Ответы на замечания в рецензии на статью авторов: Асеева Н.В., Громов Е.М., Тютин В.В., «**Динамика коротких солитонов огибающей в неоднородно диспергирующих средах с учетом индуцированного рассеяния на затухающих низкочастотных волнах**».

Авторы согласны со всеми указанными замечаниями, учет которых позволил заметно улучшить качество данной работы. Авторы благодарны рецензенту за указанные замечания.

1. замечание: «Обосновано добавление к стандартному НУШ слагаемого, учитывающего рамановское рассеяние (последнее слагаемое в базовом уравнении (3)). Такое обобщение хорошо известно для сверхкоротких (например, фемтосекундных) импульсов и изложено в хорошо известных книгах(см., например главу 7 в книге Ю.С. Кившарь, Г.П. Агравал «Оптические солитоны», М. Физматлит 2005 г.; С.А. Ахманов, В.А. Выслоух, А.С. Чиркин «Оптика фемтосекундных лазерных импульсов», М. Наука 1988 г.). Имело бы смысл отметить это, а не просто ссылаться на работу авторов [32] в мало доступном издании.»

Ответ:

Ссылка [32] удалена. На стр.4, после предложения:

«Для локализованных нелинейных волновых пакетов (солитонов) учет индуцированного рассеяния Рамана приводит к смещению частоты солитона в низкочастотную область [8–10], и как следствие, к потере его устойчивости и разрушению.»

вставлено новое предложение с указанными в замечании ссылками:

«Влияние индуцированного рассеяния на динамику и устойчивость солитонов подробно описано в [3, 26], в которых для описания динамики коротких солитонов использовалось НУШ-3 с учетом вынужденного рассеяния Рамана.»

Далее по тексту и в списке литературы нумерация ссылок соответственно изменена.

2. замечание: «Странным выглядит обобщение квадратичной дисперсии на случай «неоднородной» среды (второе слагаемое в уравнениях (1) и (3)). Приведенные выше во введении соображения на основе геометрической оптики мало что поясняют. Следовало бы вывести базовые уравнения (3) для огибающей волнового пакета из уравнений для поля. Исходное точное уравнение в неоднородной среде является гамильтоновским и трудно понять, как при правильной процедуре укорочения (т.е. сохраняющей гамильтоновость задачи) может возникнуть «дисперсионное» слагаемое в виде $q(\xi)\dfrac{\partial^2 U}{\partial \xi^2}$.

Возможный гамильтоновский вид этого слагаемого следующий $\dfrac{\partial}{\partial \xi}\left(q(\xi)\dfrac{\partial U}{\partial \xi}\right)$. В гамильтониане (и лагранжиане) ему соответствует слагаемое $q(\xi)\left|\frac{\partial U}{\partial \xi}\right|^2$, которое имеет такой же вид как в однородной среде.»

Ответ:

На стр. 5-6 раздел:

«**Исходная система и базовое уравнение**

Рассмотрим динамику интенсивного ВЧ волнового поля $U(\xi,t)\exp(i\omega_0 t - ik_0\xi)$ в нелинейной неоднородно диспергирующей среде с учетом взаимодействия с НЧ затухающим волнами. В качестве исходной рассмотрим систему двух модельных нелинейных уравнений:

$$2i\frac{\partial U}{\partial t} + q(\xi)\frac{\partial^2 U}{\partial \xi^2} - \rho U = 0\,, \tag{1}$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho}{\partial \xi} - \mu\frac{\partial^2 \rho}{\partial \xi^2} = -\frac{\partial |U|^2}{\partial \xi}\,, \tag{2}$$

где ρ – НЧ возмущение параметра среды, μ – коэффициент ВЧ потерь для НЧ волн. В частности, данная система описывает динамику интенсивных электромагнитных или ленгмюровских волн в изотропной плазме при учете их взаимодействия с затухающими ионно-звуковыми волнами. Так, во втором приближении теории дисперсии нелинейных волн нелинейный отклик среды локален $\rho = -|U|^2$, а огибающая ВЧ пакета описывается НУШ. В третьем приближении теории дисперсии нелинейных волн, при описании достаточно коротких ВЧ волновых пакетов $k\Delta << \mu$, где Δ и k – протяженность и добавочное волновое число пакета, нелинейный отклик среды содержит нелокальное несимметричное слагаемое, обусловленное ВЧ затуханием НЧ волн $\rho = -|U|^2 - \mu\partial|U|^2/\partial\xi$. В этом приближении модельное уравнение для огибающей волнового пакета следующее:

$$2i\frac{\partial U}{\partial t}+q(\xi)\frac{\partial^2 U}{\partial \xi^2}+2\alpha U|U|^2+\mu U\frac{\partial |U|^2}{\partial \xi}=0\,. \qquad (3)$$

