

# Лидарные исследования влияния ветра и атмосферной турбулентности на вихревой след за самолетом

И.Н. Смалихо<sup>1</sup>, Ш. Рам<sup>2\*</sup>

<sup>1</sup>Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН  
634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1, Россия

<sup>2</sup>Институт физики атмосферы Германского аэрокосмического центра  
Мюнхнер-штрассе, 20, 82234, Оберпфaffenхофен–Веслинг, Германия

Поступила в редакцию 29.04.2009 г.

Экспериментально исследуется влияние ветра и атмосферной турбулентности на вихревой след за самолетом. Для измерения параметров самолетных вихрей, ветра и турбулентности используется 2-микронный когерентный доплеровский лидар. Представлены результаты лидарных измерений параметров самолетных вихрей при различных скоростях ветра и уровнях турбулентности. Впервые из данных натурного эксперимента получена эмпирическая зависимость времени жизни самолетного вихря от скорости диссипации энергии атмосферной турбулентности.

*Ключевые слова:* когерентный лидар, ветер, турбулентность, самолетные вихри; coherent lidar, wind, turbulence, aircraft wake vortices.

## Введение

Одной из задач современной атмосферной физики является исследование когерентных структур, образующихся в турбулентном ветровом потоке в виде вихрей. Образование аэродинамической подъемной силы при движении самолета в воздушном пространстве всегда сопровождается возникновением пары вихрей. Они превращаются в устойчивые вихревые жгуты, представляющие собой когерентные структуры техногенного происхождения.

Вихревой след за самолетом может тянуться на многие километры и быть опасным для других летательных аппаратов. Его местонахождение и время жизни в существенной степени определяются динамическим состоянием атмосферы (поперечный ветер, турбулентность и ветровой сдвиг).

Результаты исследования влияния динамического состояния атмосферы на вихревой след за самолетом могут иметь практическую значимость для безопасности воздушного транспорта, а также быть полезны для понимания процессов эволюции других типов когерентных вихревых структур, самоорганизующихся в турбулентном ветровом потоке.

Исследованиям самолетных вихрей за последние 40 лет посвящено большое количество работ, наиболее полный список которых приведен в [1] (публикации до 2002 г.). Результаты исследований влияния различных атмосферных факторов на параметры самолетных вихрей опубликованы, в частности, в статьях [2–13]. Изучение самолетных вихрей проводилось с помощью численного моде-

лирования, лабораторных и натуральных экспериментов путем фотографирования задымленного вихревого следа за самолетом.

Создание когерентных доплеровских лидаров (КДЛ) существенно расширило возможности экспериментального исследования влияния динамического состояния атмосферы на вихри, генерируемые летящим самолетом. Такие лидары могут использоваться для измерения параметров ветра и атмосферной турбулентности [14–24], а также параметров самолетных вихрей [25–34]. В настоящее время из всех типов КДЛ наиболее подходящим для изучения влияния атмосферы на самолетные вихри является 2-микронный импульсный лидар [35]. С использованием такого лидара сотрудники Института физики атмосферы Германского аэрокосмического центра (DLR, Oberpfaffenhofen) провели серию экспериментов по одновременному измерению параметров ветра и самолетных вихрей. В настоящей статье приводятся некоторые результаты этих измерений и анализируется влияние ветра и атмосферной турбулентности на поведение (перемещение) и эволюцию (затухание) самолетного вихревого следа.

## 1. Измерения и обработка экспериментальных данных

Начиная с 2002 г. измерения параметров самолетных вихрей, ветра и турбулентности проводились 2-микронным КДЛ [35, 36] лидарной группой из DLR на летных полях аэропортов в г. Тарб, Тулуза, Истр (Франция) и Франкфурт-на-Майне, Оберпфaffenхофен (Германия). В данной статье рассмотрим результаты измерений в Тарбе (июнь

\* Игорь Николаевич Смалихо (Smalikho@iao.ru); Штефан Рам (Stephan.Rahm@dlr.de).

2002, август 2003 г.) и Франкфурте (октябрь–декабрь 2004 г.). В этих экспериментах контейнер с лидаром был установлен на расстоянии примерно 500 м от взлетно-посадочной полосы. Во время измерений зондирующий пучок сканировался (попеременно вверх-вниз) с угловой скоростью 2 град/с в вертикальной плоскости поперек к взлетно-посадочной полосе. Максимальный и минимальный углы сканирования (углы места) составляли соответственно 30 и 0°.

Во время измерений в Тарбе специально используемый в эксперименте большой транспортный самолет (БТС) пролетал вдоль взлетно-посадочной полосы с периодичностью ~8 мин на разных высотах в диапазоне 180–430 м. Во Франкфурте лидарные измерения проводились в районе, где рейсовые самолеты заходили на посадку на две разнесенные на 500 м полосы летного поля. При этом самолеты пересекали плоскость сканирования зондирующим пучком на высоте около 280 м с периодичностью, достигающей в часы «пик» 2 мин.

Используемая нами процедура обработки исходных данных эксперимента заключается в следующем. Из эхосигнала (последовательности отсчетов сигнала обратного рассеяния), измеренного при одной посылке зондирующего импульса в атмосферу, с помощью быстрого преобразования Фурье оцениваются спектры мощности сигнала на различном удалении от лидара до центра зондируемого объема  $R_l = R_0 + l\Delta R$ , где  $l = 0, 1, 2, \dots, 100$ , с шагом  $\Delta R = 12$  м и  $R_0 = 360$  м. При этом продольное пространственное разрешение (продольный размер зондируемого объема)  $\Delta z \sim 94$  м [24]. Затем при фиксированном  $R_l$  оценки спектров, получаемых при других (соседних) посылках зондирующего импульса, усредняются. Для этого нами используются 25 посылок импульса.

Так как скорость сканирования и частота повторения импульсов составляют соответственно 2 град/с и 500 Гц, при таком усреднении спектров разрешение по углу сканирования  $\Delta\varphi = 0,1$  град. Следовательно, поперечный размер зондируемого объема в плоскости сканирования  $R_l\Delta\varphi$  варьируется от 0,63 м при  $R_l = 360$  м до 2,7 м при  $R_l = 1560$  м. С учетом соотношения Доплера:  $V = (f - f_{LO})\lambda/2$ , где  $\lambda$  – длина оптической волны, в измеряемых спектрах частота  $f$ , совпадающая с промежуточной частотой  $f_{LO}$  (разность частот зондирующего и опорного пучков), соответствует нулевому значению радиальной составляющей вектора скорости движения рассеивающих частиц  $V$ .

