АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXXII 1986 Вып. 3

УДК 537.86

КОГЕРЕНТНОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ ОТРАЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ОТ ВЗВОЛНОВАННОЙ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ДВУХ СРЕД ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НА НЕЕ АКУСТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Дьяков Ю. П., Есипов И. Б., Ляпин К. К., Наугольных К. А., Поздняков Н. И., Соколов В. И.

Рассматривается эффект когерентного комбинационного отражения, возникающий при взаимодействии электромагнитных и звуковых волн на поверхности со случайными неровностями. Приведены результаты экспериментального исследования эффекта.

Исследование фазовой и частотной модуляций электромагнитных волн при их взаимодействии со звуковыми волнами ведет свою историю с открытия в 1928 г. Г. С. Ландсбергом и Л. И. Мандельштамом комбинационного рассеяния света в кристаллах [1, 2]. В частном случае, этот эффект проявляется и при дифракции электромагнитных волн на акустических волнах на поверхности твердых тел и жидкостей. Возникающие при дифракции явления оказываются наиболее заметными при взаимодействии света с ультра- или гиперзвуком. Вместе с тем комбинационные эффекты наблюдались и при рассеянии СВЧ-волн на поверхности воды, возмущенной звуком [3].

Анализ взаимодействия света и звука на гладкой и плоской границах раздела сред в настоящее время в достаточной степени развит [4—7]. Представляет интерес рассмотреть особенности такого взаимодействия на статистически неровной или подвижной (взволнованной) границе раздела двух сред. В этом случае явление существенно усложняется, поскольку рассеянное поле будет определяться не только параметрами акустической волны, но и статистическими характеристиками неровностей. Исследованию некоторых особенностей, возникающих при взаимодействии электромагнитных и акустических волн на статистически неровной поверхности, и посвящена настоящая работа.

Здесь показано теоретически и подтверждено экспериментально, что при таком взаимодействии одна из комбинационных компонент рассеянного электромагнитного поля может оказаться стабильной по фазе, как бы «не замечающей» неровностей границы раздела и их движения. Тем самым в этой компоненте сохраняется когерентность падающего поля, что ведет к переизлучению некоторой доли электромагнитного поля освещенным участком поверхности с высокой степенью направленности так, как если бы происходило отражение, а не рассеяние.

