

## ВЛИЯНИЕ ФОНОВЫХ ВНУТРЕННИХ ВОЛН НА ИНТЕРФЕРЕНЦИОННУЮ СТРУКТУРУ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ В МЕЛКОМ МОРЕ

© 2007 г. В. М. Кузькин, С. А. Пересёлков\*

Научный центр волновых исследований Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН  
119991 Москва, ул. Вавилова 38  
E-mail: kuzkin@orc.ru

\*Воронежский государственный университет  
394693 Воронеж, Университетская пл. 1  
E-mail: pereselkov@yandex.ru

Поступила в редакцию 14.02.06 г.

Представлены результаты теоретического анализа влияния анизотропного поля фоновых внутренних волн на локализацию интерференционной картины в мелком море. В широком диапазоне частот рассмотрена пространственно-временная изменчивость интерференционного инварианта и “размытость” направления наблюдения интерференционных полос. По отношению к невозмущенному волноводу проанализирована устойчивость интерференционной картины, формируемой как наложением полей различных групп мод, так и отдельными группами мод. Численные расчеты проведены для продольной и поперечной ориентаций акустической трассы относительно направления распространения внутренних волн.

PACS: 43.30.Gv

### ВВЕДЕНИЕ

В интерференционной структуре поля источника в волноводе может быть выделена устойчивая особенность, обусловленная конструктивной интерференцией мод. Она характеризуется рядом параметров, среди которых наибольший интерес представляет интерференционный инвариант (ИИ) [1, 2]. Он определяет смещение частоты излучения, необходимое для выравнивания фаз мод, расфазировка которых вызвана изменением расстояния между корреспондирующими точками. Одной из областей применения принципа ИИ является управление фокусировкой поля путем изменения частоты излучения без изменения распределения начального поля на апертуре [3, 4].

В основной массе работ рассматривались вариации пространственно-частотной интерференционной структуры в условиях, когда характеристики среды неизменны или медленно меняются по трассе, что предполагает отсутствие перекачки энергии из одной моды в другую (см., например, [5–8]). При таких условиях распространения интерференционная картина остается устойчивой. С изменением расстояния она смещается по частоте, существенно не видоизменяясь по форме. В присутствии фоновых внутренних волн (ВВ) формирование звукового поля усложняется. Далее слово “фоновые” по тексту опускается. Многократное рассеяние акустических волн на неоднородностях поля скорости звука вызывает пере-

распределение энергии между модами, что может приводить к разрушению регулярной интерференционной картины [9, 10]. В результате распределение интенсивности становится более равномерным. Эффект снижения степени когерентности, очевидно, повышается с увеличением частоты и накапливается с ростом расстояния.

В мелком море изменчивость ИИ и ширины “размытости” направления наблюдения интерференционных полос в поле ВВ на малых расстояниях от источника ( $\leq 21$  км) в рамках стохастического анализа впервые рассматривалась в работе [11]. Использовалась непродолжительная (180 мин) случайная реализация возмущения модели Гаррета–Манка [12]. Пренебрежение низкочастотной частью спектра и анизотропией поля ВВ ограничивает общность полученных результатов. В анизотропном поле ВВ, характерном для мелководного канала, флуктуации аналогичных параметров интерференционной картины на расстояниях до 100 км впервые обсуждались в [13]. Выбранное время анализа (24 ч) позволяло учитывать длиннопериодные волны.

Данная работа является продолжением исследований [13]. Для модели возмущения, рассматриваемой в [13], в широком диапазоне низких частот проанализированы изменчивость ИИ и ширины “размытости” направления наблюдения интерференционных полос в зависимости от расстояния. Обсуждены временные флуктуации параметров



интерференционной картины. Рассмотрена устойчивость локализации интерференционной картины, образующейся как наложением полей различных групп мод, так и отдельными группами однотипных мод, в анизотропном поле ВВ.

### ПАРАМЕТРЫ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ КАРТИНЫ

Условия распространения звука в океаническом волноводе таковы, что поле эффективно формируется небольшим числом групп конструктивно интерферирующих мод с близкими номерами. Рассмотрим совокупность мод, образующих одну из таких групп.

Согласно [1, 2] ИИ  $\beta_0$  определяется как

$$\beta_0 = (\Delta\omega/\omega_0)/(\Delta r/r_0) = (r_0/\omega_0) \operatorname{tg} \vartheta_0, \quad (1)$$

где  $(\omega_0, r_0)$  – точка локального уровня поля;  $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ ,  $\Delta r = r - r_0$  – приращения частоты и расстояния, отвечающие сдвигу уровня;  $\operatorname{tg} \vartheta_0 = \Delta\omega/\Delta r$  – угловой коэффициент изолиний уровня;  $\omega = 2\pi f$  – циклическая частота. Алгоритм (1) определения ИИ назовем дифференциальным. Величина  $\beta_0$  может быть вычислена также на основе спектрального подхода [11]. В окне  $r_0 - \Delta r \leq r \leq r_0 + \Delta r$ ,  $\omega_0 - \Delta\omega \leq \omega \leq \omega_0 + \Delta\omega$  рассматривается интерференционная картина  $u(r, \omega) = |p(r, \omega)| - |\overline{p(r, \omega)}|$ . Здесь  $|\overline{p(r, \omega)}|$  – амплитуда поля  $p(r, \omega)$ , сглаженного по пространственным и частотным интерференционным биениям. Вне пределов окна полагается  $u(r, \omega) = 0$ . Вычисляется пространственный спектр  $\tilde{u}(k, \tau)$  поля  $u(r, \omega)$ . Далее анализируется распределение спектральной интенсивности  $\Phi(\beta)$  в зависимости от параметра  $\beta = (r_0/\omega_0) \operatorname{tg} \vartheta$

$$\Phi(\beta) = \int_0^{\infty} |\tilde{u}(\rho \cos \vartheta, \rho \sin \vartheta)|^2 \rho d\rho, \quad (2)$$

где  $k = \rho \sin \vartheta$ ,  $\tau = \rho \cos \vartheta$ ,  $(\rho, \vartheta)$  – полярные координаты. Максимум  $\Phi(\beta)$  приходится на значение  $\vartheta = \vartheta_0$ , отвечающее ИИ  $\beta_0$ . Данный алгоритм определения ИИ можно назвать интегральным. Ширина  $\Delta\beta$  функции (2) определяет ошибку в индикации положения максимума функции  $\Phi(\beta)$ , т.е. “размытость” направления наблюдения интерференционной полосы. Значение  $\Delta\beta$  увеличивается по мере уменьшения числа  $\delta l$  конструктивно интерферирующих мод. Далее ширина  $\Delta\beta$  оценивается на уровне  $0.5\Phi(\beta_0)$ .

Величину  $\beta_0$  (1) можно также записать в виде [2, 8]

$$\beta_0 = \beta_l(\omega_0) = - \left[ \frac{c_{zl}(\omega_0)}{c_{\phi l}(\omega_0)} \right]^2 \frac{dc_{\phi l}(\omega_0)}{dc_{zl}(\omega_0)}, \quad (3)$$

где  $c_{\phi l} = (\omega/q_l)$  и  $c_{zl} = (d\omega/dq_l)$  – фазовая и групповая скорости опорной  $l$ -й моды, в окрестности которой моды синфазны. Выражение (3) позволяет, полагая ИИ известным из соотношения (1), определить номер  $l$ .

Обозначим через  $l_{1,2}$  минимальный и максимальный номера когерентных мод в окрестности  $l$ -й моды,  $l_1 \leq l \leq l_2$ . Число  $\delta l$  синфазно возбужденных мод определяется условием

$$F(m) > 0 \text{ или } F(m) < 0, \quad (4)$$

где произведение  $F(m) = \psi_m(z_0)\psi_m(z)$  рассматривается как функция номера  $m$ , имеющая в интервале  $l_1 \leq m \leq l_2$  один и тот же знак [14]. Здесь  $\psi_m(z)$  – собственная функция  $m$ -й моды,  $z_0$  и  $z$  – глубина источника и приемника соответственно. Чем меньше период осцилляций собственных функций по глубине, тем, очевидно, больше число мод  $\delta l$  и соответственно меньше ширина размытости  $\Delta\beta$ . Это показывает, что в общем случае наибольшее значение  $\delta l$  имеют высшие группы мод.