После нормировки измеренных спектров на средний уровень шумовой составляющей спектра получаем массив нормированных спектров мощности сигнала (доплеровских спектров)  $S_D(V, R_l, \varphi_n)$ , где  $\varphi_n = \varphi_0 + n\Delta\varphi$  – угол сканирования,  $n = 0, 1, 2, 3, \dots$  и  $V \in [-25$  м/с,  $+25$  м/с]. Затем из этого массива спектров оцениваются такие параметры самолетных вихрей, как координаты ядра вихря  $R_{Ci}(t)$  (расстояние между лидаром и ядром вихря),  $\varphi_{Ci}(t)$

(угол, под которым зондирующий пучок пересекает ядро вихря), циркуляция вихря  $\Gamma_i(t)$  (пусть  $i=1$  для правого и  $i=2$  для левого вихря) в моменты времени  $t$  пересечения зондирующим пучком ядер вихрей, и восстанавливаются высотные профили компоненты скорости ветра, поперечной к оси вихревого следа (в плоскости сканирования)  $V_T(h)$ , и скорости диссипации энергии турбулентности  $\epsilon(h)$ , где  $h$  – высота. В случае БТС радиус ядра вихря  $\sim 3$  м.

### 1.1. Оценивание параметров самолетных вихрей

Каждый измеренный доплеровский спектр  $S_D(V, R_l, \varphi_n)$  содержит информацию о распределении скоростей рассеивающих частиц, находящихся в зондируемом объеме. В силу геометрии измерений максимальные абсолютные значения скорости рассеивающих частиц в районе локализации самолетного следа представляют собой тангенциальную скорость самолетного вихря. При этом необходимо учитывать радиальную скорость ветра, определяемую из лидарных данных [31].

Чтобы найти координаты ядер самолетных вихрей, достаточно из доплеровских спектров определить огибающие скорости: положительную  $V_{E+}(R_l, \varphi_n) > 0$  и отрицательную  $V_{E-}(R_l, \varphi_n) < 0$  в точках пересечения спектральной кривой  $S_D(V)$  и порога  $\text{Thr} = 2,5$  [34] ( $\text{Thr} = S_D(V_{E\pm})$ ). Затем отдельно для правого и левого вихрей оцениваются координаты их ядер  $\{R_{C1}, \varphi_{C1}\}$  и  $\{R_{C2}, \varphi_{C2}\}$  как положение равноудаленной точки между точками максимума  $V_{E+}(R_l, \varphi_n)$  и минимума  $V_{E-}(R_l, \varphi_n)$ . Объединив  $V_{E+}(R_{C1}, \varphi_n < \varphi_{C1})$  с  $V_{E-}(R_{C1}, \varphi_n > \varphi_{C1})$  для правого вихря и  $V_{E-}(R_{C2}, \varphi_n < \varphi_{C2})$  с  $V_{E+}(R_{C2}, \varphi_n > \varphi_{C2})$  для левого, получаем огибающие скорости соответственно  $V_E(R_{C1}, \varphi_n)$  и  $V_E(R_{C2}, \varphi_n)$ , которые используются для расчета циркуляции  $\Gamma_i$ . Оценки циркуляции самолетного вихря могут быть получены методом интегрирования [37]:

$$\Gamma_i = \frac{2\pi}{N} \sum_n^N |V_E(R_{Ci}, \varphi_n)| r_i(\varphi_n), \quad (1)$$

где  $r_i(\varphi_n) = R_{Ci} |\sin(\varphi_n - \varphi_{Ci})|$ . Суммирование в (1) осуществляется для одного сканирования зондирующим пучком по значениям индекса  $n$ , удовлетворяющим условию  $r_{\min} \leq r_i(\varphi_n) \leq r_{\max}$ . Интервалы интегрирования  $r_{\min} = 5$  м и  $r_{\max} = 15$  м являются оптимальными при генерации вихрей большим транспортным самолетом.

Во многих случаях продольный размер зондируемого объема  $\Delta z$  превышает расстояние между осями самолетных вихрей  $b$ . При этом, в силу геометрии наших измерений, модуль огибающей скорости  $|V_E(R_{Ci}, \varphi_n)|$ , получаемой отдельно для правого (левого) вихря, может в интервале интегрирования  $[r_{\min}, r_{\max}]$  представлять собой распределение

тангенциальной скорости левого (правого) вихря вокруг ее максимума (см. штриховые кривые [36, рис. 8]). Это приводит, как правило, к существенной переоценке значений циркуляции самолетного вихря. Чтобы избежать такой погрешности, необходимо при получении из доплеровских спектров  $S_D(V, R_{Ci}, \varphi_n)$  огибающих скорости  $V_E(R_l, \varphi_n)$  использовать порог  $\text{Thr}$ , зависящий от угла сканирования  $\varphi_n$ . Описание итерационной процедуры расчета порога  $\text{Thr}(\varphi_n)$  дано в работе [34].

## 1.2. Восстановление высотных профилей ветра и турбулентности

Из измеренного доплеровского спектра  $S_D(V, R_l, \varphi_n)$  радиальная скорость ветра  $V_D(R_l, \varphi_n)$  может быть получена как центр тяжести спектрального распределения по скоростям  $V$ . Чтобы избежать влияния самолетных вихрей на точность восстановления высотных профилей  $V_T(h)$  и  $\epsilon(h)$ , в массиве скоростей  $V_D(R_l, \varphi_n) \equiv V_D(h_{nl})$ , где  $h_{nl} = R_l \sin \varphi_n$  – высота центральной точки зондируемого объема, должны быть убраны данные, полученные из района локализации самолетного вихревого следа. Значения скоростей поперечного ветра на разных высотах  $h$  рассчитываются по формуле

$$V_T(h) = \frac{1}{N_a} \sum_n \sum_l V_D(h_{nl}) / \cos \varphi_n, \quad (2)$$

где суммирование ведется по индексам  $n$  и  $l$ , удовлетворяющим условию  $h - \delta/2 < h_{nl} < h + \delta/2$ , и  $N_a$  – число значений  $h_{nl}$  в слое усреднения. Толщина слоя усреднения  $\delta$  нами задавалась равной 40 м. Затем рассчитываются средние значения

$$\langle V_D(R_l, \varphi_n) \rangle = V_T(h_{nl}) \cos \varphi_n$$

и флуктуации

$$V'_D(R_l, \varphi_n) = V_D(R_l, \varphi_n) - \langle V_D(R_l, \varphi_n) \rangle$$

радиальной скорости ветра.

