

УДК 551.463.21

МЕТОД СОГЛАСОВАННЫХ ВРЕМЕННЫХ ОТКЛИКОВ В АКУСТИЧЕСКОЙ ТОМОГРАФИИ ОКЕАНА

© 1997 г. В. В. Гончаров

Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН
117851 Москва, ул. Красикова, 23

Поступила в редакцию 05.07.96 г.

Исследуются возможности нелинейного метода согласования звуковых полей во временной области для целей акустической томографии океана. Обсуждаются преимущества такого подхода по сравнению с классической линейной томографической схемой В. Манка, одним из которых является отсутствие необходимости решения сложной проблемы идентификации измеренных звуковых сигналов с лучами или модами. Демонстрируется эффективность предлагаемого метода на примере восстановления профиля скорости звука в месте источника по экспериментальным томографическим данным, полученным в результате международного эксперимента "THETIS-2" в Средиземном море в 1994 г. Оценивается точность метода, обсуждается проблема неоднозначности получаемых решений при одновременном восстановлении как скорости звука в среде, так и геометрических параметров эксперимента: глубин источника и приемника, дистанции между ними.

В задачах акустической томографии океана, основанных на сопоставлении экспериментальных времен прихода звуковых сигналов с численно рассчитанными по лучам в традиционной схеме Манка [1] (или модами в случае временного разделения соответствующих им сигналов [1]), большие трудности вызывает проблема идентификации последних (установление соответствия между ними). Это в первую очередь проявляется

для пологих канальных лучей, имеющих близкие времена распространения и не разделяющихся на экспериментальных зависимостях с конечным разрешением, определяемым шириной полосы зондирующего сигнала. Аналогичные и даже еще большие проблемы идентификации возникают при использовании модового подхода, когда плохо разрешаются приходы отдельных мод.

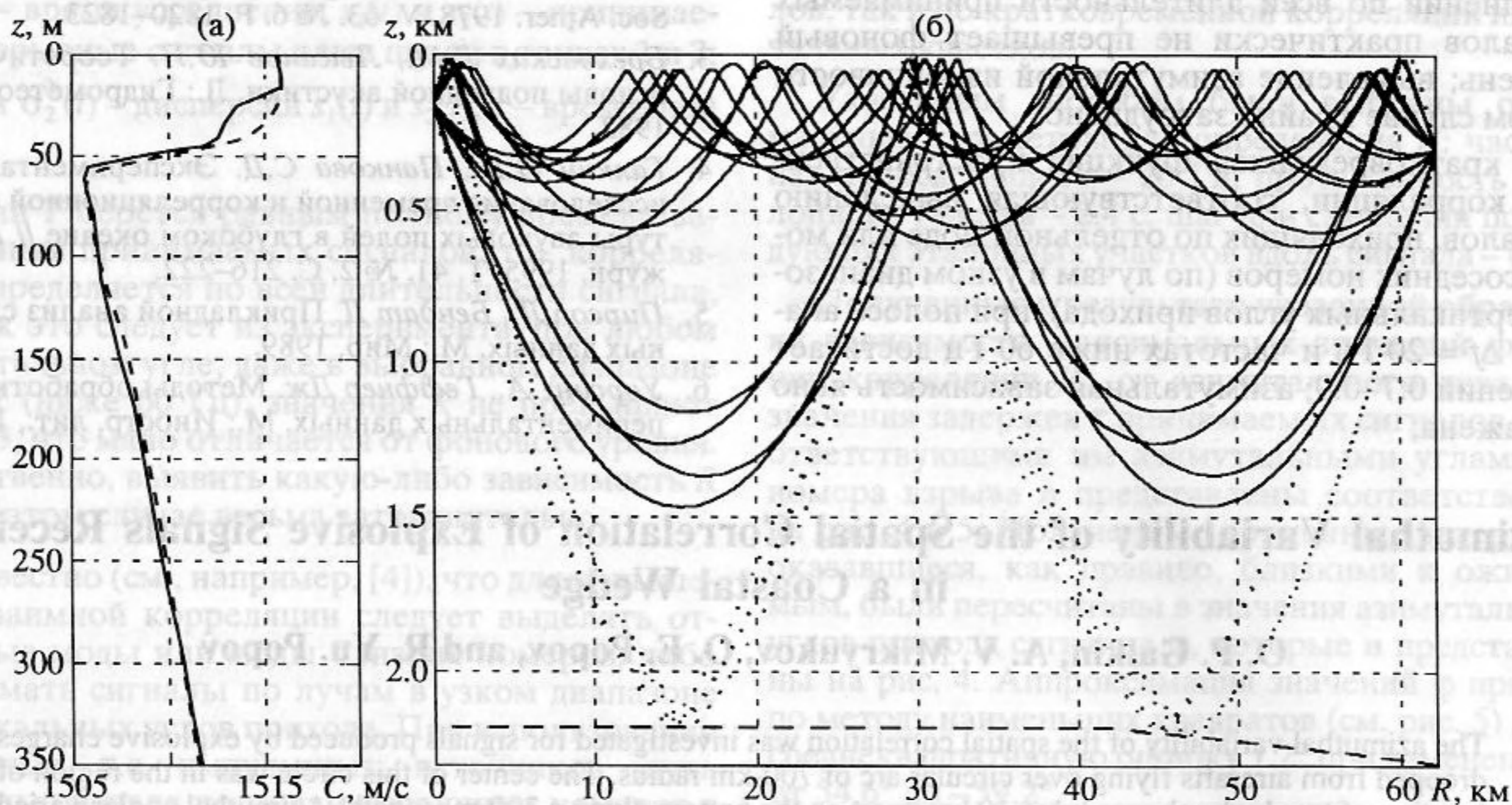


Рис. 1. а – измеренные профили $C(z, R)$ скорости звука на дистанциях $R = 41$ км (сплошная линия) и $R = 62.5$ км (штриховая линия); б – лучевые траектории собственных лучей на дистанции $R_r = 62.4$ км при глубине источника $Z_s = 148.2$ м и приемника $Z_r = 300$ м.

В качестве примера на рис. 1б показаны траектории собственных лучей, выходящих из источника на глубине $Z_s = 148.2$ м и пришедших в приемник на глубине $Z_r = 300$ м и дистанции $R = 62.4$ км. Профиль дна океана представлен штриховой линией, отразившиеся от него лучи – точечными линиями. Профиль скорости звука на начальном участке трассы (до 41 км) показан в действительном приповерхностном слое сплошной линией на рис. 1а, далее он линейно изменялся, переходя к профилю на дистанции 62.5 км (штриховая линия). Геометрия задачи и гидрологические данные соответствовали полученным в ходе 10-го рейса НИС “Акад. С. Вавилов” в Средиземном море во время работ в рамках международного проекта “THETIS-2” [2]. Соответствующие лучам на рис. 1б времена прихода сигналов представлены на рис. 2 вертикальными столбиками, высота которых равна их относительным амплитудам. Для отраженных от дна лучей последние вычислялись с учетом коэффициента отражения от жидкого полупространства без затухания с плотностью (относительно воды) 1.26 и скоростью звука 1570 м/с. Сплошной линией на этом рисунке показан результат обработки принятого с дрейфующего судна звукового сигнала (M -последовательность с несущей частотой 250 Гц), излученного трансивером, установленным западно-европейскими участниками эксперимента “THETIS-2”. Первые экспериментальные и рассчитанные приходы совмещались, так как из-за дрейфа приемного судна абсолютные времена определялись с большой ошибкой (динамическая томография). В табл. 1 приведены положения максимумов (времена прихода экспериментальных сигналов в точку приема относительно первого) корреляционной

