

УДК 551.510.535:551.596.1

## О РАДИОАКУСТИЧЕСКОМ ЗОНДИРОВАНИИ ИОНОСФЕРЫ

В. В. Плоткин, Н. И. Израйлева

Анализируются возможности диагностики ионосферы с помощью радиозондирования возмущений, вызываемых в ней монохроматической акустической волной. Для реальных моделей ионосферы получены численные оценки коэффициентов резонансного рассеяния радиоволн в зависимости от частоты и мощности акустической волны.

Хорошо известно, что при мощных наземных взрывах, землетрясениях, извержениях вулканов, аномальных метеорологических явлениях в атмосфере генерируются акустико-гравитационные волны, способные вызывать на уровне ионосферы возмущения [1,2], часто фиксируемые в виде доплеровских смещений частоты радиоволн [3]. Представляет интерес использование акустических источников для проведения сеансов радиоакустического зондирования ионосферы. Ниже показано, что это позволило бы получать в одном эксперименте оценки и даже вертикальные профили таких ионосферных параметров, как электронная концентрация, скорость звука, температура нейтральной составляющей, скорость и направление ветра. На эту возможность указывают также результаты работ по радиоакустическому зондированию тропосферы, в которых применяются акустические волны с эффективной мощностью порядка нескольких ватт с частотой выше 100 Гц и радиоволны УКВ диапазона [4].

В основе методов радиоакустического зондирования лежит явление рассеяния Мандельштама—Бриллюэна. На ионосферных высотах условия резонансного рассеяния могут выполняться для инфразвука в диапазоне частот 0,1—10 Гц и радиоволн СВ и КВ диапазонов. Существование, что акустические возмущения инфразвукового диапазона распространяются в верхние слои с заметно меньшим поглощением [5], чем на частотах, используемых при радиоакустическом зондировании тропосферы. Представляют интерес оценки эффективной мощности источников инфразвука, способных создать ионосферные возмущения, вызывающие заметное рассеяние радиоволн.

Резонансное рассеяние радиоволн от акустических возмущений имеет место в области ионосферы, где выполнено условие пространственного синхронизма. В случае обратного рассеяния, в частности при вертикальном распространении обеих волн, точка резонанса  $z_p$  определяется равенством  $2k_z(z_p) = k_{zv}(z_p)$ , где  $k_{zv}$  и  $k_a$  — волновые числа звуковой и электромагнитной волн соответственно. Так как высотные профили скорости звука и фазовой скорости радиоволны различны, рассматриваемое рассеяние формируется некоторой ограниченной по высоте областью, прилегающей к резонансной точке  $z_p$ . Следует отметить, что скорость звука в ионосфере меняется в достаточно широких пределах: от 300 м/с на высотах  $\sim 100$  км до  $\sim 800$  м/с и более в  $F$ -области. Поэтому резонансная точка для различных соотношений частот звука и радиоволн найдется на какой-либо высоте без достаточно жестких ограничений. Таким образом, эффект рассеяния, несмотря на его резонансный характер, может часто наблюдаться в экспериментах по исследованию влияния на ионосферу мощных взрывов, землетрясений и т. п. При радиоакустическом зондировании, изменяя соотношение

частоты радиоволны и звука, можно менять высоту резонансного отражения  $z_p$  и тем самым получать высотные профили исследуемых ионосферных параметров, определяя высоту отражения по времени группового запаздывания рассеянных радиосигналов в слое.

Кроме неоднородности рассеивающей звуковой решетки существенна ее нестационарность, обусловленная распространением возмущений среды со скоростью звука. Это приводит к доплеровским смещениям частоты рассеянных радиосигналов, измеряя которые можно получить сведения об ионосферных параметрах.

