

**МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ
ФЕДЕРАЦИИ**

**Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования
«Национальный исследовательский
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»**

Радиофизический факультет

Направление 03.03.03 «Радиофизика»
Профиль «Фундаментальная радиофизика»

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

«К защите допущен»:

зав. кафедрой общей физики,
д.ф.-м.н., профессор

_____ Бакунов М.И.

Научный руководитель:

зав. отделением геофизических исследований ИПФ РАН,
д.ф.-м.н., профессор

_____ Мареев Е.А.

Рецензент:

должность,
ученая степень, звание

_____ ФИО

Консультант по технике безопасности:

ст. преп. кафедры акустики, к.ф.-м.н.

_____ Дерябин М.С.

Студент 4-го курса

_____ Понур К.А.

Нижний Новгород
2020 год

1. Численное моделирование морского волнения

Традиционный подход к моделированию морского волнения состоит в том, что спектр волнения представляется в виде суммы синусоид (гармоник), амплитуда которых вычисляется по спектру волнения [1а-3а]. Предполагается, что гармоники не взаимодействуют друг с другом, поэтому возвышения поверхности, орбитальные скорости, уклоны и другие характеристики волнения являются их суммой.

1.1. Общие понятия

Определим ряд общих понятий, описывающих возвышение взволнованной морской поверхности в рамках теории случайных пространственно-временных полей. В этом случае поверхность представляется в виде суммы синусоидальных волн со случайными фазами

$$\xi(\vec{r}, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n(\vec{\kappa}_n) e^{i(\omega_n t + \vec{\kappa}_n \vec{r} + \psi_n)}, \quad (1)$$

где ψ_n – случайная фаза, равномерно распределенная в интервале от 0 до 2π , $A_n(\vec{\kappa}_n)$ – комплексная амплитуда гармоники с волновым числом $\vec{\kappa}_n$ и временной частотой ω_n , связанной с $\vec{\kappa}_n$ известным дисперсионным соотношением, полученным в [?]

$$\omega(\kappa) = \sqrt{\kappa g + \alpha \kappa^3},$$

где g – ускорение свободного падения, α – коэффициент, полученный из экспериментов.

Корреляционную функцию $K_\xi(\vec{r}, t)$ поля $\xi(\vec{r}, t)$ определим стандартным образом [?].

$$K_\xi[\vec{r}_1, \vec{r}_2, t_1, t_2] = \langle \xi(\vec{r}_1, t_1) \xi^*(\vec{r}_2, t_2) \rangle \quad (2)$$

Поле высот в нашей задаче считаем стационарным в широком смысле, то есть $K_\xi[\vec{r}_1, \vec{r}_2, t_1, t_2] = K_\xi[\vec{r} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1, \tau = t_2 - t_1]$. Будем считать, гармоники независимыми друг от друга, а значит перекрестные члены в уравнении (2)

занулятся. Корреляционную функцию поверхности (1) несложно посчитать

$$K_\xi[\vec{\rho}, \tau] = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{A_n^2}{2} \exp\{i(\vec{\kappa}_n \vec{\rho} + \omega \tau)\} \quad (3)$$

Для решения задачи моделирования отраженного от морской поверхности импульса достаточно рассматривать мгновенный снимок моделируемой поверхности, в момент отражения а значит можно положить $\tau = \text{const} = 0$ и тогда $K_\xi[\rho, \tau] = K_\xi[\rho]$.

В этом случае справедлива формула Винера-Хинчина [?]

$$S_\xi(\vec{\kappa}) \int_{-\infty}^{\infty} K_\xi[\vec{\rho}] \exp\{-i\vec{\kappa}\vec{\rho}\} d\rho. \quad (4)$$

Будем считать, что спектр морского волнения можно представить в виде функции с разделяющимися переменными, где $S_\xi(\kappa)$ определяет зависимость спектральной плотности мощности от волнового числа, а функция $\Phi(\kappa, \varphi)$ – описывает зависимость спектральной плотности мощности от азимутального угла для выбранного волнового числа

$$S_\xi(\vec{\kappa}) = S_\xi(\kappa) \Phi(\kappa, \varphi),$$

где $\kappa = \sqrt{\kappa_x^2 + \kappa_y^2}$, $\varphi = \arctg \frac{\kappa_x}{\kappa_y}$. Для удобства, угловое распределение нормируется так, чтобы

$$\int_{-\infty}^{\infty} \Phi(\kappa, \varphi) d\varphi = 1$$

Для моделирования будет использоваться спектр волнения, который получен в работе [?] и приведен в разделе отчета 2.1.

1.2. Двумерная модель поверхностного волнения

В соответствии с предыдущим разделом, для моделирования случайной поверхности $\xi(\vec{r}, t)$ будем использовать её представление в виде суперпозиции плоских волн с различными частотами и случайными фазами ψ_{nm} , бегущих

под разными азимутальными углами φ_m [?]:

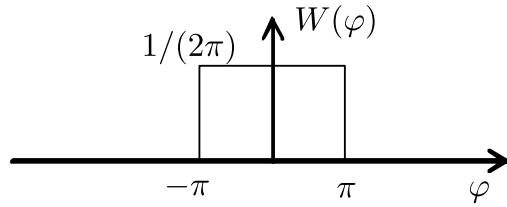


Рис. 1: Плотность вероятности случайной фазы φ .

$$\xi(\vec{r}, t) = \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M A_n(\kappa_n) \cdot F_m(\kappa_n, \varphi_m) \cos(\omega_n t + \vec{\kappa} \vec{r} + \psi_{nm}), \quad (5)$$

где ψ_{nm} – случайная фаза, равномерно распределенная в интервале от 0 до 2π (см. рис. 1). В соответствии с центральной предельной теоремой [?].

