<Оптика атмосферы и океана>, **7**, N 5 (1994)

ДИСТАНЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ И ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

УДК 551. 507. 724: 621. 396. 96

Г.М. Игонин

ФИЛЬТРАЦИЯ КАЛМАНА–БЬЮСИ В ЛИДАРНОМ ЗОНДИРОВАНИИ ТЕМПЕРАТУРЫ МЕТОДОМ МЕЙСОНА

На основе стохастической модели сглаженных лидарным импульсом высотных флуктуаций температуры показана возможность применения оптимальной марковской фильтрации при трехчастотном зондировании температуры методом Мейсона. Синтезирован алгоритм фильтрации Калмана–Бьюси для получения оптимальной оценки флуктуирующего профиля температуры, ее дисперсии и одновременно оценок максимального правдоподобия коэффициентов аэрозольно-молекулярного рассеяния и плотности зондируемого газа.

Введение. Предложенный Мейсоном [1] принцип лидарного зондирования температуры позволяет по данным измерений дифференциального поглощения определить заселенность вращательных состояний молекул и вычислить температуру атмосферы. Практическая реализация метода осуществлена в следующих вариантах: двухчастотный [2], представляющий меньшие требования к излучающей системе, и трехчастотный [3], позволяющий уменьшить число априорных предложений и параметров.

Пространственно разрешенный трехчастотный метод, включающий зондирование на длинах волн λ_1, λ_2 центров двух линий поглощения и λ_0, выбранной вблизи длин волн λ_1, λ_2 и не пересекающейся ни с одной из них, основан на сравнении оценок одной и той же концентрации зондируемого газа методом дифференциального поглощения (ДП). Формула оценки температуры была выведена в [1] в предположении, что поглощение на λ_0 отсутствует. Этот недостаток, приводящий к систематической погрешности оценивания температуры трехчастотным методом Мейсона, устранен в [4]. Однако ни в одной из этих работ не учитывается стохастическая структура пространственных реализаций $T(z)$ температуры и не рассматривается оптимальность полученных оценок.

Эффективность же лидарного зондирования температуры любым методом ограничена как флуктуациями измеряемого профиля, так и дробовыми флуктуациями сигналов и фонов. Для повышения эффективности зондирования необходимо увеличивать энергетический потенциал лидара и оптимизировать обработку принимаемых сигналов. В [5] показана возможность применения оптимальной марковской фильтрации сглаженных лидарным импульсом высотных флуктуаций температуры при двухчастотном зондировании на длинах волн λ_1, λ_0, соответствующих центру линии поглощения кислородом.

В данной статье разработка вопросов синтеза статистически-оптимальных алгоритмов обработки сигналов лидара ДП продолжена применительно к трехчастотному варианту зондирования температуры. В частности, показана возможность применения фильтра Калмана–Бьюси и проведен методом численного моделирования анализ эффективности зондирования при такой обработке принимаемых сигналов в основных режимах фотодетектирования.

Физические предпосылки. Рассмотрим наземный моностатический лидар, излучающий импульсы с нормированной функцией мощности $f(z)$ на длинах волн λ_0, λ_1, λ_2, соответствующих центрам λ_1, λ_2 линий поглощения молекул кислорода (O_2) или водяного пара (H_2O) и вне линий поглощения на λ_0, и зондирующий атмосферу в высотном интервале $[z_0, z_{\max}]$. Мощность $P_{si}(z)$ сигнальной компоненты на входе детектора в приближении однократного рассеяния на дальности z и λ_i определяется уравнением лидара [6]

$$P_{si}(z) = \chi_1 E_0 S_a z^{-2} \beta_i(z) \frac{c}{2} Y^2_{ai}(0, z) Y^2_{Ri}(0, z) J_i(z), \tag{1}$$