Рассмотрим более подробно рассеяние радиоволны с частотой  $f$  ( $\omega = 2\pi f$ ) на возмущениях, вызываемых акустической волной с частотой  $f_{зв}$  ( $\Omega = 2\pi f_{зв}$ ). Вблизи точки резонанса  $z_p$ , где  $2k_0(z_p) = k_{зв}(z_p)$ , возмущения диэлектрической проницаемости можно представить в виде

$$\frac{\Delta \epsilon}{\epsilon} = \delta(z) \exp\left[i\left(2 \int_{z_p}^z k_0(z) dz - \Omega t\right)\right] + \delta^*(z) \exp\left[-i\left(2 \int_{z_p}^z k_0(z) dz - \Omega t\right)\right] \quad (1)$$

Здесь  $\delta(z)$  — комплексная амплитуда рассеивающей решетки, определяемая интенсивностью звуковой волны (см. ниже). Кроме того, множитель  $\delta(z)$  учитывает расстройку от резонанса при удалении от точки  $z_p$ . Ограничиваясь учетом линейных по  $z$  членов, характеризующих эту расстройку, введем обозначения

$$x = \int_{z_p}^z k_0(z) dz, \quad \mu = \frac{1}{k_0^2} \left( \frac{dk_{зв}}{dz} - 2 \frac{dk_0}{dz} \right) \Big|_{z=z_p}. \quad (2)$$

Тогда для такой решетки с линейно изменяющимся пространственным периодом можно считать, что  $\delta = \delta_0 \exp(i\mu x^2/2)$ , а решение представить в виде [6]

$$E(x, t) = A(x) \exp\{i[(\omega - \Omega)t + x]\} + B(x) \exp[i(\omega t - x)], \quad (3)$$

где амплитуды отраженной  $A(x)$  и падающей  $B(x)$  волн определяются через функции параболического цилиндра  $D_p(x)$ :

$$A(x) = C e^{-i\tau x} e^{(i\mu/4)(x+\tau/\mu)^2} D_p[\sqrt{-i\mu}(x+\tau/\mu)], \quad p = -1 - i|\delta|^2/4\mu, \quad (4)$$

$$B(x) = \frac{2i}{\delta(x)} C e^{-i\tau x} e^{-(i\mu/4)(x+\tau/\mu)^2} D_{p+1}[\sqrt{-i\mu}(x+\tau/\mu)], \quad \tau = \Omega/k_0 V_{гр}.$$

Здесь учтена, таким образом, неоднородность пространственного периода решетки, а ее амплитуда считалась постоянной:  $\delta_0 = \text{const}$  (для определенности приведено решение при  $\mu > 0$ ). Для неподвижной решетки, когда  $\tau = 0$ , резонансная точка  $x = 0$ . Как видно, движение решетки эквивалентно некоторому смещению резонансной точки в пространстве вследствие изменения длины волны в системе координат, где решетка покоится. При этом в слое с линейно изменяющимся пространственным периодом постоянной амплитуды меняется лишь фаза коэффициентов отражения  $R$  и прохождения  $T$ , а их модули не зависят от  $\tau$ :

$$|R|^2 = 1 - \exp(-\pi|\delta|^2/2|\mu|), \quad |T|^2 = \exp(-\pi|\delta|^2/2|\mu|). \quad (5)$$

Отраженная волна формируется слоем толщиной  $\Delta x \gtrsim \min(1/\sqrt{|\mu|}, 1/|\delta|)$ . В слабонеоднородной среде или при сравнительно сильных возмущениях, когда  $|\delta| > \sqrt{|\mu|}$ , коэффициент отражения от решетки в соответствии с (5) может быть достаточно большим ( $|R| \sim 1$ ). Толщина отражающего слоя при этом определяется ампли-

тудой возмущений:  $\Delta x \sim |\delta|^{-1}$ . В сильнонеоднородной среде ( $|\delta| \leq \sqrt{|\mu|}$ ) амплитуда отраженной волны невелика, так как толщина отражающего слоя ограничена вследствие расстройки от резонанса на расстояниях  $\Delta x \sim 1/\sqrt{|\mu|}$ .

Рассмотренные выше результаты справедливы, если на всем протяжении отражающего участка хорошо выполняется приближение линейности изменения периода решетки. В некоторых областях ионосферы, где градиенты ее параметров весьма малы (в частности в максимуме слоя), эффективная толщина резонансно отражающего участка может стать очень большой ( $\sqrt{|\mu|} \ll |\delta|$ ). Тогда оценки коэффициента отражения, получаемые в соответствии с (5), будут давать завышенные значения. В этом случае для вычисления коэффициента отражения от резонансной области лучше использовать приближение ограниченной однородной решетки с толщиной  $H$ , определяемой размерами области с малыми градиентами ионосферных параметров. Выражение для коэффициента отражения от такой решетки имеет вид