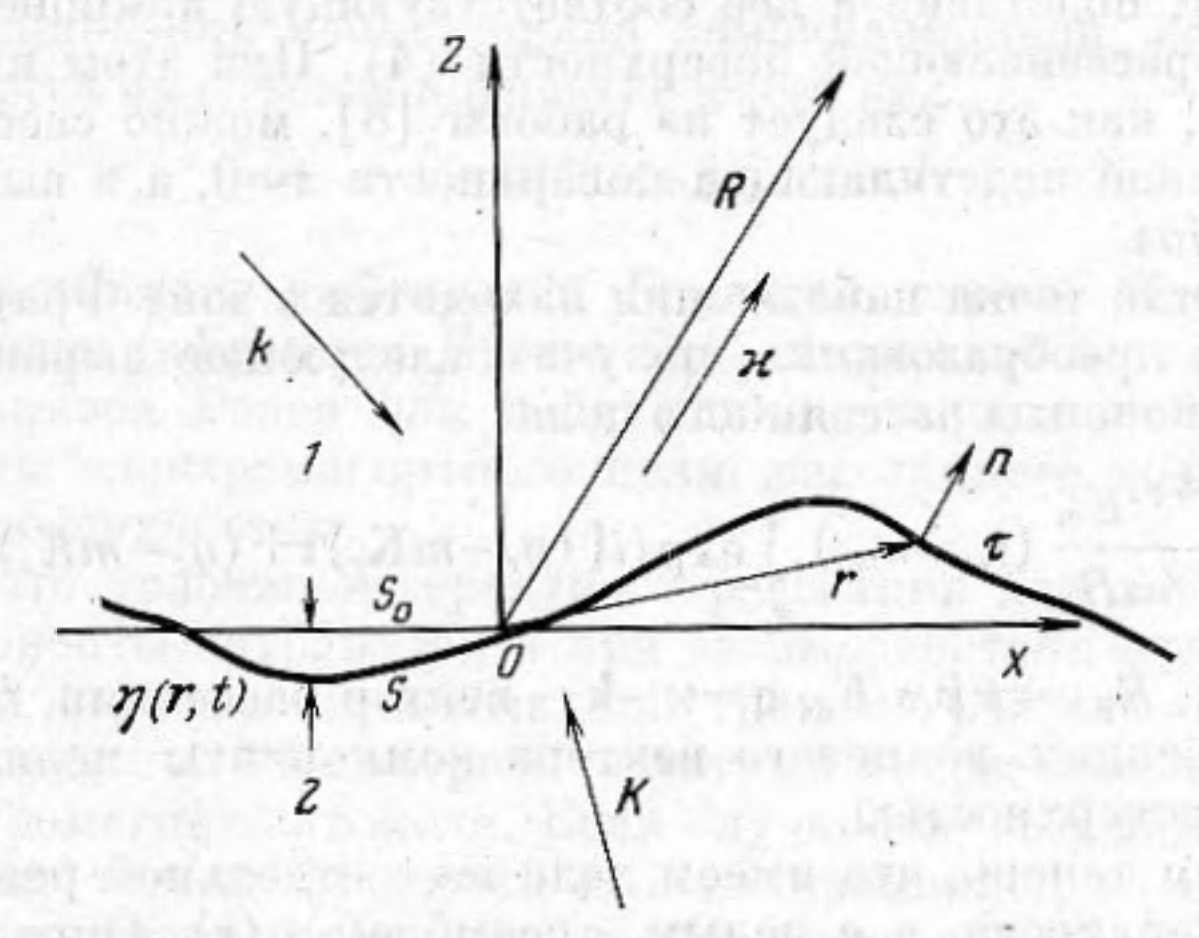
Рассмотрим гладкую неровную поверхность S с пологими неровностями $\eta(\mathbf{r}, t)$. Будем считать эту поверхность границей раздела вакуума (среда *1*) и идеально проводящей жидкости (среда *2*) (фиг. 1). Плоскость xoz на этой фигуре является плоскостью падения двух волн. Из среды *1* на поверхность падает горизонтально поляризованная электромагнитная волна $E=E_0\exp\{i(\omega_0 t-k_x x-k_z z)\}$, из среды *2* на ту же поверхность падает акустическая волна, потенциал которой имеет вид $\varphi=\varphi_0\exp\{i(\Omega t-K_x x-K_z z)\}$. Здесь через ω_0 и Ω обозначены частоты электромагнитных и акустических колебаний, а k_x, k_z, K_x и K_z — компоненты соответствующих волновых векторов. Будем интересоваться описанием рассеянного электромагнитного поля в верхнем полупространстве. Для определенности ограничимся решением этой задачи для случая достаточно плавных и крупных неровностей по отношению как к длине электромагнитной, так и акусти-

ческой волны. Будем считать также, что скорость изменения неровностей невелика — существенно меньше скорости распространения акустической волны. Допустим далее, что наклоны неровностей на поверхности S малы, а сама поверхность абсолютно отражающая и свободная. В таком случае можно записать простое выражение для величины акустических смещений неровной поверхности в виде

$$a=2\int\frac{\partial\varphi}{\partial z}dt=2\frac{K_z\varphi_0}{\Omega}\cos(\Omega t-K_x x-K_z\eta(\mathbf{r},t)), \qquad (1)$$

$2K_z\varphi_0/\Omega=a_0$ — амплитуда акустических колебаний поверхности.

При описании рассеянного электромагнитного поля в направлениях, близких плоскости падения, можно не учитывать векторный характер электромагнитного поля и использовать для его расчета формулу Грина



Фиг. 1. К постановке задачи

в скалярной форме, из которой легко получить в приближении Кирхгофа известное выражение для рассеянного поля в произвольной точке пространства, определяемой радиусом-вектором $\mathbf{R}$:

$$E(\mathbf{R})=\frac{1}{4\pi}\int\limits_S\left\{E_r(\mathbf{r})\frac{\partial}{\partial n}\frac{e^{-i\varkappa|\mathbf{R}-\mathbf{r}|}}{|\mathbf{R}-\mathbf{r}|}-\frac{e^{-i\varkappa|\mathbf{R}-\mathbf{r}|}}{|\mathbf{R}-\mathbf{r}|}\frac{\partial}{\partial n}E_r(\mathbf{r})\right\}d\mathbf{r}, \qquad (2)$$

где $\varkappa$ — волновое число рассеянного излучения, E_r — проекция вектора напряженности отраженного поверхностью электромагнитного поля на направление $\mathbf{r}$ в выбранной выше системе координат.