где, следуя [5], сделано предположение, что сглаживание на скользящем интервале $[z - L, z]$ существенно изменит лишь пространственные реализации функций $\tilde{Y}_{ai}(0, z)$ пропускания на λ_i, обусловленного поглощением O_2 или H_2O [6], и связанные с ними высотные реализации характеристик поглощения и термодинамических параметров атмосферы. В формуле (1) χ_1 – суммарный коэффициент потерь в приемной и передающей оптике; E_0 – энергия излучаемого импульса; S_a – эффективная площадь приемной апертуры; $\beta_1(z)$ – профиль коэффициента обратного аэрозольного и молекулярного рассеяния, а Y_{ai}, Y_{Ri} – функции пропускания, обусловленные аэрозольно-молекулярным рассеянием, которые будем считать детерминированными за время одного сеанса зондирования, но неизвестными функциями высоты; c – скорость света; $\tau = 2z / c$; $L = c\,\tau_и / 2$, $\tau_и$ – эффективная длительность излучаемого импульса;

$$J_i(z) = \frac{2}{c} \int_0^z dz' f\left[\frac{2(z - z')}{c}\right] \tilde{Y}^2_{gi}(0, z'), \tag{2}$$

$z = 0{,}1; 2$; знаком тильда обозначены естественные профили.

Массовый коэффициент поглощения молекул на частоте ν с центром ν_1 имеет вид [6]

$$\tilde{K}_g(z; \nu - \nu_i) = \tilde{S}_g(z; \lambda_i)\, \tilde{f}_g(z; \lambda - \lambda_i), \tag{3}$$

где $\tilde{S}_g(z; \lambda_i)$ – интенсивность линии поглощения на длине волны $\lambda_i = c / \nu_i$, зависящая от $\tilde{T}(z)$, $f_g(z; \nu - \nu_i)$ – профиль Фойгта, описывающий контур линии поглощения в общем случае учета столкновительного и доплеровского уширений.

Следуя [5], представим случайные значения $\tilde{T}(z) = \overline{T}(z) + \Delta\tilde{T}(z)$, где $\overline{T}(z)$ – априори заданный, статистически обеспеченный средний профиль $\tilde{T}(z)$, усредненный по ансамблю флуктуаций температур.

Для произвольных профилей $\tilde{T}(z)$, $\tilde{P}(z)$ – температуры и давления соответственно, $\tilde{S}_g(z; \lambda_i)$ и $f_g(z; \nu - \nu_i)$ имеют следующий вид [6]:

$$\tilde{S}_g(z; \lambda_i) = S_g(\overline{T}(z); \lambda_i) \left\{\frac{\overline{T}(z)}{\tilde{T}(z)}\right\}^{3/2} \exp\left\{-\frac{hc}{k} E''_i \left(\frac{1}{\tilde{T}(z)} - \frac{1}{\overline{T}(z)}\right)\right\}, \tag{4}$$

где $S_g(\overline{T}(z); \lambda_i)$ – интенсивность линии при температуре $\overline{T}(z)$; h, k – постоянные Планка и Больцмана; E''_i – энергия нижнего уровня перехода на λ_i;

$$\tilde{f}_g(z; \nu - \nu_i) = \frac{\tilde{f}'\tilde{a}}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dy \frac{\exp(-y^2)}{\tilde{a}^2 + (\tilde{\mu} - y)^2}, \tag{5}$$

где $\tilde{f}' = \sqrt{\ln 2/\pi} / \tilde{\gamma}_D$; $\tilde{a} = \sqrt{\ln 2}\, \tilde{\gamma}_L / \tilde{\gamma}_D$; $\tilde{\mu} = \sqrt{\ln 2}\, (\nu - \nu_i) / \tilde{\gamma}_D$;

$$\tilde{\gamma}_L(\lambda_i) = \gamma_L(\lambda_i; \tilde{T}(z), \tilde{P}(z)) = \gamma_L(\lambda_i; \overline{T}(z))\, [\tilde{T}(z) / \overline{T}(z)]^m\, \tilde{P}(z) / \overline{P}(z), \tag{6}$$

$$\widetilde{\gamma}_D(\lambda_i) = \gamma_D(\lambda_i; \widetilde{T}(z)) = \gamma_D(\lambda_i; \widetilde{T}(z)) = \gamma_D(\lambda_i; \overline{T}(z)) \sqrt{\widetilde{T}(z)/\overline{T}(z)} \quad (7)$$

