

УДК 621.371.25

# РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА ЗВУКЕ В СВЯЗИ С ЗАДАЧАМИ ЗОНДИРОВАНИЯ АТМОСФЕРЫ

(Обзор)

*A. C. Гурвич, A. I. Кон, B. I. Татарский*

1. Введение
2. Теория рассеяния электромагнитных волн на звуке и метод РАЗ
3. Частотный спектр сигнала при обратном рассеянии электромагнитного импульса на звуковом волновом цуге
4. Мощность сигнала и особенности работы антенных систем РАЗ
5. Заключение

## 1. ВВЕДЕНИЕ

За последнее десятилетие в литературе появилось большое количество работ, посвященных так называемому радиоакустическому зондированию атмосферы. Хотя история этого остроумного метода от появления в 1962 г. первой публикации Атласа [1], содержащей основную идею, насчитывает уже более двадцати лет, настоящий интерес к нему возник только после работы Маршалла, Петерсона и Барнеса [2]. Здесь была доказана практическая осуществимость метода и его полезность для исследований нижней тропосферы как в плане решения различных задач физики атмосферы, так и для практического контроля таких важных параметров, как температура и скорость ветра, например, в системах мониторинга атмосферы.

Физическая идея радиоакустического зондирования (РАЗ) заключается в следующем. В атмосферу излучается звуковой импульс некоторой конечной длины  $t_s$ , вызывающий пространственно-временную модуляцию плотности воздуха, на которой, в принципе, может рассеиваться электромагнитное излучение. Как известно, параметры акустической волны зависят от локальных характеристик среды распространения. Это позволяет, лоцируя звуковой импульс с помощью радара, определять искомые параметры атмосферы. Практически чаще всего измеряют доплеровский сдвиг частоты и, следовательно, локальную скорость распространения звукового волнового пакета, известным образом зависящую от параметров среды.

В настоящем обзоре мы остановимся лишь на радиофизической стороне проблемы в основном в связи с задачей рассеяния электромагнитной волны на звуке, а интересующихся геофизической и технической сторонами вопроса отправляем к монографии [3] и обзорам [4-6].

## 2. ТЕОРИЯ РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА ЗВУКЕ И МЕТОД РАЗ

Как следует из сказанного выше, метод радиоакустического зондирования является одним из вариантов практического использования явления рассеяния электромагнитных волн на звуке, которому в свое время в физике было уделено достаточно большое внимание. Оно продолжает и по сей день вызывать интерес в связи с многочисленными приложениями. Определение скорости звука и других акустических параметров газов, жидкостей и твердых тел на основе измерений

углобых спектров рассеяния света на ультразвуке нашло широкое применение в физико-химических исследованиях (см., например, [7]). Появление лазеров привело к созданию оптических доплеровских измерителей скорости течения жидкости и газа, в которых используется сдвиг частоты лазерного излучения при рассеянии на бегущих ультразвуковых волнах [8]. Среди других практических применений необходимо отметить также проблему акустической обработки сигналов [9], в системах которой широко используется явление дифракции света на ультразвуке. В этой связи представляет несомненный интерес понять место метода РАЗ в ряду других задач этого типа и выяснить его характерные особенности.

Основные теоретические и экспериментальные успехи в проблеме рассеяния электромагнитных волн на звуке связаны с выполненными в 20—30-х годах работами Мандельштама, Бриллюена, Дебая и Сирса, Рамана и Ната, Рытова и др. В конечном счете была создана достаточно общая теория, объяснившая основные наблюдаемые на опыте закономерности и нашедшая важные практические применения. Полный и физически наглядный обзор исследований, проведенных по этой проблеме, содержится в известной работе Рытова [10]. Из нее, в частности, ясно, что основная трудность, стоявшая тогда перед теорией, заключалась в учете эффектов многократного рассеяния (спектров высших порядков) при увеличении интенсивности посылаемого в среду ультразвука. Это привело, наряду с попытками точного решения задачи (как правило, громоздкими и трудно обозримыми), к построению различных приближенных решений, где наиболее успешными были варианты Рамана — Ната и Рытова. В то же время рассмотрение задачи в первом приближении метода возмущений не вызвало принципиальных затруднений и было выполнено впервые Мандельштамом, Бриллюеном и Дебаем.

Надо отметить также, что с точки зрения задачи дифракции света на ультразвуке основной интерес представляли интенсивности спектров соответствующих порядков, а вопрос о частоте рассеянного сигнала оставался в стороне. Простые физические соображения приводили к выводу, что частоты рассеянных монохроматических волн в спектрах  $n$ -го порядка комбинируются из световой частоты  $\omega_0$  и звуковой  $\Omega_0$ , так что частота рассеянного поля

$$\omega_{sc} = \omega_0 \pm n\Omega_0, \quad (1)$$

справедливость чего была многократно подтверждена экспериментально.

Исследователи, вновь обратившиеся к этой задаче в связи с описанной выше идеей радиоакустического зондирования, не встретились с трудностями, обусловленными необходимостью учета многократного рассеяния. Первые же оценки показали, что интенсивность рассеянного сигнала в атмосферной задаче очень мала, и приближение однократного рассеяния (часто называемое «борновским») является вполне достаточным для построения теории РАЗ. В то же время ряд важных вопросов не был принят во внимание на раннем этапе исследований, так как возник именно в связи со спецификой новой задачи. Это относится, в первую очередь, к важнейшему для РАЗ вопросу о частотном спектре рассеянного сигнала, связанному с конечностью размеров используемых звуковых и радиоимпульсов.

Для задачи радиоакустического зондирования условия, при которых можно пользоваться (1), не выполняются, и поэтому вопрос о частотном спектре сигнала будет детально рассмотрен ниже. Из других специфических сторон РАЗ мы обсудим особенности работы антенной системы в этой задаче, связанные с тем, что рассеивающий звуковой объем практически всегда находится в зоне дифракции Фраунгофера по отношению к антеннам, излучающим звук и радиоволны.

Поясним сначала основные физические закономерности классической задачи рассеяния электромагнитной волны на звуке с помощью

простого модельного расчета в борновском приближении.

Пусть неограниченная плоская электромагнитная волна

$$E_0 = A_e \exp(-i\omega_0 t + ikr)$$

(где волновой вектор  $\mathbf{k} = kn = (2\pi/\lambda_e) \mathbf{n}$ ) рассеивается на созданном распространяющейся вдоль оси  $z$  звуковой волной распределении диэлектрической проницаемости вида

$$\epsilon_s = A_s \exp\{-i\Omega_0 t + iqz - (x^2 + y^2)/2d_s^2\}.$$

Здесь  $q = \Omega_0/v = 2\pi/\lambda_s$  — волновое число звука и  $d_s$  — поперечная протяженность акустической волны, введенная для простоты с помощью гауссовой функции (см. схематический рис. 1).

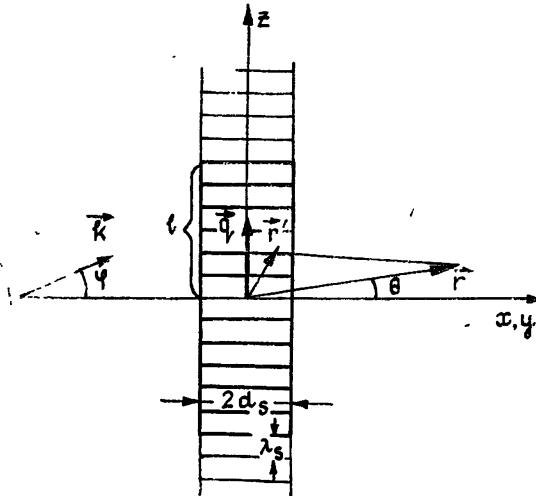


Рис. 1. К расчету рассеяния электромагнитной волны на звуковой.

Однократно рассеянное поле в точке  $r$  без учета поляризации определяется хорошо известной формулой

$$E_{sc}(r, t) = \frac{k^2}{4\pi} \int_{V_{sc}} \frac{e^{ik|r-r'|}}{|r-r'|} \epsilon_s(r', t) E_0(r', t) d^3 r', \quad (2)$$

где интегрирование проводится по рассеивающему объему  $V_{sc}$ , который в реальном эксперименте может обрезаться, например, размером кюветы или пересечением диаграмм направленности передающей и приемной электромагнитных антенн. Для простоты положим его ограниченным только по оси  $z$  и аппроксимируем функцией  $\exp(-z^2/2l^2)$ .

Будем как обычно считать, что точка наблюдения находится достаточно далеко от рассеивающего объема ( $r \gg r'$ ), и выпишем после несложного интегрирования (2) выражение для рассеянного поля в виде

$$E_{sc}(r, t) = (A_{sc}/r) \exp(-i\omega_{sc}t + ikr), \quad (3)$$

где амплитуда  $A_{sc}$  и частота  $\omega_{sc}$  имеют вид

$$A_{sc} = \sqrt{\pi/2} k^2 d_s^2 l A_e A_s \exp \left\{ -\frac{k^2 d_s^2 (\cos \varphi - \cos \theta)^2}{2} - \right. \\ \left. - [k(\sin \varphi - \sin \theta) \pm q]^2 l^2 \right\}; \quad (4)$$

$$\omega_{sc} = \omega_0 \pm \Omega_0. \quad (5)$$

В случае нормального ( $\mathbf{k} \perp \mathbf{q}$ ) падения электромагнитной волны на звуковую, когда угол  $\varphi=0$ , амплитуда поля, рассеянного под углом  $\theta$ , равна

$$A_{sc} = \sqrt{\pi/2} k^2 d_s^2 l A_e A_s \exp \left\{ -2k^2 d_s^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} - \frac{k^2 l^2}{2} \left( \sin \theta \mp \frac{q}{k} \right)^2 \right\}, \quad (6)$$

и, если пренебречь первым слагаемым в экспоненте, направления на максимумы спектров  $\pm$  первого порядка задаются условием

$$\sin \theta = \pm \frac{q}{k} = \pm \frac{\lambda_e}{\lambda_s}. \quad (7)$$

Чтобы определяемые (7) максимумы не «замазывались», необходимым требованием является малость отброшенного первого члена в экспоненте для  $A_{sc}$ . Так как  $k d_s \sim d_s / \lambda_s \geq 1$  (масштаб  $d_s$  обычно имеет порядок не меньше размера звукового излучателя), это выполняется только для малых углов  $\theta$ . Таким образом, при нормальном падении электромагнитной волны условия существования дифракционных максимумов под углами, определяемыми (7), принимают вид

$$\frac{\lambda_e}{\lambda_s} \ll 1, \quad \frac{\lambda_e d_s}{\lambda_s^2} \ll 1. \quad (8)$$

Неравенства (8) неоднократно выписывались в различных работах как условия существования так называемой дифракции Рамана — Ната.

