

**САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ
НАУЧНЫЙ ЦЕНТР
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК**

**Научный совет по проблемам
фундаментальной и прикладной
гидрофизики**



№ 3 (5)

2009

**Сборник научных трудов
Издается с 2008 года**

СОДЕРЖАНИЕ

Статьи

<i>Чаликов Д.В.</i> Статистика экстремальных ветровых волн	4
<i>Малинин В.Н., Шевчук О.И.</i> О прогнозе сезонного хода уровня Мирового океана	25
<i>Волженский М.Н., Родионов А.А., Семенов Е.В., Филатов Н.Н., Зимин А.В., Булатов М.Б.</i> Опыт верификации оперативной модели для мониторинга гидрофизических полей Белого моря в 2004-2008 гг.	33
<i>Белов Б.П.</i> Образование турбулентного шума на носовой антенне подводного аппарата	42

Факты и гипотезы

<i>Диденкулова И.И., Пелиновский Е.Н.</i> Цунамиподобные явления в российских внутренних водоемах	52
Поздравляем!	65
Из истории науки	69
Хроника	72
Внимание, конкурс!	75
Правила представления материалов в редакцию	77

CONTENTS

Articles

<i>Chalikov D.V.</i> Statistics of Extreme Wind Waves.....	4
--	---

This paper describes the results of more than 4,000 long-term (up to thousands of peak-wave periods) numerical simulations of nonlinear gravity surface waves performed for investigation of properties and estimation of statistics of extreme («freak») waves. The method of solution of 2-D potential wave's equations based on conformal mapping is applied to the simulation of wave behavior assigned by different initial conditions, defined by JONSWAP and Pierson-Moskowitz spectra. It is shown that nonlinear wave evolution sometimes results in appearance of very big waves. There are no predictors for appearance of extreme waves, however, a height of dimensional waves is proportional to a significant wave height. The initial generation of extreme waves can occur simply as a result of group effects, but in some cases the largest wave suddenly starts to grow. It is followed sometimes by a strong concentration of wave energy around a peak vertical. It is taking place throughout several peak wave periods. It happens to an individual wave in a physical space, no energy exchange with surrounding waves taking place. Probability function for steep waves has been constructed. Such a function can be used for development of operational forecast of freak waves based on a standard forecast.

Key words: surface waves, extreme waves, freak waves.

<i>Malinin V.N., Shevchuk O.I.</i> About Forecast of Seasonal Variations of the Global Sea Level.....	25
---	----

Regularities of seasonal variations of the Global Sea Level (GSL) based on satellite altimeter data for the years 1993–2008 are discussed. Two prediction models of GSL seasonal variations are offered: a deterministic model as the sum of the trend and GSL annual harmonic and an adaptive model of linear increase with additive seasonality. Considered are the results of testing and experiment forecasts of monthly averaged GSL values based on independent data for 2005–2008 period. It is shown that by 2013 GSL may increase 13–14 mm compared to the one in 2009.

Key words: level, altimetry, forecast, adaptive analysis, trends.

<i>Volzhenskij M.N., Rodionov A.A., Semenov E.V., Filatov N.N., Zimin A.V., Bulatov M.B.</i> Experience of Verification of Operative Model of Monitoring of the White Sea in 2004–2008.....	33
---	----

The decision of global operative model of the White sea is compared to ship measurements, the satellite data and level fluctuations at hydrometeorological station "Solovki". The conclusion about satisfactory work of model becomes.

Key words: White sea, system of operative monitoring, temperature, salinity.

<i>Belov B.P.</i> Turbulent Noise on the Submerged Vehicle Nose Antenna	42
---	----

Representations about the mechanism of noise formation in the forward part of the underwater vehicle are considered and an attempt to consider elastic properties of the forward part of the case is accepted by use of model of a wedge. The conclusion about boundary layer thickness pulsations in a zone of laminar-turbulent transition as to the most probable reason for the formation of turbulent noise in a forward part is done.

Key words: antenna, laminar-turbulent transition, noise spectra, wedge diffraction, Green function, boundary impedance noise sources of monopole and dipole types.

Facts and Hypotheses

<i>Didenkulova I.I., Pelinovsky E.N.</i> Tsunami-like Events in Russian Inland Waters	52
---	----

Descriptions and manifestations of tsunami-like events in Russian inland waters (lakes, rivers and water reservoirs) are collected and analyzed. For the time period of 400 years nine such events are found, whereof descriptions of seven events can be categorized as reliable. Data analysis confirms the possibility of tsunami wave generation in all types of inland waters. There is therefore a need to educate the general population about the risk of tsunami generation.

Key words: tsunami, rivers, lakes, water reservoirs, inland waters, Russia.

УДК 681.883.062

Б.П.Белов¹

belovfmp@mail.ru

ОБРАЗОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОГО ШУМА НА НОСОВОЙ АНТЕННЕ ПОДВОДНОГО АППАРАТА

Рассмотрены представления о механизме формирования шума в носовой части подводного аппарата и предпринята попытка учесть упругие свойства носовой части корпуса путем использования модели клина. Сделан вывод о пульсациях толщины пограничного слоя в зоне ламинарно-турбулентного перехода как наиболее вероятной причине образования турбулентного шума в носу.

Вопросы образования высокочастотного подводного шума в месте установки носовых антенн подводных аппаратов рассматривались в ряде работ [1-4], базирующихся на экспериментальных данных, полученных на всплывающем устройстве и в гидродинамической трубе. Измеренный шум в носовой части подводного аппарата, где нет турбулентных источников, сопоставим с шумом на бортовых гидрофонах, но отличается формой спектра. В связи с практическим интересом к шумам носовых антенн представляется целесообразным рассмотреть, хотя бы приближенно, процесс формирования турбулентного шума в носу. Очевидно, что ближе всего к носовой антенне находится область ламинарно-турбулентного перехода и начало турбулентного участка пограничного слоя. В связи с этим обратимся к экспериментальным установкам авторов работ [1, 2].