$$|R| = \text{th}(\pi|\delta|k_0H/2). \quad (6)$$

Важная особенность резонансного рассеяния на акустических возмущениях заключается в том, что доплеровское смещение частоты радиоволн равно частоте звука (см. (3)). Этим обстоятельством можно воспользоваться для определения величины скорости звука и, следовательно, температуры атмосферы на высоте  $z_p$ . Действительно, так как  $k_{зв} = \Omega/c_{зв}$  ( $c_{зв} = \sqrt{\gamma B_0 T_a}$  — скорость звука,  $\gamma$  — показатель адиабаты,  $B_0$  — удельная газовая постоянная,  $T_a$  — температура газа), то, зная частоту  $\Omega$  и волновое число  $k_{зв}$  звука в точке резонанса  $z_p$ , нетрудно определить значения  $c_{зв}(z_p)$  и  $T_a(z_p)$ . Волновое число  $k_{зв}(z_p)$  можно найти, воспользовавшись характеристиками радиоволн, рассеиваемых в точке  $z_p$ . Рассмотрим это более подробно.

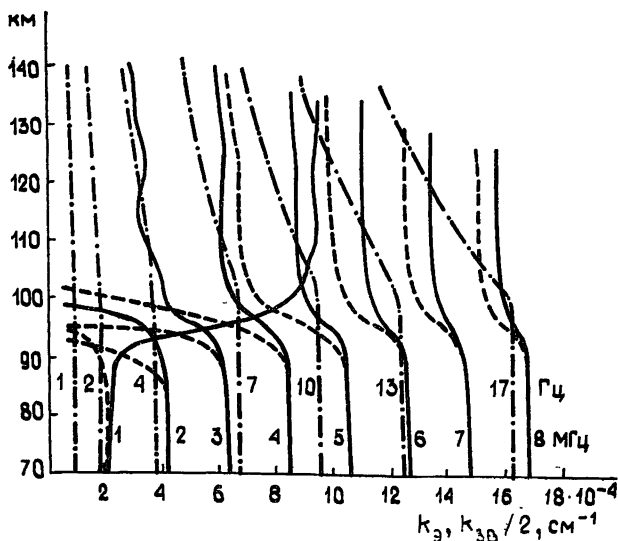


Рис. 1.

Обратимся к рис. 1, на котором приведены высотные профили волновых чисел  $k_{01}$  и  $k_{02}$  для обеих магнитоионных составляющих радиоволн при различных значениях несущей частоты  $f$  (пунктир относится к необыкновенной волне  $k_{01}$ , сплошной линией изображены  $k_{02}$  для обыкновенной волны). Здесь же штрихпунктирной линией нанесены значения  $k_{зв}/2$  для звуковых волн на частоте  $f_{зв}$ . Величина частот звука в герцах и радиоволн в мегагерцах указана цифрами у соответствующих кривых. При численных расчетах использовалась усредненная дневная модель среднеширотной спокойной ионосферы. Для определе-

ния волновых чисел  $k_{\theta 1}$  и  $k_{\theta 2}$  в магнитоактивной ионосфере вычислялись корни уравнения Букера [7]. Профиль скорости звука  $c_{зв}$  взят из [8].

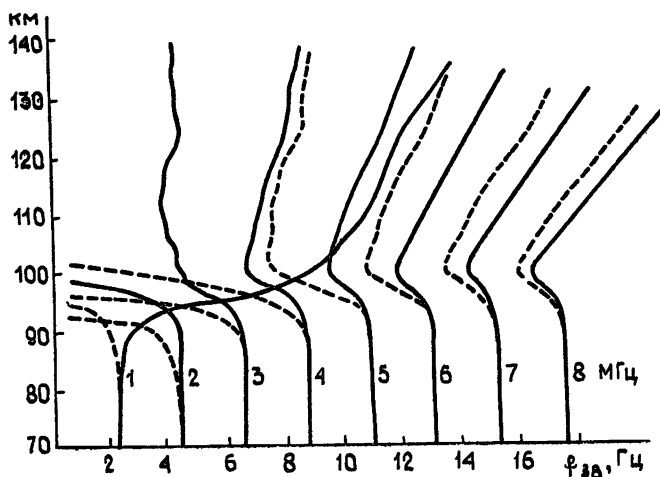


Рис. 2.