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

### А. Исходные данные

Невозмущенный (в отсутствие ВВ) волновод полагается горизонтально-однородным. Параметры канала и характеристики анизотропного поля ВВ соответствуют Атлантическому шельфу США [13, 15]. Невозмущенное распределение скорости звука по глубине показано на рис. 1. Полуширина окна:  $\Delta r = 0.5$  км,  $\Delta f = 10$  Гц; интервалы дискретизации:  $\delta r = 25$  м,  $\delta f = 0.5$  Гц. Длительность случайной реализации возмущения  $T = 24$  ч, шаг дискретизации  $\delta t = 2$  ч. Рассматриваются продольное ( $\varphi = 0$ ) и поперечное ( $\varphi = \pi/2$ ) направления распространения ВВ относительно ориентации акустической трассы.

Глубина источника  $z_0 = 50$  м, глубина приемника  $z = 40$  м, расстояние  $r$  между ними варьируется в пределах [10–100] км. Диапазоны излучения:  $\Delta f_1 = [100–120]$  Гц,  $\Delta f_2 = [200–220]$  Гц,  $\Delta f_3 = [300–320]$  Гц. Здесь и далее нижние индексы “1, 2, 3” относятся к диапазонам  $\Delta f_1$ ,  $\Delta f_2$  и  $\Delta f_3$ . Алгоритм моделирования анизотропного поля ВВ изложен в работе [15]. Звуковое поле  $p(r, \omega)$  рассчитывалось методом взаимодействия мод [16].

### Б. Результаты расчета

Результаты численного моделирования представлены на рис. 2–8. Рис. 2–5 выполнены для мо-



мента времени  $t_i = 12$  ч одной и той же модельной реализации возмущения среды.

Яркостная картина поля  $|u(r, f)|$  показана на рис. 2. Наблюдается эффект локализации интерференционных полос равного наклона  $\text{tg } \vartheta_{0j}^{(n)}$ ,  $j = 1, 2, 3$ . С увеличением частоты расширяется область локализации полос, внутри которых появляются прерывистые линии равного уровня, наклон которых  $\text{tg } \vartheta_{0j}$  становится отличным от наклона интерференционных полос  $\text{tg } \vartheta_{0j}^{(n)}$ . При этом возрастает чувствительность интерференционной картины по отношению к возмущению среды, что приводит к "размыванию" полос и более равномерному распределению амплитуды. Эта особенность эволюции чувствительности наиболее выражена при продольном направлении распространения ВВ. Угловые коэффициенты изолиний и полос невозмущенного волновода оцениваются как  $\text{tg } \vartheta_{01} \approx \text{tg } \vartheta_{01}^{(n)} \approx 6.50$  Гц/км;  $\text{tg } \vartheta_{02} \approx 10.00$  Гц/км,  $\text{tg } \vartheta_{02}^{(n)} \approx 20.00$  Гц/км;  $\text{tg } \vartheta_{03} \approx 14.50$  Гц/км,  $\text{tg } \vartheta_{03}^{(n)} \approx 40.00$  Гц/км. Для ИИ (1) имеем  $\beta_{01} \approx \beta_{01}^{(n)} \approx 1.74$ ;  $\beta_{02} \approx 1.40$ ,  $\beta_{02}^{(n)} \approx 2.81$ ;  $\beta_{03} \approx 1.38$ ,  $\beta_{03}^{(n)} \approx 3.81$ . С повышением частоты, как видно, различие в значениях угловых коэффициентов  $\text{tg } \vartheta_0$  и  $\text{tg } \vartheta_0^{(n)}$  возрастает. Это объясняется уменьшением числа  $\delta l$  синфазных мод с увеличением частоты, что увеличивает ширину "размытости"  $\Delta\beta$  полос. Для диапазонов  $\Delta f_{2,3}$  суммарная интерференционная картина формируется двумя группами мод, что приводит к уменьшению размеров пространственно-частотной области интерференционной картины и к снижению ее контрастности. Возмущение, в котором имеет место хаотическое наложение различных интерференционных картин, усиливает эффект "размывания" полос с увеличением частоты.

Рис. 3 демонстрирует поведение нормированной функции  $\Phi(\beta)$  (2), т.е.  $\hat{\Phi}(\beta) = \Phi(\beta)/\max[\Phi(\beta)]$  в окрестности расстояния  $r_0 = 29.5$  км. На нем хорошо просматриваются изменения в интерференционной картине по мере наложения полей различных групп мод. В диапазоне  $\Delta f_1$  поле эффективно формируется одной группой мод, для которой форма кривой  $\hat{\Phi}(\beta)$  малочувствительна по отношению к возмущению. В невозмущенном волноводе  $\beta_{01} \approx 1.92$ ,  $\Delta\beta_1 \approx 0.95$ . Наложение еще разрешимых интерференционных полос, создаваемых двумя группами мод, наблюдается в диапазоне  $\Delta f_2$ . Здесь отчетливо проявляется наличие двух максимумов, обусловленных каждой из групп мод, несмотря на то, что горбы от каждой из них в значительной мере перекрываются. Основной мак-