Если рассмотреть углы падения  $\varphi \neq 0$ , то в задаче сразу пропадает симметрия, характерная для уже рассмотренного варианта. В самом деле, существование максимумов дифрагированного поля определяется наличием максимумов экспоненты в (4). Первый ее член обращается в нуль при  $\theta = \pm \varphi$ , а второй — при выполнении равенства  $\sin \theta = \sin \varphi \pm q/k$ . Эти условия могут оказаться совместными, только если  $\theta = -\varphi$ , что обычно называют условием зеркальности. Выражение для рассеянного поля имеет вид

$$E_{sc} = \frac{e^{ikr}}{r} \sqrt{\frac{\pi}{2}} k^2 d_s^2 l A_e A_s \exp \left[ -\frac{(2k \sin \varphi \pm q)^2 l^2}{2} \right] e^{-i(\omega_0 \pm \Omega_0)t}.$$

Если  $\sin \varphi > 0$ , то максимум может достигаться только для нижнего знака в последней формуле

$$E_{sc} \sim \exp \{-i(\omega_0 - \Omega_0)t - (2k \sin \varphi - q)^2 l^2 / 2\}. \quad (9)$$

(Если  $z$ -компоненты векторов  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{q}$  имеют разные знаки, то дифракционный максимум возможен только на суммарной частоте  $\omega_{sc} = \omega_0 + \Omega_0$ .)

Из (9) сразу получается требование на угол падения электромагнитной волны, при котором (и только в зеркальном направлении!) может наблюдаться дифракционный максимум заметной интенсивности:

$$\sin \varphi_B = \frac{q}{2k} = \frac{\lambda_e}{2\lambda_s}. \quad (10)$$

Угол  $\varphi_B$  обычно называют Брэгговским, и, как видно отсюда, для рассмотренного случая бесконечно протяженных волн дифракция в принципе может наблюдаться только при выполнении связывающего длины волн  $\lambda_e$  и  $\lambda_s$  неравенства  $\lambda_e < 2\lambda_s$ .

Если считать угол падения электромагнитной волны заданным, то условие максимума рассеянного поля имеет вид

$$\kappa = 2k \sin \varphi - q = 0, \quad (11)$$

причем введенную здесь величину  $\kappa$  можно назвать параметром Брэгга.

В наиболее интересном для нас частном случае  $\varphi = \pi/2$  условие Брэгга (11) упрощается:

$$\kappa = 2k - q = 0. \quad (12)$$

Как видно из (9), рассеянное поле имеет заметную величину, только если  $\kappa \leq l^{-1}$ .

В классических экспериментах по рассеянию света на ультразвуке длина световой волны была гораздо меньше акустической, что, естественно, приводило к использованию малых углов падения  $\Phi_B$  (почти нормальные векторы  $k$  и  $q$ ). Как правило, также длины акустического и электромагнитного волновых цугов  $l_s$  и  $l_e$  были значительно больше масштаба  $l$ , представлявшего собой минимальный из размеров попечника светового пучка и длины звуковой кюветы.

С совершенно другой ситуацией мы сталкиваемся в задаче радиоакустического зондирования атмосферы. Здесь естественной является геометрия эксперимента, когда звуковая волна посыпается в среду в направлении, близком к вертикальному, а электромагнитная вслед за ней, зондируя ее прохождение в атмосфере. Это означает, что нас интересуют углы  $\varphi$ , близкие к  $\pi/2$ , и соответственно углы наблюдения  $\theta \approx \pi/2$ , при этом  $\lambda_e \approx 2\lambda_s$ . При такой постановке задачи ясно также, что размер  $l$  области возможного взаимодействия электромагнитного и звукового пучков должен быть гораздо больше длины зондирующего импульса, уменьшение которого, в частности, тесно связано с требованием повышения разрешающей способности метода. В этой связи главной физической особенностью задачи атмосферного зондирования по сравнению с обычной постановкой оказывается наличие движущегося рассеивающего объема, что связано с конечностью используемых акустических импульсов или радиопосылок. Вопрос о частотном спектре рассеянного сигнала в этом случае оказывается более сложным, и ему в литературе, на наш взгляд, не уделяено достаточно внимания. Например, в появившемся недавно подробном обзоре [11] обсуждается в основном амплитуда сигнала, рассеянного на неподвижных объемных дифракционных решетках, а спектральные закономерности остаются в стороне. В следующем разделе мы перейдем к рассмотрению этой проблемы.

### 3. ЧАСТОТНЫЙ СПЕКТР СИГНАЛА ПРИ ОБРАТНОМ РАССЕЯНИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИМПУЛЬСА НА ЗВУКОВОМ ВОЛНОВОМ ЦУГЕ

Необходимость постановки вопроса о частотном спектре сигнала при взаимодействии ограниченных импульсов электромагнитного и звукового излучения вытекает из первостепенной важности его для метода РАЗ, так как частота сигнала является здесь измеряемой величиной и источником информации о локальных параметрах изучаемой среды.

Впервые на нетривиальность задачи о спектре сигнала при радиоакустическом зондировании было обращено внимание Налбандяном [12]. Затем этот вопрос был детально рассмотрен в работе [13], следуя которой в основных чертах, мы изложим результаты данного раздела, делая при этом упор на качественной трактовке наиболее важных частных случаев.

В общем случае необходимо исходить из нестационарных уравнений Максвелла, что позволяет не делать ограничивающих предположений о соотношении длительностей акустического и электромагнитного волновых пакетов. В немагнитной и непроводящей среде вектор электрического поля удовлетворяет следующему уравнению:

$$\Delta E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 (\epsilon E)}{\partial t^2} = - \nabla (E \nabla \ln \epsilon). \quad (13)$$

Как показывают численные оценки, отклонение диэлектрической проницаемости от единицы, связанное с акустическим изменением плотности среды, мало:

$$\ln \epsilon(r, t) = \ln(1 + \epsilon_s) \approx \epsilon_s(r, t).$$

Будем считать функцию  $\epsilon_s(r, t)$  заданной, не углубляясь в вопрос о связи ее с параметрами атмосферы (эта сторона задачи подробно изучена во многих работах, посвященных распространению звука в атмосфере, например в [14–16]). Положим также, что акустический импульс движется с постоянной скоростью  $c$ , и оставим пока в стороне вопрос о деталях влияния дифракции и конечности размеров используемых антенных устройств.

Рассмотрим рассеяние электромагнитной волны в борновском приближении, считая однократно рассеянное поле  $E_{sc}(r, t)$  малым по сравнению с падающим полем  $E_0(r, t)$ :

$$E(r, t) = E_0(r, t) + E_{sc}(r, t) + \dots \quad (|E_{sc}| \sim \epsilon_s).$$

Тогда для  $E_{sc}$ , пренебрегая членами второго порядка малости по  $\epsilon_s$ , получим уравнение

$$\Delta E_{sc} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E_{sc}}{\partial t^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 (\epsilon_s E_0)}{\partial t^2}, \quad (14)$$

где мы дополнительно пренебрегли членом  $\nabla(E_0 \nabla \epsilon_s)$ , считая, что электрический вектор падающей волны  $E_0$  лежит в горизонтальной плоскости, а  $\text{grad } \epsilon_s$  направлен вертикально.

Как известно, решение уравнения (14) можно записать в виде

$$E_{sc}(r, t) = -\frac{1}{4\pi c^3} \frac{\partial^2 U(r, t)}{\partial t^2}, \quad (15)$$

$$U(r, t) = \int_{V_{sc}} \epsilon_s \left( r', t - \frac{|r - r'|}{c} \right) E_0 \left( r', t - \frac{|r - r'|}{c} \right) \frac{d^3 r'}{|r - r'|}.$$

Здесь интегрирование распространено на всю область  $V_{sc}$ , из которой возможен прием рассеянного излучения в точке  $r$ .

Не гонясь за излишними деталями, сделаем в (15) ряд упрощающих предположений. Прежде всего распространим интегрирование до бесконечности, введя дополнительно в подынтегральное выражение некоторую функцию  $F(r')$ , описывающую относительный вес, с которым входит рассеяние из точки  $r'$  в суммарное рассеянное поле

$$U(r; t) = \int \epsilon_s \left( r', t - \frac{|r - r'|}{c} \right) E_0 \left( r', t - \frac{|r - r'|}{c} \right) \frac{F(r')}{|r - r'|} d^3 r'. \quad (16)$$

В реальном эксперименте функция  $F(r')$ , как и  $V_{sc}$ , определяется в первую очередь геометрией расположения антенн и их параметрами. В разд. 4 обсудим этот вопрос, так как он существен главным образом для расчета энергетики метода. Пока же предположим, что пространственная фильтрующая функция  $F(r')/|r - r'|$  имеет заметное значение в некотором телесном угле  $d\Omega$  вблизи оси  $z$  и в некотором интервале расстояний  $(r_0 + l, r_0 - l)$ , так что интегрирование в (16) по угловым переменным дает множитель  $d\Omega$ , а при интегрировании по  $r'$  появляется весовая функция  $f((r' - r_0)/l)$ , причем  $f(\xi)$  сосредоточена при значениях своего аргумента  $|\xi| \leq 1$ .

Будем рассматривать взаимодействие электромагнитной и звуковой волн в дальней зоне, когда их можно считать сферическими волнами, исходящими из точки  $r=0$ , в которой совмещены передающие и приемная апертуры. Если кроме того пренебречь изменением направления поляризации в пределах рассеивающего объема, то векторный характер задачи становится малосущественным. Для падающего поля  $E_0(r, t)$  можем в результате записать:

$$E_0(r, t) = \frac{A_e}{r} a_e \left( \frac{r - c(t - t_0)}{l_e} \right) \exp(-i\omega_0 t + ikr). \quad (17)$$

Здесь  $a_e$  — медленная функция, описывающая форму огибающей электромагнитного импульса и имеющая характерный пространственный масштаб  $l_e$  (функция  $a_e(\xi)$  заметно отлична от нуля лишь при  $|\xi| \leq 1$ ), а  $t_0$  — временная задержка, необходимая для перекрытия звукового и электромагнитного импульсов на нужном удалении от источника. Аналогично для звуковой волны

$$\epsilon_s(r, t) = \frac{A_s}{r} a_s \left( \frac{r - vt}{l_s} \right) \exp(-i\Omega_0 t + ikr), \quad (18)$$

где  $l_s$  — характерный пространственный масштаб огибающей звукового импульса  $a_s(\xi)$ , которая, как и  $a_e$ , сосредоточена в области  $|\xi| \leq 1$ .

