АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2025, том 71, № 2, с. 232–240

АКУСТИКА ОКЕАНА. ГИДРОАКУСТИКА

УДК 534.221

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ СЛАБОРАСХОДЯЩИХСЯ ПУЧКОВ НА ФОРМИРОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ СТРУКТУРЫ ИМПУЛЬСНЫХ СИГНАЛОВ В ЯПОНСКОМ МОРЕ

© 2025 г. Ю. В. Петухов[a],*, Е. Л. Бородина[a],**

[a]*Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова 46, Нижний Новгород, 603950 Россия*

**e-mail: yuvpetukhov@yandex.ru*

***e-mail: borodina@appl.sci-nnov.ru*

Поступила в редакцию 03.04.2024 г.
После доработки 08.05.2024 г.
Принята к публикации 04.03.2025 г.

Численным моделированием с использованием модовой теории и геометроакустического приближения установлено, что наряду с присутствующими типичными четверками импульсов в пространственно-временной структуре акустического поля появление с малыми задержками по отношению к ним дополнительных сигналов обусловлено формированием в подводном звуковом канале Японского моря слаборасходящихся многомодовых пучков, которым соответствуют гладкие экстремумы у зависимостей пространственного периода интерференции соседних мод и их групповой скорости от номера моды. На примере одной из двух характерных для Японского моря стратификаций скорости звука показано, что при относительно высоких частотах излучения возможна регистрация двух групп дополнительных сигналов, которым соответствуют слаборасходящиеся пучки, сформированные модами сравнительно низких и высоких номеров.

Ключевые слова: океанические волноводы, подводные звуковые каналы, слаборасходящиеся пучки, импульсные акустические сигналы, пространственно-временная структура

DOI: 10.31857/S0320791925020079, **EDN:** IIZDCU

ВВЕДЕНИЕ

В [1] с использованием модовой теории [2] и геометроакустического приближения [2] было показано, что в глубоководном подводном звуковом канале Филиппинского моря при расположении корреспондирующих точек вблизи оси канала возможна регистрация наряду с типичными четверками импульсов дополнительных акустических сигналов, приходящих с малыми временными задержками по отношению к ним в заключительной части всего импульсного отклика. Следует особо отметить, что ранее такие дополнительные акустические сигналы (названные в [3–6] сателлитами) были экспериментально обнаружены Р.А. Вадовым при исследованиях дальнего распространения взрывных сигналов в различных подводных звуковых каналах [3–6]. При этом в [1] было установлено, что появление таких дополнительных сигналов обусловлено формированием в подводном звуковом канале Филиппинского моря слаборасходящегося многомодового пучка рефрагированными модами самых низких номеров, которому соответствует достаточно гладкий минимум у зависимости пространственного периода интерференции соседних мод и — их групповой скорости от номера моды. В общем же случае слаборасходящимся многомодовым пучкам отвечают любые, но достаточно гладкие экстремумы у зависимости периода интерференции соседних мод (или групповой скорости мод) от их номера (см. [7, 8]). Поскольку же выполнение необходимого условия для формирования слаборасходящегося многомодового пучка (см. [7, 8]), а именно, достаточно резкое увеличение градиента скорости звука в подводном звуковом канале Филиппинского моря при удалении от оси канала z_0 имело место в весьма значительном интервале глубин 0.7 км $\le z \le z_0 = 1.1$ км (см. [3, 4]), то гладкий минимум у зависимости групповой скорости мод от их номера присутствовал при изменении частоты излучения в достаточно широком частотном диапазоне [1], в котором и могли уверенно регистрироваться дополнительные акустические сигналы (см. [3, 4]).

Однако дополнительные акустические сигналы регистрировались Р.А. Вадовым также и в различных районах Японского моря (см. [3–5]), в которых зависимость скорости звука $c(z)$ от глубины z существенно отличалась (см. [6, 9]) от аналогичной

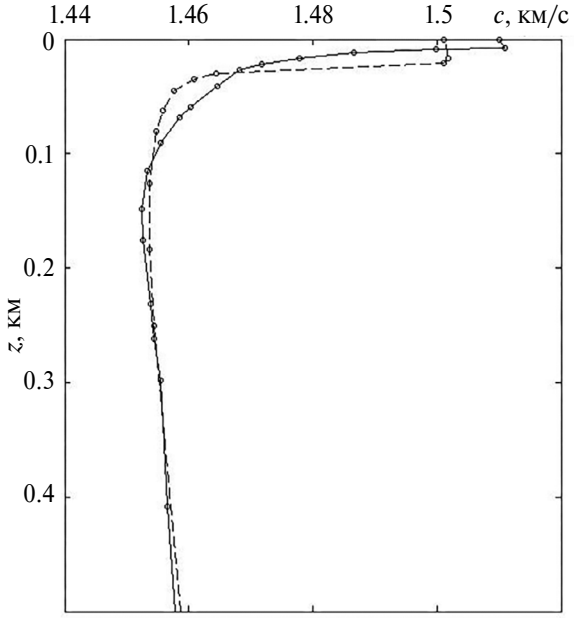

Рис. 1. Зависимости скорости звука $c(z)$ от глубины z для двух районов Японского моря: штриховая линия соответствует [6], сплошная — [9].

зависимости в Филиппинском море (см. [3, 4]), т.к. характеризовалась весьма резким уменьшением скорости звука в интервале глубин $0 < z < 30$ м с расположением оси канала на глубине $z_0 \approx 150$ м (см. рис. 1). Поскольку пространственный масштаб увеличения градиента скорости звука при удалении от оси канала в Японском море на порядок меньше, чем в Филиппинском море (см. [3–6, 9]), то формирование слаборасходящихся многомодовых пучков в Японском море, а следовательно и регистрацию соответствующих им дополнительных акустических сигналов, следует ожидать при относительно более высоких частотах излучения, чем в глубоководном подводном звуковом канале Филиппинского моря.

