

СЕКЦИЯ 1
“РАСПРОСТРАНЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ И
ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ВОЛН”

РАСПРОСТРАНЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН ЧЕРЕЗ ПЕРИОДИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ДОМЕНОВ И ФОТОИНДУЦИРОВАННЫЕ РЕШЕТКИ В ЭЛЕКТРО- И МАГНИТОУПОРЯДОЧЕННЫХ ВЕЩЕСТВАХ В.А. Голенищев-Кутузов	4
РАСSEЯНИЕ ЗВУКА ВИХРЕВОЙ СТРУКТУРОЙ, ВОЗНИКАЮЩЕЙ ПРИ ОБТЕКАНИИ ВОЗДУШНЫМ ПОТОКОМ РЕШЕТКИ ЦИЛИНДРОВ, ОДИН ИЗ КОТОРЫХ НАГРЕТ А.Б. Езерский, П.Р. Громов, П.Л. Соустов, В.В. Чернов	6
ВОЗДЕЙСТВИЕ ВЕТРОВЫХ НАПРЯЖЕНИЙ НА СТРУКТУРУ КОНВЕКЦИИ В ПРИПОВЕРХНОСТНОМ ТЕМПЕРАТУРНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ ЖИДКОСТИ ТИПА “ХОЛОДНАЯ ПЛЕНКА” А.Б.Езерский, Т.Н.Лазарева, В.П.Реутов, В.В.Чернов	8
ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯ СКОРОСТЕЙ В ГИДРАВЛИЧЕСКОМ СКАЧКЕ М.В. Березникова, С.А. Бобков, Б.К.Ткаченко	9
ДИНАМИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ВОЗДЕЙСТВИЯ ПОРЫВОВ ВЕТРА С.А. Бобков, М.В. Березникова, С.С. Негодяев, Б.К.Ткаченко	11
ДИНАМИКА ЖИДКОСТИ СО СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ ПРИ НЕСТАЦИОНАРНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ТВЕРДОЙ СТЕНКОЙ. С.А. Бобков, М.В. Березникова, С.С. Негодяев, Б.К. Ткаченко	13
ОПИСАНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ СЕМЕЙСТВАМИ ОРТОГОНАЛЬНЫХ ПОЛИНОМОВ И ПОСТРОЕНИЕ УСТОЙЧИВЫХ АЛГОРИТМОВ АДАПТИВНОЙ АППРОКСИМАЦИИ А.К. Бритенков, А.Н. Панкратов	15
ПАРАЛЛЕЛЬНЫЙ АЛГОРИТМ РЕШЕНИЯ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЗАДАЧ ГИДРОАКУСТИКИ А.А. Данилов, В.Н. Корниенко	17
ВЛИЯНИЕ ЧАСТОТНОГО ЗАКОНА ПОГЛОЩЕНИЯ НА ЭВОЛЮЦИЮ НЕЛИНЕЙНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ М.С. Басова, В.А. Хохлова	19
РАСПРОСТРАНЕНИЕ ИНТЕНСИВНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН ЧЕРЕЗ ПЕРИОДИЧЕСКИЙ НЕОДНОРОДНЫЙ СЛОЙ В.А. Гусев, О.В. Руденко	20

О ВОЗМОЖНОСТИ УПРАВЛЕНИЯ ДИНАМИКОЙ ПИКОСЕКУНДНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В ПАРАМАГНИТНОМ КРИСТАЛЛЕ С ПОМОЩЬЮ МАГНИТНОГО ПОЛЯ А.Н. Бугай	22
РАСПРОСТРАНЕНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В НЕОДНОРОДНОЙ ДВИЖУЩЕЙСЯ СРЕДЕ М.В. Аверьянов, В.А. Хохлова	23
ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ СТРУКТУРЫ ПРИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ ВОЗБУЖДЕНИИ КАПИЛЛЯРНЫХ ВОЛН С.В. Кияшко, А.В. Назаровский	25
ФОРМИРОВАНИЕ И СВОЙСТВА УДАРНЫХ ФРОНТОВ ДВУХ ПАРАМЕТРИЧЕСКИ СВЯЗАННЫХ ВОЛН С РАЗНЫМИ КОЭФФИЦИЕНТАМИ ВЯЗКОСТИ В.А. Черных, А.П. Сухоруков	26
УПРАВЛЕНИЕ ДВИЖЕНИЕМ ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ДЕФЕКТОВ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ В РЯБИ ФАРАДЕЯ В.О. Аффенченко, А.Б. Езерский, С.В. Кияшко	28
КОНКУРЕНЦИЯ РОЛИКОВЫХ ДОМЕНОВ ПАРАМЕТРИЧЕСКИ ВОЗБУЖДАЕМЫХ КАПИЛЛЯРНЫХ ВОЛН В.О. Аффенченко, С.В. Кияшко, Л.В. Пискунова	30
ПЕРИОДИЧЕСКОЕ ТОРМОЖЕНИЕ ПРИДОННОГО СЛОЯ В СТАЦИОНАРНЫХ ЗАМЕДЛЯЮЩИХСЯ ПОТОКАХ ЖИДКОСТИ И ЕГО ВЛИЯНИЕ НА ПЕРЕМЕЩЕНИЕ ВИХРЕВЫХ СТРУКТУР С.Л. Мартынов, О.Н. Мельникова	31
ИССЛЕДОВАНИЕ УСИЛЕНИЯ ВОЛН В ЛАБОРАТОРНОМ ВЕТРОВОМ КАНАЛЕ И.Н. Иванова, С.Л. Мартынов, О.Н. Мельникова, Т.А. Нивина	33
РАЗМЫВ ДНА КАНАЛА СТАЦИОНАРНЫМИ ВОЛНАМИ НА ПОТОКЕ ВОДЫ ЗА ВОДОСЛИВОМ ГИДРОСООРУЖЕНИЙ О.Н. Мельникова, А.В. Перминова	35
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВЕТРОВЫХ СОЛИТОНОВ В КОЛЬЦЕВОМ АЭРОГИДРОКАНАЛЕ П.В. Мочулин, О.А. Глебова, Н.К. Шелковников	37
РЕЖИМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНО-АКУСТИЧЕСКОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОГО ПАРАМАГНИТНОГО КРИСТАЛЛА А.В. Гулаков	38

РЕАКЦИОННО-ДИФФУЗИОННЫЕ ВОЛНЫ В МЕЗОСФЕРНОЙ ФОТОХИМИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ С УЧЕТОМ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ТУРБУЛЕНТНОЙ ДИФФУЗИИ	
М.Ю. Куликов, А.М. Фейгин	40

РАСПРОСТРАНЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН ЧЕРЕЗ ПЕРИОДИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ДОМЕНОВ И ФОТОИНДУЦИРОВАННЫЕ РЕШЕТКИ В ЭЛЕКТРО- И МАГНИТОУПОРЯДОЧЕННЫХ ВЕЩЕСТВАХ

В.А. Голенищев-Кутузов

Развитие электроники характеризуется все более ускоряющимся процессом миниатюризации рабочих элементов. В этом плане заметное значение стали приобретать твердотельные периодические структуры. Наряду с полупроводниковыми сверхрешетками не меньший интерес, как с точки зрения необычности физических свойств, так и прикладных целей, представляют периодические структуры, с изменяющимся от слоя к слою набором электрических, магнитных, упругих или пьезоэлектрических характеристик, сформированные в диэлектрических материалах [1]. Наиболее изученными к настоящему времени и нашедшими уже ряд применений являются периодические доменные структуры в электро- и магнитоупорядоченных кристаллах. В основном речь будет идти не о естественных доменных структурах, а искусственно сформированных периодических доменных структурах (ПДС), размеры доменов в которых могут находиться в пределах от микрометра до сотни мкм. Кроме того, ПДС могут иметь динамический характер, т.е. обладать возможностью пространственной или временной перестройки в зависимости от характера внешних воздействий. Именно такие ПДС представляют наибольший интерес для использования в разнообразных электронных устройствах.

Наиболее совершенные ПДС были сформированы в ряде монокристаллов сегнетоэлектриков, обладающих сильным пьезоэффектом (ниобате и танталате лития, титанате бария и ряде других подобных материалов). Разновидностью периодических структур являются фотоиндуцированные решетки, сформированные вблизи поверхности сегнетоэлектрических кристаллов двумя интерферирующими лазерными пучками. Соседние полосы таких решеток будут отличаться значениями скоростей акустических волн. Динамические ПДС, сформированные воздействием акустических волн или лазерных пучков наиболее эффективны для применения в таких магнитных кристаллах, как борат железа, гематит и феррит-гранаты.

Акустические волны, распространяющиеся через ПДС вследствие различия в знаках пьезоэлектрических или магнитоупругих коэффициентов на границах соседних доменов, будут испытывать отражение и преломление. Их частотные спектры будут определяться соотношением длины акустической волны к периоду ПДС. Таким образом кристаллы с ПДС можно рассматривать как акустические аналоги фотонных кристаллов (фононные кристаллы) [2]. Теоретические модели для фотонных и фононных кристаллов опираются на одни и те же принципы, разработанные еще С.М. Рытовым и Л.М. Бреховских.

Отражение и преломление объемных и поверхностных акустических волн было обнаружено как на ПДС, так и фотоиндуцированных решетках. Частотный спектр отраженных и преломленных волн на ПДС имел зонный характер и полностью соответствовал теоретическим расчетам, а коэффициент отражения в запрещенных зонах достигал 90 % [3].

В условиях выполнения фазового синхронизма для двух акустических волн, распространяющихся либо в одном, либо в противоположных направлениях через ПДС, возможна генерация второй и других гармоник. Экспериментально генерация второй и третьей гармоник наблюдалась в ряде сегнетопьезоэлектриков при когерентном взаимодействии прямой и отраженной волн в каждом домене, причем волны гармоник распространялись в обе стороны от ПДС.

ПДС и фотоиндуцированные решетки могут являться источником когерентных упругих колебаний при воздействии на структуры переменным электрическим или магнитным полем. Также рассмотрена возможность обращения волнового фронта акустической волны при ее распространении через ПДС. Необходимые условия образования синхронизма могут осуществляться подачей импульсов электрического поля или лазерного излучения. В этом случае ПДС можно рассматривать как систему периодически расположенных источников волн, образованных границами доменов, имеющих противоположные знаки пьезоэлектрических или магнитоупругих коэффициентов. К настоящему времени уже достигнута устойчивая генерация объемных и поверхностных волн.

В ряде работ была теоретически обоснована и экспериментально подтверждена генерация акустических волн на сформированных структурах под воздействием лазерных импульсов за счет возбуждения фотоэлектронов и возникновения сильных переменных градиентов электрического поля вблизи каждой доменной границы.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.В. Голенищев-Кутузов, В.А. Голенищев-Кутузов, Р.И. Калимуллин. “Индуцированные доменные структуры в электрон-магнитоупорядоченных веществах” М.: Физматлит, 2003.
2. А.М. Косевич, М.А. Мамалуй // ЖЭТФ, 2002, Т. 122, С. 897.
3. N. Batanova, A.Golenishchev-Kutuzov, V. Golenishev-Kutuzov, R. Kalimullin // Ferroelectrics, 2003, V. 285, P. 321.

РАССЕЯНИЕ ЗВУКА ВИХРЕВОЙ СТРУКТУРОЙ, ВОЗНИКАЮЩЕЙ ПРИ
ОБТЕКАНИИ ВОЗДУШНЫМ ПОТОКОМ РЕШЕТКИ ЦИЛИНДРОВ, ОДИН
ИЗ КОТОРЫХ НАГРЕТ

А.Б. Езерский, П.Р. Громов, П.Л. Соустов, В.В. Чернов

В последнее время большое внимание уделяется изучению рассеяния звука различными вихревыми течениями. В данном сообщении изучается рассеяние звука на вихревом следе, образующимся за решеткой параллельных цилиндров, помещенных в плоскопараллельный воздушный поток. Как показали многочисленные экспериментальные исследования подобных течений [1, 2], в вихревом следе могут образовываться когерентные вихревые структуры, которые играют важную роль, как в развитой атмосферной турбулентности, так и в различных технических устройствах, например в теплообменниках.

Эксперименты показали, что характер течения за решеткой определяется двумя безразмерными параметрами: числом Рейнольдса $Re = U * d / \nu$ (где U – скорость набегающего потока, d – диаметр цилиндров в решетке, ν – кинематическая вязкость воздуха) и параметром g – расстоянием между цилиндрами в решетке l , нормированном на диаметр цилиндра $g = l/d$. Как показали эти эксперименты, при $g \geq 4.5$ следы за различными цилиндрами можно считать слабо взаимодействующими и вихревой след представляет собой набор вихревых дорожек Кармана со случайными фазами. При $g < 2$ отдельные дорожки сильно взаимодействуют и могут синхронизоваться. В некоторых случаях происходит слияние вихревых дорожек за различными цилиндрами и образование так называемых кластеров. Основным подходом к экспериментальному исследованию вихревых следов за решеткой цилиндров являлась визуализация вихревого течения и анализ мгновенных снимков. Большинство этих работ носили чисто качественный характер и основные выводы о течении делались на основе мгновенных снимков, которые не дают представления о том насколько вихревые следы за различными цилиндрами являются коррелированными.