– лоренцевская и доплеровская полуширины линий поглощения при $\widetilde{T}(z)$, $\overline{P}(z)$; $\gamma_L(\lambda_i; \overline{T}(z), \widetilde{P}(z))$, $\gamma_D(\lambda_i; \overline{T}(z))$ – то же при $\overline{T}(z)$, $\overline{P}(z)$, $m = 1/2$ в режиме доплеровского уширения и зависит от перехода в режиме уширения давлением и, следовательно, в общем случае.

Поскольку в атмосфере для среднеквадратического значения $\sigma[\widetilde{T}(z)]$ температуры выполняется условие: $\sigma[\widetilde{T}(z)] \ll \overline{T}(z)$, массовый коэффициент $\widetilde{K}_g(z;\lambda_i)$ в центре линии поглощения при $\widetilde{T}(z)$, $\widetilde{P}(z)$ можно линеаризовать относительно $\Delta\widetilde{T}(z)$ в виде

$$\widetilde{K}_g(z, \lambda_i) = \overline{K}_g(z, \lambda_i) + \frac{d\widetilde{K}_g(z; \lambda_i)}{d\widetilde{T}} \Bigg|_{\widetilde{T} = \overline{T}} \Delta\widetilde{T}(z) , \quad (8)$$

где $\overline{K}_g(z; \lambda_i) = K_g(z; \lambda_i, \overline{T}(z), \overline{P}(z))$;

$$\frac{d\widetilde{K}_g(z; \lambda_i)}{d\widetilde{T}(z)} = \left[\frac{h\,c}{k} E_i'' - \frac{3}{2} - G_i(z)\right] \frac{\overline{K}_g(z; \lambda_i)}{\widetilde{T}(z)} ; \quad (9)$$

$$G_i(z) = 1 + 2\,\widetilde{a}_i^2 - \widetilde{a}_i \exp(-\widetilde{a}_i^2) / \int_{\widetilde{a}_i}^{\infty} \exp(-y^2)\, dy \quad (10)$$

– зависящий от высоты профиль, обусловленный столкновительным ($\widetilde{a}_i = \infty$, $G(z) = 0$) и доплеровским ($\widetilde{a}_i = 0$, $G(z) = 1$) эффектами уширения.

Разложим $\widetilde{Y}_{gi}^2$ в функциональный ряд Тейлора по профилю $\Delta\widetilde{T}(z)$ в окрестности сглаженной высотной реализации

$$\Delta T(z) = \frac{2}{c} \int_0^z f[2(z - z')/c]\, \Delta\widetilde{T}(z')\, dz' . \quad (11)$$

В линейном приближении для функционала $\widetilde{Y}_{gi}^2(0, z)$ имеем

$$\widetilde{Y}_{gi}^2(0, z) \simeq \overline{Y}_{gi}^2(0, z) \left\{ e^{-z\Delta s_i} + \int_0^z dz'\, e^{-z\Delta s_i} (\Delta\widetilde{\gamma}_i - \Delta\gamma_i) \right\} , \quad (12)$$

где $\Delta\gamma_i(z) = \rho(z)\, \overline{K}_g(z; \lambda_i)\, B_i(z) \dfrac{\Delta T(z)}{\overline{T}(z)}$, $\Delta\tau_i(0, z) = \int_0^z dz'\, \Delta\gamma_i(z)$ – сглаженные флуктуации коэффициента поглощения и оптической толщины, обусловленной поглощением, соответственно; $\Delta\widetilde{\gamma}_i$, $\Delta\widetilde{\tau}$ – то же при $\Delta\widetilde{T}(z)$; $B_i(z) = \dfrac{h\,c}{k} E_i'' - \dfrac{3}{2} - G_i(z)$.

