УДК 534.213

О МОДЕЛИРОВАНИИ ОБРАТНЫХ ЗАДАЧ РАССЕЯНИЯ В ФИЗИЧЕСКОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ

А. В. Глазков, Е. Я. Тагунов

(кафедра акустики)

Обсуждена методика физического моделирования двумерных обратных скалярных задач рассеяния, исследуемых в дифракционной вычислительной томографии (ДВТ) и описана экспериментальная установка, созданная для такого моделирования. Сведение трехмерной обратной задачи к двумерной достигнуто благодаря использованию режима одномодового распространения акустической волны в плоском волноводе. Предложены и обсуждены различные схемы сбора данных применительно к конкретным алгоритмам реконструкции в ДВТ.

Среди обширного круга обратных задач рассеяния особое место занимают задачи, входящие в область дифракционной вычислительной томографии. Особенностью этого класса томографических задач является необходимость при восстановлении внутренней структуры облучаемого объекта учитывать дифракционные эффекты, которые возникают, если характерные размеры объекта сравнимы с длиной волны рассеянного излучения.

За основу теоретических расчетов в дифракционной вычислительной томографии обычно берется уравнение Липпмана—Швингера:

$$u(\mathbf{y}) = U(\mathbf{y}) - U_0(\mathbf{y}) = \int\limits_R g(\mathbf{y}, \mathbf{r})\, \varepsilon(\mathbf{r})\, U(\mathbf{r})\, d\mathbf{r}, \quad (1)$$

где $U(\mathbf{y})$ и $U(\mathbf{r})$ — полное поле в области приема и рассеяния соответственно; $U_0(\mathbf{y})$ и $U_0(\mathbf{r})$ — падающее поле; $g(\mathbf{y}, \mathbf{r})$ — функция Грина свободного пространства; $\varepsilon(\mathbf{r})$ — функция, описывающая неоднородность. В частности, для рефракционных неоднородностей $\varepsilon(\mathbf{r}) = \omega^2 (1/c_0^2 - 1/c^2(\mathbf{r}))$, где $c(\mathbf{r})$ — скорость волны в исследуемой области.

В приближении однократного рассеяния можно положить $U(\mathbf{r}) = U_0(\mathbf{r})$, что для плоской падающей волны $U_0(\mathbf{r}) = \exp(i\mathbf{k}_0\mathbf{r})$ при выборе начала координат внутри области локализации неоднородности R и выполнении условия $|\mathbf{r}| \ll |\mathbf{y}|$ для $\mathbf{r} \in R$ приводит к выражению

$$u(\mathbf{y}) = A(|\mathbf{y}|) \exp(ik_0 |\mathbf{y}|)\, \hat{\varepsilon}(\mathbf{k}' - \mathbf{k}_0), \quad (2)$$

где $\hat{\varepsilon}(\mathbf{k}' - \mathbf{k}_0)$ представляет собой фурье-образ функции $\varepsilon(\mathbf{r})$, $\mathbf{k}' = k_0 \mathbf{y}/|\mathbf{y}|$. Для двумерной задачи, в частности, $A(|\mathbf{y}|) = -(2/\pi k_0 |\mathbf{y}|)^{1/2} \exp(i\pi/4)/4$.

Для нахождения функции $\varepsilon(\mathbf{r})$ по ее фурье-образу необходимо иметь информацию о рассеянном поле $u(\mathbf{y})$ для различных $\mathbf{k}'$ и $\mathbf{k}_0$, позволяющую заполнить измеренными данными некоторую область в пространстве волновых векторов $\mathbf{k} = \mathbf{k}' - \mathbf{k}_0$. При одночастотном многоракурсном облучении объекта доступной для измерения областью данных является круг радиуса $2k_0$.

В общем случае сведение задачи реконструкции трехмерной структуры к двумерной обратной задаче рассеяния возможно лишь в борновском приближении. Существует все же определенный класс задач, где физическая картина распространения и рассеяния волн может быть вполне адекватна двумерной модели, рассматриваемой в дифракционной томографии. К этим случаям относятся задачи, связанные с распространением различных типов волн на поверхностях раздела двух сред, в том числе поверхностные акустические волны, а также волны в плоских волноводах, когда созданы условия для одномодового распространения.

В отличие от задач трансмиссионной томографии, решаемых в лучевом приближении, где поперечное сечение пучка должно быть малым по всем направлениям, в дифракционной томографии необходимо иметь лишь достаточно полную информацию о структуре звукового поля в зоне локализации неоднородности.

При создании экспериментальной установки для отработки методики измерений и вычислительных алгоритмов решения обратных задач рассеяния нами ставились следующие задачи.