В нашей работе мы использовали метод дистанционной акустической диагностики вихревого течения, который хорошо зарекомендовал себя в качестве инструмента исследования дорожки Кармана, образовавшейся за уединенным цилиндром [3]. В частности, данный метод позволяет определять: пространственный и временной период вихревой структуры, циркуляцию вихрей $\Gamma = \oint \vec{V} d\vec{l}$ и количество тепла Q , переносимое вихрями (в случае, если обтекаемый цилиндр имеет температуру выше, чем температура набегающего потока). Так же было установлено, что в спектре рассеянного звука вихревое

поле скорости дает вклад в нечетные, а поле температуры - в четные гармоники частоты срыва вихрей (частоты Струхала $St = f \cdot d/U$).

В ходе выполнения работы нами исследовалось рассеяние ультразвука с частотой $f_0 = 122\text{kHz}$ на вихревом следе с $Re = 75$ за 1-м, 3-мя и 5-ю цилиндрами с $g = 2$ и $g = 4$, при этом центральный цилиндр нагревался до температуры $\sim 70^\circ\text{C}$. Были получены зависимости амплитуды рассеяния в первую гармонику от количества цилиндров в решетке при двух значениях g как для случая, когда центральный цилиндр нагревался, так и когда он имел ту же температуру, что и набегающий воздушный поток. Было установлено, что нагрев центрального цилиндра по-разному проявляет себя в рассеянном звуке в зависимости от величины g . Так при $g = 4$, когда вихревые следы за различными цилиндрами можно считать слабозаимодействующими, нагрев почти не влиял на амплитуду первой гармоники и соответственно на ее зависимость от числа цилиндров в решетке, которая росла с увеличением числа цилиндров в решетке как \sqrt{N} , где N – это число цилиндров. В случае же, когда $g = 2$, т.е. вихревые следы являлись сильновзаимодействующими, при включении нагрева рассеяние в первую гармонику резко увеличивалось. Как показали дальнейшие измерения вихревого следа при помощи термоанемометров, нагрев центрального цилиндра приводит к синхронизации вихревых следов за различными цилиндрами, и как следствие, к аномальному усилению рассеяния звука в первую гармонику. В отличие от случая с $g = 4$, амплитуда рассеяния в первую гармонику почти линейно зависит от количества цилиндров в решетке. Таким образом, при помощи акустической диагностики, обнаружен эффект синхронизации вихревых дорожек в следе за решеткой цилиндров под влиянием нагрева одного из цилиндров.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект 04-02-17504.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Н. К. Williamson // J. Fluid Mech, 1985, V. 159, P. 1.
2. Н. J. Kim and P.A. Durbin // J. Fluid Mech., 1988, V. 196, P. 431.
3. А.В. Ezersky, А.В. Zobnin, P.L. Soustov // Radiophysics, 1995, V. 38, № 8, P. 832.

ВОЗДЕЙСТВИЕ ВЕТРОВЫХ НАПРЯЖЕНИЙ НА СТРУКТУРУ КОНВЕКЦИИ
В ПРИПОВЕРХНОСТНОМ ТЕМПЕРАТУРНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ
ЖИДКОСТИ ТИПА “ХОЛОДНАЯ ПЛЕНКА”

А.Б.Езерский, Т.Н.Лазарева, В.П.Реутов, В.В.Чернов

К настоящему времени исследование конвекции в слоях жидкости, однородно подогреваемых снизу, подробно проведено для случаев, когда на свободной поверхности отсутствуют напряжения, вызванные движением воздуха. Для таких систем определены критические параметры - числа Рэлея или Марангони, определяющие переходы от режима теплопроводности к конвекции и от структур одного типа к структурам другого типа (например, от роликовой конвекции к ячеистой конвекции). Между тем, в природе и технике достаточно часто в слое, где имеется градиент температуры, на свободной границе существуют ненулевые тангенциальные напряжения и в жидкости возникает сдвиговое течение. Конвекция такого сорта возникает в океане. В тонком тепловом пограничном слое (порядка миллиметра) при определенных условиях возникает градиент температуры, вызванный испарением жидкости. При этом на свободной поверхности температура меньше, а плотность соответственно больше, чем в глубине. Такой слой жидкости, в котором температура уменьшается при удалении от поверхности, называют иногда холодной пленкой. Наличие ветровых напряжений приводит к появлению сдвиговых течений. Вблизи свободной поверхности характерный вертикальный масштаб сдвигового течения в воде, также как и характерный вертикальный масштаб изменения температуры, может составлять величину порядка миллиметра и менее. В связи с этим представляется важным изучить влияние сдвигового течения на конвекцию.

В настоящей работе экспериментально изучается конвекция в слое жидкости (спирте) при обдувании ее свободной поверхности воздушным потоком. Исследование воздействия ветровых напряжений на термоконвекцию проводилось в малотурбулентной аэродинамической трубе ИПФ РАН.

Визуализация конвективных структур показала, что в отсутствие ветровых напряжений в слое реализуется ячеистая конвекция. Наличие сдвиговых напряжений приводит к дрейфу конвективных ячеек и увеличению их размеров в продольном направлении. Выяснено, что при превышении критического значения происходит бифуркация, и вместо ячеистой конвекции возникают конвективные валы, оси которых ориентированы вдоль течения. При дальнейшем увеличении сдвиговых напряжений возникает пространственно-временной хаос, связанный с рождением дислокаций на конвективных валах. Аналогичные структуры, подобные конвективным валам были зарегистрированы в природных условиях на поверхности Горьковского моря. Визуализация подобных структур осуществилась благодаря наличию в воде естественного фитопланктона в период “цветения”.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект 04-05-64627-а.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯ СКОРОСТЕЙ В ГИДРАВЛИЧЕСКОМ СКАЧКЕ

М.В. Березникова, С.А. Бобков, Б.К.Ткаченко

Распределение скоростей в распространяющейся волне является наиболее важным аспектом в изучении прибрежных процессов.

Цель исследования состоит в исследовании поля скоростей в распространяющейся волне и измерении продольной компоненты скорости во фронте скачка и за ним. Важным аспектом этого исследования является анализ границ применения теории «мелкой воды». Для достижения поставленной цели был выбран метод PIV (Particle Image Velocimetry) [1]. Этот метод заключается в наблюдении за частицами, взвешенными в жидкости и запись на видеокамеру. Экспериментальная установка изображена на рис.1.

Недавние методы по измерению скорости с помощью видимых частиц сделали возможным количественное изучение турбулентной структуры во время разрушения волны, включая завихренность [Lin and Rockwell, 1994; hang and Liu , 1998]. PIV система позволяет определить не только количество больших завихренных образований в зоне прибоя, но и получить величину завихренности .

Nadaoka (1988) и Nadaoka и др.(1989) представил пионерскую работу по структуре турбулентного поля течения под разрушающейся волной в зоне прибоя, в которой были идентифицированы "косые нисходящие вихри" Эти вихревые образования происходят ниже уровня воды, имеют вертикальные оси наклоненные к направлению поперечного сечения и перемежаются как в пространстве, так и во времени. Считают, что механизм их образования связан с интенсивностью турбулентности, которая обусловлена волновым разрушением и поднятием осадков со дна. [Nadaoka et al,1988].

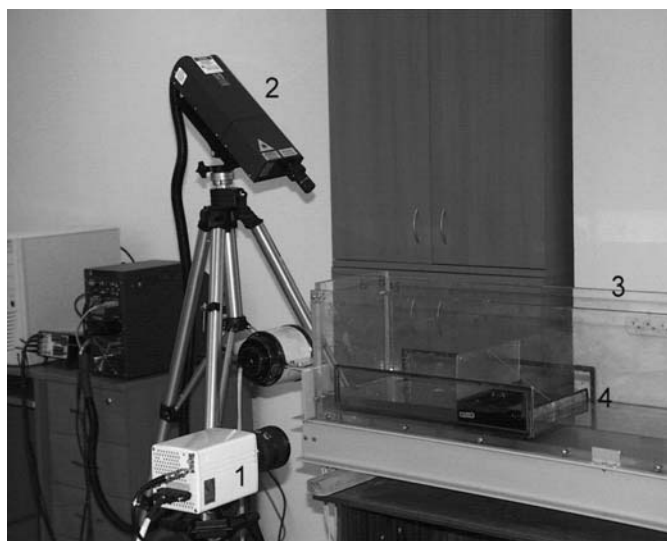


Рис. 1. Экспериментальная установка для изучения распределения поля скоростей в гидравлическом скачке: 1-цифровая камера, 2- система лазеров, 3-кювета, 4- поршень.

В нашей работе также использовался метод PIV, исследовалась величина продольной компоненты скорости в плоскости, параллельной стенкам кюветы. Измерения проводились на слабом скачке, с числом Фруда $Fr=1.3$. Оказалось, что на фронте в переходной зоне продольная компонента скорости уменьшалась, т.к. имелась тенденция закручивания течения вверх. На рис.2

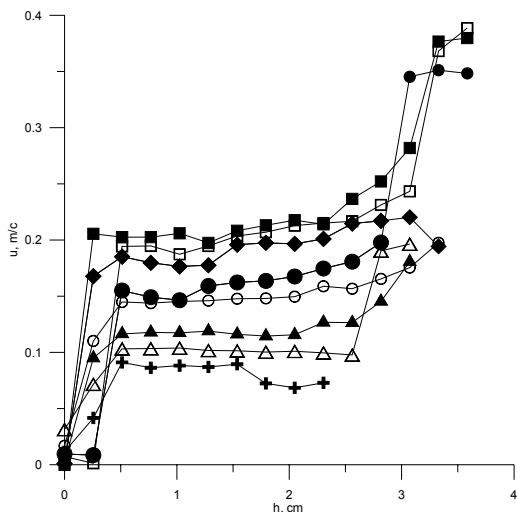


Рис. 2. Изменение продольной компоненты скорости в зависимости от глубины и расстояния до фронта скачка.

изображен график, из которого видно, что продольная компонента скорости довольно сильно зависела от расстояния до начала фронта скачка, чем дальше от фронта, тем она больше.

Как и следовало ожидать, скорость увеличивалась при приближении к поверхности и уменьшалась вблизи дна из-за трения.

Данные о распределении скоростей во фронте бегущей волны при распространении

вдоль неоднородности можно применить для анализа методов защиты береговых сооружений. Используемые подходы будут применены к исследованию скачков различных типов согласно их классификации. Подобные исследования необходимы для выяснения их структуры. Результаты данного исследования требуют уточнений и дальнейшего изучения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ: грант 03-05-64837, грант 02-05-65144.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ronald J. Adrian // Annual Reviews in Fluid Mechanics, 1991, V. 23, P. 261.
2. J.-C. Lin and Rockwell // Phys. Fluids, 1994, V. 6, P. 2877.
3. K.-A. Chang and P.L.-F Liu // Phys. Fluids, 1998, V. 10, P. 327.

ДИНАМИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ВОЗДЕЙСТВИЯ ПОРЫВОВ ВЕТРА

С.А. Бобков, М.В. Березникова, С.С. Негодяев, Б.К.Ткаченко

Определяется фактор нестационарности при взаимодействии порывов ветра с объектами. При прохождении фронта порыва через объект возникают неустановившиеся режимы

При нагружении за время меньше характерного времени формирования присоединенной массы перед объектом нельзя, даже в первом приближении, считать давление торможения по стационарному обтеканию.

Данную задачу можно рассматривать как движение с ускорением в несжимаемой жидкости.

Для диска радиусом R давление в центре при движении вдоль оси с ускорением в несжимаемой жидкости выражается [1]:

$$p_0 = p + \frac{1}{2} \rho u^2 + \frac{5}{8} \rho R \frac{du}{dt}$$

Предельное значение давления (при бесконечном ускорении) определяется ударным нагружением с учетом сжимаемости жидкости [2]:

$$p_0 = p + \rho a \Delta u,$$

где a -скорость звука в среде, Δu -величина скачкообразного изменения скорости

Для оценки возможных динамических эффектов воздействия на различные объекты проводились серии измерений параметров ветра на Черном и Балтийском морях при помощи датчиков давления. Наиболее резкие фронты из полученных имеют интервал $\Delta t = 50$ мс при изменении скорости с 8 до 11 м/с. Это соответствует характерным ускорениям 60 м/с^2 и при характерном размере объекта 10м динамическая нагрузка превышает нагрузку стационарного обтекания в 7-10 раз. Приводится статистика порывов и роли динамической составляющей в определении нагрузок, которые показывают актуальность вопроса.