Учитывая далее то, что акустические смещения поверхности малы по сравнению с длиной электромагнитной волны, можно воспользоваться для расчета величины рассеянного поля совместно методом касательной плоскости и методом малых возмущений [8]. В этом случае расчет отраженного поля сводится к вычислению интеграла (2) по невозмущенной звуком поверхности, на которой $E_r(\mathbf{r})$ в случае идеального отражения следует задать в виде

$$E_r(\mathbf{r},t)=-E_0\exp\{i(\omega t-\mathbf{k}_\tau\mathbf{r}_\tau-\mathbf{k}_n\mathbf{r}_n)\}\left[1+\frac{\partial E}{\partial n}\bigg|_{z=\eta(\mathbf{r})}\Delta n(\mathbf{r},t)\right], \qquad (3)$$

где $\mathbf{k}_n$ и $\mathbf{k}_\tau$ — проекции волнового вектора падающей электромагнитной волны на нормаль $\mathbf{n}$ к поверхности и орт касательной $\boldsymbol{\tau}$, лежащей в плоскости падения, $\mathbf{r}_n$ и $\mathbf{r}_\tau$ — нормальная и касательная проекции радиуса-вектора $\mathbf{r}$, Δn — акустические смещения возмущенной звуком поверхности в направлении нормали. Будем считать, что углы наклона рассеивающей поверхности настолько малы, что $k_n\simeq k_z$, $\mathbf{k}_\tau\simeq\mathbf{k}_r$, $\mathbf{r}_n\simeq\eta$, $\mathbf{r}_\tau\simeq\mathbf{r}$, $\Delta n\simeq a$. Тогда полное комплексное представление функции эффективного распределения поля на

невозмущенной звуком поверхности можно привести к виду

$$E_r(\mathbf{r}, t) \simeq -E_0 \exp\{i[\omega_0 t - \mathbf{k}_r\mathbf{r} - k_z\eta(\mathbf{r})]\} + \\ + k_z a_0 E_0 \exp\{i[(\omega_0+\Omega)t - (\mathbf{k}_r+\mathbf{K}_r)\mathbf{r} - (k_z+K_z)\eta(\mathbf{r})]\} - \\ - k_z a_0 E_0 \exp\{i[(\omega_0-\Omega)t - (\mathbf{k}_r-\mathbf{K}_r)\mathbf{r} - (k_z-K_z)\eta(\mathbf{r})]\}. \quad (4)$$

По известному распределению поля на рассеивающей поверхности можно теперь вычислить поле $E(\mathbf{R})$ в произвольной точке наблюдения, причем это распределение представляет собой сумму трех компонент различных частот

$$\omega_m = \omega_0 + m\Omega, \quad (5)$$

где $m=0, \pm 1$. Очевидно, что и поле в точке $\mathbf{R}$ должно представлять собой сумму трех компонент тех же частот, каждую из которых можно вычислить по формуле (2), подставив в нее соответствующую компоненту распределения поля на рассеивающей поверхности (4). При этом интегрирование выражения (2), как это следует из работы [8], можно свести к интегрированию по ровной подстилающей поверхности $z=0$, а в вычислениях положить $\partial/\partial n \simeq \partial/\partial z$.

В случае, когда точка наблюдения находится в зоне Фраунгофера, произведя простые преобразования, получим следующее выражение для амплитуды m-компоненты рассеянного поля:

$$E(\mathbf{R}) = \sum_m \frac{i^{m+1}E_m}{4\pi R}(\varkappa_z + k_{mz}) \int_{S_0} \exp\{i[(q_r - m\mathbf{K}_r)\mathbf{r} + (q_z - mK_z)\eta(\mathbf{r})]\} d\mathbf{r}, \quad (6)$$

где $m=-1; 0; 1$, $E_{\pm 1} = \pm k_z a_0 E_0$, $\mathbf{q} = \boldsymbol{\varkappa} - \mathbf{k}$ — вектор рассеяния, $k_{mz} = k_z + mK_z$ — нормальная проекция волнового вектора компоненты поля, отраженного подстилающей поверхностью.

Предположим теперь, что имеем дело не с отдельной реализацией рассеивающей поверхности, а с целым ансамблем $\eta(\mathbf{r})$. Определим в таком случае среднее значение комплексной амплитуды поля каждой частотной компоненты или когерентную составляющую поля в некоторой точке наблюдения.

