

няясь в среде, падающая волна отражается на протяженных границах и рассеивается на неоднородностях, образуя дифрагированные волны. Время распространения волнового импульса от источника до некоторой точки M среды и от нее до поверхности наблюдений Σ_0 в виде дифрагированной волны определим выражением

$$t_S = \frac{r_0}{c_0} + \frac{r_S}{c_S} = \frac{1}{c_S} \left(r_0 \frac{c_S}{c_0} + r_S \right), \quad (1)$$

где $r_0 = \sqrt{x_m^2 + y_m^2 + z_m^2}$; $r_S = \sqrt{(x_m - x_S)^2 + (y_m - y_S)^2 + (z_m - z_S)^2}$; c_i — скорости распространения падающей и дифрагированной волн по лучам r_0 и r_S в общем случае неодинаковые (например, для обменных упругих волн). Для неоднородных сред вводится эффективная лучевая скорость, равная отношению длины соответствующего луча к времени распространения волны между его крайними точками [2]. Совокупность множества отраженных и дифрагированных волн, регистрируемых на поверхности наблюдений Σ_0 , образует дифракционную картину [6—10], которую в дальнейшем будем называть волнограммой, понимая под этим запись во времени колебаний на поверхности Σ_0 . Очевидно, в информационном смысле волнограмма является более общим понятием, чем голограмма, соответствующая когерентному излучению.

Преобразование волнограммы в изображение среды можно осуществить при помощи дифракционного интеграла Гюйгенса — Кирхгофа для нестационарных процессов [8, 11—14]

$$f(M, t) = \frac{1}{4\pi} \int_{\Sigma} \left\{ \frac{1}{r_S} \left[\frac{\partial f_S}{\partial n} \right] - [f_S] \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{r_S} \right) + \frac{1}{c_S r_S} \left[\frac{\partial f_S}{\partial t} \right] \frac{\partial r_S}{\partial n} \right\} d\Sigma, \quad (2)$$

где $[f_S] = f(S, t - r_S/c_S)$ — значения функции пространственно-временного распределения волнового поля на поверхности Σ в моменты времени $t - r_S/c_S$; n — элемент нормали к поверхности Σ . Интегрирование в формуле (2) проводится по поверхности Σ , включающей поверхность наблюдений Σ_0 и часть сферической поверхности Σ_1 (фиг. 1), интеграл по которой в соответствии с принципом излучения стремится к нулю [8, 11, 12].

Для когерентного излучения интеграл Кирхгофа приводится к виду [8, 13, 14]

$$f(M) = -\frac{jk}{2\pi} \int_{\Delta} \frac{1}{r_S} e^{-j\omega \left(t - \frac{r_S}{c_S} \right)} \cos(n, r_S) [f_S] d\Sigma, \quad (3)$$

где $k = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны, ω — круговая частота.

Интегралы (2) и (3) описывают суперпозицию сферических волн, излучаемых воображаемыми источниками, непрерывно распределенными по поверхности Σ_0 . При этом амплитуды колебаний источников пропорциональны сигналам на поверхности наблюдений, отстоящим на величины $t = r_S/c_S$ от моментов прихода волн в точку M . Таким образом, фокусировка дифрагированной волны в точке M происходит лишь в определенный момент при импульсном излучении и непрерывно при когерентном излучении. Волны, отраженные от плоских гладких границ большой протяженности, фокусируются в мнимых источниках для соответственных границ.

В соответствии с формулами (2) и (3) восстановление волнового поля в пространстве изображений (в любой его точке M) может быть осуществлено путем возбуждения сферических волн во всех точках поверхности Σ_0 с амплитудами, пропорциональными значениям модуля функции $f(S, t)$, и противоположными наблюдаемым фазами колебаний (последняя операция преобразовывает расходящиеся в среде волны в сходящиеся при восстановлении волнового поля, т. е. соответствует обращению процесса).

При восстановлении волнового поля, например при помощи акустических колебаний, записанные на волнограмме сигналы должны вводиться в пространство изображений с помощью расположенных подобно приемникам эквивалентных излучателей в обратном направлении, т. е. задними фронтами вперед с соблюдением закона подобия дифракции [8], принимающего для наших условий вид

$$K(M) = \frac{t_p}{t_n} = \frac{f_n}{f_p} = \frac{1}{M} \cdot \frac{c_n}{c_p(M)}, \quad (4)$$

где K — кратность ускорения процесса воспроизведения колебаний с волнограммы; t_p и t_n , f_p и f_n , c_p и c_n — соответственно времена, частоты и скорости распространения волн в реальной среде и пространстве изображений; M — геометрический масштаб преобразования, равный отношению длин волн в пространстве изображений и реальной среде. Из (4) следует, что для неоднородных сред с непостоянной скоростью c_p величина K является переменной. При когерентном излучении величина K определяет отношение частот колебаний, применяемых при освещении среды и восстановлении волнового поля. При восстановлении волнового поля для неоднородных сред, например путем освещения голограммы при помощи лазера, частота последнего должна изменяться по глубине изображения в соответствии с (4).