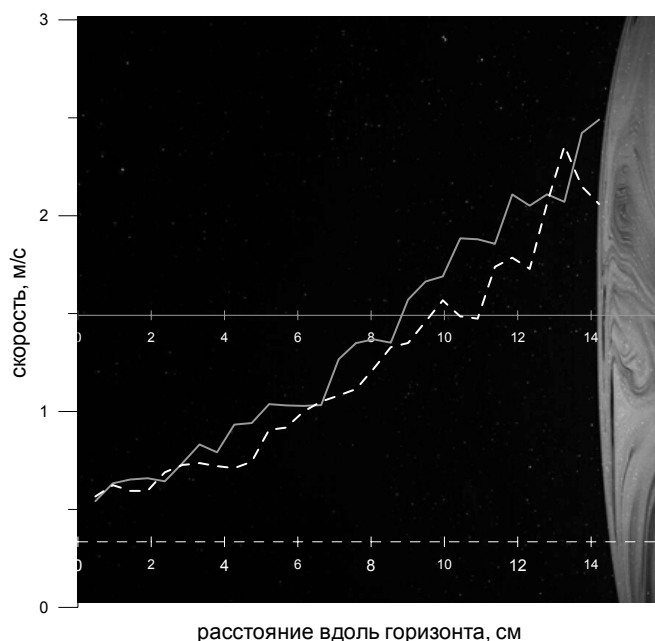


Рис. 3. Профили горизонтальной составляющей скорости перед порывом на оси (сплошная линия) и периферии фронта.

Моделирование явления и изучение его особенностей в лабораторных условиях производилось на генераторе порыва с регистрацией полей давления и скорости датчиками давления и системой Particle Image Velocimetry. Генератор порыва представляет собой ящик с отверстием диаметром 200 мм и поршнем, отличающийся от известных генераторов вихревых колец большей

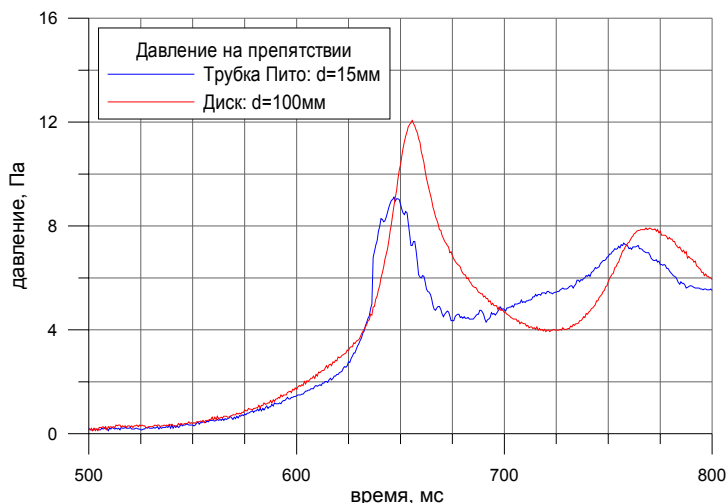


Рис. 4. Запись давления порыва на оси при набегающем на препятствия различного размера.

На Рис. 2 представлены результаты измерений динамической составляющей нагружения при набегающем порыве на препятствия. Синяя кривая отражает давление при набегающем фронте на измерительную трубку Пито (полусфера с диаметром 15 мм), красная - на диск диаметром 100 мм. Значения давлений при этом подтверждают проведенные оценки эффектов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ: грант 03-05-64837, грант 02-05-65144.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц “Теоретическая физика. Том VI. Гидродинамика”
2. S.A. Bobkov, S.S. Negodjaev, B.K. Tkachenko // Physics of Vibrations, 2002, V.10, №3.

длительностью подачи поршня.

На Рис.1 представлена фотография фронта порыва с распределением поля скоростей на его оси и периферии. Вихревой порыв движется справа налево. В правой части кадра виден фронт порыва, подкрашенный дымом.

Лабораторные эксперименты позволили получить примерно такие же параметры фронта порывов, как и в натуре за исключением, разумеется, ширины фронта.

ДИНАМИКА ЖИДКОСТИ СО СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ ПРИ НЕСТАЦИОНАРНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ТВЕРДОЙ СТЕНКОЙ.

С.А. Бобков, М.В. Березникова, С.С. Негодяев, Б.К. Ткаченко

В данной работе основное внимание уделено изучению выплесков, образующихся при нестационарном взаимодействии жидкости, имеющей свободную поверхность, с твердой вертикальной границей. Форма выплеска в таких процессах, в основном, определяется ускорением, как и его скорость.

Процессы взаимодействия объектов береговой зоны моря с волнами характеризуются значительными импульсными нагрузками, вплоть до ударных.

Образование выплеска в природе можно наблюдать при ударе волны о береговые сооружения. Характерные хлопки при набегании волн на объекты береговой зоны говорят об ударном характере нагрузки.

В лаборатории выплеск с характерной Г-образной формой получался путем возмущения свободной поверхности горизонтально движущимся поршнем. Помимо формы, получено также поле скоростей внутри выплеска при помощи метода PIV (Particle Image Velocimetry). На Рис. 5 представлен кадр видеозаписи процесса образования выплеска с нанесением поля скоростей. Векторное поле скоростей построено в сетке 32x32 пикселя (2,5x2,5 мм)

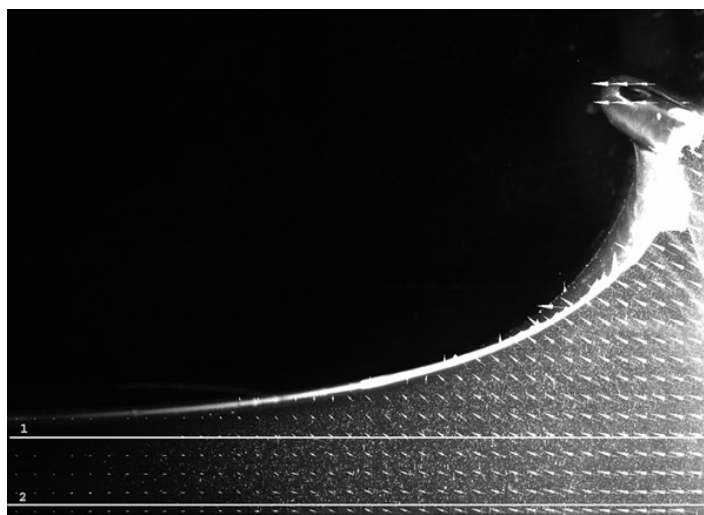


Рис. 5. Поле скоростей при образовании выплеска, полученное методом PIV. Правая граница кадра совпадает с рабочей поверхностью поршня.

Для расчета скорости нестационарной волны воспользуемся газодинамической аналогией.

$$u du = - \frac{dP}{\rho}, \quad a du = - \frac{dP}{\rho} \Rightarrow u = - \int_{h_0}^h \frac{dP}{\rho a} \Rightarrow$$

$$u = \frac{2}{\gamma - 1} (a - a_0) \quad (1)$$

где a – скорость распространения возмущений в среде. Уравнение (1) соответствует решению в виде нестационарной волны Римана.

Аналогично, для описания повышения уровня жидкости производим замену скорости распространения возмущения U относительно среды на текущую величину \sqrt{gh} для приближения «мелкой воды»:

$$u du = -g dh, \quad \sqrt{gh} \cdot du = -g dh \Rightarrow u = -\sqrt{g} \int_{h_0}^h \frac{dh}{\sqrt{h}}$$

$$u = 2\sqrt{g} (\sqrt{h} - \sqrt{h_0}) \quad (2)$$

Для стационарной волны расчет производился исходя из уравнения неразрывности

$$U_0 h_0 = U_i h_i \quad (3)$$

где $U_0 = \sqrt{gh_0}$, i – номер ячейки в сетке, а U_i – расчетное значение скорости.

Из графического представления результатов (Рис. 6) видно, что стационарные и нестационарные оценки совпадают, и эксперимент хорошо согласуется обоими представлениями на промежутке оси X от 0 до 0,04 м.

Введем в рассмотрение безразмерный параметр

$$S = \operatorname{tg} \alpha \sqrt{\frac{h}{h_0} - 1} \quad (4),$$

где α – это крутизна фронта в данной точке, h – амплитуда волны, а h_0 – начальный уровень жидкости. Для данного случая при $S < 1/25$, эксперимент подтверждается как стационарными оценками, так и нестационарными. При $S > 1/25$ начинается расхождение, и экспериментальные данные скорости не согласуются ни с одной из оценок, а лежат в области между ними. Таким образом, данный процесс при $S > 1/25$ не описывается в рамках теории «мелкой воды».

Результаты показывают, что расчеты с точки зрения стационарных процессов дают заниженные оценки скорости и высоты выплеска. При проектировании сооружений, функционирующих в условиях нестационарного воздействия жидкости, важно учитывать и нестационарные оценки.

Работа выполнена при поддержке РФФИ: грант 03-05-64837, грант 02-05-65144.

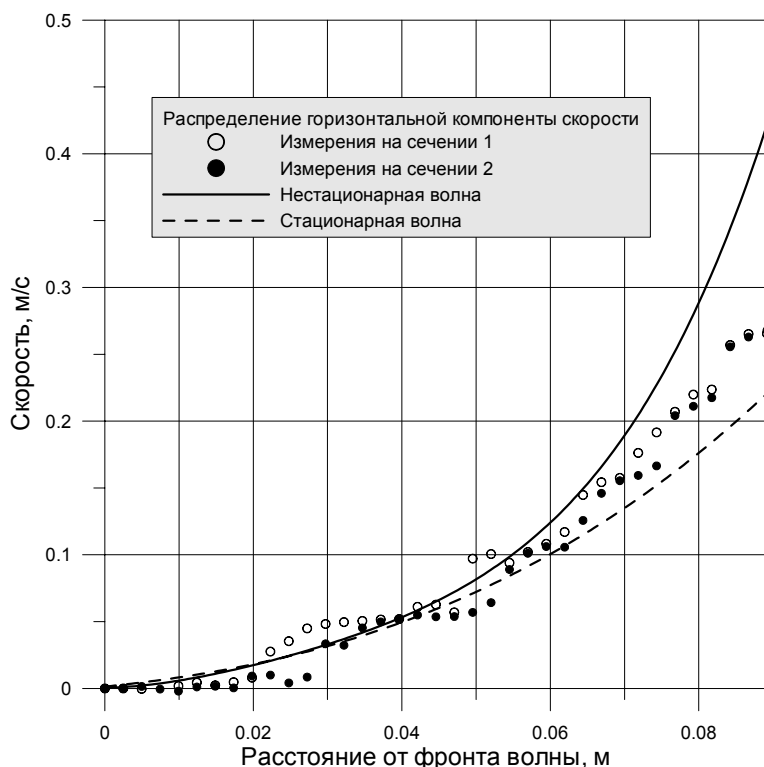


Рис. 6. Экспериментальные и теоретические значения горизонтальной компоненты скорости.

ОПИСАНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ СЕМЕЙСТВАМИ
ОРТОГОНАЛЬНЫХ ПОЛИНОМОВ И ПОСТРОЕНИЕ УСТОЙЧИВЫХ
АЛГОРИТМОВ АДАПТИВНОЙ АППРОКСИМАЦИИ

А.К. Бритенков, А.Н. Панкратов

Описание экспериментальных сигналов обобщенными рядами Фурье [1] высокого порядка содержит ряд проблем при численной реализации. Потеря ортогональности при дискретизации области определения классических ортогональных многочленов непрерывного аргумента накладывает специфические требования к алгоритмам построения ортогональных функций высокого порядка для исследования различных радиофизических сигналов [2].

Наряду с описанием исследуемого сигнала отрезком ортогонального ряда

$$f(t) = \sum_{n=0}^N A_n \varphi_n(t), \quad (1)$$

практически важным является общее представление $f(t)$ в виде таблицы

$$f(t) = \{f_1(t_1), f_2(t_2), \dots, f_m(t_m)\}, \quad a \leq t_i \leq b, \quad (2)$$

или аналог функции дискретного аргумента. В задачах обработки экспериментальных данных, как правило, из (2) необходимо получить численно-аналитическое представление (1). В связи с этим возникает две проблемы: интерполяция функции дискретного аргумента (2) и дискретизация скалярного произведения базисных функций $\{\varphi_n(t)\}$. Первая проблема решается посредством выбора подходящего метода интерполяции данных. Вторая проблема неизбежно возникает при численном вычислении интегралов, в частности, коэффициентов разложения A_n , и подвержена жесткому требованию сохранения ортогональности базиса $\{\varphi_n(t)\}$.

Узлы квадратурной формулы Гаусса, задающего дискретный аналог скалярного произведения в пространстве функций дискретного аргумента

$$(x, y) = \int_a^b x(t)y(t)\rho(t)dt = \sum_{i=1}^m x(t_i)y(t_i)w_i \quad (3)$$

являются нулями ортогонального многочлена степени m , соответствующего весовой функции $\rho(t)$. (3) обеспечивает изоморфизм между пространством линейных комбинаций (1) и пространством функций дискретного аргумента (2) на специально выбранной сетке t_i .