Проводя интегрирование в (2) и учитывая близость $\Delta\widetilde{\gamma}_i$ и $\Delta\gamma_i$ для функционала $J_i(z)$, получаем

$$J_i(z) = \overline{Y}^2_{g\,i}(0, z)\exp\left\{-2\int\limits_0^z dz'\,\rho(z')\,\overline{K}_g(z'; l_i)\,B_i(z')\,\frac{\Delta T(z')}{\overline{T}(z')}\right\}, \tag{13}$$

где $\overline{Y}^2_{gi}(0, z)$ – функция пропускания за счет поглощения O_2 и H_2O при $\overline{T}(z)$, $\overline{P}(z)$.

Модель сигналов и шумов. Пусть $L \gg \tilde{z}_{kT}$, где $\tilde{z}_{kT}$ – высотный радиус корреляции несглаженных флуктуаций $\Delta\tilde{T}(z)$. Тогда, следуя [5], для нормированных флуктуаций $\eta_1(\tau) = \Delta T(c\,\tau / 2) / \sigma_T(z)$ примем аппроксимацию в виде гауссовского марковского процесса. Полное статистическое описание флуктуаций температуры и связанных с ней характеристик поглощения дает четырехмерный вектор-процесс $\eta = \{\eta_j\}^T$, $j = 1, 2, 3, 4$, компоненты которого удовлетворяют системе стохастических дифференциальных уравнений (СДУ) вида

$$\begin{aligned} &\dot{\eta}_1 = -\alpha\,\eta_1 + w_1(\tau)\,; \\ &\dot{\eta}_{2+i} = c\,\rho_g(z)\,\overline{\sigma}_{ki}\,\eta_1(\tau)\,, \end{aligned} \tag{14}$$

где $w_1(\tau)$ – <белый> гауссовский шум: $<w_1(\tau)> = 0$, $<w_1(\tau)\,w_1(\tau')> = 2\alpha\delta\,(\tau - \tau')$, $\alpha = 1 / \tau_{и}$;

$$\overline{\sigma}^2_{k\,i} = \overline{K}_g(z; \lambda_i)\,B^2_i(z)\,\alpha^2_T/\overline{T}^2(z) \tag{15}$$

–дисперсия массового коэффициента $K_g(z; \lambda_i)$ поглощения зондируемого газа.

Для данных реализаций $\eta(\tau)$ в основных режимах фотодетектирования на выходе оптикодетекторных каналов на длинах волн $i = 0, 1, 2$ имеем

$$\mathbf{y}(\tau) = \mathbf{s}(\tau; \mathbf{V}, \boldsymbol{\eta}) + \mathbf{n}(\tau)\,, \tag{16}$$

где согласно (1), (13) $\mathbf{s}(\tau; \boldsymbol{\eta}, \mathbf{V}) = \overline{\mathbf{s}}(\tau; \mathbf{V})\,\xi(\tau; \boldsymbol{\eta})$

–вектор средних по ансамблю дробовых флуктуаций сигнальных составляющих $s_i(\tau; \mathbf{V}, \boldsymbol{\eta})$ фототока в виде оцифрованных значений или чисел фотоэлектронов, накопленных на стробируемом интервале $\Delta\tau_c \ll \tau_{и}$;

$$\mathbf{V} = \{\mathbf{u}, \rho\} = \{\mathbf{u}_i, \rho\}\ ;\ \mathbf{u}_i = \{\beta_i, \overline{Y}_i\};\ \ \xi(\tau; \boldsymbol{\eta}) = \{\xi_i(\tau; \boldsymbol{\eta})\}$$