При усреднении (6) по ансамблю под интегралом в правой части возникает сомножитель

$$V_m(q_z - mK_z) = \langle \exp\{i[(q_z - mK_z)\eta(\mathbf{r})]\} \rangle. \quad (7)$$

Здесь $\langle\ \rangle$ — знак усреднения по ансамблю. Этот сомножитель представляет собой характеристическую функцию [9] случайной величины $\eta(\mathbf{r})$ и определяется законом распределения этой величины.

В случае статистически однородной поверхности характеристическая функция не зависит от $\mathbf{r}$, поэтому сомножитель V_m может быть вынесен за знак интегрирования (6). Тогда для когерентной составляющей поля получим следующее выражение:

$$\langle E_m(\mathbf{R}) \rangle = \frac{i^{m+1}E_m}{4\pi R}(\varkappa_z + k_{mz}) V_m \int_{S_0} e^{-i(\mathbf{q}_r - m\mathbf{K}_r)\mathbf{r}} d\mathbf{r}. \quad (8)$$

Поскольку выражение для поля, отраженного ровной поверхностью, в той же точке наблюдения отличается от выражения (8) только сомножителем V_m, то этот сомножитель может быть назван коэффициентом влияния неровностей поверхности на m-ю когерентную составляющую рассеянного поля. В простейшем случае нормального закона распределения [8]

$$V_m(a_z - mK_z) = \exp\left\{-\frac{1}{2}(q_z - mK_z)^2 \langle \eta^2 \rangle\right\}. \quad (9)$$

При выполнении условия $q_z - mK_z = 0$, что возможно только для верхней комбинационной компоненты $m=1$, будет $V_1 = 1$ и, следовательно, неровности не оказывают никакого влияния на распространение этой ком-

поненты в соответствующем направлении, определяемом условием $\mathbf{q}_r - \mathbf{K}_r = 0$. В то же время зеркальная и другая комбинационная компоненты при $q_z^2\langle\eta^2\rangle \gg 1$ будут экспоненциально малыми. Поэтому комбинационная компонента на частоте $\omega_0+\Omega$ будет по существу единственной в поле рассеянного на крупных неровностях электромагнитного излучения.

Полное условие наблюдения такой компоненты можно записать как

$$\mathbf{q}=\mathbf{K}. \tag{10}$$

Это условие совпадает с условием дифракции Брэгга на объемной решетке звука [10]. Такая аналогия между рассеянием волны электромагнитного излучения на поверхности со случайными неровностями, возмущенными звуком, и дифракцией на объемной решетке имеет простое объяснение. В случае достаточно крупных неровностей, когда $q_z^2\langle\eta^2\rangle \gg 1$ и $K_z^2\langle\eta^2\rangle \gg 1$, на поверхности отражается объемная структура волны звука. Условие возникновения единственной комбинационной компоненты при дифракции Брэгга на объемной решетке имеет вид

$$K^2L/k \gg 1, \tag{11}$$

где L — размер области дифракции. В нашем случае $K \sim K_z \simeq q_z \sim k$, $L \sim \langle\eta^2\rangle^{1/2}$ и условие дифракции Брэгга (11) переходит в условие большого значения параметра Рэлея для наблюдения единственной комбинационной компоненты электромагнитного поля, рассеянного возмущенной звуком неровной поверхностью.