Как следует из сказанного выше, высоты резонансного отражения радиоволн от акустических возмущений определяются точками пересечения соответствующих высотных профилей. Для наглядности на рис. 2 приведены значения частот звука, вызывающего резонансное рассеяние радиоволны с частотой  $f$  на заданной высоте. Частота  $f$  указана у кривых, нанесены профили для обеих магнитоионных составляющих. Из рис. 1 и 2 видно, что акустические возмущения с частотой  $f_{зв}$  на любой заданной высоте способны рассеять резонансным образом каждую из магнитоионных составляющих, но при несколько отличающихся несущих частотах. Для этого необходимо, чтобы на выбранной высоте соблюдалось условие синхронизма:

$$k_{\theta 1}(f_1) = k_{\theta 2}(f_2) = k_{зв}(f_{зв})/2. \quad (7)$$

Зная несущие частоты  $f_1$  и  $f_2$  магнитоионных составляющих, рассеянных с одной высоты  $z_p$ , и воспользовавшись (7), в принципе, можно определить волновые числа  $k_{\theta 1}(z_p)$ ,  $k_{\theta 2}(z_p)$  и  $k_{зв}(z_p)$ . Важно, что это дает также возможность вычислить величину электронной концентрации на высоте  $z_p$ . Действительно, в рассматриваемых условиях левое из равенств (7) представляет собой уравнение относительно плазменной частоты  $\omega_p^2 = 4\pi Ne^2/m$ , если остальные параметры, характеризующие диэлектрическую проницаемость плазмы, такие, как гирочастота, частоты соударений, наклонение магнитного поля, считать известными. Можно решить это уравнение аналогично тому, как это делается в [9] для случая резонансного рассеяния пробных радиоволн на искусственной решетке, создаваемой в ионосфере мощным радиоизлучением. Например, при квазипродольном распространении и слабых соударениях в соответствии с [9] имеем

$$f_p^2 = \frac{|\Delta f|}{f_L} (f_m^2 - f_L^2) - \frac{(\Delta f)^2}{f_L} (f_m + f_L). \quad (8)$$

Здесь  $f_p = \omega_p/2\pi$ ,  $\Delta f = f_1 - f_2$ ,  $f_m = \min(f_1, f_2)$ ,  $f_L$  — продольная составляющая гирочастоты. По вычисленному значению плазменной частоты находим волновые числа  $k_{\theta 1}$ ,  $k_{\theta 2}$  и  $k_{зв}$  на высоте  $z_p$  и, как указывалось, величину скорости звука и температуры атмосферы. Таким образом, используя для зондирования рассматриваемых акустических возмущений импульсные радиосигналы и обе магнитоионные состав-

ляющие и варьируя по известной методике частоты звука и радиоволн, можно получать высотные профили электронной концентрации, скорости звука и температуры атмосферы.

Заметим, что на высотах до 90 км значения волновых чисел радиоволн рассматриваемого диапазона слабо отличаются от их значений в вакууме. Поэтому в этой области высот положение резонансной точки определяется, в основном, изменением скорости звука (в приводимых результатах расчетов температура и скорость звука считались постоянными). Изменяя частоту акустических возмущений  $f_{зв}$ , можно исследовать температурные вариации на этих высотах, пренебрегая магнитноионным расщеплением радиоволн.

До сих пор предполагалось, что скорость ветра в атмосфере равна нулю. В движущейся среде скорость звука зависит также от скорости ветра  $V$ :

$$c_{зв} = \sqrt{\gamma B_0 T_a} + V (k_{зв}/k_{зв}). \quad (9)$$

Следовательно, при радиоакустическом зондировании фактически регистрируется сумма скорости звука в неподвижной среде и составляющей скорости ветра  $V$  вдоль звуковой решетки (направления распространения звука). Выше, по существу, исследовано обратное рассеяние радиоволн от звуковой решетки, когда волновые векторы электромагнитной и акустической волн коллинеарны некоторой оси  $OZ$ . Вовсе не обязательно, чтобы эта ось была вертикальной. Если использовать радиоакустическое зондирование рассмотренного типа одновременно в нескольких независимых направлениях (достаточно четырех направлений), в принципе, можно попытаться определять и вектор скорости ветра  $V$ , и температуру атмосферы  $T_a$  (подобно тому, как это делается при радиоакустическом зондировании тропосферы [4]). Для этой цели используется система четырех уравнений типа (9) с несколькими различными векторами  $k_{зв}$ . Приведенные рассуждения относятся к учету ветровых перемещений на высоте резонансного отражения. Вопрос о влиянии динамических процессов в атмосфере и ионосфере на распространение акустической и электромагнитной волн до области рассеяния требует детального изучения.

