

К ФИЗИЧЕСКОМУ ОПИСАНИЮ ПРОЦЕССОВ ФОРМИРОВАНИЯ СИГНАЛА ПРИ ВЕТРОВОМ СОДАРНОМ ЗОНДИРОВАНИИ АПС

Введение

В настоящее время акустическое зондирование (АЗ) позволяет получить образ локальной метеобстановки, но не дает возможности детализировать ее и определить значения метеопараметров. В основном это связано с отсутствием адекватного описания как динамики атмосферного пограничного слоя (АПС), так и условий рассеяния звука в нем [1]. Несмотря на длительный период изучения этого вопроса и значительные усилия многих выдающихся ученых сложность физических процессов в АПС до настоящего времени не позволяет построить строгие математические модели.

Приближения, традиционно используемые в современных теориях АПС, исключают из рассмотрения ряд факторов [2 – 4]. Сложившаяся практика конструирования содаров также имеет ряд укоренившихся положений, которые требуют анализа, а в некоторых случаях – существенной доработки. Поэтому, несмотря на очевидные достоинства содаров как средства метеонаблюдений, их применение ограничивается исследовательскими целями.

Для повышения эффективности содаров и систем зондирования на их основе следует поэтапно выделять наиболее существенные препятствия, ограничивающие получение информации. Ряд таких препятствий показан в [5 – 7]. Там же обозначены некоторые возможные пути их решения. Однако для выработки предложений по дальнейшему совершенствованию необходимо их обобщение и совместное, комплексное представление.

К вопросу измерения скорости ветра в устойчивом АПС

Наиболее успешно содарными методами измеряют скорость ветра. Но сложность объекта измерений требует и в этой области дальнейшей работы над совершенствованием методов и технических средств.

Ветроизмерительные содары создают по трехкомпонентной схеме. В качестве первичной информации используют доплеровский сдвиг частоты принимаемого сигнала Δf_d . Такие системы позволяют оценить динамические характеристики неоднородного потока.

При ламинарных, однородных потоках отражение отсутствует, поэтому получение информации невозможно. Определенные сложности представляет получение информации и в ламинарных, температурно-неоднородных потоках, что соответствует случаям устойчивой стратификации АПС. В самом деле, если рассматривать движение звуковой волны в системе координат, связанной с неподвижной поверхностью (рис.1), то при вертикальном зондировании скорость

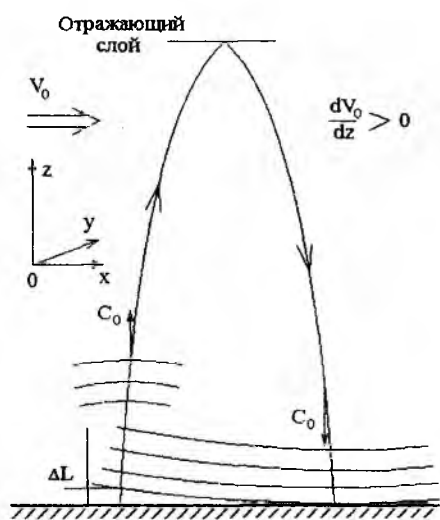


Рис. 1. Траектория акустического луча при вертикальном АЗ

движения звуковой посылки в вертикальном направлении определяется скоростью звука c_0 , добавка к c_0 – скоростью горизонтального переноса v_0 , а результирующая скорость равна $c = \sqrt{c_0^2 + v_0^2}$. Поэтому при совмещенной приемо-передающей антенне доплеровский сдвиг

частоты принимаемого сигнала равен нулю. Та же ситуация будет и в случаях наклонного зондирования и при разнесенных приемной и передающей антеннах.

Фазовый сдвиг, соответствующий ΔL (рис.1), можно определить при разнесенном приеме и при наличии двух или более приемников. Но его величина будет слишком мала, а прецизионные фазовые измерения акустических полей в естественных условиях технически сложны. Использование более точных методов определения фазовых сдвигов (метод «вилки», метод «минимума»), используемых в электродинамике и радиолокации, будет затруднено вследствие малого уровня отражений.

