

ДИСТАНЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ И ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

УДК 551.501.724

А.Я. Богушевич, Н.П. Красненко

ВЛИЯНИЕ РЕФРАКЦИИ НА ПАРАМЕТРЫ ГЕОМЕТРИИ АКУСТИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ АТМОСФЕРЫ

Рассмотрено влияние рефракции на основные параметры моностатической и бистатической геометрий акустического зондирования атмосферы. В линейном приближении геометрической акустики неоднородной движущейся среды получены соотношения, связывающие данные параметры с профилями температуры и скорости ветра. Приведены результаты модельных расчетов по указанным соотношениям и численные оценки их точностных характеристик.

На распространение звука в атмосфере значительное влияние оказывает регулярная рефракция, обусловленная вертикальной неоднородностью полей скорости ветра \mathbf{v} и температуры воздуха T [1]. При акустическом зондировании она приводит прежде всего к изменению значений различных геометрических параметров, таких как координаты центра рассеивающего объема $\mathbf{r}'_0(x'_0, y'_0, z'_0)$, углы рассеяния звука θ и его прихода к приемной антенне α_n и β_n (в двух ортогональных плоскостях), длина трассы S распространения звука от передающей антенны до \mathbf{r}'_0 и обратно к приемной.

Существует практическая потребность в несложных аналитических соотношениях, которые позволяли бы быстро и с удовлетворительной точностью оценивать при известных профилях \mathbf{v} и T рефракционные изменения указанных параметров. Это обусловлено тем, что рефракционные изменения геометрии зондирования приводят к изменениям значений мощности и частоты рассеянного сигнала, измеряемых в эксперименте. В результате при восстановлении профилей параметров атмосферы из данных акустического локатора (АЛ) появляются дополнительные систематические ошибки. Наличие указанных соотношений дает возможность разработать инженерные методики учета этих ошибок.

Вполне естественно, что предпринимались попытки получить такие соотношения. В [2,3] приведены формулы для рефракционных смещений $\Delta x'_0$ и $\Delta z'_0$ центра рассеивающего объема в одной плоскости по горизонтали и высоте как для моностатического, так и бистатического зондирования. Там же получена рефракционная формула для угла прихода рассеянного звука при наклонном моностатическом зондировании. Данные формулы выводились на основе приближенного выражения для радиуса кривизны звукового луча в атмосфере, полученного в [4] с точностью до членов порядка v/c_0 и $|\Delta c|/c_0$ ($\Delta c = c - c_0$ – отклонение скорости звука в воздухе от некоторого ее значения c_0). При этом не учитывались двоякая кривизна звукового луча при наличии ветра (луч не лежит в одной плоскости) и различия между направлениями нормали к фазовому фронту волны \mathbf{n} и единичным вектором \mathbf{s} , касательным к лучу. Известно [5], что такие допущения приводят к ошибкам, сравнимым по величине с учитываемыми членами порядка v/c_0 .

В [6] была предпринята попытка уточнить результаты [2,3] путем введения в конечных формулах угловых поправок на различие между \mathbf{n} и \mathbf{s} . Кроме того, поскольку в [2,3] задача решалась для простейшего случая линейных зависимостей c и v_x (проекция \mathbf{v} на ось x) от высоты, то в [6] также была предложена методика использования указанных формул при более сложных стратификациях атмосферы. Она заключалась в разбиении атмосферы на отдельные слои, отличающиеся по высоте, в каждом из которых градиенты c и v_x считаются постоянными величинами. Рефракционные задачи в [7–9] решались путем линеаризации интегральных уравнений звукового луча для неоднородной движущейся среды также по величинам v/c_0 и $|\Delta c|/c_0$. Оказалось, что этот подход позволяет получать рефракционные формулы при произ-

вольных зависимостях \mathbf{v} и c (или T) от высоты. При этом в [7] была получена формула для величины $\Delta z'_0$ в случае наклонного моностатического зондирования, в [8] – для угла α_n при вертикальном моностатическом зондировании, в [9] – для угла и времени прихода рассеянного сигнала при бистатическом зондировании.

При выполнении данной работы использовался аналогичный метод решения рефракционных задач. При этом ставилась цель получить рефракционные формулы для полного набора параметров геометрии акустического зондирования как моностатической, так и бистатической, которые были бы справедливы при различных ориентациях диаграмм направленностей (ДН) антенн и высотных зависимостях \mathbf{v} и T . В силу громоздкости промежуточных выкладок ниже приводятся только исходные уравнения и конечные формулы. Одновременно с выводом формул выполнялось численное решение на ПЭВМ этих же рефракционных задач из точных уравнений геометрической акустики для различных геометрий зондирования и типов стратификации атмосферы. Это позволило, во-первых, обнаруживать и затем исключать ошибки при получении конечных формул, во-вторых, численно оценивать точностные характеристики этих формул. Численные результаты ниже приводятся только для одной, наиболее типичной, стратификации атмосферы. Поскольку на практике важнее знать время распространения сигнала по трассе τ , чем ее геометрическую длину S , то вместо S в работе рассматривается этот ее акустический аналог.

Система лучевых уравнений в случае акустического зондирования атмосферы и методология ее решения

Пусть передающая и приемная антенны АЛ, разнесенные на горизонтальное расстояние d , образуют с помощью своих ДН бистатический канал зондирования атмосферы. Моностатическое зондирование, если не оговаривается особо, будем рассматривать как частный случай зондирования при $d = 0$. Вследствие конечности ширины ДН антенн внутри данного канала можно указать множество лучевых путей распространения сигнала АЛ. Каждый из этих путей содержит восходящий (прямая волна) и нисходящий (рассеянная волна) лучи, включающие общую для данной пары лучей точку рассеяния звука $\mathbf{r}(x', y', z')$.

Условие пересечения в точке \mathbf{r}' падающего и рассеянного лучей, параметры которых ниже обозначаются соответственно индексами $\langle i \rangle$ и $\langle n \rangle$, можно сформулировать в виде равенств:

$$\mathbf{R}(\xi_n, \nu_n, z') = \mathbf{R}(\xi_n, \nu_n, z'), \quad (1)$$

$$\tau = \tau(\xi_n, \nu_n, z') + \tau(\xi_n, \nu_n, z'), \quad (2)$$

где $\mathbf{R}(\xi, \nu, z) = \mathbf{i}x(\xi, \nu, z) + \mathbf{j}y(\xi, \nu, z)$ – радиус-вектор, описывающий положение на горизонтальной плоскости точки луча, задаваемого лучевыми параметрами ξ и ν с вертикальной координатой z ; $\tau(\xi, \nu, z)$ – время распространения звука вдоль отрезка этого же луча с граничными точками, расположенными на высотах z_0 (уровне раскрыва антенн АЛ над поверхностью земли) и z . Под величинами $\nu_{n,n}$ здесь понимаются углы азимутальных ориентаций нормалей к фронту волны $\mathbf{n}_{n,n}(z_0)$ в точках излучения и приема звука, под $\xi_{n,n}$ – углы наклона этих нормалей в вертикальной плоскости относительно горизонта ($0 < \xi_n \leq \pi/2$ и $-\pi/2 \leq \xi_n < 0$).