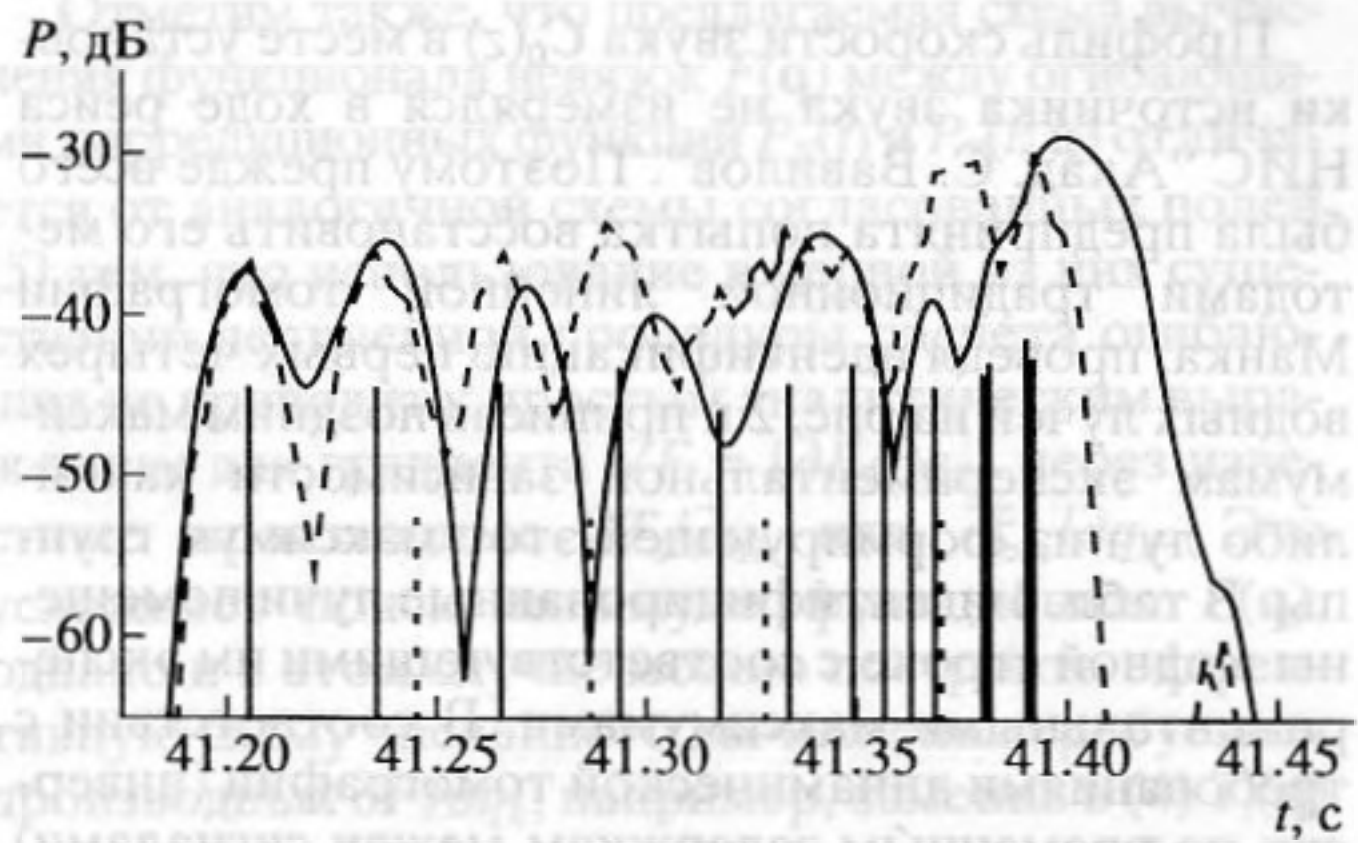


Рис. 2. Огибающая функции корреляции принятого сигнала с излученным: экспериментально измеренная (сплошная линия) и расчет по лучевой теории (штриховая линия). Вертикальные линии – времена прихода и амплитуды сигналов по собственным лучам.

функции T_e и параметры собственных водных лучей (абсолютное T_r и относительное ΔT_r , времена распространения, амплитуда A_r , углы скольжения в источнике α_s и в приемнике α_r , число пройденных каустик n_c и отражений от поверхности n_s). Отсюда видно, что если первые четыре экспериментальных максимума легко идентифицируются с первыми лучевыми приходами, то следующие максимумы соответствуют уже группам лучей и являются результатом их интерференции. Это подтверждает и показанная штриховой линией на рис. 2 корреляционная функция излученного сигнала с результатом расчета по лучевому алгоритму его отклика в приемнике (сумма сигналов по всем лучам с учетом их каустического искажения).

Таблица 1

N_e	T_e , мс	ΔT_r , мс	T_r , с	α_s^o	α_r^o	A_r	n_c	n_s	ΔT_m , мс	α_{sm}^o	α_{rm}^o
1	0.0	0.0	41.20473	-9.71	8.95	0.0183	1	1	0.0	-9.80	8.97
2	34.0	31.19	41.23592	9.31	8.51	0.0186	1	2	31.99	9.49	8.56
3	68.0	60.93	41.26556	-8.91	-8.08	0.0194	1	2	64.32	-8.98	-8.09
4	98.0	89.14	41.29387	8.48	-7.61	0.0210	1	3	93.30	8.57	-7.64
5	136.0	113.30	41.31803	-5.88	4.55	0.0160	4	0	117.51	-5.89	4.54
		129.38	41.33411	5.60	4.61	0.0189	5	0	135.60	5.63	4.28
		144.58	41.34931	-5.32	-3.80	0.0224	5	0	151.07	-5.28	-3.86
6	164.0	152.05	41.35678	-4.65	2.76	0.0148	6	0	158.60	-4.40	2.57
		158.13	41.36286	4.91	-3.20	0.0168	6	0	166.99	4.89	-3.40
		163.93	41.36866	4.54	2.57	0.0190	7	0	172.17	4.12	2.20
		175.39	41.38012	-4.26	-2.17	0.0211	7	0	182.14	-3.82	-1.59
7	195.0	176.69	41.38142	-3.91	1.29	0.0223	8	0	182.53	-3.58	0.76
		186.20	41.39093	4.05	-1.79	0.0274	8	0	193.96	3.55	-0.62
		186.78	41.39151	3.79	0.92	0.0244	9	0	193.97	3.51	-0.16

Профиль скорости звука $C_0(z)$ в месте установки источника звука не измерялся в ходе рейса НИС "Акад. С. Вавилов". Поэтому прежде всего была предпринята попытка восстановить его методами традиционной линейной томографии Манка, проведя идентификацию первых четырех водных лучей на рис. 2 и приписав поздним максимумам экспериментальной зависимости какой-либо луч из формирующей этот максимум группы. В табл. 1 идентифицированные лучи помещены в одной строке с соответствующими им экспериментальными максимумами. В соответствии с требованиями динамической томографии (инверсия по временным задержкам между сигналами) 7 идентифицированных лучей соответствовали 6 алгебраическим уравнениям. При решении задачи инверсии определялись коэффициенты разложения профиля $C_0(z)$ по первым трем эмпирическим ортогональным функциям (ЕОФ), построенным для интервала глубин 0–1000 м по набору профилей скорости звука, как измеренных с судна, так и выбранных из гидрологического банка "Levitus", отвечающих месту и сезону эксперимента.