–трехмерный вектор, компоненты которого согласно (13) равны

$$\xi_i(\tau; \boldsymbol{\eta}) = \exp\{-2\,\eta_{2i}\}\,, \tag{17}$$

где $\eta_{2i} = \Delta\tau_{gi}(0, z)$ – флуктуации оптической толщины, обусловленные поглощением зондируемого газа на λ_i,

$$\overline{Y}_i = \exp\left\{-\int\limits_0^z dz'\,s_i(z')\right\},\quad \beta_i = g_\pi\,\sigma_i\,. \tag{18}$$

Используя неравенство Буняковского–Шварца и линеаризуя (17) относительно $\Delta\tau_{gi}(0, z)$, можно показать, что $\sqrt{\overline{\Delta\tau^2_{gi}(0, z)}} \ll 1$ [5] и для $\xi_i(\tau; \boldsymbol{\eta})$ справедливо приближение

$$\xi_i(\tau; \boldsymbol{\eta}) = 1 - 2\,\eta_{2+i}\,. \tag{19}$$

В токовом режиме при условии $\Pi_i\,\tau_{и} \gg 1$, Π_i – полоса последетекторного фильтра i-го канала, $\mathbf{n}(\tau) = \{n_i(\tau)\}$, где $n_i(\tau)$ – белый гауссовский шум со спектральной плотностью

$$N_{0i} = 2\,e\,[\bar{s}_i(\tau) + \chi_{кв}\,P_{ф\,i} + \bar{s}_{тi}]\,, \tag{20}$$

где $P_{ф\,i}$, $s_{т\,i}$ – мощность фона на входе и темновой ток i-го детектора; $\chi_{кв}$ – квантовая эффективность фотодетектора.

Уравнения фильтрации. Сделаем обработку выборочных данных (16) $\mathbf{y}(\tau) = \{y_i(\tau)\}^T$, доставляющую оптимальную [в смысле максимума апостериорной плотности вероятности (АПВ)] оценку реализации $\boldsymbol{\eta}(\tau)$. В силу приведенных выше предположений относительно компоненты $\mathbf{V}$, необходимо одновременно оценивать неизвестные профили $\mathbf{u}_i$ и ρ. Следуя [7], априорную неопределенность относительно $\mathbf{u}_i$ и ρ преодолеем с помощью варианта максимального правдоподобия (МП).

Ввиду близости длин зондирования можно не учитывать спектральную зависимость коэффициентов аэрозольного и молекулярного рассеяния. Таким образом, компоненты $\mathbf{u}_i$ на всех длинах волн равны, поэтому достаточно получить МП-оценку коэффициента $\sigma_0(z)$ рассеяния на λ_0. Остальные характеристики аэрозольно-молекулярного рассеяния определяем, используя (18) и данные метеоизмерений.

Согласно [8] при аддитивных гауссовских шумах МП-оценка $\hat{\mathbf{u}}_0$ компонент неизвестного вектора $\mathbf{u}_0$ определяется из соотношения

$$y_0(\tau) = s_0(\tau;\, \boldsymbol{\eta}^*,\, \hat{\mathbf{u}}_0,\, \hat{\rho}_g)\,, \tag{21}$$

где МП-оценка $\hat{\rho}_g(z)$ плотности $\hat{\rho}_g(z)$ получена с использованием выборочных данных на λ_2:

$$y_2(\tau) = s_2(\tau;\, \boldsymbol{\eta}^*,\, \hat{\mathbf{u}}_0,\, \hat{\rho}_g)\,. \tag{22}$$

Ввиду близости пар λ_0, λ_1 и λ_1, λ_2 полученные на λ_0 и λ_2 оценки $\hat{\mathbf{u}}_0$ и $\hat{\rho}_g$ можно использовать для обработки на λ_1.