Именно поэтому настоящая работа, являющаяся фактически продолжением начатых в [1] теоретических исследований, посвящена изучению влияния слаборасходящихся многомодовых пучков в характерных для Японского моря подводных звуковых каналах [6, 9] (см. рис. 1) на формирование отвечающих таким пучкам дополнительных сигналов в пространственно-временной структуре акустического поля, экспериментально обнаруженных Р.А. Вадовым (см. [3–6]) при изучении дальнего распространения взрывных сигналов в соответствующих океанических волноводах [6, 9].

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

При проведении соответствующих численных расчетов с использованием известных алгоритмов для модовой теории [2] и геометроакустического приближения [2] воспользуемся двумя зависимостями скорости звука $c(z)$ от глубины z (см. рис. 1), характерными для подводного звукового канала Японского моря (см. [6, 9]), которые аппроксимировались кубическими сплайнами и для более наглядной иллюстрации отличий представлены на рис. 1 только в интервале глубин $0 \le z \le 500$ м. При этом учитывались лишь рефрагированные моды и лучи, нижние горизонты поворота которых не превышали сопряженной глубины z_*, определяемой из очевидного равенства $c(z = 0) = c(z_*)$.

В рамках модовой теории исследовалось поведение зависимостей от номера моды l пространственного периода интерференции соседних мод

$$R_{l,l+1}(l) = \frac{2\pi}{k_l - k_{l+1}} \tag{1}$$

и их групповой скорости

$$v_l(l) = \frac{c_l}{1 - \dfrac{f}{c_l}\left(\dfrac{dc_l}{df}\right)} \tag{2}$$

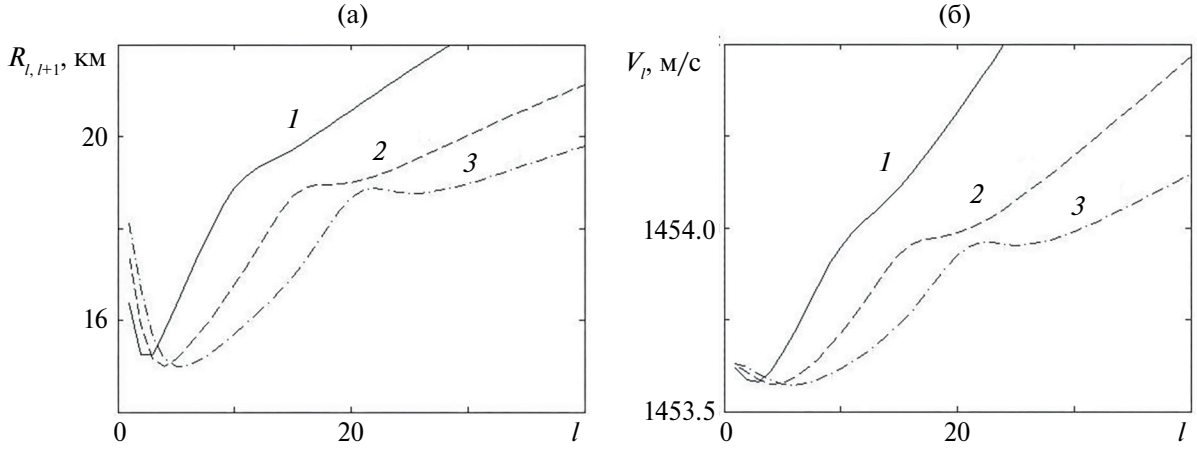

Рис. 2. Соответствующие стратификации $c(z)$ в [6] (см. рис. 1) зависимости от номера моды l (а) — пространственного периода интерференции соседних мод $R_{l,l+1}(l)$ (1) и (б) — их групповой скорости $v_l(l)$ (2) при различных частотах излучения: $f = 400$ Гц (кривая *1*), $f = 700$ Гц (кривая *2*), $f = 10^3$ Гц (кривая *3*).

при различных частотах излучения f = 400, 700 и 10^3 Гц. Здесь $k_l = 2\pi f/c_l$ — горизонтальное волновое число моды с фазовой скоростью c_l.

Как следует из представленных на рис. 2 результатов численных расчетов, у зависимостей $R_{l,l+1}(l)$ (1) (см. рис. 2а) и $v_l(l)$ (2) (см. рис. 2б), соответствующих приведенной в [6] стратификации скорости звука (см. рис. 1), как при относительно низких f = 400 Гц, так и при относительно высоких $f = 10^3$ Гц частотах излучения всегда имеет место гладкий минимум в диапазоне сравнительно низких номеров мод $2 < l < 7$. Поэтому, по аналогии