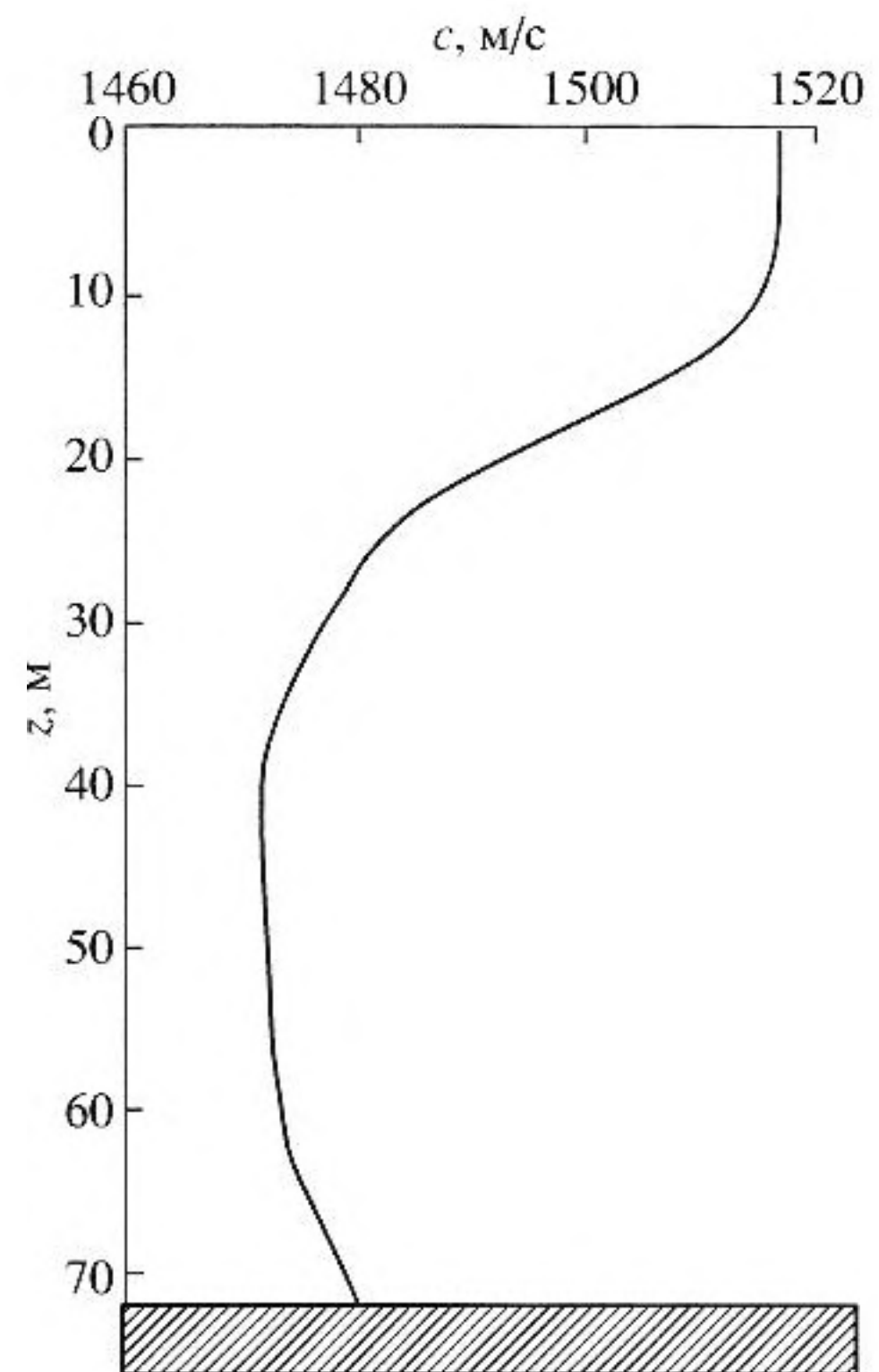


Рис. 1. Невозмущенный профиль скорости звука  $c(z)$ .

симум приходится на группу низших мод. В отсутствие возмущения максимумы  $\hat{\Phi}(\beta)$  приходятся на значения  $\beta_{02}^{(1)} \approx 1.44$  и  $\beta_{02}^{(2)} \approx 2.67$ . Верхние индексы "1, 2" относятся к высшей и низшей группам мод соответственно. Результирующая ширина кривой оценивается как  $\Delta\beta_2 \approx 2.03$ . В диапазоне  $\Delta f_3$ , провал между максимумами практически исчезает. Крайним максимумам отвечают значения  $\beta_{03}^{(1)} \approx 1.72$  и  $\beta_{03}^{(2)} \approx 3.56$ . Ширина кривой  $\Delta\beta_3 \approx 3.08$ . Оценки ИИ, полученные на основе дифференциального (1) и интегрального (2) подходов, близки друг другу. В диапазонах  $\Delta f_{2,3}$  имеет место заметное влияние возмущения на форму зависимости  $\hat{\Phi}(\beta)$ . Это особенно проявляется при продольном направлении распространения ВВ.

Временная изменчивость параметров  $\beta_0(t)$  и  $\Delta\beta(t)$  изображена на рис. 4. Для исключения скачков перехода с одного максимума на другой максимум, отвечающим разным группам мод, значения  $\beta_0$  выбирались по положению первого максимума кривой  $\hat{\Phi}(\beta)$ , соответствующему высшей группе мод. Как видно из рис. 4, флуктуации параметров возрастают по мере наложения полей, формируемых разными группами мод. По резуль-



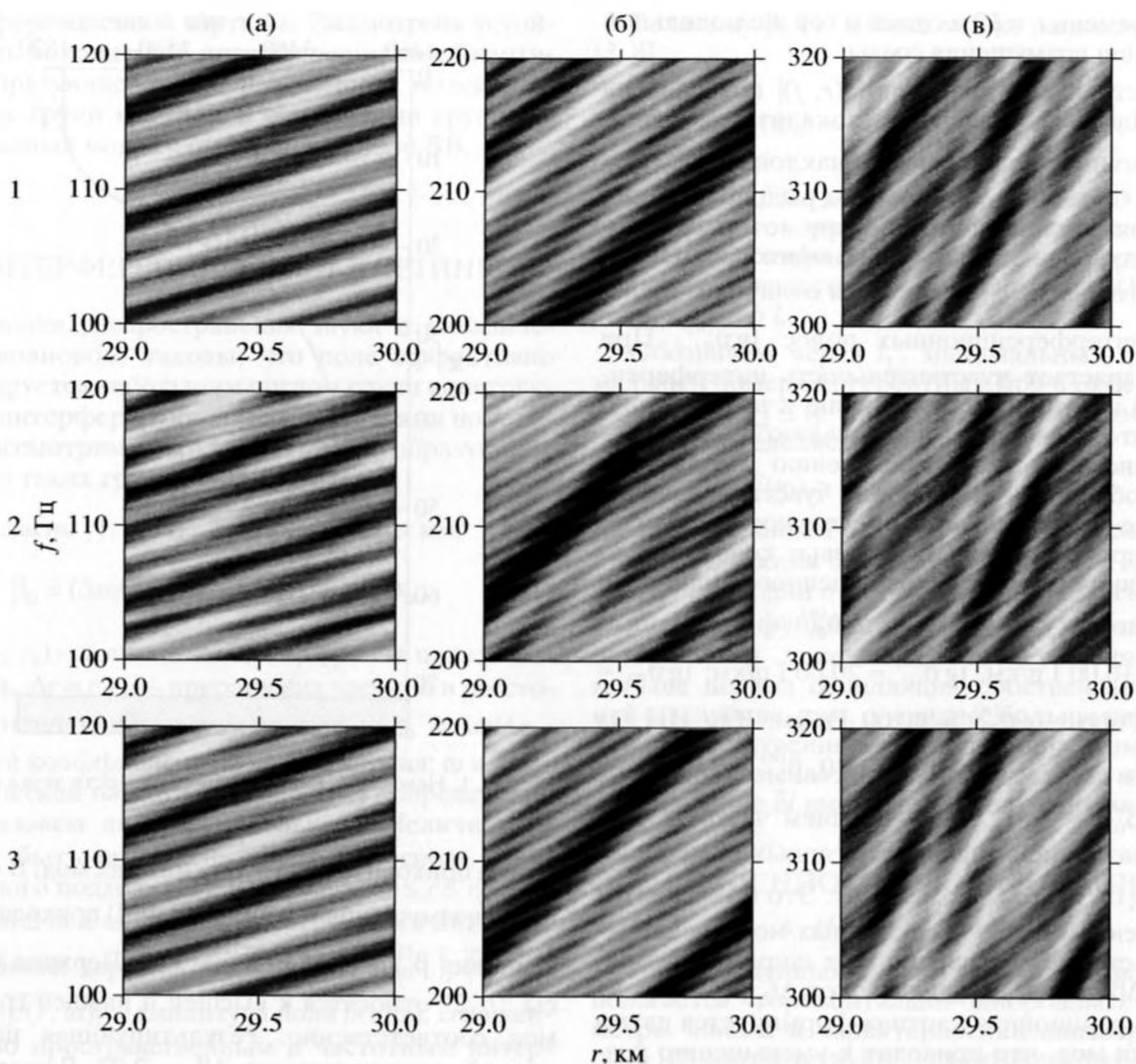


Рис. 2. Яростная картина поля в окрестности расстояния  $r_0 = 29.5$  км: а)  $\Delta f_1 = (100-120)$  Гц; б)  $\Delta f_2 = (200-220)$  Гц; в)  $\Delta f_3 = (300-320)$  Гц. 1 – без ВВ; 2 –  $\varphi = 0$ ; 3 –  $\varphi = \pi/2$ .