Для того чтобы решать систему уравнений (1)–(2) относительно каких-либо характеристик рассматриваемой пары лучей, необходимо конкретизировать вид функций $\mathbf{R}(\xi, \nu, z)$ и $\tau(\xi, \nu, z)$. Для случая слоистой движущейся среды последние хорошо известны (см., например, [5]). Учитывая их, можно записать

$$\mathbf{R}_{n,n}(z') = \mathbf{R}(\xi_{n,n}, \nu_{n,n}, z') \text{ и } \tau_{n,n}(z') = \tau(\xi_{n,n}, \nu_{n,n}, z'):$$

$$\mathbf{R}_{n,n}(z') = \{ d\mathbf{i} \}_n + \int_{z_0}^{z'} (c(z) \kappa_{n,n} \cos \xi_{n,n} + [c(z) A_{n,n}(z) - \nu_z(z) \chi_{n,n}(z)] \mathbf{v}_r(z)/B(z)) / \chi_{n,n}(z) dz, \quad (3)$$

$$\tau_{n,n}(z') = \int_{z_0}^{z'} \frac{c(z) A_{n,n}(z) - \nu_z(z) c_{n,n}(z)}{B(z) c_{n,n}(z)} dz, \quad (4)$$

где $A_{и,п}(z) = W_{и,п}(z_0) - \mathbf{v}_r(z) \kappa_{и,п} \cos \xi_{и,п}$; $B(z) = c^2(z) - \mathbf{v}_z^2(z)$;

$$\chi_{и,п}(z) = \pm \sqrt{A_{и,п}^2(z) - B(z) \cos^2 \chi_{и,п}}; \kappa_{и,п} = \mathbf{i} \cos \nu_{и,п} + \mathbf{j} \sin \nu_{и,п}.$$

Соотношения (3) и (4) для указанного типа среды являются точными. Единственным ограничением их применимости является требование малости длины волны по сравнению с характерным масштабом изменения средних значений величин, описывающих состояние среды (c и \mathbf{v}). Подынтегральные функции в них по сравнению с оригинальным видом в [5] пронормированы в числителе и знаменателе на одинаковую константу $\omega / W_{и,п}(z_0)$, где ω – круговая частота звуковых колебаний; $W_{и,п} = c + \mathbf{v}_r \kappa_{и,п} \cos \xi_{и,п} + \mathbf{v}_z \sin \xi_{и,п}$ – фазовая скорость звука; \mathbf{v}_r и \mathbf{v}_z – горизонтальная и вертикальная компоненты скорости ветра. По этой причине векторы $\kappa_{и,п}$, так же как $\nu_{и,п}$, характеризующие азимутальные направления $\mathbf{n}_{и,п}(z_0)$, в (3) и (4) в отличие от [5] по модулю равны единице. Здесь и ниже ось x в случае бистатического зондирования всегда совпадает с направлением от передающей антенны АЛ к приемной, а при моностатическом зондировании – с азимутальным направлением отклонения оси единственной в этом случае антенны от вертикали. При этом, когда одновременно используются два арифметических знака, верхний знак относится в первому индексу $\langle i \rangle$, а нижний – ко второму. Слагаемое в фигурных скобках с индексом $\langle i \rangle$ относится только к выражению, описывающему рассеянный луч.

В АЛ антенны ориентированы вертикально или близко к этому направлению. Поэтому в экспериментах контролируются углы $\alpha_{и}$ и $\beta_{и}$ между проекцией нормали $\mathbf{n}_{и}(z_0)$ на плоскости $y=0$ и $x=0$ соответственно и осью z . Их значения однозначно связаны с углами $\xi_{и}$ и $\nu_{и}$ соотношениями: $\operatorname{tg} \alpha_{и} = \cos(\nu_{и}) / \operatorname{tg} \xi_{и}$ и $\operatorname{tg} \beta_{и} = \sin(\nu_{и}) / \operatorname{tg} \xi_{и}$. Учитывая это, в (1)–(4) целесообразно вместо $(\xi_{и}, \nu_{и})$ и $(\xi_{и}, \nu_{и})$ ввести новые угловые характеристики лучей $(\alpha_{и}, \beta_{и})$ и $(\alpha_{и}, \beta_{и})$. Модифицированная таким образом система уравнений (1)–(2) может решаться совместно с (3)–(4) относительно трех из следующих шести величин: $\alpha_{и}, \beta_{и}, \alpha_{и}, \beta_{и}, z', \tau$, если считать оставшиеся три величины известными.

Применительно к АЛ возможны два варианта постановки рефракционной задачи. В первом варианте основным известным параметром является текущее время τ регистрации сигнала, отсчитываемое с момента посылки зондирующего импульса. При этом другими известными параметрами могут быть углы $\alpha_{и}$ и $\beta_{и}$, считая, например, что они совпадают с углами $0 \leq \alpha_{и}^* < \pi/2$ и $0 \leq \beta_{и}^* < \pi/2$, описывающими ориентацию оси ДН передающей антенны*. В этом случае решение рефракционной задачи сводится к нахождению углов прихода рассеянного звука $\alpha_{и}(\tau)$ и $\beta_{и}(\tau)$, регистрируемого в заданный момент времени τ , а также высоты точки его рассеяния $z'(\tau)$. Остальные координаты последней $x'(\tau)$ и $y'(\tau)$ могут быть вычислены путем подстановки найденных значений $\alpha_{и}(\tau)$, $\beta_{и}(\tau)$, $z'(\tau)$ в (3). Такая постановка рефракционной задачи ниже применяется только для моностатической геометрии, хотя применима также и в случае $d \neq 0$.

В отличие от первого второй вариант рефракционной задачи применим исключительно только при бистатическом зондировании. В этом случае обычно представляют интерес параметры сигнала, приходящего из геометрического центра рассеивающего объема, соответствующего точке фактического пересечения осей ДН передающей и приемной антенн. На практике последние наводятся на определенную точку атмосферы, например, с координатами $\mathbf{r}'_0(x_0, y_0, z_0)$, без учета влияния рефракции. Здесь оси ДН обеих антенн должны лежать в одной плоскости, возможно отклоненной от вертикали на угол $\beta_0 = \operatorname{arctg}(y_0/z_0)$ (как правило, $\beta_0 = 0$). Рефракция приводит к тому, что направление прихода рассеянной волны не совпадает с этой плоскостью зондирования, т.е. наблюдается рефракционное изменение $\Delta \beta_{и}$ угла $\beta_{и}$. Координаты точки фактического пересечения осей ДН антенн \mathbf{r}'_0 по той же причине также не совпадают с \mathbf{r}_0 . Учитывая изложенное, при втором варианте рефракционной задачи оказываются известными углы $\alpha_{и} = \alpha_{и}^*$, $\alpha_{и} = \alpha_{и}^* + \pi$, $\beta_{и} = \beta_0$, а из уравнений (1)–(2) требуется определить угол $\beta_{и}$ и время τ прихода сигнала, рассеянного в точке \mathbf{r}'_0 , и, кроме того, смещения координат последней $\Delta x'_0 = x'_0 - x_0$, $\Delta y'_0 = y'_0 - y_0$, и $\Delta z'_0 = z'_0 - z_0$.

* На реальную ДН акустической антенны в атмосфере оказывает влияние ветровой снос звуковой энергии. Поскольку это явление учитывается в уравнениях (3)–(4), то здесь имеются в виду ДН, определяемые только апертурой антенн.

Уравнения (1) и (2) не позволяют определять угол рассеяния звука θ . Поэтому исходную систему уравнений необходимо дополнить еще одним уравнением. По своему определению θ – это угол между направлениями нормалей \mathbf{n}_n и \mathbf{n}_n в точке пересечения падающего и рассеянного лучей. Следовательно, значение θ должно удовлетворять соотношению ($0 < \theta \leq \pi$)

$$\sin \theta = | \mathbf{n}_n(z') \times \mathbf{n}_n(z') |, \quad (5)$$

где \times – символ векторного произведения.

Поведение величин $\mathbf{n}_{n,n}$ в зависимости от z описывается в геометрической акустике законом преломления нормали [5]. В [9] этот закон записан в виде равенств:

$$\cos \xi'_{n,n}(z) = \mu_{n,n}^{-1}(z) \cos \xi_{n,n}; \quad v'_{n,n}(z) = v_{n,n}, \quad (6)$$

где $\mu_{n,n}(z) = W_{n,n}(z_0) / W_{n,n}(z)$. Здесь углы $\xi'_{n,n}(z)$ и $v'_{n,n}(z)$, так же как и ранее $\xi_{n,n}$ и $v_{n,n}$ для $\mathbf{n}_{n,n}(z_0)$, описывают ориентации нормалей $\mathbf{n}_{n,n}$, но уже на высоте $z \neq z_0$.