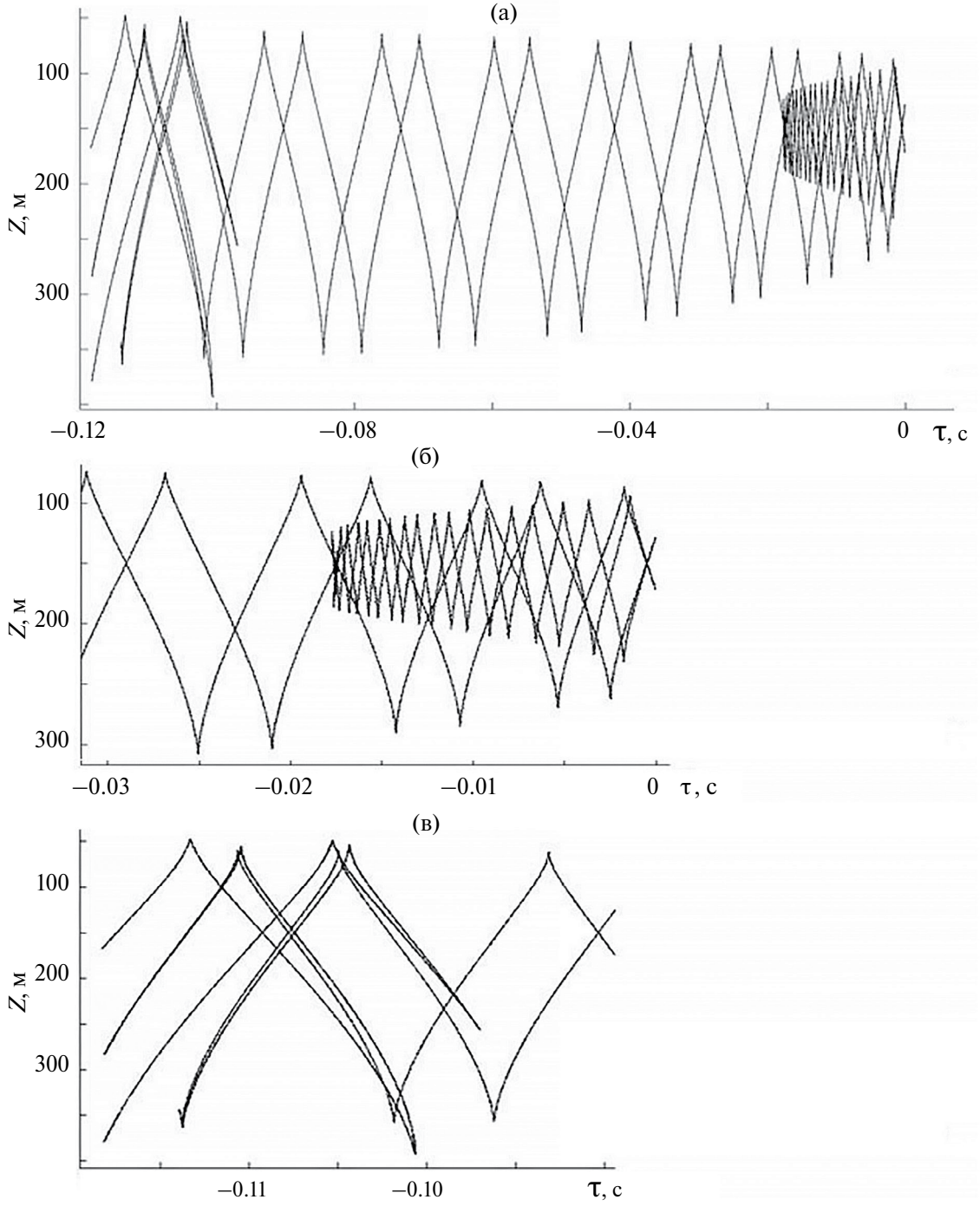

Рис. 3. Соответствующая стратификации $c(z)$ в [6] (см. рис. 1) зависимость от глубины z относительного времени распространения $\tau(z)$ (3) акустических сигналов по лучам, выходящим из расположенного на оси канала источника $z_s = z_0$ = 150 м в диапазоне углов $-4° \leqslant \chi_s \leqslant 4°$: (а) — полная $\tau - z$ диаграмма и (б, в) — характерные ее фрагменты, демонстрирующие приходы дополнительных сигналов на горизонтальном расстоянии r = 200 км.

с подводным звуковым каналом в Филиппинском море (см. [1]), отвечающий этому минимуму у $R_{l,l+1}(l)$ и $v_l(l)$ слаборасходящийся многомодовый пучок формирует дополнительные акустические сигналы в заключительные моменты времени -0.02 с $\le \tau \le 0$ импульсного отклика на $\tau - z$ диаграмме (см. рис. 3). Здесь

$$\tau(z) = t(z) - t_0, \qquad (3)$$

где $t(z)$ — время распространения акустического сигнала вдоль луча на фиксированное расстояние r, t_0 — максимальное время распространения сигнала вдоль соответствующего луча. Следует отметить, что появление этого минимума у $R_{l,l+1}(l)$ и $v_l(l)$ при $2 < l < 7$ (см. рис. 2) обусловлено достаточно плавным увеличением градиента скорости звука при удалении от оси канала в интервале глубин 40 м $\le z \le$ 150 м (см. рис. 1).

Однако, в отличие от ситуации в глубоководном подводном звуковом канале Филиппинского моря (см. [1]), в рассматриваемом здесь канале Японского моря (см. рис. 1) на $\tau - z$ диаграмме отчетливо просматриваются и более ранние приходы дополнительных сигналов во временном интервале -0.12 с $\le \tau \le -0.105$ с (см. рис. 3). Присутствие на $\tau - z$ диаграмме этой группы дополнительных сигналов обусловлено появлением при относительно высоких частотах излучения $f \ge 10^3$ Гц гладких экстремумов (максимума и следующего за ним минимума) у зависимостей $R_{l,l+1}(l)$ (1) (см. рис. 2а) и $v_l(l)$ (2) (см. рис. 2б) в диапазоне сравнительно высоких номеров мод $20 < l < 30$ и, тем самым, формированием соответствующих этим экстремумам слаборасходящихся многомодовых пучков. Вполне очевидно, что появление этих дополнительных экстремумов у зависимостей $R_{l,l+1}(l)$ и $v_l(l)$ (см. рис. 2) при относительно высоких частотах излучения обусловлено наличием весьма резкого увеличения градиента скорости звука при удалении от оси канала в интервале глубин 20 м $< z <$ 40 м (см. рис. 1). При этом, как следует из приведенной на рис. 4 зависимости нормированной величины

$$A_l(l) = |B_l| / \max\{|B_l|\} \qquad (4)$$

коэффициента возбуждения мод $B_l(l)$, интенсивность этой группы дополнительных сигналов при -0.12 с $< \tau <$ -0.105 с может быть заметно меньше интенсивности группы дополнительных сигналов при -0.02 с $< \tau \le 0$ (см. рис. 3).