Для $\Delta f_d \neq 0$ нужна модификация трассы в продольном направлении, что возможно только в турбулентном АПС. Совместное действие динамической и термической турбулентности в отдельных слоях, имеющее место при сдвигах ветра, например в случае бризовой циркуляции (рис.2), необходимого эффекта не дает.

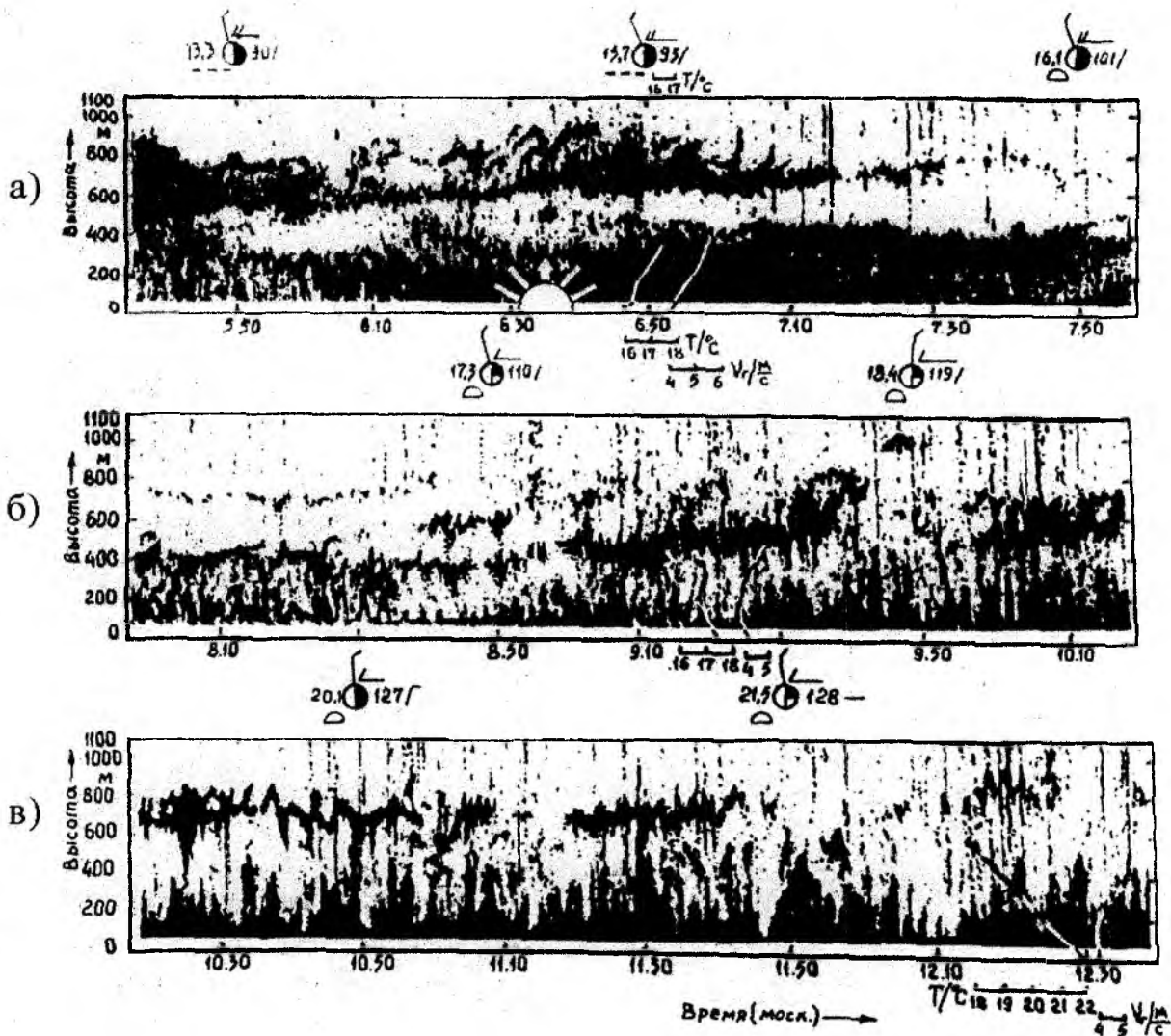


Рис. 2. Сеанс комплексного РАЗ – АЗ в период поворота бризовой циркуляции

Сеансы проводились в приморской зоне [8, 9]. На рис.2, а показан момент существования ночного бриза и начала разрушения ночной инверсии. На рис.2, б – момент поворота бризовой циркуляции и на рис.2, в – устойчивый дневной бриз при дневной температурной конвекции. Синхронная запись разности между средним значением принимаемой частоты и частотой зондирующей посылки в устойчивых слоях не дала информации, распределение Δf было случайным.