В результате такого восстановления с регуляризатором, ограничивающим возможные вариации скорости звука, были получены следующие результаты.

Для 2–4-й пар в табл. 1, соответствующих глубоководным (но не донным) лучам на рис. 1б, практически не удалось изменить разность их задержек ни при каких "разумных" вариациях $\Delta C(z)$, что можно было бы ожидать, так как эти лучи не имеют точек поворота в анализируемом интервале глубин и в силу этого слабо подвержены влиянию вариаций скорости звука [3].

Для более пологих лучей (5-я, 7-я пары в табл. 1) разность задержек удалось снизить до 4 мс при максимальном (по глубине) уменьшении скорости звука ΔC_m на 6–7 м/с и долей мс – при $\Delta C_m > 10$ м/с. Причем вариации ΔC_m достигались в окрестности оси звукового канала и поэтому отвечали водам с более низкими температурами, которые не были зафиксированы ни в одном из многолетних (около 100 лет) измерений, формирующих банк "Levitus" для данного района и времени года.

Эти факты указывают на малую эффективность линейной лучевой томографической схемы в рассматриваемых условиях, что частично связано с небольшим числом экспериментально разрешенных приходов сигнала и с весьма субъективным выбором соответствующих им лучевых приходов из существенно большего числа собственных лучей. При этом, как уже отмечалось, временные задержки между надежно идентифицированными лучами глубоководной четверки слабо зависят от вариаций скорости звука и, как известно, в первую очередь определяются глубинами источника и приемника, а также дистанцией между ними.

Это требует включения в схему инверсии еще двух неизвестных: глубины приемника Z_r , определяемой в эксперименте с ошибкой ~ 20 м из-за нестабильной работы датчика давления, и длины звуковой трассы R_r , ошибки вычисления которой из судовых навигационных данных составляли величину ~ 100 м (с учетом дрейфа судна во время приема 4-минутного фазоманипулированного сигнала). По-видимому, основной причиной неэффективной инверсии для пологих канальных лучей, определяющих суммарную длительность принимаемого сигнала, являются их сильные нелинейные искажения уже при малых вариациях $C_0(z)$.

Устранение влияния этих факторов возможно при использовании нелинейной томографической схемы, требующей при каждом изменении неизвестных параметров задачи ($C_0(z)$, Z_r , R_r) нового расчета параметров лучей и вместе с этим сложной процедуры идентификации. Проблем идентификации не возникает в широко используемом при решении различных обратных задач методе согласованного поля [1, 4] (см. также [5], где согласуются измеренное и рассчитанное звуковые поля на протяженной вертикальной антенне). Подобную методику (но уже во временной области) можно применить и в нашем случае приема одиночным гидрофоном сложного фазоманипулированного сигнала. Для этого вычислим функцию корреляции $K(\mathbf{q})$ (или линейно связанную с ней среднеквадратичную невязку $F(\mathbf{q}) = 2[1 - K(\mathbf{q})]$ приведенных на рис. 2 экспериментальной $P_E(t)$ (сплошная линия) и рассчитанной $P_T(t; \mathbf{q})$ (штриховая линия) зависимостей откликов излученного сигнала в приемнике от времени:

$$K(\mathbf{q}) = \sum_{j=1}^J [P_{Ej} P_{Tj}(\mathbf{q})] / (\|P_E\| \|P_T\|), \quad (1)$$

$$F(\mathbf{q}) = \sum_{j=1}^J \{ (P_{Ej} / \|P_E\|) - [P_{Tj}(\mathbf{q}) / \|P_T\|] \}^2, \quad (2)$$

где $\mathbf{P}_E = \{P_{Ej}\} = \{P_E(t_j)\}$, $\mathbf{P}_T = \{P_{Tj}(\mathbf{q})\} = \{P_T(t_j; \mathbf{q})\}$ – векторы, а

$$\|P_E\| = \left\{ \sum_{j=1}^J P_{Ej}^2 \right\}^{1/2}, \quad \|P_T\| = \left\{ \sum_{j=1}^J P_{Tj}^2 \right\}^{1/2} \quad (3)$$

– из нормы. Вектор $\mathbf{q} = \{q_k\}$ ($k = 1, \dots, K$) определяет K неизвестных параметров задачи (коэффициенты при ЕОФ, глубины источника Z_s , приемника Z_r , дистанцию между ними R_r и т.п.).

Расчет $P_T(t; \mathbf{q})$ можно провести по следующей схеме. С помощью БПФ вычисляется частотный спектр излучаемой M -последовательности $S_0(\omega)$. Далее по рассчитанным для заданного вектора \mathbf{q}

параметров пришедших в приемник L лучей вычисляется спектр принятого сигнала:

$$S(\omega) = S_0(\omega) \sum_{l=1}^L A_l \exp[i(\omega T_l - \pi N_{cl}/2)], \quad (4)$$

где A_l – комплексная амплитуда луча (с учетом фазы, приобретаемой им при отражении от дна и поверхности океана), T_l – время побега сигнала по лучу и N_{cl} – число проходимых лучом каустик.

В модовом представлении выражение для спектра принятого сигнала также записывается в виде суммы M распространяющихся мод (адиабатическое приближение):

$$S(\omega) = S_0(\omega) \sum_{m=1}^M \varphi_m(Z_s, \omega) \varphi_m(Z_r, \omega) \times \exp[i\Phi_m(R, \omega)] / [\Phi_m(R, \omega)]^{1/2}. \quad (5)$$

Здесь $\varphi_m(z, \omega)$ – собственная функция m -й моды и $\Phi_m(R, \omega)$ – ее адиабатическая фаза на дистанции R :

$$\Phi_m(R, \omega) = \int_0^R \xi_m(r, \omega) dr, \quad (6)$$

где $\xi_m(r, \omega)$ – собственное значение m -й моды.

Выражение $S(\omega)S_0^*(\omega)$ соответствует спектру функции корреляции принятого сигнала с излученным, откуда с помощью обратного БПФ получаем функцию корреляции, огибающая которой и обозначена в формулах (1)–(3) через $P_T(t; \mathbf{q})$. Перед вычислением невязок (2) или корреляций (1) (корреляция корреляционных функций) можно провести дополнительное сглаживание зависимостей $P_E(t)$ и $P_T(t; \mathbf{q})$, например, гауссовой “шапкой” шириной, равной или большей экспериментального времени разрешения, что позволит убрать неконтролируемые высокочастотные выбросы на этих зависимостях.