В результате постановка задачи синтеза статистически-оптимального алгоритма обработки сигналов на λ_1 для получения оценки $\boldsymbol{\eta}^*$ вектора состояния η имеет вид

$$y_1(\tau) = \bar{s}_1(\tau;\hat{\mathbf{u}}_0)\exp\left\{-2\int_0^z dz'\,\hat{\rho}(z')\,[\bar{K}_g(z';\lambda_1)B_1(z') - \bar{K}_g(z',\lambda_0)B_0(z')]\,\eta_1\right\} + \eta_1(\tau), \tag{23}$$

где $y_1(\tau)$ – выборочные данные; $\hat{\mathbf{u}}_0$ и $\hat{\rho}_g$ – скользящие МП-оценки $\mathbf{u}_0$ и ρ_g, полученные одновременно с η^* путем дополнения (23) уравнениями (21), (22). Априорная информация о статистической структуре компонент вектора состояния $\boldsymbol{\eta}$ задана системой СДУ (15). Необходимо найти оптимальную в смысле максимума АПВ обработку принимаемых сигналов на λ_1, использующих переход с энергией нижнего уровня $E_1'' \gg E_0''$ и $E_1'' \gg E_2''$.

Применяя гауссовскую аппроксимацию АПВ вектора состояния $\boldsymbol{\eta}$ с условным средним $\boldsymbol{\eta}^*$ и корреляционной матрицей $R = \langle(\boldsymbol{\eta} - \boldsymbol{\eta}^*)\,(\boldsymbol{\eta} - \boldsymbol{\eta}^*)^T\rangle$, запишем систему уравнений квазиоптимальной фильтрации Калмана–Бьюси [5].

$$\dot{\boldsymbol{\eta}}^* = A(z)\,\boldsymbol{\eta}^* + \frac{2}{N_{01}}\,R\,\mathbf{C}\,[y_1(\tau) - \hat{\bar{s}}_1(\tau)\,\hat{\mathbf{u}}_0\,\xi_1(\tau;\,\boldsymbol{\eta}^*)]\,; \tag{24}$$

$$\dot{R} = A\,R + R\,A^{\mathrm{T}} + b - \frac{\hat{\bar{s}}_1^2(\tau)}{N_{01}}\,R\,F_2\,R\,, \tag{25}$$

где

$$A=\begin{pmatrix} -\alpha & 0 \\ c\,\hat{\rho}_g(\bar{\sigma}_{K1}-\bar{\sigma}_{K0})/2 & 0 \end{pmatrix};$$

F_2 – матрица (2×2) с ненулевым компонентом $F_{22} = -4$.

Оптимальная обработка состоит в совместном решении системы (24), (25) по мере поступления выборочных данных $y_1(\tau)$ совместно с (21), (22) при априорно заданных профилях $\bar{T}(z)$, $\sigma_T(z)$, L с указанными начальными условиями подходящим конечно-разностным методом на ЭВМ. Рекуррентное конечно-разностное решение этой системы уравнений дает оптимальную оценку h_1^* и тем самым оценку профиля $T(z)$ температуры:

$$T^*(z)=\bar{T}(z)+\sigma_T(z)\,\eta_1^*(c\,\tau/2)\,,$$

и оценку $R_{11}(\tau)$ дисперсии реализации $h_1^*(\tau)$ и тем самым – дисперсии $D[T^*(z)] = \sigma_T^2(z)\,R_{11}(\tau)$ профиля $T^*(z)$.

Показатели эффективности фильтрации. В качестве показателя рассмотрим зависимость дисперсии оценки температуры от высоты зондирования в различных спектральных диапазонах в линиях поглощения O_2 и H_2O.