При вычислении θ из (5) ниже используется разложение векторов $\mathbf{n}_{n,n}(z')$ на ортогональные компоненты с учетом (6) в виде

$$\mathbf{n}_{n,n}(z') = \kappa_{n,n} \mu_{n,n}^{-1}(z') \cos \xi_{n,n} + \mathbf{k} (1 - \mu_{n,n}^{-2}(z') \cos^2 \xi_{n,n})^{1/2}. \quad (7)$$

Таким образом, влияние рефракции на все искомые геометрические параметры полностью описывается системой уравнений (1), (2) и (5) с дополнительным привлечением соотношений (3), (4) и (7).

Решение уравнений (1)–(2) совместно с (3)–(4) относительно углов прихода звука по своему содержанию аналогично типовой рефракционной задаче – нацеливания луча на точку с заданными координатами. Хорошо известно, что она не имеет точных аналитических решений. Это утверждение также справедливо для обратной ей задачи определения вертикальной координаты z' при заданных значениях ξ , v , x' и y' . Поэтому уравнения типа (3)–(4) обычно решают либо только численно на ЭВМ, либо пытаются привести их к более простым приближенным соотношениям. В последнем случае в атмосферной акустике используется разложение точных уравнений в ряд по малому параметру $\varepsilon = \max \{v / c_0, |\Delta c| / c_0\} \ll 1$.

Условие малости величины ε на высотах, до которых осуществляется акустическое зондирование (≤ 1 км), в атмосфере выполняется всегда при любых реальных вариациях величин c и v . Границы применимости разложения лучевых уравнений по ε с точностью до членов порядка ε^1 рассматривались в [5]. При этом было получено соотношение $|\xi| \gg \sqrt{\varepsilon}$, устанавливающее ограничение на минимальные по модулю значения углов $\xi_{n,n}$. Физический смысл этого ограничения в том, что линейное приближение по ε не позволяет описать луч вблизи точки его поворота. При акустическом зондировании звук, как правило, распространяется под большими углами к горизонту ($|\xi_{n,n}| \gg \sqrt{\varepsilon}$). Поэтому для получения аналитических решений ниже используется линейризация по ε выражений (3), (4) и (7). Дополнительно учитывается, что в воздухе с хорошей точностью выполняется соотношение $\Delta c / c_0 \simeq \Delta T / (2 T_0)$ [9]. Поскольку значения рефракционных поправок $\Delta \alpha_n$ и $\Delta \beta_n$ к углам α_n и β_n по порядку величины совпадают с ε , то тригонометрические функции, входящие в исходные уравнения и содержащие α_n и β_n , также разлагаются в ряды, в которых малые члены, нелинейные относительно $\Delta \alpha_n$ и $\Delta \beta_n$, не сохраняются.

Основное достоинство таких приближенных уравнений по сравнению с точными заключается в том, что в них интегрирование по z нелинейных сложных функций от профилей $c(z)$ и $v(z)$ заменяется на раздельное интегрирование профилей $T(z)$ и $v(z)$. Вследствие этого соотношения (1)–(3) представляют собой систему алгебраических уравнений, содержащих линейные комбинации функционалов

$$\Delta \hat{T}(z_0) = \Delta \bar{T}(z_0) / (2 T_0), \quad \Delta \hat{v}_i(z_0) = \Delta \bar{v}_i(z_0) / c_0 \quad (i = x, y, z),$$

где

$$\Delta \bar{a}(z_0) = \frac{1}{(z_0 - z_0)} \int_{z_0}^{z_0} [a(z) - a_0] dz,$$

с постоянными коэффициентами при них, не зависящими от z и определяемыми исключительно геометрией зондирования. Такую систему уравнений всегда можно решить относительно рефракционных смещений геометрических параметров. При этом получаются формулы, не привязанные к какому-либо типу стратификации атмосферы. При необходимости их можно приводить к более конкретному виду, предварительно вычисляя с этой целью величины $\Delta \hat{T}(z_0)$ и $\Delta \hat{v}_i(z_0)$.

Рефракционные формулы при моностатическом зондировании

Рассматривается первый вариант рефракционной задачи. Известен угол отклонения оси антенны от вертикали α , и для заданного момента времени τ требуется определить значения указанных выше геометрических параметров. Решение ищется в виде рефракционных поправок $\Delta \alpha_n$, $\Delta \beta_n$, $\Delta z'_0$, $\Delta x'_0$, $\Delta y'_0$ и $\Delta \theta$ к значениям этих параметров в однородной неподвижной среде: $\alpha_n = \alpha + \pi$; $\beta_n = \pi$; $\theta = \pi$; $x_0 = c_0 \tau / 2 \sin \alpha$; $y_0 = 0$; $z_0 = c_0 \tau / 2 \cos \alpha + z_0$. В результате было получено:

для рефракционных поправок к углам прихода рассеянного сигнала

$$\Delta \alpha_n(\tau) \approx 2 \cdot [\Delta \hat{u}_x[z_0(\tau)] \sec \alpha + v_{x0} / c_0 \cos \alpha - v_{z0} / c_0 \sin \alpha], \quad (8)$$

$$\Delta \beta_n(\tau) \approx 2 \hat{u}_y[z_0(\tau)] \sec \alpha; \quad (9)$$

для смещений координат центра рассеивающего объема

$$\Delta z'_0(\tau) \approx - (c_0 \tau / 2) \cos \alpha [\Delta \hat{T}[z_0(\tau)] (\operatorname{tg}^2 \alpha - 1) + \Delta \alpha_n(\tau) / 2 \operatorname{tg} \alpha]; \quad (10)$$

$$\Delta x'_0(\tau) \approx (c_0 \tau / 2) \cos \alpha [2 \Delta \hat{T}[z_0(\tau)] \operatorname{tg} \alpha + \Delta \alpha_n(\tau) / 2]; \quad (11)$$

$$\Delta y'_0(\tau) \approx (c_0 \tau / 2) \cos \alpha \Delta \beta_n(\tau) / 2; \quad (12)$$

для рефракционной поправки к углу рассеяния звука

$$\Delta \theta(\tau) \approx - \left\{ \left[\Delta \alpha_n(\tau) - 2 \left(\frac{\Delta v_x[z_0(\tau)]}{c_0} \operatorname{tg} \alpha + \frac{\Delta v_z[z_0(\tau)]}{c_0} \right) \sin \alpha \right]^2 + (\Delta \beta_n(\tau) \cos \alpha)^2 \right\}^{1/2}. \quad (13)$$

В случае вертикального зондирования (8) и (9) дают одинаковые соотношения вида $\Delta \alpha_{x,y}(\tau) \approx 2 \hat{v}_{x,y}(z_0)$, совпадающие с аналогичными формулами в [2] и [8]. Для наклонного зондирования в [3] получено выражение $\Delta \alpha_{x,y}(\tau) \approx 2 \hat{v}_{x,y}(z_0) \cos \alpha$, заметно отличающееся от (8) и (9). В [6] отмечено, что экспериментальные значения $\Delta \alpha_{x,y}(\tau)$ лучше описываются соотношением $\Delta \alpha_{x,y}(\tau) \approx 2 \hat{v}_{x,y}(z_0) \sec \alpha$. Это противоречие результатам [3] авторы [6] отнесли к ошибкам линейного приближения по ε . Как показывают (8) и (9), последнее утверждение несправедливо.

Отметим, что абсолютные значения ошибок указанного приближения при оценке углов составляют величины порядка ε^2 . Поэтому они обычно меньше аппаратных погрешностей и при измерениях не обнаруживаются.

Анализируя промежуточные выкладки при получении (8) и (9), можно заметить, что множитель $\cos \alpha$ появится в этих формулах, если в исходных уравнениях не учитывать угловые различия в направлениях \mathbf{n} и \mathbf{s} . (При этом учет угла между \mathbf{n} и \mathbf{s} в конечных формулах не приводит к правильному результату.) По той же причине формулы для $\Delta x'_0$ и $\Delta z'_0$ в [3] не совпадают с (10) и (11). Формула для $\Delta z'_0$, приведенная в [7], отличается от (10) отсутствием членов, содержащих v_{x0} и v_{z0} . В результате в ней рефракция описывается правильно, но не учитывается изменение направления оси реальной ДН антенны при обтекании ее потоком среды.