Амплитуда n -ой гармоники A_n есть мощность на интервале $\Delta\kappa_n$, которая вычисляется по спектру моделируемой поверхности $S_\xi(\kappa)$. Пользуясь формулами (3) и (4)) получим точное выражение для нахождения амплитуды n -ой гармоники A_n

$$\begin{aligned} \frac{1}{(2\pi)^2} &= S_\xi(\vec{\kappa}) e^{i\vec{\kappa}\vec{\rho}} d\vec{k} = \frac{1}{(2\pi)^2} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\pi}^{\pi} S_\xi(\kappa) \Phi(\varphi) \kappa e^{i\vec{\kappa}\vec{\rho}} d\kappa d\varphi = \\ &\frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \kappa S_\xi(\kappa) e^{i\vec{\kappa}\vec{\rho}} d\kappa = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{(A_n(\vec{\kappa}_n))^2}{2} e^{i\vec{\kappa}_n \vec{\rho}} \\ A_n(\kappa_n) &= \frac{1}{2\pi} \sqrt{\int_{\Delta\kappa_n} 2\kappa S_\xi(\kappa) d\kappa} \end{aligned}$$

При достаточно большом $n \rightarrow \infty$ ($\Delta\kappa_n \rightarrow 0$) можно интегрировать прямоугольником

$$A_n(\kappa_n) = \frac{1}{2\pi} \sqrt{2\kappa S_\xi(\kappa_n) \Delta\kappa_n}$$

с погрешностью, пропорциональной $\Delta A_n \sim \sqrt{\frac{d\kappa S_\xi(\kappa)}{d\kappa} \Delta\kappa_n^2}$.

Введем новое обозначение для удобства $S(\kappa_n) \equiv \kappa_n S_\xi(\kappa_n)$.

Аналогично вычислению амплитуд, можно вычислить азимутальное распределение F_m следующим образом:

$$F_{nm}(\kappa_n, \varphi_m) = \sqrt{\int_{\Delta\varphi_m} \Phi_\xi(\kappa_n, \varphi) d\varphi},$$

где $\Delta\varphi = \frac{2\pi}{M}$ – шаг по азимутальному углу. При малом шаге $\Delta\varphi$ с ошибкой, пропорциональной $\Delta F_{nm} \sim \frac{d\Phi(\kappa_n, \varphi)}{d\varphi} \Delta\varphi^2$, можно перейти к соотношению

$$F_{nm}(\kappa_n, \varphi_m) = \sqrt{\Phi_\xi(\kappa_n, \varphi_m) \cdot \Delta\varphi_m}$$

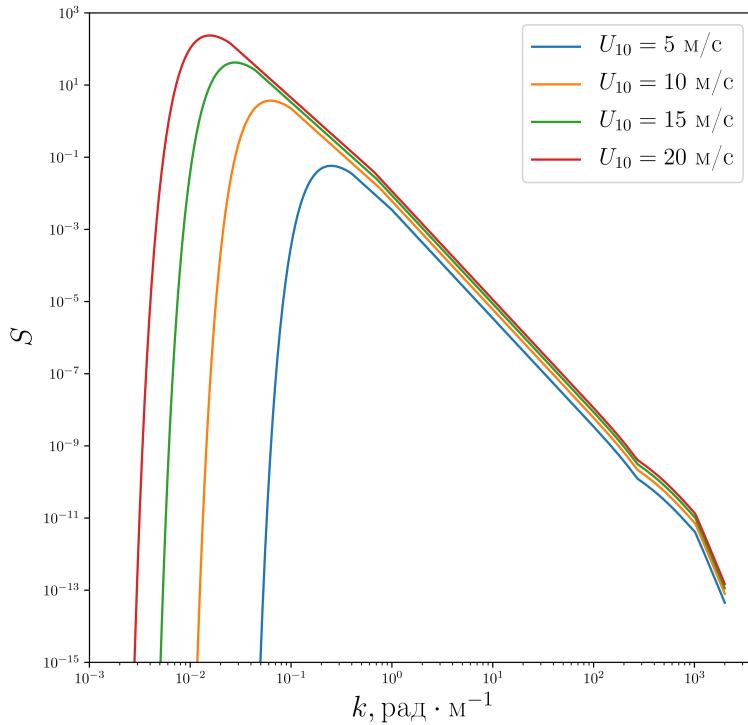


Рис. 2: Спектр высот $S(k)$ при меняющейся скорости ветра

Графики $S(\kappa)$ и $\Phi_\xi(\kappa)$ для наглядности изображены на рис. 2 и рис. 3 соответственно. Далее κ_m будет называться ордината максимума функции $S(\kappa)$. Стоит заметить, что с ростом скорости ветра число используемых гармоник, необходимых для получения одинакового качества моделирования, возрастает. Это обусловлено тем, что растет интервал волновых чисел κ , на котором определен спектр волнения. На рис.() показаны корреляционные функции волнения с разным числом гармоник в случае равномерного выбора шага.