В работе [1] в передней критической точке всплывающего устройства устанавливался гидрофон диаметром 25 мм, регистрирующий шумы; форма носового обвода полусферическая. Остальные гидрофоны устанавливались под углом 45° к продольной оси в носу и на расстоянии 0,8 и 3,0 м от носа. Гидрофоны в высокочастотной части спектра 10...30 кГц принимали локальный шум пограничного слоя. Область потери устойчивости пограничного слоя и перехода при скорости всплытия около 20 м/с оценивается примерно 0,25 м от носа. Измерения спектра шумов выполнены в диапазоне 0,1...40 кГц.

В работе [2] исследование выполнено на модели подводного аппарата, которая размещалась в испытательной секции гидродинамической трубы. Диаметр модели 324 мм, длина 1525 мм, носовой обвод притупленный. На модели заподлицо устанавливались 13 гидрофонов диаметром 3,2 мм, нечувствительных к ближнему полю турбулентного давления на частотах выше 3 кГц. Носовой гидрофон диаметром 12,7 мм устанавливали в центре (рис. 1). Исследования проведены при скоростях до 10...12 м/с ($R_{eD} = 1,74...3,03 \cdot 10^6$). Измерения спектров шумов на всех гидрофонах выполнены в диапазоне 3...50 кГц. В эксперименте определено положение и протяженность области ламинарно-турбулентного перехода: $(0,7...1,0) S/D$, где S - дуговая координата обвода и соответственно $(0,1...0,3) D$ от носа, т.е. 30...100 мм (рис. 2, 3).

В работе [2] делается вывод о существенном влиянии на шум в ламинарной области переходной зоны, и в работе [3] анализируется дипольная компонента шума, генерируемая касательными напряжениями переходной зоны. Относительно носовой точки приведен результат пересчета спектра шума переходной зоны (точка 8) к носу, по

¹ Санкт-Петербургский государственный морской технический университет

расчетным формулам на основе теории Келлера и экспериментальным измерениям применительно к точечному излучателю. Автор полагает, что сходимость экспериментальных и расчетных результатов (рис. 4) приемлема, хотя поправки рассчитаны для монополя, а не для диполя. Расчетные оценки оказались существенно ниже результатов измерений, в связи с чем автор [3] предположил иной механизм генерации шума переходной зоны: флуктуации толщины вытеснения турбулизующегося течения, рассматриваемые как излучатель-монополь. Флуктуации толщины вытеснения рассматриваются в [4] аналогично работе [3] и сравниваются с результатами измерений шума пластины в воздухе и всплывающего устройства в воде, но не с измерениями [2]. Автор приходит к выводу о существенном излучении переходной зоны при некоторых сделанных допущениях.

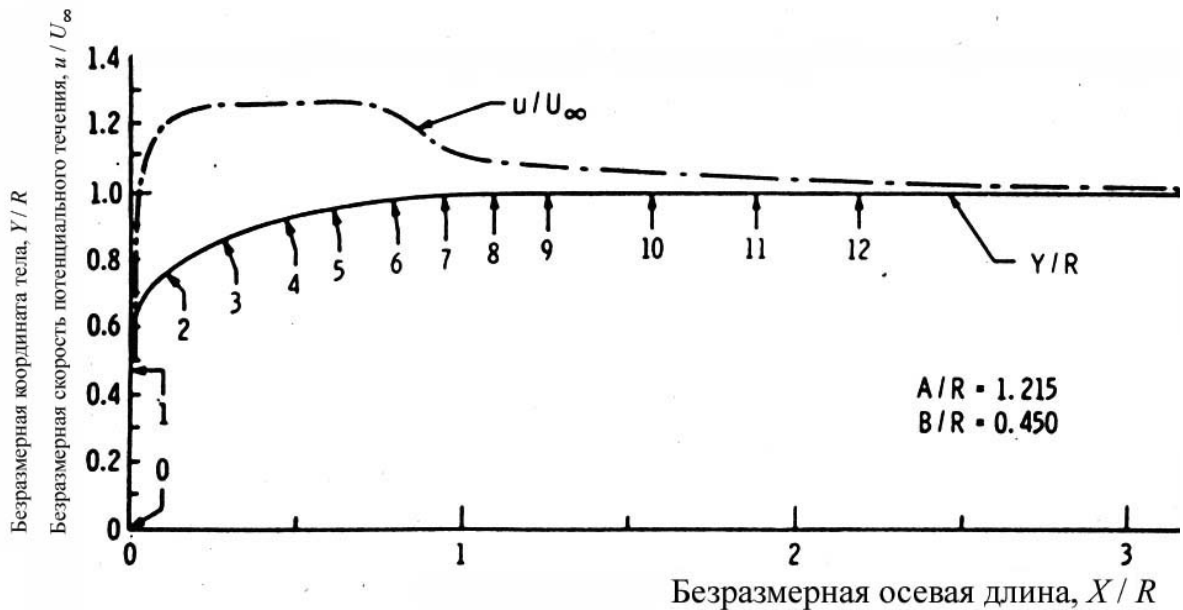


Рис. 1. Формы обвода $(Y/R) = f(X/R)$, места установки гидрофонов и распределение скорости на внешней границе пограничного слоя u/U_∞