Отметим, что в линейном приближении по ε рефракционные поправки к угловым параметрам α_n , β_n и θ определяются в соответствии с (8)–(9) и (13) только высотным распределением скорости ветра в атмосфере. Вклад температурной рефракции в значения угловых параметров оказывается величиной второго порядка малости. Вышесказанное отражает выполнение в

неподвижной среде принципа взаимности прямого и обратного лучей, связывающих одну и ту же пару точек. В соответствии с этим принципом в случае отсутствия ветра рефракция одинаково влияет на траектории прямого и рассеянного лучей при моностатическом зондировании. Направления выхода прямого луча и прихода рассеянного в этом случае лежат вдоль одной прямой и противоположны. При наличии ветра рефракция за счет этого фактора влияет противоположным образом на восходящий и нисходящий лучи, имеющие общие корреспондирующие точки. Поэтому касательные к их траекториям отличаются по направлению на малый угол порядка ε .

На рис. 1 показаны результаты расчетов рефракционных поправок к параметрам моностатической геометрии, выполненных по формулам (8)–(13). Здесь и ниже расчеты приводятся для логарифмического профиля скорости ветра [10] и линейного профиля температуры, описываемых соотношениями:

$$v(z) = v_m \ln [(z + z_{sh}) / z_{sh}] / \ln [(z_m + z_{sh}) / z_{sh}], \quad \varphi_v(z) = \text{const};$$

$$T(z) = T_m + \gamma(z - z_m),$$

где z_{sh} – параметр шероховатости земной поверхности; φ_v – азимутальное направление ветра; γ – градиент температуры; z_m – высота съема метеорологической информации; $v_m = v(z_m)$, $T_m = T(z_m)$.

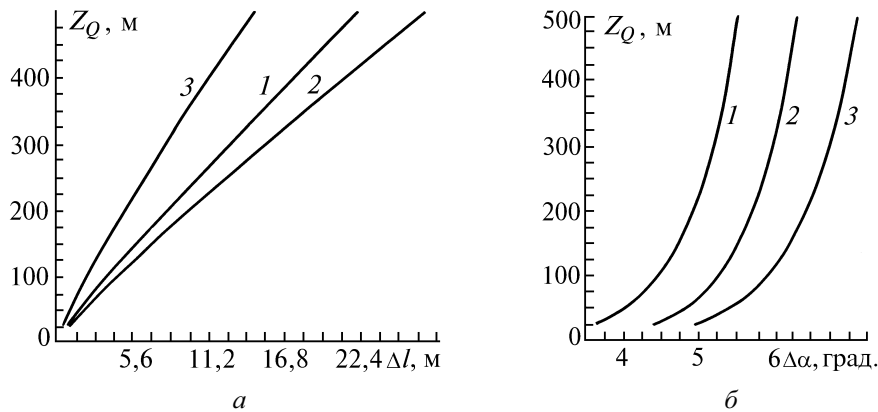


Рис. 1. Рефракционные изменения параметров моностатической геометрии в зависимости от высоты зондирования z_Q при $v_m = 10$ м/с, $\varphi_v = 225^\circ$, $z_{sh} = 2$ см, $T_m = 20^\circ$ С, $\gamma = -6,5^\circ/\text{км}$, $z_m = 1$ м, $\alpha = 30^\circ$, $z_0 = 2$ м: *a* – кривая 1 – $\Delta l = \Delta x'_Q$; 2 – $\Delta l = \Delta y'_Q$; 3 – $\Delta l = -\Delta z'_Q$; *б* – кривая 1 – $\Delta \alpha = \Delta \alpha_n$; 2 – $\Delta \alpha = \Delta \beta_n$; 3 – $\Delta \alpha = -\Delta \theta$

Рис. 1, *a* показывает почти линейное возрастание в зависимости от высоты зондирования z_Q (ожидаемой без учета рефракции) абсолютных значений величин $\Delta x'_Q$, $\Delta y'_Q$ и $\Delta z'_Q$. Это обусловлено наличием в (10)–(12) коэффициента $z_Q - z_0$. Нелинейность функции $v(z)$ в диапазоне рассматриваемых высот 25 ÷ 500 м сказывается при этом очень мало. При $v_m = 10$ м/с рефракционные поправки $\Delta x'_Q$, $\Delta y'_Q$ и $\Delta z'_Q$ возрастают примерно на 4 м на каждые 100 м увеличения z_Q . Наибольшее практическое значение здесь имеет влияние рефракции на реальную высоту зондирования z'_Q . При восстановлении профилей параметров атмосферы величина $\Delta z'_Q$ дает значение ошибки привязки по высоте их значений, измеряемых АЛ.

В отличие от $\Delta x'_Q$, $\Delta y'_Q$ и $\Delta z'_Q$ рефракционные поправки к угловым параметрам рассеянного сигнала не зависят явно от z_Q . Профиль температуры здесь также не влияет. Поэтому изменения значений $\Delta \alpha_n$, $\Delta \beta_n$ и $\Delta \theta$ с ростом высоты z_Q определяются исключительно профилем скорости ветра. В частности, кривые на рис. 1, *б* отражают задаваемую в расчетах логарифмическую зависимость v от z .

Известно, что величины $\Delta \alpha_n$, $\Delta \beta_n$ и $\Delta \theta$ влияют на регистрируемую АЛ мощность рассеянного сигнала P_r . Поэтому для него они являются одним из главных источников ошибок измерения C_T^2 [11]. Для качественной оценки значимости величин $\Delta \alpha_n$ и $\Delta \beta_n$ их удобно сравнивать с угловой полушириной $\psi/2$ ДН антенны. В АЛ обычно $\psi/2 = 5 \div 7^\circ$. При таких ДН, как следует из рис. 1, *б* наличие приземного ветра в 10 м/с приводит к заметному уменьшению P_r .

Более того, при сильных ветрах значения $\Delta \alpha_n$ и $\Delta \beta_n$ больше $\psi/2$. В результате рассеянный сигнал может совсем не обнаруживаться. Отметим, что рефракционные поправки в линейном приближении по ε пропорциональны v_m . Поэтому рис. 1 может использоваться для их оценки также при других значениях v_m . В этом случае все значения данных поправок на рис. 1 необходимо умножить на величину $v_m/10$.

Рефракционные формулы при бистатическом зондировании

Рассматривается второй вариант рефракционной задачи. Ориентации осей ДН передающей и приемной антенн, задаваемые ниже парами углов ($\alpha_n^* \geq 0, \beta_n^* = \beta_\varnothing$) и ($\alpha_n^* \leq 0, \beta_n^* = \beta_\varnothing$) соответственно, считаются известными. Требуется определить рефракционные поправки $\Delta x'_\varnothing, \Delta y'_\varnothing, \Delta z'_\varnothing, \Delta \beta_n, \Delta \tau'_\varnothing$ и $\Delta \theta$ к значениям искомых параметров без учета рефракции:

$$z_\varnothing = d / (\operatorname{tg} \alpha_n^* - \operatorname{tg} \alpha_n^*) + z_0, \quad \tau_\varnothing = (z_\varnothing - z_0) (1 / \sin \xi_n^* + 1 / \sin \xi_n^*) / c_0,$$

$$x_\varnothing = (z_\varnothing - z_0) \operatorname{tg} \alpha_n^*, \quad y_\varnothing = (z_\varnothing - z_0) \operatorname{tg} \beta_\varnothing, \quad \beta_n = \beta_\varnothing + \pi, \quad \theta = \theta_0,$$

где

$$\sin \theta_0 = (\operatorname{tg} \alpha_n^* - \operatorname{tg} \alpha_n^*) \sin \xi_n^* \sin \xi_n^* / \cos \beta_\varnothing \quad \text{и} \quad \sin \xi_{n,n}^* = (1 + \operatorname{tg}^2 \alpha_{n,n}^* + \operatorname{tg}^2 \beta_\varnothing)^{-1/2}.$$

Окончательные формулы для этого случая получены:

для смещения центра рассеивающего объема по высоте

$$\Delta z'_\varnothing \approx - (z_\varnothing - z_0) \varepsilon_z / (\operatorname{tg} \alpha_n^* - \operatorname{tg} \alpha_n^* + \varepsilon_z), \quad (14)$$

где

$$\varepsilon_z = \Delta \hat{T}(z_\varnothing) \left(\frac{\operatorname{tg} \alpha_n^*}{\sin^2 \xi_n^*} - \frac{\operatorname{tg} \alpha_n^*}{\sin^2 \xi_n^*} \right) + \Delta \hat{v}_x(z_\varnothing) \left(\frac{\sec^2 \alpha_n^*}{\sin \xi_n^*} + \frac{\sec^2 \alpha_n^*}{\sin \xi_n^*} \right) + \left(\Delta \hat{v}_y(z_\varnothing) \operatorname{tg} \beta_\varnothing - \frac{v_{z0}}{c_0} \right) \left(\frac{\operatorname{tg} \alpha_n^*}{\sin \xi_n^*} + \frac{\operatorname{tg} \alpha_n^*}{\sin \xi_n^*} \right) + \frac{v_{x0}}{c_0} \left(\frac{1}{\sin \xi_n^*} + \frac{1}{\sin \xi_n^*} \right);$$

для смещения центра рассеивающего объема по горизонтальным координатам

$$\Delta x'_\varnothing \approx \Delta z'_\varnothing \operatorname{tg} \alpha_n^* + (z_\varnothing - z_0) \varepsilon_x, \quad (15)$$

$$\Delta y'_\varnothing \approx \Delta z'_\varnothing \operatorname{tg} \beta_\varnothing + (z_\varnothing - z_0) \varepsilon_y, \quad (16)$$

где

$$\{\varepsilon_x, \varepsilon_y\} = \Delta \hat{T}(z_\varnothing) \frac{\operatorname{tg} \{\alpha_n^*, \beta_\varnothing\}}{\sin^2 \xi_n^*} + \{\Delta \hat{v}_x(z_\varnothing), \Delta \hat{v}_y(z_\varnothing)\} \frac{\sec^2 \{\alpha_n^*, \beta_\varnothing\}}{\sin \xi_n^*} + \{\Delta \hat{v}_y(z_\varnothing), \Delta \hat{v}_x(z_\varnothing)\} \frac{\operatorname{tg} \beta_\varnothing \operatorname{tg} \alpha_n^*}{\sin \xi_n^*} + \frac{\{v_{x0}, v_{y0}\}}{c_0} \frac{1}{\sin \xi_n^*} + \frac{v_{z0}}{c_0} \frac{\operatorname{tg} \{\alpha_n^*, \beta_\varnothing\}}{\sin \xi_n^*};$$

для рефракционной поправки к углу прихода рассеянного сигнала

$$\Delta \beta_n \approx \frac{1}{2} \sin (2 \beta_\varnothing) \left\{ \Delta \hat{T}(z_\varnothing) \left(\frac{1}{\sin^2 \xi_n^*} - \frac{1}{\sin^2 \xi_n^*} \right) + \Delta \hat{v}_x(z_\varnothing) \left(\frac{\operatorname{tg} \alpha_n^*}{\sin \xi_n^*} + \frac{\operatorname{tg} \alpha_n^*}{\sin \xi_n^*} \right) - \frac{v_{z0}}{c_0} \left(\frac{1}{\sin \xi_n^*} + \frac{1}{\sin \xi_n^*} \right) \right\} + \left(\Delta \hat{v}_y(z_\varnothing) + \frac{v_{y0}}{c_0} \cos^2 \beta_\varnothing \right) \left(\frac{1}{\sin \xi_n^*} + \frac{1}{\sin \xi_n^*} \right); \quad (17)$$

для рефракционной поправки к времени прихода рассеянного сигнала

$$\Delta \tau'_0 \approx \tau_0 [\varepsilon_\tau - \varepsilon_z(1 - \varepsilon_\tau) / (\operatorname{tg} \alpha_n^* - \operatorname{tg} \alpha_n + \varepsilon_z)], \quad (18)$$

где

$$\varepsilon_\tau = P_T \Delta \hat{T}(z_0) + P_x \Delta \hat{v}_x(z_0) + P_y \Delta \hat{v}_y(z_0) + \varepsilon_0;$$

$$P_T = \operatorname{tg}^2 \beta_0 \sin \xi_n^* (1/\sin \xi_n^* - 1/\sin \xi_n) + ((\operatorname{ctg}^2 \xi_n^* - 1)/\sin \xi_n^* + (\operatorname{ctg}^2 \xi_n - 1)/\sin \xi_n) / (1/\sin \xi_n^* + 1/\sin \xi_n);$$

$$P_x = [\operatorname{tg} \alpha_n^* \operatorname{ctg}^2 \xi_n^* - \operatorname{tg} \alpha_n^* \operatorname{ctg}^2 \xi_n + \operatorname{tg}^2 \beta_0 \sin \xi_n^* (\operatorname{tg} \alpha_n^* / \sin \xi_n^* + \operatorname{tg} \alpha_n^* / \sin \xi_n)] / (1/\sin \xi_n^* + 1/\sin \xi_n);$$

$$P_y = -\operatorname{tg} \beta_0 [1/\sin \xi_n^* - 1/\sin \xi_n + \sec^2 \beta_0 \sin \xi_n^*];$$

$$\varepsilon_0 = \operatorname{tg} \beta_0 \sin \xi_n^* \frac{v_{x0}}{c_0} - (\operatorname{tg}^2 \beta_0 \sin \xi_n^* + 1/\sin \xi_n^* - 1/\sin \xi_n) \frac{v_{z0}}{c_0};$$

для рефракционной поправки к углу рассеяния звука

$$\Delta \theta \approx \{ \operatorname{tg} \beta_0 \Delta \beta_n [\sec^2 \beta_0 \sin^2 \xi_n^* - \operatorname{tg} \alpha_n^* / (\operatorname{tg} \alpha_n^* - \operatorname{tg} \alpha_n)] + \sin^2 \beta_0 [g_n(z_0) + g_n(z_0)] + \cos^2 \beta_0 [g_n(z_0) (\operatorname{tg} \alpha_n^* + \operatorname{tg} \alpha_n^* \operatorname{ctg}^2 \xi_n^*) - g_n(z_0) (\operatorname{tg} \alpha_n^* + \operatorname{tg} \alpha_n^* \operatorname{ctg}^2 \xi_n)] / [\operatorname{tg} \alpha_n^* - \operatorname{tg} \alpha_n^*] \} \operatorname{tg} \theta_0, \quad (19)$$

где

$$g_{n,n}(z) = \frac{\Delta T(z)}{2 T_0} \pm \left\{ \frac{\Delta v_x(z)}{c_0} \operatorname{tg} \alpha_{n,n}^* + \frac{\Delta v_y(z)}{c_0} \operatorname{tg} \beta_0^* + \frac{\Delta v_z(z)}{c_0} \right\} \sin \xi_{n,n}^*.$$

Главной особенностью бистатического зондирования по сравнению с моностатическим является заметный вклад профиля температуры порядка ε^1 в значения угловых параметров. Еще одна важная особенность состоит в том, что конечные формулы для x'_0, y'_0, z'_0 и τ'_0 не всегда можно линеаризовать по ΔT и v или, более конкретно, по ε_z даже при выполнении условия $|\xi_{n,n}| \gg \sqrt{\varepsilon}$. Численные оценки показывают, что при некоторых бистатических геометриях тригонометрические коэффициенты при $\Delta \hat{v}_x(z_0)$ и v_{x0}/c_0 в выражении для ε_z в (14) могут оказаться существенно больше единицы. В результате при наличии сильного продольного ветра $v_x \geq 10$ м/с параметр ε_z становится сравнимым по величине с разностью $\operatorname{tg} \alpha_n^* - \operatorname{tg} \alpha_n$. Поэтому дальнейшее упрощение формул (14)–(16) и (18) путем пренебрежения в них членами порядка $(\varepsilon_z)^2, (\varepsilon_z \varepsilon_\tau)^1$ и выше допустимо только при выполнении условия $|\varepsilon_z / (\operatorname{tg} \alpha_n^* - \operatorname{tg} \alpha_n)| \ll 1$. При фиксированном значении ε_z это неравенство нарушается при одновременном уменьшении величин $|\alpha_n^*|$ и $|\alpha_n|$ или соответственно увеличении $|\xi_n|$ и $|\xi_n|$. Это означает, что границы применимости линеаризации по ε в конечных рефракционных формулах для параметров бистатической геометрии уже, чем в исходных уравнениях (3) и (4).