Из сравнения выражений (4) и (5), в частности, следует, что применение вышеописанной процедуры в модовом представлении звукового поля требует существенно большего числа стандартных операций (вычисления собственных значений мод) в сравнении с лучевым подходом (вычисления собственных лучей). Это связано с тем, что параметры лучей A_l , T_l и N_{cl} не зависят от частоты и вычисляются один раз для заданного вектора \mathbf{q} , в то время как входящие в (5) параметры мод (ξ_m и др.) могут существенно нелинейно зависеть от частоты и, следовательно, вычисляться тем большее число раз, чем шире частотная полоса излучаемого сигнала.

Отметим также, что предлагаемая схема вычисления функционала невязок $F(\mathbf{q})$ между огибающими корреляционных функций $P_E(t)$ и $P_T(t; \mathbf{q})$ отличается от аналогичной схемы согласованных полей [5] тем, что использование в первой из них существенно нелинейной процедуры расчета огибающих не приводит к простым аналитическим выражениям для градиента $\nabla F = \{\partial F / \partial q_k\}$ через известные производные $\partial T_l / \partial q_k$ или $\partial \xi_m / \partial q_k$. Это усложняет поиск минимума функционала $F(\mathbf{q})$, однако и в этом случае можно построить эффективную схему численного вычисления требуемых производных $\partial F / \partial q_k$, например, заменив в (4) $T_l(\mathbf{q})$ на $T_l(\mathbf{q}) + \Delta q_k \partial T_l / \partial q_k$ или в (6) $\xi_m(r, \omega, \mathbf{q})$ на $\xi_m(r, \omega, \mathbf{q}) + \Delta q_k \partial \xi_m / \partial q_k$, рассчитать вместе с $P_T(t; \mathbf{q})$ ее значение в точке, смещенной по k -й компоненте вектора \mathbf{q} на малую величину Δq_k . Очевидно, что эта схема не требует дополнительного расчета параметров лучей или мод, а лишь многократных вычислений БПФ. Такой подход можно использовать и для быстрого вычисления значений функционала (2) в произвольной точке $\mathbf{q} + \Delta \mathbf{q}$ из области параметров $\Delta \mathbf{q}$, для которых справедлива линейная зависимость времен T_l или собственных значений ξ_m от вариаций $\Delta \mathbf{q}$:

$$T_l(\mathbf{q} + \Delta \mathbf{q}) \approx T_l(\mathbf{q}) + \sum_{k=1}^K \Delta q_k \partial T_l / \partial q_k, \quad (7)$$

$$\xi_m(\mathbf{q} + \Delta \mathbf{q}) \approx \xi_m(\mathbf{q}) + \sum_{k=1}^K \Delta q_k \partial \xi_m / \partial q_k.$$

Если область линейности априорно оценивается, то наиболее трудоемкие расчеты собственных лучей или значений звуковых мод нужно будет производить лишь при достижении ее границ. Такая схема легко реализуется и позволит существенно повысить эффективность решения задачи инверсии.

Для исследования принципиальной возможности использования методов согласованного поля во временной области в задачах акустической томографии океана была разработана программа для ЭВМ, позволяющая в лучевом приближении рассчитывать значения функции $K(\mathbf{q})$ в точках \mathbf{q} из заданной прямоугольной области. В качестве вектора параметров $\mathbf{q} = \{q_k\}$ могут быть заданы следующие: Z_s , Z_r , R и первые пять коэффициентов q_{en} разложения вариаций выбранного профиля скорости звука по ЕОФ.

Для условий эксперимента, представленного на рис. 1 и 2, при фиксированной глубине источника звука $Z_s = 148.2$ м были проведены расчеты функции $K(\mathbf{q})$ в следующих интервалах изменения

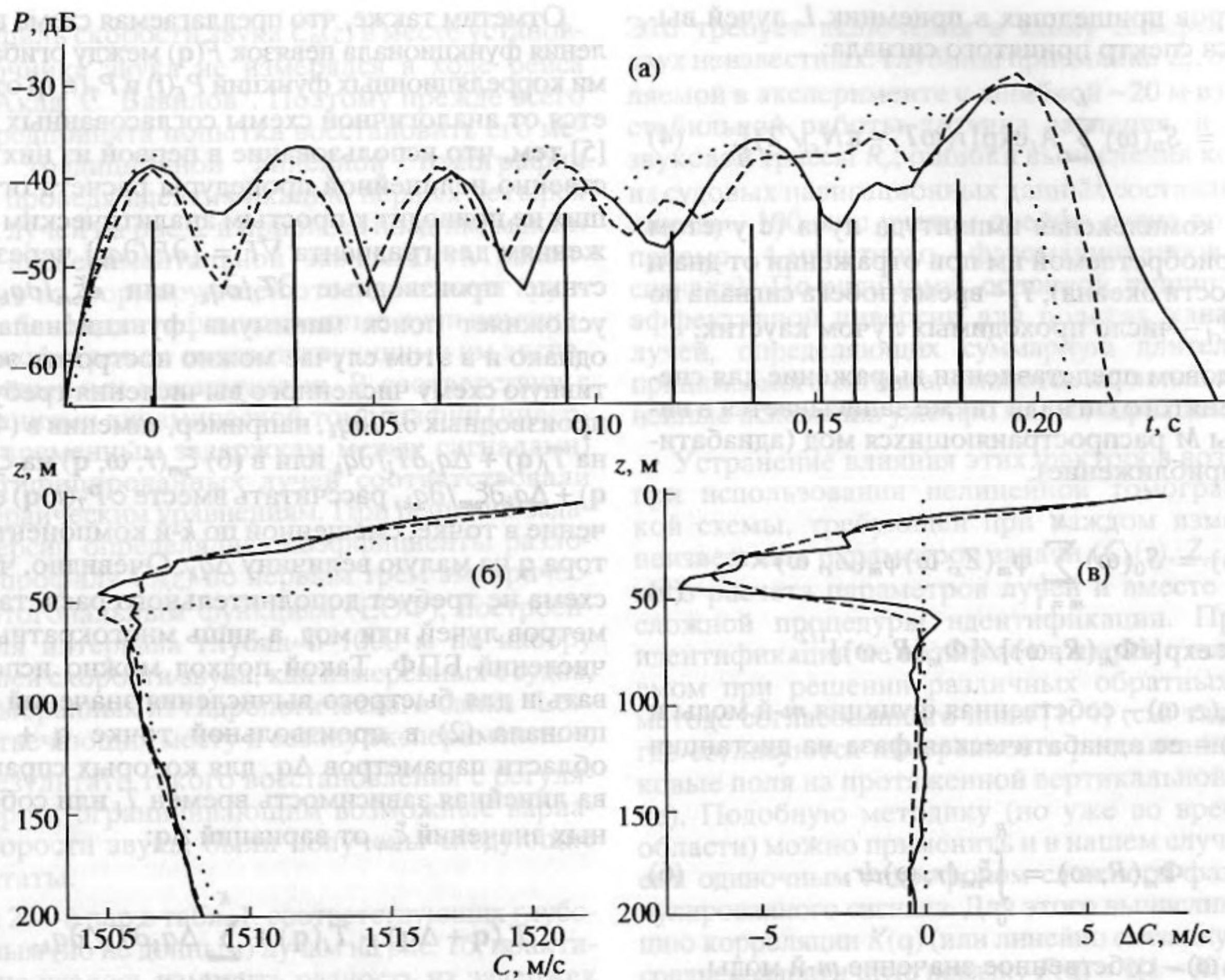


Рис. 3. Результат томографического восстановления скорости звука. Сплошные линии – эксперимент, штриховые – восстановленные, а точечные – исходные (стартовые) зависимости. а – функции корреляции звуковых откликов во временной области, вертикальные линии соответствуют временам прихода лучей в восстановленной среде; б – скорость звука; в – вариации скорости звука относительно исходной.