татам выборок  $\{x(t_i)\}$ ,  $x = \beta_0, \Delta\beta$ , вычислялись средние значения  $\bar{x}$

$$\bar{x}(r_0) = \frac{1}{I} \sum_{i=1}^I x(r_0, t_i), \quad I = 13. \quad (5)$$

В случае продольного направления распространения ВВ они оцениваются, как  $\bar{\beta}_{01} \approx 1.94$ ,  $\overline{\Delta\beta}_1 \approx 1.15$ ;  $\bar{\beta}_{02} \approx 1.46$ ,  $\overline{\Delta\beta}_2 \approx 2.02$ ;  $\bar{\beta}_{03} \approx 1.69$ ,  $\overline{\Delta\beta}_3 \approx 2.73$ , а при поперечном направлении распространения ВВ –  $\bar{\beta}_{01} \approx 1.99$ ,  $\overline{\Delta\beta}_1 \approx 1.05$ ;  $\bar{\beta}_{02} \approx 1.47$ ,  $\overline{\Delta\beta}_2 \approx 1.95$ ;  $\bar{\beta}_{03} \approx 1.76$ ,  $\overline{\Delta\beta}_3 \approx 2.24$ . В среднем возмущение не приводит к заметным изменениям величин  $\beta_0$  и  $\Delta\beta$  по сравнению с невозмущенным волноводом. Исключением являются значения  $\overline{\Delta\beta}_3$ . В диапазоне

$\Delta f_1$  рассеяние звука на неоднородностях среды мало. Перераспределение энергии между модами данной группы вызывает флуктуации параметров интерференционной картины, но незначительно изменяет их значения в среднем. При этом преимущественно имеет место отток энергии из низших мод, менее затухающих, к высшим модам, более затухающим. Асимметрия потока энергии обогащает спектр мод с высшими номерами и обедняет спектр мод с низшими номерами. С увеличением частоты возрастает рассеяние звука, что приводит к усилению механизма перераспределения энергии как внутри группы, так и между соседними группами мод, формирующими поле. Данный эффект усиливает в среднем отклонения параметра  $\Delta\beta$  по отношению к невозмущенному значению. Таким образом, в присутствии возмущения наложение интерференционных картин



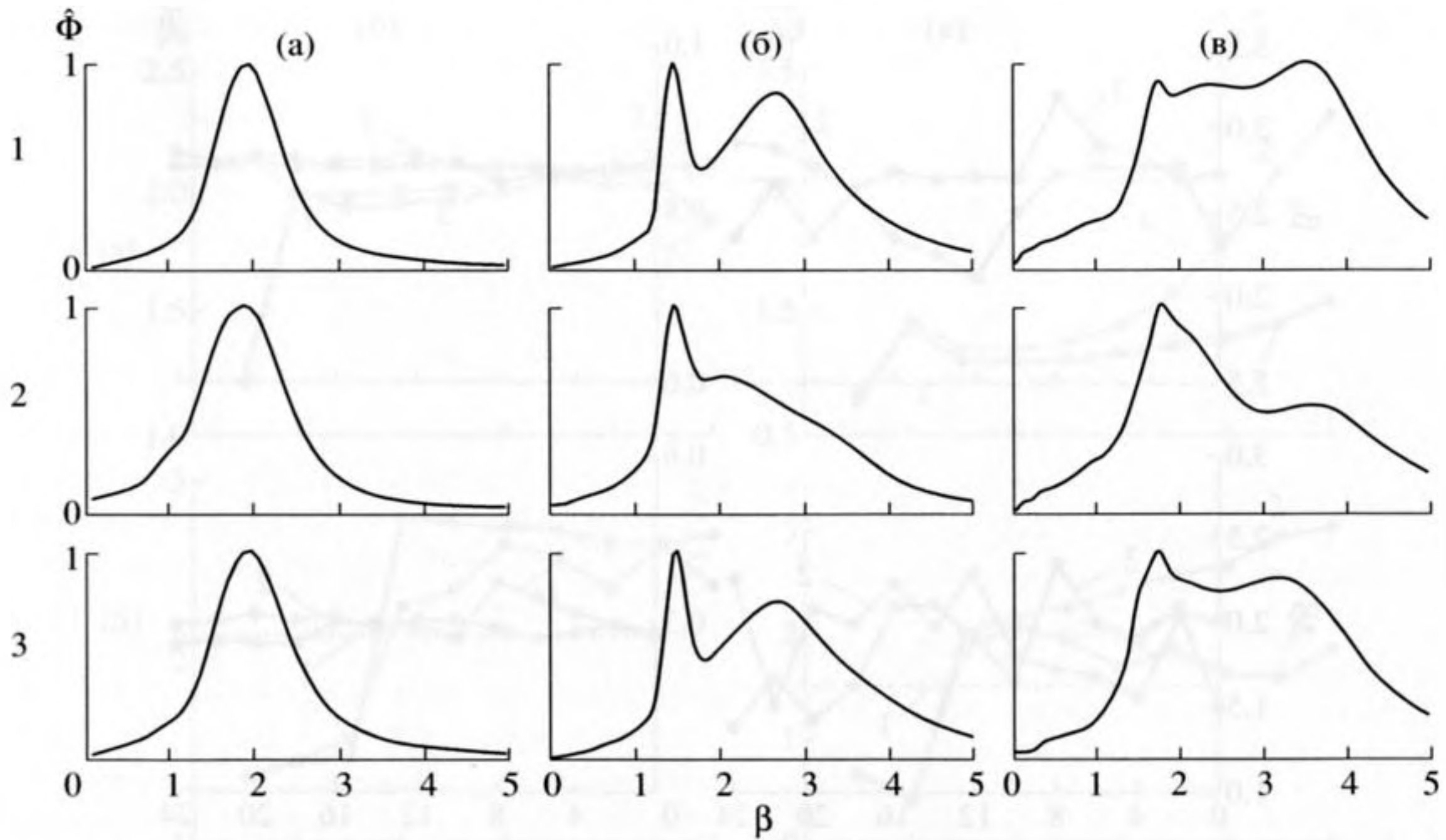


Рис. 3. Зависимость нормированной функции  $\Phi$  от параметра  $\beta$  в окрестности расстояния  $r_0 = 29.5$  км: а)  $\Delta f_1 = (100-120)$  Гц; б)  $\Delta f_2 = (200-220)$  Гц; в)  $\Delta f_3 = (300-320)$  Гц. 1 – без ВВ; 2 –  $\varphi = 0$ ; 3 –  $\varphi = \pi/2$ .