Отметим, что в литературе отсутствуют данные о том, чтобы при экспериментальных исследованиях атмосферы применялась наклонная бистатическая геометрия. Учет случая $\beta_0 \neq 0$ в (14)–(19) необходим главным образом при разработке алгоритмов оценивания влияния рефракции на другие, не геометрические, параметры сигнала АЛ. Например, при расчетах мощности сигнала АЛ необходимо выполнить интегрирование по рассеивающему объему. При этом он разбивается на множество элементарных объемов, большая часть из которых всегда соответствует случаю $\beta_0 \neq 0$. В этих расчетах необходимо оценивать различные характеристики сигналов, возникающих при рассеянии звука в каждом из элементарных объемов в отдельности. Примеры таких расчетов без учета рефракции можно найти в [12,13].

В том случае, когда при $\beta_0 = 0$ необходимо оценить влияние рефракции только на геометрические параметры, формулы (14)–(19) существенно упрощаются. Дополнительно можно учитывать, что величина v_z обычно мала по сравнению с v_r . При $\beta_0 = 0$ и $v_z = 0$ особенно простые соотношения получаются для угловых параметров:

$$\Delta \beta_n \approx \hat{v}_y(z_0) (\sec \alpha_n^* + \sec \alpha_n^*);$$

$$\Delta \theta \approx -\frac{\Delta T(z_0)}{2 T_0} (\operatorname{tg} \alpha_n^* - \operatorname{tg} \alpha_n^*) - \frac{\Delta v_x(z_0)}{c_0} (\operatorname{tg} \alpha_n^* \sin \alpha_n^* + \operatorname{tg} \alpha_n^* \sin \alpha_n^*).$$

Сравнивая полученные здесь формулы с известными ранее, отметим, что соотношения для $\Delta x'_0$ и $\Delta z'_0$ в [2] отличаются от (14) и (15) на величину одного порядка малости с учитываемыми членами (ε^1). Формула для $\Delta \beta_n$ в более ранней нашей работе [9] полностью совпадает с (17), а для $\Delta \tau'_0$ совпадает с соотношением

$$\Delta \tau'_0 \approx \tau_0 [\varepsilon_r - \varepsilon_z / (\operatorname{tg} \alpha_n^* - \operatorname{tg} \alpha_n^*)],$$

справедливым только при выполнении условия $|\varepsilon_z / (\operatorname{tg} \alpha_n^* - \operatorname{tg} \alpha_n^*)| \ll 1$.

По формулам (14)–(19) проводились расчеты рефракционных поправок к параметрам бистатической геометрии. При этом профили $T(z)$ и $v(z)$ задавались аналогично случаю моностатического зондирования. Ниже результаты расчетов приводятся для прямоугольной геометрии, наиболее часто используемой в бистатических АЛ. В этой геометрии расстояние между антеннами d не меняется: ось ДН одной из антенн (в нашем случае передающей) постоянно ориентирована вертикально ($\alpha_n^* = 0$, $\beta_0 = 0$); высота зондирования без учета рефракции z_0 задается изменяемым углом наклона оси ДН второй антенны ($\alpha_n^* = \alpha_n^*(z_0)$). В такой геометрии при малых значениях z_0 рассеянный луч имеет малый угол наклона над горизонтом. В результате условие $|\xi_n| \approx \pi/2 - |\alpha_n^*| \ll \varepsilon^{1/2}$ применимости к его уравнению $\mathbf{R}_n(z)$ линейного приближения по ε может не выполняться. Соответственно результаты расчетов по указанным формулам для этих высот окажутся недостоверными. Чтобы исключить этот случай, расчеты для высот, меньших 100 м ($\xi_n < 18,5^\circ$), не выполнялись.

На рис. 2 а, б показаны значения $\Delta x'_0$, $\Delta y'_0$, $\Delta z'_0$, $\Delta \beta_n$ и $\Delta \theta$ в зависимости от z_0 при $v_m = 10$ м/с. Данные зависимости качественно отличаются от аналогичных для случая моностатического зондирования. Это обусловлено наличием в расчетных формулах коэффициентов, изменяющихся в зависимости от высоты z_0 совместно с углом α_n^* . Как правило, с увеличением z_0 они уменьшаются по абсолютной величине. По этой причине $\Delta \beta_n$ и $\Delta \theta$, в формулах для которых нет множителя $z_0 - z_0$, на рис. 2, б с увеличением z_0 также уменьшаются по модулю. Особый случай представляет формула (14) для $\Delta z'_0$, где при увеличении z_0 уменьшение угла α_n^* приводит к нарушению неравенства $|\varepsilon_z / \operatorname{tg} \alpha_n^*| \ll 1$. В результате, начиная с некоторых значений z_0 , параметр $|\varepsilon_z / \operatorname{tg} \alpha_n^*|$ не является малой величиной порядка ε^1 и поэтому могут наблюдаться очень большие значения $\Delta z'_0$ (см. рис. 2, а). Отметим, что кривые на рис. 2 а, б также можно использовать при других значениях v_m , не равных 10 м/с, учитывая пропорциональность рефракционных поправок этой величине. Нелинейность формул (14)–(16) и (18) относительно v при этом сказывается мало.

На рис. 2, в приведены зависимости от z_0 относительных величин $E_\tau = \Delta \tau'_0 / \tau_0 \cdot 100$ рефракционного смещения времени прихода рассеянного сигнала в процентах, отличающиеся различными значениями v_m . Кривая 1 на этом рисунке соответствует случаю рефракции только за счет градиента температуры. Значения $|E_\tau|$ на ней не превышают одного процента. При наличии ветра величина $|E_\tau|$ резко возрастает, достигая для максимальной высоты $z_0 = 500$ м и при $v_m = 15$ м/с значения в 20%. Это говорит о доминирующем влиянии ветра в атмосферной рефракции звука.

Поведение кривых в зависимости от z_Q , показанное на рис. 2, при других бистатистических геометриях может иметь некоторые отличия. Однако абсолютные значения рефракционных поправок по порядку величины совпадают.

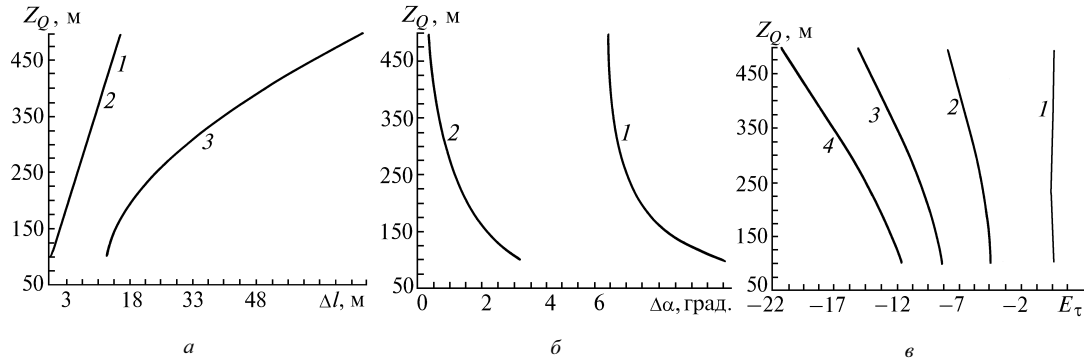


Рис. 2. Рефракционные изменения параметров бистатистической геометрии в зависимости от высоты зондирования z_Q при $\varphi_0 = 225^\circ$, $z_{sh} = 2$ см, $T_m = 20^\circ$ C, $\gamma = -6,5^\circ/\text{км}$, $z_m = 1$ м, $\alpha_n^* = 0^\circ$, $\beta_Q = 0^\circ$, $d = 300$ м; $z_0 = 2$ м: а – при $v_m = 10$ м/с, кривая 1 – $\Delta l = \Delta x'_Q$; 2 – $\Delta l = \Delta y'_Q$; 3 – $\Delta l = -\Delta z'_Q$. б – при $v_m = 10$ м/с, кривая 1 – $\Delta \alpha = \Delta \alpha_n$; 2 – $\Delta \alpha = \Delta \beta_n$; 3 – $\Delta \alpha = -\Delta \theta$. в – кривая 1 – при $v_m = 0$ м/с; 2 – 5 м/с; 3 – 10 м/с; 4 – 15 м/с