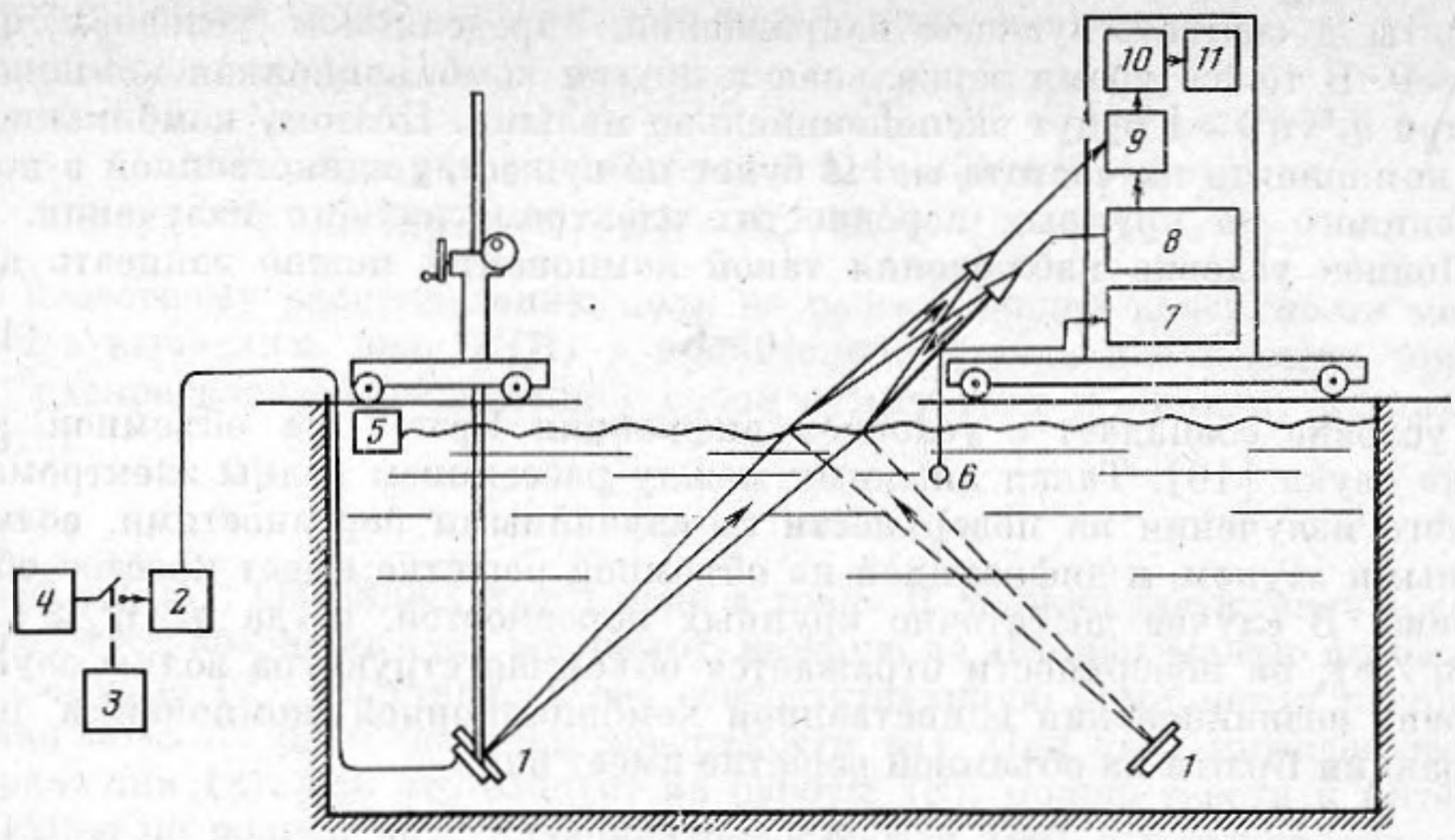
Очевидно, что условие когерентного рассеяния для верхней комбинационной компоненты сохранится и при взаимодействии электромагнитной и акустической волн на взволнованной границе раздела, когда крупные неровности подвижны. Рассмотрим частотный энергетический спектр рассеянного электромагнитного поля. Если случайные возвышения поверхности являются не только функцией $\mathbf{r}$, но и времени t, то при достаточно медленном эргодическом стационарном процессе $\eta(\mathbf{r}, t)$, когда временной масштаб корреляции неровностей границы раздела T настолько большой, что $\Omega T \gg 1$, а $\partial\eta/\partial t \ll c_a$, где c_a — скорость распространения звука, выражение для энергетического спектра m-й компоненты рассеянного поля можно записать в виде

$$S_m(\omega)=\frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\langle E_m(t-\tau)E_m^*(t)\rangle e^{-i\omega\tau}\,d\tau=$$

$$=\frac{E_m^2}{32\pi^3}\frac{(\varkappa_z-k_z)^2}{R^2}\int\limits_{-\infty}^{\infty}e^{i(\omega_m-\omega)\tau}\,d\tau\int\limits_{S_0}\int\limits_{S_0}e^{i[(\mathbf{q}_r-m\mathbf{K}_r)(\mathbf{r}-\mathbf{r}')]}f_m\,d\mathbf{r}\,d\mathbf{r}', \tag{12}$$

