
z	\bar{I}_1	\mathcal{G}	s	ζ
0.18	0.51	0.08	0.09	0.11
0.45	0.31	0.18	0.20	0.13
1.00	0.30	0.45	1.49	0.32
1.50	0.32	0.58	0.62	0.45

3.5. Эволюция пиковой интенсивности при обнулении фазы импульса и изменении расстройки волновых чисел при переходе через сечение $z = 1$.

Обнуление фазы импульса позволяет в ряде случаев добиться увеличения среднего значения пиковой интенсивности при одновременном уменьшении среднего относительного отклонения за счет перехода в среду с другими значениями квадратичной нелинейности и расстройки волновых чисел.

Так, указанная зависимость имеет место при переходе в сечении $z = 1$ из среды с расстройкой волновых чисел $\Delta k = 100$ в среду с $\Delta k = -100$ для $D_1 = D_2 = 0.1$ и $D_1 = 0.1, D_2 = 0.3$ (Рис. 11, Табл. 7), а также при одновременном изменении квадратичной нелинейности с $\gamma = 20$ на $\gamma = 40$ или $\gamma = 80$ и расстройки волновых чисел с $\Delta k = 100$ на $\Delta k = -100$ при

$D_1 = D_2 = 0.1$ (при этом рост пиковой интенсивности наблюдается практически для всех импульсов последовательности) (Рис.12, Табл.8). Тогда как при переходе в среду с $\Delta k = -50$ при неизменном значении квадратичной нелинейности $\gamma = 20$ (равно как и для иных рассмотренных соотношений квадратичной нелинейности – расстройки волновых чисел во второй среде) пиковая интенсивность растет для одних импульсов последовательности и уменьшается для других. В результате чего оптимальное соотношение средняя интенсивность – среднее относительное отклонение не достигается ни в одном сечении (Рис. 11-12).

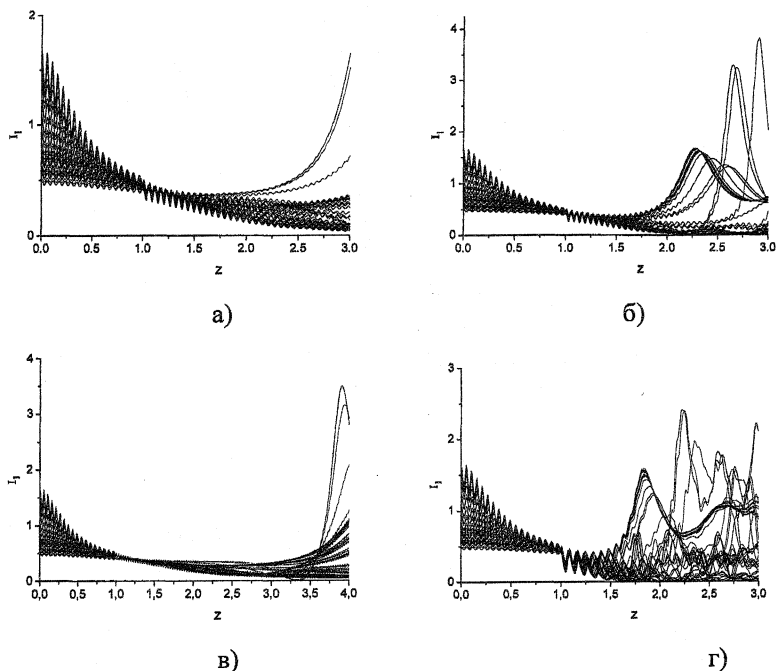


Рис.10. Эволюция пиковой интенсивности импульсов основной волны при изменении параметров квадратичной нелинейности с $\gamma = 20$ на $\gamma = \gamma_0$ и расстройки волновых чисел с $\Delta k = 100$ на Δk_0 в сечении $z=1$ для $(\gamma_0, \Delta k_0) = (20\sqrt{2}, -100)$ (а); $(40, -100)$ (б); $(40, -200)$ (в); $(40, -50)$ (г) для $D_1 = 0.1, D_2 = 0.1, \delta = 0.3$.

Таким образом, обнуление фазы импульса в сечении изменения расстройки волновых чисел позволяет в ряде случаев добиться роста средней пиковой интенсивности до ее первоначального уровня и выше, при этом

флуктуации уменьшаются в 1.5 – 2 раза. Одновременный переход импульса в среду с большей квадратичной нелинейностью позволяет также добиться смещения сечения достижения оптимального соотношения средняя пиковая интенсивность – степень подавления флуктуаций в сторону его уменьшения.