1. Обеспечение условий, при которых акустическое поле в области локализации неоднородности и области приема может рассматриваться как двумерное. В наших экспериментах было использовано распространение ультразвуковых волн в кювете с водой размером 120×100 см, в которой при частоте звука 100—250 кГц и глубине водного слоя 1,5—3,0 см удавалось селективно возбуждать и регистрировать 1-ю акустическую моду.

2. Создание строго локализованной акустической неоднородности с известными значениями параметров ρ и c, что достигалось размещением в водном слое тонкостенных акустически прозрачных кювет с жидкостями, имеющими соответствующие скорость и плотность. Моделировалось также рассеяние на акустически жестких и мягких препятствиях.

3. Отработка методики достаточно точного измерения амплитуды и фазы рассеянных неоднородностью акустических волн при строго определенных направлениях их падения и рассеяния. В описываемой установке излучатель и приемник ультразвука, закрепленные на двух независимых штангах, перемещались вокруг исследуемого объекта по окружностям радиуса 35—40 см. В качестве излучателя и приемника использовались идентичные линейные пьезокерамические преобразователи с резонансной частотой 125 кГц. Соотношение между линейными размерами излучателя и расстоянием от него до области рассеяния позволило создать волну, слабо отличающуюся от плоской во всей области локализации рассеивателя. Использование аналогичного преобразователя в качестве приемника позволяло осуществлять с малыми погрешностями физическое разложение принятого поля по плоским волнам. Это означает, что в рамках допущений, принятых в теоретическом рассмотрении, полученные экспериментальные данные могут быть без дополнительной обработки использованы в расчетах, основанных на выражениях (1) и (2). Погрешность измерения амплитуды составляла 1% от ее максимального значения, погрешность измерения фазы $\pm 2°$.

В проведенных нами экспериментах были реализованы две схемы сбора экспериментальных данных.

В первой схеме объект неподвижно закреплен. Излучатель перемещается по окружности вокруг объекта на дискретные углы, определяя дискретный набор векторов $\mathbf{k}_{0i}$. Приемник движется непрерывно, что соответствует непрерывному повороту вектора $\mathbf{k}'$. Этот метод позволяет получать наборы данных для матрицы рассеяния в борновском приближении путем заполнения пространства волновых векторов окружностями с центрами в $-\mathbf{k}_{0i}$ ($\mathbf{k}_{0i}$ — волновой вектор падающего поля) и радиусом $|\mathbf{k}_0|$. Применение в алгоритмах реконструкции быстрого преобразования Фурье делает необходимым использование данных в узлах эквидистантной декартовой сетки, которой должно быть покрыто $\mathbf{k}$-пространство. В принципе, путем варьирования направлений векторов $\mathbf{k}_0$ и $\mathbf{k}'$ возможно получение данных для любого узла такой сетки. Однако такая дискретизация пространства волновых векторов приводит к необходимости частой корректировки положения излучателя. Так, для заполнения i-го узла (рис. 1) необходимо перейти от $\mathbf{k}_0$ к $\mathbf{k}_0^*$, а для заполнения j-го узла — к $\mathbf{k}_0^{**}$. Поэтому более рациональным является использование оценки значений элементов матрицы рассеяния в узлах сетки с помощью каких-либо интерполяционных процедур [1].

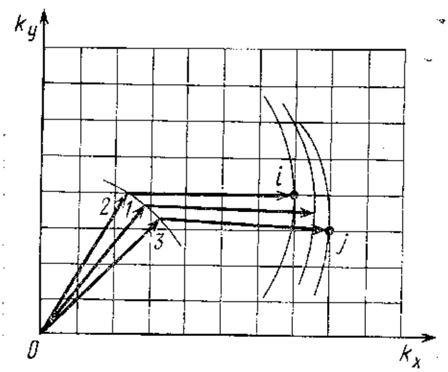

Рис. 1. Корректировка направлений облучения и рассеяния акустических волн для занесения экспериментальных данных на декартову сетку в пространстве волновых векторов: $-\mathbf{k}_0$ (*1*); $-\mathbf{k}_0^*$ (*2*) и $-\mathbf{k}_0^{**}$ (*3*)

Во второй схеме излучатель неподвижно закреплен, а приемник перемещается по окружности на дискретные углы. Объект, установленный посередине, вращается вокруг оси установки. Этот метод позволяет получать данные для матрицы рассеяния на концентрических окружностях в пространстве волновых векторов с центром в начале координат, радиус которых в зависимости от угла раствора излучатель — центр — приемник $(\widehat{\mathbf{k}_0, \mathbf{k}'})$ изменяется от 0 до $2\mathbf{k}_0$. Одно из преимуществ этого метода состоит в том, что первичное поле измеряется один раз. Для ряда алгоритмов реконструкции, где необходимо знание акустического давления в рассеянной волне на конечных расстояниях от объекта, в качестве приемников мы использовали миниатюрные гидрофоны с характерными размерами 1,0—1,5 мм, не вносящие искажений в принимаемое поле на использованных рабочих частотах.