Согласно (25) элементы корреляционной матрицы R удовлетворяют следующей системе дифференциальных уравнений:

$$\begin{cases} \dot{R}_{11}=-2\,\alpha R_{11}+2\,\alpha-4\,\dfrac{\hat{\bar{s}}_1^2(\tau)}{N_{01}}R_{12}^2(\tau)\,, \\ \dot{R}_{12}=-2\,\alpha R_{12}+c\,\hat{\rho}_g(\bar{\sigma}_{K1}-\bar{\sigma}_{K0})/2\,R_{11}-4\,\dfrac{\hat{\bar{s}}_1^2(\tau)}{N_{01}}R_{12}R_{22}\,, \\ \dot{R}_{22}=c\,\hat{\rho}_g(\bar{\sigma}_{K1}-\bar{\sigma}_{K0})/2\,R_{12}-4\,\dfrac{\hat{\bar{s}}_1^2(\tau)}{N_{01}}R_{22}^2(\tau)\,, \end{cases} \tag{26}$$

где независимая переменная $\tau = 2\,z/c$ связана с высотой z, поэтому профили относительных дисперсий $R_{11}(2\,z/c)$, $R_{22}(2\,z/c)$ характеризуют эффективность фильтрации и ее динамику в зависимости от высоты.

Для исчерпывающего изучения зависимостей $R_{11}(z)$, $R_{12}(z)$, $R_{22}(z)$ необходимо моделировать профили $\bar{s}_1(z)$, $\rho_g(z)$, $\bar{\sigma}_K(z;\lambda_i)$ и т.д. с учетом всех факторов, сопровождающих зондирование температуры методом Мейсона, и проводить интегрирование (26).

Высотную зависимость $R_{11}(z)$ можно проанализировать, если в первом уравнении (26) заменить $R_{12}(z)$ приближением

$$R_{12}(z)\simeq\hat{\rho}_g(\bar{\sigma}_{K1}-\bar{\sigma}_{K0})\,z_L\,R_{11}(z)\,,$$

где

$$z_L=\begin{cases} z-z_0\,, & \text{если } z-z_0\ll L\,, \\ L\,, & \text{если } z-z_0\gg L. \end{cases} \tag{27}$$

В этом случае уравнение для $R_{11}(z)$ можно интегрировать независимо от уравнений системы (26). В частности, имеем

$$\frac{d\dot{R}_{11}(z)}{dz}=-\frac{2}{L}R_{11}(z)+\frac{2}{L}-\frac{2}{L}Q(z;\lambda_1)\,R_{11}^2(z)\,, \tag{28}$$

где

$$Q(z;\lambda_1)=\frac{\hat{\bar{s}}_1^2\,\hat{\rho}_g^2\,(\bar{\sigma}_{K1}-\bar{\sigma}_{K0})^2\,z_L^2}{N_{01}\,\alpha}\,. \tag{29}$$

Аналогично тому, как это было сделано в [5, 7] применительно к одно- и двухканальной фильтрации сигналов лидаров, использующих упругое рассеяние и ДП, величину $Q(z;\lambda_1)$ назовем обобщенным отношением сигнал-шум. Видно, что $(z;\lambda_1)$ вида (29) отличается от отношения $Q(z;\lambda_1)$, введенного в [5, 7], большим числом параметров, определяющих значение $Q(z;\lambda_1)$. Учитывая, что

$$\bar{\sigma}_{Ki}=\bar{K}_g(z;\lambda_i)\,B_i(E_i'',G_i(z))\,\mu_T(z)\text{ , где }\mu_T=\sigma_T/\bar{T}\,,\ \hat{\bar{s}}_1(\lambda_0),\ \hat{\rho}_g(\lambda_2;\bar{\sigma}_{K2}-\bar{\sigma}_{K0})\,,$$

получаем, что Q определяется следующими параметрами: отношением сигнал-шум $\bar{s}_1^2/N_{01}\,\alpha$ за счет упругого рассеяния, коэффициентом вариации μ_T и нелинейной зависимостью значений:

$$\rho_g(z)\,;\ \bar{K}_g(z;\lambda_1)\,B_1(E_1'',G_1)-\bar{K}_g(z;\lambda_0)\,B_0(E_0'',G_0)\,;$$
$$\bar{K}_g(z;\lambda_2)\,B_2(E_2'',G_2)-\bar{K}_g(z;\lambda_0)\,B_0(E_0'',G_0)\,;\ \ z_L,$$

определяющих величину дисперсии $D[\,\overline{\Delta\tau_{10}^2}\,]=(\bar{\sigma}_{K1}-\bar{\sigma}_{K0})^2\,\rho_g^2\,z_L^2$ дифференциальной оптической толщины $\Delta\tau_{10}(0,z_L)$.