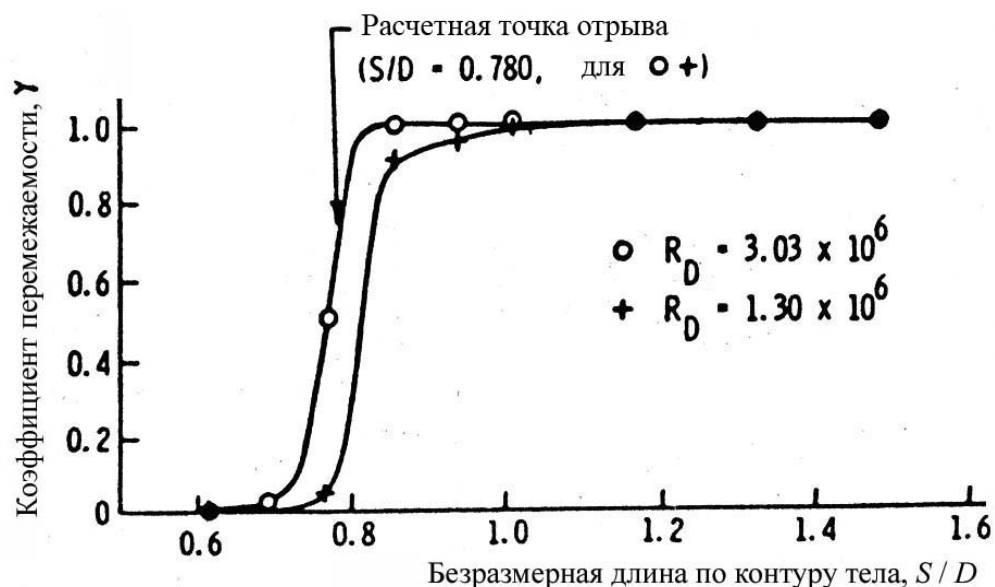


Рис. 2. Измеренный коэффициент перемежаемости в пограничном слое

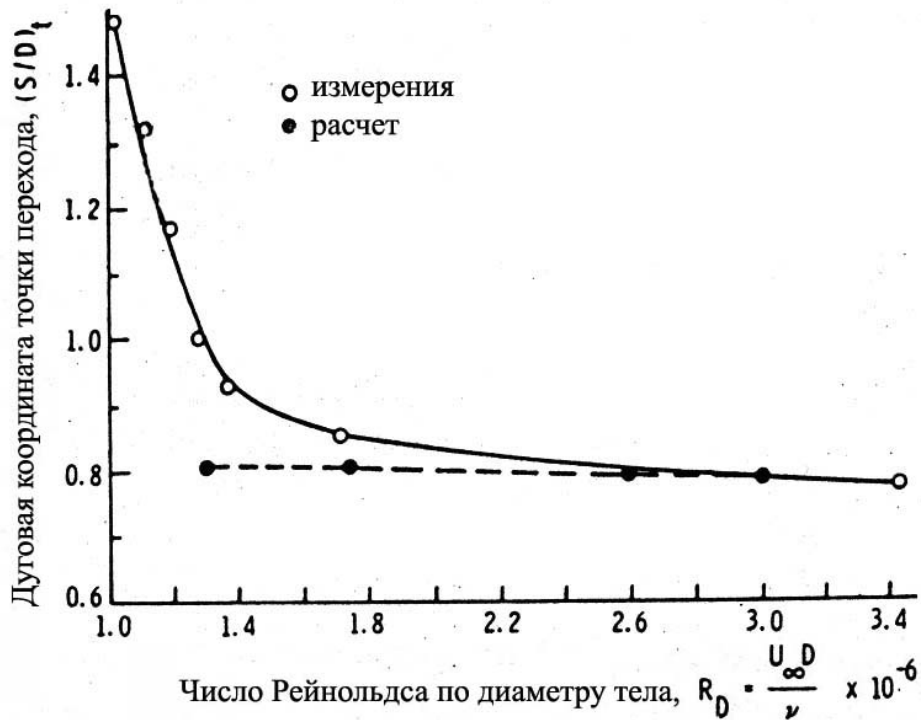


Рис.3. Зависимость положения точки перехода от скорости

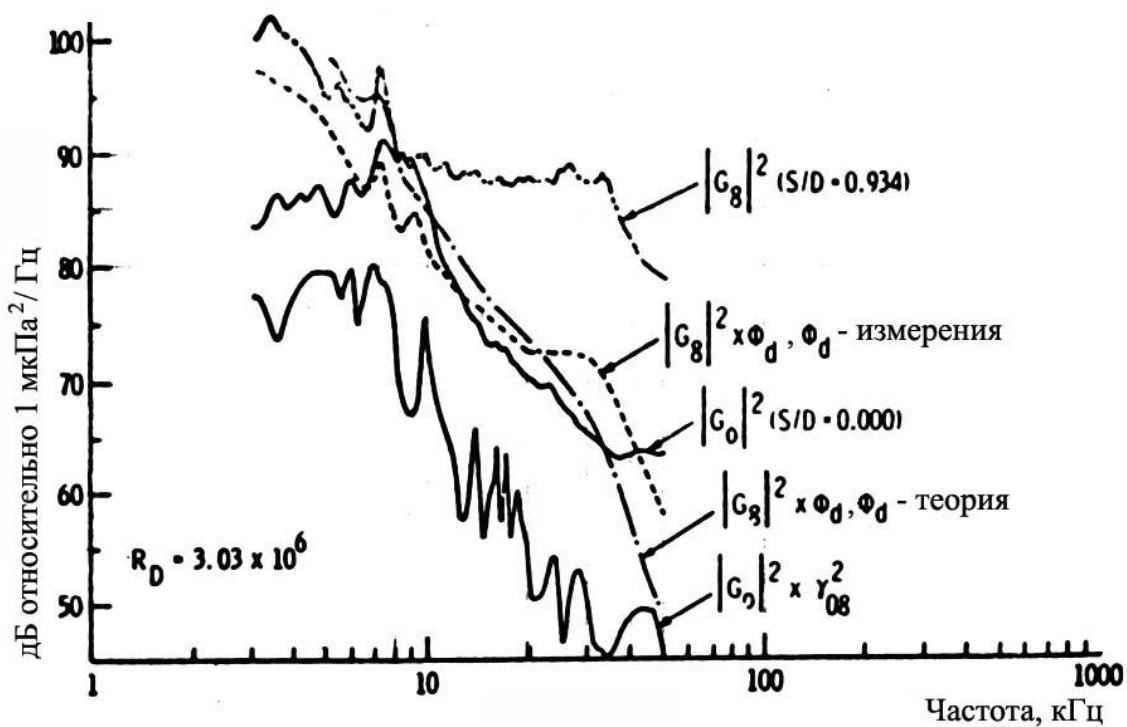


Рис. 4. Сопоставление скорости турбулентного шума в точках 0 и 8

При этом можно полагать, что монополи на поверхности обтекаемого тела в переходной зоне и соответственно в ламинарной зоне будут вносить наибольший вклад в звуковое поле.