На этих записях имеется еще одна особенность – уровень сигнала в температурно-однородном слое существенно ниже (светлые области на рис.2). Это определяется выбранным порогом записи. Во время иных сеансов, проводившихся при плотной облачности и более сильном ветре, уровень сигнала был достаточным для уверенного выделения на фоне шумов. Поэтому вопрос формирования такого параметра как амплитуда сигнала требует дальнейшего рассмотрения.

Адиабатическая компонента отражений в турбулентном потоке

К факторам, которым не уделяется достаточного внимания в современных теориях рассеяния звука средой, относится влияние флуктуаций давления в турбулентном потоке. В предположении о несжимаемости турбулентного потока можно достаточно точно описать взаимосвязи поля скоростей. Однако для того чтобы частица потока меняла свою скорость, необходимо поле сил, которым в турбулентном АПС может быть только поле градиента давления – $\text{grad } p$. При отсутствии сторонних источников (стоков) тепла это вызовет адиабатическое изменение плотности $\Delta \rho$. Для малых изменений давления (Δp) изменение $\Delta \rho$ пропорционально средним значениям $\Delta \rho = \frac{\rho_0}{\gamma \rho_0} \Delta p$, где γ – адиабатическая постоянная.

Вклад адиабатического процесса в общий уровень отражений можно оценить по величине коэффициента Френеля. При падении под углом φ_0 на границу раздела двух неподвижных сред с параметрами ρ_1, p_1, γ_1 и ρ_2, p_2, γ_2 коэффициент отражения:

$$\eta = \frac{\cos \varphi_0 - \sqrt{\frac{\gamma_1 \rho_1 p_1}{\gamma_2 \rho_2 p_2}} \sqrt{1 - \frac{\gamma_2 \rho_1 p_2}{\gamma_1 \rho_2 p_1} \sin^2 \varphi_0}}{\cos \varphi_0 + \sqrt{\frac{\gamma_1 \rho_1 p_1}{\gamma_2 \rho_2 p_2}} \sqrt{1 - \frac{\gamma_2 \rho_1 p_2}{\gamma_1 \rho_2 p_1} \sin^2 \varphi_0}}$$

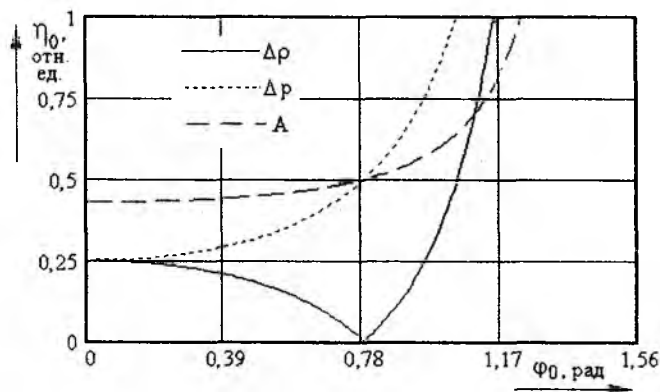


Рис. 3. Отражение звука от идеализированной резкой границы

На рис.3 представлены графики нормированного коэффициента отражения $\eta_0 = \eta / \Delta$, где Δ – величина приращения параметра ($\Delta p, \Delta \rho$ или $\Delta \gamma$), который изменяется при переходе через границу. Рассматриваются три случая. Первый: $p_2 = p_1, \rho_2 = \rho_1 + \Delta \rho$ – описывает механизм отражений в температурно-неоднородной атмосфере. Этому случаю соответствует кривая, обозначенная на

графиках как $\Delta \rho$. Второй случай: $p_2 = p_1 + \Delta p, \rho_2 = \rho_1$ – модельный, который описывает одну из составляющих отражений в динамическом потоке (кривая $\Delta \rho$). В статике такой режим невозможен, так как разность давлений вызовет перемещение воздушных масс. Третий (кривая А) описывает отражение при адиабатическом турбулентном движении среды и при отсутствии источников (стоков) тепла. В этом случае изменения давления и плотности связаны как: $p_2 = p_1 + \Delta p, \rho_2 = \rho_1 (1 + \Delta p / \gamma p_1)$.