Нарушение ортогональности исследовано на примере функции Лагерра [1]

$$l_n(t) = \sqrt{m} \exp\left(-\frac{mt}{2}\right) \sum_{k=0}^n C_n^{n-k} \frac{(-mt)^k}{k!}, \quad (4)$$

где $m > 0$ – масштабный коэффициент, изменяющий эффективную длину $l_n(t)$.

Классические ортогональные многочлены $\{u_n(t)\}$ и соответствующие им функции $\{\varphi_n(t)\}$

$$\varphi_n(t) = \sqrt{\rho(t)} \psi_n(t) \quad (5)$$

удовлетворяют разностным уравнениям вида

$$\varphi_{n+1}(t) = (a_n + b_n t)\varphi_n(t) + c_n \varphi_{n-1}(t), \quad (6)$$

где a_n, b_n, c_n – коэффициенты, не зависящие от t . Для вычисления полиномов по формуле (6) необходимо задавать начальные условия $\varphi_1(t), \varphi_{-1}(t)$. Значения ортогональных функций определяются значением полинома, осциллирующего и неограниченно возрастающего, и значением корня весовой функции (5). При достаточно больших значениях аргумента эти множители в машинном представлении приводят к переполнению и исчезновению порядка $\varphi_n(t)$.

Функции Лагерра $l_n(t)$, полученные по рекуррентным формулам (6) и вычисленные напрямую (4), существенно отличаются уже при $n > 40$. Для решения описанных проблем на каждом шаге итерационного процесса (6) вычисляемые величины $u_n(t), u_{n-1}(t)$ умножаются на величину $e^{-t/(2n)}$, где n – порядок функции $l_n(t)$. За n циклов общий множитель составит величину требуемого множителя для определения функции Лагерра, а именно $e^{-t/2}$. Такое усовершенствование итерационного процесса позволяет уверенно вычислять функции Лагерра свыше 1000-го порядка. Данный алгоритм позволяет за n шагов получить значения всех функций с нулевого по $n-1$ порядок включительно, что обеспечивает высокое быстродействие вычислительных процедур. Подобный способ вычисления функций высокого порядка может быть использован и для других ортогональных систем.

Актуальность использования ортогональных функций высокого порядка подтверждается в работах, посвященных решению дифференциальных уравнений, исследованию случайных процессов [3], развитию вейвлет анализа и обобщенного спектрально-аналитического метода [1]. Любопытно прослушивать ортогональные функции высокого порядка как звуковой сигнал. Многие из них похожи на реальные звуки, и, следовательно, на их основе удобно синтезировать звуки и распознавать акустические сигналы [1].

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 00-01-00417, 01-02-16127 и гранта Минпромнауки НШ-1641.2003.2.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф.Ф. Дедус, С.А. Махортых, М.Н. Устинин, А.Ф. Дедус “Обобщенный спектрально-аналитический метод обработки информационных массивов. Задачи анализа изображений и распознавания образов” / Под общ. ред. Ф.Ф. Дедуса. М.: Машиностроение, 1999.
2. А.К. Бритенков, И.В. Романова // Тез. докл. международной молодежной научной конф. “XXVIII Гагаринские чтения” 9-12 апреля 2002. Москва, изд. «МАТИ», 2002, Т. 2, С. 15.
3. В.Р. Grafov, I.B. Grafova // Electrochemistry communications, 2000, № 2, P. 386.

ПАРАЛЛЕЛЬНЫЙ АЛГОРИТМ РЕШЕНИЯ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЗАДАЧ
ГИДРОАКУСТИКИ

А.А. Данилов, В.Н. Корниенко

В докладе представлен численный алгоритм определения характеристик нестационарного звукового поля в двумерных областях, содержащих локальные неоднородности плотности с плавными (много больше характерной длины волны) границами.

Значения скоростей частиц и давления в звуковой волне можно найти из следующей системы уравнений [1]

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\rho c^2 \operatorname{div} \vec{v} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\frac{\operatorname{grad} p}{\rho} \quad (2)$$

где p - давление, \vec{v} - скорость колебательного движения частиц среды в звуковой волне, c - скорость звука, ρ - плотность среды. В общем случае, скорость звука и плотность среды могут быть функциями координат.

Конечно-разностная аппроксимация (1),(2) для случая двумерной пространственной области имеет вид:

$$p_{i,j}^{k+1} = p_{i,j}^k - \rho_{i,j} c_{i,j}^2 \Delta t \left(\frac{v_{x\ i+1,j}^{k+1/2} - v_{x\ i,j}^{k+1/2}}{\Delta x} + \frac{v_{y\ i,j+1}^{k+1/2} - v_{y\ i,j}^{k+1/2}}{\Delta y} \right) \quad (3)$$

$$v_{x\ i,j}^{k+3/2} = v_{x\ i,j}^{k+1/2} - \frac{\Delta t}{\rho_{i,j} \Delta x} (p_{i,j}^{k+1} - p_{i-1,j}^{k+1}) \quad (4)$$

$$v_{y\ i,j}^{k+3/2} = v_{y\ i,j}^{k+1/2} - \frac{\Delta t}{\rho_{i,j} \Delta y} (p_{i,j}^{k+1} - p_{i,j-1}^{k+1}) \quad (5)$$

Здесь верхний индекс обозначает номер шага по времени, а нижние - номера шагов по пространственным координатам x и y .

В (3)-(5) учтено, что узлы сетки давления смещены относительно узлов сеток компонент скорости на половину пространственного шага. Кроме того, моменты времени, в которых производится вычисление значений давления, смещены относительно моментов времени вычисления скорости на половину временного шага. Такое расположение пространственно-временных сеток позволяет увеличить точность аппроксимации и сделать численную схему условно устойчивой: если $c \Delta t = \alpha \Delta R$, где $0 < \alpha < 1$ и $\Delta R = \min(\Delta x, \Delta y)$

(аналог условия Куранта в нестационарных задачах электродинамики), то схема является устойчивой.

Если решение системы (1),(2) строится в прямоугольной области, то на границах располагаются узлы нормальных компонент скорости. При этом, если граница считается абсолютно отражающей, значения этих компонент полагаются равными нулю.

Предложенный алгоритм требует для своей реализации значительных компьютерных ресурсов. Например, для расчета звукового поля в водном канале глубиной 300 м и длиной 10 км при частоте источника звука 2.5 кГц, количество узлов пространственной сетки составляет $\sim 10^9$. Требуемый при этом объем оперативной памяти может превосходить объем оперативной памяти одного персонального компьютера.

Предложенный алгоритм решения системы (1),(2) позволяет проводить расчет акустического поля внутри одного временного шага независимо для различных участков пространственной сетки. Для этого разделим область построения решения на отдельные блоки таким образом, чтобы границы

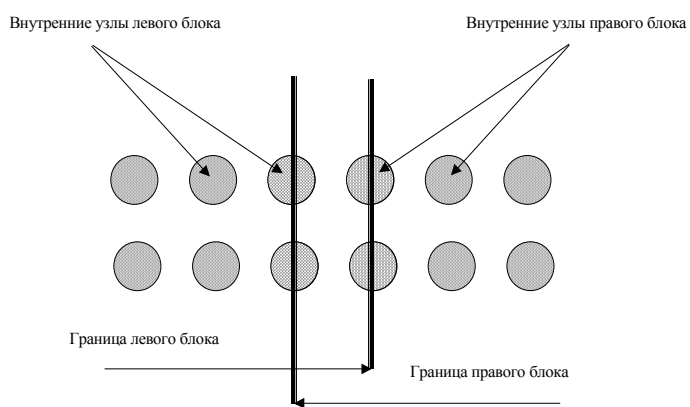


Рис. 1.

соседних участков пространственной сетки перекрывались на два узла (см. рис.1.). Тогда граничный узел одного блока оказывается внутренним узлом соседнего. Значения во внутренних узлах получается в процессе проведения вычислений одного временного шага. После выполнения таких вычислений достаточно произвести обмен информацией между соседними

блоками о значениях в приграничных узлах, задавая тем самым граничные условия на каждом из блоков сетки для следующего шага интегрирования по времени. Такой параллельный алгоритм позволяет проводить вычисления на суперкомпьютерах с архитектурой MIMD. Он был реализован в виде компьютерной программы, написанной на языке Си с использованием библиотеки функций MPI. Программа была протестирована на кластере ИРЭ РАН.

Работа выполнена в рамках проекта РФФИ 03-07-90399.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц “Теоретическая физика: Учебное пособие. В 10 т. Т. VI. Гидродинамика” М.: Наука. 1988.

ВЛИЯНИЕ ЧАСТОТНОГО ЗАКОНА ПОГЛОЩЕНИЯ НА ЭВОЛЮЦИЮ НЕЛИНЕЙНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ.

М.С. Басова, В.А. Хохлова

Работа посвящена интенсивно развивающемуся в последнее время направлению, связанному с исследованием распространения нелинейных разрывных волн в недиспергирующих средах с произвольным по частоте законом поглощения [1,2]. Особенно актуальной рассматриваемая задача является в связи с расширяющимся применением мощных акустических волн в медицине, так как биологические ткани имеют отличную от классической степенную зависимость коэффициента поглощения от частоты, близкую к линейной в широком диапазоне частот. Изучение общих свойств нелинейных волн в таких средах важно и для многих других современных приложений мощного ультразвука [3]. В этих задачах наталкиваются на существенные трудности в решении нелинейных интегро-дифференциальных уравнений. Большинство подобных задач требует развития специфических алгоритмов с оптимальным выбором закона искусственной вязкости для сглаживания ударных фронтов.

В работе исследовано влияние законов поглощения, наиболее часто применяющихся при численном моделировании, на эволюцию профиля нелинейной волны, ее спектра, средние характеристики и эффективный коэффициент поглощения. Рассмотрены уравнения типа Бюргерса с законами поглощения, описываемыми 2-й, 4-й и 6-й производными, а также поглощением, пропорциональным шестой степени частоты для ограниченного числа последних гармоник, используемых в численном алгоритме. Получены квазистационарные решения для исходного гармонического сигнала. Показано, что в отличие от гладкого, пропорционального гиперболическому тангенсу, фронта в классическом случае уравнения Бюргерса, для модифицированного уравнения Бюргерса в области ударного фронта наблюдаются осцилляции, частота и амплитуда которых зависит от вида оператора поглощения и безразмерного коэффициента поглощения. Показано, что эти осцилляции являются физическим свойством модифицированного уравнения Бюргерса, а не следствием явления наложения частот при численном моделировании. Выявлены оптимальные параметры искусственного поглощения, вносящие минимальные искажения в различные исследуемые характеристики разрывной волны.

ЛИТЕРАТУРА

1. О.В. Руденко, С.И. Солуян “Теоретические основы нелинейной акустики”. М.: Наука, 1975.
2. О.В. Руденко, В.А. Робсман // ДАН, 2002, Т.384, № 6, С.1.
3. С.С. Кащеева, О.А. Сапожников, В.А. Хохлова, М.А. Аверкью, Л.А. Крам // Акуст. журн., 2000, Т. 46. № 2, С. 211.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ИНТЕНСИВНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН ЧЕРЕЗ ПЕРИОДИЧЕСКИЙ НЕОДНОРОДНЫЙ СЛОЙ

В.А. Гусев, О.В. Руденко

Задача о распространении интенсивных акустических волн в неоднородной среде возникает во многих практически важных приложениях [1]. Среди них можно отметить прогнозирование формирования воздействия на людей и наземные сооружения интенсивных звуковых ударов, вызванных полетами сверхзвуковых самолетов, и взрывных волн в атмосфере и океане, восстановление свойств среды по полученным характеристикам прошедшей волны и неразрушающий контроль, передача информации и дистанционное управление, распространение волн в биологических тканях. В то же время анализ точных аналитических решений, позволяющих непосредственно получить характеристики прошедшей через среду волны, представляет и самостоятельный теоретический интерес. Следует отметить, что во многих случаях приходится иметь дело со случайно-неоднородными средами [2].

Распределенные неоднородности среды могут существенно повлиять на поведение ударного импульса, в частности, вызвать резкую фокусировку или дефокусировку волны. Такая фокусировка приводит к увеличению амплитуды ударного импульса, что может вызвать неблагоприятные последствия для жизни людей и состояния наземных сооружений.