Оценка скорости диссипации энергии турбулентности  $\epsilon(h)$  может быть получена из продольной структурной функции радиальной скорости ветра  $D(r_k, h)$ , где разнос точек  $r_k = k\Delta R$  и  $k = 0, 1, \dots, 16$ . Измеренная лидаром  $V_D(R_l, \varphi_n)$  представляет собой сумму усредненной по зондируемому объему радиальной скорости ветра и случайной погрешности измерения  $e(R_l, \varphi_n)$  [38]. При этом  $e(R_l, \varphi_n)$  и  $e(R_l, \varphi_{n+1})$  статистически независимы. Чтобы избежать влияния этой погрешности на конечный результат, структурная функция на разных высотах  $h$  рассчитывается по формуле

$$D(r_k, h) = \frac{1}{N'_a} \sum_n \sum_l [D'(r_k, h_{nlk}) - D'(0, h_{nlk})], \quad (3)$$

где

$$D'(r_k, h_{nlk}) = [V'_D(R_l + r_k, \varphi_n) - V'_D(R_l, \varphi_{n+1})]^2;$$

$$h_{nlk} = (R_l + r_k / 2) \sin \varphi_n \text{ и } h - \delta / 2 < h_{nlk} < h + \delta / 2.$$

Для усреднения в (3) используются данные непрерывного измерения в течение 16 мин (64 сканирования зондирующим пучком). Для получения приемлемой оценки скорости диссипации энергии турбулентности из измеренной структурной функции  $D(r_k, h)$  необходимо учитывать усреднение измеряемой лидаром радиальной скорости ветра по зондируемому объему. При этом следует принимать во внимание, что в приземном слое атмосферы (толщина которого  $\sim 100$  м) продольный размер зондируемого объема  $\Delta z \approx 94$  м, как правило, превышает внешний (интегральный) масштаб турбулентности  $L_V$ . С использованием модели Кармана для описания атмосферной турбулентности в работе [24] получена формула для продольной структурной функции радиальной скорости ветра, где учитывается усреднение скорости по лидарному зондируемому объему. Применяя процедуру подгонки результатов расчета по этой формуле к соответствующим значениям измеренной структурной функции  $D(r_k, h)$ , можно получить оценки для  $\epsilon(h)$  и  $L_V(h)$ . Подробное описание алгоритма восстановления высотных профилей этих характеристик дано в [24].

## 2. Результаты измерений

### 2.1. Скорость ветра и атмосферная турбулентность

На рис. 1 приведен пример восстановления высотных профилей  $V_T(h)$ , где для каждого профиля в (2) использовались лидарные данные, полученные за одно сканирование (15 с) зондирующим пучком.

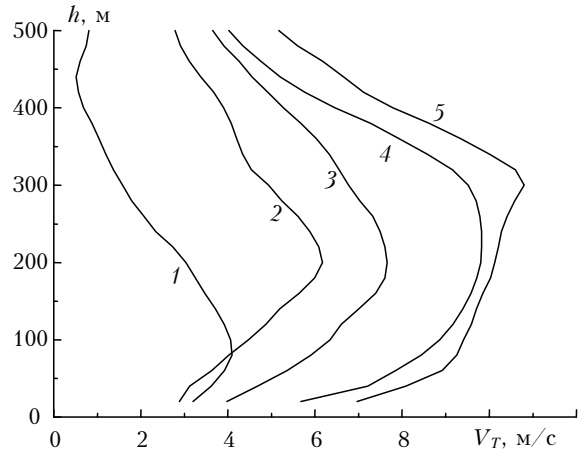


Рис. 1. Высотные профили поперечной составляющей скорости ветра, измеренные лидаром в Тарбе 27.08.2003 в 20:03 (1), 20:08 (2), 20:11 (3), 20:12 (4) и 20:13 (5) местного времени

В рассматриваемом случае в течение 10 мин происходило усиление ветра, в результате чего измерения были вскоре приостановлены, так как ветер очень быстро (за 2–3 сканирования) выносил самолетные вихри из района измерения, что не позволяло полностью проследить их эволюцию. При используемой геометрии лидарных измерений мы не

могли определять вектор скорости ветра. Возможно, с высотой, после достижения максимума, уменьшение скорости связано в основном с изменением направления ветра. Пространственное усреднение внутри слоя толщиной 40 м [см. формулу (2)] позволяет получать довольно гладкие профили  $V_T(h)$ .

Согласно результатам работы [24] точность измерения  $\epsilon$  с помощью сканирующего доплеровского лидара (относительная погрешность  $\sim 20\%$ ) является вполне приемлемой для анализа влияния атмосферной турбулентности на самолетные вихри. В экспериментах во Франкфурте (2004) кроме лидара были задействованы другие измерительные приборы, в частности установленный на высоте 20 м акустический анемометр. С его помощью определялся суточный ход  $\epsilon$  из временных спектров скорости ветра, измеряемых за 30 мин. На рис. 2 приведены результаты измерения  $\epsilon(t)$  с помощью лидара (толщина слоя усреднения  $\delta$  здесь задавалась равной 20 м) и акустического анемометра.

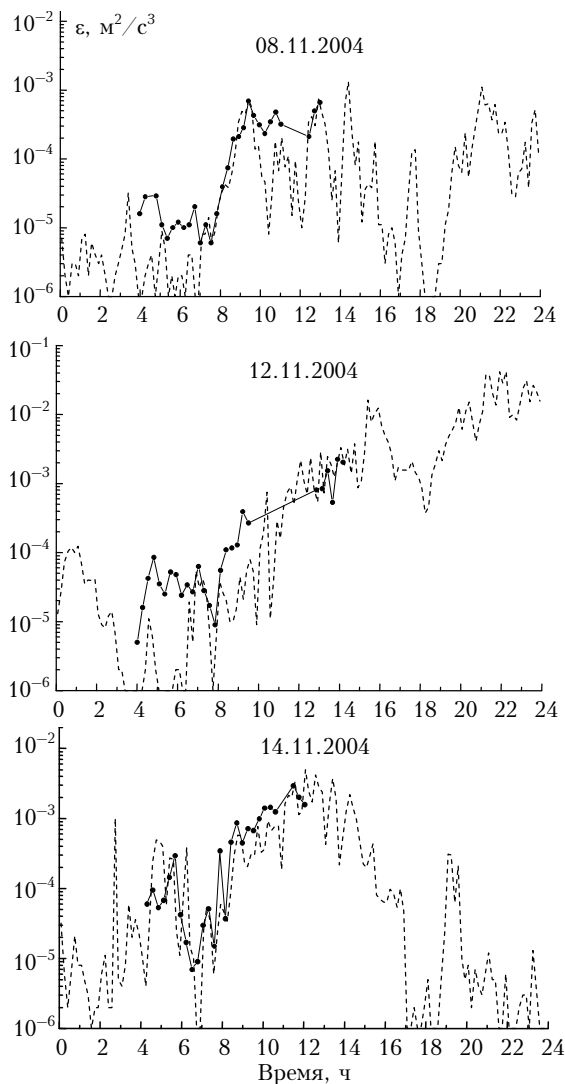


Рис. 2. Результаты измерения скорости диссипации энергии турбулентности акустическим анемометром (штриховые кривые) и лидаром (точки, соединенные сплошными линиями). По оси абсцисс указано время UTC