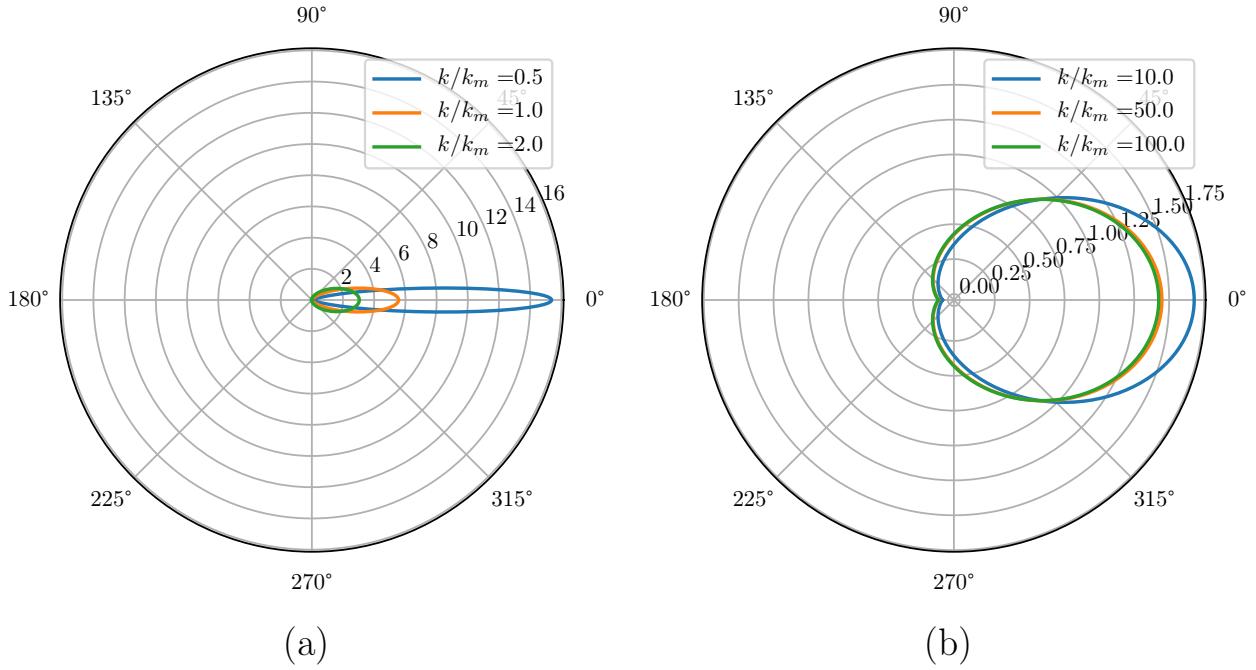


Рис. 3: Функция углового распределения Φ_κ для разных значений отношения текущего волнового числа κ к величине спектрального пика κ_m

На рис. 4 изображены поверхности, построенные по формуле (5).

Такой подход к моделированию морской поверхности является одним из самых простых и достаточно эффективным, но у него есть существенные недостатки.

Прежде всего, моделируемая поверхность получается симметричной, хотя реальная поверхность асимметрична: передний склон волны более крутой и короткий по сравнению с задним склоном.

Кроме того, площадь гребней меньше площади впадин для морского волнения, что также не находит отражения в свойствах моделируемой поверхности. Эти отличия модельной поверхности от морской поверхности не позволяют смоделировать так называемые поправки на состояние морской поверхности [12а, 13а]. Как с этим бороться, будет обсуждаться в дальнейшем.

Для моделирования морской поверхности необходимо определиться с числом гармоник. Надо отметить, что с ростом скорости ветра число используемых гармоник, необходимых для получения одинакового качества моделирования, будет возрастать. Это обусловлено тем, что увеличивается интервал волновых чисел κ , на котором определен спектр волнения (см. рис. 2).

Второй вопрос, который надо решить, состоит в том, как расположить гармоники по оси волновых чисел.