В экспериментах [1, 2] гидрофоны устанавливались на устройстве, представляющем упругую оболочку, не соответствующую жесткой относительно воды границе, как это принято в [3] при оценке дифракционных потерь. Из результатов [3, 4] не следует однозначно, какую же модель излучения шума следует принять. Поэтому в настоящей

работе рассматривается приближенная модель носовой части подводного аппарата в виде поглощающего и абсолютно жесткого клина, на плоской поверхности которого располагаются источники турбулентного шума в виде монополя, касательного и нормального диполей. Распространение шума вдоль обтекаемой грани рассматривается в допущении импедансного характера грани. Дифракция на клине основана на решении для поглощающего клина; при этом полагается, что антенна по импедансу согласована с водой и принимается полностью поглощающей. Зона перехода расположена близко к грани, на которой находится антенна, поэтому решения справедливы для области высоких частот, когда $kr' > 1$. Расстояние ρ' излучателя в пограничном слое И и точки приема А от ребра показано на рис. 5. Излучатель отстоит от плоскости клина на угол φ , принимаемый в дальнейшем как $3\pi/2$. Поле дифракции монополя [5, 6], описываемое функцией Грина, содержит три компоненты в приближении геометрической теории дифракции:

$$G(\vec{r}, \vec{r}') \cong G^o + G^d + G^t,$$

где G^o - геометрическое поле в освещенной области, совпадающее с полем источника в свободной среде; G^d - поле краевой волны, определяющее давление в области тени; G^t - поле в переходной области от освещенной к теневой.

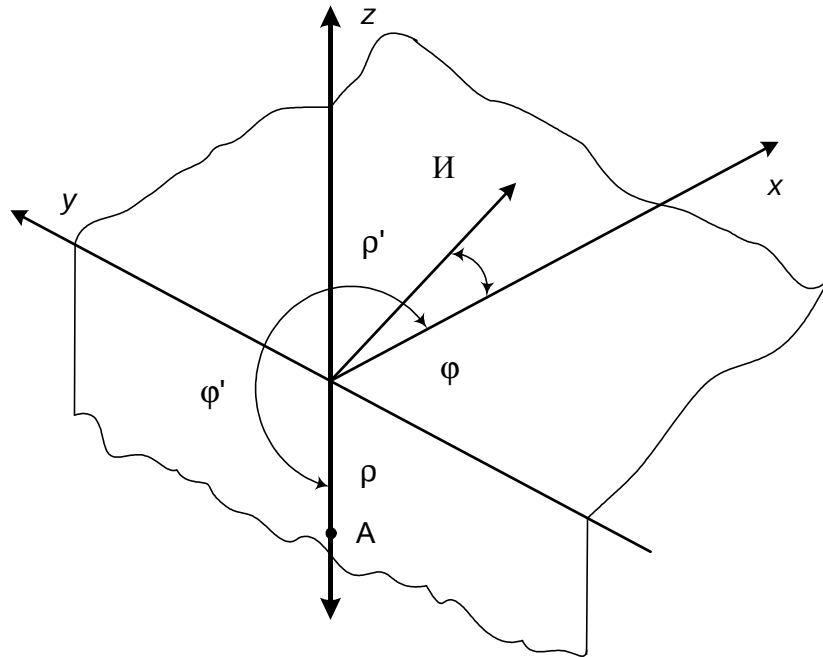


Рис. 5. Источник «И» и приемник «А» на поглощающем клине

В нашем случае представляет интерес только краевая волна [6]:

$$G^d \approx \frac{-e^{ik\ell + i\pi/4}}{4\pi\sqrt{2\pi k\rho\rho'\ell}} A(\varphi, \varphi', 0), \quad k\rho, k\rho' > 1, \quad (1)$$

где $\ell = (\rho + \rho')$ - длина луча от И до А; k - волновое число;

$A(\varphi, \varphi', 0) = \frac{1}{\pi - |\varphi - \varphi'|} + \frac{1}{\pi + |\varphi - \varphi'|}$ - характеристика направленности краевой волны.

При $\varphi' = 3\pi/2$ и $\varphi = 0$ $A \approx -\frac{8}{5\pi}$. Тогда:

$$G_o^d \approx \frac{2}{5\pi^2} \cdot \frac{e^{ik\ell+i\pi/4}}{\sqrt{2\pi k\rho\rho'\ell}}. \quad (2)$$

Функция Грина касательного диполя, нормального ребру, находится [7, 5] дифференцированием G_o^d по нормали x к ребру и сохранением членов, не превышающих $\frac{1}{k\ell}$:

$$G_1^d = \frac{dG_o}{dx} \cong ik \cdot \frac{2}{5\pi^2} \cdot \frac{e^{i(k\ell+\pi/4)}}{\sqrt{2\pi k\rho\rho'\ell}} \left(1 + \frac{i}{k\ell}\right).$$

Функция Грина нормального диполя находится дифференцированием G_o^d по y с сохранением членов, не превышающих $\frac{1}{k\ell}$:

$$G_2^d = \frac{dG_o}{dy} \cong ik \cdot \frac{e^{i(k\ell+\pi/4)}}{\sqrt{2\pi k\rho\rho'\ell}} \left[\frac{2}{5\pi^2} \left(1 + \frac{i}{k\ell}\right) \sin \varphi - \frac{i}{\pi^3 k\rho'} \left(1 - \frac{i}{6k\ell}\right) \right] \quad (3)$$

Функция Грина (2) практически не отличается от функции (1), тогда как функция (3) содержит второй член, не зависящий от угла φ типа монополя, и дипольный член, который при малых φ меньше второго.