В целом прослеживаются схожие тенденции изменения измеренных  $\epsilon$  со временем у этих двух приборов. По-видимому, причиной значительного расхождения результатов измерений в ранние часы 8 и 12 ноября являются ограничения возможностей лидарного зондирования очень слабой турбулентности ( $\epsilon < 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}^3$ ).

Пример высотных профилей  $\epsilon(h)$ , восстановленных из данных, измеренных лидаром через каждые 3 ч (начиная с 05:00 и заканчивая в 14:00), показан на рис. 3.

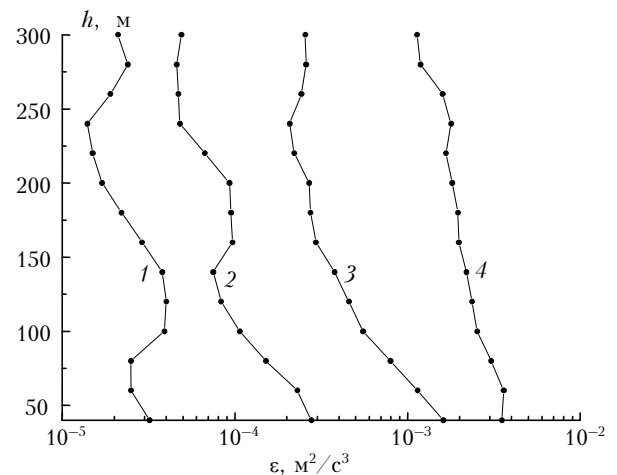


Рис. 3. Высотные профили скорости диссипации энергии турбулентности, восстановленные из данных, измеренных лидаром во Франкфурте 07.10.2004 в 05:00 (1), 08:00 (2), 11:00 (3) и 14:00 (4) местного времени

Интервал выбранных высот  $40 \text{ м} \leq h \leq 300 \text{ м}$  является приемлемым для использования полученных значений  $\epsilon(h)$  при анализе влияния уровня турбулентности на эволюцию самолетных вихрей, высота ядер которых в наших экспериментах была в пределах этого интервала.

## 2.2. Перемещение самолетных вихрей

Используемая нами геометрия измерения доплеровским лидаром позволяла, как правило, полностью проследить эволюцию самолетных вихрей, начиная с момента их образования до полного разрушения. Под воздействием атмосферных факторов самолетные вихри со временем ослабевают, и в какой-то момент начинают происходить существенные искажения структуры пары вихрей. В итоге самолетные вихри превращаются в локальные турбулентные возмущения, которые постепенно «рассыпаются» в атмосфере. Очевидно, что получение оценок параметров самолетных вихрей возможно лишь до появления таких возмущений. Как следует из наших лидарных измерений, в ряде случаев имеет место ситуация, когда один самолетный вихрь полностью разрушен, а другой имеет структуру, близкую к идеальной.

Примеры траекторий ядер самолетных вихрей показаны на рис. 4. Штриховыми линиями соединены точки координат ядер правого (темные кружки) и левого (светлые) вихрей, измеренных за одно сканирование зондирующим пучком.

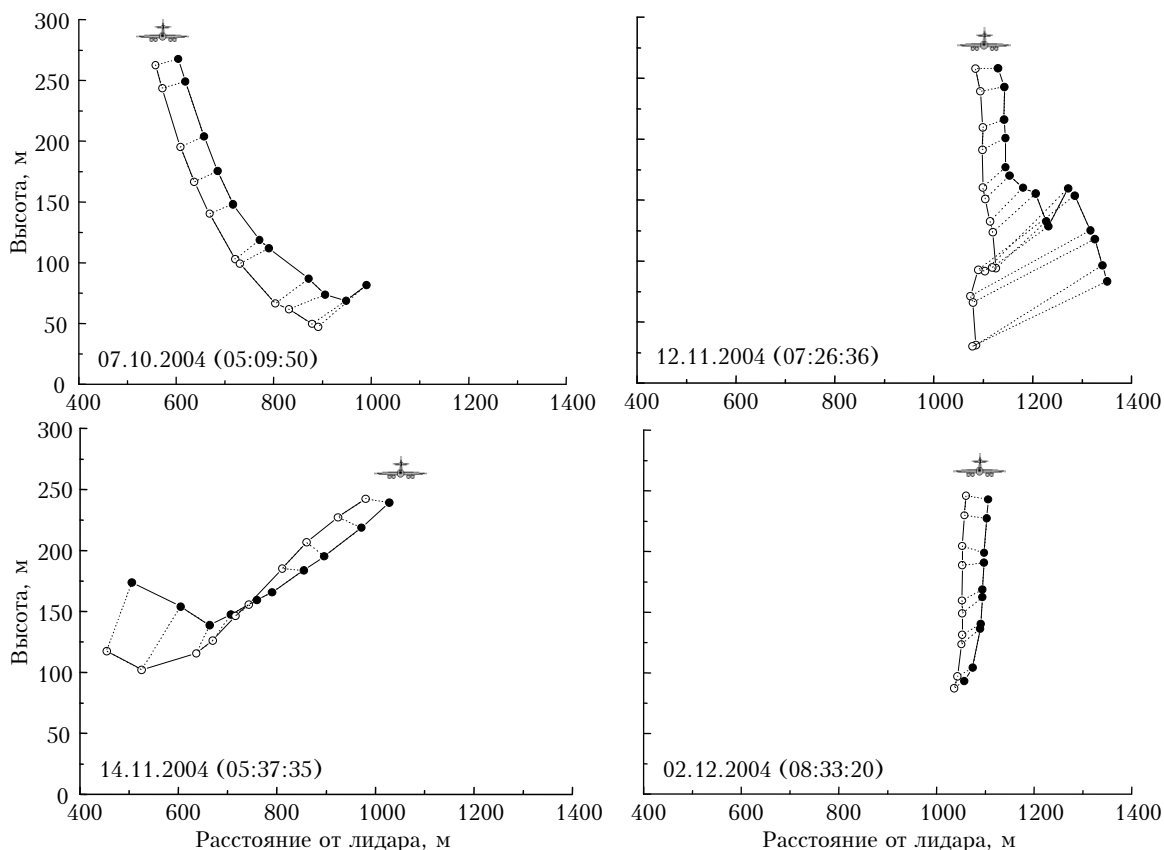


Рис. 4. Траектории ядер самолетных вихрей во время измерений во Франкфурте. В скобках указано местное время прохождения самолетом через плоскость сканирования зондирующим пучком