Для температурно-неоднородной среды при $\varphi_0 = 45^\circ$ коэффициент отражения равен нулю. Это соответствует известным результатам, показывающим, что рассеяние в плоскости, перпендикулярной направлению звукового луча, минимально [3]. Но при адиабатическом процессе отражение в этом направлении будет иметь место. А уровень отражения назад, как показано в [6], в этом случае может быть достаточным для уверенной регистрации.

Динамическая компонента отражений в турбулентном потоке

Более сложно определить коэффициент отражения от границы раздела в случае, если второй слой, имея те же плотность, давление и состав, движется, точнее скользит, вдоль границы раздела. В этом случае коэффициент отражения [4,7]:

$$\eta_v = \frac{\cos \varphi_0 - \sqrt{1 - \sin^2 \varphi_0 (1 - v_x c^{-1} \sin \varphi_0)^{-2}}}{\cos \varphi_0 + \sqrt{1 - \sin^2 \varphi_0 (1 - v_x c^{-1} \sin \varphi_0)^{-2}}} \quad (2)$$

где v_x – компонента вектора скорости скольжения \vec{v}_0 , совпадающая с плоскостью падения звуковой волны: $v_x = |\vec{v}_0| \cos \alpha$, α – угол между направлением \vec{v}_0 и плоскостью падения.

Очевидно, что выражение (2) приближенное, и оно становится несправедливыми при углах падения $\varphi_0 \rightarrow \pi/2$. Но, с другой стороны, случай $\varphi_0 \rightarrow \pi/2$ физически неосуществим. Он предполагает увеличение области отражения, что требует увеличения размеров потока, что, в свою очередь, приведет к появлению турбулентности.

Графики относительного значения коэффициента отражения $\eta_{ov} = \frac{\eta_v c}{|\vec{v}_0|}$ представлены на рис.4.

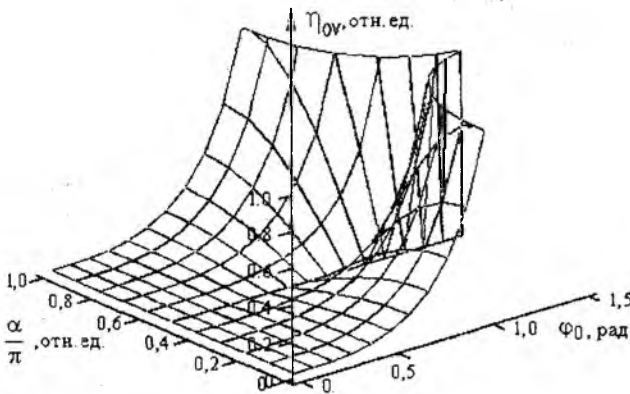


Рис. 4. Коэффициент отражения звука от сдвига скорости потока

Скачка продольной скорости, от которого отражения бы подчинялись тем же законам, что и от скачка температуры, физически быть не может. Для этого потребовался бы некоторый источник (сток) массы, расположенный непосредственно на трассе движений акустических волн.

Таким образом, уровень отражений определяется флуктуациями температуры или адиабатическим характером турбулентного движения, а доплеровский сдвиг – турбулентными модификациями трассы.

дуперовский сдвиг – турбулентными модификациями трассы.