дистанции до приемника $R = (62.350, 62.500)$ км и его глубины $Z_r = (300, 320)$ м. Профиль скорости звука в месте источника представлялся в виде:

$$C_0(z) = C_{00}(z) + \Delta C_0(z),$$

$$\Delta C_0(z) = \sum_{n=1}^4 q_{en} \delta C_{en}(z), \quad (8)$$

где $C_{00}(z)$ – измеренный профиль скорости звука на дистанции 41 км от источника, $\delta C_{en}(z)$ – профили первых 4-х ЕОФ и $\mathbf{q}_e = \{q_{en}\}$ – вектор их амплитуд из интервала $q_{en} = (-15, 15)$. Таким образом, была получена зависимость корреляции $K(\mathbf{q})$ от 6-ти переменных. Соответствующие вариациям параметров q_{en} профили $C_0(z)$ заметали достаточно широкую область, охватывающую исходный профиль $C_{00}(z)$, среди которых были и существенно выходящие за пределы многолетних гидрологических наблюдений в исследуемом районе. Значения корреляции $K(\mathbf{q})$ для таких профилей не принимались во внимание.

На рис. 3, где представлены корреляционные функции $P(t)$ (рис. 3а), профили $C_0(z)$ (рис. 3б) и вариации $\Delta C_0(z)$ (рис. 3в), исходным условиям ($R = 62.4$ км, $Z_r = 300$ м, $C_0(z) = C_{00}(z)$, $q_{en} = 0$) соответствуют точечные линии. Отвечающее этим условиям значение корреляции $K(0) = 0.78$. Зависимость $K(\mathbf{q})$ оказалась весьма сложной, имеющей большое число локальных максимумов. Однако области значений $K(\mathbf{q}) > 0.9$ отвечали близкие друг к другу профили $C_0(z)$, лежащие в малой окрестности $C_{0m}(z)$, показанного штриховой линией на рис. 3б и 3в (вариации $\Delta C_{0m}(z) = C_{0m}(z) - C_{00}(z)$) и соответствующего максимальному (из всех рассчитанных) значению корреляции $K_m = K(\mathbf{q}_m) = 0.94$ ($Z_m = 315$ м, $R_m = 62.365$ км, $\mathbf{q}_{em} = \{-5.0, 13.7, 5.96, 3.03\}$). Корреляционная функция $P_T(t; \mathbf{q}_m)$, представленная на рис. 3а также штриховой линией, значительно лучше, чем $P_T(t; 0)$ (точечная линия), соответствует экспериментальной функции $P_E(t)$ (сплошная линия). В частности, возросла длительность расчетной функции. Относительные времена прихода рассчитанных для условий \mathbf{q}_m собственных лу-

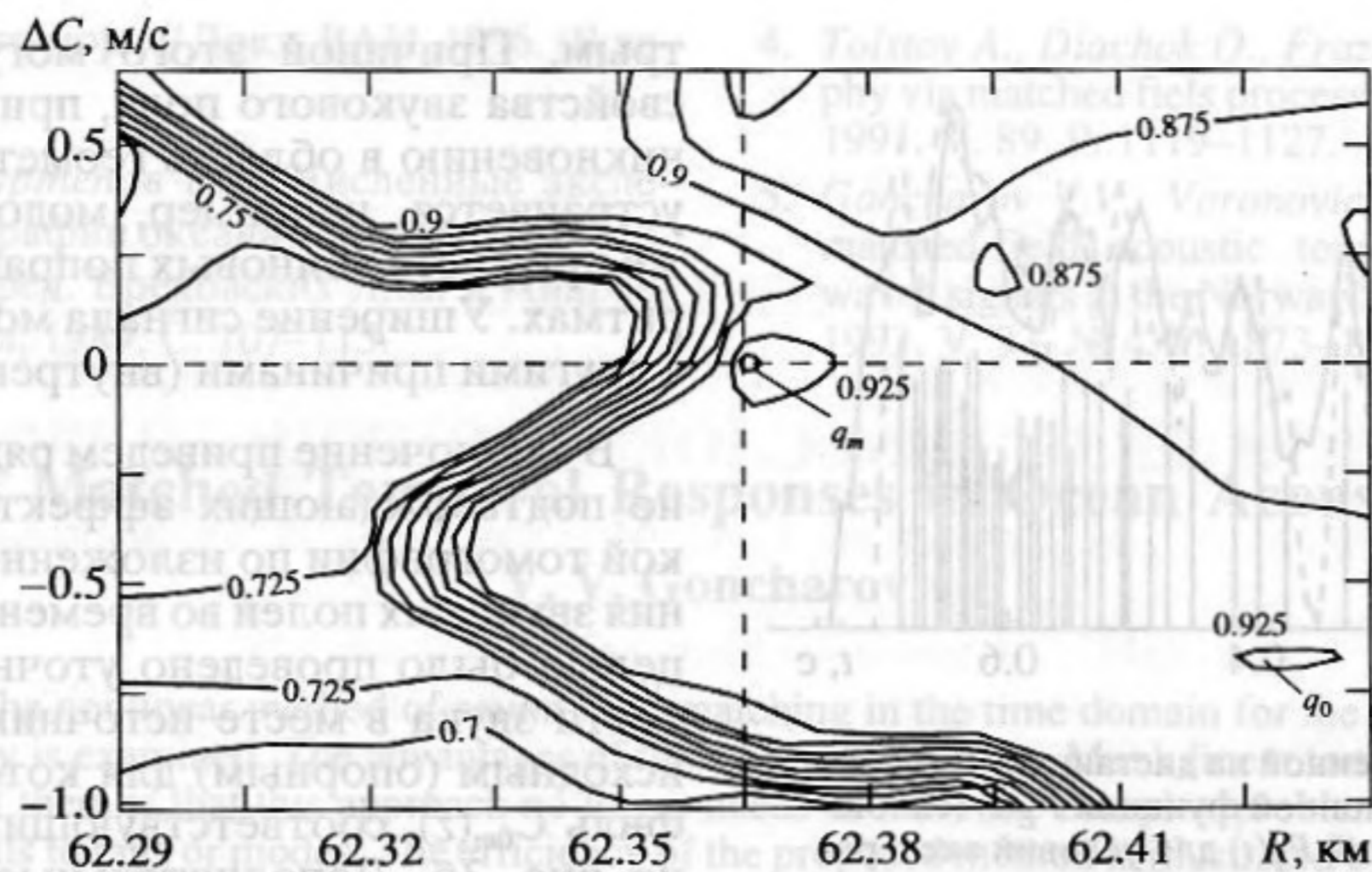


Рис. 4. Картина изолиний функции корреляции $K(\mathbf{q})$ на плоской области $\{R, \Delta C\}$.

