

3. Васильев Е. Н., Седелникова З. В., Серегина А. Р. — Радиотехника и электроника, 1979, 24, № 4, с. 674.
4. Свешников А. Г., Еремин Ю. А. — Изв вузов—Радиофизика, 1980, 22, № 8, с. 1006.
5. Жуковский Е. Л., Линцер Р. Ш. — ЖВМ и МФ, 1975, 15, № 2, с. 489.
6. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими и пелдисперсными частицами. — М.: Мир, 1971, с. 54.

Московский государственный
университет

Поступила в редакцию
27 июля 1981 г.

УДК 621.371; 551.466.31

О НЕЛОКАЛЬНОМ ХАРАКТЕРЕ НЕКОТОРЫХ ЭФФЕКТОВ, НАБЛЮДАЕМЫХ ПРИ ДИСТАНЦИОННОМ ЗОНДИРОВАНИИ ОКЕАНА

Ю. А. Кравцов, В. С. Эткин

1. Локальные и нелокальные проявления возмущений при дистанционном зондировании океана. Принято считать, что эффекты, наблюдаемые при помощи дистанционных методов (СВЧ и лазерная скаттерометрия, СВЧ и ИК радиометрия), имеют локальный характер, т. е. проявляются именно там, где действуют возмущающие факторы: пленки нефти, выходы внутренних волн (слики), местные течения и т. д. Между тем, в ряде случаев проявляются и нелокальные эффекты, обусловленные тем, что исходное возмущение сначала модифицирует энергонесущую компоненту волнения, а изменения волнения наблюдаются затем за пределами действия возмущающего фактора. Например, если пленка нефти гасит мелкомасштабную компоненту волнения (рябь), то это меняет коэффициент сцепления волнения с ветром и, тем самым, — характеристики волнения.

В литературе уже имеются упоминания о нелокальных эффектах. Так, в работе [1] рассчитаны нелокальные аномалии спектра ряби. В работе [2] исследована изменчивость спектров волнения в поле внутренней волны, обусловленная перераспределением инкремента в присутствии пленок поверхностно-активных веществ, а в работе [3] сообщается об экспериментах, свидетельствующих об изменении энергонесущих компонент волнения в присутствии поверхностно-активных веществ. В данном сообщении мы хотели бы обратить внимание на возможность простого модельного описания нелокальных эффектов на основе уравнения переноса и связанную с этим возможность получения дополнительной информации о динамических характеристиках волнения.

Вообще говоря, возмущения какого-либо параметра γ вызывают на поверхности океана три эффекта, которые могут быть зарегистрированы методами дистанционной диагностики:

- 1) прямое воздействие на интенсивность рассеянного или собственного излучения δI_1 (например, пленка нефти меняет поглощательную способность океана и тем самым его тепловое излучение);
- 2) изменение собственного или рассеянного излучения δI_2 , обусловленное изменениями ряби (пленка нефти может «выглаживать» поверхность океана);
- 3) изменение электромагнитного излучения δI_3 , обусловленное изменением энергонесущей компоненты волнения (как в упомянутом выше примере цепочки: пленка нефти \rightarrow уменьшение ряби \rightarrow уменьшение сцепления с ветром \rightarrow ослабление волнения).

При малых возмущениях ($|\tilde{\gamma}| \ll \gamma_0$) все три эффекта аддитивны.

$$\delta I \approx \delta I_1 + \delta I_2 + \delta I_3. \quad (1)$$

Здесь все слагаемые пропорциональны $\tilde{\gamma}$, но слагаемые δI_1 и δI_2 имеют локальный характер, а слагаемое δI_3 — нелокально. Продемонстрируем нелокальность этого слагаемого на одной модельной задаче.