Нас интересует сейчас поле, рассеянное строго назад в точку  $r=0$ , и для него, с учетом сделанных упрощений, можно записать следующее выражение:

$$U(t) = \delta\gamma A_e A_s \int_0^\infty dr' a_e \left( \frac{2r' - c(t - t_0)}{l_e} \right) a_s \left( \frac{r'(1+\beta) - vt}{l_s} \right) \times \\ \times f \left( \frac{r' - r_0}{l} \right) \exp\{i\kappa r' - i(\omega_0 - \Omega_0)t\}, \quad (19)$$

где использованы обозначения

$$\beta = v/c, \quad \kappa = 2k - q(1+\beta). \quad (20)$$

В формуле (19) отброшено слагаемое, меняющееся по закону

$$\exp\{-i(\omega_0 + \Omega_0)t + i[2k + q(1+\beta)]r'\}$$

и представляющее собой, как следует из приведенного в предыдущем пункте модельного рассмотрения, дифрагированную волну, для которой не выполнено условие зеркальности. Оно остается малым из-за быстрых осцилляций подынтегрального выражения.

Легко понять, что величина  $\kappa$  с точностью до множителя  $(1+\beta)$  совпадает с введенным ранее параметром Брэгга (12). Если дифракционная решетка неподвижна, то резонансное рассеяние имеет место при  $2k = q$ . Множитель  $(1+\beta)$  в (20) появляется из-за движения рассеивателя. Так как величина  $\beta$  в атмосфере очень мала ( $\sim 10^{-6}$ ), то отличие между определениями  $\kappa$  согласно (12) и (20) можно считать несущественным.

Обратимся сейчас к более подробному анализу формулы (19). Очевидно, что если характерные масштабы изменений функции  $f$ ,  $a_e$  и  $a_s$  сильно отличаются, то определяющую роль в интеграле будет играть та из них, масштаб которой минимален. Обозначим  $l_{\min} = \min\{l, l_e, l_s\}$ . Тогда, если  $\kappa l_{\min} \gg 1$ , то величина интеграла (19) слабо зависит от произведения  $f a_e a_s$  и определяется в основном быстрыми осцилляциями экспоненты, «зануляющими» его. Легко понять, что этот случай соответствует большим отклонениям от условия Брэгга, когда из-за постепенного накопления разфазировки происходит взаимная компенсация волн, рассеянных назад разными участками акустического цуга. Неравенство  $\kappa l_{\min} \ll 1$  дает нам количественный критерий необходимой точности настройки системы на условие Брэгга при любом соотношении между длинами используемых импульсов. Практический смысл имеет, таким образом, только исследование значений  $\kappa l_{\min} \ll 1$ .

Отметим, что если равенство  $\kappa = 0$  точно выполняется во всей области интегрирования (что возможно лишь при  $v = \text{const}$ ), то из (19) следует  $U(t) \sim A(t) \cos[(\omega_0 - \Omega_0)t]$ , и частота рассеянного поля всегда

сдвинута относительно  $\omega_0$  на частоту звука  $\Omega_0$ . Однако если  $\kappa \neq 0$ , но тем не менее  $\kappa l_{\min} \leq 1$ , то рассеянный сигнал по амплитуде, вообще говоря, мало отличается от сигнала при точном выполнении условия Брэгга, но может, как будет видно из дальнейшего, сильно отличаться от него по частоте.

Здесь необходимо заметить, что мы не будем в своем анализе касаться тонкостей определения частоты сигнала. Эта проблема с общей точки зрения подробно обсуждалась в работе [17], а в связи с радиоакустическим зондированием — в [13]. Укажем лишь, что этот вопрос никакой существенной специфики в задаче РАЗ не имеет, и как обычно при теоретическом рассмотрении необходимо задаваться именно тем конкретным определением частоты, которое соответствует принятой в эксперименте процедуре измерений. Таковым, в частности, может быть использованный в [18] счет нулей, а мы определим частоту через спектр рассеянного поля

$$\hat{E}_{sc}(\omega) = (1/2\pi) \int_{-\infty}^{\infty} E_{sc}(t) e^{i\omega t} dt, \quad (21)$$

приняв в качестве ее значение  $\omega = \omega_{sc}$ , при котором функция  $|\hat{E}_{sc}(\omega)|^2$  достигает максимума. Шириной спектра, как обычно, будем называть интервал  $\Delta\omega$ , соответствующий убыванию  $|\hat{E}_{sc}|^2$  в  $e$  раз.

Рассмотрим далее для определенности и большей наглядности взаимодействие акустического и электромагнитного импульсов с гауссовыми огибающими, центры которых одновременно пересекают рассеивающий объем, также ограниченный гауссоидой, т. е. примем

$$a_s(\xi) = a_e(\xi) = f(\xi) = \exp(-\xi^2/2). \quad (22)$$

Это позволит нам сразу проанализировать случай любого соотношения масштабов  $l_s$ ,  $l_e$  и  $l$ . Заметим, что проведенное в [13] асимптотическое исследование для произвольной формы огибающих  $a_s$ ,  $a_e$  и  $f$  также не представляет особых трудностей и во всех принципиальных вопросах приводит к совпадающим результатам.

Переход к  $\hat{E}_{sc}$  согласно (15) осуществляется умножением на  $\omega^2/4\pi c^2$  спектра величины  $U(t)$ , задаваемой формулой (19). После элементарного вычисления интегралов для  $|\hat{E}_{sc}(\omega)|^2$  получаем

$$|\hat{E}_{sc}(\omega)|^2 = \frac{\delta \gamma^2 \omega^4 A_e^2 A_s^2}{4\pi c^4 (\Delta\omega)^2} e^{-\pi^2 L^2} \exp\left\{-\frac{(\omega - \omega_{sc})^2}{(\Delta\omega)^2}\right\}. \quad (23)$$

Здесь частота  $\omega_{sc}$  дается формулой

$$\omega_{sc} = \omega_0 - \Omega_0 - \kappa c Q, \quad (24)$$

где

$$Q = \frac{l^2 [2l_s^2 + l_e^2 \beta (1 + \beta)]}{l_e^2 l_s^2 + 4l^2 l_s^2 + l^2 l_e^2 (1 + \beta)^2}, \quad (25)$$

а ширина спектра  $\Delta\omega$  и масштаб  $L$ , имеющий порядок  $l_{\min}$ , определяются соотношениями

$$\Delta\omega = \left\{ \frac{c^2 [l_s^2 + l^2 (1 - \beta)^2 + l_e^2 \beta^2]}{l_e^2 l_s^2 + 4l^2 l_s^2 + l^2 l_e^2 (1 + \beta)^2} \right\}^{1/2}; \quad (26)$$

$$1/L^2 = 1/l^2 + 4/l_e^2 + (1 + \beta)^2/l_s^2. \quad (27)$$

Из (23) и (27) сразу следует условие на согласование несущих частот акустического и электромагнитного излучений с тем, чтобы в рассеивающем объеме приближенно выполнялось условие Брэгга, при котором принимаемый сигнал имеет достаточно большой уровень:

$$\chi \leq \frac{[l_e^2 l_s^2 + 4l^2 l_s^2 + l^2 l_e^2(1+\beta)^2]^{1/2}}{l_e l_s l}. \quad (28)$$

Исследуем наиболее важные частные случаи формулы (23). Первый из них, соответствующий бесконечным длительностям импульсов  $l_e$  и  $l_s$ , был фактически рассмотрен в предыдущем разделе статьи. При  $l_{e,s} \rightarrow \infty$ , как видно из (25)–(27),  $\Delta\omega \rightarrow 0$ ,  $Q \rightarrow 0$ ,  $L \rightarrow l$  и мы переходим к спектру, эквивалентному (9):

$$\hat{E}_{sc}(\omega) = \frac{\delta\gamma\omega^2}{2c^2} A_e A_s \exp(-\kappa^2 l^2/2) \delta[\omega - (\omega_0 - \Omega_0)]. \quad (29)$$

В этом случае, обычно рассматривавшемся при классической постановке задачи о дифракции света на ультразвуке, рассеяние происходит на неподвижном слое, в котором диэлектрическая проницаемость меняется с частотой  $\Omega_0$ . Спектр рассеянного сигнала оказывается сосредоточенным на частоте, сдвинутой относительно  $\omega_0$  на величину  $\Omega_0$ , и не зависит от скорости звука  $v$ .

При РАЗ атмосферы этот случай эквивалентен предложенному в [19] зондированию непрерывным излучением, когда информация о скорости звука заключена не в частоте сигнала, а получается из настройки звуковой частоты на максимум амплитуды рассеянного поля, достигаемой при  $\chi=0$ . По-видимому, для целей радиоакустического зондирования этот вариант является малоперспективным.

Другой случай, соответствующий наиболее часто используемой в методе РАЗ так называемой «основной схеме» [3], получается из (23)–(27) при  $l_e \rightarrow \infty$ . Понятно, что при этом речь идет о непрерывной доплеровской радиолокации ограниченных звуковых импульсов, причем по самому смыслу задачи зондирования длительность акустического цуга  $l_s$  должна быть гораздо меньше размера области зондирования  $l$ . В то же время, как будет показано ниже, конечность величины  $l$  является принципиальной, и предельный переход  $l \rightarrow \infty$  может привести к физически ненаблюдаемым результатам.