чей, показанные на рис. 3а вертикальными линиями и в колонке ΔT_{tm} табл. 1 также заметно сблизилась с полученными в эксперименте (колонка ΔT_e). Однако в заданных диапазонах вариаций параметров задачи ($\Delta C(z)$, R , Z_r) не удалось полностью компенсировать временной сдвиг между 2, 3 и 4-й парами сигналов табл. 1, соответствующих крутым лучам. Сплошными линиями на рис. 3б и 3в показаны профиль скорости звука и его отличие от $C_{00}(z)$ соответственно, полученные западно-европейскими участниками эксперимента "THETIS-2" в результате ХВТ зондирования в 10 км южнее источника тремя днями позже нашего эксперимента. Соответствие этих зависимостей томографически восстановленным профилям скорости звука (штриховые линии) также представляется вполне хорошим.

Из проведенного исследования следует, что в рамках предлагаемой схемы нелинейной лучевой томографии, основанной на методе согласования временных откликов среды, в принципе возможно как восстановление неизвестного поля скорости звука, так и уточнение геометрических параметров эксперимента. Однако, как и в других томографических задачах, одновременное восстановление вариаций скорости звука и расстояния между источником и приемником приводит к дополнительной неоднозначности получаемых решений. Это следует, например, из приведенной на рис. 4 картины изолиний функции $K(\mathbf{q})$ на плоской области $\{R, \Delta C\}$, где ΔC соответствует максимальной вариации скорости звука при перемещении точки $\mathbf{q}_e = \{q_{en}\}$ вдоль линии $\mathbf{q}_e = \mathbf{q}_{em} + (\mathbf{q}_{eo} - \mathbf{q}_{em})t$, соединяющей точку \mathbf{q}_{em} с точкой \mathbf{q}_{eo} другого локального максимума функции $K(\mathbf{q})$. Изолинии функции $K(R, \Delta C)$ вытянуты в направлении вектора $\mathbf{q}_0 - \mathbf{q}_m$, т.е. рост дистанции между источником и приемником в какой-то мере эквивалентен

уменьшению вариации скорости звука. Следовательно, в натуральных экспериментах по восстановлению поля скорости звука в среде необходимо как можно более тщательно измерять параметры геометрии эксперимента, или же поле скорости звука, например в экспериментах по определению местоположения источника.

В нашем случае, несмотря на то что точность измерения абсолютных времен распространения звуковых сигналов (~ 10 мс) не позволила непосредственно ввести их в томографическую схему, она оказалась достаточной для дополнительного отбора из получаемых решений. Так, время первого прихода экспериментального сигнала оценивалось как $T_{e1} = 41.18 \pm 0.01$ с. Время распространения сигнала по первому лучу в исходной (стартовой) составляло $T_{rs} = 41.205$ с (см. табл. 1). Аналогичная величина для условий, соответствующих максимуму \mathbf{q}_0 функции $K(\mathbf{q})$, равна $T_{ro} = 41.222$ с. В пределах ошибки определения T_{e1} оказалось лишь время для условий максимума \mathbf{q}_m , равное $T_{tm} = 41.182$ с. Сравнение времен распространения сигналов по лучам с экспериментальной ошибкой определения абсолютного времени позволяет также оценить погрешность восстановления дистанции до источника звука $\Delta R \sim 1500(\text{м/с}) \times 0.01(\text{с}) = 15$ м, а также погрешность определения скорости звука, оценивая из рис. 4 при фиксированном R , например по уровню корреляции $K(\mathbf{q}) = 0.9$, интервал $\Delta C \sim 0.5$ м/с.

Следует иметь также в виду, что проведенный анализ не претендует на нахождение абсолютно-го максимума функции $K(\mathbf{q})$, так как производился лишь простой расчет значений этой функции при различных аргументах. Более полное исследование предполагает привлечение какого-либо алгоритма поиска абсолютного максимума, как

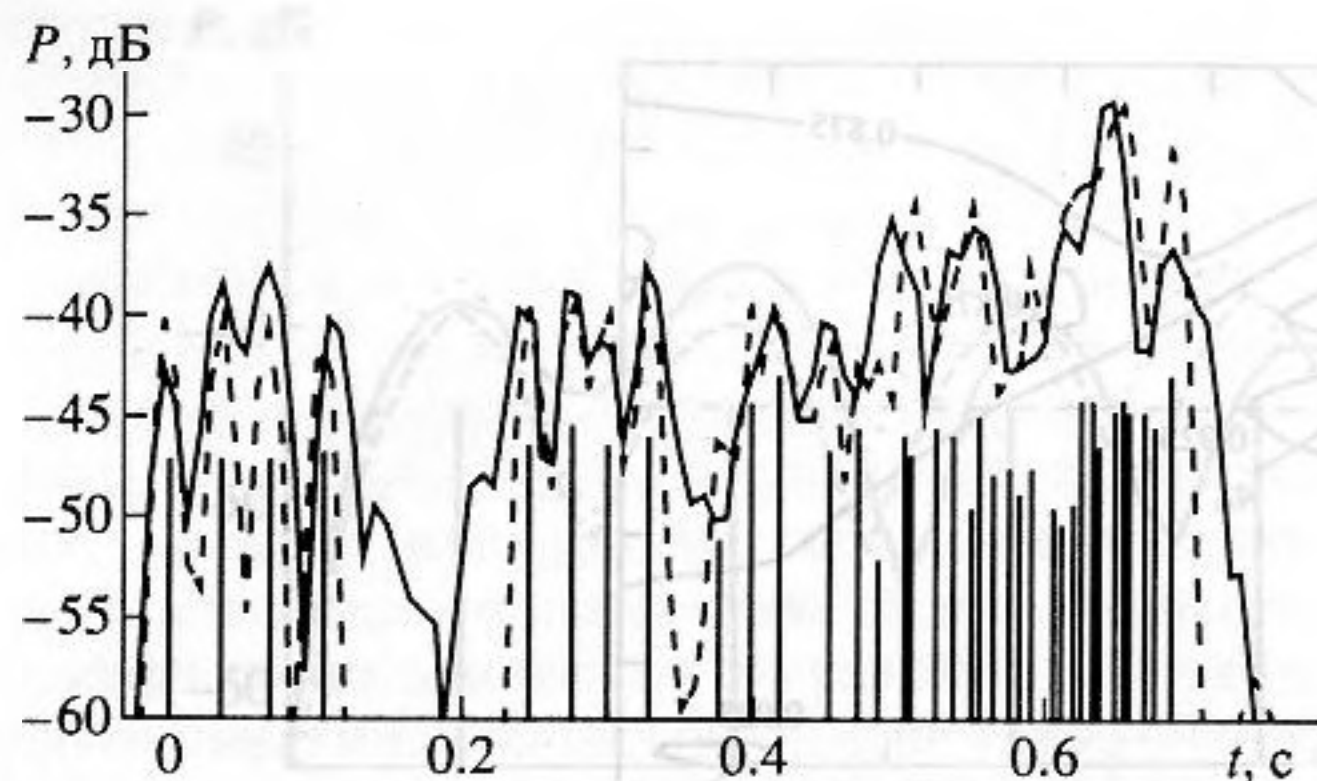


Рис. 5. Сравнение измеренной на дистанции 179.78 км от источника корреляционной функции $P_E(t)$ (сплошная линия) с рассчитанной $P_T(t)$ для условий эксперимента по измеренному полю скорости звука с использованием восстановленного профиля $C_{0m}(z)$ в месте источника (штриховая линия). Вертикальные линии — лучевые приходы.