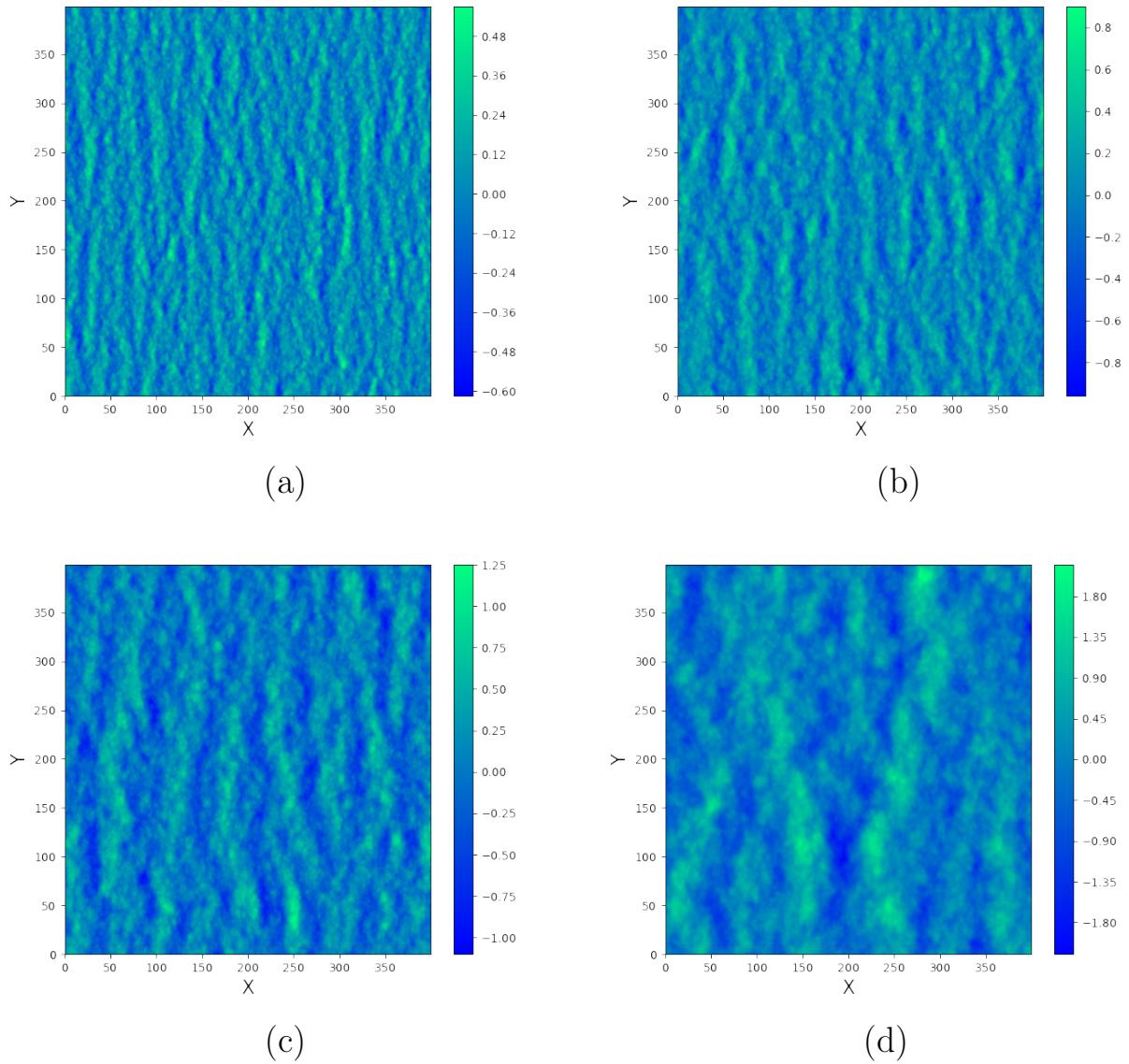


Рис. 4: Полутоновое изображение смоделированного поля высот для направления ветра 30° и разных скоростей ветра (a) $U_{10} = 5\text{м/c}$; (b) $U_{10} = 6\text{м/c}$; (c) $U_{10} = 7\text{м/c}$; (d) $U_{10} = 10\text{м/c}$;

Самый простой вариант – равномерный шаг, который можно определить следующим образом:

$$\Delta\kappa = \frac{k_{cut}}{(N - 1)}, \text{ где}$$

κ_{cut} – граничное волновое число, N – число грамоник.

Однако если посмотреть на форму спектра, то задача усложняется тем, что спектр высот является узким и в основном сосредоточен вблизи пика (длинноволновая составляющая спектра волнения). Поэтому вариант «логарифмического» шага смотрится логичным и положения гармоник вычисля-

ются следующим образом

$$k_i = k_{i-1} \cdot \Delta\kappa$$

Критерием качества моделирования, а также оптимального выбора числа гармоник была выбрана близость следующих корреляционных функций высот:

$$\begin{aligned} K[\rho] &= \int_{-\infty}^{\infty} S(\kappa) \cos(\kappa\rho) d\kappa \\ \tilde{K}(\rho) &= \sum_{n=1}^N \frac{A_n^2}{2} \cos(\kappa_n \rho) \end{aligned} \quad (6)$$

Сравнение корреляционной функции $\tilde{K}[\rho]$ полученной по модели, с теоретической корреляционной функцией $K[\rho]$ позволит оценить качество модели.

На рис. 5 показаны корреляционные функции волнения с разным числом гармоник в случае равномерного выбора шага. На рис. 6, 7 и 8 показаны корреляционные по другим моделям.

Как было отмечено выше, с увеличением скорости ветра число гармоник, необходимых для получения одинакового качества моделирования, возрастает. На рис.(9) продемонстрирован этот эффект. Хорошо заметно, что с ростом скорости ветра $K[\rho]$ медленнее спадает к нулю,

1.3. Метод «отбеливания» спектра для одной переменной

Для оптимизации времени построения поверхности и уменьшения количества гармоник без уменьшения качества моделирования, предлагается использовать следующий метод.

Предположим, что при больших ρ гармонические составляющие корреляционной функции не зависят друг от друга и мы можем пренебречь их взаимной корреляцией. Тогда мощность «шума» функции $\tilde{K}(\rho)$ определяется выражением $\sigma_{\text{шум}}^2 = \sum_{n=1}^N \frac{1}{2} \left(\frac{A_n^2}{2} \right)^2 \equiv \sum_{n=1}^N \frac{b_n^2}{2}$.

В областях малых ρ , напротив, гармоники должны сильно взаимодействовать и соответствующая мощность равна $\tilde{K}^2(0) = \left(\sum_{n=1}^N b_n \right)^2$ (см. (6)).

Образуем величину

$$Q = \frac{\sigma_{\text{шум}}^2}{\tilde{K}^2(0)},$$

которая характеризует относительную мощность шумов. Минимум этой величины находится путём решения системы уравнений

$$\begin{aligned} \frac{\partial Q}{\partial b_i} &= 0, \text{ для } i = 1, 2, \dots, N. \\ \frac{b_i \left(\sum_{n=1}^N b_n \right)^2 - 2 \sum_{n=1}^N b_n \sum_{n=1}^N \frac{b_n^2}{2}}{\left(\sum_{n=1}^N b_n \right)^4} &= 0 \end{aligned}$$

Частным результатом её решения является $b_1 = b_2 = \dots = b_N$.

Спектр модельного поля при этом имеет близкий к белому вид, а выравнивание амплитуд спектральных компонент поля $S(\kappa)$ сводится к разбиению области определения спектра $[\kappa_{min}, \kappa_{max}]$ на участки $\Delta\kappa_i$, интегралы по которым от функции $S(\kappa)$ имеют одно и тоже значение $b_i = b_0 = \frac{\sigma^2}{N}$.

Заметим теперь, что рассуждая о способах разбиения интервала частот $[\kappa_{min}, \kappa_{max}]$ на участки $\Delta\kappa_i$ мы оставляли нерешенным вопрос о выборе расположения гармоник κ_i внутри этих участков. Обычно κ_i ставится у правой границы ячейки $\Delta\kappa_i$. При этом, однако, оказывается, что модельная корреляционная функция плохо совпадает с экспериментальной корреляционной функцией в области малых ρ . Для достижения лучшего согласия следует потребовать сопряжения всех производных (от первого до N -го порядка) функций $\tilde{K}[\rho]$ и $K[\rho]$ при $\rho = 0$. Поскольку $K'[\rho] = \frac{\partial^2 K[\rho]}{\partial \rho^2}$, это условие эквивалентно требованию сопряжения моментов спектра модельного и реального полей, которое записывается в виде

$$\sum_{n=1}^N b_n \kappa_n^{2p} = \int_0^\infty \kappa^{2p} S(\kappa) d\kappa,$$

Полученная система N уравнений для N неизвестных κ_i не имеет общего решения и потому может анализироваться лишь численно. Чтобы упростить решение нашей задачи, потребуем облегченного, по сравнению с предыду-