Перейдем к оценкам энергетических потенциалов акустических и радиосредств, необходимых для осуществления радиоакустического зондирования ионосферы. Для определения интенсивности звуковой волны на высоте  $z$  воспользуемся представлениями о точечном источнике заданной мощности  $P$ , излучающем акустические волны изотропно по всем направлениям в верхнее полупространство. Таким источником может быть, например, пульсирующая полусфера радиуса  $R$ . С учетом сферической расходимости, стратификации атмосферы в поле силы тяжести и поглощения звука в атмосфере скорость  $\bar{v}$  колебательного движения в акустической волне на высоте  $z$  можно оценить по формуле

$$\bar{v} \approx 10^5 \left\{ \frac{P \text{ (кВт)} \exp(-2 \int_0^z \alpha(z) dz)}{2\pi\rho_0 \exp(-z/H_a) c_{зв}(z) z^2} \right\}^{1/2}, \quad \text{см/с.} \quad (10)$$

Здесь  $\rho_0 \approx 10^{-3}$  г/см<sup>3</sup> — плотность атмосферы на уровне  $z=0$ ,  $H_a \approx 10^6$  см — высота однородной атмосферы. Скорость звука до высоты 100 км в расчетах считалась постоянной и равной  $3,3 \cdot 10^4$  см/с. Учитывалось молекулярное поглощение звука. Коэффициент поглощения  $\alpha$  в этом случае рассчитывался в соответствии с [5] по формуле

$$\alpha(z) = 1,4 \cdot 10^{-10} (f_{зв}^2/P_0) \exp(-z/H_a), \quad \text{см}^{-1}, \quad (11)$$

где  $f_{зв}$  (Гц) — частота звука,  $P_0$  (мм рт. ст.) — давление воздуха на уровне  $z=0$  (в расчетах  $P_0=760$  мм рт. ст.). Возмущения плотности

среды, вызываемые акустической волной, оцениваем из уравнения непрерывности:

$$|\Delta\rho/\rho| \simeq |\tilde{v}/c_{зв}| = M. \quad (12)$$

Здесь  $M$  — число Маха.

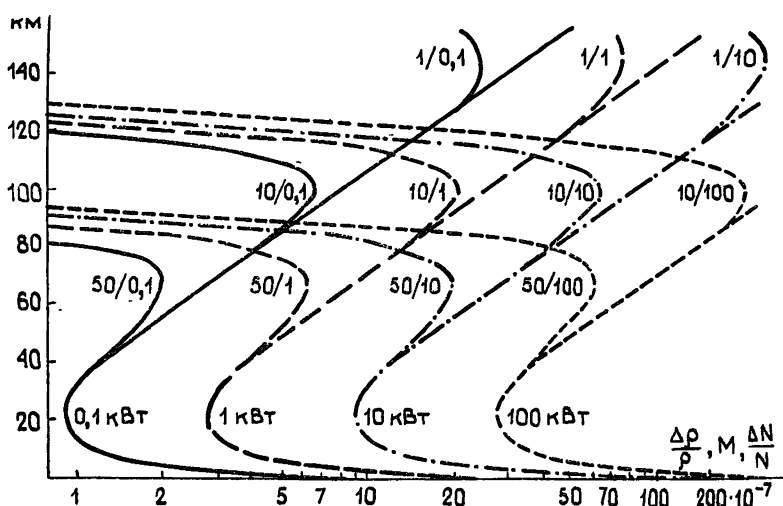


Рис. 3.