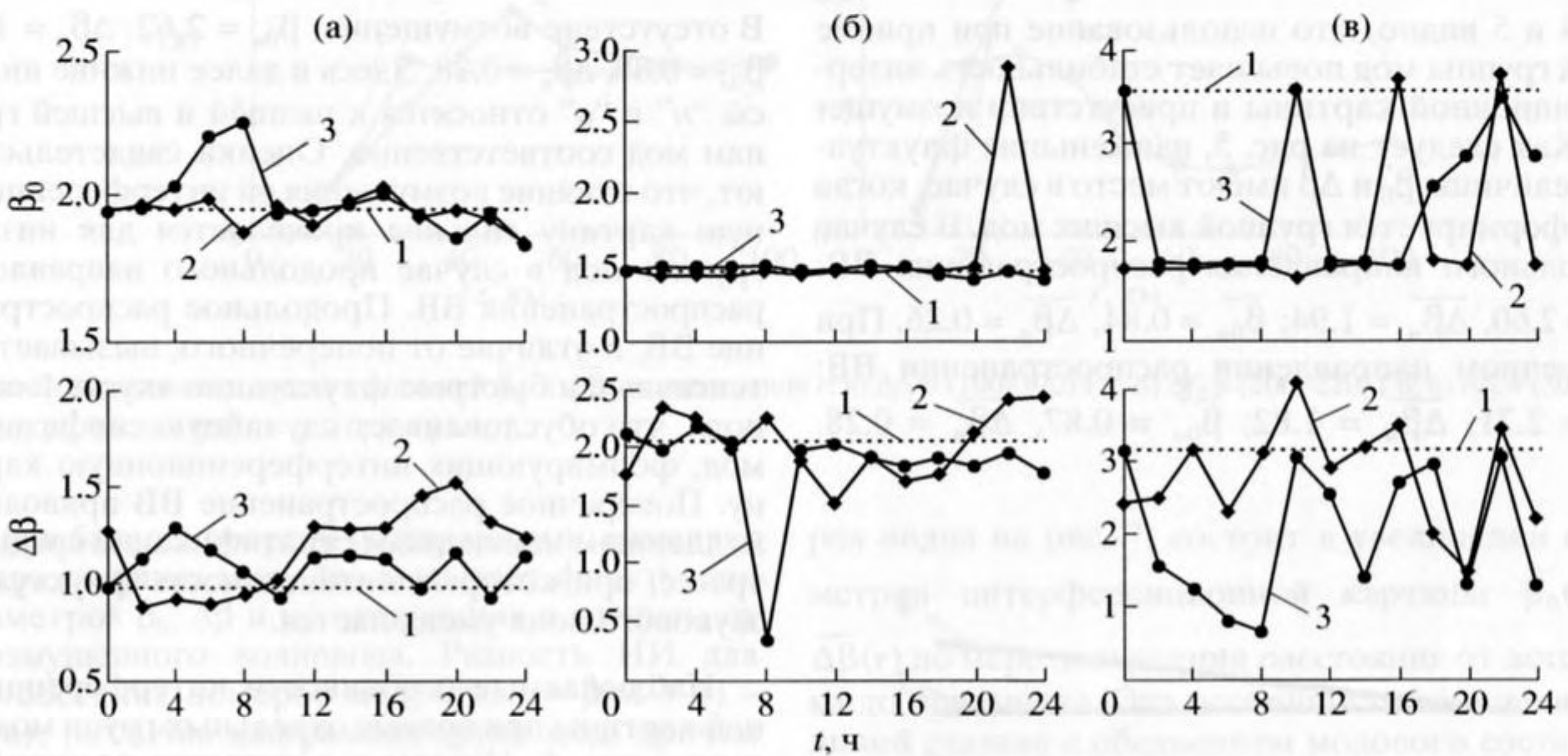


Рис. 4. Зависимости величин  $\beta_0$  и  $\Delta\beta$  от времени  $t$  в окрестности расстояния  $r_0 = 29.5$  км для результирующего поля: а)  $\Delta f_1 = (100-120)$  Гц; б)  $\Delta f_2 = (200-220)$  Гц; в)  $\Delta f_3 = (300-320)$  Гц. 1 – без ВВ; 2 –  $\varphi = 0$ ; 3 –  $\varphi = \pi/2$ .

соседних групп мод приводит к снижению локализации интерференционных полос с увеличением частоты. С возрастанием расстояния влияние этого механизма ослабевает.

Влияние возмущения на интерференционную картину, формируемую различными группами мод, различно. С целью иллюстрации этого положения на рис. 5 представлена временная изменчи-

вость параметров  $\beta_0(t)$  и  $\Delta\beta(t)$  в диапазоне  $\Delta f_2 = [200-220]$  Гц для случая, когда принимается одна группа однотипных мод, т.е. группа “донных” (низших) мод или группа “донно-поверхностных” (высших) мод. Моды с номерами  $m = (1-4)$  относятся к группе низших мод, а моды с номерами  $m = (5-11)$  – к группе высших мод. Эффекты межмодового взаимодействия учитывались для  $M = 11$  числа распространяющихся мод. Из сравнения



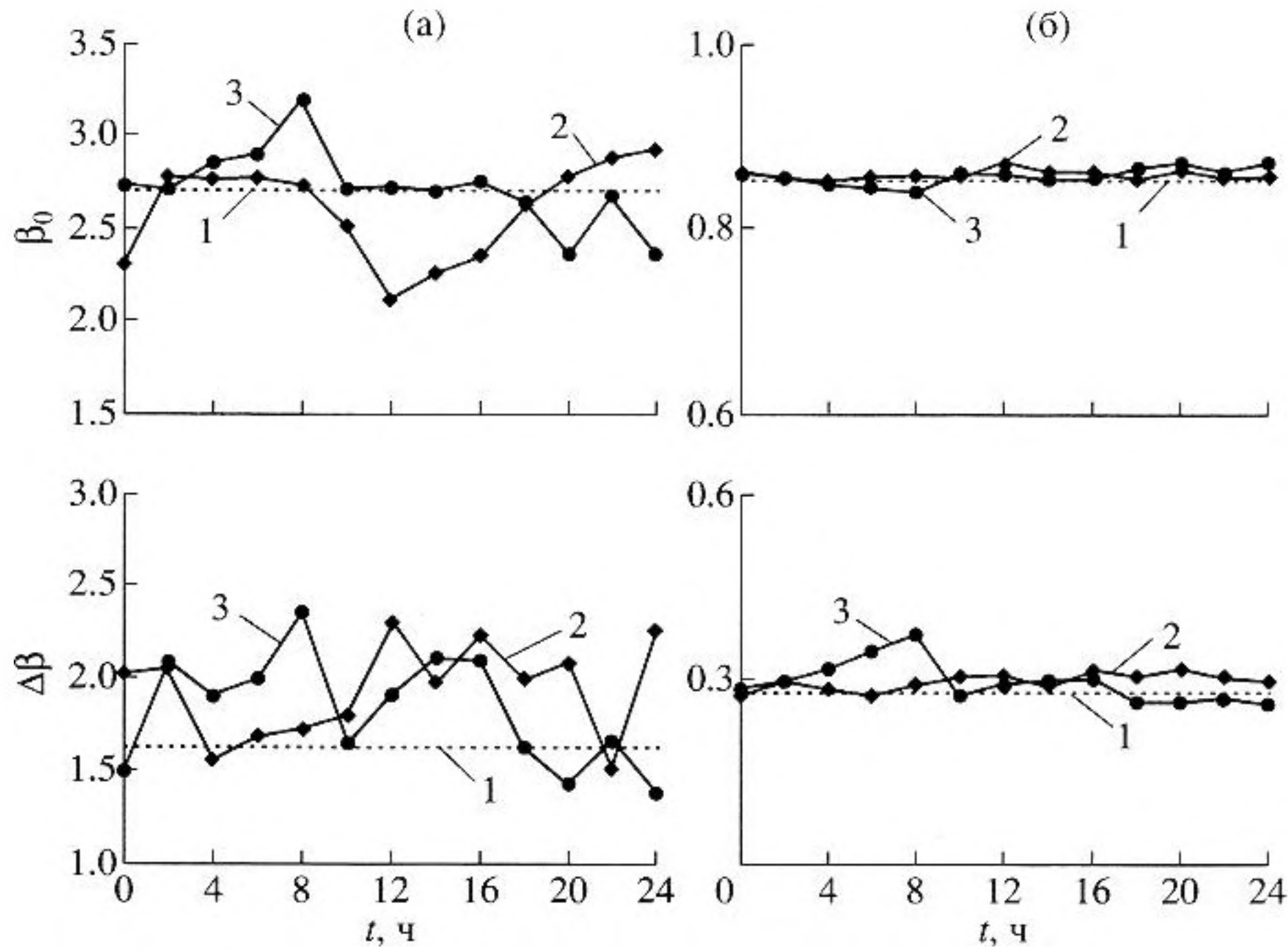


Рис. 5. Зависимости величин  $\beta_0$  и  $\Delta\beta$  от времени  $t$  в окрестности расстояния  $r_0 = 29.5$  км для различных групп мод: а) низшие моды; б) высшие моды. 1 – без ВВ; 2 –  $\varphi = 0$ ; 3 –  $\varphi = \pi/2$ . Диапазон  $\Delta f_2 = (200-220)$  Гц.

рис. 4 и 5 видно, что использование при приеме одной группы мод повышает стабильность интерференционной картины в присутствии возмущения. Как следует из рис. 5, наименьшие флуктуации величины  $\beta_0$  и  $\Delta\beta$  имеют место в случае, когда поле формируется группой высших мод. В случае продольного направления распространения ВВ:  $\overline{\beta_{0n}} = 2.60$ ,  $\overline{\Delta\beta_n} = 1.94$ ;  $\overline{\beta_{0e}} = 0.84$ ,  $\overline{\Delta\beta_e} = 0.26$ . При поперечном направлении распространения ВВ:  $\overline{\beta_{0n}} = 2.71$ ,  $\overline{\Delta\beta_n} = 1.82$ ;  $\overline{\beta_{0e}} = 0.87$ ,  $\overline{\Delta\beta_e} = 0.28$ .