где $f_m=\langle\exp\{i(q_z-mK_z)[\eta(\mathbf{r}, t)-\eta(\mathbf{r}', t+\tau)]\}$ — двумерная характеристическая функция случайной поверхности, которая при нормальном распределении высот неровностей η принимает вид $f_m=\exp\{-(q_z-mK_z)^2\langle\eta^2\rangle[1-W(\boldsymbol{\rho}, \tau)]\}$; здесь $W(\boldsymbol{\rho}, \tau)$ — пространственно-временная функция корреляции неровностей $\boldsymbol{\rho}=\mathbf{r}'-\mathbf{r}$. Из выражения (12) видно, что энергетический спектр каждой компоненты рассеянного поля зависит вообще говоря, от вида корреляционной функции $W(\boldsymbol{\rho}, \tau)$ и дисперсии неровностей $\langle\eta^2\rangle$. Кроме того, он зависит также и от комбинации нормальных проекций, волновых векторов, поэтому разные компоненты электромагнитного поля, рассеянного на возмущенной звуком взволнованной поверхности, будут иметь разный частотный спектр. Однако при выполнении условия $q_z=K_z$ частотный спектр верхней комбинационной компоненты вырождается в дельта-функцию, что соответствует монохроматическому излучению на частоте $\omega_1=\omega_0+\Omega$ в направлении вектора $\varkappa=k+K$. Это можно трактовать как когерентное комбинационное отражение от взволнованной границы раздела двух сред, возмущенной акустической волной.

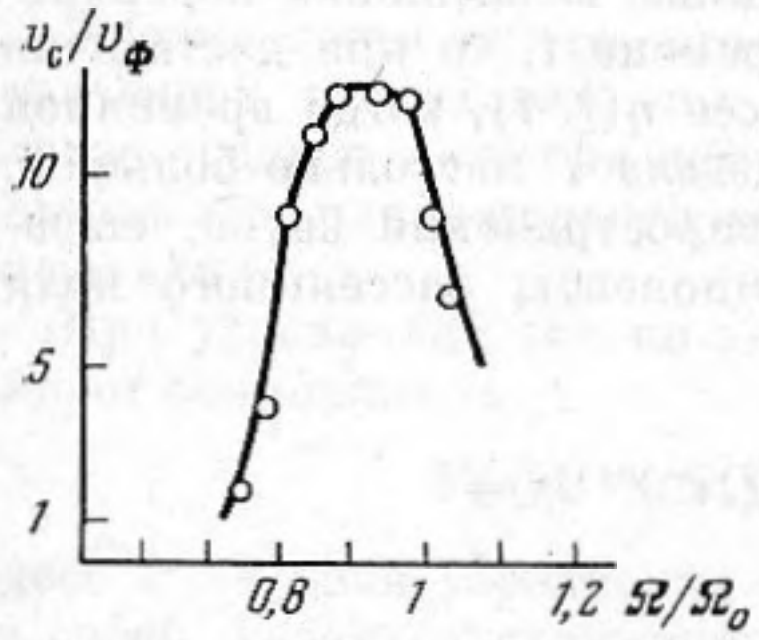
В частном случае встречного облучения границы раздела электромагнитной и акустической волнами, удовлетворяющими соотношению $2k=$



Фиг. 2. Схема экспериментальной установки: *1* – акустический излучатель, *2* – усилитель мощности, *3* – коммутирующее устройство, *4* – ультразвуковой генератор, *5* – волнопродуктор, *6* – гидрофон, *7* – измерительный прибор, *8* – СВЧ-генератор, *9* – фазовый детектор, *10* – блок фильтрации и усиления, *11* – регистрирующая аппаратура

$=-K$, будет наблюдаться обратное когерентное отражение верхней комбинационной компоненты.

Следует отметить, что когерентное комбинационное отражение может наблюдаться только при специально подобранных значениях волновых векторов двух взаимодействующих волн k и K. Наиболее просто условие наблюдения эффекта когерентного комбинационного отражения можно удовлетворить при взаимодействии оптического излучения с гиперзвуком или СВЧ электромагнитных волн с ультразвуком на статистически неровной поверхности.