это делается в задачах по методике согласованных полей.

Заметим также, что в рамках нелинейной лучевой теории можно объяснить присущее многим экспериментальным данным увеличение длительности (“затягивание”) измеренного звукового сигнала по отношению к расчетному при водном распространении (ср., например, кривые на рис. 2). Как показал анализ структуры собственных лучей, это происходит из-за совместного действия следующих причин.

Уменьшение скорости звука в окрестности оси звукового канала в большей мере сказывается на пологих (“медленных”) лучах по сравнению с крутыми (“быстрыми”).

Изменением параметров среды и (или) геометрии эксперимента можно добиться заметного уменьшения скорости распространения сигнала вдоль самого пологого из собственных лучей. Для этого необходимо, чтобы луч выходил из излучателя и приходил в приемник в направлениях, как можно более близких к горизонтальным. Вместе с этим наиболее “быстрый” (самый крутой) из собственных лучей под влиянием тех же изменений параметров может стать еще более крутым, проникнуть в более глубокие слои и в результате будет еще более “быстрым”. Именно такой характер изменения углов выхода и прихода собственных лучей наблюдался при переходе от исходных условий (колонки α_s и α_r табл. 1) к соответствующим максимуму K_m функции $K(q)$ (колонки α_{sm} и α_{rm} той же таблицы).

Эти эффекты могут совместить самые поздние максимумы корреляционных зависимостей $P_E(t)$ и $P_T(t)$, как это видно из рис. 3а, но дальнейший спад расчетной кривой останется более бы-

стрым. Причиной этого могут быть волновые свойства звукового поля, приводящие к его проникновению в область геометрической тени, что устраняется, например, модовым расчетом или же при учете волновых поправок в лучевых алгоритмах. Уширение сигнала может быть связано и с другими причинами (внутренние волны и т.п.).

В заключение приведем ряд факторов, косвенно подтверждающих эффективность акустической томографии по изложенной схеме согласования звуковых полей во временной области. С этой целью было проведено уточнение профиля скорости звука в месте источника по схеме Манка, исходным (опорным) для которой был взят профиль $C_{0m}(z)$, соответствующий штриховой линии на рис. 3б. Дополнительные вариации $\Delta C(z)$ в этом случае не превышали нескольких см/с. Кроме того, было проведено сравнение измеренных в ходе эксперимента “THETIS-2” корреляционных функций $P_E(t)$ на других дистанциях R с соответствующими им лучевыми расчетами $P_T(t; R)$. Поле скорости звука вдоль этих трасс (кроме точки источника) также было измерено в эксперименте. В результате, если в месте источника в качестве профиля скорости звука взять ближайший из измеренных $C_{00}(z)$, то значение функции корреляции $K_R(1)$ между $P_E(t)$ и $P_T(t; R)$ не превышало 0.8, в то время как для восстановленного профиля $C_{0m}(z)$ были получены значения $K_R > 0.9$ уже для исходных гидрологических и геометрических параметров эксперимента. Пример такого сравнения для дистанции $R = 179.78$ км и профиля $C_{0m}(z)$ представлен на рис. 5 ($K_R = 0.92$). В этой дистанции отклик $P_T(t; R)$ был построен на основе 41-го соединяющего источник с приемником (собственного) луча, времена прихода которых показаны на рис. 5 вертикальными линиями.

Автор глубоко признателен российским и западно-европейским участникам эксперимента “THETIS-2”, предоставившим данные натурных измерений, а также сотрудникам Института океанологии РАН акад. Л.М. Бреховских, А.Г. Вороничу, О.А. Годину, В.М. Куртёпову, Д.Ю. Михину и Ю.А. Чепурину за интерес к работе и ряд ценных замечаний.

Настоящее исследование было выполнено при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 95-05-14616) и гранта INTAS – 93-0557.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Munk W., Worcester P., Wunsch C. Ocean Acoustic Tomography // Cambridge University Press, Cambridge, 1995. P. 433.
2. Годин О.А., Буренков С.В., Михин Д.Ю. и др. Эксперимент по динамической томографии в западной

части Средиземного моря // Докл. РАН. 1996. (В печати).

3. Гончаров В.В., Куртенов В.В. Численные эксперименты по томографии океана // Акустика океанской среды / Под ред. Бреховских Л.М. и Андреевой И.Б. М.: Наука, 1989. С. 107-115.

4. Tolstoy A., Diachok O., Frazer L.N. Acoustic tomography via matched fields processing // J. Acoust. Soc. Amer. 1991. V. 89. P. 1119-1127.

5. Goncharov V.V., Voronovich A.G. An experiment on matched-field acoustic tomography with continuous waves signals in the Norway Sea // J. Acoust. Soc. Amer. 1993. V. 93. № 4. P. 1873-1881.

The Method of Matched Temporal Responses in Ocean Acoustic Tomography

V. V. Goncharov

The potential of the nonlinear method of sound field matching in the time domain for the purpose of acoustic ocean tomography is examined. The advantages of this approach over the Munk linear tomographic scheme is discussed. One of them is that this approach no longer needs to solve the complex problem of assigning measured sound signals to rays or modes. The efficiency of the proposed method is illustrated by reconstructing the sound velocity profile at the source location from experimental tomographic data obtained in the international experiment THETIS-2 in the Mediterranean Sea in 1994. The accuracy of the method is estimated. The uniqueness of solutions is examined for simultaneous recovery of both the velocity of sound in the medium and the geometrical parameters of experiment: the source and receiver depths and separation.

Рассмотрим задачу о волновом поле в океане. Пусть $p(x, z)$ удовлетворяет условиям (7), (8) на уровне $z = 0$, уравнению Гельмгольца в области $z \in (0, H)$ с $\Delta p = -k^2 p$ и $p = 0$ на $z = H$. Векторное поле $\mathbf{u}(x, z)$ удовлетворяет условиям (9) на уровне $z = 0$ и уравнению Гельмгольца в области $z \in (0, H)$ с $\Delta \mathbf{u} = -k^2 \mathbf{u}$ и $\mathbf{u} = 0$ на $z = H$. Фурье имеет вид:

$$\frac{\partial \Psi}{\partial z} = \Psi(0, \mu) \frac{\Psi(\mu, z)}{\Psi(0, \mu)} + \Psi(0, \mu) \frac{\Psi(\mu, z)}{\Psi(0, \mu)} \quad (9)$$

В уравнении Гельмгольца под действием оператора Фурье (1) при $\Delta p = -k^2 p$ получаем уравнение $\Delta \tilde{p} = -k^2 \tilde{p}$ в области $z \in (0, H)$ с $\tilde{p} = 0$ на $z = H$. Действие оператора Фурье (1) на уравнение (10) приводит к уравнению $\Delta \tilde{\mathbf{u}} = -k^2 \tilde{\mathbf{u}}$ в области $z \in (0, H)$ с $\tilde{\mathbf{u}} = 0$ на $z = H$.