Видно, что в целом происходит снижение пары вихрей, так как они находятся в поле друг друга (т.е. они «толкают» друг друга вниз). В работе [32] показано, что точность оценок вертикальной и горизонтальной координаты ядра вихря составляет соответственно 4,5 и 6,5 м. Поэтому наблюдаемые нами эффекты перемещения ядер вихрей по горизонтали и по вертикали вверх, а также увеличение (уменьшение) расстояния между ядрами вихрей  $b$  и изменение угла наклона пары вихрей  $\theta$  могут быть объяснены в основном влиянием ветра на самолетный вихревой след, а не погрешностью измерений.

Из данных, полученных во время проведения экспериментальной компании во Франкфурте-на-Майне в 2004 г., нами были отобраны результаты для БТС, включающего в себя различные типы крупных пассажирских самолетов. Кроме таких параметров самолетных вихрей, как вертикальная

$$Z_{Ci}(t_m) = R_{Ci}(t_m) \sin[\varphi_{Ci}(t_m)]$$

и горизонтальная

$$Y_{Ci}(t_m) = R_{Ci}(t_m) \cos[\varphi_{Ci}(t_m)]$$

координаты ядра  $i$ -го вихря ( $i=1, 2$ ;  $t_m$  — время измерения и  $m = 1, 2, 3, \dots$  — номер сканирования зондирующим пучком), расстояние между ядрами вихрей  $b = |r|$  и угол наклона пары вихрей

$$\theta = \arg(r) \quad (r = (Y_{C1} - Y_{C2}) + j(Z_{C1} - Z_{C2}), j = \sqrt{-1}),$$

были рассчитаны скорости движения ядра вихря по вертикали

$$w_i(t_{m+1/2}) = [Z_{Ci}(t_{m+1}) - Z_{Ci}(t_m)] / (t_{m+1} - t_m)$$

и горизонтали

$$u_i(t_{m+1/2}) = [Y_{Ci}(t_{m+1}) - Y_{Ci}(t_m)] / (t_{m+1} - t_m),$$

где  $t_{m+1/2} = (t_{m+1} + t_m) / 2$ . Имеющаяся у нас информация о моменте времени  $t_{OF}$  прохождения самолета через плоскость сканирования зондирующим пучком и параметрах самолета была использована для расчетов возраста самолетного вихря  $t = t_m - t_{OF}$ , теоретических начальных значений параметров вихря [1]:

$$b_0 = (\pi/4) B_a \quad (4)$$

— расстояния между ядрами (осями) правого и левого вихря;

$$\Gamma_0 = Mg / (\rho b_0 V_a) \quad (5)$$

— циркуляции вихря вне его ядра;

$$\omega_0 = \Gamma_0 / (2\pi b_0) \quad (6)$$

— скорости опускания пары вихрей в невозмущенной атмосфере, а также времени

$$t_0 = b_0 / \omega_0, \quad (7)$$

за которое вихри переместятся вниз на расстояние, равное начальному расстоянию между ядрами вихрей. В (4) и (5)  $B_a$  — размах крыльев самолета;  $g$  — ускорение свободного падения;  $\rho$  — плотность воздуха на высоте полета;  $M$  — масса и  $V_a$  — скорость самолета.

На рис. 5 представлены результаты проведенных во Франкфурте лидарных измерений нормированного расстояния между ядрами самолетных вихрей  $b/b_0$ , угла наклона  $\theta$ , высоты ядра  $Z_C$  вихря и нормированной вертикальной компоненты скорости движения ядра вихря  $\omega/\omega_0$  в зависимости от нормированного времени  $t/t_0$ .

Чтобы получить зависимости средних значений измеренных параметров от времени, использовалось скользящее усреднение отдельных оценок внутри временного окна  $\Delta t/t_0 = 1$ .

На рис. 5, *a* видно, что при  $t < t_0$  измеренные величины  $b$  близки к теоретическим значениям начального расстояния между ядрами вихрей  $b_0$ . Со временем расстояние  $b$  может и увеличиваться, и уменьшаться. Уменьшение  $b$  может быть вызвано неустойчивостью по Crow, когда изменения  $b$  вдоль вихревого следа за самолетом носят осциллирующий характер [2]. Как следует из наших измерений, во многих случаях при сильном сближении самолетных вихрей (когда  $b/b_0 < 0,5$ ) происходит их быстрое разрушение.

Основной причиной увеличения расстояния между ядрами самолетных вихрей является наличие ветровых сдвигов [10]. Видно, что  $b$  может возрасти почти в 3 раза по сравнению с начальным значением. В среднем рост  $b$  начинается с  $t/t_0 \approx 2$  (кривая на рис. 5, *a*). Неоднородность распределения скорости ветра по высоте обуславливает наклон пары самолетных вихрей относительно горизонта, и угол  $\theta$  может изменяться в широких пределах (рис. 5, *б*). Как правило,  $\theta > 0$ , когда поперечный