Для частоты рассеянного поля в этом случае получаем

$$\omega_{sc} = \omega_0 - \frac{2kv}{(1+\beta)} \frac{l^2(1+\beta)^2}{l_s^2 + l^2(1+\beta)^2} - \Omega_0 \frac{l_s^2}{l_s^2 + l^2(1+\beta)^2}. \quad (30)$$

На формуле (30) можно легко и наглядно проследить переход от обычно рассматриваемого случая  $l_s \gg l$  к радиоакустической постановке задачи  $l_s \ll l$ . Частота сигнала в пределе меняется при этом от  $\omega_{sc} = \omega_0 - \Omega_0$  до

$$\omega_{sc} = \omega_0 - \frac{2kv}{(1+\beta)} = \omega_0 \frac{(1-\beta)}{(1+\beta)}. \quad (31)$$

Последняя формула, описывающая рассеяние бесконечной электромагнитной волны на звуковом импульсе в безграничном пространстве, соответствует доплеровскому сдвигу частоты. Это легко показать при помощи стандартных преобразований Лоренца. В самом деле, рассмотрим рассеяние плоской волны с частотой  $\omega_0$  и  $z$ -компонентой волнового вектора  $k = \omega_0/c$ . Перейдем в систему координат  $K'$ , движущуюся со скоростью  $v$  вместе с рассеивателем. В ней волновой вектор  $k'$  и частота  $\omega'$  определяются формулами преобразований Лоренца

$$k' = \frac{(k - \beta(\omega_0/c))}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad \omega' = \frac{(\omega_0 - kv)}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (32)$$

В новой системе  $K'$  рассеяние происходит на неподвижном рассеивателе, поэтому частота рассеянной волны не меняется, а  $z$ -компонента

волнового вектора меняет знак. Обозначая индексом sc величины, относящиеся к рассеянной волне, получим в системе координат  $K'$

$$k'_{sc} = -k' = -\frac{(k - \beta(\omega_0/c))}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad \omega'_{sc} = \omega' = \frac{(\omega_0 - kv)}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (33)$$

Вернемся теперь в исходную систему координат, воспользовавшись формулами, получающимися из (32) изменением знака у  $v$  и  $\beta$ :

$$k_{sc} = \frac{(k'_{sc} + \beta(\omega'_{sc}/c))}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad \omega_{sc} = \frac{(\omega'_{sc} + k'_{sc}v)}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

Подставляя сюда  $k'_{sc}$  и  $\omega'_{sc}$ , даваемые (33), получаем искомую частоту так называемого двойного эффекта Доплера

$$\omega_{sc} = \omega_0[(1 - \beta)/(1 + \beta)],$$

что совпадает с (31).

Здесь необходимо отметить, однако, важное обстоятельство. Несмотря на то, что формально выражения для частотного сдвига рассеянного поля выглядят в указанных двух предельных случаях различным образом, они близки друг к другу и по физическому смыслу и по численному значению. Ясно, что и в том и в другом случае мы имеем дело с доплеровским эффектом, связанным с движением волновых фронтов звуковой волны. Если же считать выполненным условие Брэгга  $2k = q(1 + \beta)$ , обусловливающее максимальное значение амплитуды рассеянного поля, то при произвольных  $l_s$  и  $l$  из (30) следует равенство частотных сдвигов в обоих случаях:

$$\Omega_0 = \frac{2kv}{(1 + \beta)}, \quad \omega_{sc} = \omega_0 - \frac{2kv}{(1 + \beta)} = \omega_0 - \Omega_0.$$

Это, однако, не должно приводить нас к выводу об их тождественности. Дело в том, что требование выполнения условия Брэгга в «традиционном» и «радиоакустическом» случаях приводит к заметно отличающимся оценкам. В самом деле, выражение (30) можно переписать в форме, дающей в явном виде отклонение  $\delta\Omega$  частотного сдвига от звуковой частоты  $\Omega_0$ :

$$\omega_{sc} = \omega_0 - \Omega_0 - \kappa v \frac{l^2(1 + \beta)}{[l_s^2 + l^2(1 + \beta)^2]} = \omega_0 - \Omega_0 - \delta\Omega. \quad (30a)$$

Если учесть, что при  $l_e \rightarrow \infty$  условие (28) существования заметной интенсивности принимает вид

$$\frac{\kappa l_s l}{[l_s^2 + l^2(1 + \beta)^2]^{1/2}} \leq 1, \quad (34)$$

то для относительного отклонения доплеровского сдвига от звуковой частоты получаем следующую оценку:

$$\frac{\delta\Omega}{\Omega_0} \leq \frac{1}{N} \frac{l}{(l_s^2 + l^2)^{1/2}}, \quad (35)$$

где  $N = l_s/l_e$  — число длин волн в акустическом импульсе. Таким образом, в традиционном и радиоакустическом случаях имеем соответственно

$$\frac{\delta\Omega}{\Omega_0} \leq \begin{cases} N^{-1}(l/l_s), & l \ll l_s \\ N^{-1}, & l \gg l_s \end{cases}. \quad (36)$$

Отсюда видно, что хотя отклонение доплеровского частотного сдвига

от  $\Omega_0$ , как правило, невелико (так как  $N \gg 1$ ), но в первом случае оно существенно меньше как из-за малости  $l/l_s$ , так и по той причине, что в задаче зондирования уменьшение величины  $N$  диктуется требованием повышения разрешающей способности метода.

Обратимся теперь к вопросу о точности измерения скорости звука при использовании основной схемы РАЗ. Из формулы (30), связывающей искомую величину  $v$  с измеряемой частотой  $\omega_{изм} = \omega_0 - \omega_{sc}$ , получаем

$$v = \frac{(\omega_{изм} [l_s^2 + l^2(1+\beta)^2] - \Omega_0 l_s^2)}{2kl^2(1+\beta)}. \quad (37)$$

Неопределенность измерения скорости звука может быть оценена по формуле

$$\Delta v \sim (\partial v / \partial \omega_{изм}) \Delta \omega,$$

где  $\Delta \omega$  — ширина спектра, равная, согласно (26),

$$\Delta \omega = v / [l_s^2 + l^2(1+\beta)^2]^{1/2}. \quad (38)$$

Для относительной неопределенности  $\Delta v/v$  получаем оценку

$$\frac{\Delta v}{v} \sim \frac{1}{ql} \frac{(l_s^2 + l^2)^{1/2}}{l}. \quad (39)$$

В реальном эксперименте еще одним источником ошибки, помимо неточности определения частоты из-за конечной ширины спектра, является неопределенность масштаба  $l$ . Поэтому чаще всего для нахождения  $v$  вместо формулы (37) используют ее предел при  $l \rightarrow \infty$ , когда

$$v = \omega_{изм}/2k. \quad (37a)$$

Связанную с этим систематическую ошибку легко оценить, беря разность (37) и (37a) и учитывая (30a) и (34):

$$\frac{\delta v}{v} \leq \frac{1}{ql} \frac{l_s}{(l_s^2 + l^2)^{1/2}}. \quad (40)$$

При  $l_s < l$  ошибка (40) всегда меньше неопределенности (39), и, стало быть, оценка (39) остается основной. Это означает, что для получения  $v$ , не теряя точности, можно пользоваться (37a).

Таким образом, физической причиной достаточно высокой точности измерений скорости звука (а следовательно, температуры среды) при использовании основной схемы РАЗ является узкополосность рассеянного сигнала. Полоса принимаемых частот (38), будучи всегда уже ширины спектра исходной акустической посылки  $\Delta \Omega_0 \sim v/l_s$ , оказывается также в  $l_s/l$  раз меньше, чем частотный сдвиг  $\delta \Omega$ , содержащий, согласно (30a), полезную информацию при частотных измерениях.

Здесь надо отметить, что оценка (39), переходящая при  $l \gg l_s$  в

$$\Delta v/v \sim 1/ql,$$

является слишком оптимистичной, так как выведена в предположении постоянства скорости звука в пределах рассеивающего объема. Получение оценок при переменном  $v$  несложно, и в результате в спектре появляется дополнительный параметр  $L_{синхр}$ , определяемый характером изменения скорости звука [19]. Физически  $L_{синхр}$  означает длину взаимодействия, на которой из-за нарушения условия Брэгга уровень рассеянного сигнала падает ниже порогового\*. Для относительной неопределенности измерения скорости звука это приводит к оценке

\* При постоянном градиенте температуры  $\gamma_T = \partial T / \partial z$  для длины синхронизма несложно получить оценку  $L_{синхр} \sim \sqrt{2T/q\gamma_T}$ .

$$\frac{\Delta v}{v} \sim \frac{1}{qL_{\text{сингр}}} , \quad (39a)$$

которая может быть гораздо «строже», чем (39).

Рассмотрим теперь другой возможный вариант РАЗ, когда короткий электромагнитный импульс рассеивается на непрерывном звуковом излучении ( $l_{\min} = l_e \ll l \ll l_s$ ). Максимум частотного спектра теперь оказывается равным

$$\begin{aligned} \omega_{sc} = \omega_0 - \Omega_0 - \frac{\kappa c}{2} \frac{4l^2}{l_e^2 + 4l^2} &= (\omega_0 - \Omega_0) \frac{l_e^2}{l_e^2 + 4l^2} + \\ &+ \frac{\Omega_0(1-\beta)}{2\beta} \frac{4l^2}{l_e^2 + 4l^2} . \end{aligned} \quad (41)$$

Если условие Брэгга  $\kappa=0$  выполнено, то и теперь, разумеется, смещение частоты будет равно  $\Omega_0$ . Однако сигнал может иметь достаточную амплитуду и когда  $\kappa \neq 0$ , лишь бы выполнялось требование (28)

$$\kappa L \approx \frac{\kappa l_e l}{(l_e^2 + 4l^2)^{1/2}} \leq 1. \quad (42)$$

Если устремить к нулю отношение длины зондирующего импульса  $l_e$  к размеру области зондирования  $l$ , то для частоты принимаемого сигнала из (41) следует

$$\omega_{sc} = \omega_0 - \Omega_0 - \frac{\kappa c}{2} = \frac{\Omega_0(1-\beta)}{2\beta} . \quad (43)$$

Наиболее примечательной чертой этой формулы является то, что  $\omega_{sc}$  непосредственно не связана с несущей частотой  $\omega_0$  посыпанного электромагнитного импульса. При этом смещение максимума частотного спектра может быть значительно большим по абсолютной величине, чем сдвиг частоты, имевший место для коротких акустических импульсов. Как видно из (42), (43), он может достигать значений порядка спектральной ширины зондирующей посыпки  $\Delta\omega \sim c/l_e$ , превосходя, вообще говоря, в  $c/v$  раз привычное значение доплеровского сдвига  $2kv$ . Ниже мы дадим этому факту наглядное объяснение, а пока оценим относительную неопределенность измерения скорости звука, которая теперь определяется формулой

$$v = \frac{2l^2 c \Omega_0}{[2l^2 \Omega_0 - (\omega_0 - \Omega_0) l_e^2 + \omega_{sc} (l_e^2 + 4l^2)]} . \quad (44)$$

Учитывая, что ширина спектра при  $l_s \rightarrow \infty$  равна

$$\Delta\omega = c/(l_e^2 + 4l^2)^{1/2}, \quad (45)$$

нетрудно, как это было сделано выше, получить оценку

$$\left| \frac{\Delta v}{v} \right| \sim \frac{1}{ql} \frac{(l_e^2 + 4l^2)^{1/2}}{2l} . \quad (46)$$

Если, имея в виду неопределенность масштаба  $l$ , использовать предельный вариант соотношения (44) при  $l \gg l_e$ , то

$$v = c\Omega_0/2\omega_{sc}. \quad (44a)$$

Связанная с таким упрощением ошибка

$$\frac{\delta v}{v} \leq \frac{1}{ql} \frac{2l_e}{(l_e^2 + 4l^2)^{1/2}}$$

меньше оцениваемой по (46). Это означает, что для получения искомой скорости звука можно пользоваться (44а) в пределах ошибки (46). Точность частотных измерений и в этом случае обеспечивается тем, что полоса принимаемого сигнала (45) в  $l_e/l$  раз меньше информативного частотного сдвига, имеющего, согласно (41), (42), порядок

$$\delta\omega_{sc} \sim c \frac{2l^2}{l_e^2 + 4l^2} \leq \frac{2l^2}{l_e(l_e^2 + 4l^2)^{1/2}}.$$

Перейдем к сравнению двух рассмотренных вариантов РАЗ. Ясно, что мощности принимаемых сигналов могут стать одинаковыми при соответствующем выборе длительностей  $l_s$  и  $l_e$ . Разумеется, длительности рассеянных импульсов  $(\Delta\omega)^{-1}$  различаются очень значительно (в  $c/v$  раз), и это необходимо учитывать при расчете полосы пропускания входных устройств, оценке влияния шумов и выборе быстродействия измерительных устройств.