Как уже указывалось, дифракционные формулы (2) и (3) не обеспечивают получения изображений гладких отражающих границ большой протяженности. Для решения этой задачи воспользуемся более общим интегральным преобразованием следующего вида:

$$f(M, 0) = \frac{1}{4\pi} \int_{\Sigma_0} \left\{ \frac{1}{r_{эфф}} \left[\frac{\partial f_s}{\partial n} \right] - [f_s] \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{r_{эфф}} \right) + \frac{1}{c_S r_{эфф}} \left[\frac{\partial f_s}{\partial t} \right] \frac{\partial r_{эфф}}{\partial n} \right\} d\Sigma_0, \quad (5)$$

где $r_{эфф}$ — эффективный радиус, равный в соответствии с [1] $r_{эфф} = c_S t = r_0 \frac{c_S}{c_0} + r_s$.

Преобразование (5) осуществляет перенос импульсного источника колебаний в точку M пространства изображений и оценивает вклад соответственной точки (элемента) реальной среды в волновое поле, записанное на волнограмме. В случае неоднородности, интегрирование осуществляется по фронту дифрагированной волны на волнограмме, а в пространстве изображений мы получаем изображение неоднородности в виде волнового импульса, амплитуда которого пропорциональна энергии дифрагированной волны. При наличии в точке M гладкой отражающей границы формула (6) также дает изображение неоднородности в соответственной точке пространства изображений за счет интегрирования энергии отраженной волны на волнограмме в области касания фронтов дифрагированной и отраженной в точке M волн. Совокупность таких изображений, получаемых для различных точек отражающей границы, образует изображение гладкой отражающей границы любой протяженности в виде волнового фронта.

Отметим, что преобразование (5), которое в дальнейшем будем называть D -преобразованием, описывает суперпозицию волн с несферическими фронтами. Действительно, заменив в преобразовании (3) величину r_s на $r_{эфф}$, имеем

$$f(M) = \frac{1}{j\lambda} \int_{\Sigma_0} \frac{1}{r_{эфф}} e^{-j\omega \left[t - \left(r_0 \frac{c_S}{c_0} + r_s \right) / c_S \right]} \cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}'_s) [f_s] d\Sigma_0, \quad (6)$$

где \mathbf{r}'_s — радиус-вектор, соединяющий точки M и S' (фиг. 1).

Из выражения для показателя степени экспоненты в формуле (6) непосредственно следует, что поверхности равных фаз в однородной среде имеют форму эллипсоидов с фокусами в точках O и S . Центры изохрон располагаются в точках S' . В неоднородной среде изохроны имеют более сложную форму.

Время на любой изохроне, проходящей через точку M , равно времени распространения волнового импульса по пути OMS , т. е. соответствует моменту $t = 0$ на волнограмме. Поэтому при восстановлении волнового поля в пространстве изображений при помощи D -преобразования фронты волн при $t = 0$ совпадают с отражающими границами и дифрагирующими элементами в среде. При формировании изображений при помощи эквивалентных источников, помещенных в точках S' , размеры поверхности Σ_0 уменьшаются вдвое. Одновременно с этим сокращается вдвое длина волны колебаний в пространстве изображений, а правая часть в формуле (4) удваивается. Разрешающая способность D -преобразования в пространстве изображений определяется теми же формулами, что и для линзовых систем.

Большой интерес представляет случай дискретного размещения точек приема колебаний на поверхности Σ_0 . При этом волновое поле на поверхности Σ_0 задается решетчатой функцией, имеющей конечное число отсчетов [14, 15]. Единственность представления непрерывной функции решетчатой с конечным числом отсчетов имеет место для функции с ограниченным спектром и квадратично интегрируемых функций, если положить все отсчеты вне поверхности наблюдений Σ_0 равными нулю [14, 16]. Решетчатая функция рассматриваемого вида является функцией с ограниченным спектром и ограниченной протяженностью [16], а соответственные преобразования будут ограничены пространственными частотами, периоды которых равны $2\Delta x$ и $2\Delta y$ [14]. Поэтому при наблюдениях расстояния между точками приема колебаний на поверхности Σ_0 должны выбираться с соблюдением условия $\Delta x = \Delta y \leq \lambda/2$. Тогда непрерывная функция $f(S, t)$ может быть заменена в дифракционных формулах (2), (3) и (5), (6) соответствующей решетчатой функцией. При этом дифракционные интегралы приобретают вид

$$f(M, t) = \frac{1}{4\pi} \sum_m \sum_n f_s \left(m\Delta x, n\Delta y, t - \frac{r}{c_s} \right) A(S_{mn}, M), \quad (7)$$