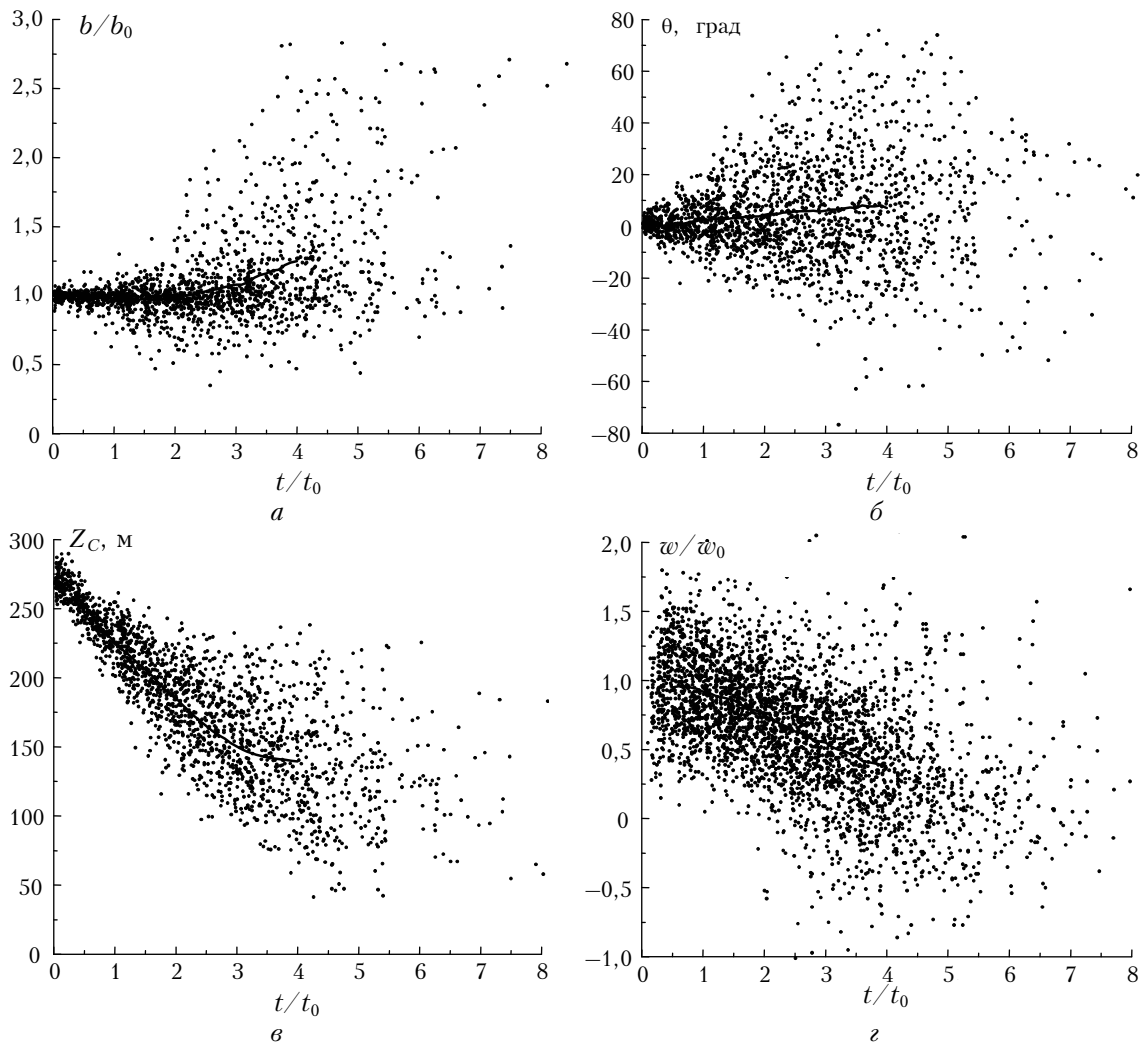


Рис. 5. Результаты измерения нормированного расстояния между осями самолетных вихрей (*a*), угла наклона пары вихрей (*б*), высоты ядра вихря (*в*) и нормированной вертикальной составляющей скорости передвижения ядра вихря (*г*) в зависимости от нормированного времени. Точками показаны отдельные оценки, сплошными кривыми — средние значения параметров

ветер направлен в сторону от лидара ( $V_T > 0$ ), и  $\theta < 0$ , — когда в противоположную сторону. Кривая изменения со временем среднего значения угла  $\theta$  имеет небольшое отклонение от нулевого уровня, что связано с большим числом реализовавшихся в эксперименте случаев  $V_T > 0$  по сравнению с  $V_T < 0$ .

Как следует из рис. 5, в, опускание ядра самолетного вихря в среднем описывается линейной зависимостью от времени:  $(Z_C - Z_a)/b_0 = -t/t_0$ , где  $Z_a$  — высота полета в плоскости измерения, при  $t/t_0 \leq 2,5$ . Замедление опускания связано прежде всего с уменьшением циркуляции самолетных вихрей. Разброс точек вокруг кривой значительно превышает погрешность измерения вертикальной координаты ядра вихря ( $\sigma_Z = 4,5$  м), что может быть объяснено воздействием на самолетные вихри крупномасштабных турбулентных неоднородностей вертикальной составляющей ветра и ветровых сдвигов. На рис. 5, з видно, что при малых значениях  $t/t_0$  отношение  $w/w_0$  в среднем близко к единице и со временем оно падает. Среднестатистическое отклонение одиночных оценок скорости  $w$  от ее среднего значения примерно в 2 раза превышает грубую оценку погрешности измерения такой скорости:  $\sigma_w = \sigma_Z/T = 0,3$  м/с, где  $T = 15$  с — период сканирования зондирующим пучком попеременно вверх-вниз.

На рис. 6 сравниваются результаты одновременных (в пределах двух сканирований зондирующим пучком) измерений скоростей  $V_T(h_C)$  и  $u$ , где высота  $h_C = [Z_C(t_{m+1}) + Z_C(t_m)]/2$ .

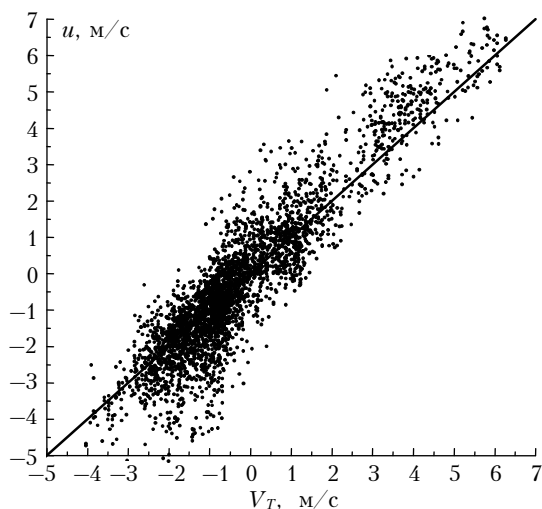


Рис. 6. Сравнение результатов одновременных измерений поперечной составляющей скорости ветра ( $V_T$ ) и горизонтальной составляющей скорости ( $u$ ) движения ядра самолетного вихря

Видно, что в целом горизонтальная составляющая скорости движения ядра вихря соответствует поперечной скорости ветра. Рассчитанная по данным рис. 6 гистограмма разности скоростей  $V_T - u$  имеет гауссову форму с нулевым средним

и стандартным отклонением, равным 0,84 м/с. Наблюдаемое регулярное превышение  $|u|$  над  $|V_T|$  может быть объяснено ускорением движения ядер самолетных вихрей по горизонтали вследствие увеличения угла наклона  $|\theta|$  (см. рис. 5, б).