В данной работе рассматривается распространение волны через слой среды с периодическим в поперечном направлении распределением неоднородности. Предполагается, что неоднородность приводит только к изменению скорости распространения волны, т.е. вызывает только фазовые искажения. Как известно, распространение нелинейных акустических волн в неоднородной среде можно описать уравнением типа Хохлова-Заболотской:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \left(\frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\varepsilon}{\rho_0 c_0^3} p \frac{\partial p}{\partial \tau} \right) = - \frac{\mu(x, y, z)}{c_0} \frac{\partial^2 p}{\partial \tau^2} + \frac{c_0}{2} \Delta_{\perp} p, \quad (1)$$

где $\mu(x, y, z)$ – функция, описывающая изменение скорости распространения звука, вызванные неоднородностью среды. В приближении нелинейной геометрической акустики уравнение (1) преобразуется в систему уравнений для функций наклона лучей α, β :

$$\frac{\partial \alpha}{\partial z} + \alpha \frac{\partial \alpha}{\partial x} + \beta \frac{\partial \alpha}{\partial y} = \mu_x, \quad \frac{\partial \beta}{\partial z} + \alpha \frac{\partial \beta}{\partial x} + \beta \frac{\partial \beta}{\partial y} = \mu_y, \quad (2a)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\varepsilon}{\rho_0 c_0^3} p \frac{\partial p}{\partial \tau} + \alpha \frac{\partial p}{\partial x} + \beta \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{2} p \left(\frac{\partial \alpha}{\partial x} + \frac{\partial \beta}{\partial y} \right) = 0 \quad (2б)$$

Рассмотрим физически интересный случай, когда неоднородность убывает с расстоянием по закону $\mu = f(x, y)/z^2$, и зададим периодическое

поперечное распределение $f = \cos x \cos y - 1/2 \cos 2x \cos 2y$. Для такой неоднородности из уравнений (2а) получаем следующие функции наклона лучей: $\alpha = \frac{\sin x \cos y}{z}$, $\beta = \frac{\cos x \sin y}{z}$.

Преобразованием координат уравнение переноса (2б) может быть сведено к уравнению простых волн, решение которого можно представить в виде

$$p(z, \xi, \eta, T) = \sqrt{\frac{\Delta_0}{\Delta}} p_0 \left(\xi, \eta, T + \frac{\varepsilon}{\rho_0 c_0^3} p \sqrt{\frac{\Delta}{\Delta_0}} \int_{z_0}^{z_1} \sqrt{\Delta_0 / \Delta} dz \right), \quad (3)$$

где новые координаты ξ, η описывают искажения начального поперечного пространственного профиля падающей волны, $\Delta(x, y, z)$ играет роль эффективного расстояния. Решение (3) позволяет описать распространение интенсивной акустической волны с произвольным начальным временным и пространственным профилем.

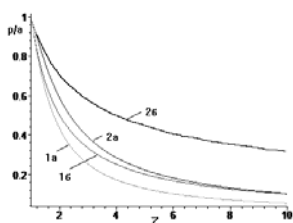


Рис.1. Зависимость пикового давления от расстояния.

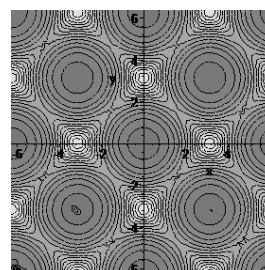


Рис.2. Поперечное пространственное распределение амплитуды разрыва.

В качестве примера рассмотрено распространение исходно плоских периодической пилообразной волны и одиночного N-образного импульса. На рис.1 представлены зависимости максимального по поперечному сечению давления от пройденного волной расстояния для периодической пилообразной волны и одиночного N-импульса в неоднородном слое (кривые 1а и 2а) и в однородной среде (кривые 1б и 2б) соответственно. Видно, что модуляция волнового фронта приводит к более сильному затуханию волны, особенно для одиночного импульса. На рис.2 показано поперечное пространственное распределение амплитуды разрыва. Структура фронта исходно плоской волны становится сложной, появляются области с большей и меньшей амплитудой разрыва. Показано, что по мере распространения области большей амплитуды становятся уже, в то же время соотношение максимальной и минимальной амплитуд растёт.

ЛИТЕРАТУРА

1. О.В. Руденко // Успехи физ. наук, 1995, Т. 165, № 9, С.1011.
2. В.А. Гусев, О.В. Руденко // Вестник МГУ, серия 3, 2001, № 6, С.37.

О ВОЗМОЖНОСТИ УПРАВЛЕНИЯ ДИНАМИКОЙ ПИКОСЕКУНДНЫХ
АКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В ПАРАМАГНИТНОМ КРИСТАЛЛЕ С
ПОМОЩЬЮ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

А.Н. Бугай

В настоящее время развитие лазерной оптики и когерентной физической акустики позволяет генерировать импульсы соответствующей природы длительностями вплоть до одного периода колебаний. В связи с этим представляет интерес исследование распространения таких импульсов в различных средах.

В настоящей работе рассмотрена продольно-поперечная динамика пикосекундного солитоноподобного акустического импульса при его нелинейном распространении в среде, которая представляет собой кристалл с кубической симметрией, содержащий парамагнитные примеси с эффективным спином $S=1$, помещенный во внешнее магнитное поле. Распространение происходит перпендикулярно магнитному полю вдоль одной из осей симметрии кристалла. В приближении квазиоднонаправленного распространения вдоль оси x и в предположении, что спектр импульса лежит вне линий поглощения¹, поле продольной деформации ε удовлетворяет нелинейному уравнению

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} - \beta_2 \frac{\partial}{\partial \zeta} (\varepsilon^2) + \beta_3 \frac{\partial}{\partial \zeta} (\varepsilon^3) + \beta \frac{\partial^3 \varepsilon}{\partial \zeta^3} = \frac{a}{2} \Delta_{\perp} \int_{-\infty}^{\zeta} \varepsilon d\zeta',$$

где $\zeta = x - at$, a - линейная скорость звука, коэффициенты β_2 , β_3 и β описывают эффекты квадратичного, кубического ангармонизмов колебаний узлов и дискретности кристалла (акустической дисперсии), соответственно. Кроме того, значения последних двух коэффициентов из-за спин-фононного взаимодействия зависят от величины магнитного поля, что обеспечивает возможность влияния на динамику распространения импульса.

Учет поперечных возмущений проводится на основе вариационного метода “усредненного лагранжиана” типа Ритца-Уизема². При этом пробное решение выбиралось исходя из точного одномерного решения. Используемый метод позволяет учесть эффекты дифракции и исследовать устойчивость импульсов по отношению к самофокусировке.

В результате были исследованы возможные режимы распространения акустических импульсов в рассматриваемой среде, получены условия их устойчивости по отношению к самофокусировке. Показано, что изменение величины магнитного поля способно менять динамику распространения импульса.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.В. Сазонов // ЖЭТФ, 2000, Т. 118, С. 20.
2. D. Anderson // Phys. Rev. A, 1983, V. 27, P. 3135.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В
НЕОДНОРОДНОЙ ДВИЖУЩЕЙСЯ СРЕДЕ

М.В. Аверьянов, В.А. Хохлова

Нелинейное распространение интенсивных акустических волн в неоднородной движущейся среде является одной из важных проблем для многих современных задач, таких как распространение волн звукового удара в турбулентной атмосфере, взрывных волн в флуктуирующем океане, мощного ультразвука и ударных волн в биологических тканях. В общем случае неоднородности среды можно разделить на два типа: скалярные неоднородности (пространственное распределение скорости звука) и векторные неоднородности. Первая из них, скалярная, возникает, например, за счет флуктуаций температуры в среде или изменении типа среды, а вторая, векторная, за счет наличия в среде вихрей различных масштабов или направленных потоков. При распространении мощной волны ее амплитудные и средние характеристики определяются совместным влиянием неоднородностей, дифракции и нелинейности. Теоретическая модель, включающая в себя все перечисленные выше эффекты достаточно сложна для анализа. Большинство результатов было получено для упрощенных моделей, в основном, в приближении нелинейной геометрической акустики [1]. Лишь недавно, с развитием численных методов, стали рассматриваться дифракционные задачи с использованием линейного параболического уравнения в движущейся среде и нелинейного параболического уравнения в среде со скалярными неоднородностями [2]. Нелинейно-дифракционные задачи распространения широкополосных сигналов в случайно-неоднородных движущихся средах практически не исследованы.

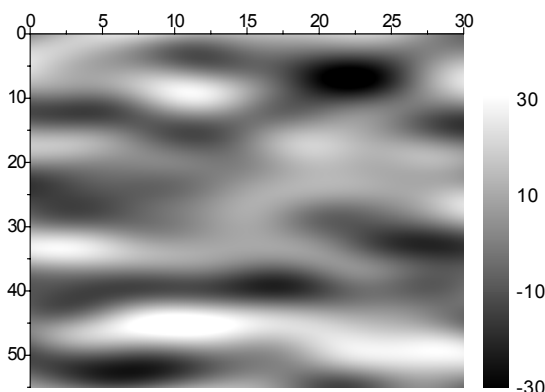


Рис. 1. Пространственное распределение реализации скалярной (вдоль распространения волны) компоненты случайного поля.

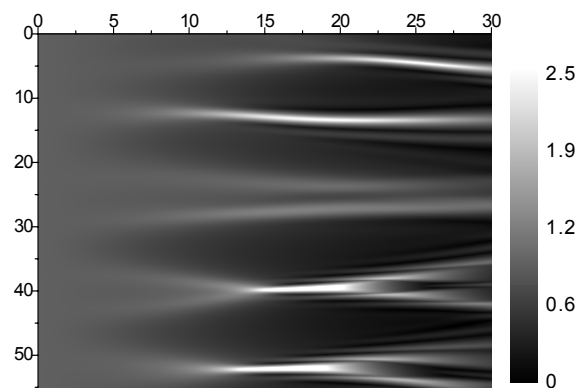


Рис. 2. Пространственное распределение положительного пикового акустического давления в неоднородной среде.

В работе [3] было получено новое уравнение, учитывающее как скалярную, так и векторную компоненту неоднородностей, а так же развит численный алгоритм, позволяющий моделировать нелинейное распространение периодических сигналов в случайно-неоднородной среде. Данная работа посвящена изучению влияния нелинейных эффектов, а также скалярной и векторной компонент неоднородностей на распространение волны и формирование каустик. Случайное двумерное поле скорости моделировалось как распределение 800 пространственных Фурье гармоник с заданным энергетическим спектром и случайным распределением фазы и направления волнового вектора [2]. На рисунке 1 представлено пространственное распределение скалярной компоненты случайного поля скорости в среде с числом Маха $M = 0.1$ и характерным внутренним масштабом равным пяти длинам волн $L = 5\lambda$. На рисунке 2 представлено пространственное распределение положительного пикового давления акустического поля при нелинейном распространении исходно гармонической плоской волны в случайно-неоднородной среде при учете только скалярной компоненты неоднородностей. Расстояние образования разрыва $x_p = 10\lambda$. Видно, что при распространении волны через неоднородный слой образуются ярко выраженные каустики, которые в основном располагаются в областях пониженной скорости. При расчете акустического поля в линейном приближении, пиковое давление в областях каустик увеличивается в 2.3 раза, а с учетом нелинейных эффектов – в 5.0 раз. При учете также векторной компоненты случайного поля происходит изменение пространственной структуры и размеров каустик, пиковых значений акустического давления в каустиках (в рассматриваемом случае до 10%); наблюдается как усиление, так и ослабление эффектов случайной фокусировки.

ЛИТЕРАТУРА

1. О.В. Руденко, А.К. Сухорукова, А.П. Сухоруков // Акуст. журнал, 1997, Т. 43, С. 396.
2. Ph. Blanc-Benon, B. Lipkens, L. Dallois, M. F. Hamilton, D. T. Blackstock // J. Acoust. Soc. Am., 2002, V. 111 (1), P. 487.
3. Ph. Blanc-Benon, V. Khokhlova, M. Averianov, L. Dallois, R. Cleveland // conference CFA/DAGA'04 (France, Strasbourg) program, P. 368.

ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ СТРУКТУРЫ ПРИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ
ВОЗБУЖДЕНИИ КАПИЛЛЯРНЫХ ВОЛН

С.В. Кияшко, А.В. Назаровский

При параметрическом возбуждении капиллярной ряби на поверхности жидкости однородной глубины обычно устанавливаются однородные в пространстве структуры. В жидкости малой вязкости наблюдается квадратная или шестигранная решетка, состоящая соответственно из двух или трех пар взаимно ортогональных стоячих волн [1]. В жидкости, глубина которой меньше длины волны, с увеличением амплитуды внешнего поля в капиллярной ряби возникают дислокации. В жидкости большой вязкости могут существовать различные (роликовые) структуры и спиральные волны [2]. В случае, если условия самовозбуждения капиллярных волн выполнены в пространственно ограниченных областях слоя жидкости, то могут возникнуть локализованные в пространстве структуры стоячих волн [3]. В настоящем сообщении приводятся результаты экспериментального исследования возникновения и эволюции стационарных пространственных структур при параметрическом возбуждении для двух случаев: в слое с неоднородной в пространстве накачкой и в слое с неоднородным подогревом жидкости. При неоднородном распределении накачки обнаружено существование локализованных в пространстве структур. Исследован процесс взаимной пространственной синхронизации локализованных структур. В слое неоднородно нагретой жидкости большой вязкости обнаружено существование различных (роликовых) структур и многозаходных спиральных волн. Выяснено, что система обладает мультистабильностью, и при периодическом включении и выключении накачки случайным образом возникают различные локализованные структуры и спиральные волны, отличающиеся числом рукавов и направлением их закрученности.