где f_s — решетчатая функция, описывающая волновое поле, зарегистрированное на волнограмме при дискретном размещении приемников на поверхности Σ_0 ; $A(S_{mn}, M) = \frac{1}{r} \Delta x \Delta y \cdot B(S_{mn}) \cos(n, r)$; $B(S_{mn})$ — амплитудный множитель, вводимый при воспроизведении волнограммы $r = r_{\text{обб}}$ или $r = r_s$ в зависимости от типа дифракционного преобразования. Возможность использования дискретных волнограмм для получения изображений при помощи D -преобразования или обычного преобразования Гюйгенса — Кирхгофа существенно облегчает задачу практической реализации рассматриваемых дифракционных преобразований как на вычислительных машинах, так и способом физического восстановления волнового поля, например, в акустической модели.

Рассмотрим вопрос об однозначности и корректности, получаемых по формулам (5) — (7) решений. Рассматриваемые формулы принадлежат к тому же классу, что и дифракционный интеграл Кирхгофа, и следовательно, удовлетворяют волновому уравнению. Решения будут однозначными, если подынтегральные выражения $f(S, t)$ интегрируемы в квадрате и обладают конечной протяженностью (ограниченным спектром) [14]. Эти условия выполняются для всех убывающих при $|x| \rightarrow \infty$, $|y| \rightarrow \infty$ функций, к которым относятся реально наблюдаемые пространственно-временные распределения волновых полей на поверхности Σ_0 . При дискретном расположении точек приема колебаний на поверхности наблю-

дений расстояния между ними должны удовлетворять дополнительному условию $\Delta x = \Delta y \leq \lambda_B / 2$ (λ_B — длина волны колебаний наиболее высокой частоты импульсного сигнала).

Корректность рассматриваемых дифракционных преобразований непосредственно следует из того факта, что при изменении на небольшую величину ε скорости распространения волн в среде или значений времени на волнограмме изображение дифрагирующего элемента или отражающей границы смещается в пространстве изображений также на малую величину и несколько меняет свою форму. При стремлении ε к нулю первоначальное изображение полностью восстанавливается.

Следует отметить, что интегральные преобразования (5) — (7) дают изображения, соответствующие реальному строению среды, при условии, что можно пренебречь многократными отражениями волн в параллельно-слоистых средах, повторным рассеянием волн на неоднородностях среды и другими помехами. Наличие волн-помех на волнограммах приводит к появлению фиктивных границ на изображениях. Не останавливаясь здесь на рассмотрении свойств фиктивных границ, отметим, что на сопряженных изображениях, полученных для одних и тех же областей среды при различных положениях излучателя, фиктивные границы будут занимать различные положения в пространстве изображений, тогда как реальные отражающие границы должны полностью совпадать. Тогда при совместной обработке сопряженных изображений могут быть выделены совпадающие на всех изображениях элементы, соответствующие реальным отражающим границам и дифрагирующим объектам в среде, а несовпадающие элементы, образующие фиктивные границы на изображениях, могут быть полностью исключены или существенно ослаблены [17]. Для поэлементного сопоставления сопряженных изображений можно применять различные алгоритмы. Наиболее простыми из них являются поточечное суммирование или перемножение сопряженных изображений

$$f(M, t) = \sum_p f_p(M, t), \quad (8)$$

$$f(M, t) = \prod_p f_p(M, t), \quad (9)$$

где f_p — сопряженные изображения.

Для той же цели можно использовать также относительную разность вида

$$\frac{|f_{p+1} - f_p|}{|f_{p+1}| + |f_p|} \leq \varepsilon, \quad (10)$$

где ε — малая величина (например, $\varepsilon \leq 0,1$). Лучшие результаты должны давать сложные критерии выделения совпадающих на сопряженных изображениях элементов, учитывающие характер изображений не только в данной точке, но и в ее окрестности.