Теперь найдем функции Грина на расстоянии от источника, равном удалению от ребра клина, для излучателей трех типов над импедансной поверхностью с безразмерным импедансом $\xi = \rho_c / Z_{ex}$, в общем случае комплексном, где ρ_c - удельное акустическое сопротивление воды. Система координат приведена на рис. 6.

Поле монополя в свободной среде $G = \frac{e^{ikR}}{4\pi R}$, где R - расстояние от излучателя до точки наблюдения 1, совмещенной с ребром клина. Функция Грина поля отраженной волны [8, 9]:

$$G_{omp} \cong \frac{e^{i\pi/4}}{4\pi} \sqrt{\frac{k}{2\pi r}} \int_{-\pi/2+i\infty}^{\pi/2-i\infty} e^{ikR_1 \cos(\vartheta-\vartheta_0)} \frac{\cos \vartheta_0 - \xi}{\cos \vartheta_0 + \xi} \sqrt{\sin \vartheta} d\vartheta. \quad (4)$$

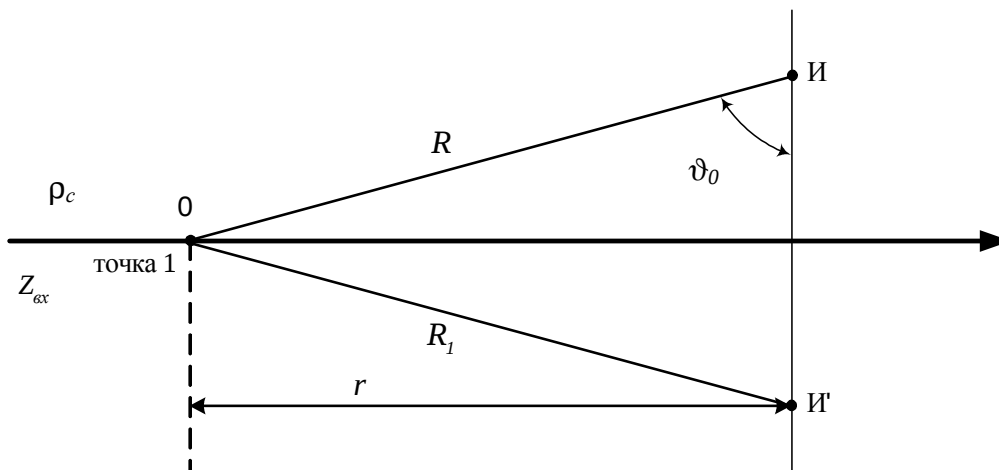


Рис. 6. Система координат

Воспользуемся результатом решения соответствующей задачи в работах [8, 9]:

$$G_{omp} = \frac{e^{ikR_1}}{4\pi R_1} V(\vartheta_0) + [1 - V(\vartheta_0)] \frac{e^{ikR_1}}{4\pi R_1} F(\eta),$$

где $V(\vartheta_0) = \frac{\cos \vartheta_0 - \xi}{\cos \vartheta_0 + \xi}$ - коэффициент отражения при угле падения ϑ_0 ;

$\eta = \frac{ikR_1 (\cos \vartheta_0 + \xi)^2}{2 (1 + \xi \cos \vartheta_0)}$ - численное расстояние; $F(\eta)$ - функция ослабления вследствие импедансной границы. Последняя выражается через функцию ошибок:

$$F(\eta) = 1 - (\pi\eta)^{1/2} e^\eta [1 - \Phi(\eta)]^{1/2}$$

и представляется асимптотическими разложениями:

$$F(\eta) = 1 - (\pi\eta)^{1/2} e^\eta \left[1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \eta^{1/2} \left(1 - \frac{\eta}{1!2} + \frac{\eta^2}{2!5} - \frac{\eta^3}{3!6} + \dots \right) \right] \text{ при } \eta \ll 1;$$

$$F(\eta) = \frac{1}{2\eta} - \frac{1 \cdot 3}{(2\eta)^2} + \frac{1 \cdot 3 \cdot 5}{(2\eta)^3} \dots \text{ при } \eta \gg 1.$$

Если излучатель расположен близко к границе, $R \approx R_1$ и полное поле в точке 1 определяется суммой падающей и отраженной волны, то:

$$G = \frac{e^{ikR}}{4\pi R} [(1 + V(\vartheta_0)) + (1 - V(\vartheta_0))F(\eta)] = \frac{e^{ikR}}{4\pi R} \left[\frac{2 \cos \vartheta_0}{\cos \vartheta_0 + \xi} + \frac{2\xi}{\cos \vartheta_0 + \xi} F(\eta) \right], \quad (5)$$

где первое слагаемое – геометрическое, второе учитывает дифракционную поправку вследствие импедансной границы.

Функции Грина прямой и отраженной волны находятся дифференцированием соответствующих функций монополя по направлениям наблюдения и получаются для касательного диполя:

$$G_1 = ik \frac{e^{ikR}}{4\pi R} \cos \vartheta \sin \vartheta \left(1 + \frac{i}{kR} \right),$$

$$G_{1\text{отр}} = \frac{ik}{8\pi} \int_{-\pi/2 + i\infty}^{\pi/2 - i\infty} H_1^1(kr \cos \vartheta) e^{ik(x+x_0)\cos \vartheta} V(\vartheta) \sin^2 \vartheta d\vartheta, \quad (6)$$

где $r = \sqrt{(x + x_0)^2 + y^2}$.