щим, условия сопряжения вторых моментов модельного и реального спектров высот

$$b_i \kappa_i^2 = \int_{\Delta \kappa_i} \kappa^2 S(\kappa) d\kappa,$$

где $b_i = A_i^2/2$

Из него непосредственно следует правило нахождения узлов κ_i

$$\kappa_i = \sqrt{\frac{1}{b_0}} \int_{\Delta \kappa_i} \kappa^2 S(\kappa) d\kappa. \quad (7)$$

Формула (7) выведена для спектра высот поверхностного волнения. Когда возникает необходимость моделирования уклонов, то необходима сделать замену переменной $S(\kappa) \rightarrow k^2 S(\kappa)$, чтобы получить формулу для нахождения правила расположения гармоник для уклонов

$$\kappa_i = \sqrt{\frac{1}{b_0}} \int_{\Delta \kappa_i} \kappa^4 S(\kappa) d\kappa. \quad (8)$$

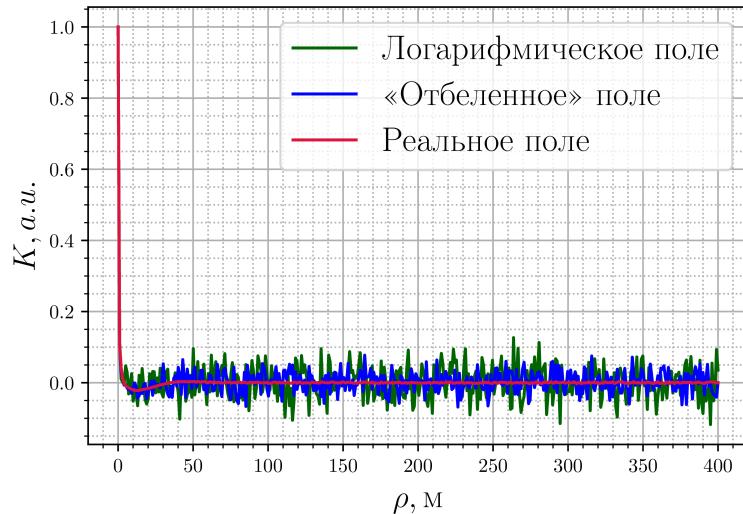


Рис. 5: Расположение гармоник по методу «отбеливания» спектра наклонов.

Такой способ выбора расположения гармоник, как нетрудно убедиться, обеспечивает сопряжение корреляционных функций реального и модельного полей по второй производной в нуле, или, иначе говоря, равенство дисперсий кривизн этих полей.

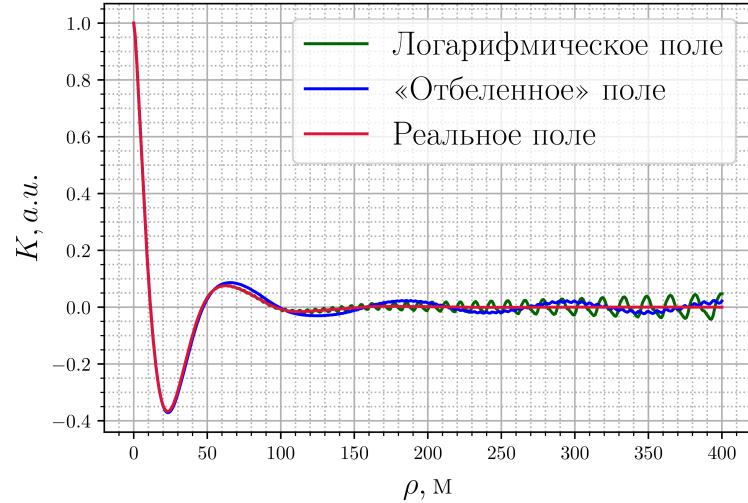


Рис. 6: Расположение гармоник по методу «отбеливания» спектра высот.

В результате метод «отбеливания» дает лучший результат из всех рассмотренных подходов.

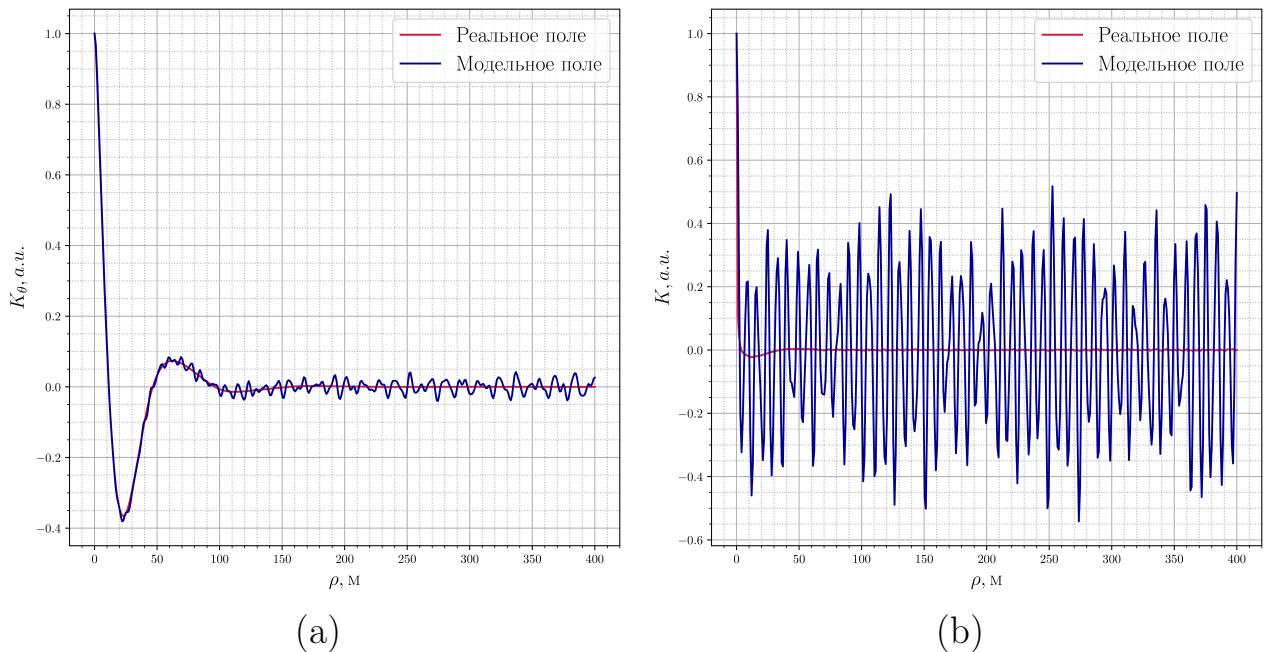


Рис. 7: Корреляционные функции высот (а) и уклонов (б) при расположении гармоник по методу «отбеливания» спектра по формуле (7)