При когерентном излучении волновое поле на поверхности Σ_0 характеризуется в каждой точке только двумя параметрами — амплитудой и фазой, а информация о полном времени распространения волн отсутствует. Этих сведений достаточно для построения изображений дифрагирующих элементов и изображений мнимых источников для протяженных границ. При построении изображения при помощи D -преобразования (6), (7) каждая отраженная от гладкой границы в среде волна будет давать множество границ различной формы, заполняющих все пространство изображений, причем лишь одна из них является действительной, а все остальные — фиктивными. Для устранения фиктивных границ следует использовать сопряженные изображения, полученные при различных положе-

ниях источника колебаний, а также при использовании когерентного излучения на ряде дискретных частот. При этих условиях количество сопряженных изображений, равное произведению числа положений источника на число дискретных частот, может быть выбрано достаточно большим, чтобы обеспечить выделение реальных границ на изображениях.

Практическая реализация D -преобразования возможна, по крайней мере, двумя путями. С одной стороны, для этой цели могут применяться цифровые и аналоговые вычислительные машины, реализующие в той или иной форме соотношение (7) при $r = r_{эфф}$. Тогда временной аргумент решетчатой функции имеет вид $t - \frac{r_{эфф}}{c_s} = t - t_{MS}$, где t_{MS} — время

распространения дифрагированной волны, вычисляемое по уравнению (1) в каждой точке M пространства изображений для всех точек приема колебаний на поверхности Σ_0 . По вычисленным временам на волнограмме, помещенной в памяти машины, считываются сигналы, сумма которых относится к точке M изображения. При наблюдениях вдоль линии (профиля) в формуле (7) вычисляется только одна сумма. На вычислительных машинах, особенно аналогового типа, может также моделироваться суперпозиция эллиптических волн, исходящих из точек S' . Сложение этих волн в каждой точке пространства изображений должно выполняться в накопительном устройстве. Следует отметить, что алгоритмы с вычислением суммарного сигнала отдельно для каждой точки изображения является более гибким, позволяя осуществлять дополнительную обработку суммарного сигнала, например, при сопоставлении сопряженных изображений с использованием выражений (8) — (10), а также при решении более сложных задач построения изображений с подбором оптимального значения скорости распространения волн в неоднородной среде.

Применяемые для построения изображений универсальные цифровые машины должны иметь большой объем оперативной памяти, особенно при обработке сопряженных изображений, и высокое быстродействие. Волнограммы должны представляться в цифровой форме с квантованием по времени, а на выходе машины целесообразно использовать двухкоординатный построитель. Основная трудность здесь связана с недостаточным объемом оперативной памяти у большинства машин. Для ослабления влияния этого фактора можно использовать внешние запоминающие устройства на магнитных барабанах, а также применять уплотненную запись информации в ячейки памяти (4—6 сигналов в одну ячейку), пользуясь тем, что динамический диапазон регистрируемых в пиктоскопии сигналов обычно составляет 40—60 дБ. При этих условиях оказывается возможным производить построение одиночных и сопряженных изображений для большинства встречающихся на практике задач. Наряду с этим для построения изображений могут использоваться специализированные аналоговые и аналого-цифровые машины различных типов, обладающие более высоким быстродействием и меньшей, чем у цифровых машин точностью.

Вторым направлением является физическое восстановление волнового поля в модели при помощи эквивалентных источников, расположенных в модели подобно приемникам при регистрации колебаний. При осуществлении этого способа эллиптические волны можно приближенно заменить сферическими, радиусы которых равны (из треугольника OMS' на фиг. 1 при условии, что точка M располагается под точкой S')

$$r_{S'} = \frac{1}{2} \sqrt{r_{эфф}^2 - r_S^2} = \frac{1}{2} \sqrt{c_s^2 t^2 - r_S^2}, \quad (11)$$

где $r_S = \sqrt{x_S^2 + y_S^2}$. Очевидно, что это эквивалентно введению задержки во времени в воспроизводимые с волнограммы сигналы. При восстановлении волнового поля в модели сигналы воспроизводятся одновременно