При большом расстоянии $kr \sin \vartheta \gg 1$ функцию Ханкеля в (6) можно заменить первым членом асимптотического разложения:

$$H_1^{(1)} \approx \sqrt{\frac{2}{\pi k r \sin \vartheta}} e^{ikr - i3\pi/4}, \text{ тогда получим:}$$

$$G_{1\text{отр}} = \frac{ik}{4\pi} \sqrt{\frac{k}{2\pi r}} \int_{-\pi/2 + i\infty}^{\pi/2 - i\infty} e^{i\pi/4} e^{ikR \cos(\vartheta - \vartheta_0)} V(\vartheta) \sin \vartheta \sqrt{\sin \vartheta} d\vartheta,$$

в основных чертах совпадающее с выражением (4). Суммарное поле в точке 1:

$$G_1 \approx ik \frac{e^{ikR}}{4\pi R} \sin \vartheta_0 \left[\frac{2 \cos \vartheta_0}{\cos \vartheta_0 + \xi} \left(1 + \frac{i}{kR} \right) + \frac{i}{2kR} + \frac{i2\xi}{kR} \frac{\left(1 + \frac{3}{2} \xi \cos \vartheta_0 \right)}{(\cos \vartheta_0 + \xi)^3} \right]. \quad (7)$$

В случае нормального диполя в точке «И» функция Грина получается дифференцированием по Z_0 функций монополя:

$$G_2 \approx -ik \frac{e^{ikR}}{4\pi R} \cos \vartheta_0 \left(1 + \frac{i}{kR} \right);$$

$$G_{2omp} = \frac{ik}{8\pi} \int_{-\pi/2+i\infty}^{\pi/2-i\infty} H_0^1(kr \sin \vartheta) ik \cos \vartheta e^{ik(z+z_0)\cos \vartheta} V(\vartheta) \sin \vartheta d\vartheta, \quad (8)$$

где $r = \sqrt{(y+y_0)^2 + x^2}$. Появившийся в подынтегральном выражении сомножитель $\cos \vartheta$ меняет характер поля. Вычисляя приближенно выражение (8) и суммируя с падающей волной, получаем в точке 1 при $kr \sin \vartheta \gg 1$:

$$G_2 \approx -ik \frac{e^{ikR}}{4\pi R} e^{ikR} \left[\frac{2\xi \cos \vartheta_0}{\cos \vartheta_0 + \xi} \left(1 + \frac{i}{kR}\right) + \frac{i}{kR} \frac{2\xi^2 \sin^2 \vartheta_0}{(\cos \vartheta_0 + \xi)^3} + \frac{i \cos \vartheta_0}{kR} \frac{\xi^3 - \xi^2 \cos \vartheta_0 - 3\xi \cos \vartheta_0 - \cos^3 \vartheta_0}{(\cos \vartheta_0 + \xi)^3} \right]. \quad (9)$$

В выражении (5) функция $F(\eta)$ может быть представлена при $\left| \frac{ikR_1 (\cos \vartheta_0 + \xi)^2}{2 (1 + \xi \cos \vartheta_0)} \right| \gg 1$ приближенно как $1/2\eta$ и тогда:

$$G = \frac{e^{ikR}}{4\pi R} \left[\frac{2 \cos \vartheta_0}{\cos \vartheta_0 + \xi} + \frac{i2\xi (1 + \xi \cos \vartheta_0)}{kR (\cos \vartheta_0 + \xi)^3} \right].$$

Во всех трех случаях (5), (7) и (9) первое слагаемое скобки соответствует геометрическому отражению от границы, остальные появляются вследствие конечности расстояния и импеданса, часть из них подобна быстрее затухающему полю монополя, распространяющемуся вдоль границы.

Приближенное решение при $\eta > 1$ и больших kR с учетом импеданса освещенной грани находим как произведение соответствующих функций Грина трех типов источников с исключением сомножителя $ik \frac{e^{ikR}}{4\pi R}$, содержащегося в обеих задачах и соответствующего расходящейся в безграничном пространстве сферической волне.

В случае монополя:

$$G_0^d \approx \frac{2}{5\pi^2} \frac{e^{i(k\ell + \pi/4)}}{\sqrt{2\pi k\rho\rho'}\ell} \left[\frac{2 \cos \vartheta_0}{\cos \vartheta_0 + \xi} + \frac{i2\xi (1 + \xi \cos \vartheta_0)}{kR (\cos \vartheta_0 + \xi)^3} \right]. \quad (10)$$

В случае касательного диполя:

$$G_1^d \approx ik \frac{2}{5\pi^2} \frac{e^{i(k\ell + \pi/4)}}{\sqrt{2\pi k\rho\rho'}\ell} \left(1 + \frac{i}{kR}\right) \sin \vartheta_0 \left[\frac{2 \cos \vartheta_0}{\cos \vartheta_0 + \xi} \left(1 + \frac{i}{kR}\right) + \frac{i}{2kR} + \frac{i2\xi (1 + \frac{3}{2}\xi \cos \vartheta_0)}{kR (\cos \vartheta_0 + \xi)^3} \right]. \quad (11)$$

В случае нормального диполя:

$$G_2^d \approx ik \frac{e^{i(k\ell + \pi/4)}}{\sqrt{2\pi k\rho\rho'}\ell} \left\{ \left[\frac{2}{5\pi^2} \left(1 + \frac{i}{kR}\right) \sin \varphi - \frac{i}{\pi^3 k\rho'} \left(1 - \frac{i}{6k\ell}\right) \right] \cdot \left[\frac{2\xi \cos \vartheta_0}{\cos \vartheta_0 + \xi} \left(1 + \frac{i}{kR}\right) + \frac{i}{kR} \frac{2\xi^2 \sin^2 \vartheta_0}{(\cos \vartheta_0 + \xi)^3} + \frac{i \cos \vartheta_0}{kR} \frac{\xi^3 - \xi^2 \cos \vartheta_0 - 3\xi \cos \vartheta_0 - \cos^3 \vartheta_0}{(\cos \vartheta_0 + \xi)^3} \right] \right\}. \quad (12)$$

Учитывая малую толщину пограничного слоя на носовой части по сравнению с диаметром и даже расстоянием переходной зоны от ребра, можно воспользоваться полученными соотношениями для истолкования природы турбулентного шума в носовой части подводного аппарата.