Ранее было отмечено, что сдвиг частоты максимума спектра относительно  $\omega_0$  в рассмотренных случаях также может очень сильно отличаться. Однако при этом, как показывает сравнение оценок (39) и (46), относительные ошибки измерения скорости звука при  $l_s \ll l$  и  $l_e \ll l$  практически совпадают.

Таким образом, различие между схемами РАЗ, использующими импульсный звук и непрерывное радиоизлучение, и, наоборот, радиоимпульсы и непрерывный звук, заключается в основном в ширине частотной полосы принимаемого рассеянного излучения.

Заметим, что хотя рассмотрение было проведено для импульсов с гауссовой огибающей, однако формулы, не содержащие явно гауссоид, пригодны для получения оценок в случае произвольных импульсов, если под  $l_s$ ,  $l_e$ ,  $l$  понимать соответствующие характерные масштабы. В любом случае при одновременном переходе к непрерывному монохроматическому излучению звука и радиоволн частота рассеянного сигнала  $\omega_{sc}$  приближается к  $\omega_0 - \Omega_0$ , и информация о скорости звука при радиоакустическом зондировании может быть получена только из амплитудных измерений по настройке на максимум мощности рассеянной волны.

Объясним теперь, как можно понять особенности спектра обратного рассеяния радиоволны на звуке из простых качественных соображений.

Прежде всего, рассмотрим рассеяние плоской электромагнитной волны на плоской звуковой волне (т. е. рассеяние бесконечно-протяженных по всем трем направлениям в пространстве волн). В приближении однократного рассеяния электромагнитная волна свободно проходит через звуковую волну, не испытывая рассеяния, если не выполняются условия пространственного резонанса. Они состоят в том, что 1) угол падения электромагнитной волны на звуковую равен углу отражения и 2) выполняется условие Брэгга  $2k \sin(\psi/2) = q(1+\beta)$ , где  $\psi = \phi - \theta$  — угол рассеяния (в случае обратного рассеяния  $\psi = \pi$  и  $\sin(\psi/2) = 1$ ). Второе условие обеспечивает синфазность волн, дифрагированных в зеркальном направлении от неоднородности диэлектрической проницаемости, созданной звуковой волной, расположенной в произвольной точке пространства. Если же условия пространственного резонанса нарушаются, то за счет интерференции происходит полное взаимное гашение дифрагированных волн.

Найдем теперь частоту электромагнитной волны, рассеянной назад. Так как рассеяние происходит на движущейся со скоростью  $v$  звуковой волне, то согласно общей формуле двойного эффекта Доплера частота  $\omega_{sc}$  рассеянной волны равна

$$\omega_{sc} = \omega_0 [(1 - \beta)/(1 + \beta)],$$

а соответствующий сдвиг частоты —  $\omega_0 - \omega_{sc} = \omega_0 2\beta/(1 + \beta)$ . Но поскольку при этом должно выполняться условие Брэгга  $2k_0 = q(1 + \beta)$ , то

$\omega_0 = ck_0 = cq(1+\beta)/2$ , откуда  $\omega_0 - \omega_{sc} = qv = \Omega_0$ , т. е. доплеровский сдвиг частоты точно совпадает с частотой звуковой волны. Подчеркнем, что этот результат, приведенный еще в первых работах Мандельштама и Бриллюэна, относится к рассеянию бесконечно-протяженной по всем направлениям электромагнитной волны на такой же звуковой волне.

Наша дальнейшая задача состоит в том, чтобы показать, что к рассмотренному случаю можно свести и более сложные задачи рассеяния звуковых импульсов на плоской электромагнитной волне, электромагнитного импульса на плоской звуковой волне и т. д.

Пусть, например, на звуковом импульсе вида  $\epsilon_s = f(z-vt) \times \cos \Omega_0(t-(z/v))$  рассеивается распространяющаяся вдоль оси  $z$  плоская электромагнитная волна. Представим  $\epsilon_s(r, t)$  как суперпозицию плоских бегущих звуковых волн

$$\epsilon_s(r, t) = \int e^{i(qr - qvt)} \hat{S}_0(q) d^3 q.$$

Тогда, согласно проведенному выше анализу, из всей совокупности бегущих плоских волн, составляющих звуковой импульс, рассеяние назад будет происходить только на той волне, для которой вектор  $q$  направлен вдоль  $k_0$ , т. е. имеет лишь  $z$ -компоненту  $q'$ , равную по величине  $q' = 2k_0/(1+\beta)$ . Эта ситуация схематически представлена на рис. 2, где спектры волновых чисел посылаемых сигналов изображены один над другим, причем для удобства ось пространственных радиочастот в соответствии с условием Брэгга растянута в  $2/(1+\beta)$  раз.

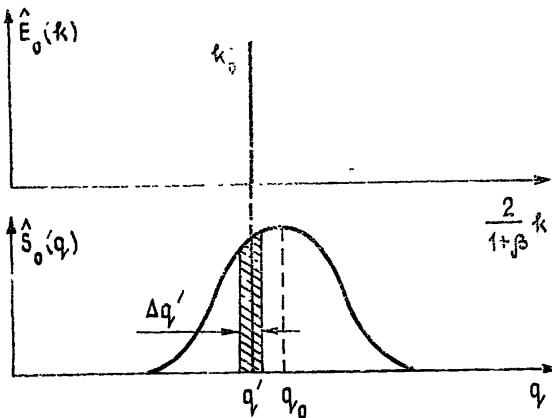


Рис. 2. Спектральное представление рассеяния непрерывного электромагнитного излучения на звуковом импульсе.

Так как для звуковых волн справедливо дисперсионное соотношение  $\Omega = qv$ , то частота звуковой волны, на которой происходит рассеяние, равна в данном случае

$$\Omega' = 2k_0 v / (1 + \beta).$$

Это и будет, согласно проведенному выше анализу, сдвиг частоты при обратном рассеянии плоской электромагнитной волны на звуковом импульсе, что совпадает с ранее полученным выражением (31).

Естественно, что амплитуда рассеянной назад волны будет пропорциональна спектральной плоскости  $\hat{S}_0$  на этой пространственной частоте, т. е. пропорциональна

$$\hat{S}_0 \left( \frac{k_0}{k_0} q' \right) = \hat{S}_0 \left( \frac{2k_0}{1 + \beta} \right).$$

Рассмотрим теперь другой случай: рассеяние электромагнитного импульса на плоской звуковой волне, бесконечной вдоль оси  $z$  и имеющей волновое число  $q_0$ . Теперь радиоимпульс следует представить в виде суперпозиции бесконечных бегущих плоских волн

$$E_0(r, t) = \int e^{(kr - ckt)} \hat{E}_0(k) d^3 k.$$

Условие пространственного резонанса выделяет из этой совокупности единственную спектральную компоненту, для которой  $k_x = k_y = 0$ ,  $k_z = k' = (1/2)q_0(1+\beta)$  (на рис. 3 компонента  $k'$  точно «над»  $q_0$ ). Соответствующая частота  $\omega' = ck' = (cq_0/2)(1+\beta)$ , а частота рассеянной на зад волны

$$\omega_{sc} = \omega' \frac{(1-\beta)}{(1+\beta)} = \frac{c\Omega_0(1-\beta)}{2v}$$

в точном соответствии с ранее полученной формулой (43). Отсюда понятно, что  $\omega_{sc}$  не связана непосредственно с несущей частотой (частотой заполнения)  $\omega_0$ , так как звуковая частота  $\Omega_0$  сама «выбирает» рассеиваемую гармонику в соответствии с условием пространственного брэгговского резонанса. Отсюда понятно также, почему частотный сдвиг может очень сильно (в  $c/v$  раз) отличаться от  $\Omega_0$ . Это может быть объяснено тем, что после перехода от пространственных к временным частотам, ввиду огромной разницы между  $c$  и  $v$ , небольшое отклонение  $k'$  от «центрального» волнового числа  $k_0$  переходит в очень большую разницу частот  $\Delta\omega = ck$ . Как и в предыдущем случае, амплитуда рассеянной волны будет пропорциональна  $\hat{E}_0((q_0/2)(1+\beta))$ .

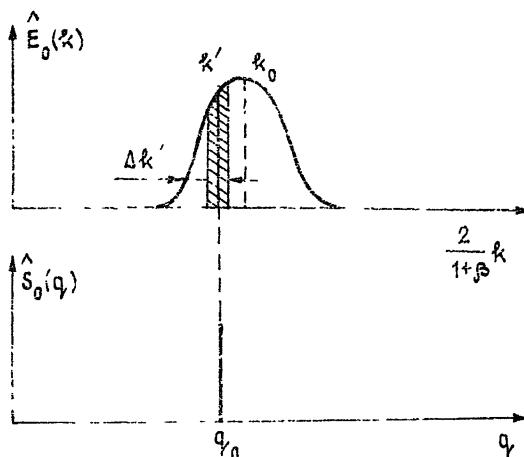


Рис. 3. Спектральное представление рассеяния радионимпульса на непрерывном звуке.