В отсутствие возмущения:  $\beta_{0n} = 2.62$ ,  $\Delta\beta_n = 1.64$ ;  $\beta_{0e} = 0.88$ ,  $\Delta\beta_e = 0.28$ . Здесь и далее нижние индексы “н” и “в” относятся к нижней и высшей группам мод соответственно. Оценки свидетельствуют, что влияние возмущения на интерференционную картину сильнее проявляется для нижней группы мод в случае продольного направления распространения ВВ. Продольное распространение ВВ, в отличие от поперечного, вызывает интенсивные и быстрые флуктуации акустического поля, что обуславливает случайную синфазность мод, формирующих интерференционную картину. Поперечное распространение ВВ приводит к медленным изменениям стратификации среды по трассе, при которых интенсивность флуктуаций звукового поля уменьшается.

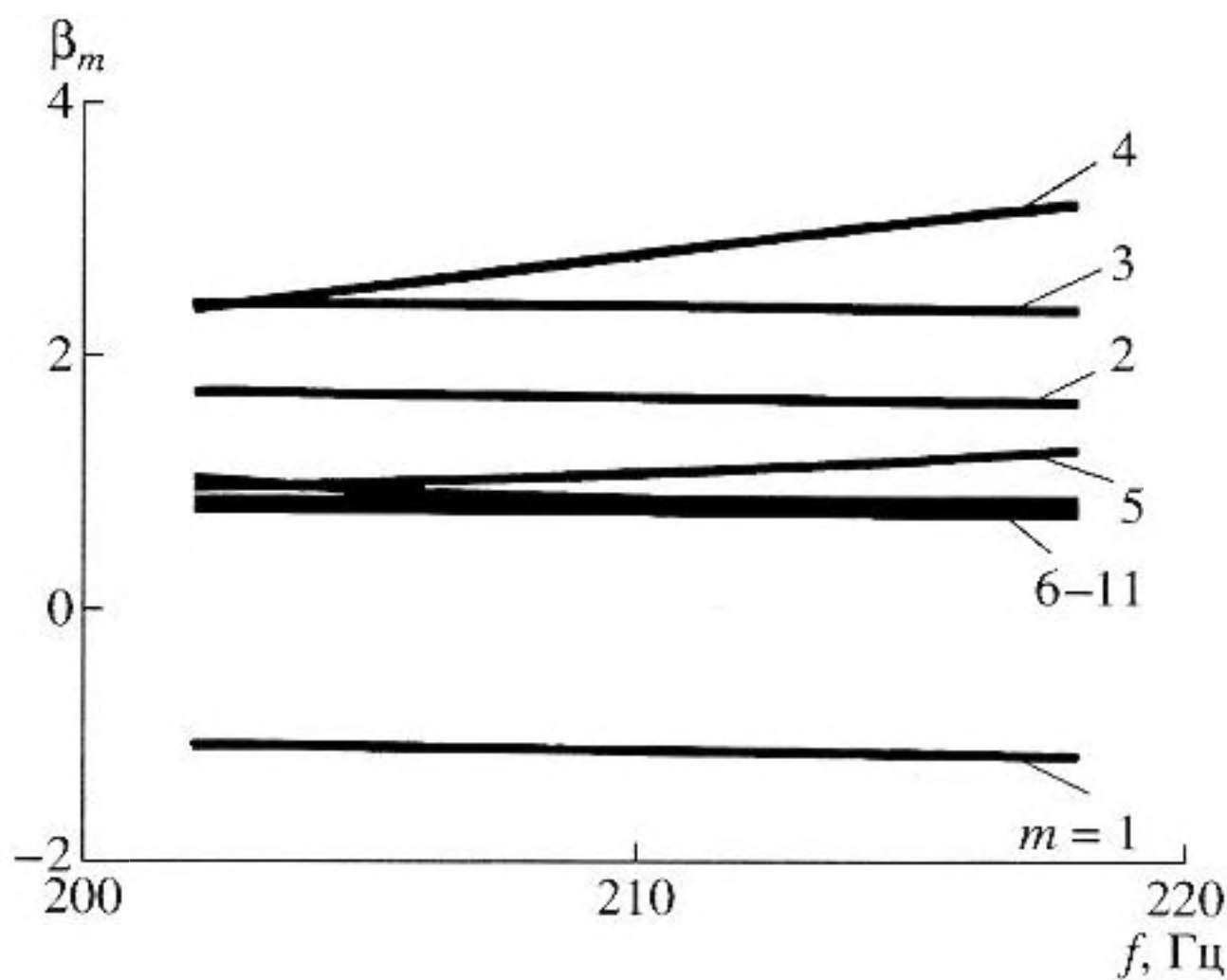


Рис. 6. Зависимость величины  $\beta_m$  от частоты  $f$  при различных номерах моды  $m$  для частотного диапазона  $\Delta f_2 = 200-220$  Гц.

Наблюдаемые особенности интерференционной картины при приеме отдельных групп мод поясняет рис. 6. На нем в отсутствие возмущения приведены результаты расчетов ИИ  $\beta_m(f)$  (3) в зависимости от частоты  $f$  при различных номерах  $m$  мод. Отрицательный знак ИИ у первой моды,  $m = 1$ , объясняется положительной рефракцией звука вблизи дна, где концентрируется поле данной моды. На частоте  $f_0 = 210$  Гц для группы низших мод номер опорной моды  $l_n = 4$ , а для группы высших мод –  $l_e = 7$ . В силу (4) число синфазно возбужденных мод в окрестностях этих номеров оценивается, как  $\delta l_n = 3$  и  $\delta l_e = 5$ . Как и ожидалось, чем меньше число когерентных мод, тем больше ширина размытости интерференционной картины. Возмущение среды, в результате перераспре-