Рассмотрим ослабление передачи шума от близкого к освещенной грани монополя в допущении поглощающего клина согласно формуле (2), изменяя ρ' от $k\rho' > 1$ при $k\rho = 8.8$. График показан на рис. 7 кривой 1, где $\varphi' = 3\pi/2$, $k=63$, $k\rho' > 1.5$.

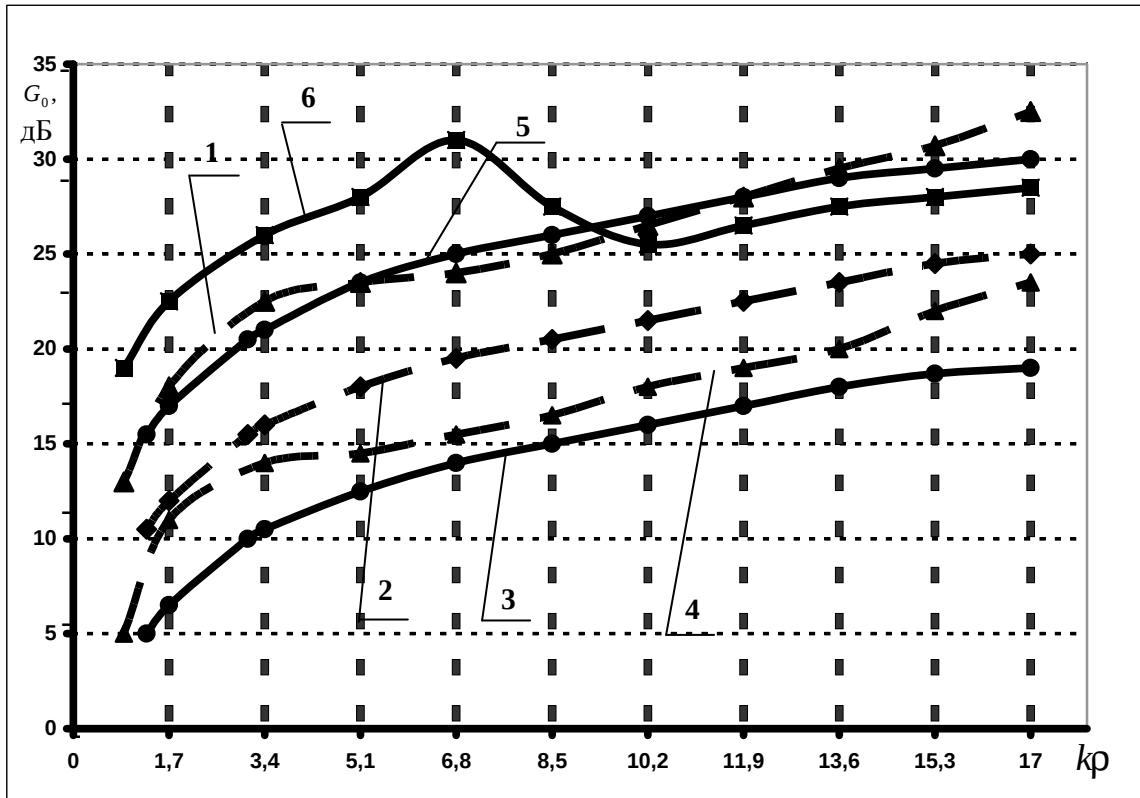


Рис. 7. Ослабление шума точечного источника клином с разными импедансными свойствами

Здесь же приведены значения функции Грина для случая жесткой освещенной грани (кривая 2) и жесткого клина (кривая 3); экспериментальная кривая 5 измерена на реальной носовой части. Излучение создавалось монополю диаметром 20 мм на стенке, прием выполнялся центральным гидрофоном со слабо выраженной направленностью. Кривые 1 и 5 оказались весьма близки, что показывает приемлемость качественного описания дифракции на носовой части предложенной моделью применительно к источникам типа монополя или касательного диполя, нормального к ребру.

Первые слагаемые в квадратных скобках (10) и (11) соответствуют зеркальной компоненте с дипольной направленностью и при $\cos \vartheta_0$, стремящимся к нулю, невелики, но затухают медленно. Оставшиеся слагаемые квадратной скобки затухают быстрее: как $(\sqrt{k\rho'} \ell kR)$. В случае нормального диполя (12) на абсолютно жесткой границе излучение отсутствует, при $\xi \neq 0$ и $\sin \varphi \rightarrow 0$ во второй квадратной скобке первый и третий члены дипольного типа, но убывают существенно быстрее, чем в (10) и (11) вследствие множителя $1/\pi^3 k\rho'$. Второе и третье слагаемые (12) убывают еще быстрее, вследствие чего закон измерения $G(k\rho')$ не совпадает с кривыми 1 и 5.

Приемный гидрофон в эксперименте с реальной носовой частью плоскости в затененной грани клина имел пониженную на 8...9 дБ чувствительность в плоскости теневой грани относительно максимальной. С учетом данного обстоятельства из кривой 5 получена уменьшением G на 8,5 дБ кривая 4, которая лежит между кривыми 2 и 3. Учитывая невозможность достичь $\xi = 0$, уменьшили импеданс освещенной грани нанесением покрытия с $\xi \approx 4$ на носовую часть и получили кривую 6, не соответствующую случаю нормального диполя, увеличивающего поле над мягкой границей.

Из приведенных соотношений следует, что источниками турбулентного шума в носовой части не могут быть нормальные к границе диполи, и с большей вероятностью

можно полагать, что это либо касательное диполи, либо пульсации толщины вытеснения перемежающегося пограничного слоя в переходной зоне.