2. Уравнение переноса для энергии волнения. Рассмотрим эффект выноса возмущений в рамках самого грубого приближения, а именно при помощи теории переноса единственного параметра, характеризующего волнение [4]. В качестве такого параметра естественно взять полную энергию волнения $E(t, r)$, т. е. интеграл от спектральной плотности $F(x; t, r)$ по всем волновым числам:

$$E(t, r) = \int F(x; t, r) d^2 x. \quad (2)$$

Запишем одномерное уравнение переноса

$$\frac{\partial E}{\partial t} + v_g \frac{\partial E}{\partial x} = f(E, \gamma, v), \quad (3)$$

где v_g — групповая скорость, отвечающая максимуму спектральной плотности, а $f(E, \gamma, v)$ — функция, зависящая от самой энергии E , от скорости ветра v , а также от различных возмущающих параметров γ . Рассмотрим на очень простом примере последствия, к которым могут приводить пространственные изменения какого-либо параметра γ в стационарных условиях ($\partial E/\partial t = 0$).

В этом случае полная энергия E подчиняется уравнению

$$v_g \frac{\partial E}{\partial x} = f(E, \gamma, v). \quad (4)$$

Установившееся значение энергии $E = E_0$ при невозмущенном значении параметра $\gamma = \gamma_0$ определяется из уравнения

$$f_0 \equiv f(E_0, \gamma_0, v) = 0, \quad (5)$$

которое отвечает балансу между энергией, поступающей от ветрового потока, и энергией, диссипируемой в жидкости.

3. Решение уравнения переноса при малых возмущениях. При наличии малых возмущений $\tilde{\gamma} = \gamma - \gamma_0$ правую часть (4) можно разложить в ряд Тейлора как по $\tilde{\gamma}$, так и по возмущению энергии волнения $\tilde{E} = E - E_0$:

$$v_g \frac{\partial \tilde{E}}{\partial x} = \frac{\partial f_0}{\partial E_0} \tilde{E} + \frac{\partial f_0}{\partial \gamma_0} \tilde{\gamma}. \quad (6)$$

Если $\tilde{E} = 0$ при $x < 0$, то решение уравнения (6) при $x > 0$ следует искать с начальным условием $\tilde{E}(x=0) = 0$.

Решение уравнения (6) при указанных условиях имеет вид

$$\tilde{E}(x) = \int_0^x b(x') \exp[a(x-x')] dx', \quad (7)$$

где

$$b(x) = (\tilde{\gamma}(x)/v_g)(\partial f_0/\partial \gamma_0), \quad (8)$$

$$a = v_g^{-1}(\partial f_0/\partial E_0) < 0$$

(отрицательный знак величины a следует из предполагаемой устойчивости состояния равновесия $E = E_0$).

4. Модельный пример. В качестве примера рассмотрим случай, когда возмущение $\tilde{\gamma}(x)$ локализовано в интервале $0 < x < l$ и постоянно ($\tilde{\gamma}(x) = \text{const} = \tilde{\gamma}_0$) в этом интервале, т. е.

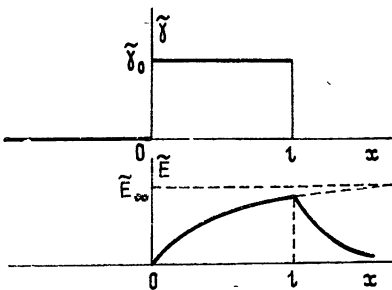


Рис. 1.

$$b(x) = \begin{cases} 0 & \text{при } x < 0 \text{ и при } x > l \\ b_0 = \text{const} & \text{при } 0 < x < l \end{cases}. \quad (9)$$

Тогда из (7) имеем зависимость

$$\tilde{E}(x) = \begin{cases} 0 & \text{при } x < 0 \\ \tilde{E}_\infty(1 - e^{-|a|x}) & \text{при } 0 < x < l, \\ \tilde{E}_\infty(e^{|a|l} - 1)e^{-|a|x} & \text{при } x > l \end{cases} \quad (10)$$

напоминающую кривую заряда и разряда емкости (рис. 1). Здесь

$$\tilde{E}_\infty = b_0/a = -\frac{\partial f_0/\partial \gamma_0}{\partial f_0/\partial E_0} \gamma_0 \quad (11)$$

— установившееся приращение энергии при возмущении γ_0 . Такое приращение наблюдается при условии, что длина возмущенной зоны l велика по сравнению с характерной длиной установления

$$L_{уст} = \frac{1}{|a|} = v_g \left| \frac{f \partial_0}{\partial E_0} \right|^{-1}. \quad (12)$$

При $l \lesssim L$ максимальное приращение \tilde{E}_{max} всегда меньше \tilde{E}_{∞} , причем в предельном случае $l \ll L_{уст}$ имеем $\tilde{E}_{max} \approx \tilde{E}_{\infty} l / L_{уст} \ll \tilde{E}_{\infty}$. В этом случае значение \tilde{E}_{max} достигается при $x=l$, а спадание \tilde{E} в e раз происходит на большом расстоянии $L \gg l$.