Данная работа выполнена при поддержке РФФИ проект № 02-02-17314.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б.В. Левин, Б.А. Трубенков // Письма в ЖЭТФ, 1986, Т. 44, № 7, С. 311
2. S.V. Kiyashko, L.N. Korzinov, M.I. Rabinovich, L.S. Tsimring // Phys. Rev. E, 1996, V. 54, № 5, P. 5037.
3. С.В. Кияшко, А.В. Назаровский // Изв. Акад. Наук, сер. физ., 2002, Т.66, № 12, С.1737.

ФОРМИРОВАНИЕ И СВОЙСТВА УДАРНЫХ ФРОНТОВ ДВУХ
ПАРАМЕТРИЧЕСКИ СВЯЗАННЫХ ВОЛН С РАЗНЫМИ
КОЭФФИЦИЕНТАМИ ВЯЗКОСТИ

В.А. Черных, А.П. Сухоруков

Ударные волны в нелинейной среде без дисперсии имеют конечную ширину фронта, определяемую равновесием между вязкими потерями и укручением профиля. Они хорошо изучены с помощью уравнения Бюргера в акустике, физике плазмы и т.д. [1]. Однако в связанных цепочках и линиях, твердых телах и плазме через квадратичную нелинейность могут взаимодействовать две разные компоненты, или нормальные волны. В этих случаях динамика ударных волн описывается двумя согласованными уравнениями Бюргера для медленно меняющихся профилей параметрически связанных волн. Ранее мы рассматривали эволюцию и свойства таких волн в средах с одинаковыми вязкими потерями [2]. В данной работе анализируется поведение связанных волн, обладающими разной диссипацией.

Система связанных уравнений Бюргера для двух профилей U и V имеет в общем случае следующий вид в нормированных величинах:

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial z} &= \frac{\partial(\alpha_{11}U^2 + \alpha_{12}UV + \alpha_{22}V^2)}{\partial \Theta} + \Gamma_1 \frac{\partial^2 U}{\partial \Theta^2}, \\ \frac{\partial V}{\partial z} &= \frac{\partial(\beta_{22}V^2 + \beta_{21}UV + \beta_{11}U^2)}{\partial \Theta} + \Gamma_2 \frac{\partial^2 V}{\partial \Theta^2}. \end{aligned} \quad (1)$$

где $z \Theta \alpha_{jk} \beta_{jk} \Gamma_j \alpha_{11} = 1, \beta_{22} = 1, \alpha_{22} = 0, \beta_{11} = 0$ [2]

Уравнения (1) допускают точное решение в виде стационарных волн типа кинка (темного солитона) в виде гиперболического тангенса:

$$U = U_0 \operatorname{th} \frac{\Theta}{T}, \quad V = V_0 \operatorname{th} \frac{\Theta}{T}, \quad (2)$$

где T - ширина ударного фронта. Подставим выражения (2) в (1) и найдем соотношения для ширины фронта и амплитуд двух компонент:

$$T = \frac{\Gamma_2}{\beta_{21} U_0}, \quad \alpha_{22} V_0^2 = \left(\frac{\Gamma_1 \beta_{21}}{\Gamma_2} - \alpha_{11} \right) U_0^2. \quad (3)$$

Решения (2 – 3) сравнивались с результатами численного решения уравнений (1) при задании на входе в среду гармонических волн с профилями:

$$U(0, \Theta) = -U_0 \sin(2\pi \Theta), V(0, \Theta) = -V_0 \sin(2\pi \Theta) \quad (4)$$

Нами была проанализирована динамика формирования ударных волн с разными амплитудами компонент: $U_0 \gg V_0$ и $U_0 \ll V_0$.

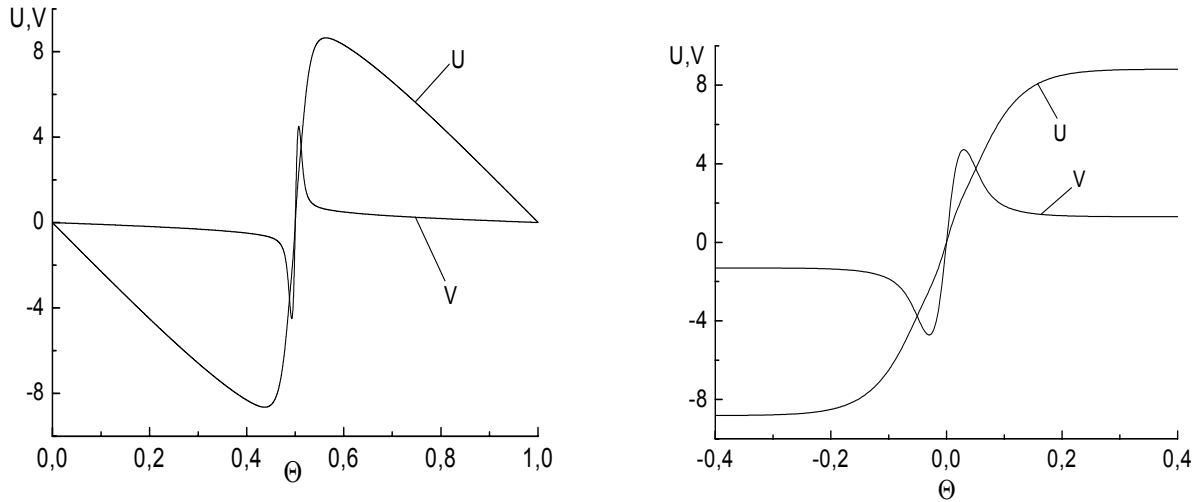


Рис. 1. а) Профили параметрически связанных нелинейных волн при достижении максимальной крутизны, б) стационарное решение в виде кинков в среде с параметрами $\Gamma_1 = 0.1$, $\Gamma_2 = 0.01$, $\alpha_{11}/\beta_{21} = 0.5$, $U_0 = 10$, $V_0 = 1$.

В момент максимального обострения профилей (см. рис. 1 а), когда наступает динамическое равновесие между нелинейными и диссипативными процессами, их форму можно описывать с помощью кинка (3) с параметрами (4). Если вязкие потери у второй компоненты велики, то ширины фронтов

становятся разными, $T_1 = \frac{\Gamma_1}{\alpha_{11} U_0}$, $T_2 = \frac{\Gamma_2}{\beta_{21} U_0}$. Действительно, в численных

расчетах форма образующихся ударных фронтов хорошо совпала со стационарными решениями (ср. рис. 1 а, 1 б) не только при одинаковых величинах коэффициентов вязкости, но и при значительной их разнице.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 02-02-17127, «Ведущие научные школы» НШ-1949.2003.2, БелРФФИ 04-02-81054, «Университеты России» УР.01.03.079.

ЛИТЕРАТУРА

1. S.E. Esipov // Phys. Rev. E, 1995, V. 52, P. 3711.
2. В.А. Черных, А.П. Сухоруков, И.Г. Захарова // Изв. РАН, сер. физич., 2002, Т. 66, № 12, С. 1747.

УПРАВЛЕНИЕ ДВИЖЕНИЕМ ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ДЕФЕКТОВ,
ГЕНЕРИРУЕМЫХ В РЯБИ ФАРАДЕЯ

В.О. Аффенченко, А.Б. Езерский, С.В. Кияшко

Во многих системах возникновение пространственно-временного хаоса и переход от регулярного состояния к неупорядоченному связан с возникновением и динамикой топологических дефектов. В простейшем случае, когда поле параметра представляет из себя роликовую структуру $u(x, y) = A(x, y) \cos(kx + \varphi(x, y))$, о топологическом дефекте говорят, если в одной части пространства на один период больше, чем в другой [1]. Такие топологические дефекты могут быть обнаружены, когда пространственная периодичность возникает в диссипативной среде из-за неустойчивости однородного распределения, например, при термоконвекции в слое жидкости, подогреваемом снизу или в лазерном пучке, распространяющемся в нелинейной среде, или в жидких кристаллах при электрогидродинамической конвекции. Топологический дефект является элементарным объектом, на основе которого можно построить сложные связанные состояния – такие как пента – гепта дефекты, доменные стенки; ансамбль взаимодействующих дефектов может служить образом пространственно-временного хаоса.

В настоящей работе исследуется возможность управления движением дефектов при помощи контролируемого внешнего воздействия. Такого сорта задачи представляют существенный интерес для целенаправленного воздействия на характеристики связанных состояний топологических дефектов и параметры пространственно-временного хаоса дефектов. В качестве экспериментальной среды мы выбрали тетрагональные структуры с дефектами, возникающие при параметрической ряби Фарадея. Эти структуры образованы поверхностными капиллярными волнами, возникающими на поверхности горизонтального слоя жидкости, колеблющегося в вертикальном направлении.

Эксперимент проводился со слоем силиконового масла, помещенного в квадратную кювету со стороной 23 см, глубина слоя составляла 0,5 мм. Кювета устанавливалась на вибростенд, который совершал гармонические колебания с частотой f порядка 65 Гц. При небольшой надкритичности в системе реализовалась совершенная структура. С увеличением надкритичности у боковых границ самопроизвольно возникали топологические дефекты, которые могли двигаться либо параллельно волновым фронтам – движение типа «climb» – «переползание», либо перпендикулярно – движение типа «glide» – «скольжение». Обычно в системе реализовывался смешанный тип движения. В начале нами был изучен механизм образования дефектов, было выяснено, что при увеличении надкритичности возрастает стандартная девиация среднего волнового числа структуры K во времени. При достижении определенного порога из-за этих колебаний начинают появляться дефекты, при этом дефекты

появляются на пике колебаний K , а их движение приводит к уменьшению K . Таким образом, появление дефектов в структуре служит эффективным способом стабилизации K . Исходя из этого нами был предложен способ управления движением дефектов посредством изменения частоты внешней силы f – т.к. движение дефекта являлось следствием отклонения K от оптимального значения K_{opt} , меняя частоту мы меняли K_{opt} , а значит меняли условия, побуждающие движение дефектов. Надо сказать, что т.к. только движение типа «climb» меняет K , то и воздействовать подобным способом можно лишь на дефекты, движущиеся по типу «climb». Как показал эксперимент, при импульсном изменении частоты накачки не происходило разрушение структуры или появление новых дефектов, а изменялась скорость движения дефекта. Для простоты мы ограничились воздействием на одиночный дефект. Частота f модулировалась прямоугольными импульсами различной амплитуды ($\Delta f = \pm 1, \pm 2, \pm 3$ Гц) и длительности $\tau = 2, 5, 10$ с. При увеличении частоты дефекты замедлялись, вплоть до того, что менялся знак скорости, а затем, когда частота возвращалась к первоначальному значению, дефект снова ускорялся и его скорость движения релаксировала к первоначальному значению. Подобные же зависимости волнового числа, координаты и скорости дефекта наблюдались при импульсном уменьшении частоты возбуждения на 1, 2, 3 Гц, только волновое число при таком изменении частоты возбуждения уменьшалось, а дефект сначала ускорялся, а затем замедлялся. Обработав данные, было установлено, что скорость дефекта пропорциональна отклонению волнового числа от оптимального как $V = \alpha(K - K_{opt})^\beta$, где $\beta \approx 1$. Таким образом, изменение частоты внешней силы позволяет эффективно управлять движением дефектов. Теоретическое объяснение механизма такого воздействия также предложено авторами и будет подробно изложено в статье Известия РАН Сер. физ., №12, 2004.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант №03-02-17244, и гранта Президента Российской Федерации № МК-3870.2004.1.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.V. Ezersky, D.A. Ermoshin, S.V. Kiyashko // Phys. Rev. E, 1995, V. 51, № 4, P. 4411.

КОНКУРЕНЦИЯ РОЛИКОВЫХ ДОМЕНОВ
ПАРАМЕТРИЧЕСКИ ВОЗБУЖДАЕМЫХ
КАПИЛЛЯРНЫХ ВОЛН

В.О. Афенченко, С.В. Кияшко, Л.В. Пискунова

При исследовании переходных процессов, происходящих в активных нелинейных средах, часто возникают автоволновые режимы. Наиболее изучены автоволновые процессы в диффузионных системах с распределенным источником энергии (вещества) [1]. Однако существуют и такие активные системы, для описания которых необходимо учитывать дисперсионные свойства среды. Это необходимо, например, при описании параметрической генерации волн однородным осциллирующим полем [2]. Хорошо изучены стационарные режимы параметрической неустойчивости спиновых волн в ферромагнетиках, ряби Фарадея на поверхности жидкости в осциллирующем поле тяжести. Однако, если в процессе установления автоколебаний в двумерной системе возникают области с различной пространственной ориентацией (домены), то они могут конкурировать между собой.