Из приведенных на рис. 2–4 результатов численных расчетов можно сделать вывод о том, что при проведении экспериментальных исследований распространения взрывных сигналов, характеризующихся весьма широким спектральным составом [6], в рассмотренном выше подводном звуковом канале Японского моря существовала возможность регистрации Р.А. Вадовым двух

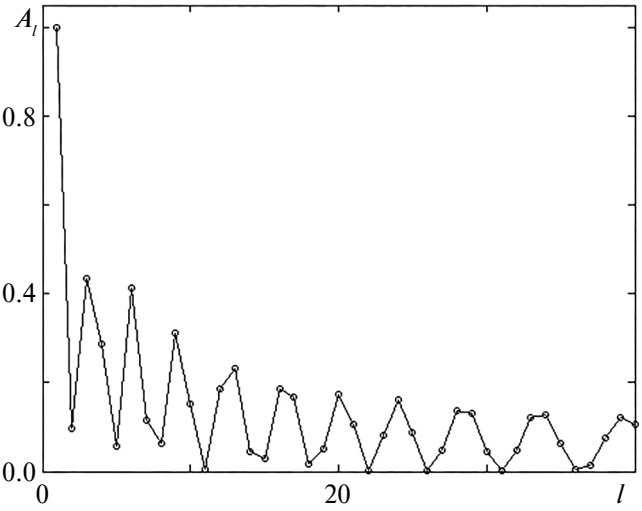

Рис. 4. Зависимость нормированного коэффициента возбуждения мод $A_l(l)$ (4) от их номера l при частоте излучения $f = 10^3$ Гц источника, расположенного на оси $z_s = z_0 = 150$ м канала [6] (см. рис. 1).

групп дополнительных сигналов, которые наряду с типичными четверками импульсов могут формировать достаточно сложную структуру пространственно-временного распределения акустического поля.

Кроме того, представляется также важным обратить внимание на тот факт, что, поскольку каждому (из трех) слаборасходящемуся многомодовому пучку с отвечающим ему гладким экстремумом у $R_{l,l+1}(l)$ (см. рис. 2а) соответствует в геометроакустическом приближении своя система каустик (см. [8, 10]), то с учетом каустик, образующихся лучами, близкими к горизонтально выходящему из источника лучу (см. [10]), в рассмотренном подводном звуковом канале [6] (см. рис. 1) должны сформироваться довольно сложные каустические структуры. Это предположение наглядно подтверждают приведенные на рис. 5а результаты численных расчетов пространственного распределения нормированной на цилиндрическое расхождение волнового фронта $J_0(r,z) = rJ(r,z)$ интенсивности акустического поля $J(r,z)$, полученного при некогерентном суммировании вкладов всех рефрагированных лучей. При этом необходимо учитывать, что реально присущая пространственному распределению интенсивности акустического поля многопучковая структура, адекватно описываемая модовой теорией при когерентном суммировании всех рефрагированных мод (см. рис. 5б) и являющаяся следствием осцилляционной зависимости коэффициента возбуждения мод $A_l(l)$ (см. рис. 4), несколько затрудняет идентификацию каустических линий, отвечающих соответствующим слаборасходящимся многомодовым пучкам (см. рис. 5б). Естественно, что лишь с ростом частоты излучения увеличивающееся количество пучков в $J_0(r,z)$ при уменьшении

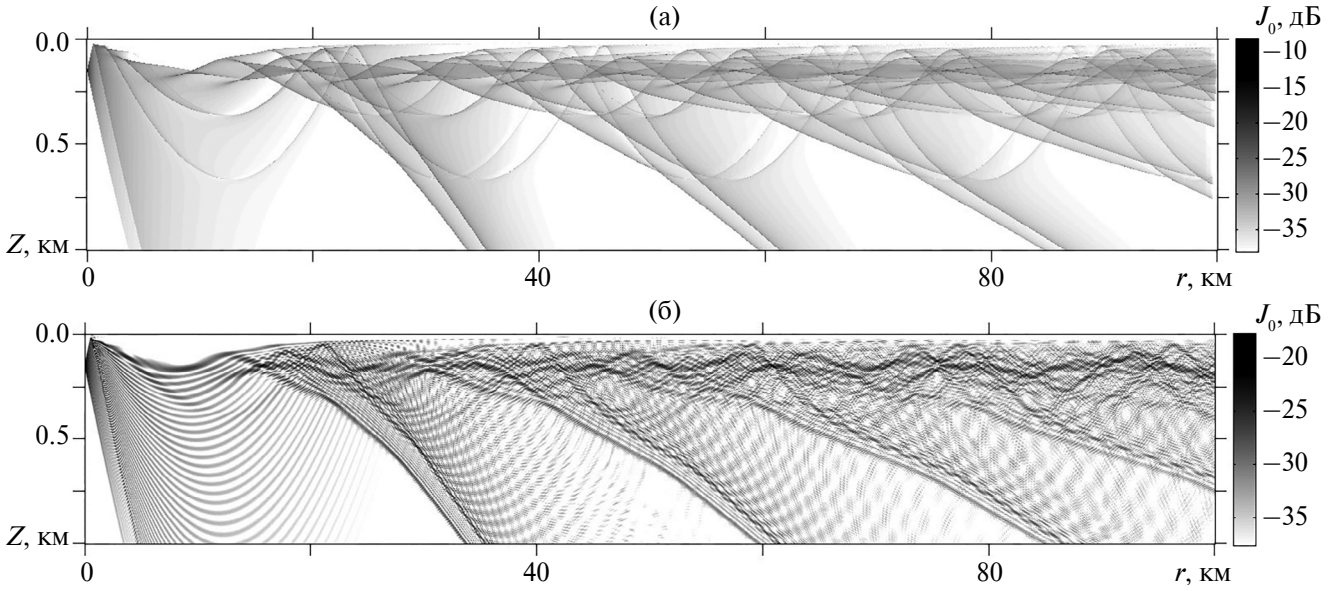

Рис. 5. Представленное в плотностной записи пространственное (по горизонтальному расстоянию r и глубине z) распределение нормированной на цилиндрическое расхождение волнового фронта интенсивности $J_0(r, z)$ акустического поля, полученнное (а) — при некогерентном суммировании вкладов всех рефрагированных лучей с углами выхода из источника при $z_s = z_0 = 150$ м в диапазоне $-14° \leqslant \chi_s \leqslant 14°$ и (б) — с использованием модовой теории при частоте излучения $f = 10^3$ Гц –для канала в [6] (см. рис. 1).