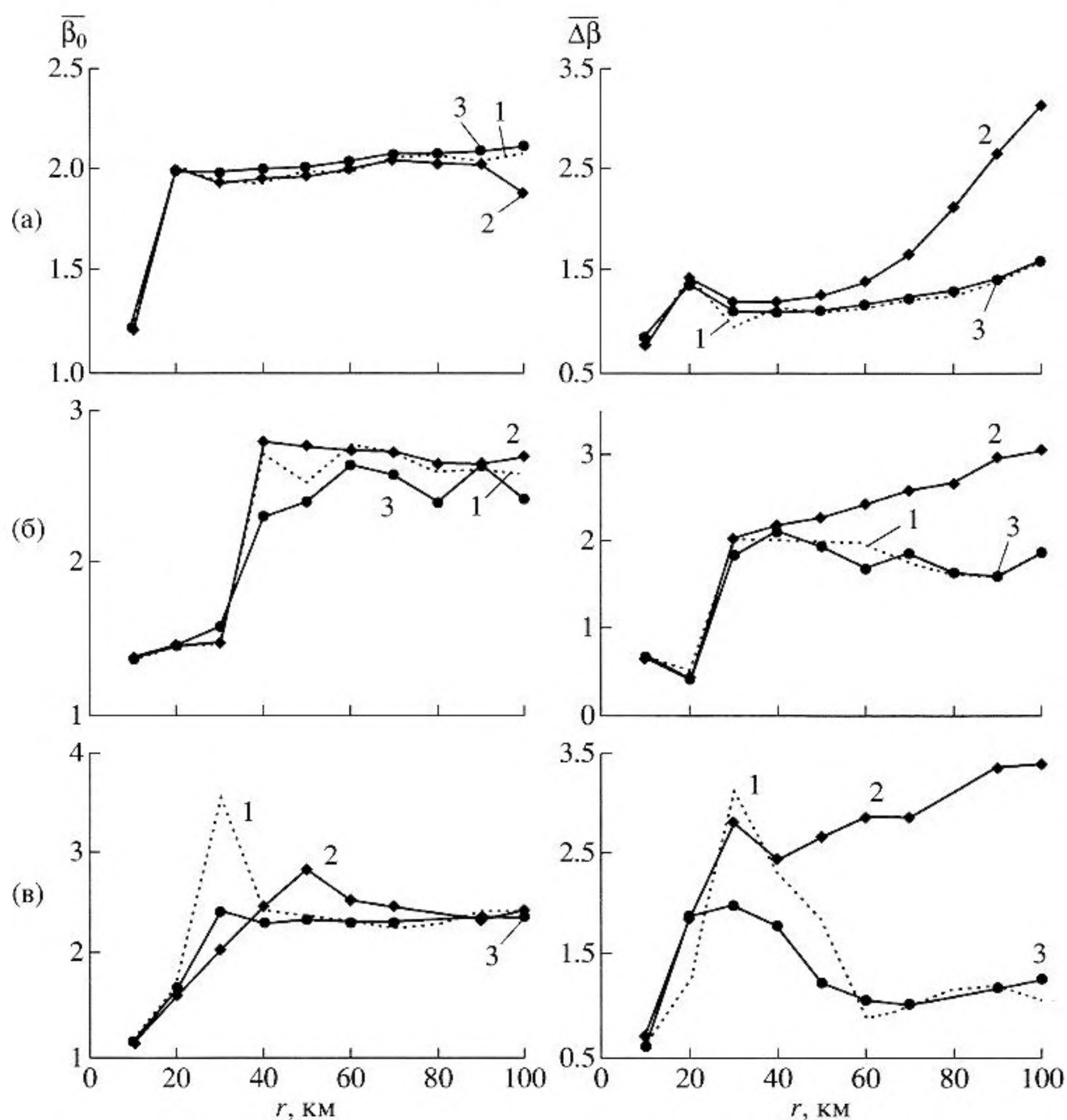


Рис. 7. Зависимость средних значений  $\bar{\beta}_0$  и  $\bar{\Delta\beta}$  от расстояния  $r$ : а)  $\Delta f_1 = (100-120)$  Гц; б)  $\Delta f_2 = (200-220)$  Гц; в)  $\Delta f_3 = (300-320)$  Гц. 1 – без ВВ; 2 –  $\varphi = 0$ ; 3 –  $\varphi = \pi/2$ .

деления баланса энергии между модами, изменяет номера опорных мод. Это вызывает флуктуации параметров  $\beta_0$ ,  $\Delta\beta$  и их отклонения в среднем от невозмущенного волновода. Разность ИИ для двух соседних номеров мод,  $\delta\beta(m) = \beta(m+1) - \beta(m)$ , различна для разных групп мод, причем  $\delta\beta_e(m) \ll \delta\beta_n(m)$ . Поэтому наибольшая устойчивость интерференционной картины прослеживается тогда, когда она формируется группой высших мод.

Рис. 7 демонстрирует поведение средних значений  $\bar{\beta}_0(r)$  и  $\bar{\Delta\beta}(r)$ , рассчитанных по формуле (5), в зависимости от расстояния  $r$  между корреспондирующими точками. Там же приведены аналогичные зависимости  $\beta_0(r)$  и  $\Delta\beta(r)$  в отсутствие возмущения. При наличии двух максимумов значение ИИ выбиралось по положению основного максимума кривой  $\hat{\Phi}(\beta)$ . Общая тенденция, кото-

рая видна на рис. 7, состоит в увеличении параметров интерференционной картины  $\bar{\beta}_0(r)$  и  $\bar{\Delta\beta}(r)$  по мере повышения расстояния от источника до приемника. Эта особенность изменений величин связана с обеднением модового состава за счет затухания высших мод, в результате чего поле на больших расстояниях эффективно формируется группой низших мод. По этой причине на расстояниях  $r \sim 100$  км значения  $\beta_0$  и  $\Delta\beta$  не обнаруживают заметной чувствительности к величине частотного диапазона. Вариации между ними обусловлены дисперсионной характеристикой волноводного распространения. Сравнение с невозмущенным волноводом показывает, что возмущение среды не приводит к заметным изменениям среднего значения ИИ  $\beta_0$ . Однако они становятся существенными для средней ширины “размытости”  $\Delta\beta$  при продольном направлении



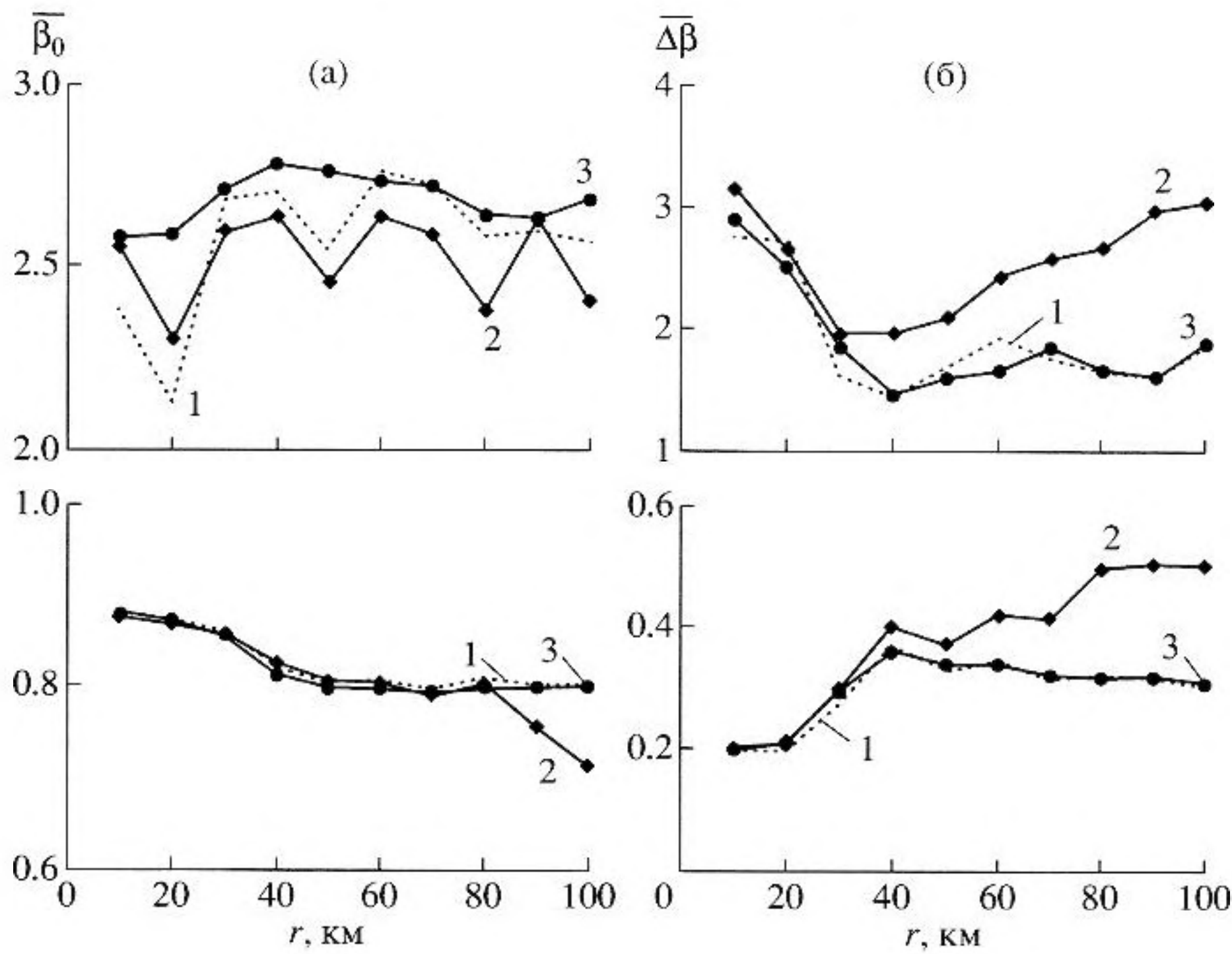


Рис. 8. Зависимость средних значений  $\bar{\beta}_0$  и  $\bar{\Delta\beta}$  от расстояния  $r$  для различных групп мод: а) низшие моды; б) высшие моды. 1 – без ВВ; 2 –  $\varphi = 0$ ; 3 –  $\varphi = \pi/2$ . Диапазон  $\Delta f_2 = (200-220)$  Гц.