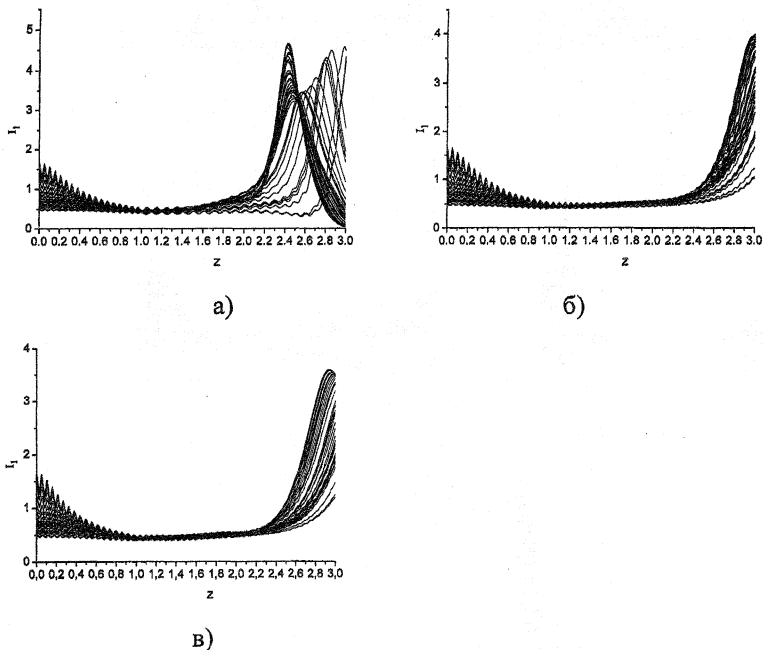


Рис.11. Эволюция пиковой интенсивности импульсов основной волны при обнулении фазы и изменении расстройки волновых чисел с $\Delta k = 100$ на Δk_0 в сечении $z = 1$ для $\Delta k_0 = -50$ (а); -100 (б) и $D_1 = D_2 = 0.1$; $\Delta k_0 = -100$ (в) и $D_1 = 0.1, D_2 = 0.3$ при $\gamma = 20$ и $\delta = 0.3$.

4. Заключение

Проведенное компьютерное моделирование позволило установить ряд характерных особенностей распространения последовательности фемтосекундных импульсов заданной энергии в среде без самовоздействия и предложить пути увеличения среднего значения пиковой интенсивности при уменьшении ее флуктуаций.

Так, показано, что при каскадной ГВГ в среде с положительной расстройкой волновых чисел уменьшение флуктуаций сопровождается уменьшением среднего значения пиковой интенсивности.

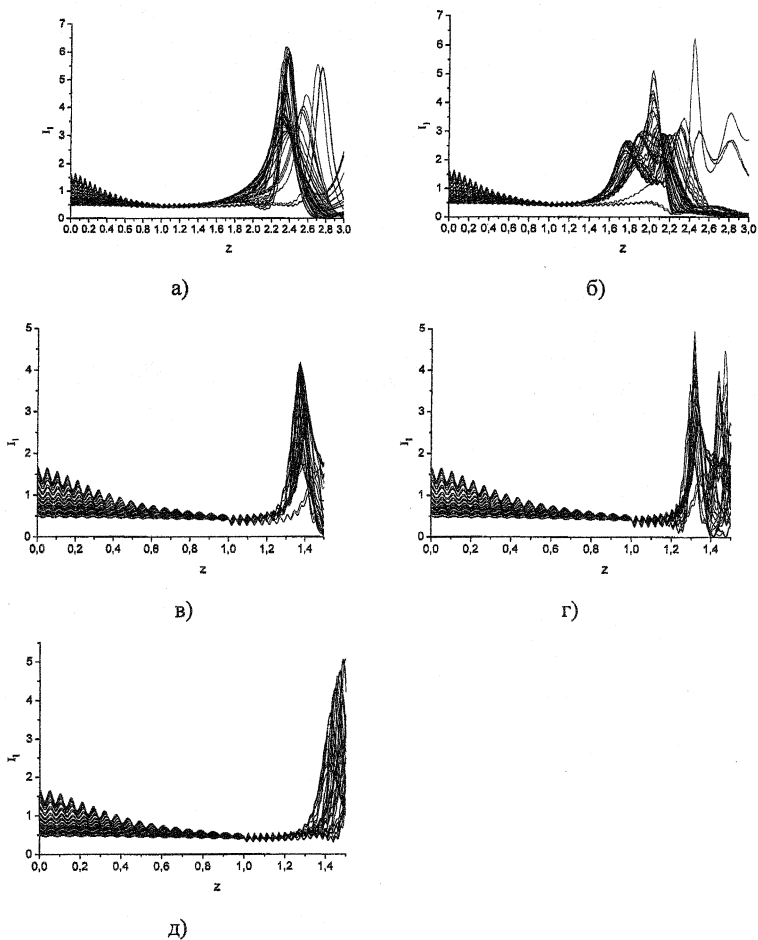


Рис.12. Эволюция пиковой интенсивности импульсов основной волны при обнулении фазы и изменении квадратичной нелинейности с $\gamma = 20$ до γ_0 и расстройки волновых чисел с $\Delta k = 100$ на Δk_0 в сечении $z = 1$ для $(\gamma_0, \Delta k_0) = (30, -100)$ (а); $(40, -100)$ (б); $(80, -100)$ (в); $(100, -100)$ (г); $(80, -150)$ (д) и $D_1 = D_2 = 0.1$, $\delta = 0.3$.