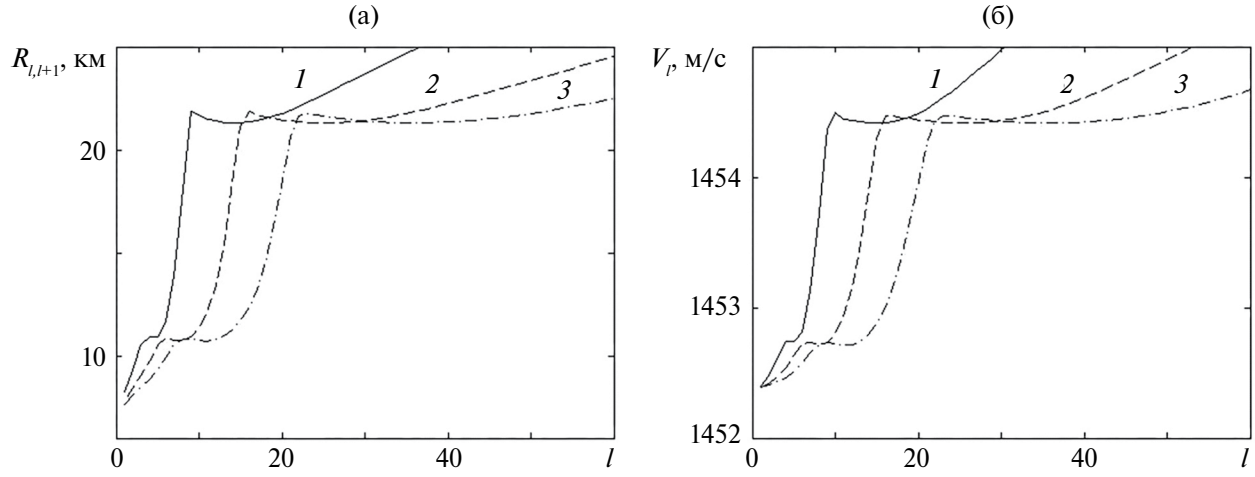

Рис. 6. Соответствующие стратификации $c(z)$ в [9] (см. рис. 1) зависимости от номера моды l (а) — пространственного периода интерференции соседних мод $R_{l,l+1}(l)$ (1) и (б) — их групповой скорости $v_l(l)$ (2) при различных частотах излучения: $f = 400$ Гц (кривая *1*), $f = 700$ Гц (кривая *2*), $f = 10^3$ Гц (кривая *3*).

их ширины (см. [11]) приведет к постепенному сближению приведенных на рис. 5а и 5б зависимостей $J_0(r, z)$ [11]. Однако необходимо учитывать, что с ростом частоты излучения возрастают, как правило, и погрешности в определении волновых чисел мод k_l, приводящие к искажениям пространственной интерференционной структуры акустического поля по мере увеличения горизонтального расстояния и, тем самым, — к затруднениям в определении положений таких когерентных структур, которыми являются каустики в соответствующих пространственных областях.

Рассмотрим теперь поведение зависимостей $R_{l,l+1}(l)$ (1), $v_l(l)$ (2) и $\tau(z)$ (3) для другого подводного звукового канала Японского моря (см. [9]), стратификация скорости звука в котором выше оси канала в интервале глубин 30 м $< z < z_0 = 148$ м заметно отличается от приведенной в [6] (см. рис. 1), поскольку характеризуется более резким увеличением градиента скорости звука с уменьшением глубины при удалении от оси канала. Именно последнее обстоятельство и приводит к изначальному возрастанию зависимостей $R_{l,l+1}(l)$ (см. рис. 6а) и $v_l(l)$ (см. рис. 6б) в диапазоне сравнительно низких номеров мод $l > 1$