Рассмотрим теперь более реальный с точки зрения экспериментальной ситуации случай, когда область взаимодействия электромагнитной и звуковой волн ограничена в пространстве некоторым масштабом  $l$  (например кюветой при рассеянии света на ультразвуке или пересечением диаграмм направленных антенн и затуханием волн в случае РАЗ).

Казалось бы, можно рассуждать следующим образом. Через область взаимодействия движется звуковая волна со скоростью  $v$ . Тогда соответствующий сдвиг частоты должен был бы быть равным  $\omega_0 - \omega_{sc} = 2kv/(1+v/c)$ . Если бы условие Брэгга выполнялось точно, то это (как в случае плоских волн) привело бы к равенству  $\omega_0 - \omega_{sc} = \Omega_0$ . Но в рассматриваемом случае, когда область взаимодействия конечна, условие Брэгга уже не обязано выполняться точно. Физически возможность брэгговского рассогласования ( $\chi \neq 0$ ) объясняется тем, что даже при бесконечной протяженности волновых цугов эффективная длина их взаимодействия теперь не превышает  $l$ . В связи с этим допустима соответствующая расфазировка электромагнитных волн, отраженных отстоящими на  $\lambda_s$  участками звуковой волны, в то время как при бес-

конечном  $l$  сколь угодно малое отклонение от условий Брэгга приведёт бы к интерференционному «гашению» рассеянного поля.

В этой связи из равенства  $\omega_0 - \omega_{sc} = 2kv/(1+\beta)$ , как будто, уже не следует  $\omega_0 - \omega_{sc} = \Omega_0$ . Тем не менее и для конечных  $l$  в случае бесконечных волновых цугов  $\omega_0 - \omega_{sc} = \Omega_0$ . Чтобы показать это, рассмотрим случай конечной области взаимодействия более внимательно. Будем считать, что в этом случае наведенная звуковой волной диэлектрическая проницаемость имеет вид

$$\epsilon = f(z/l) \exp\{i\Omega_0(t - (z/v))\}$$

(мы учитываем сразу только компоненту, пропорциональную  $e^{+i\Omega_0 t}$ ). Функция  $f(z/l)$ , задающая рассеивающий объём, здесь «включена» в поле акустической волны. Представим получившуюся структуру  $\epsilon$  в виде совокупности пространственных синусоидальных дифракционных решеток, т. е. подставим вместо  $f(z/l)$  ее разложение в интеграл Фурье:

$$\epsilon = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{f}(q) \exp\{iqz + i\Omega_0(t - (z/v))\} dq, \quad (47)$$

где

$$\hat{f}(q) = (1/2\pi) \int_{-\infty}^{\infty} f(z/l) e^{-iqz} dz.$$

Прежде чем найти соответствующий сдвиг частоты, отметим, что в отличие от рассмотренных выше разложений по бегущим волнам, каждая из которых удовлетворяла соответствующему волновому уравнению, разложение (47) носит другой характер. Здесь волновое число ( $q - (\Omega_0/v)$ ) и частота  $\Omega_0$  не связаны дисперсионным соотношением. Тем не менее, и в этом случае можно определить эквивалентную скорость движения фазового фронта

$$v_{акв} = \Omega_0 / (q - \Omega_0/v)$$

и найти соответствующую ей частоту рассеянного электромагнитного сигнала

$$\omega_{sc} = \omega_0 \frac{1 - v_{акв}/c}{1 + v_{акв}/c}.$$

Отсюда видно, что доплеровский сдвиг частоты равен

$$\omega_0 - \omega_{sc} = \Omega_0 \frac{2\omega_0}{c(q - \Omega_0/v) + \Omega_0}.$$

В эту формулу следует подставить значение  $q$ , определенное из условия пространственного резонанса. Так как в разложении (47) фигурирует волновое число ( $q - \Omega_0/v$ ), являющееся множителем при  $z$ , то это условие примет вид

$$2k_0 = (q - \Omega_0/v)(1 + v_{акв}/c).$$

Подставляя в правую часть  $v_{акв} = \Omega_0 / (q - \Omega_0/v)$ , имеем соотношение

$$q - \Omega_0/v = 2k_0 - \Omega_0/c.$$

Для частотного сдвига (с учетом  $\omega_0 = ck_0$ ) получаем

$$\omega_0 - \omega_{sc} = \frac{2\omega_0 \Omega_0}{\Omega_0 + c(2k_0 - \Omega_0/c)} = \Omega_0.$$

Таким образом, в случае, когда область возможного взаимодействия волн ограничена и неподвижна, а через нее проходит непрерывная во времени электромагнитная волна, рассеиваясь на бегущей внутри области непрерывной акустической волне, то сдвиг частоты рассеян-

ногого излучения равен  $\Omega_0$ , как и в случае взаимодействия бесконечных волн в неограниченном пространстве. Единственным различием этих двух вариантов является то, что в бесконечной области интенсивность рассеянного сигнала не равна нулю только при точном выполнении условия Брэгга  $\kappa=0$ , а при конечных  $l$  его амплитуда пропорциональна спектральной плотности  $\hat{f}((q - q_0)l)$ , т. е. имеет заметное значение в области  $|\Delta q| = |q - q_0| \leq l^{-1}$ , что при фиксированном  $k_0$  эквивалентно условию  $|\kappa| \leq l^{-1}$ .

Возвращаясь теперь к случаям, схематически изображенным на рис. 2, 3, и считая, что взаимодействие волновых пакетов происходит в области пространства, ограниченной размером  $l$ , мы видим, что конечность  $l$  приводит лишь к «уширению полосы» волновых чисел, участвующих во взаимодействии (на рис. 2, 3 соответствующие области  $\Delta q'$  и  $\Delta k'$  заштрихованы). Естественно, что это приводит к конечной ширине спектра рассеянного сигнала  $\Delta\omega \sim \Delta\Omega' \sim \Delta q' v \sim v/l$  (для изображенного на рис. 2 рассеяния непрерывной радиоволны на акустическом импульсе) и  $\Delta\omega \sim \Delta k' c \sim c/l$  (для полосы принимаемых частот при расщеплении радиоимпульса на бесконечной звуковой волне) (рис. 3).

Отметим, что приведенные выше качественные рассуждения практически не зависят от формы спектров посылаемых сигналов и рассеивающего объема. Достаточно лишь полагать соответствующие огибающие достаточно плавными. Это указывает на то, что форма сигналов не является принципиальным моментом.

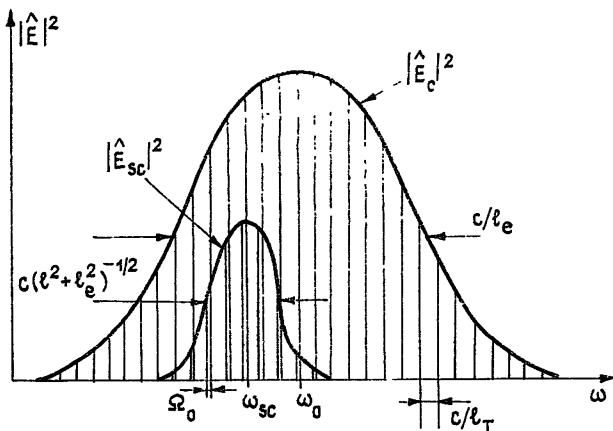


Рис. 4. Сопоставление спектров зондирующего и рассеянного электромагнитного сигналов при использовании повторяющихся радиопосылок.

В заключение этого раздела остановимся на схеме РАЗ, в которой используется непрерывный звук, а радиоизлучение представляет собой несущую на частоте  $\omega_0$ , модулированную периодической последовательностью импульсов. Длительность импульсов  $t_e = l_e/c \ll l/c$ , а период их повторения  $T = l_e/c \gg l/c$ . Линейчатый спектр  $\hat{E}_0(\omega)$  занимает полосу частот  $\Delta\omega_0 \sim c/l_e$ , в которой отдельные линии отстоят друг от друга на  $c/l_e$  (рис. 4). Каждая монохроматическая компонента посылаемого сигнала с частотой  $\omega_0 + 2\pi n/T$  (где  $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ) дает рассеянную монохроматическую компоненту на частоте  $(\omega_0 + 2\pi n/T - \Omega_0)$  с амплитудой, определяемой расстройкой

$$\kappa_n = 2k_n - q(1+\beta) = 2 \frac{\omega_0 + (2\pi n/T)}{c} - \frac{\Omega_0}{v} (1 + \beta). \quad (20a)$$

В результате спектр рассеянного поля  $\hat{E}_{sc}(\omega)$  оказывается также линейчатым и огибающая его повторяет форму спектра одиночного импульса. Таким образом, информация о скорости звука может быть

получена из положения максимума огибающей  $|E_{sc}(\omega)|^2$ , а не из частотного сдвига отдельных компонент, как ошибочно полагалось в [20].

То обстоятельство, что каждая из компонент спектра рассеянного сигнала сдвинута относительно соответствующей компоненты в прямой волне на частоту звука  $\Omega_0$ , в принципе позволяет, применив известные методы обработки сигнала, уменьшить эффективную полосу пропускания приемной системы и тем самым улучшить отношение сигнал/шум и соответственно увеличить дальности действия системы РАЗ.

#### 4. МОЩНОСТЬ СИГНАЛА И ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ АНТЕННЫХ СИСТЕМ РАЗ

До сих пор мы изучали в основном фазовую структуру рассеянного поля. Переходим теперь к рассмотрению интенсивности сигнала при радиоакустическом зондировании атмосферы. Вопрос этот также имеет здесь свои интересные особенности. В частности, как будет показано ниже, при рассеянии электромагнитной волны на звуке происходит явление, очень напоминающее обращение волнового фронта. Специфика работы антенной системы при радиоакустическом зондировании следует из того, что рассеяние радиоволн происходит на созданном в атмосфере звуковой волной вогнутом сферическом зеркале радиуса  $r$ . Фокусное расстояние такого зеркала равно  $r/2$ , следовательно, передающая радиоантенна (которая может быть совмещена с приемной и акустической антеннами) находится на двойном фокусном расстоянии от зеркала. При этом в приближении геометрической оптики можно считать, что акустическое зеркало строит изображение излучающей радиоантенны в натуральную величину и в совпадающей с ним точках пространства. Такое представление позволяет качественно проанализировать требования, предъявляемые к параметрам антенной системы, а также проследить механизмы влияния различных атмосферных помех, например поперечного ветра, сносящего звуковое «зеркало».