Таблица 7. Характеристики импульса в различных сечениях z среды при обнулении фазы и изменении расстройки волновых чисел с $\Delta k = 100$ на Δk_0 в сечении $z=1$ для $\gamma = 20$. На входе в среду $\bar{I}_1 = 1.007$, $\mathcal{G} = 0.37$, $s = 0.41$, $(I_{1,\max} - I_{1,\min})_{z=0} = 1.196$ и $\delta = 0.3$.

$D_1 = D_2 = 0.1$					
Δk_0	z	\bar{I}_1	\mathcal{G}	s	ζ
-50	1.0	0.45	0.03	0.03	0.05
	2.0	0.76	0.13	0.17	0.41
	2.1	0.89	0.17	0.21	0.55
	2.2	1.18	0.22	0.28	0.9
	2.4	2.92	0.35	0.45	3.48
	3.0	0.73	1.09	1.61	3.71
-100	1.0	0.45	0.03	0.03	0.05
	2.5	0.80	0.10	0.14	0.36
	2.6	1.01	0.15	0.20	0.62
	2.7	1.32	0.22	0.27	1.05
	3.0	2.45	0.28	0.33	2.35
$D_1 = 0.1, D_2 = 0.3$					
-100	1.0	0.44	0.05	0.06	0.06
	2.5	0.81	0.17	0.20	0.45
	2.6	1.03	0.25	0.29	0.79
	2.7	1.34	0.33	0.37	1.28
	3.0	2.68	0.25	0.28	1.93

В случае же отрицательной расстройки волновых чисел характер эволюции отдельных импульсов в последовательности зависит от величины квадратичной нелинейности и дисперсии второго порядка. Для большой квадратичной нелинейности и малой дисперсии второго порядка процесс компрессии начинает превалировать над процессом расплывания для импульсов с большой начальной пиковой интенсивностью, и наблюдается значительный рост пиковой интенсивности для этих импульсов. Таким образом, среднее значение пиковой интенсивности в процессе распространения импульса в среде с отрицательной расстройкой волновых чисел в этом случае может увеличиваться. При определенном выборе параметров возможно также одновременное подавление начальных флуктуаций интенсивности, т.е. существенное уменьшение среднего относительного отклонения (например, для $\gamma = 20$, $\Delta k = -100$, $D_1 = D_2 = 0.1$, $\delta = 0.1$ и $D_1 = D_2 = 0.3$, $\delta = 0.3$). В случае же малой квадратичной нелинейности, равно как и большой дисперсии, расплывание импульсов наблюдается для всех импульсов независимо от знака расстройки волновых чисел.

Таблица 8. Характеристики импульса в различных сечениях z среды при обнулении фазы и изменении квадратичной нелинейности с $\gamma = 20$ на γ_0 и расстройки волновых чисел с $\Delta k = 100$ на Δk_0 в сечении $z = 1$. На входе в среду $\bar{I}_1 = 1.007$, $\mathcal{G} = 0.37$, $s = 0.41$, $(I_{1,\max} - I_{1,\min})_{I_{z=0}} = 1.196$ и $\delta = 0.3$.

$D_1 = D_2 = 0.1$						
γ_0	Δk_0	z	\bar{I}_1	\mathcal{G}	s	ζ
30	-100	1.0	0.45	0.03	0.03	0.05
		2.0	0.93	0.27	0.31	0.76
		2.1	1.18	0.37	0.42	1.26
		2.5	2.11	0.26	0.36	2.71
		3.0	0.41	0.91	1.39	2.03
40	-100	1.0	0.45	0.03	0.03	0.05
		1.6	0.87	0.25	0.29	0.73
		1.7	1.40	0.32	0.37	1.54
		2.1	2.21	0.29	0.35	2.39
		3.0	0.21	1.20	2.34	2.26
80	-100	1.0	0.45	0.03	0.03	0.05
		1.3	0.83	0.14	0.22	0.73
		1.4	2.48	0.24	0.30	2.28
		1.5	0.92	0.77	0.80	1.47
100	-100	1.0	0.45	0.03	0.03	0.05
		1.2	0.50	0.17	0.20	0.30
		1.3	2.40	0.31	0.36	2.54
		1.5	1.12	0.48	0.60	2.08
80	-150	1.0	0.45	0.03	0.03	0.05
		1.3	0.52	0.13	0.18	0.32
		1.4	1.26	0.43	0.56	2.04
		1.5	2.26	0.37	0.43	3.37