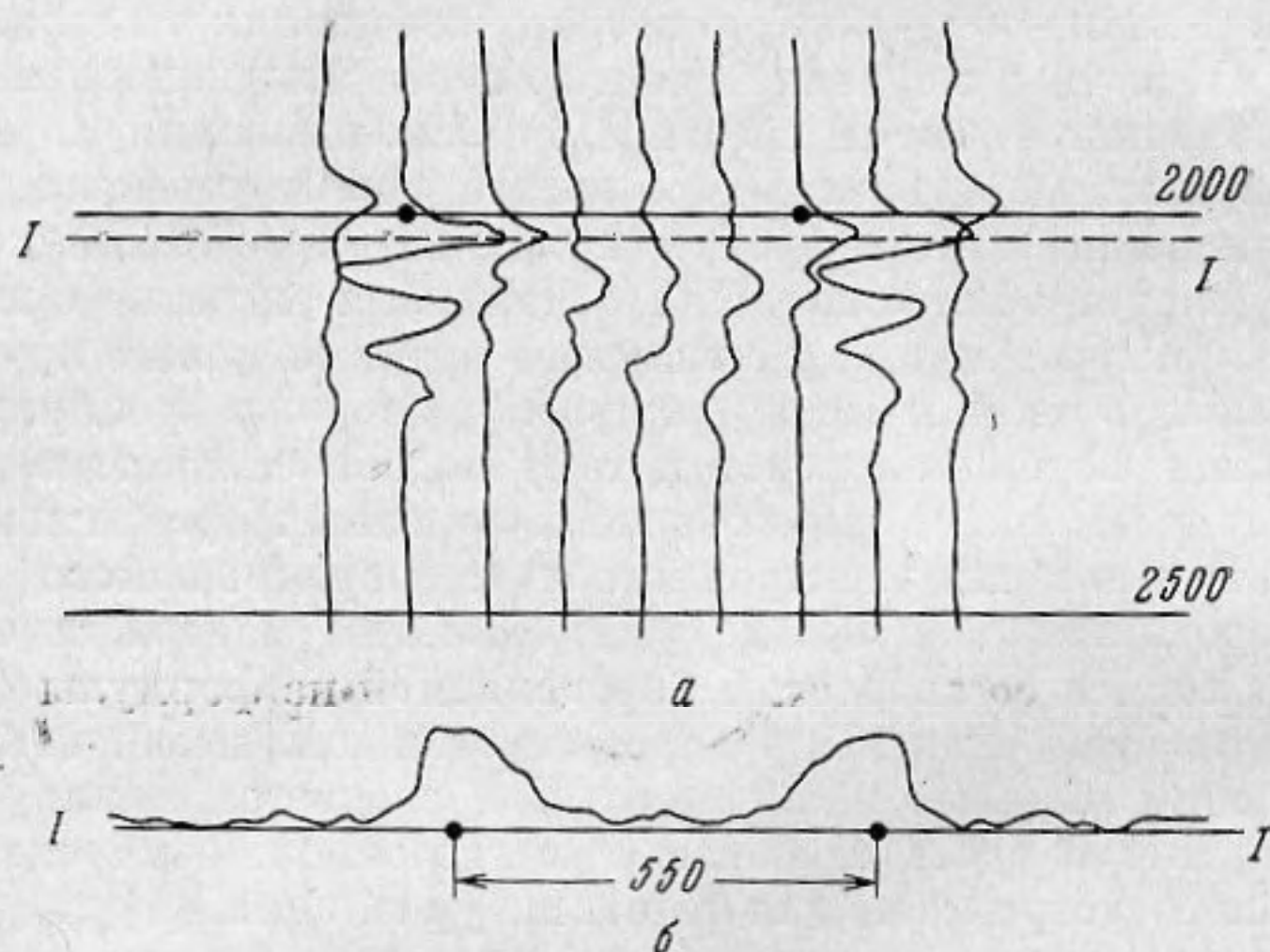
для всех эквивалентных излучателей с необходимым для соблюдения критерия подобия (4) ускорением и задержками согласно формул (11). Возбуждаемые отдельными источниками волны накладываются друг на друга и образуют волновое поле, которое в момент $t = 0$ фиксируется как изображение. Для неоднородных сред масштаб времени в модели меняется в соответствии с (4), что вызывает смещение момента $t = 0$ для различных участков записи на волнограмме. В этих условиях удобно строить изображение по частям, с постепенным переходом от одной части к другой путем многократного воспроизведения участка записи определенной длины с применением стробоскопического освещения модели. Таким образом можно получить медленно сдвигающееся или неподвижное изображение определенного объема среды. При использовании в модели акустических излучателей сравнимых с длиной волны размеров, возбуждаемые в модели волны имеют фронты приблизительно эллиптической формы, что улучшает приближение. Для считывания сигналов с волнограммы с меняющейся скоростью и задержками во времени можно применять устройства промежуточной памяти, например, в виде рециркуляционных линий задержки, потенциалскопов и тому подобное, а также производить считывание записанной на параллельных дорожках прозрачного носителя информации при помощи электронного луча, перемещаемого поперек дорожек по определенным кривым, учитывающим задержки во времени (11), и вдоль записи со скоростью определяемой из формулы (4). Воспроизводимые при этом сигналы распределяются при помощи электронных ключей по своим каналам и подаются на соответственные излучатели. Основные трудности здесь связаны с построением быстродействующего вычислительного устройства для решения уравнений (4) и (11) с высокой точностью. С целью значительного снижения скорости вычислений необходимо по возможности снижать частоту колебаний в модели и использовать в ней специальные материалы с весьма низкими скоростями распространения продольных волн. При усложнении блока воспроизведения в модель могут вводиться сигналы с ряда сопряженных волнограмм. Для получения изображений могут применяться как двумерные, так и трехмерные модели.