Последнее слагаемое в (3) описывает индуцированное рассеяние ВЧ волнового поля на затухающих НЧ волнах и является пространственным аналогом индуцированного рассеяния Рамана (пространственное индуцированное рассеяние Рамана) [32]. »

Заменен разделом:

«**Исходная система и базовое уравнение**

Рассмотрим динамику интенсивного ВЧ волнового поля $U(\xi,t)\exp(i\omega_0 t-ik_0\xi)$ в нелинейной неоднородно диспергирующей среде с учетом взаимодействия с НЧ затухающим волнами. В качестве исходной рассмотрим классическую систему «Захаровского» типа двух модельных однонаправленных нелинейных уравнений для неоднородных сред (см., например [33-35]):

$$2i\frac{\partial U}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial \xi}\left(q(\xi)\frac{\partial U}{\partial \xi}\right)-\rho U=0\,, \qquad (1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}+\frac{\partial \rho}{\partial \xi}-\mu\frac{\partial^2 \rho}{\partial \xi^2}=-\frac{\partial |U|^2}{\partial \xi}\,, \qquad (2)$$

где ρ – НЧ возмущение параметра среды, μ – коэффициент ВЧ потерь для НЧ волн. В дальнейшем рассмотрении будем предполагать медленность изменения дисперсии, т.е. будем считать характерный масштаб изменения неоднородности D_q много большим характерного масштаба огибающей волнового поля D_U (т.е. $D_q \gg D_U$). В этом предположении в уравнении (2), которое можно представить в виде

$2i\dfrac{\partial U}{\partial t}+q(\xi)\dfrac{\partial^2 U}{\partial \xi^2}+\dfrac{\partial q(\xi)}{\partial \xi}\cdot\dfrac{\partial U}{\partial \xi}-\rho U=0$, третье слагаемое $\dfrac{\partial q(\xi)}{\partial \xi}\cdot\dfrac{\partial U}{\partial \xi}\sim\dfrac{1}{D_q}\cdot\dfrac{1}{D_U}$ будем считать пренебрежимо малым по сравнению со вторым слагаемым $q(\xi)\dfrac{\partial^2 U}{\partial \xi^2}\sim\dfrac{1}{D_U^2}$, т.к. $\left(\dfrac{\partial q(\xi)}{\partial \xi}\cdot\dfrac{\partial U}{\partial \xi}\right)\Big/\left(q(\xi)\dfrac{\partial^2 U}{\partial \xi^2}\right)\sim\dfrac{D_U}{D_q}<<1$. Тогда вместо уравнения (2) мы будем использовать укороченное уравнение $2i\dfrac{\partial U}{\partial t}+q(\xi)\dfrac{\partial^2 U}{\partial \xi^2}-\rho U=0$.

В частности, система уравнений (1)–(2) описывает динамику интенсивных электромагнитных или ленгмюровских волн в изотропной плазме при учете их взаимодействия с затухающими ионно-звуковыми волнами. Так, во втором приближении теории дисперсии нелинейных волн нелинейный отклик среды локален $\rho=-|U|^2$, а огибающая ВЧ пакета описывается НУШ. В третьем приближении теории дисперсии нелинейных волн, при описании достаточно коротких ВЧ волновых пакетов $k\Delta<<\mu$, где Δ и k – протяженность и добавочное волновое число пакета, нелинейный отклик среды содержит нелокальное несимметричное слагаемое, обусловленное ВЧ затуханием НЧ волн $\rho=-|U|^2-\mu\partial|U|^2/\partial\xi$. В этом приближении модельное уравнение для огибающей волнового пакета следующее:

$$2i\frac{\partial U}{\partial t}+q(\xi)\frac{\partial^2 U}{\partial \xi^2}+2\alpha U|U|^2+\mu U\frac{\partial |U|^2}{\partial \xi}=0. \qquad (3)$$

Последнее слагаемое в (3) описывает индуцированное рассеяние ВЧ волнового поля на затухающих НЧ волнах и является пространственным аналогом индуцированного рассеяния Рамана (пространственное индуцированное рассеяние Рамана). Подобная схема рассуждений при переходе от системы (1) – (2) к уравнению (3) широко используется в моделировании волновых процессов в неоднородных средах [36,37].»

Здесь же добавлены новые ссылки [33-35] и [36,37], далее по тексту и в списке литературы нумерация ссылок соответственно изменена

С уважением, от имени всех авторов,

Тютин В.В.