Указанная особенность рассеяния при РАЗ приводит к необходимости согласования параметров всех трех антенн, и ниже будет проведено количественное рассмотрение работы антенной системы с учетом дифракции на примере основной схемы РАЗ [21].

Будем считать, что передающая и приемная радиоантенны представляют собой облучатель с гауссовым распределением амплитуды поля, помещенный в фокусе параболоида, вносящего в падающее поле квадратичный фазовый сдвиг. Амплитудную «маску» в плоскости антенного зеркала также будем полагать гауссовой. Выбор гауссовых аппроксимаций амплитуд полей обусловлен простотой и удобством проведения расчетов, что дает возможность исследовать все принципиальные черты влияния дифракционных эффектов. Если же в окончательных формулах для мощности сигнала выразить результаты через коэффициент усиления антенн  $G$ , то они могут быть полезны для оценок и в более общем случае.

Итак, пусть распределение поля в плоскости облучателя передающей радиоантенны имеет вид

$$E_{0t} = A_t \exp \left( -i\omega_0 t - \frac{\rho^2}{2d_{0t}^2} \right), \quad (48)$$

где  $d_{0t}$  — размер облучателя, который будем считать малым по сравнению с фокусным расстоянием антенны  $F_t$ , так что  $F_t/kd_{0t} \gg 1$ . Полагая, что в плоскости передающей антенной апертуры, имеющей размер  $d_t$ , падающее поле умножается на весовую функцию  $g(\rho) = \exp \left( -\frac{\rho^2}{2d_t^2} - \frac{ik\rho^2}{2F_t} \right)$ , для излучаемого в атмосферу электромагнитного поля имеем

$$E_0(0, \rho) = \frac{k^2 d_{0t}^2 A_t}{iF_t} \exp \left( -i\omega_0 t + ikF_t - \frac{\rho^2}{2d_{st}^2} \right), \quad \frac{1}{d_{st}^2} = \frac{1}{d_t^2} + \frac{k^2 d_{0t}^2}{F_t^2}. \quad (49)$$

Поле в некоторой точке  $r$ , находящейся в дальней зоне антенны ( $r/kd_t^2 \gg 1$ ), дается выражением

$$E_0(r, \rho) = -\frac{k^2 d_{0t}^2 d_{st}^2 A_t}{r F_t} \exp \left\{ -i\omega_0 t + ik(r+F_t) - \right. \\ \left. - \frac{k^2 d_{st}^2 \rho^2}{2r^2} + \frac{ik\rho^2}{2r} \right\}. \quad (50)$$

Если считать, что поле звуковой волны формируется аналогичной «гуссовой» антенной, то наведенная диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon_s$  в точке  $(r, \rho)$  равна

$$\varepsilon_s = -\frac{qd_{0s}^2 d_{ss}^2 A_s}{r F_s} \exp \left\{ -i\Omega_0 t + iq(r+F_s) - \right. \\ \left. - \frac{q^2 d_{ss}^2 \rho^2}{2r^2} + \frac{iq\rho^2}{2r} - \frac{(r-vt)^2}{2l_s^2} \right\}, \quad (51)$$

где индексом  $s$  отмечены параметры акустической антенны, аналогичные введенным ранее для передающей радиоантенны, а  $\Omega_0$ ,  $v$ ,  $q$  и  $l_s$ , как и ранее, — частота, скорость, волновое число и пространственная длительность звуковой волны.

В дальнейшем нам понадобится выражение для коэффициента усиления (или коэффициента направленного действия КНД) описанной выше антенны. Пользуясь его стандартным определением, для передающей радиоантенны легко найти

$$G_t = \frac{4k^4 d_{0t}^2 d_{st}^2}{F_t^2} = \frac{4k^2 d_t^2}{(R_t + R_t^{-1})^2} \quad \left( R_t = \frac{F_t}{kd_{0t} d_t} \right) \quad (52)$$

и совершенно аналогично для КНД звуковой и приемной антенн  $G_s$  и  $G_r$ .

Рассмотрим так называемые «согласованные» антенны, для которых параметр  $R=1$ . Физически это означает, что дифракционный размер «освещенной» зоны, создаваемой облучателем на выходной апертуре, совпадает с ее геометрическим размером. Коэффициент усиления в этом случае максимальен и равен  $G_t = k^2 d_t^2$ .

Выражение интенсивности однократно рассеянного электромагнитного поля получается после подстановки (50), (51) в (2). Во френелевском приближении после интегрирования получаем

$$E_{sc}(r, \rho) = A_{sc} \exp \left\{ -i(\omega_0 - 2kv)t - \frac{\kappa^2 l_s^2}{2} + \frac{ik\rho^2}{2r} - \frac{\rho^2}{2\rho_{II}^2} \right\}, \quad (53)$$

где

$$A_{sc} = \frac{\sqrt{\pi} l_s k^2 q^2 d_{0t}^2 d_{st}^2 d_{0s}^2 d_{ss}^2}{\sqrt{2} r F_t F_s \rho_{II}^2} A_t A_s e^{kF_t - iqF_s},$$

а величина  $\rho_{II}$  определяется формулой

$$\rho_{II}^2 = (1/k^2)(k^2 d_{st}^2 + q^2 d_{ss}^2). \quad (54)$$

Физический смысл величины  $\rho_{II}$  становится понятным; если рассмотреть интенсивность рассеянного поля

$$I_{sc} = E_{sc} E_{sc}^* = |A_{sc}|^2 \exp(-x^2 l_s^2 - p^2 / p_n^2). \quad (55)$$

Отсюда видно, что масштаб  $|p_n|^2/2$  представляет собой характерный размер пятна рассеянного излучения. При выполнении условия Брэгга  $x=0$  он равен  $p_n = (d_{st}^2 + 4d_{ss}^2)^{1/2}$ , представляя собой комбинацию начальных, не размытых дифракцией размеров радио- и звукового пучков. Это является характерной особенностью задачи РАЗ, качественное объяснение которой вытекает из рассуждений, приведенных в начале данного раздела.

Поле  $E_r$  в фокальной плоскости приемной антенны (плоскости облучателя) получается после интегрирования рассеянного поля  $E_{sc}$  по поверхности ее раскрыва с весовой функцией  $\Phi(p) = \exp(-p^2/2d_r^2 - ikp^2/2F_r)$ , задающей размер апертуры  $d_r$  и ее фокусное расстояние  $F_r$ . Выполняя интегрирование, для плотности мощности  $W_r$  в точке  $p_0$  плоскости облучателя, имеем

$$W_r = \frac{c}{8\pi} E_r E_r^* = \frac{cl_s^2 k^6 q^4 d_{st}^4 d_{ss}^4 d_{st}^4 d_{ss}^4 |d_{r,nl}^2|^2 A_t A_s}{16r^2 F_t^2 F_s^2 F_r^2 |p_n^2|^2} \times \exp\left(-x^2 l_s^2 - \frac{k^2 |d_{r,nl}^2| p_0^2}{F_r^2}\right), \quad (56)$$

где введен масштаб  $d_{r,nl}$

$$\frac{1}{d_{r,nl}^2} = \frac{1}{d_r^2} + \frac{1}{p_n^2}, \quad (57)$$

имеющий порядок наименьшего из размеров  $d_r$  и  $p_n$ .

Чтобы получить интересующую нас полную мощность сигнала на выходе приемной антенны  $P_r$ , следует проинтегрировать плотность мощности  $W_r(p_0)$  по поверхности облучателя с характерным размером  $d_{0r}$ . Если считать условие Брэгга  $x=0$  выполненным, что обычно принимается для энергетических расчетов, то мы приходим к следующему результату:

$$P_r = \frac{c\pi l_s^2 k^4 q^4 d_{st}^4 d_{ss}^4 d_{st}^4 d_{ss}^4 |d_{r,nl}^2|}{16r^2 |p_n^2|^2 F_t^2 F_s^2 (1+F_r^2/k^2 |d_{r,nl}^2| d_{0r}^2)} A_s^2 A_t^2. \quad (58)$$

Выразим входящие сюда величины через коэффициенты усиления антенн  $G_t$ ,  $G_s$ ,  $G_r$ , согласно (52), и введем полную мощность радиосигнала  $P_t = (c/8) A_t^2 d_{0t}^2$ . Так как плотность мощности в звуковой волне  $W_s$  связана со звуковым давлением  $p_s$  формулой  $W_s = p_s^2 / 2\rho_v v$  ( $\rho_v$  — плотность воздуха), а амплитуда  $A_s$  изменения диэлектрической проницаемости пропорциональна  $p_s$  [3] ( $A_s = Ap_s/\gamma T_v$ , где  $T_v$  — температура воздуха,  $\gamma = c_p/c_v = 1.4$ ,  $A \approx 1.6 \cdot 10^{-6}$  град·м<sup>2</sup>/Н), то полная излученная акустическая мощность  $P_s = \alpha \pi d_{0s}^2 A_s^2$  ( $\alpha = \gamma^2 T_v^2 / 2A^2 \rho_v v$ ). Используя эти величины, формуле (58) для мощности сигнала можно придать следующий окончательный вид:

$$P_r = B (N^2 / r^2) P_t P_s \Phi(G_t, G_s, G_r). \quad (59)$$

Здесь коэффициент  $B = \pi/8\alpha = 5.36 \cdot 10^{-15}$  м<sup>2</sup>/Вт,  $N = l_s/\lambda_s$  — число длин волн в акустическом волновом цуге, а функция  $\Phi$ , описывающая влияние параметров антенн, равна

$$\Phi = G_t G_s G_r \left\{ [G_t(1+R_t^2) + G_s(1+R_s^2) + G_r(1+R_r^2)] \times \right. \\ \left. \times \left[ G_r(1+R_r^2) + \frac{G_t(1+R_t^2) + G_s(1+R_s^2)}{1+R_r^{-2}} \right]^{-1} \right\}. \quad (60)$$

Как видно из (59), весьма выгодным с энергетической точки зрения является увеличение длины звуковой посылки, так как  $P_r \sim N^2$ . Разумеется, это имеет место при выполнении условия Брэгга, обеспечивающего синфазность волн, рассеянных на разных слоях звуковой «стопы», и поэтому целесообразно только до тех пор, пока существующий в атмосфере градиент температуры не нарушил выполнение условия  $\kappa \leq l_s^{-1}$ .

Относительно слабое падение  $P_r$  с расстоянием  $r$  (если учесть, что мощность и акустической и радиоволны убывает с расстоянием пропорционально  $r^{-2}$ ) было отмечено еще авторами работы [2] и является следствием обсужденной выше «фокусировки» радиоволны, отраженной от звуковой решетки.