Из рис. 7 и 8 видно, что определение положения гармоник по методу отбеливания является эффективным только для той переменной, которая использовалась в процедуре отбеливания. Для другой переменной результат получается не слишком хорошим, что свидетельствует о необходимости использования другого подхода при необходимости одновременного моделиро-

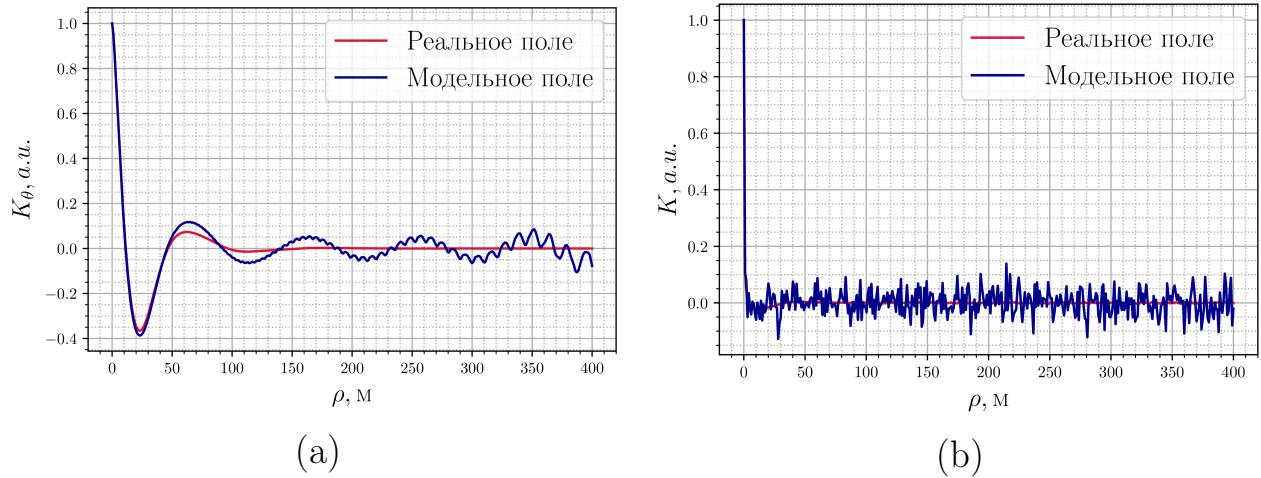


Рис. 8: Корреляционные функции высот (а) и уклонов (б) при расположении гармоник по методу «отбеливания» спектра по формуле (8)

вания поля высот и поля уклонов.

1.4. Метод «отбеливания» спектра для двух переменных

Для такой задачи необходима рассмотреть другую функцию относительных шумов Q , например

$$Q = \frac{(\sigma_{\text{шум}}^{\text{н}})^2}{(\tilde{K}^{\text{н}}(0))^2} + \frac{(\sigma_{\text{шум}}^{\text{в}})^2}{(\tilde{K}^{\text{в}}(0))^2}, \quad (9)$$

где индексы «н» и «в» соответствуют наклонам и высотам. Учитывая то, что оба слагаемых в уравнении (9) вещественны и положительны, то экстремум функции Q можно найти, зная экстремум каждого слагаемого по отдельности.

Тогда, гармоники, определяющие минимум первого слагаемого описываются формулой (7), а минимум второго – формулой (8).

Таким образом, двумерный вариант метода отбеливания является эффективным способом выбора расположения гармоник для численного моделирования морской поверхности, задаваемой моделью спектра.