На рис.8 приведены измеренные в гидродинамической трубе спектры в носовой точке 0 [2] и спектры, полученные в центре антенны с другим обводом при сходных параметрах движения в свободной морской воде. Очевидное подобие спектров и близкие численные значения показывают, что во всех случаях явление фактически одинаковое и данные шумы можно трактовать как турбулентные, вызванные зоной ламинарно-турбулентного перехода. Привлекая результаты работы [4], где даны очень малые расчетные значения шума, связываемые с касательными диполями, можем полагать основным источником рассматриваемых шумов пульсации толщины вытеснения в зоне ламинарно-турбулентного перехода. Приведенные в работе [4] оценки внешнего шума зоны ламинарно-турбулентного перехода противоречивы. При возбуждении пластины в воздухе форма расчетного спектра и эксперимента практически совпадают, чего нельзя сказать о шуме всплывающего устройства. Вместе с тем для турбулизованной области пограничного слоя, согласно [3], касательные напряжения являются источником принимаемого гидрофонами турбулентного шума под развитым пограничным слоем.

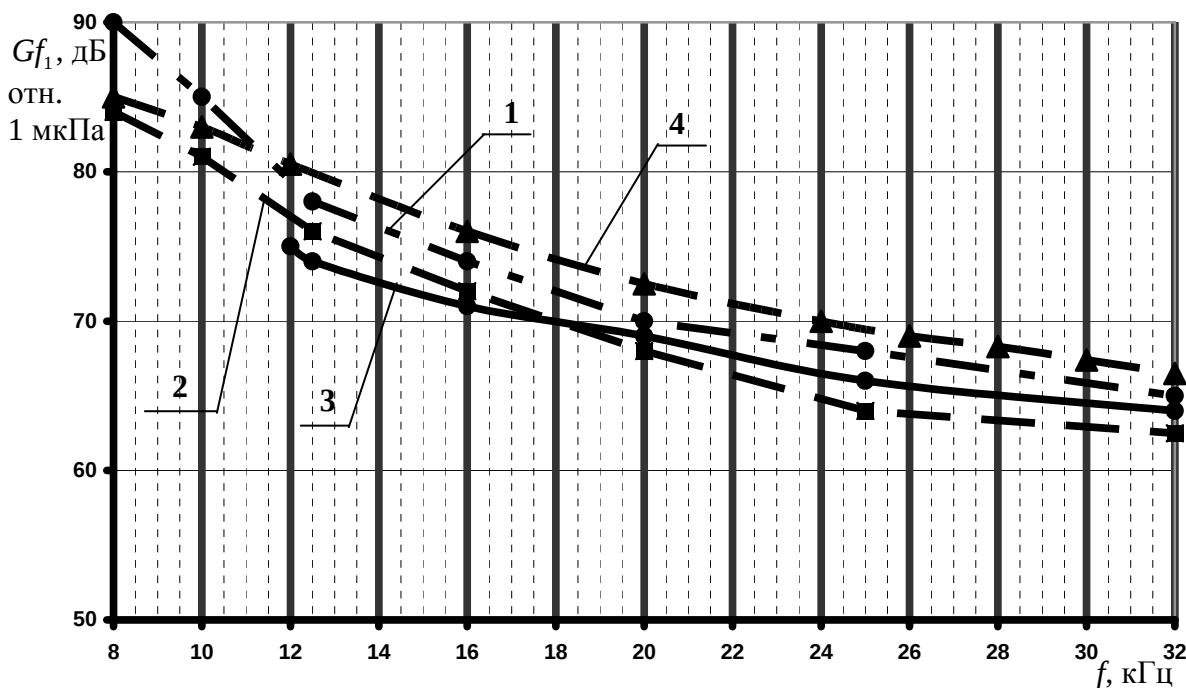


Рис. 8. Измеренная спектральная плотность турбулентного шума в центре ламинарной области: 1 — кривая по данным работы [2], рис. 12; 2, 3 — измерения при всплытии, 4 — кривая изменения уровня — 9 дБ/окт

Во многих работах, ориентированных на относительно низкочастотный диапазон, шум рассчитывался на основании измеренных малоразмерным датчиком пульсаций давления, что, видимо, не соответствует объяснению более высокочастотного шума в носовой области подводных аппаратов. Расчет вибраций, возбуждаемых пристеночными пульсациями давления в обтекаемых пластинах и оболочках, удовлетворительно сходится с экспериментом и излучение вибрации успешно используется как механизм излучения в дальнее поле.

Ключевые слова: антенна, ламинарно-турбулентный переход; спектр шума; дифракция на клине; функция Грина; импеданс границы; источники шума типа монополя и диполя.

Литература

1. *Haddley G.P., Skudrzyk E.J.* The Physics of Flow Noise. JASA. 1969. V.46. P.130.
2. *Lauchle G.C.* Noise generated by axisymmetric turbulent boundary-layer flow. JASA. 1977. V.61. P.694.
3. *Lauchle G.C.* On the radiated noise due to boundary-layer transition. JASA. 1980. V.67. P.158.
4. *Lauchle G.C.* Transition noise-The role of fluctuating displacement thickness. JASA. 1981. V.69. P.665.
5. *Шендеров Е.Л.* Излучение и рассеяние звука. Л.: Судостроение, 1989.
6. *Фелсен Л., Маркувиц Н.* Излучение и рассеяние волн. Том.2. М.: Мир, 1978.
7. *Лысанов Ю.П.* Поле точечного дипольного источника над плоской границей раздела двух сред // Акуст. журн. 1964. Т.10. Вып.4.
8. *Бреховских Л.М.* Волны в слоистых средах. Изд.2. М.: Наука, 1973.
9. *Ingard U.* On the Reflection of Spherical Sound wave from in Infinite Plane. JASA, 1947. V.23. № 3. P.329.

Статья поступила в редакцию 29.05.2009 г.