В соответствии с [10] в пренебрежении диффузионным расплыванием возмущения электронной плотности, вызываемые звуковой волной в ионосфере, такого же порядка, как в (12), т. е.  $\Delta N/N \sim M$ . Таким образом, при принятых предположениях величина акустических возмущений в среде определяется числом Маха. На рис. 3 приведены кривые, характеризующие величину  $M$ , создаваемую изотропным акустическим источником на разных высотах в зависимости от эффективной мощности и частоты звука  $f_{зв}$ . Сплошными линиями изображены кривые для мощности 0,1 кВт, длинным пунктиром — 1 кВт, штрихпунктиром — 10 кВт, коротким пунктиром — 100 кВт. Цифры у кривых соответствуют: первая — частоте звука  $f_{зв}$  (Гц), вторая — мощности  $P$  источника в кВт. В соответствии с (10) величина  $M \sim P^{1/2}$ . Затухание звука быстро нарастает при увеличении его частоты. Характерным для всех кривых является образование максимума на некоторой высоте, тем большей, чем меньше частота звука. Появление максимума обусловлено конкуренцией двух факторов: увеличением  $M$  с высотой вследствие падения плотности атмосферы и ослаблением  $M$  из-за экспоненциального роста коэффициента затухания акустической волны (см. (11)). В расчетах пренебрегалось нелинейными эффектами при распространении акустических волн (нелинейным затуханием, укрупнением профиля и образованием высших гармоник и т. п.), что справедливо лишь при достаточно малых числах Маха [11].

Для оценки коэффициентов резонансных отражений радиоволн от акустических возмущений можно, как было показано, воспользоваться выражениями (5) и (6). Результаты таких расчетов при эффективной мощности акустического источника  $P=10$  кВт отображены на рис. 4. Цифры у кривых обозначают частоту  $f$  радиоволн в МГц. Пунктир относится к необыкновенной волне, сплошные линии — к обыкновенной. Кривые приведены для случая зондирования радиоволнами фиксированной частоты акустических возмущений с частотой, варьируемой в зависимости от высоты точки резонанса. Следует иметь в виду, что для выполнения условий резонанса каждой высоте следует соотнести свое собственное значение частоты звука в зависимости от  $z$  и  $f$ . При постоянной мощности акустического излучателя высотное поведение

коэффициента рассеяния, в основном, определяется резонансным значением частоты звука (см. рис. 2). Чем ниже частота радиоволны, тем меньше резонансное значение частоты звука и, следовательно, больше коэффициент рассеяния при прочих равных условиях (конечно, следует помнить о трудностях реализации источников звука более низкой частоты той же мощности).

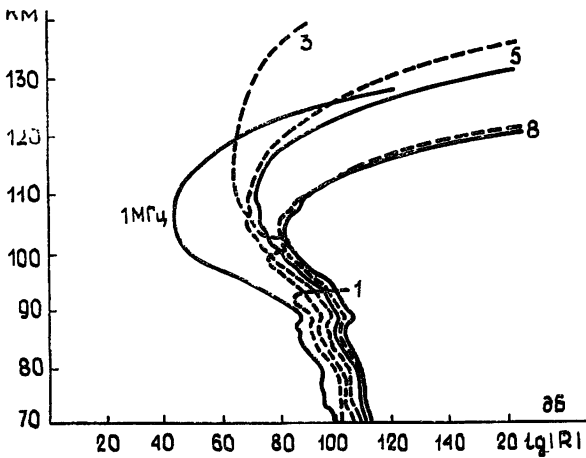


Рис. 4.

Кривые, характеризующие отражение необыкновенной волны, расположены левее кривых, относящихся к обыкновенной (при той же несущей частоте). По той же причине для обыкновенной волны на частоте 1 МГц ( $f_H > f$ ), проходящей через ионосферу с показателем преломления  $n \gg 1$  [1], требуются все более высокие резонансные значения частоты звука. Коэффициент рассеяния в этом случае заметно падает с увеличением высоты. На величине коэффициента рассеяния сказывается также характер пересечения кривых, отражающих высотное поведение волновых чисел звука и радиоволн (рис. 1). Такие значения коэффициентов рассеяния в настоящее время доступны для регистрации. Обратное рассеяние примерно того же уровня наблюдается, в частности, в экспериментах на искусственных дифракционных решетках, создаваемых в ионосфере с помощью мощного радиоизлучения [9].