При исследовании слоистых сред обычно удобно пользоваться изображениями — разрезами среды в вертикальной плоскости, перпендикулярной границам раздела. При этом изображения отражающих границ имеют вид ряда параллельных полос повышенной интенсивности (по числу полных колебаний в импульсе), первая из которых совмещена с границей [17]. Изображение неоднородности имеет такой же вид, но ограничено по протяженности величиной разрешающей способности D -преобразования.

Для проверки возможностей дискретного D -преобразования были проведены исследования по преобразованию волнограмм в изображения среды при помощи вычислительной машины. Одна из волнограмм, полученная на модели, содержала данные наблюдений в 41 точке, которые размещены дискретно на расстояниях 100 м (в масштабе модели) друг от друга вдоль прямой симметрично относительно импульсного источника колебаний. По данным наблюдений по формуле (7) построено изображение среды в плоскости XOZ (фиг. 2), на котором четко видны изображения двух неоднородностей, расположенных симметрично относительно источника на глубине $z = 2000$ м на расстоянии около 600 м друг от друга. Несмотря на малое число точек приема колебаний и расположение их вдоль прямой, изображения неоднородностей хорошо выражены и с высокой точностью отражают строение модели (действительные положения неоднородностей показаны на фиг. 2, а точками, удаленными друг от друга на 540 м, что соответствует трем длинам волн видимой частоты импульса). Из графика, приведенного на фиг. 2, б и характеризующего распределение амплитуд по сечению I—I изображения, следует, что

D -преобразование обладает высокой разрешающей способностью. При апертурном угле 45° и прямом освещении размер неоднородности на изображении не превышает $0,7\lambda$ на уровне 0,5, что соответствует разрешающей способности лучших микроскопов [6—8, 14].