Точностные характеристики рефракционных формул

Представляет интерес численно оценить, насколько точно описывают формулы линейного приближения по ϵ (в тех случаях, когда условие их применимости $|\xi_{n,н}| \gg \sqrt{\epsilon}$ выполняется) влияние рефракции на геометрию акустического зондирования. С этой целью описанные выше расчеты рефракционных поправок к геометрическим параметрам также выполнялись на основе точных уравнений (1)–(5) и (7). При этом (1) и (3) были сведены в двум скалярным уравнениям: $x_n(z'_Q) = x_n(z'_Q)$ и $y_n(z'_Q) = y_n(z'_Q)$. Система из трех уравнений, включающая кроме этой пары уравнений также (2), совместно решалась на ПЭВМ относительно трех параметров, выбор которых зависел от используемого варианта постановки рефракционной задачи. В случае моностатического зондирования находились величины z'_Q , α_n и β_n , а в случае бистатистического – z'_Q , β_n и τ'_Q .

Для численного решения точных уравнений относительно z'_Q и угловых параметров использовался метод дихотомии (деления отрезка пополам) [14]. Начальные границы поиска истинных значений этих параметров задавались с учетом величины $|\epsilon|$ в окрестности их значений в отсутствие рефракции. Необходимость многократного вычисления интегралов вида (3) и (4) при реализации этого алгоритма существенно увеличила время расчетов. Последнее ограничивало реальные возможности по уменьшению ошибок вычислений. В случае расчета моностатической геометрии использовался трехкратный метод дихотомии для совместного определения всех трех неизвестных параметров. Соответственно была задана точность вычислений z'_Q , равная 5 см, и углов α_n и β_n , равная $0,05^\circ$. При расчете бистатистической геометрии применялся только двухкратный метод дихотомии для совместного определения величин z'_Q и β_n . Здесь третий неизвестный параметр τ'_Q описывается уравнениями (2) и (4) явным образом. Поэтому в данном случае задавалась более высокая точность вычислений: по z'_Q – не хуже 1 см и по β_n – не хуже $0,01^\circ$. После вычислений указанных параметров дополнительно находились из (3) величины $x_n(z'_Q)$ и $y_n(z'_Q)$, а из (5) и (7) – угол $\theta(z'_Q)$. Абсолютные ошибки оценивания параметров определялись как разности между их значениями, вычисленными из приближенных и точных формул ($\delta x = x_{п} - x_{т}$).

На рис. 3 показаны результаты расчетов данных ошибок для случая моностатического зондирования. Здесь ошибки определения рефракционных смещений координат центра рассеивающего объема $\delta x'_Q$, $\delta y'_Q$ и $\delta z'_Q$ оказались так же, как их значения, пропорциональными $z_Q - z_0$ и v_m . При $v_m = 10$ м/с и $z_Q = 500$ м величина $\delta z'_Q$ на рис. 3, а имеет максимальное значение порядка 2 м, что составляет не более 10% от $\Delta z'_Q$ (см. рис. 1, а) или 0,6% от значения z'_Q . Таким образом, относительная ошибка определения z'_Q из приближенных формул равна примерно $0,6 \cdot 10^{-2} v_m$ (в %).

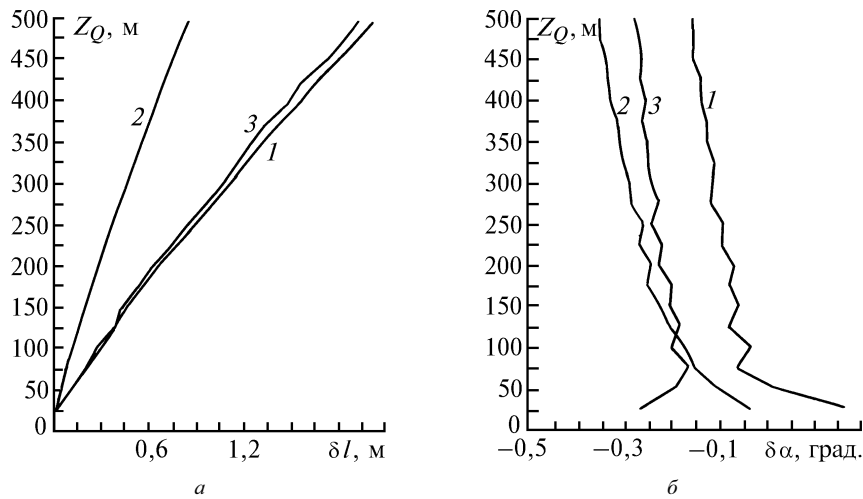


Рис. 3. Ошибки оценивания из формул линейного приближения рефракционных изменений параметров моностатической геометрии в зависимости от высоты зондирования z_Q при $v_m = 10$ м/с, $\varphi_0 = 225^\circ$, $z_{sh} = 2$ см, $T_m = 20^\circ\text{C}$, $\gamma = -6,5^\circ/\text{км}$, $z_m = 1$ м, $\alpha = 30^\circ$, $z_0 = 2$ м: $a - 1 - \delta l = \Delta x'_Q - \Delta x'_Q$; $2 - \delta l = \Delta y'_Q - \Delta y'_Q$; $3 - \delta l = \Delta z'_Q - \Delta z'_Q$; $b - 1 - \delta \alpha = \Delta \alpha_{\text{П.Л}} - \Delta \alpha_{\text{П.Т}}$; $2 - \delta \alpha = \Delta \beta_{\text{П.Л}} - \Delta \beta_{\text{П.Т}}$; $3 - \delta \alpha = \Delta \theta_{\text{Л}} - \Delta \theta_{\text{Т}}$

Расчеты величин $\delta \alpha_{\text{п}}$, $\delta \beta_{\text{п}}$ и $\delta \theta$, приведенные на рис. 3, б, не выявили какой-либо заметной их зависимости от z_Q . Их значения при $v_m = 10$ м/с оказались равными примерно $0,1 \div 0,2^\circ$. Поскольку эти значения не сильно превышают ошибки вычисления $\alpha_{\text{п}}$, $\beta_{\text{п}}$ и θ по точным формулам ($0,05^\circ$), то последние на рис. 3, б также заметны в виде флуктуационных колебаний кривых. Оказалось, что для грубой оценки абсолютных ошибок определения угловых параметров можно использовать соотношение $\delta \alpha \approx 2 \cdot 10^{-2} v_m$ (в градусах).

Результаты расчетов точностных характеристик приближенных формул в случае бистатического зондирования приведены на рис. 4. Для прямоугольной геометрии обнаружено, что в диапазоне высот 100÷500 м значения $\delta x'_Q$ и $\delta y'_Q$ очень малы (не более 20 см) и практически не зависят от z_Q (см. рис. 4, а). Это обусловлено тем, что в прямоугольной геометрии рефракционное искривление вертикального луча ($\xi_{\text{н}} = \pi/2$) практически отсутствует. Величина $\delta z'_Q$ здесь монотонно убывает при увеличении z_Q от значения 1,7 м до -1,6 м, переходя через нулевое значение при $z_Q \approx d/2$. Такое поведение ошибки $\delta z'_Q$ объясняется тем, что на больших высотах z_Q проявляется влияние в (14) множителя $z_Q - z_0$, а на малых ослабевает неравенство $\xi_{\text{н}} \gg \sqrt{\epsilon}$. Ошибки определения угловых параметров $\delta \beta_{\text{п}}$ и $\delta \theta$ на рис. 4, б по абсолютной величине в большинстве случаев не превышают $0,3^\circ$. Исключение составляет поведение $\delta \beta_{\text{п}}$ при $z_Q < 150$ м, когда, по-видимому, начинает влиять при оценке $\beta_{\text{п}}$ ограничение применимости разложения по ϵ к уравнению для рассеянного луча. При уменьшении скорости ветра v_m значения ошибок, приведенных на рис. 4, а, б, пропорционально уменьшаются.