Фильтрация имеет смысл лишь для тех высот, где $Q(z;\lambda_1)\gg 1$ [8]. Соответствующее значение $R_{11}(z)$ определим, приняв в (28) $d\,R_{11}(z)/d\,z=0$. Тогда решение $\bar{R}_{11}(z)$ квадратного уравнения имеет вид

$$\bar{R}_{11}(z)=\frac{1}{2\,Q(z;\lambda_1)}\left\{\sqrt{1+4\,Q(z;\lambda_1)}-1\right\}\,. \tag{30}$$

Используя полученные значения $Q(z;\lambda_1)$, можно определить (согласно (30)) профили $\bar{R}_{11}(z)$ и погрешности $\bar{\sigma}(T^*)=\sigma_T\sqrt{\bar{R}_{11}(z)}$ восстановления $T^*(z)$. Видно, что оптимизация обработки с применением алгоритма фильтрации Калмана–Бьюси обеспечивает эффективное восстановление флуктуирующих профилей температуры, так как позволяет достичь погрешности восстановления $\sigma[T^*(z)]<\sigma[T(z)]$.

Заключение. Синтезирован алгоритм фильтрации Калмана–Бьюси, позволяющий оптимизировать обработку сигналов лидара ДП при трехчастотном зондировании температуры методом Мейсона. Одновременно возможно определить МП-оценки профилей коэффициентов аэрозольно-молекулярного рассеяния и плотности зондируемого газа. Показано, что эффективность фильтрации пространственных реализаций температуры зависит от обобщенного отношения сигнал-шум (введенного в статье), которое аккумулирует все факторы, определяющие перспективность применения метода.

Автор благодарит Г.Н. Глазова за полезные замечания и предложения.

1. Mason J.B. // Appl. Opt. 1975. V. 14. N 1. P. 76–78.
2. Endemann M., Byer R.L. // Appl. Opt. 1981. V. 20. N 18. P. 3211–3217.
3. Korb C.L., Schwemmer G.K., Dombrowski M., Weng C.Y. // Opt. and Laser Remote Sensing. W. Berlin: Springer, 1983. P. 120–127.
4. Глазов Г.Н. // Оптика атмосферы и океана. 1992. Т. 5. С. 1072–1075.
5. Игонин Г.М. // Оптика атмосферы и океана. 1992. Т. 5. С. 1065–1071.
6. Межерис Р. Лазерное дистанционное зондирование. М.: Мир, 1987. 550 с.

7. Г л а з о в Г . Н . , И г о н и н Г . М . // Оптико-метеорологические исследования земной атмосферы. Новосибирск: Наука, 1987. С. 163–172.
8. И г о н и н Г . М . Оптимальная фильтрация сигналов в лазерном зондировании атмосферы: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Томск: ИОА СО АН СССР, 1989. 227 с.

Институт оптики атмосферы
СО РАН, Томск

Поступила в редакцию
18 ноября 1993 г.

G . M . I g o n i n . **Use of Kalman–Boussi Filtration in Lidar Temperature Measurements by Mason Technique.**

This paper describes a possibility of applying optimal Marcovian filtration to remote determination of the atmospheric temperature profile by Mason technique from three frequency lidar sensing data based on a stochastic model of temperature fluctuations smoothed by a laser sounding pulse. An algorithm of Kalman–Boussi filtration is synthesized that allows one to obtain an optimal estimate of a fluctuating temperature profile and its variance simultaneously with the maximum likelihood estimates of the aerosol plus molecular scattering coefficients as well as of the gas sounded.