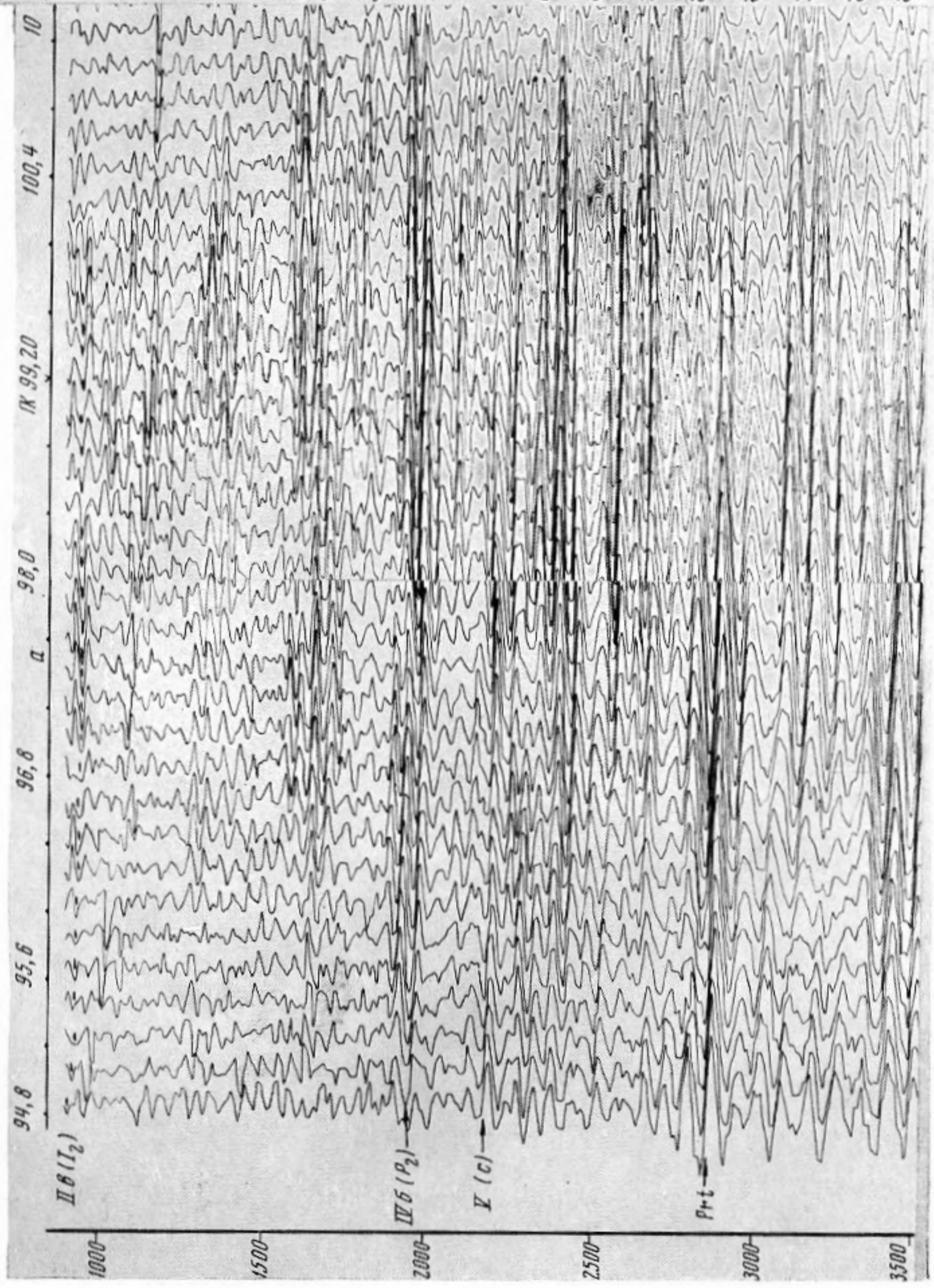
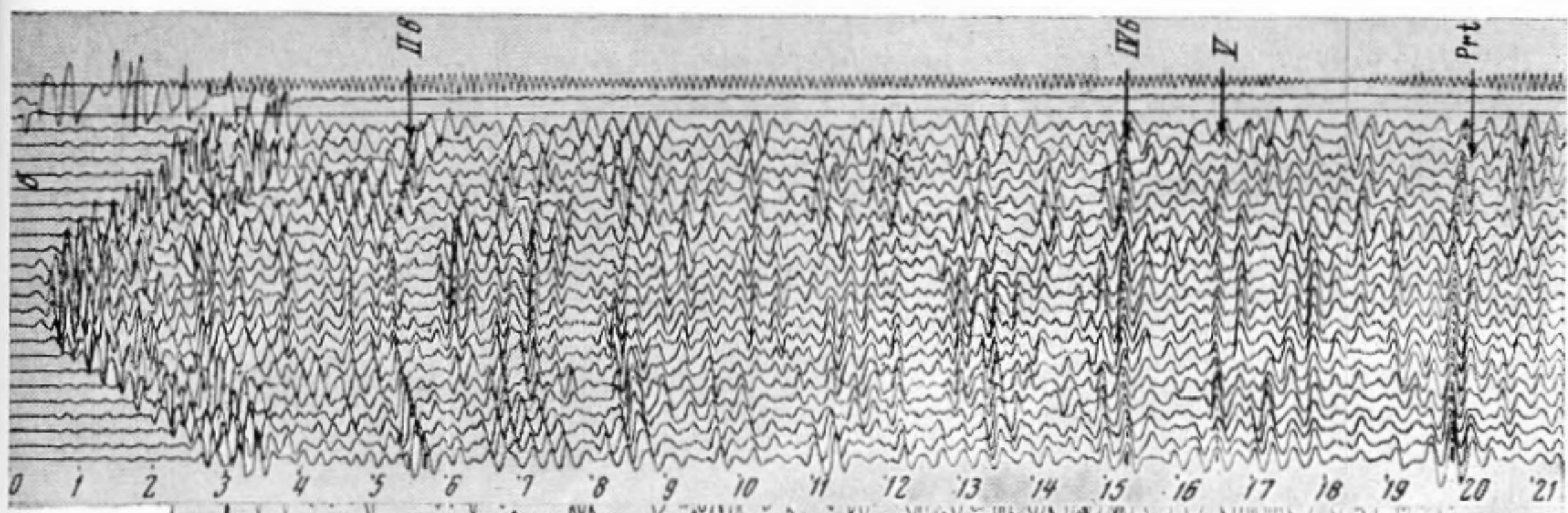
Второй пример (фиг. 3, а) соответствует волнограмме (фиг. 3, б), полученной при регистрации сейсмических волн в полевых условиях для слоисто-неоднородной среды. Источником колебаний служил взрыв, произведенный в неглубокой скважине вблизи дневной поверхности в момент