Однако приведенные оценки коэффициентов рассеяния радиоволн от звуковой решетки дают лишь необходимые условия осуществимости радиоакустического зондирования ионосферы. Его реальная возможность определяется совокупностью различных факторов: нелинейным затуханием мощного звука, связанным с укрупнением фронта и образованием ударных волн, техническими возможностями излучения мощного звука низких частот, искажениями фронта звуковой волны за счет атмосферной турбулентности, неоднородности, явлений рефракции и т. д. Из-за неогерентности это может понизить уровень принимаемого радиосигнала. Поэтому представляется необходимым учет всех явлений при рассмотрении возможности экспериментального обнаружения эффектов резонансного рассеяния в ионосфере на акустических возмущениях и реального осуществления диагностики плазмы с помощью радиоакустического зондирования.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Голицын Г. С., Чунчuzов Е. П. В кн.: Полярные сияния и свечение ночного неба. — М.: Наука, 1975, вып. 23, с. 5.
2. Пономарев Е. А., Ерущенков А. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1977, 20, № 12, с. 1773.
3. Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли, 1985, № 11, с. 5.
4. Каллистратова М. А., Кон А. И. Радиоакустическое зондирование атмосферы. — М.: Наука, 1985. — 200 с.

5. Голицын Г. С. — Изв. АН СССР. Сер. геофиз., 1961, № 6, с. 942.
6. Плоткин В. В., Израйлева Н. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1987, 30, № 5, с. 578.
7. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. — М.: Наука, 1967. — 684 с.
8. Харгривс Дж. К. Верхняя атмосфера и солнечно-земные связи. — Л.: Гидрометеониздат, 1982. — 168 с.
9. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Гетманцев Г. Г. и др. — Изв. вузов — Радиофизика, 1978, 21, № 8, с. 1220.
10. Павлов В. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1979, 22, № 1, с. 19.
11. Романова Н. Н. — Изв. АН СССР. Сер. ФАО, 1970, 6, № 2, с. 134.

Институт геологии и геофизики  
СО АН СССР

Поступила в редакцию  
21 мая 1986 г.

## RADIO ACOUSTIC SOUNDING OF THE IONOSPHERE

*V. V. Plotkin, N. I. Izraileva*

There are analysed possibilities of an ionosphere diagnostics by radio sounding of ionosphere disturbances caused by monochromatic acoustic wave. For some ionosphere models the resonance coefficients of radio waves have been calculated as a function of a frequency and a power of the acoustic wave.

### Аннотации депонированных статей

(Окончание)

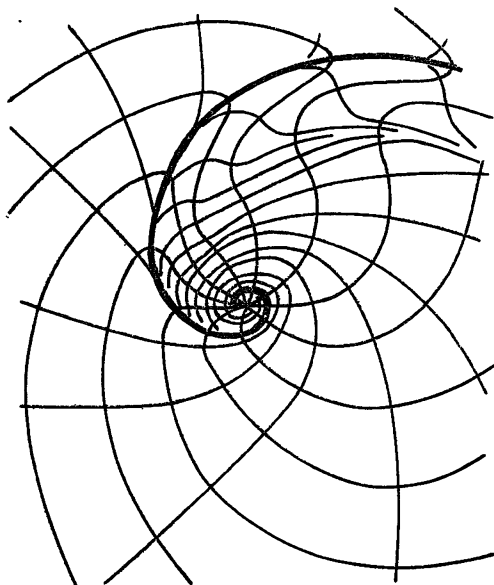


Рис. 1. Линии поля векторов Пойнтинга и электрического поля синхротронного излучения.

линий поля векторов Пойнтинга и электрического поля синхротронного излучения изображены на рис. 1. Частица движется против часовой стрелки, причем в данный момент времени находится на верхней точке траектории, которая не изображена. Жирной линией показана неустойчивая кривая — от нее последовательно отходят интегральные кривые. На малых расстояниях все интегральные кривые по спирали наматываются на заряд за бесконечное число оборотов. Любая интегральная кривая состоит из участков различных направлений, которые сшиваются на нейтральной линии.

Поверхность, «сотканная» из интегральных кривых, исходящих из одной точки нейтральной линии, незамкнута.

Статья депонирована в ВИНТИ,  
рег. № 2285—В 88. Деп. от 23 марта 1988 г.