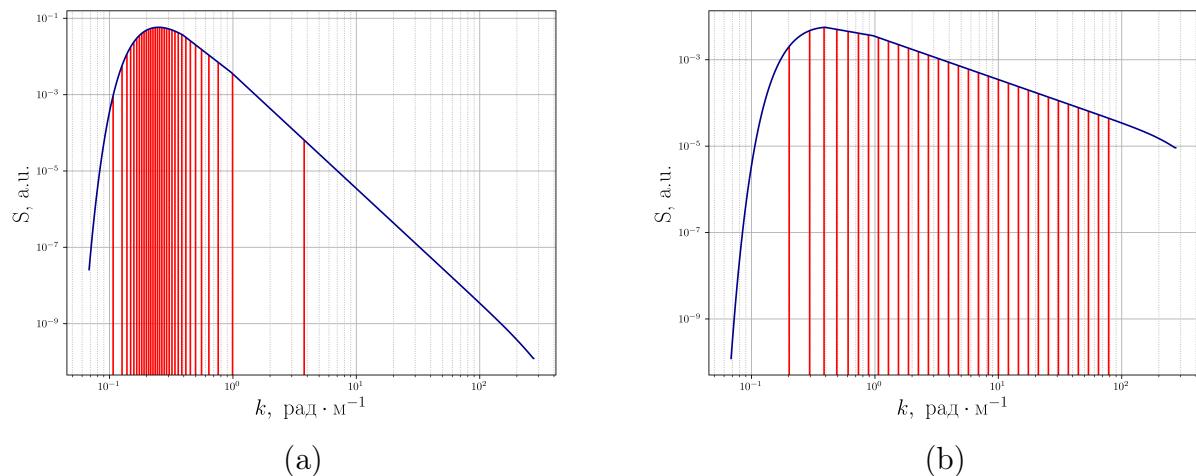


Рис. 9: Расположение гармоник для отбеливания (a) высот, (b) наклонов

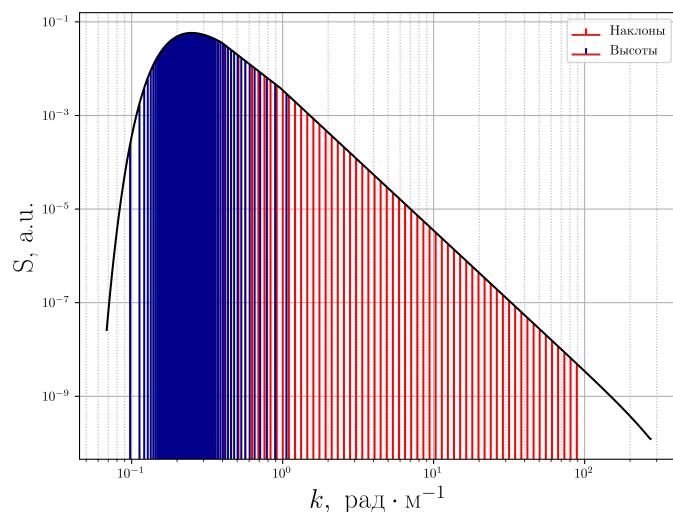


Рис. 10: Совмещенное расположение гармоник для отбеливания

1.5. Заостренная морская поверхность

Как говорилось ранее, при моделировании морской поверхности синусоидами мы получаем нулевое среднее значение высот, что не позволяет смоделировать поправки на состояние морской поверхности.

Ниже предлагается модель поверхности, с помощью которой эти поправки можно учесть.

1.5.1 Двумерный случай

Рассмотрим для начала задачу моделирования двумерной поверхности суммой гармоник с детерминированными амплитудами и случайными фазами

$$z = \sum_{j=0}^N A_j \cos(k_j x + \psi_j)$$

Чтобы получить модель заостренной волны введем нелинейное преобразование координат

$$\{x, z(x)\} \longrightarrow \{x + D(x), z(x)\},$$

где $D(x)$ горизонтальное смещение

$$D(x) = \frac{i}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{z} e^{ikx} dk,$$

а $S(k)$ – прямое Фурье преобразование исходной поверхности

$$S(k) = \int_{-\infty}^{\infty} z(x) e^{-ikx} dx$$

В нашем случае, функция $D(x)$ примет вид:

$$\begin{cases} x = x_0 - \underbrace{\sum_{j=0}^N A_j \sin(k_j x_0 + \psi_j)}_{D(x)} \\ z = \sum_{j=0}^N \cos(k_j x_0 + \psi_j) \end{cases}$$

Иными словами мы будем моделировать волнение не суммой гармонических функций, а суммой трохоид.

Для того, чтобы наше преобразование $D(x)$ имело физический смысл необходимо, чтобы для каждой j -ой гармоники выполнялось соотношение

$$A_j k_j \ll 1$$

Статистические моменты Запишем характеристическую функцию нового случайного процесса $z(x_0(x))$ по определению

$$\Phi(i\theta) = \langle e^{i\theta z(x_0(x))} \rangle \quad (10)$$

Поскольку процесс $z(x_0)$ стационарный, то от (10) можно перейти к

$$\Phi(i\theta) = \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{1}{2L} \int_{-L}^L e^{i\theta z(x_0)} dx = \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{1}{2L} \int_{-L}^L e^{i\theta z(x_0)} (1 + D'(x_0)) dx_0 \quad (11)$$

Поскольку $z(x_0)$ стационарный процесс, а $D'(x_0)$ стационарен по нашему определению, то (11) преобразуется к виду

$$\Phi(i\theta) = (1 - i\theta\sigma_1^2) \exp\left(-\frac{1}{2}\theta^2\sigma_0^2\right), \quad (12)$$

где $\sigma_n^2 = \int_{-\infty}^{\infty} k^n S(k) dk$ – момент n -го порядка спектра волнения.

Зная характеристическую функцию не сложно получить необходимые статистические моменты дифференцируя (12)

$$m_n = i^{-n} \frac{d^n \Phi(i\theta)}{d\theta^n} \Big|_{\theta=0}$$

Следовательно, среднее и дисперсия случаного процесса $z(x_0)$ будут равны

$$\begin{aligned} \langle z \rangle &= -\sigma_1^2, & \langle z^2 \rangle &= \sigma_0^2 \\ \langle z^2 \rangle - \langle z \rangle^2 &= \sigma_0^2 - \sigma_1^4 \end{aligned}$$

Также не сложно получить связь наклонов в смещенных координатах x с наклонами в несмешенных координатах x_0 пользуясь определением наклонов

$$z'(x) = \frac{dz(x)}{dx} = \frac{z'(x_0)}{1 + D'(x_0)}$$

1.5.2 Трехмерный случай

Для трехмерного случая Пирсон [?] предоставил решение линеаризованных уравнений движения для невязкой жидкости в лагранжевых координатах. Он показал, что в глубокой воде положение частиц на свободной поверхности задается следующими параметрическими уравнениями

$$\begin{cases} z(\vec{r}, t) = \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M A_n(\kappa_n) \cdot F_m(\kappa_n, \varphi_m) \cos(\omega_n t + \vec{\kappa} \vec{r}_0 + \psi_{nm}), \\ x = x_0 - \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M A_n(\kappa_n) \cdot F_m(\kappa_n, \varphi_m) \cos \varphi_m \sin(\omega_n t + \vec{\kappa} \vec{r}_0 + \psi_{nm}), \\ y = y_0 - \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M A_n(\kappa_n) \cdot F_m(\kappa_n, \varphi_m) \sin \varphi_m \sin(\omega_n t + \vec{\kappa} \vec{r}_0 + \psi_{nm}), \end{cases}$$

где $\vec{\kappa}$ – двумерный волновой вектор, $\vec{r}_0 = (x_0, y_0)$, $\vec{r} = (x, y)$

Статистические моменты В трехмерном случае вычисления аналогичны двумерному случаю, но более громоздкие.