На рис. 4, в даются значения относительной ошибки оценки времени прихода рассеянного сигнала из приближенных формул $\delta E_{\tau} = (\tau'_{Q\text{Л}} - \tau'_{Q\text{Т}}) \cdot 100$ при различных скоростях ветра v_m . В случае рефракции только за счет градиента температуры данная ошибка на всех рассчитываемых высотах оказалась практически равной нулю. При наличии ветра на высоте $z_Q \approx d/2$ она также близка к нулю, а на высотах $z_Q > d/2$ нарастает с увеличением z_Q пропорционально значениям $v(z_Q)$ (по логарифмическому закону). Сравнивая значения δE_{τ} на рис. 4, в и E_{τ} на рис. 2, в на высоте $z_Q = 500$ м при разных v_m , получаем, что для приближенной оценки максимальной величины параметра $P_{\tau} = |\delta \tau'_Q / \Delta \tau'_Q| \cdot 100$ (в %), характеризующего относительную погрешность определения рефракционного смещения $\Delta \tau'_Q$, справедливо соотношение $P_{\text{тmax}} \approx 0,25 \cdot v_m$ (в %).

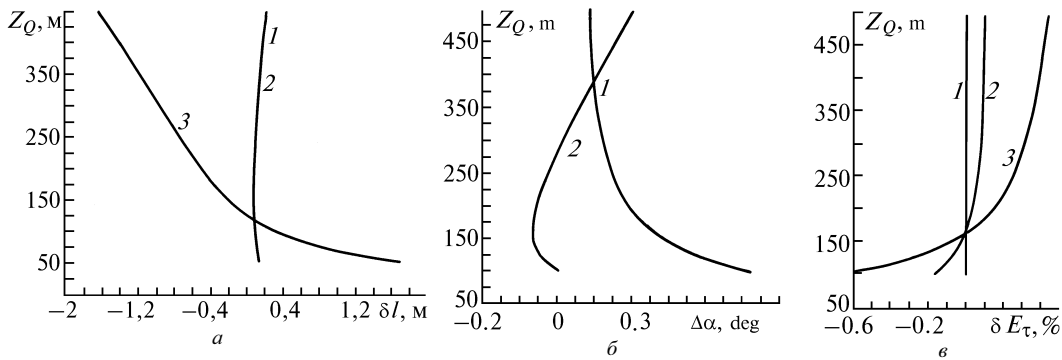


Рис. 4. Ошибки оценивания из формул линейного приближения рефракционных изменений параметров бистатической геометрии в зависимости от высоты зондирования z_Q : $\varphi_U = 225^\circ$, $z_{sh} = 2$ см, $T_m = 20^\circ\text{C}$, $\gamma = -6,5^\circ/\text{км}$, $z_m = 1$ м, $\alpha_n^* = 0^\circ$, $\beta_Q = 0^\circ$, $d = 300$ м; $z_0 = 2$ м. а – при $v_m = 10$ м/с, кривая 1 – $\delta l = \Delta x'_{QЛ} - \Delta x'_{QT}$; 2 – $\delta l = \Delta y'_{QЛ} - \Delta y'_{QT}$; 3 – $\delta l = \Delta z'_{QЛ} - \Delta z'_{QT}$; б – при $v_m = 10$ м/с, кривая 1 – $\Delta \alpha = \Delta \beta_{ЛЛ} - \Delta \beta_{ЛТ}$; 2 – $\Delta \alpha = \Delta \theta_{Л} - \Delta \theta_{Т}$. в – кривая 1 – при $v_m = 0$ м/с; 2 – 5 м/с; 3 – 10 м/с; 4 – 15 м/с

Заключение

Таким образом в данной статье приведена система точных уравнений, учитывающая соотношения геометрической акустики стратифицированной движущейся среды, которая позволяет анализировать и численно оценивать влияние рефракции на параметры геометрии акустического зондирования атмосферы. После линейризации точных уравнений по $|\Delta c|/c_0$ и v/c_0 получены аналитические решения относительно этих параметров, справедливые при любых реальных профилях температуры и скорости ветра в атмосфере и геометриях зондирования, за исключением малых высот зондирования по бистатической геометрии. Они обеспечивают в границах их применимости хорошую точность оценивания указанных параметров при времени вычислений, на один-два порядка меньшем интервала между двумя последовательными посылками в атмосферу зондирующих акустических импульсов, поэтому они могут применяться в алгоритмах обработки экспериментальных данных АЛ в реальном масштабе времени. Поскольку влияние температурной рефракции сравнительно мало, в последнем случае целесообразно учитывать рефракцию только за счет ветра.

В то же время решение этих же задач непосредственно из точных уравнений требует применения численных методов. В результате получаемые в этом случае значения геометрических параметров также оказываются приближенными. Причем для получения одинаковой точности оценки этих параметров из точных формул по сравнению с приближенными требуется времени вычислений на два порядка больше. Если же необходимо уменьшить указанное время, например в n раз, то при расчетах для моностатической геометрии это приведет к увеличению ошибок оценивания искомых параметров в n^3 раз, а для бистатической – n^2 раз. По этой причине численное решение точных уравнений может применяться только при некоторых теоретических исследованиях.

1. Блохинцев Д. И. Акустика неоднородной движущейся среды. М.: Наука, 1981. 208 с.
2. Georges T.M., Clifford S.F. // J. Acoust. Soc. Am. 1972. V. 52. N 5 (2). P. 1397–1405.
3. Georges T.M., Clifford S.F. // J. Acoust. Soc. Am. 1974. V. 55. N 5. P. 934–936.
4. Ugincius P. // J. Acoust. Soc. Am. 1965. V. 37. N 3. P. 476–479.
5. Осташев В. Е. Распространение звука в движущихся средах. М.: Наука, 1992. 206 с.
6. Phillips P.D., Richner H., Nater W. // J. Acoust. Soc. Am. 1977. V. 62. N 2. P. 277–285.
7. Spizzichino A. // J. of Geophys. Research. 1974. V. 79. N 36. P. 5585–5591.
8. Peters G., Wamsler C., Hinzpeter H. // J. Appl. Meteorology. 1978. V. 17. N 8. P. 1171–1178.
9. Богусевич А. Я., Красненко Н. П. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1984. Т. 20 N 4. С. 262–267.
10. Атмосфера: Справочник. Л.: Гидрометеиздат, 1991. 509 с.
11. Бовшверов В. М., Карюкин Г. А. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1981. Т. 17. N 2. С. 205–207.
12. Moulisley T.J., Cole R.S. // Boundary Layer Meteorology. 1980. V. 19. P. 359–372.
13. Богусевич А. Я., Красненко Н. П. // Оптика атмосферы и океана. 1993. Т. 6. N 1. С. 86–96.
14. Калиткин Н. Н. Численные методы. М.: Наука, 1978. 512 с.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
30 декабря 1993 г.

A.Ya. Bogushevich, N.P. Krasnenko. **Influence of the Refraction on Geometry of Acoustic Sounding of the Atmosphere.**

In this paper we discuss the influence of the refraction on the geometry of monostatic and bistatic acoustic sounding of the atmosphere. The relations of a geometry parameters to the profiles of atmospheric temperature and wind velocity proposed in the paper have been derived using linear approximation of the geometric acoustics for the case of an inhomogeneous moving medium. Some results of model calculations made using these relations and numerical estimates of their accuracy can also be found in the paper.