распространения ВВ, что связано с уменьшением числа синфазных мод. В диапазоне  $\Delta f_3$  всплески величин  $\bar{\beta}_0$  и  $\bar{\Delta\beta}$  в окрестности расстояния  $r = 30$  км объясняются неразличимостью интерференционных картин, формируемых наложением полей двух групп мод приблизительно одинаковой интенсивности (см. рис. 3). При этом основной максимум поля приходится на группу низших мод. Под воздействием возмущения происходит “размывание” интерференционной картины, основной максимум смещается в область мод высшей группы и интерференционные картины, формируемые разными группами мод, становятся разрешимыми.

Результаты расчета зависимостей  $\bar{\beta}_0(r)$  и  $\bar{\Delta\beta}(r)$  в диапазоне  $\Delta f_2$  для случая, когда принимается одна группа однотипных мод, показаны на рис. 8. Параметры интерференционной структуры полей обеих групп мод демонстрируют устойчивость по отношению к возмущению среды. Исключением являются значения  $\bar{\Delta\beta}$  при продольном направлении распространения ВВ. Как и ожидалось, более высокую чувствительность по отношению к возмущениям поля скорости звука, вызванным ВВ, проявляет интерференционная картина, формируемая модами низшей группы. Наиболее заметно это обнару-

живается для усредненного ИИ  $\bar{\beta}_0$  при продольном направлении распространения ВВ. При этом  $\bar{\beta}_{0н} < \bar{\beta}_{0в}$ ,  $\bar{\Delta\beta}_н \ll \bar{\Delta\beta}_в$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В диапазоне (100–320) Гц на различных расстояниях от источника (до 100 км) проанализировано влияние анизотропного поля ВВ на локализацию интерференционной картины в мелком море. Рассеяние акустических волн на неоднородностях поля скорости звука приводит к снижению контрастности интерференционной картины, в результате чего распределение амплитуды становится более равномерным. Этот эффект зависит от направления распространения ВВ относительно ориентации акустической трассы и усиливается с увеличением частоты. При наложении полей двух разных групп мод, возмущение среды разрушает интерференционную картину, создаваемую низшей группой мод, что приводит к усилению флуктуаций ИИ и ширины размытости картины. Эта особенность, наиболее ярко проявляющаяся при продольном направлении распространения ВВ, связана с преимущественным оттоком энергии от низших мод к высшим модам. Наибольшая устойчивость интерференционной картины наблюдается в случае, когда она формируется одной группой мод. При этом наиболее чувствительной по отношению к возмущениям среды



оказывается поле низшей группы мод. С увеличением расстояния ИИ и ширина размытости интерференционной картины возрастают. Возмущение не приводит к заметным отклонениям среднего значения ИИ относительно невозмущенного волновода. Однако эти отклонения существенны для средних значений ширины "размытости" интерференционной картины при продольном направлении распространения ВВ.

Разумеется, эти заключения не связаны со специальным выбором данной модели волновода. При выборе другой модели мелководной акватории качественная картина изменений параметров интерференционной картины сохраняется, однако их количественные оценки будут другими. Вследствие нелинейной связи между параметрами звукового поля и ВВ, а также стохастичности дифференциальных уравнений, описывающих звуковое поле, полученные количественные результаты не допускают их экстраполяции на модели волноводов с другими характеристиками. В каждом конкретном случае они могут быть получены аналогичным образом. Существенно лишь то, сохраняется ли при этом применимость понятия ИИ, когда интерференционная картина локализована или же понятие ИИ неприменимо, что приводит к образованию спекл-структуры. Рассеяние звука на неоднородностях возмущения не разрушает регулярную интерференционную картину в случае, если амплитуда мод является медленно изменяющейся функцией по сравнению с фазой. Это условие, лежащее в основе формирования понятия ИИ [2], налагает ограничения как на вид рассматриваемого возмущения, так и на расстояния между корреспондирующими точками.

Работа выполнена при поддержке программы фундаментальных исследований Отделения физических наук РАН "Когерентные акустические поля и сигналы" и РФФИ (проект № 05-02-16842).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Чупров С.Д., Мальцев Н.Е. Инвариант пространственно-частотной интерференционной структуры звукового поля в слоистом океане // ДАН СССР. 1981. Т. 257. № 2. С. 475–479.
2. Чупров С.Д. Интерференционная структура звукового поля в слоистом океане // Акустика океана. Современное состояние / Под. ред. Л.М. Бреховских и И.Б. Андреевой. М.: Наука, 1982. С. 71–91.
3. Hodgkiss W.S., Song H.C., Kuperman W.A., Akal T., Ferla C., Jackson D.R. A long-range and variable focus phase conjugation experiment in shallow water // J. Acoust. Soc. Amer. 1999. V. 105. № 3. P. 1597–1604.
4. Кузькин В.М., Пересёлков С.А. Влияние внутренних волн на эффективность фокусировки акустического поля в мелководном океаническом волноводе // XVI сессия РАО. М.: ГЕОС. 2005. Т. 2. С. 169–173.
5. Малкина И.Г., Шевцов В.П. Исследование стабильности интерференционной структуры акустического поля в мелком море // Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 5. С. 870–876.
6. Голанд В.И. О влиянии модели случайной среды на интерференционную структуру звукового поля в акустическом волноводе // Акуст. журн. 1991. Т. 37. № 1. С. 65–72.
7. Кузькин В.М. Влияние изменчивости стратификации океана на интерференционную структуру звукового поля // Акуст. журн. 1995. Т. 41. № 2. С. 344–345.
8. Кузькин В.М. Осцилляции спектральной интенсивности звукового поля в случайно-неоднородной океанической среде // Акуст. журн. 2000. Т. 46. № 3. С. 365–372.
9. Рутенко А.Н. Экспериментальное исследование влияния внутренних волн на частотную интерференционную структуру акустического поля в мелком море // Акуст. журн. 2000. Т. 46. № 2. С. 252–258.
10. Tielburger D., Finette S., Wolf S. Acoustic propagation through an internal wave field in a shallow water waveguide // J. Acoust. Soc. Amer. 1997. V. 101. № 2. P. 789–808.
11. Rouseff D. Effect of shallow water internal waves on ocean acoustic striation patterns // Waves Random Media. 2001. V. 11. P. 377–393.
12. Munk W.H. Internal waves and small-scale processes // Evolution of Physical Oceanography / Ed. B.A. Warren and C. Wunsch. Cambridge, MA: MIT Press. 1981. P. 264–291.
13. Кузькин В.М., Пересёлков С.А., Петников В.Г. Изменчивость интерференционного инварианта в присутствии внутренних волн на океанском шельфе // XVI сессия РАО. М.: ГЕОС. 2005. Т. 2. С. 166–169.
14. Кулаков В.Н., Мальцев Н.Е., Чупров С.Д. О возбуждении групп мод в слоистом океане // Акуст. журн. 1983. Т. 29. № 1. С. 74–79.
15. Кузькин В.М., Лаврова О.Ю., Пересёлков С.А., Петников В.Г., Сабинин К.Д. Анизотропное поле фоновых внутренних волн на морском шельфе и его влияние на распространение низкочастотного звука // Акуст. журн. 2006. Т. 52. № 1. С. 74–86.
16. Кацнельсон Б.Г., Петников В.Г. Акустика мелкого моря. М.: Наука. 1997. 197 с.



## Effect of Background Internal Waves on the Interference Structure of the Sound Field in a Shallow Sea

V. M. Kuz'kin<sup>a</sup> and S. A. Pereselkov<sup>b</sup>

<sup>a</sup> Wave Research Center, Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences,  
ul. Vavilova 38, Moscow, 119991 Russia

e-mail: kuzkin@orc.ru

<sup>b</sup> Voronezh State University, Universitetskaya pl. 1, Voronezh, 394693 Russia

e-mail: pereselkov@yandex.ru

**Abstract**—The results of a theoretical analysis of the effect produced by an anisotropic field of background internal waves on the localization of the interference pattern in a shallow sea are presented. The space–time variability of the interference invariant and the smearing of the observation direction of interference fringes are considered in a wide frequency range. The stability of the interference pattern formed by both the superposition of the fields of different mode groups and separate mode groups is analyzed in comparison with the unperturbed waveguide. Numerical calculations are performed for longitudinal and transverse orientations of the acoustic track relative to the propagation direction of internal waves.