### 2.3. Влияние атмосферной турбулентности на циркуляцию самолетных вихрей

Примеры лидарных измерений циркуляции самолетных вихрей приведены на рис. 7.

Здесь временные зависимости циркуляции правого и левого вихрей близки друг другу. Нетрудно заметить две фазы поведения данной величины: вначале медленное, а затем быстрое затухание вихрей, что согласуется с развитой в [11] теорией. Подгоняя (методом наименьших квадратов) оценки циркуляции в каждой из этих фаз к линейным зависимостям, можно в точке пересечения получаемых линий определить момент времени  $t_s$  перехода из одной фазы в другую (см. кривые на рис. 7). Стрелками указано нормированное время  $t_s/t_0$  для каждой измеренной реализации  $\Gamma(t)$ .

При  $t < t_s$  самолетный вихрь имеет почти идеальную форму, а при больших временах под действием мелкомасштабной атмосферной турбулентности происходит быстрое разрушение вихря. Поэтому время  $t_s$  в дальнейшем будем называть временем жизни самолетного вихря (идеальной формы). Согласно теории [11] время  $t_s$  определяется скоростью диссипации кинетической энергии атмосферной турбулентности  $\epsilon$ . Как показано в [32], точность лидарных измерений циркуляции составляет  $\pm 13$  м<sup>2</sup>/с, что вполне приемлемо для анализа влияния атмосферной турбулентности на процесс затухания самолетных вихрей.

Из данных, измеренных лидаром в Тарбе в 2002–2003 гг., нами были восстановлены высотные профили  $\epsilon(h)$  для каждой полученной зависимости циркуляции  $\Gamma$  от времени  $t$ . Затем значения  $\epsilon(h)$  были усреднены по высотам наблюдения самолетных вихрей  $Z_C$ . Диапазон усредненных значений  $5 \cdot 10^{-5} - 2 \cdot 10^{-3}$  м<sup>2</sup>/с<sup>3</sup> был разделен на три части:

$$5 \cdot 10^{-5} - 2 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}^3; \quad 2 \cdot 10^{-4} - 5 \cdot 10^{-4}; \\ 5 \cdot 10^{-4} - 2 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}^3.$$

Оценки циркуляции самолетных вихрей были разбиты на три группы, соответствующие этим частям. На рис. 8 представлена нормированная циркуляция самолетного вихря  $\Gamma/\Gamma_0$  как функция от нормированного времени  $t/t_0$ .

Значками обозначены одиночные оценки циркуляции, а кривыми показаны изменения средней циркуляции (скользящее усреднение одиночных оценок) со временем при различном уровне турбулентности. Видно, что чем сильнее турбулентность,

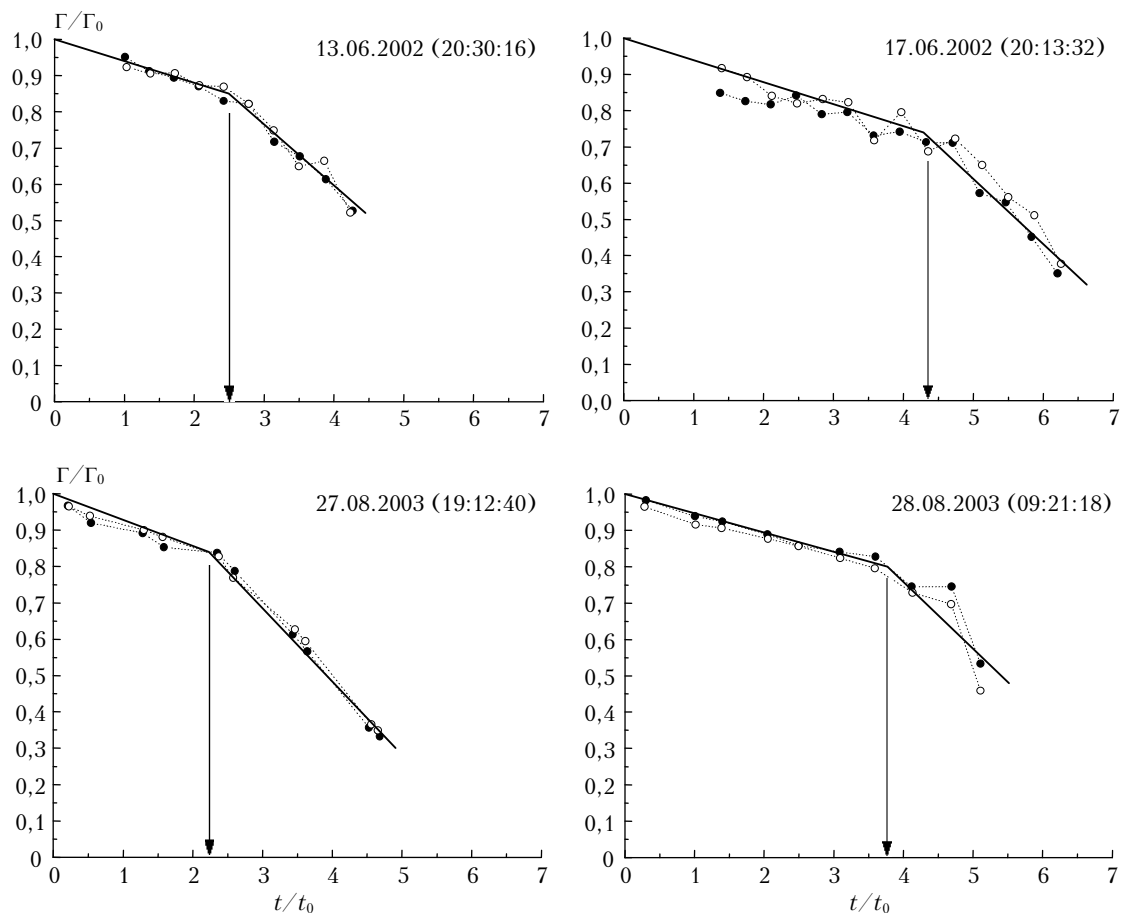


Рис. 7. Зависимости нормированной циркуляции правого (темные кружочки) и левого (светлые кружочки) самолетного вихря от нормированного времени, полученные из лидарных измерений в Тарбе. Стрелками показаны моменты времени перехода из медленной в быструю фазу затухания циркуляции. В скобках – местное время прохождения самолетом через плоскость сканирования зондирующим пучком