Введем смешанный $\sigma_{\alpha\beta\gamma}^2$ и начальный σ_n^2 моменты спектра волнения

$$\sigma_{\alpha\beta\gamma}^2 \int \frac{k_x^\alpha k_y^\beta}{k^\gamma} S(\vec{k}) d\vec{k}, \quad \sigma_n^2 = \int k^n S(\vec{k}) d\vec{k}$$

можно получить следующую характеристическую функцию для трехмерного волнения

$$\Phi(\theta) = (1 - i\theta\sigma_1^2 + \theta^2\Sigma_1) \exp\left(-\frac{1}{2}\theta^2\sigma_0^2\right),$$

где $\Sigma_1 = \sigma_{111}^4 - \sigma_{201}^2\sigma_{021}^2$.

Из этой характеристической функции можно получить необходимые моменты процесса

$$\langle z \rangle = -\sigma_1^2, \quad \langle z^2 \rangle = \sigma_0^2 - 2\Sigma_1$$

На рис. 11 представлены срезы трехмерной морской поверхности для стандартного подхода и метода заостренной волны.

На рис. 12 представлена эволюция во времени гребня волны для двух методов.

На практике средний уровень морской поверхности не совпадает с тем,

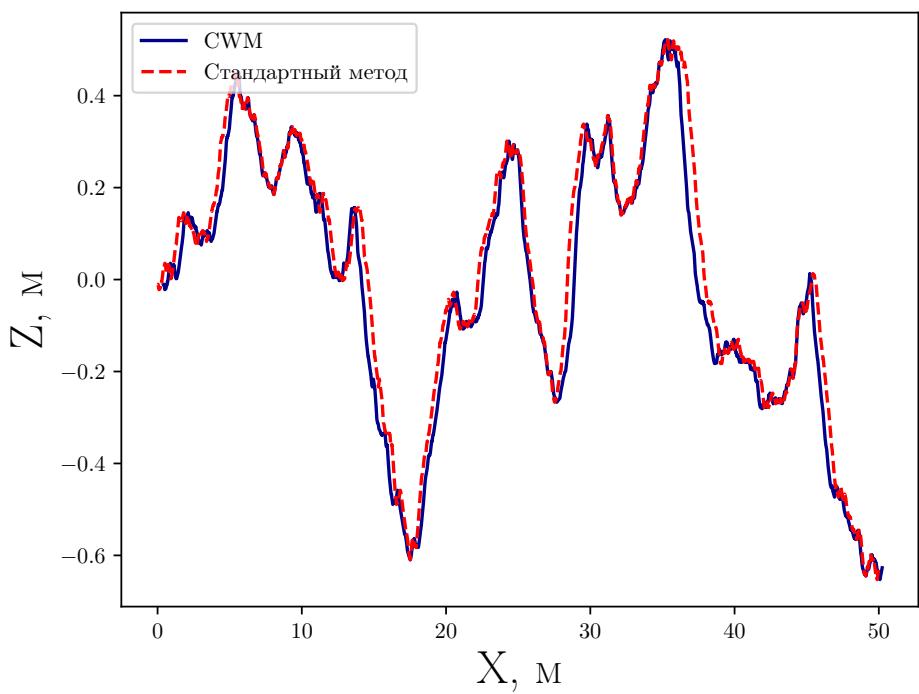


Рис. 11: Срез поля высот морской поверхности для стандартного подхода и модели заостренной поверхности

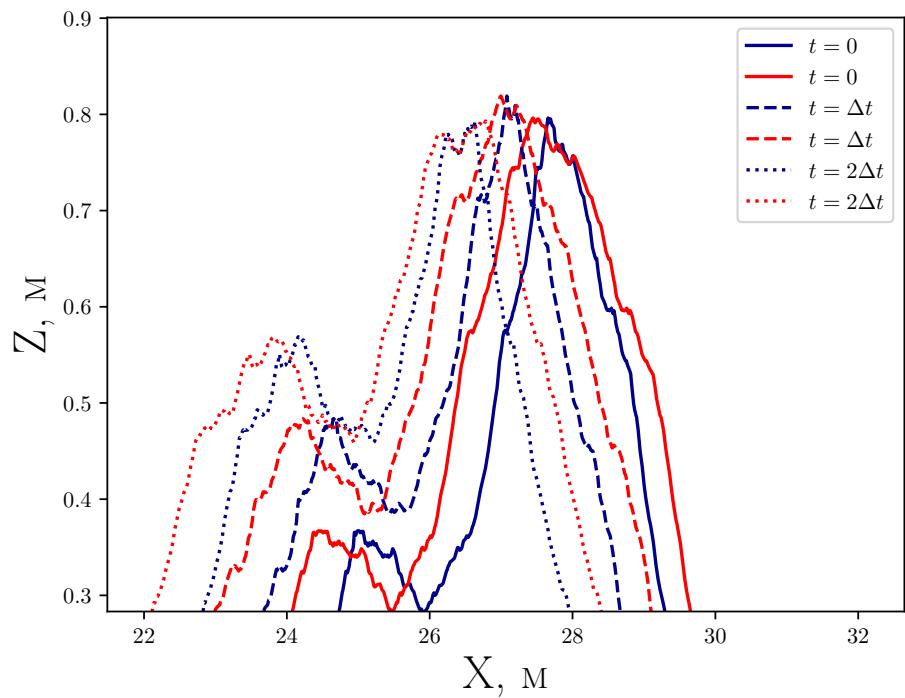


Рис. 12: Эволюция поверхности, построенной стандартным подходом в сравнении с моделью заостренной поверхности

что может определить альтиметр. Этот эффект возникает из-за того, что площадь впадин на поверхности превышает площадь гребней, а значит во впадинах будет больше отражающих зеркальных точек.

Это приводит к увеличению длительности переднего фронта импульса, излучаемого радиолокатором. Об этом речь пойдет позднее.