$$\frac{\partial \tilde{\Psi}}{\partial z} = \tilde{\Psi}(0, \mu) \frac{\tilde{\Psi}(\mu, z)}{\tilde{\Psi}(0, \mu)} + \tilde{\Psi}(0, \mu) \frac{\tilde{\Psi}(\mu, z)}{\tilde{\Psi}(0, \mu)} \quad (10)$$

Вспомогательная задача (10) для уравнения (10) с краевыми условиями $\tilde{p} = 0$ на $z = H$ и $\tilde{\mathbf{u}} = 0$ на $z = H$ имеет решение $\tilde{p} = \tilde{p}(0, \mu) \frac{\tilde{\Psi}(\mu, z)}{\tilde{\Psi}(\mu, H)}$ и $\tilde{\mathbf{u}} = \tilde{\mathbf{u}}(0, \mu) \frac{\tilde{\Psi}(\mu, z)}{\tilde{\Psi}(\mu, H)}$. Вспомогательная задача (10) для уравнения (10) с краевыми условиями $\tilde{p} = 0$ на $z = H$ и $\tilde{\mathbf{u}} = 0$ на $z = H$ имеет решение $\tilde{p} = \tilde{p}(0, \mu) \frac{\tilde{\Psi}(\mu, z)}{\tilde{\Psi}(\mu, H)}$ и $\tilde{\mathbf{u}} = \tilde{\mathbf{u}}(0, \mu) \frac{\tilde{\Psi}(\mu, z)}{\tilde{\Psi}(\mu, H)}$.

$$\tilde{p}(0, \mu) = \frac{\Psi(0, \mu)}{\tilde{\Psi}(\mu, H)} \quad (11)$$

Вспомогательная задача (10) для уравнения (10) с краевыми условиями $\tilde{p} = 0$ на $z = H$ и $\tilde{\mathbf{u}} = 0$ на $z = H$ имеет решение $\tilde{p} = \tilde{p}(0, \mu) \frac{\tilde{\Psi}(\mu, z)}{\tilde{\Psi}(\mu, H)}$ и $\tilde{\mathbf{u}} = \tilde{\mathbf{u}}(0, \mu) \frac{\tilde{\Psi}(\mu, z)}{\tilde{\Psi}(\mu, H)}$. Вспомогательная задача (10) для уравнения (10) с краевыми условиями $\tilde{p} = 0$ на $z = H$ и $\tilde{\mathbf{u}} = 0$ на $z = H$ имеет решение $\tilde{p} = \tilde{p}(0, \mu) \frac{\tilde{\Psi}(\mu, z)}{\tilde{\Psi}(\mu, H)}$ и $\tilde{\mathbf{u}} = \tilde{\mathbf{u}}(0, \mu) \frac{\tilde{\Psi}(\mu, z)}{\tilde{\Psi}(\mu, H)}$.

$$\tilde{\mathbf{u}}(0, \mu) = \frac{\mathbf{u}(0, \mu)}{\tilde{\Psi}(\mu, H)} \quad (12)$$

Рассмотрим задачу о волновом поле в океане. Пусть $p(x, z)$ удовлетворяет условиям (7), (8) на уровне $z = 0$, уравнению Гельмгольца в области $z \in (0, H)$ с $\Delta p = -k^2 p$ и $p = 0$ на $z = H$. Векторное поле $\mathbf{u}(x, z)$ удовлетворяет условиям (9) на уровне $z = 0$ и уравнению Гельмгольца в области $z \in (0, H)$ с $\Delta \mathbf{u} = -k^2 \mathbf{u}$ и $\mathbf{u} = 0$ на $z = H$. Фурье имеет вид:

$$\frac{\partial \Psi}{\partial z} = \Psi(0, \mu) \frac{\Psi(\mu, z)}{\Psi(0, \mu)} + \Psi(0, \mu) \frac{\Psi(\mu, z)}{\Psi(0, \mu)} \quad (9)$$

В уравнении Гельмгольца под действием оператора Фурье (1) при $\Delta p = -k^2 p$ получаем уравнение $\Delta \tilde{p} = -k^2 \tilde{p}$ в области $z \in (0, H)$ с $\tilde{p} = 0$ на $z = H$. Действие оператора Фурье (1) на уравнение (10) приводит к уравнению $\Delta \tilde{\mathbf{u}} = -k^2 \tilde{\mathbf{u}}$ в области $z \in (0, H)$ с $\tilde{\mathbf{u}} = 0$ на $z = H$.

$$\frac{\partial \tilde{\Psi}}{\partial z} = \tilde{\Psi}(0, \mu) \frac{\tilde{\Psi}(\mu, z)}{\tilde{\Psi}(0, \mu)} + \tilde{\Psi}(0, \mu) \frac{\tilde{\Psi}(\mu, z)}{\tilde{\Psi}(0, \mu)} \quad (10)$$

Вспомогательная задача (10) для уравнения (10) с краевыми условиями $\tilde{p} = 0$ на $z = H$ и $\tilde{\mathbf{u}} = 0$ на $z = H$ имеет решение $\tilde{p} = \tilde{p}(0, \mu) \frac{\tilde{\Psi}(\mu, z)}{\tilde{\Psi}(\mu, H)}$ и $\tilde{\mathbf{u}} = \tilde{\mathbf{u}}(0, \mu) \frac{\tilde{\Psi}(\mu, z)}{\tilde{\Psi}(\mu, H)}$. Вспомогательная задача (10) для уравнения (10) с краевыми условиями $\tilde{p} = 0$ на $z = H$ и $\tilde{\mathbf{u}} = 0$ на $z = H$ имеет решение $\tilde{p} = \tilde{p}(0, \mu) \frac{\tilde{\Psi}(\mu, z)}{\tilde{\Psi}(\mu, H)}$ и $\tilde{\mathbf{u}} = \tilde{\mathbf{u}}(0, \mu) \frac{\tilde{\Psi}(\mu, z)}{\tilde{\Psi}(\mu, H)}$.

$$\tilde{p}(0, \mu) = \frac{\Psi(0, \mu)}{\tilde{\Psi}(\mu, H)} \quad (11)$$

Вспомогательная задача (10) для уравнения (10) с краевыми условиями $\tilde{p} = 0$ на $z = H$ и $\tilde{\mathbf{u}} = 0$ на $z = H$ имеет решение $\tilde{p} = \tilde{p}(0, \mu) \frac{\tilde{\Psi}(\mu, z)}{\tilde{\Psi}(\mu, H)}$ и $\tilde{\mathbf{u}} = \tilde{\mathbf{u}}(0, \mu) \frac{\tilde{\Psi}(\mu, z)}{\tilde{\Psi}(\mu, H)}$. Вспомогательная задача (10) для уравнения (10) с краевыми условиями $\tilde{p} = 0$ на $z = H$ и $\tilde{\mathbf{u}} = 0$ на $z = H$ имеет решение $\tilde{p} = \tilde{p}(0, \mu) \frac{\tilde{\Psi}(\mu, z)}{\tilde{\Psi}(\mu, H)}$ и $\tilde{\mathbf{u}} = \tilde{\mathbf{u}}(0, \mu) \frac{\tilde{\Psi}(\mu, z)}{\tilde{\Psi}(\mu, H)}$.

$$\tilde{\mathbf{u}}(0, \mu) = \frac{\mathbf{u}(0, \mu)}{\tilde{\Psi}(\mu, H)} \quad (12)$$