Обращает на себя внимание, что параметры передающей и приемной радиоантенн входят в (60) несимметрично. Это связано с тем, что для работы приемной антенны существенно соотношение размера антенны  $d_r$  и размера пятна  $r_{\text{п}}$ , в то время как для передающей антенны такого параметра нет.

Для согласованных антенн  $R_t = R_s = R_r = 1$ , и формула (59) упрощается к виду

$$P_r = \frac{B}{4} \frac{N^2}{r^2} P_t P_s \frac{G_t G_s G_r}{(G_t + G_s + G_r)(G_r + G_t/2 + G_s/2)} . \quad (61)$$

Из наглядных физических соображений понятно, что как только приемная антenna перехватывает все пятно рассеянного излучения, мощность  $P_r$  должна насыщаться. Однако, как видно из (61), при увеличении размера приемной апертуры  $d_r$  наступает момент ( $G_r = (G_t + G_s)/\sqrt{2}$ ), когда мощность сигнала начинает падать. На первый взгляд это кажется парадоксальным, однако такое поведение  $P_r$  становится понятным, если вспомнить, что формула (61) справедлива только для согласованных антенн, для которых одновременно с ростом  $d_r$  должен уменьшаться размер облучателя  $d_{\text{or}}$ . Если размер пятна  $r_{\text{п}}$  оказывается меньше  $d_r$ , то эффективно работает только «засвеченная» часть антенного зеркала. Это приводит к рассеянию энергии мимо облучателя, если  $F_r/k_{\text{рп}}$  становится меньше  $d_{\text{or}}$ .

Как следует из приведенных выше более общих формул (58), (60), для оптимальной приемной антенны размер облучателя должен быть согласован не с радиусом апертуры  $d_r$ , а с масштабом  $d_{r,\text{п}}$ , т. е. должно быть  $d_{\text{or}} = F_r/k |d_{r,\text{п}}|$ . В этом случае при неограниченном росте  $d_r$  происходит не падение сигнала, а его насыщение к некоторому постоянному значению

$$P_{r,\text{max}} = \frac{\pi B}{4} \frac{N^2}{r^2} P_t P_s \frac{G_t G_s}{G_s + G_t} . \quad (62)$$

Аналогичные соображения следует иметь в виду и при анализе работы антенн другого типа в задаче РАЗ, а формула вида (62) дает оценку для значений принимаемой мощности.

Заметим, что подобных вопросов не возникает в обычных радиолокационных задачах, так как там не происходит фокусировки рассеянного излучения на приемной антenne.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы остановились здесь в основном на радиофизических аспектах проблемы радиоакустического зондирования атмосферы. При этом отправной точкой была идеализированная постановка задачи, когда оставлялись в стороне как важные геофизические факторы (турбулентность, ветровой снос, градиент температуры), так и различные технические вопросы. Ясно, что их учет существенно усложняет постановку реальной задачи. Тем не менее, обсужденные выше вопросы являются наиболее кардинальными, поскольку касаются физической сущности явления.

Следует указать здесь еще на один принципиальный фактор, оставшийся, однако, за рамками нашего рассмотрения, — нелинейное поглощение звука. Как показывают оценки [3] и прямые экспериментальные исследования [22], его влияние на принимаемый сигнал является заметным уже при используемых в настоящее время в установках РАЗ акустических мощностях  $P_s$ . Поэтому попытки подъема «потолка» зондирования за счет увеличения  $P_s$  должны сопровождаться оценками возможного нелинейного поглощения звука в атмосфере. В противном случае достигаемый в эксперименте значительной ценой рост акустической мощности может оказаться практически бесполезным, как это было в установке РАЗ, описанной авторами [23].

Стесненные рамками журнальной статьи, перечислим далее лишь основные факторы, влияние которых должно приниматься во внимание, когда речь идет о практической реализации РАЗ атмосферы, а интересующихся деталями отправляем к монографии [3]. Это, в первую очередь, молекулярное поглощение звука в воздухе — фактор, который на начальном этапе развития метода вообще считался основным «тормозом». Как правило, для радиоакустического зондирования применяются акустические волны дециметрового и метрового диапазона. Если же рабочая длина волны выбрана в этом диапазоне, то влияние поглощения отходит на второй план, и наиболее существенным становится воздействие на акустический импульс ветрового сноса и атмосферной турбулентности [24, 25].

Говоря несколько схематично, можно считать, что эффективность метода РАЗ основана на выполнении трех основных условий, обеспечивающих относительно высокое сечение рассеяния радиоволны на звуке. Это, во-первых, условие Брэгга, во-вторых, условие зеркальности и, в-третьих, когерентность отражения радиоволны от всей протяженности акустической решетки. Наличие в атмосфере градиентов температуры приводит к срыву выполнения условия Брэгга, ветровой снос — к нарушению условия зеркальности, а турбулентность разбивает поверхность звуковой волны на некогерентно отражающие участки. При этом каждый из указанных факторов может иметь еще побочное влияние, и их совместное воздействие приводит к той сложной картине, с которой имеют дело экспериментаторы.

Наконец, возникает еще ряд вопросов, которые начинают играть заметную роль на том или ином этапе исследований. Сюда относится, например, влияние геометрического разнесения антенн в различных реальных измерительных схемах, а также многочисленные технические вопросы, касающиеся точности измерения частоты и повышения отношения сигнала к шуму.

Вся эта совокупность влияющих факторов вот уже более десяти лет привлекает к себе внимание исследователей, и поток работ по тематике РАЗ постоянно увеличивается. Это связано с тем, что большинство авторов считает радиоакустическое зондирование весьма перспективным методом исследования атмосферного пограничного слоя. Приведенные же выше результаты, по нашему мнению, могут являться основой при рассмотрении исходных параметров метода и при оценке его предельных возможностей.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Atlas D. — Bull. Amer. Meteorol. Soc., 1962, 43, № 9, p. 457.
2. Marshall J. M., Peterson A. M., Barnes A. L — Appl. Opt., 1972, 11, № 1, p. 108.
3. Каллистрова М. А., Кон А. И. Радиоакустическое зондирование атмосферы / Под ред. В. И. Татарского. — М.: Наука, 1985.
4. Гурвич А. С., Кон А. И., Налбандян О. Г., Татарский В. И. Препринт ОФА ГАН СССР. — М., 1976.
5. Каллистрова М. А. В кн.: Труды VI Всесоюзного совещания. Радиометрология. — Л.: Гидрометеиздат, 1984, с. 305.
6. Каллистрова М. А., Кон А. И. В кн.: VIII Всесоюзный симпозиум по лазерному и акустическому зондированию атмосферы. Ч. 2. — Томск, 1984, с. 82.
7. Бергман Л. Ультразвук и его применение в науке и технике. — М.: ИЛ, 1956,

8. Ринкевичус Б. С. — УФН, 1973, 3, вып. 2, с. 305.
9. Корпел А. Акустооптика: Обзор основных принципов. — ТИИЭР, 1981, 69, № 1, с. 55.
10. Рытков С. М. — Изв. АН СССР. Сер. физическая, 1937, № 2, с. 223.
11. Гейлорд Т. К., Мокхарем М. Г. — ТИИЭР, 1985, 73, с. 53.
12. Налбандян О. Г. — Изв. АН СССР. Сер. ФАО, 1980, 16, № 3, с. 219.
13. Кон А. И., Татарский В. И. — Изв. АН СССР. Сер. ФАО, 1980, 16, с. 219.
14. Блохинцев Д. И. Акустика неоднородной движущейся среды. — М.: ОГИЗ, 1946.
15. Татарский В. И. — Изв. АН СССР. Сер. ФАО, 1979, 15, с. 1140.
16. Осташев В. Е. — Изв. АН СССР. Сер. ФАО, 1985, 21, № 4, с. 358.
17. Вакман Д. Е., Вайнштейн Л. А. — УФН, 1977, 123, вып. 4, с. 657.
18. Макарова Т. И. — Изв. АН СССР. Сер. ФАО, 1980, 16, № 2, с. 118.
19. Кон А. И., Налбандян О. Г. — Изв. АН СССР. Сер. ФАО, 1978, 14, № 8, с. 824.
20. Азизян Г. В. — Изв. АН СССР. Сер. ФАО, 1981, 17, № 8, с. 883.
21. Кон А. И., Татарский В. И. — Радиотехника и электроника, 1986, № 10, с. 1903.
22. Макарова Т. И. — Изв. АН СССР. Сер. ФАО, 1980, 16, № 2, с. 195.
23. Frankel M. S., Chang N. Y. F., Sanders M. Y. — Bull. Amer. Meteorol. Soc., 1977, 58, № 9, р. 928.
24. Кон А. И. — Изв. АН СССР. Сер. ФАО, 1984, 20, № 2, с. 178.
25. Кон А. И. — Изв. АН СССР. Сер. ФАО, 1985, 21, № 12, с. 1242.

Институт физики атмосферы  
АН СССР

Поступила в редакцию  
7 апреля 1986 г.

### Аннотации депонированных статей

УДК 621.372.22.09

## РАСЧЕТ КРИТИЧЕСКИХ ЧАСТОТ ВЫСШИХ ТИПОВ ВОЛН ЭКРАНИРОВАННОЙ ПОЛОСКОВОЙ ЛИНИИ

*В. А. Коробкин, Н. И. Пятак, О. В. Кулаков*

Рассчитаны критические частоты  $E$ -колебаний экранированной полосковой линии с полоской нулевой толщины и изотропной диэлектрической подложкой. Для решения краевой задачи используется метод частичных областей с выделением области связи. Согласно основной идее этого метода поле области связи представляется в виде суммы собственных функций соответствующих взаимно ортогональных парциальных волноводов. После применения граничных условий и проведения ряда преобразований получена бесконечная однородная система линейных алгебраических уравнений 2-го рода относительно неизвестных амплитуд. Условие истривиального решения дает выражение для расчета критических частот.

Численно исследована сходимость метода при различных порядках усечения системы, проведен расчет параметров экранированной полосковой линии в широком диапазоне изменения геометрических размеров.

Проведенный анализ предельных переходов к простым системам выявил некоторые отличия результатов от полученных другими авторами. Обсуждаются причины таких отличий, приводятся физические и экспериментальные доказательства достоверности результатов.

Полученные результаты могут использоваться при расчете полосковых линий передачи и резонаторов на их основе.

*Статья депонирована в ВИНИТИ.  
рсг. № 1461—887. Деп. от 26 февраля 1987 г.*