В жидкости большой вязкости из-за сильной конкуренции могут существовать только роликовые структуры стоячих волн [3], и домены будут различаться пространственной ориентацией роликов. Аналогичная ситуация возникает и при термоконвекции.

В работе экспериментально изучается явление конкуренции роликовых доменов, параметрически возбуждаемых капиллярных волн. Домены были ориентированы перпендикулярно друг другу и параллельно разным границам прямоугольной кюветы. Обнаружено равномерное движение фронта, разделяющего области с разной ориентацией доменов; измерена зависимость скорости движения фронта от величины надкритичности. Предложена аналитическая модель наблюдаемого явления, предварительные численные расчеты в соответствии с которой демонстрируют качественное согласие с экспериментом.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 02-02-17314.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А. Васильев, Ю.М. Романовский, В.Г. Яхно “Автоволновые процесс” М.: Наука, 1987.
2. М.И. Рабинович, Д.И. Трубецков “Введение в теорию колебаний и волн” М.: Наука, 1984.
3. S.V. Kiyashko, L.N. Korzinov, M.I. Rabinovich, L.S. Tsimring // Phys. Rev. E, 1996, V. 54, № 5, P. 5037.

ПЕРИОДИЧЕСКОЕ ТОРМОЖЕНИЕ ПРИДОННОГО СЛОЯ В
СТАЦИОНАРНЫХ ЗАМЕДЛЯЮЩИХСЯ ПОТОКАХ ЖИДКОСТИ И ЕГО
ВЛИЯНИЕ НА ПЕРЕМЕЩЕНИЕ ВИХРЕВЫХ СТРУКТУР

С.Л.Мартынов, О.Н. Мельникова

В работах русловой группы кафедры физики моря и вод суши физического факультета МГУ были исследованы процессы, происходящие в замедляющихся потоках жидкости и газа. Обнаружено, что в этих условиях в потоке формируются цилиндрические вихри, способные переносить примеси. Эти вихри, вращаясь вокруг своей оси, двигаются по циклоидальной траектории, несколько раз ударяясь о дно, в результате чего их угловая скорость уменьшается после каждого касания дна. При значениях параметров потока, встречающихся на практике, вихри совершают три перелета, после чего теряют захваченные примеси и сливаются с фоновым течением. Перемещение вихрей в потоке с вертикальным сдвигом скорости описывается моделью, предложенной в (1). В этой работе скорость потока является произвольной функцией времени. Наши исследования в этой области были направлены на выявление конкретного вида этой функции. Мы обнаружили, что придонный слой замедляется под действием сил вязкого трения. Как показано в (2), это торможение имеет периодический характер. Колебания скорости у дна были аппроксимированы в виде тангенса, аргумент которого изменяется от нуля до момента полной остановки придонного слоя. Введение такой зависимости в имеющиеся формулы для скоростей и координат позволило получить поправки, зависящие от продольного градиента скорости и коэффициента шероховатости подстилающей поверхности. После этого возникла необходимость определить, насколько отличаются траектории вихрей, рассчитанные с учетом торможения придонного слоя и без него, а также сравнить полученные траектории с экспериментальным материалом. Были рассчитаны траектории вихрей при различных параметрах потока по формулам, содержащим и не содержащим слагаемые, связанные с торможением. При этом учитывалось, что вертикальный градиент скорости меняется с глубиной. Существуют две области с примерно постоянными вертикальными градиентами. В придонном слое он намного больше, чем в остальной части потока. Поэтому расчет приходилось разбивать на два этапа: сначала для придонного слоя, а потом для остальной части. Оказалось, что при малых продольных градиентах скорости траектории имеют небольшое количественное отличие, которое уменьшается с увеличением максимальной скорости потока. При скоростях больше 21 см/с траектории оказываются одинаковыми. В случае значительных градиентов ($>0,1 \text{ с}^{-1}$) формулы, не учитывающие торможение придонного слоя, не дают правильного описания движения вихрей. Как было обнаружено в экспериментах, вихри в потоке могут не только двигаться по течению, но и

останавливаться на заметное время и даже перемещаться назад. Кроме того, при втором и третьем перелетах они обычно поднимаются на значительную высоту, почти достигая поверхности потока. Формулы, не учитывающие торможение придонного слоя, не позволяют построить теоретические траектории, совпадающие с экспериментальными. Зависимость придонной скорости от времени существенно влияет на значения скоростей вихрей, которые, в свою очередь, входят в формулы для координат. Только включение поправочных слагаемых, связанных с торможением, позволяет построить траектории, совпадающие с наблюдаемыми в эксперименте.

С помощью полученных формул можно описывать перенос примесей вихрями в потоке и прогнозировать изменение рельефа дна под действием потока с заданными параметрами. Кроме того, мгновенные значения компонент скорости вихрей являются пульсациями фоновой скорости. Как известно, эти пульсации входят в формулы для расчета турбулентных напряжений. В работе (3) предложен метод расчета напряжений, возникающих при движении вихревых структур в жидкости. Если в качестве пульсаций скорости использовать компоненты скорости вихрей, рассчитанные с учетом торможения придонного слоя, то можно правильно вычислять турбулентные напряжения практически во всей толще потока. Поскольку компоненты скорости вихрей могут быть вычислены для любого момента времени, можно также следить за изменениями напряжений в потоке.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.В. Жмур // *Океанология*, 1988, Т. XXVIII, № 5, С. 70.
2. О.В. Егоров, С.Л. Мартынов, О.Н. Мельникова // *Изв. АН. Серия физическая*, 2002, Т. 66, № 12, С. 1709.
3. Д.А. Еречнев, К.В. Еречнева, В.В. Жмур, О.Н. Мельникова // *Изв. АН. Физика атмосферы и океана*, 2003, Т. 39, №1.

ИССЛЕДОВАНИЕ УСИЛЕНИЯ ВОЛН
В ЛАБОРАТОРНОМ ВЕТРОВОМ КАНАЛЕ

И.Н. Иванова, С.Л. Мартынов, О.Н. Мельникова, Т.А. Нивина

Наблюдения процесса зарождения и развития ветровых волн показывают, что в области генерации возникают короткие волны с параллельными гребнями. По мере продвижения волн в направлении воздушного потока происходит их усиление, т.е. увеличивается их амплитуда и фазовая скорость. Начиная с работ братьев Вебер, усиление волн, бегущих в направлении породившего их потока воздуха, связывалось с неравномерным распределением давления вдоль волны. Считается, что давление на передний склон волны меньше, чем на задний склон, что приводит к увеличению скорости волны. Кельвин (1871) связал понижение давления на передний склон волны с образованием присоединенных вихрей, возникающих в воздушном потоке при обтекании гребня волны. В зоне образования вихрей происходит резкое падение давления, связанное с ускорением жидкости при отрыве пограничного слоя. Эта идея, впервые экспериментально проверенная Стэнтоном в 1932 году, получила дальнейшее развитие в работе П.Л. Капицы (1949) и в экспериментальных исследованиях В.В. Шулейкина (1956). Распределение давления над волной Стэнтон и Шулейкин исследовали на твердой модели. Шулейкин впервые исследовал распределение давления над бегущей волной. Аналитически показано, что стационарное изменение давления вдоль поверхности воды является источником генерации волн (Попов 1858, Ламб 1947). Аналитическое выражение для скорости роста волны для такого распределения давления получено Филлипсом (линейное решение) и в нелинейном случае Houry M., Kharif C., Giovanangeli J.P. (1996).

Для экспериментальной проверки этой гипотезы необходимо одновременное измерение скорости воздуха и воды вдоль ветровой волны у границы раздела сред. Эти данные позволят рассчитать распределение давления вдоль волны на основе интеграла Коши-Ланранжа и сравнить наблюдаемую скорость роста амплитуды волны с аналитическими выражениями. Решение этой задачи позволит уточнить механизм передачи энергии от ветра к волнам, что и является целью настоящей работы.

Для исследования поля скорости воздуха использовались легкие частицы пенопласта, скорости воды – частицы нейтральной плавучести (полистирол). По трекам частиц на видео записи определялось поле скорости в воде и воздухе. Видеозапись процесса позволяла определять изменение амплитуды и фазовой скорости волны по мере ее роста.

В нашей работе (Достовалова К.В., Мельникова О.Н. 1998) показано, что волны возникают на поверхности воды в тормозящихся вдоль направления движения потоках воздуха при регулярном отрыве цилиндрических вихрей. В

ускоряющихся потоках воздуха волны не возникают. Это позволило получить зависимость дрейфовой скорости, возникающей на неподвижном слое воды при обдуве ускоряющимся потоком воздуха, от скорости ветра. Максимальное отношение дрейфовой скорости к скорости ветра вне пограничного слоя составило 0.3 на расстоянии 50 см от источника генерации.

В нашей работе (Волков П.Ю., Мельникова О.Н. и др.) экспериментально показано, что в тормозящихся вдоль по течению стационарных потоках жидкости происходит периодическая остановка вязкого слоя на границе раздела сред. Торможение слоя происходит за счет силы трения на нижней границе слоя и обратного градиента давления на его верхней границе. В процессе торможения слоя формируются вихри, вылетающие после остановки слоя. В настоящей работе показано, что в тормозящемся потоке воздуха после вылета вихря наблюдается резкое увеличение скорости потока у границы раздела, а осредненная по времени скорость отлична от нуля. В равномерных и ускоряющихся в направлении движения стационарных потоках относительная скорость на границе сред равна нулю ("условие прилипания"). Эксперименты показали, что скорость воздуха на подветренном склоне волны в зоне ускорения потока у поверхности воды близка дрейфовой скорости воды, а сама дрейфовая скорость имеет максимум. На противоположном склоне скорость ветра на приводной линии тока существенно выше дрейфовой. В результате разность скорости фонового потока и дрейфовой скорости воды имеет максимум на наветренном склоне волны в зоне торможения внешнего ветрового потока. На основе этих данных было рассчитано распределение давления вдоль волны и скорость роста ее амплитуды по аналитическому решению задачи. Оказалось, что рассчитанная величина скорости роста амплитуды примерно в два раза ниже экспериментально измеренной величины. Отличие может быть связано с тем, что аналитическое решение получено для волн, крутизна которых не превышает $ak < 0.2$, а для экспериментальных волн $ak = 0.23$. Кроме того, при расчете давления необходимо учитывать не только скорость фонового потока, но и скорость возмущений.

РАЗМЫВ ДНА КАНАЛА СТАЦИОНАРНЫМИ ВОЛНАМИ НА ПОТОКЕ
ВОДЫ ЗА ВОДОСЛИВОМ ГИДРОСООРУЖЕНИЙ

О.Н. Мельникова, А.В. Перминова

В практической гидрологии существует важная проблема прогноза размыва дна канала, возникающего после водослива в нижнем бьефе водохранилищ. За водосливом возникает поток воды, имеющий малую глубину и высокую скорость. В зоне торможения потока возникает значительная деформация дна, которая зависит от параметров потока и грунта. В настоящее время для прогноза размыва используются чисто эмпирические соотношения, которые дают очень большие ошибки.

Известно, что за препятствием на дне каналов ниже по течению на поверхности потоков возникают волны с неподвижными гребнями (бегут вверх по потоку с фазовой скоростью, равной скорости потока). Воздействие таких волн заключается в том, что появляются неподвижные зоны, в которых поток замедляется в направлении движения. В наших предыдущих работах показано, что в таких зонах существует интенсивный размыв дна канала цилиндрическими вихрями, формирующимися в придонном слое воды. Численные и экспериментальные исследования показывают, что если отношение высоты препятствия к глубине потока превышает 0.01, то волны с неподвижными гребнями являются нелинейными. Для прогноза параметров таких волн необходимо численное решение задачи или экспериментальное исследование. Высота водосливов нередко достигает половины глубины натекающих потоков, что заведомо предполагает нелинейность уравнений, описывающих этот процесс.

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование волновых явлений на поверхности потока за водосливом, влияния нелинейных волн на размыв дна.