Фиг. 3. Частотная зависимость отношения среднего уровня сигнала к средней амплитуде флуктуаций

Эффект когерентного комбинационного отражения удалось наблюдать в следующем эксперименте. СВЧ-излучатель сантиметрового диапазона длин волн освещал поверхность воды когерентным электромагнитным излучением. Поверхность воды в свою очередь была возмущена ультразвуковым монохроматическим полем поршневого источника, как это показано на фиг. 2. На поверхности воды с помощью волнопродуктора создавалось случайное волнение амплитудой до 10 см. Приемная СВЧ-антенна располагалась рядом с антенной излучателя электромагнитных волн и поэтому в эксперименте измерялись характеристики рассеянного СВЧ-излучения в обратном направлении. Сигнал с приемной антенны поступал на фазовый детектор и далее фильтровался в узкой полосе частот. Фазовый детектор управлялся опорным сигналом с генератора СВЧ-излучения, который играл роль гетеродина. В такой схеме на фазовом детекторе выделялись комбинационные частоты рассеянного СВЧ-излучения, которые затем анализировались.

В результате выполненных экспериментов оказалось, что комбинационная компонента рассеянного СВЧ-излучения на ультразвуковой волне частоты Ω регистрировалась в обратном направлении только в случае встречного или симметричного (относительно распространения ультразвуковых волн) облучений взволнованной поверхности воды. При встречном облучении поверхности средний уровень комбинационной компоненты, который пропорционален когерентной части рассеянного СВЧ-поля, резонанс-

ным образом зависит от частоты ультразвука. Зависимость отношения среднего уровня комбинационной компоненты к величине флуктуаций сигнала показана на фиг. 3. При определении этой зависимости учитывалось изменение амплитуды ультразвуковых колебаний поверхности воды с изменением частоты акустического излучения. Подобная зависимость, но полученная в условиях симметричного освещения СВЧ электромагнитными и ультразвуковыми волнами поверхности воды, не дает такого характерного максимума, какой получается в случае встречного облучения взволнованной поверхности. При этом отношение среднего уровня комбинационной компоненты рассеянного электромагнитного поля к соответствующим флуктуациям сигнала оказывается в 3—4 раза меньше, чем при встречном облучении в условиях резонанса, когда приблизительно выполнялось соотношение $2\mathbf{k}=-\mathbf{K}$, соответствующее условию когерентного комбинационного отражения. Вид зависимости относительной величины среднего уровня комбинационной компоненты рассеянного поля от частоты соответствует выражению (9), которое связывает величину коэффициента когерентного отражения электромагнитных волн на комбинационной частоте от статистически неровной поверхности с длиной возмущающей эту поверхность звуковой волны.

Таким образом, был экспериментально установлен резонансный рост усиления коэффициента когерентного отражения от взволнованной случайным образом поверхности для электромагнитных волн на комбинационной частоте, равной частоте ультразвуковых колебаний поверхности, при встречном облучении рассеивающей поверхности ультразвуком в случае, когда длина волны ультразвука в воде была вдвое короче длины электромагнитной волны в воздухе. Наблюдаемые в эксперименте эффекты полностью соответствуют предсказаниям развитой теории когерентного комбинационного отражения от статистически неровной поверхности.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Фабелинский И. Л.* Открытие комбинационного рассеяния света.– УФН, 1978, т. 126, вып. 1, с. 124.
2. Современные проблемы спектроскопии комбинационного рассеяния света. Сб. статей под ред. Сущинского. М.: Наука, 1978.
3. *Tremain D. E., Angelakos D. J.* Detection of Underwater Sound Sources by Microwave Radiation Reflected from the Water Surface. PIEEE Trans., 1972, v. 6, № 2.
4. *Мандельштам Л. И.* О рассеянии света в неоднородной среде.– Журнал. физ.-хим. об-ва, 1926, т. 58, № 4 физ., с. 381.
5. Акустическая голография/Под ред. Прохорова В. Г. Л.: Судостроение, 1975.
6. Системы акустического изображения./Под ред. Уэйд Г. Л.: Судостроение, 1981.
7. *Магдич Л. Н., Молчанов В. Я.* Акустооптические устройства и их применение. М.: Сов. радио, 1978.
8. *Басс Ф. Г., Фукс И. М.* Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. М.: Наука, 1972.
9. *Пугачев В. С.* Теория случайных функций. М.: Наука, 1962.
10. Физическая акустика/Под ред. Мэзона У. и Терстона Р. Т. 7. М.: Мир, 1974.

Акустический институт
им. Н. Н. Андреева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
15.V.1985