Отметим, что в каждом из случаев уменьшения среднего значения пиковой интенсивности в процессе распространения последовательности импульсов можно выделить такое сечение среды, для которого относительное среднее отклонение оказывается существенно меньше первоначального, т.е. имеет место наибольшее подавление флуктуаций. Оно происходит одновременно с уменьшением среднего значения пиковой интенсивности. Ее повышения можно добиться несколькими способами, не ухудшая при этом существенно достигнутое подавление флуктуаций. К числу таких способов относится chirпирование импульса в некотором сечении, а также изменение расстройки волновых чисел и увеличение параметра квадратичной нелинейности среды при одновременном обнулении фазы распределения при переходе через заданное сечение.

ЛИТЕРАТУРА:

1. Карамзин Ю. Н., Сухоруков А. П. // Письма в ЖЭТФ. 1974. V. 20. P. 734-739.
2. Buryak A. V., Di Trapani P., Skryabin D. V., Trillo S. // Phys. Rep. 2002. V. 370. N 2. P. 63-235.
3. Ashihara S., Nishina J., Shimura T. et al. // JOSA B. 2002. V. 19. P. 2505-2510.
4. Papadogiannis N.A. et al // Phys.Rev.Lett. 2003. V.90. 133902.
5. Papadogiannis N.A. et al // Appl. Phys. B. 2001. V.73. P. 687.
6. Altucci C. et al. // Phys. Rev. A. 2000. V.61. 021801.
7. Paul P.M. et al. // Science. 2001. V.292. 1689.
8. Charalambidis D. et al// Physica Scripta (TI). 2003. V.T105. P. 23-26.
9. Teubner U. et al. // Phys Rev. A. 2003. V.A67. 013816.
- 10.Hertz A. et al. // Phys. Rev. A. 2001. V.64. 051801.
- 11.Stebлина V.V., Kivshar Y.S., Lisak M., Malomed B.A. // Optics Communications. 1995. V.118. P. 345-352.
12. Sun J., Liu D., Huang D. // Optical and Quantum Electronics. 2004. V. 36. P. 577-587.
13. Menyak C.R., Schiek R. and Torner L. // J. Opt. Soc. Am. B. 1994. V. 11. № 12. P. 2434-2443.
14. Torner L., Mihalache D., Mazilu D., Wright E.M., Torruellas W.E., Stegeman G.I. // Optics Communications. 1995. V.121. P. 149-155.
15. Kivshar Y.S., Pelinovsky D.E. // Physics Reports. 2000. V. 331. P. 117-195.
16. Towers I., Malomed B.A. // J. Opt. Soc. Am. B. 202. V. 19. № 3. P. 537-543.
17. Malomed B.A., Mihalache. D., Wise F., Torner L. // J. Opt. B: Quantum and Semiclass. Opt. 2005. V. 7. P. R53-R72.
18. Wise F., Di Trapani P. // Opt. Photon. News. 2002. V.13. № 12. P. 29-34.
19. Chen Y.-F., Beckwitt K., Wise F. // Phys. Rev. E. 2004. V. E70. № 4. 046610.
20. Lui X., Beckwitt K., Wise F. // Phys Rev. E. 2000. V.61. № 5. P. R4722-R4725.
21. Lui X., Beckwitt K., Wise F. // Phys Rev. E. 2000. V.62. № 1. P. 1328-1340.
22. Кившарь Ю.С., Агравал Г.П. Оптические солитоны. От световодов к фотонным кристаллам. / Пер. с англ. М.: Физматлит. 2005. 647 с.
23. Ахмедиев Н.Н., Анкевич А. Солитоны. Нелинейные импульсы и пучки. / Пер. с англ. М.: Физматлит. 2003. 299 с.
24. Rozanov N. N., Fedorov S. V., Shatsev A. N. // Optics and Spectroscopy. 2007. V. 102. № 1. P. 83-85.

25. Лысак Т.М., Трофимов В.А. О возможности солитоподобного режима двухволнового распространения фемтосекундных импульсов в оптическом волокне в условиях ГВГ // "Оптика и спектроскопия". 2003. Т. 94. N 4. С. 808-814.
26. Лысак Т.М., Трофимов В.А. О возможности генерации последовательности аттосекундных импульсов при ГВГ высокоинтенсивных фемтосекундных импульсов // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. Вып. 13. С.83-88.
27. Trofimov V.A., Lysak T.M. "Soliton-like regime of femtosecond laser pulse propagation in bulk media under the conditions of SHG" // Proceedings of International Conference NAA'4. Lect. Notes in Mathematics, V.3401, 2005, Springer Verlag, P.542-549.