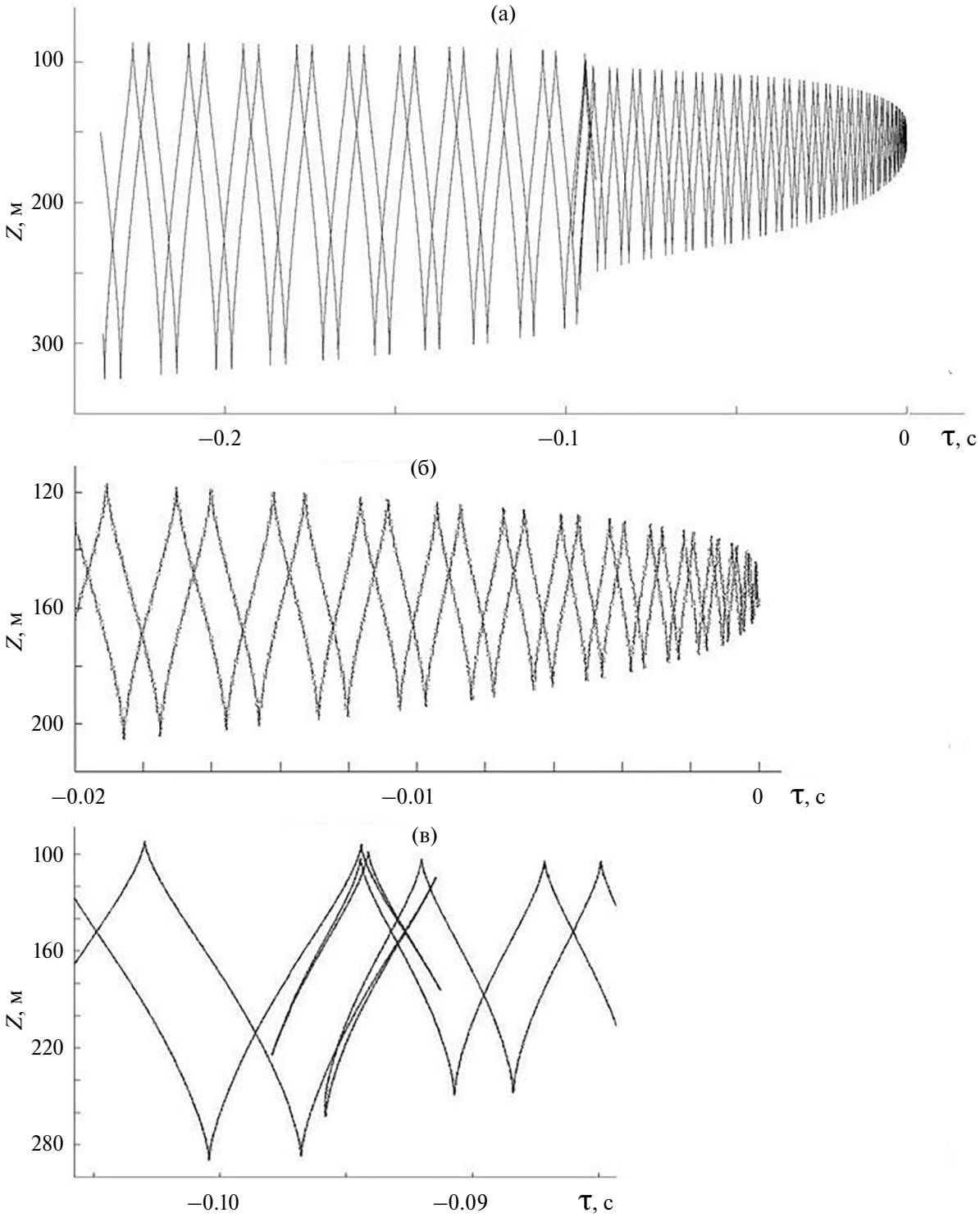

Рис. 7. Соответствующая стратификации $c(z)$ в [9] (см. рис. 1) зависимость от глубины z относительного времени распространения $\tau(z)$ (3) акустических сигналов по лучам, выходящим в диапазоне углов $-4^\circ \leqslant \chi_s \leqslant 4^\circ$ из расположенного на оси канала $z_s = z_0 = 148$ м источника: (а) — полная $\tau - z$ диаграмма и (б, в) — характерные ее фрагменты на горизонтальном расстоянии $r = 200$ км.

и, тем самым, к отсутствию в нем гладкого минимума, имеющего место у $R_{l,l+1}(l)$ и $v_l(l)$ (см. рис. 2) для рассмотренного выше подводного звукового канала [6] (см. рис. 1). Именно поэтому на $\tau - z$ диаграмме отсутствуют приходы дополнительных сигналов в заключительной фазе импульсного отклика -0.02 с $< \tau \leq 0$ (см. рис. 7) в таком канале [9], которые бы отвечали модам соответствующих номеров,

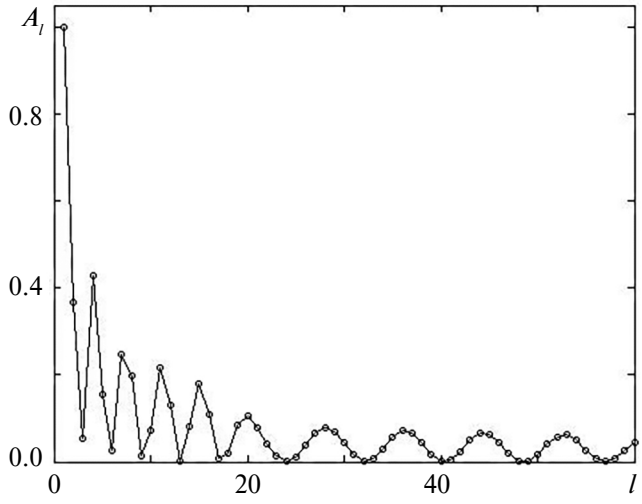

Рис. 8. Зависимость нормированного коэффициента возбуждения мод $A_l(l)$ (4) от их номера l при частоте излучения $f = 10^3$ Гц источника, расположенного на оси $z_s = z_0 = 148$ м канала [9] (см. рис. 1).

в отличие от имеющих место приходов дополнительных сигналов (см. рис. 3) для подводного звукового канала [6]. Тем не менее, по мере приближения к свободной поверхности, вследствие еще более резкого увеличения градиента скорости звука в интервале глубин 5 м < z < 30 м (см. рис. 1) при относительно высоких частотах излучения у зависимостей $R_{l,l+1}(l)$ (см. рис. 6а) и $v_l(l)$ (см. рис. 6б) в диапазоне сравнительно высоких номеров мод $l > 10$ начинают заметно проявляться узкий и следующий за ним достаточно широкий минимумы, которым на $\tau - z$ диаграмме соответствуют приходы дополнительных сигналов во временном интервале –0.09 с < τ < –0.1 с (см. рис. 7). Отметим, что, несмотря на уменьшение коэффициента возбуждения мод с ростом их номера (см. рис. 8), тем не менее, из-за увеличения ширины гладких минимумов с ростом частоты излучения (см. рис. 6) вклад соответствующих этим экстремумам групп мод в формирование слаборасходящихся многомодовых пучков и отвечающих им дополнительных сигналов будет только возрастать.