О флуктуационной составляющей в измеренном значении скорости ветра

Турбулентные модификации трассы вносят существенный вклад в получаемую информацию. Механизм изменения продольной скорости движения звуковых волн в турбулентном потоке показан в [5]. При этом основным фактором является натекание (вынос) массы из областей, прилегающих к основному потоку мощности акустического излучения. В этом случае процесс формирования флуктуационной компоненты доплеровского сдвига частоты Δf_d существенно усложняется. Кроме того, представленное там физическое толкование появления Δf_d меняет соотношение между средней \vec{v}_0 и флуктуационной компонентой \vec{v} измеренного значения скорости ветра.

Основным фактором изменения соотношения между \vec{v}_0 и \vec{v} является то, что изменение скорости Δc относительно системы координат, связанной с неподвижной поверхностью, происходит на трассе вследствие поперечного притока или выноса некоторых объемов. При этом изменяется продольная (вдоль трассы распространения) скорость среды $\frac{\partial v_x}{\partial x} \neq 0$.

В предположении несжимаемой турбулентности, которое здесь допустимо, это условие пред-

полагает еще, как минимум, одно из следующих $\frac{\partial^2 v_y}{\partial y^2} \neq 0$ и/или $\frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \neq 0$. Данные условия

возникают из уравнения непрерывности, которое в случае несжимаемого, неоднородного потока имеет вид $\text{div} \vec{V} = 0$. Это приводит к неоднородности продольной компоненты v_x в сечении луча. Поэтому формирование поля акустических волн и параметры принимаемого сигнала будут существенно зависеть от соотношения между размерами турбулентных вихрей и шириной ДН антенны.

Для определения флуктуаций $\Delta \tilde{f}_d$ дифракционная задача должна решаться в системе трех измерений или, при возможном упрощении задачи, – в двух, и должна кроме турбулентности трассы учитывать ДН антенны.

Выводы

Представленные результаты показывают, что необходимы дальнейший анализ физических процессов и разработка математического аппарата для создания комплекса методик измерения ветра, адаптированных под различные состояния АПС. Наиболее вероятно, что антенная система содаров должна состоять из нескольких типов антенн, также необходимо предусмотреть модификацию приемо-передающих трактов, оптимизированную для различных условий. Сложность физических процессов обуславливает необходимость тщательного разделения процесса извлечения информации на ряд этапов.

Можно считать, что развитие теоретических основ динамики АПС, методов анализа акустических сигналов и прогресс технических средств зондирования позволит существенно увеличить количество информации, получаемой системами акустического зондирования.

Список литературы 1. *Красненко, Н.П.* Акустическое зондирование атмосферного пограничного слоя – Томск : Изд. СО РАН, 2001. – 278 с. 2. *Монин, А.С., Яглом А.М.* Статистическая гидромеханика. Ч.1. – М. : Наука, 1965. – 640с. Ч. 2. 1967. – 720с. 3. *Татарский, В.И.* Распространение волн в турбулентной атмосфере. – М. : Наука, 1967. – 548 с. 4. *Осташев, В.Е.* Распространение звука в движущихся средах. – М. : Наука, 1992. – 208 с. 5. *Панченко, А.Ю.* Анализ физических факторов, формирующих параметры отраженного сигнала при акустическом зондировании атмосферного пограничного слоя // Радиотехника. – 2010. – Вып. 160. – С. 184-188. 6. *Панченко, А.Ю.* К оценке интенсивности рассеянных акустических волн в АПС при отсутствии источников тепла на поверхности // Радиотехника. – 2011. – Вып. 164. – С. 53-57. 7. *Панченко, Ю.* Отражение акустических волн от плоской струи // Радиотехника. – 2002. – Вып. 130. – С. 68-71. 8. *Андреанов, В.А., Ветров, В.И., Панченко, А.Ю., Прошкин, Е.Г., Ульянов, Ю.Н.* Локальные неоднородности в устойчивом пограничном слое атмосферы по результатам акустического и радиоакустического зондирования в прибрежной зоне / Препринт ИРЭ РАН № 7 (575) Москва, 1992. – С. 37-46. 9. *Ульянов, Ю.Н., Панченко, А.Ю. Максимова, Н.Г.* Об использовании акустического и радиоакустического методов дистанционного зондирования АПС при получении метеоданных для оценки условий РРВ // Радиотехника. – 2005. – Вып. 143. – С. 188-195.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 03.02.2012