Фиг. 2

$t = 0$ на волнограмме. Приемники в количестве 23 располагались на поверхности земли симметрично относительно точки возбуждения колебаний на расстояниях 40 м друг от друга вдоль профиля на базе 880 м. При наблюдениях осуществлялась регистрация вертикальной компоненты колебаний преимущественно для продольных волн. По данным наблюдений, построено приведенное на фиг. 3, а изображение разреза среды в вертикальной плоскости XOZ , проходящей через линию наблюдений. На рассматриваемом интервале глубин (900—4500 м) исследуемая среда, по данным глубокого бурения, состоит из нескольких четко выраженных слоев осадочных пород с различными скоростями распространения упругих волн, залегающих почти горизонтально на докембрийском кристаллическом фундаменте, расположенном на глубине 2850 м. Границы между пластами и соответствующие им отраженные волны на волнограмме обозначены одинаковыми индексами (фиг. 3, а, б). На изображении разреза среды четко прослеживаются многочисленные протяженные отражающие границы, залегающие практически параллельно друг другу. Ниже поверхности фундамента (Prt) наблюдается ряд фиктивных границ вогнутой формы, соответствующих кратно отраженным в верхней части среды волнам. Отметим, что при регистрации колебаний применялся программный регулятор усиления, компенсирующий влияние расхождения волн с глубиной. При построении изображения это обстоятельство не учитывалось, что привело к росту амплитуды сигналов изображения с глубиной. При необходимости этот эффект легко устранить.

Полученная при наблюдениях запись охватывала полосу частот 25—50 $гц$ (максимум спектра на частоте 35—40 $гц$) и квантовалась для ввода в машину через 4 $мсек$ при динамическом диапазоне 36 $дб$. При этом в память машины, имеющей 4096 ячеек, вводится более 20 тысяч отсчетов амплитуд сигналов с волнограммы, что достаточно для построения изображения — разрезы среды на интервале 3500 м по глубине.



Фиг. 3



На основании изложенного можно заключить, что построение изображений при помощи D -преобразования является эффективным средством исследования неоднородных сред, сред с гладкими отражающими границами большой протяженности по любым наперед заданным сечениям пространства изображений. Особый интерес представляет возможность построения изображений по данным наблюдений в совокупности точек, дискретно расположенных на некоторой поверхности и даже вдоль линии. Во всех этих типичных для интроскопии задачах новый способ обработки информации обладает гораздо более широкими возможностями, чем линзовые (голографические) системы и прямые способы обработки данных наблюдений.

D -преобразование может быть применено для волновых процессов различной физической природы в весьма широком диапазоне частот и длин волн при условии регистрации соответственных колебаний на поверхности наблюдений в воспроизводимой форме. Прием колебаний осуществляется обычными для процессов каждого вида техническими средствами при расстояниях между точками регистрации колебаний, не превышающих половины длины волны ($\Delta x = \Delta y \leq \lambda_v / 2$). Наиболее подходящими областями использования D -преобразования пока являются акустическая и радиоволновая интроскопия в газах, жидкостях и твердых телах (ультразвуковая и радиоволновая дефектоскопия, акустическая микроскопия, сейсморазведка, гидроакустика, радиолокация и тому подобное).

ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Соколов. Дефектоскопия материалов. М.—Л., Госэнергоиздат, 1957.
2. И. И. Гурвич. Сейсмическая разведка. М., Гостоптехиздат, 1960.
3. Л. Бергман. Ультразук. М., ИЛ, 1957.
4. Подводная акустика. М., «Мир», 1965.
5. Физические основы подводной акустики. М., Советское радио, 1955.
6. Г. С. Ландсберг. Оптика. М., ГТТИ, 1954.
7. К. Михель. Основы теории микроскопа. М., ГТТИ, 1955.
8. А. Зоммерфельд. Оптика. М., ИЛ, 1953.
9. E. Leit, J. Upatnieks. Reconstructed wave-fronts and communication theory. Opt. soc. America, 1962, 52, 10; 1123—1130.
10. Дж. Строук. Введение в когерентную оптику и голографию. М., «Мир», 1967.
11. Е. Скучик. Основы акустики, т. 1. М., ИЛ, 1958.
12. Е. Ф. Саваренский, Д. П. Кирнос. Элементы сейсмологии и сейсмометрии. М., ГТТИ, 1955.
13. Э. О'Нейл. Введение в статистическую оптику. М., «Мир», 1966.
14. Я. И. Хургин, В. П. Яковлев. Методы теории целых функций в радиофизике, теории связи и оптике. М., Физматгиз, 1962.
15. Я. З. Цыпкин. Теория линейных импульсных систем. М., Физматгиз, 1963.
16. К. Шеннон. Связь при наличии шума. В сб. «Теория информации и ее приложения». М., Физматгиз, 1959, стр. 82—112.
17. Ю. В. Тимошин. Интерференционный анализ сейсмических записей. В сб. «Автоматическая обработка и преобразование геофизической информации». Тр. УкрНИГРИ, вып. 11. М., «Недра», 1965, 13—32.

Киевская экспедиция Украинского
н.-и. геологоразведочного института

Поступила в редакцию
2 октября 1967 г.