Из представленных на рис. 9 результатов численных расчетов пространственного распределения нормированной интенсивности $J_0(r, z)$ акустического поля, полученной при некогерентном суммировании вкладов всех рефрагированных лучей, следует, что в таком подводном звуковом канале [9] (см. рис. 1) также формируются достаточно сложные каустические структуры (см. рис. 9а), отвечающие соответствующим слаборасходящимся многомодовым пучкам, идентификация которых также затруднена при адекватном описании поведения зависимости $J_0(r, z)$ с использованием модовой теории из-за многопучковой структуры акустического поля (см. рис. 9б).

Здесь остается лишь отметить, что аналогичные обнаруженным в [3–6] дополнительные акустические сигналы регистрировались, по-видимому, и при выполнении в [12–14] экспериментальных исследований по распространению

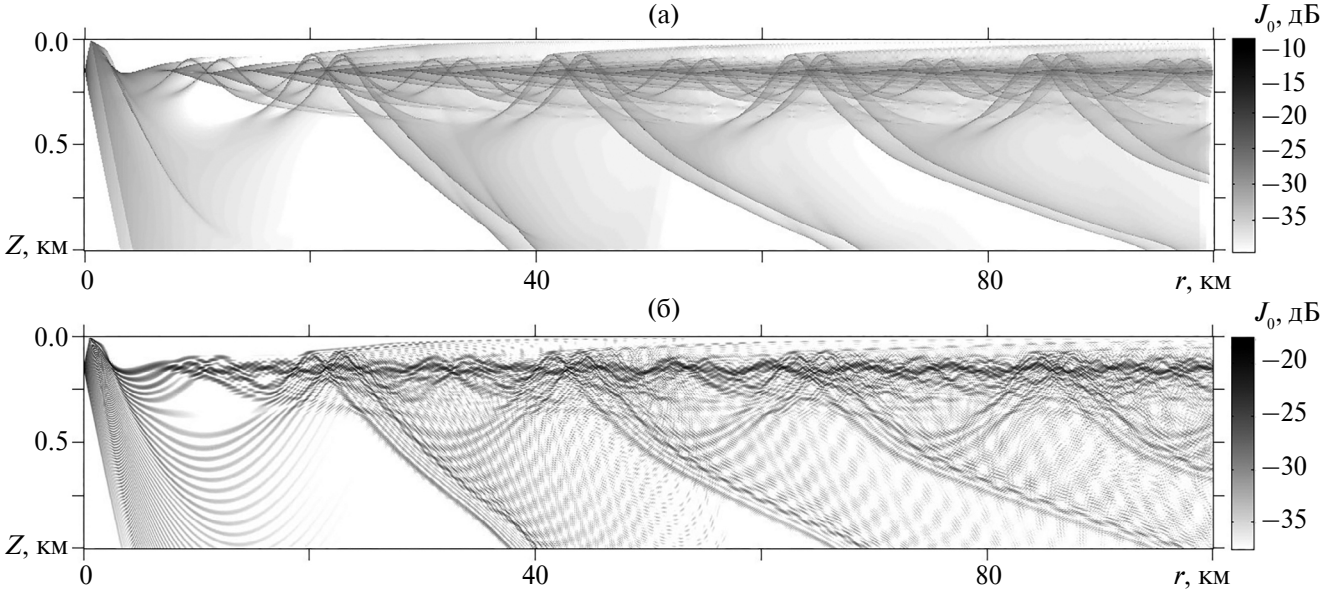

Рис. 9. Представленное в плотностной записи пространственное (по горизонтальному расстоянию r и глубине z) распределение нормированной на цилиндрическое расхождение волнового фронта интенсивности $J_0(r, z)$ акустического поля, полученнное (а) — при некогерентном суммировании вкладов всех рефрагированных лучей с углами выхода из источника при $z_s = z_0 = 148$ м в диапазоне $-16° \leqslant \chi_s \leqslant 16°$ и (б) — с использованием модовой теории при частоте излучения $f = 10^3$ Гц для канала в [9] (см. рис. 1).

широкополосного импульсного излучения из шельфовой зоны Японского моря в его глубоководную часть. Однако для однозначной идентификации таких сигналов в пространственно-временном распределении интенсивности акустического поля в [12–14] необходимо проведение более тщательных теоретических исследований влияния имевших в [12–14] место изменений глубины водного слоя и особенно стратификации скорости звука по трассе распространения на структуру $\tau - z$ диаграмм. При этом необходимо достаточно точное и адекватное частотному спектру излучаемых сигналов описание изменений с горизонтальным расстоянием стратификации скорости звука выше оси канала, существенно влияющих, как показано выше (см. рис. 3, 7), на формирование дополнительных сигналов в пространственно-временной структуре акустического поля.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как отмечалось во Введении, при проведении экспериментальных исследований по распространению взрывных сигналов в Японском море Р.А. Вадовым было обнаружено, что при расположении корреспондирующих точек вблизи оси канала наряду с типичными четверками импульсов регистрировались в определенные моменты времени дополнительные акустические сигналы с малыми задержками (см. [3–6]). Однако каких-либо сопоставлений экспериментальных данных с результатами численных расчетов в [3–6] не было сделано.