В экспериментальном исследовании установлено, что за водосливом скорость потока резко возрастает, а глубина падает. Сразу за водосливом существует участок, где поверхность потока остается гладкой, а число Фруда (отношение скорости потока к скорости длинных волн) превышает единицу. Ниже по течению от этого участка глубина потока резко возрастает, а скорость падает. В этой зоне на поверхности потока возникают волны с неподвижными гребнями. В зависимости от числа Фруда, величина которого уменьшается при увеличении глубины потока в направлении движения, меняется характер наблюдаемых волн. Пока числа Фруда превышают значение 0.73, наблюдаются длинные плоские волны, длина которых более чем на порядок превышает глубину натекающего потока. Амплитуда волн пропорциональна продольному градиенту скорости потока. В зоне торможения потока от впадины до гребня волны наблюдается быстрый размыв дна канала. Скорость размыва растет с

уменьшением диаметра частиц, слагающих дно канала. По мере размыва дна происходит усиление волн на возникающем рельефе: увеличивается амплитуда, длина и крутизна волны. Гребни крутых волн начинают излучать нелинейные одиночные волны, бегущие вверх по потоку. В нашей предыдущей работе (Мельникова О.Н., 1998) мы предполагали, что они возникают в результате взаимодействия стационарных волн с близкими волновыми числами, существующих в одной области потока. При выходе на мелководье происходит увеличение крутизны и обрушение нелинейных одиночных волн. Влияние этих волн на размыв не обнаружено.

Постепенный вынос донных частиц из зоны торможения потока под стационарными волнами приводит к деформации дна и изменению поля скорости потока. В результате увеличения глубины число Фруда потока снижается. Когда оно становится меньше, чем 0.73 (Мельникова О.Н., 1998), на поверхности потока появляются трехмерные волны, которые формируют трехмерные формы на дне канала. Возникающие донные формы служат источником новых волн с неподвижными гребнями. Вначале эти волны имеют малую крутизну. По мере роста высоты гряд, крутизна волн растет. При увеличении крутизны волн наблюдаются два явления: излучение уединенных волн, бегущих вверх по потоку и распад на трехмерные волны при достижении критического значения крутизны.

Скорость размыва дна канала определяется параметрами цилиндрических вихрей, формирующихся у дна, и размером донных частиц. Вихри при своем образовании захватывают донные частицы и уносят их из зоны образования. Количество уносимой примеси пропорционально угловой скорости вихрей. Получены соотношения между этими величинами для нескольких размеров донных частиц. Угловая скорость вращения вихрей определяется максимальной скоростью потока на вертикали, проходящей через точку отрыва вихря, и размером донной шероховатости. Частота отрыва вихрей и расстояние между вихрями определяются максимальной скоростью потока, размером донной шероховатости и продольным градиентом скорости потока. Полученные соотношения позволяют прогнозировать скорость размыва дна и форму возникающего рельефа.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВЕТРОВЫХ СОЛИТОНОВ В КОЛЬЦЕВОМ АЭРОГИДРОКАНАЛЕ

П.В. Мочулин, О.А. Глебова, Н.К. Шелковников

Работа посвящена исследованию генерации и взаимодействия солитонов под действием ветра на воде. В результате проведения экспериментов были получены данные о процессах формирования уединенных волн при переходе от гравитационно-капиллярных волн к одному солитону. Измерения проводились в кольцевом аэрогидроканале [1,2] с помощью видеосъемки и 16 волнографов.

Наиболее интересным является исследование взаимодействия двух попутных солитонов. Такое взаимодействие ранее исследовалось Забуски и Крускалом [3]. Численным методом они показали, что уединенные волны обладают некоторыми свойствами частиц при соударении и назвали их солитонами.

В нашем случае при наблюдении процесса взаимодействия двух солитонов с близкими по величине амплитудами также имело место частице подобное взаимодействие. При сближении двух солитонов, второй солитон экранировал первый от воздействия ветра. Вследствие этого солитоны сближались, а амплитуда первого солитона становилась меньше, но слияния солитонов не происходило. Вместо этого в процессе сближения часть энергии от второго солитона передавалась к первому, энергия второй уединенной волны уменьшалась, и солитоны удалялись друг от друга до некоторого расстояния. После чего второй, меньший, солитон, начинал увеличивать свои амплитуду и скорость, поскольку поступающая энергия от ветра была больше энергии, уходящей на диссипацию и движение солитона. Первый же солитон сохранял свое состояние. Уединенные волны выходили на позицию повторного взаимодействия. Такое взаимодействие двух уединенных волн часто занимало значительное время, иногда до получаса.

В случае же большого различия между параметрами солитонов, их взаимодействие происходило иначе. Возникала ситуация, когда вторая волна (с большей амплитудой) проходила через первую волну (с меньшей амплитудой). Меньшая волна теряла энергию, замедлялась еще сильнее и через несколько таких циклов прохода полностью затухала.

ЛИТЕРАТУРА

1. П.В. Мочулин, Л.Л. Адлина, О.А. Глебова, Н.К. Шелковников. “Солитоны в кольцевом аэрогидроканале” Часть 1, М.: МГУ, 2003 Деп. в ВИНТИ 21.03.03 №511 – В2003.
2. Н.К. Шелковников. “Ветровые уединенные волны в кольцевом аэрогидроканале” М., МГУ, 2002 – 9с., ил., Библ. 12. Деп в ВИНТИ 27.12.2002 № 2283-В2002 .
3. N.J. Zabusky, M.D. Kruskal. // Phys. Rev. Lett, 1965, V.15, P. 240.

РЕЖИМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНО-АКУСТИЧЕСКОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ
НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОГО ПАРАМАГНИТНОГО КРИСТАЛЛА

А.В. Гулаков

Одной из тенденций развития современных нелинейной оптики и квантовой акустики является то, что для оптических когерентных эффектов спустя несколько лет обнаруживались акустические аналоги. Так произошло с электромагнитной индуцированной прозрачностью (ЭИП) [1] и ее аналогом – акустической индуцированной прозрачностью (АИП) [2]. Основным отличием АИП от ЭИП является степень замедления групповой скорости. В случае ЭИП данная скорость может быть в миллионы раз меньше скорости света в вакууме, а для режима АИП замедление звука составляет десятые доли процента [1, 2]. В случае ЭИП групповая скорость света в среде может стать равной скорости звука. Следовательно, возможно эффективное взаимодействие света со звуком. Возникает вопрос, что будет происходить со светом и звуком, если они резонансны переходам внутри одного атома. Подходящими объектами являются парамагнитные ионы, внедренные в кристаллическую матрицу. Известно, что парамагнитные ионы способны эффективно взаимодействовать как с колебаниями решетки, так и с когерентным светом.

Исследованию вопроса о возможности согласованного распространения света и гиперзвука в системе парамагнитных примесей в условиях режима ЭИП посвящена настоящая работа.

Рассмотрена система парамагнитных ионов, находящихся в кубическом кристалле в виде примесей. Необходимо подчеркнуть, что наиболее сильное взаимодействие с колебаниями решетки испытывают парамагнитные ионы с

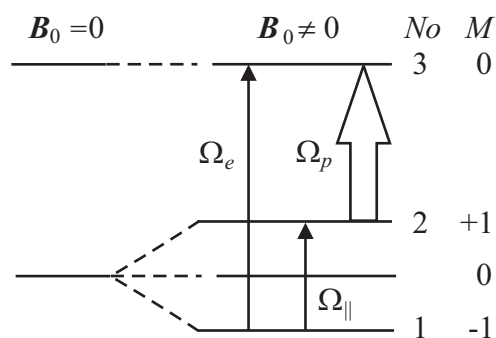


Рис.1. Схема энергетических уровней парамагнитного иона. Где N_0 – номер уровня, M – магнитное квантовое число, стрелками обозначены переходы вызываемые мощной резонансной электромагнитной накачкой Ω_p и сигнальными компонентами электромагнитного Ω_e и акустического $\Omega_{||}$ полей.

эффективным спином $S=1$. Примерами таких ионов являются Fe^{2+} и Ni^{2+} в кристаллической матрице MgO . После помещения кристалла во внешнее магнитное поле \mathbf{B}_0 направленное вдоль оси z , являющейся одной из осей симметрии четвертого порядка, основной электронный уровень расщепляется на три зеемановских подуровня. Оптические поля (пробное и поле накачки) вызывают квантовые переходы между данным зеемановским триплетом и вышележащим электронным уровнем, который считается синглетным, а потому не испытывает зеемановского расщепления. Пусть на переходе $2 \leftrightarrow 3$ задействована мощная резонансная электромагнитная накачка, а на переходах $1 \leftrightarrow 3$ и $1 \leftrightarrow 2$ – слабые резонансные

сигнальные импульсы, соответственно электромагнитный и продольный акустический (рис.1). При этом накачка и сигнальные импульсы распространяются перпендикулярно внешнему магнитному полю, вдоль оси y , также являющейся осью четвертого порядка.

В такой системе при определенных условиях возможен режим распространения при котором мощная резонансная электромагнитная накачка позволяет создать область прозрачности для резонансного света и звука (рис.2). В этих условиях можно одновременно управлять прохождением света и звука.

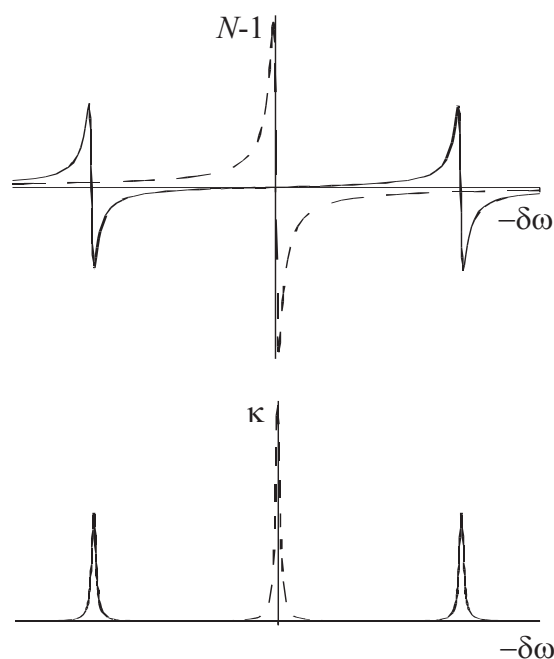


Рис. 2. Схематический вид профилей показателя преломления (верхний график) и коэффициента поглощения (нижний) гиперзвука и света в отсутствие (пунктирная линия) и в присутствии (сплошная линия) мощной резонансной электромагнитной накачки.

При этом получена связь между отстройками Δ_{ij} и частотами ω_{ij} акустического и оптического пробных полей вызывающих переходы $i \leftrightarrow j$

$$\omega_{21} = \alpha\omega_{31}, \quad \Delta_{21} = \beta\Delta_{31}$$

где α и β – константы, зависящие от параметров среды. Добиться выполнения первого условия можно, меняя величину магнитного поля \mathbf{B}_0 , тем самым изменяя частоту зеемановского расщепления ω_{21} . Групповая скорость пробной электромагнитной компоненты, в отличие от акустического поля, существенно замедляется. Данное обстоятельство может позволить добиться синхронного распространения света и гиперзвука в системе парамагнитных примесей. В этом случае возможен обмен энергией между оптической и акустической волнами и, как следствие, возникновение связанных

фотон-фононных состояний.

ЛИТЕРАТУРА

1. S.E. Harris // Phys. Rev. Lett., 1993, V.70, P. 552.
2. С.В. Сазонов // Письма в ЖЭТФ, 2002, Т. 76, С.176.

РЕАКЦИОННО-ДИФФУЗИОННЫЕ ВОЛНЫ В МЕЗОСФЕРНОЙ
ФОТОХИМИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ С УЧЕТОМ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ
ТУРБУЛЕНТНОЙ ДИФФУЗИИ

М.Ю. Куликов, А.М. Фейгин

Достаточно давно было обнаружено, что в распределенных химических системах, обладающих нетривиальными нелинейно-динамическими свойствами, могут возникать реакционно-диффузионные волны (РДВ) в виде бегущих фронтов, импульсов, спиральных волн, периодических и непериодических последовательностей волн и др.

В данной работе исследована замкнутая одномерная цепочка диффузионно-связанных химических осцилляторов, обладающих нелинейным (субгармоническим) откликом (с периодом 2, 3 или 4 суток) на внешнее периодическое волновое возмущение с периодом 1 сутки и волновым числом, равным единице. Эта задача моделирует фотохимические процессы, реально протекающие в области мезопаузы земной атмосферы (высоты 80-87 км над уровнем моря), в условиях суточных вариаций освещенности и действия горизонтальной (вдоль широтного круга) турбулентной диффузии. В результате численного моделирования обнаружено, что для всех перечисленных выше значений периода субгармонических осцилляций в системе возникают РДВ в виде бегущих фронтов и импульсов, которые представляют собой фазовые волны, распространяющиеся в зональном направлении. Кроме того, найдена РДВ в виде бегущего фронта, приводящего, по мере своего распространения, к изменению периода химических осцилляций. Определены аналитические зависимости скорости распространения обнаруженных РДВ от основных параметров системы (коэффициента турбулентной диффузии и широты), которые оказались принципиально различными для разных гармоник субгармонического отклика.

Обсуждается вероятность возникновения обнаруженных эффектов в реальных условиях и их влияния на атмосферную динамику в области мезопаузы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 02-02-17080) и Программы фундаментальных исследований ОФН РАН «Физика атмосферы: электрические процессы, радиофизические методы исследований» (проект 2.1).