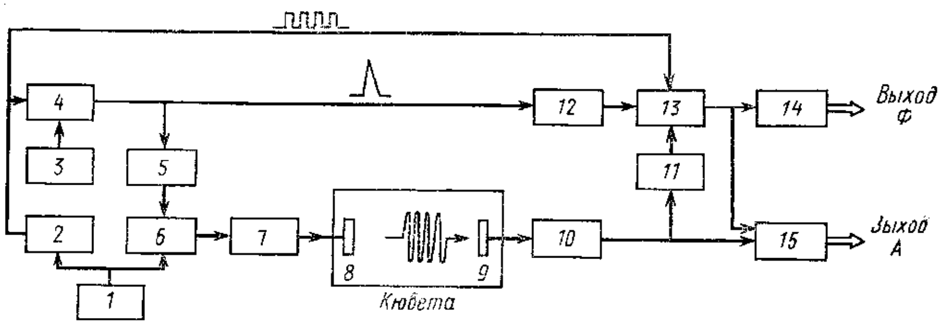

Рис. 2. Блок-схема экспериментальной установки

Блок-схема установки приводится на рис. 2. Синусоидальный сигнал малой амплитуды частотой 100—250 кГц с генератора *1* поступает на усилитель-ограничитель *2*, преобразующий его в меандр, который подается на схему формирования синхроимпульса *4*. Частота следования синхроимпульсов с жесткой временной привязкой к фазе опорного гармонического сигнала определяется задающим импульсным генератором *3*. Синхроимпульс запускает генератор модулирующего импульса *5*, с помощью которого в модуляторе *6* вырабатывается радиоимпульс с прямоугольной огибающей, поступающий через усилитель *7* на излучатель *8*. С приемного преобразователя *9* через входной усилитель *10* принятый сигнал поступает на усилитель-ограничитель приемного блока *11*. Схема формирования измерительного импульса фазы *13* формирует прямоугольный импульс, длительность которого равна временному интервалу между передними фронтами опорного меандра, поступающего с усилителя-ограничителя *2*, и меандра принятого сигнала, поступающего с усилителя-ограничителя *11*. Формирование измерительного импульса происходит непосредственно после поступления импульса с генератора задержки *12*. Задержка подбирается таким образом, чтобы выделить для измерений принятого сигнала фрагмент в центральной части рассеянного акустического импульса. Через измеритель длительности импульсов *14* и стробоскопический вольтметр *15* информация о фазе и амплитуде сигнала поступает для дальнейшей обработки на ЭВМ.

Результаты моделирования обратных задач рассеяния по предложенной методике изложены в работах [1, 2].

В заключение авторы выражают благодарность В. А. Бурову за большую помощь, постоянное внимание к работе и детальное обсуждение ее результатов.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Глазков А. В., Рычагов М. Н., Тагунов Е. Я., Тимофеев С. Т. Препринт физ. ф-та МГУ. 1988, № 39. [2] Тагунов Е. Я., Рычагов М. Н., Глазков А. В. I Всесоюз. науч.-техн. конф. «Методы диагностики двухфазных и реагирующих потоков», Алушта 17—20 мая 1988: Тез. докл. Харьков, 1988. С. 273.

Поступила в редакцию
16.05.89

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1990. Т. 31, № 2

АСТРОНОМИЯ

УДК 523.84

ШЕСТИКВАРКИ В НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗДАХ

Ю. В. Кузьмин

(кафедра квантовой теории и физики высоких энергий)

Рассматривается поведение ядерной материи с учетом недавно открытых шестикварков. Результаты применяются для вычисления параметров нейтронных звезд. Показано, что максимальные массы и радиусы нейтронных звезд уменьшаются; могут существовать сверхплотные объекты очень малых масс; предложен новый механизм, объясняющий взрывы сверхновых первого типа. Показано, что в процессе коллапса звезды есть стадия неустойчивости, приводящая к взрывному выделению энергии.

В последние годы появились указания на существование узких дибарионных резонансов — шестикварков [1]. Интересно рассмотреть, как их учет изменит наши представления о свойствах нейтронных звезд, их массах и радиусах и процессах коллапса.

Вначале исследуем свойства нейтронно-шестикваркового газа. Это трудная задача, так как уравнения состояния даже для чисто нейтрон-