Приведенные в настоящей работе результаты теоретических исследований, полученные с использованием модовой теории и геометроакустического приближения [2], позволяют утверждать, что появление таких дополнительных сигналов (см. рис. 3, 7) обусловлено формированием в подводном звуковом канале Японского моря (см. рис. 1) многомодовых слаборасходящихся пучков, которым соответствуют достаточно гладкие экстремумы у зависимостей от номера моды пространственного периода интерференции соседних мод и их групповой скорости (см. рис. 2, 6). При этом на примере приведенной в [6] стратификации скорости звука установлено, что в таком подводном звуковом канале (см. рис. 1) возможна регистрация двух групп дополнительных сигналов (см. рис. 3), первая из которых, обусловленная модами сравнительно высоких номеров, проявляется лишь при относительно высоких частотах излучения, когда только и формируются гладкие экстремумы у зависимости групповой скорости мод от их номера (см. рис. 2). Приходящая же чуть позже вторая группа дополнительных сигналов (см. рис. 3), обусловленная модами сравнительно низких номеров, проявляется как при относительно низких, так и высоких частотах излучения (см. рис. 2). С использованием приведенной в [9] стратификации скорости звука показано, что в таком подводном звуковом канале (см. рис. 1) возможна регистрация лишь одной группы дополнительных сигналов, формируемых модами сравнительно высоких номеров (см. рис. 7).

Приведенные выше результаты теоретических исследований позволяют сделать весьма важный при разработке систем подводного видения вывод о том, что для корректного описания пространственно-временной структуры акустического поля в рефракционных океанических волноводах необходимо с соответствующей спектральному составу излучаемых сигналов точностью определять зависимости скорости звука от глубины, обращая особое внимание на интервалы глубин с заметными изменениями градиента скорости звука.

Данное исследование выполнено в рамках госзадания ИПФ РАН по темам: № FFUF-2024-0035 и № FFUF-2024-0040.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Петухов Ю.В., Бородина Е.Л.* Влияние слаборасходящегося акустического пучка на формирование пространственно-временной структуры импульсных сигналов в подводном звуковом канале // Акуст. журн. 2024. Т. 70. № 2. С. 225–231.
2. *Jensen F.B., Kuperman W.A., Porter M.B., Schmidt H.* Computational ocean acoustics. New York: Springer, 2011. 794 с.
3. *Вадов Р.А.* Временная изменчивость тонкой структуры сигнала в океане // Акуст. журн. 1996. Т. 42. № 4. С. 489–495.
4. *Вадов Р.А.* Региональные различия временной структуры звуковых полей точечного источника, формируемой в подводном канале // Акуст. журн. 2006. Т. 52. № 5. С. 624–635.
5. *Вадов Р.А.* Открытие подводного звукового канала, экспериментальные исследования, региональные различия // Акуст. журн. 2007. Т. 53. № 3. С. 313–328.
6. *Вадов Р.А.* Поле точечного источника в подводном звуковом канале Японского моря // Акуст. журн. 1998. Т. 44. № 5. С. 601–609.
7. *Петухов Ю.В.* Лучевые и дифракционные слаборасходящиеся пучки в океанических волноводах // Акуст. журн. 2011. Т. 57. № 3. С. 409–419.
8. *Petukhov Yu.V.* Conditions for forming weakly diverging acoustic bundles in ocean waveguides // Acoust. Phys. 2009. V. 55. № 6. P. 785–793.
9. *Вадов Р.А.* О временах затягивания сигнала в различных районах океана // Акуст. журн. 1994. Т. 40. № 6. С. 930–934.
10. *Петухов Ю.В., Абросимов Д.И., Бородина Е.Л.* Каустики и слаборасходящиеся пучки лучей в океа-

нических волноводах // Акуст. журн. 2006. Т. 52. № 3. С. 367–374.

11. *Абросимов Д.И., Петухов Ю.В.* Влияние дифракционных эффектов на формирование слаборасходящихся пучков в подводном звуковом канале // Акуст. журн. 1997. Т. 43. № 4. С. 437–447.
12. *Моргунов Ю.Н., Голов А.А., Буренин А.В., Петров П.С.* Исследования пространственно-временной структуры акустического поля, формируемого в глубоком море источником широкополосных импульсных сигналов, расположенным на шельфе Японского моря // Акуст. журн. 2019. Т. 65. № 5. С. 641–649.
13. *Моргунов Ю.Н., Безответных В.В., Голов А.А., Буренин А.В., Лебедев М.С., Петров П.С.* Экспериментальное исследование импульсной характеристики волновода Японского моря с использованием псевдослучайных последовательностей в приложении к навигации удаленных объектов // Акуст. журн. 2021. Т. 67. № 3. С. 291–297.
14. *Буренин А.В., Лебедев М.С., Разживин В.В., Шкрамада С.С., Моргунов Ю.Н.* Экспериментальное тестирование вычислительной программы “RAY” для решения задач акустической дальнометрии на протяженных трассах, включающих шельф и глубокое море // Акуст. журн. 2023. Т. 69. № 5. С. 509–514.

Theoretical analysis of the influence of weakly divergent beams on the formation of the spatio-temporal structure of pulse signals in the Sea of Japan

Yu. V. Petukhov[a],*, E. L. Borodina[a],**

[a]*Applied Physics Institute, Russian Academy of Sciences Nizhny Novgorod, 603950 Russia*

**e-mail: yuvpetukhov@yandex.ru*

***e-mail: borodina@appl.sci-nnov.ru*

Using numerical modeling based on the mode theory and the geometric-acoustic approximation, it was determined that along with the classical quadruples of pulses present in the space-time field structure, the emergence of additional signals with relatively short delays is caused by the formation of weakly divergent multimode beams in the underwater sound channel of the Sea of Japan, which correspond to smooth extrema in the dependences of the spatial interference period of neighboring modes and their group velocity on the mode number. For one of the two sound speed profiles typical for the Sea of Japan, it was shown that at relatively high frequencies it is possible to receive two groups of additional signals, which correspond to weakly divergent beams formed by modes of relatively low and high orders.

Keywords: oceanic waveguides, underwater channels, weakly divergent beams, pulsed signals, space-time structure