5. Временные эффекты. При резком появлении (исчезновении) возмущений волнение устанавливается за время порядка $\tau_{уст} \sim |\partial f_0 / \partial E_0|^{-1} \sim L_{уст} / v_g$. Это время характеризует временную инерционность волнения. Измерения длины установления $L_{уст}$ и времени установления $\tau_{уст}$ явились бы источником ценной информации о динамических свойствах волнения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Басович А. Я. — Изв. АН СССР, ФАО, 1971, 15, № 6, с. 655.
2. Ермаков С. А., Пелиновский Е. Н., Талипова Т. Г. — Изв. АН СССР, ФАО, 1980, 16, № 10, с. 1068.
3. Nühnerfuss H. et al. — J. Geophys. Res., 1981, 86, № 1, p. 429.
4. Кепуон R. B. — Deep Sea Research, 1975, 11, № 2, p. 280.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР

Поступила в редакцию
4 мая 1981 г.,
после доработки
9 ноября 1981 г.

УДК 621.396.677; 621.372.83

АНАЛИЗ МОДЕЛЬНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И РАСЧЕТОВ АНТЕННЫ С УГОЛКОВЫМ ОТРАЖАТЕЛЕМ ДЛЯ СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО СМЕСИТЕЛЯ

Н. П. Краев, И. А. Струков

Смеситель субмиллиметрового диапазона длин волн (ССД) может выполняться в виде волноводной или квазиоптической конструкции. Изготовление волноводной конструкции в субмиллиметровом диапазоне связано с большими технологическими трудностями. Поэтому в последнее время разрабатываются квазиоптические ССД, в которых энергия сигнала и гетеродина подводится к нелинейному элементу с помощью контактной проволоки диода. Проводятся эксперименты с устройствами, в которых контактная проволока выполнена в виде V-образной антенны [1], диполя с рефлектором на диэлектрической подложке [2], антенны бегущей волны с линзой из кварцевой призмы [3]. Наибольший коэффициент усиления позволяет получить антенна с уголковым отражателем (рис. 1) [4-6], поэтому она пользуется самым широким вниманием. В работах [5, 6] были проанализированы характеристики направленности такой антенны, но без учета короткого замыкания в точке A и излучения участка АД контактной проволоки диода (рис. 1), что является характерным для конструкции ССД. В работе [4] приводятся данные по импедансным характеристикам макета антенны с 90-градусным уголковым отражателем при расстоянии от контактной проволоки диода до ребра рефлектора $S = 1,2\lambda$ (где λ — длина волны принимаемого излучения). Для других параметров антенны импедансные характеристики не приводятся, так как отсутствуют расчетные формулы.

В настоящем сообщении анализируются характеристики направленности антенны ССД с уголковым отражателем при коротком замыкании на конце Г-образной контактной проволоки диода с учетом излучения всех ее частей, приводятся результаты расчета входного импеданса антенны, которые сравниваются с данными измерений на макетах антенн в 3-сантиметровом диапазоне.

Расчет диаграмм направленности (ДН) и входного импеданса выполняется при допущении о бесконечных размерах и проводимости отражающих поверхностей для целых значений отношения $180/\psi$, где ψ — угол раскрытия отражателя в градусах. Нижняя плоскость уголкового рефлектора заменяется зеркальным изображением контактного проводника диода. Таким образом, расчетная электрическая модель антенны ССД представляет собой симметричный диполь, установленный в биссекториальной плоскости уголкового отражателя на расстоянии S от его ребра. В качестве вибраторов диполя выступают Г-образный контактный проводник диода со сторонами $BD = l$ и $DA = S$, заземленный в точке A, и его изображение.