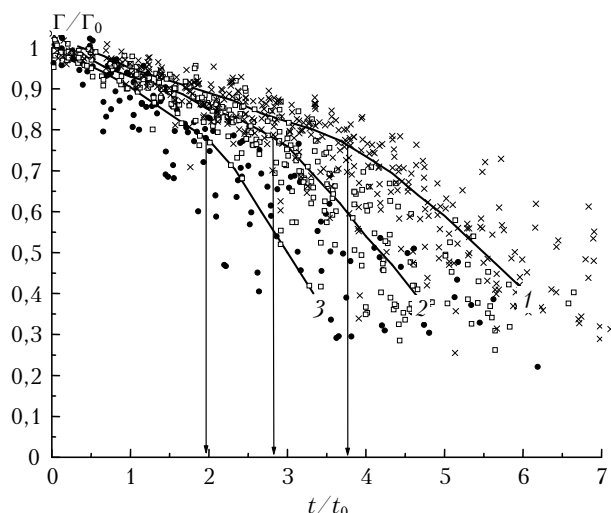


Рис. 8. Нормированная циркуляция самолетных вихрей, измеренная лидаром: при  $\varepsilon \in [5 \cdot 10^{-5}, 2 \cdot 10^{-4}] \text{ м}^2/\text{с}^3$  (крестики),  $\varepsilon \in [2 \cdot 10^{-4}, 5 \cdot 10^{-4}] \text{ м}^2/\text{с}^3$  (квадратики) и  $\varepsilon \in [5 \cdot 10^{-4}, 2 \cdot 10^{-3}] \text{ м}^2/\text{с}^3$  (кружочки). Кривые 1, 2 и 3 – зависимости средней циркуляции от времени для данных интервалов значений  $\varepsilon$

тем быстрее происходит затухание самолетных вихрей. Стрелками указано среднее время жизни самолетного вихря  $t_s$  для рассматриваемых частей диапазона  $\varepsilon$ :

$$t_s/t_0 \approx 3,8; 2,9 \text{ и } 2.$$

Для получения эмпирической зависимости времени жизни самолетного вихря от скорости диссипации энергии турбулентности  $t_s(\varepsilon)$  нами были использованы лидарные данные измерений во Франкфурте-на-Майне в 2004 г. Из каждой отдельной измеренной зависимости циркуляции вихря  $\Gamma$  от времени  $t$  определялось время жизни вихря  $t_s$ . Из данных, измеренных лидаром в это же время, восстанавливался высотный профиль скорости диссипации энергии турбулентности и проводилось усреднение этой характеристики по высотам, на которых находились ядра самолетных вихрей во время данной реализации.

На рис. 9 представлены одиночные оценки нормированного времени  $t_s/t_0$  (ось ординат, линейный масштаб), полученные при разных значениях скорости диссипации  $\varepsilon$  (ось абсцисс, логарифмический



масштаб). Видно, что в диапазоне значений  $10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}^3 < \varepsilon < 10^{-2} \text{ м}^2/\text{с}^3$  время жизни самолетного вихря  $t_s$  изменяется в пределах от  $\sim t_0$  до  $\sim 5t_0$ . В целом же с ростом  $\varepsilon$  отношение  $t_s/t_0$  уменьшается.

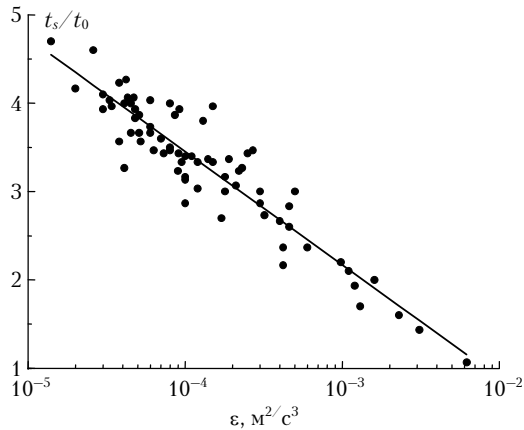


Рис. 9. Зависимость нормированного времени жизни самолетного вихря  $t_s/t_0$  от скорости диссипации кинетической энергии атмосферной турбулентности. Точки — одиночные оценки, линия — расчет по эмпирической формуле (8)

Из представленных на рис. 9 одиночных оценок отношения  $t_s/t_0$  как функции от  $\log_{10}\varepsilon$  была получена (методом наименьших квадратов) линейная зависимость

$$t_s/t_0 = c_1 \log_{10} \varepsilon + c_2, \quad (8)$$

где  $\varepsilon$  измеряется в  $\text{м}^2/\text{с}^3$ ;  $c_1 = -1,282$  и  $c_2 = -1,676$ . Результат расчета по формуле (8) представлен на рис. 9 в виде сплошной линии. Стандартное (среднеквадратическое) отклонение одиночных оценок  $t_s/t_0$  (точек) от этой линии составляет 0,27. Имея информацию о параметрах самолета ( $t_0$ ) и атмосферной турбулентности ( $\varepsilon$ ), можно, воспользовавшись формулой (8), спрогнозировать время жизни самолетного вихря с точностью  $\sim 0,27t_0$ .

### Заключение

Проведенные эксперименты показали эффективность использования 2-микронного когерентного доплеровского лидара для измерения параметров самолетных вихрей, ветра и атмосферной турбулентности. С помощью одного такого прибора можно в деталях исследовать влияние динамического состояния атмосферы на вихревой след за самолетом.

Полученные экспериментальные результаты не противоречат теории [1–13]. В частности, с помощью натурального эксперимента нами показано, что процесс изменения циркуляции самолетных вихрей со временем имеет две фазы: вначале медленное, а затем быстрое затухание вихрей. При этом момент перехода из одной фазы в другую зависит от

скорости диссипации энергии атмосферной турбулентности. Описание механизма такого поведения циркуляции дано в работах [11, 12, 39] на основе анализа результатов численного моделирования эволюции самолетных вихрей. В настоящей статье впервые из данных натурального эксперимента получена эмпирическая зависимость времени жизни самолетного вихря  $t_s$  от скорости диссипации энергии атмосферной турбулентности  $\varepsilon$ .

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проект № 06-05-64445).

1. Gerz T., Holzäpfel F., Darracq D. Commercial aircraft wake vortices // Progr. Aerospace Sci. 2002. V. 38. N 3. P. 181–208.
2. Crow S.C. Stability theory for a pair of trailing vortices // AIAA J. 1970. V. 8. N 12. P. 2172–2179.
3. Brashears M.R., Hallock J.N. Aircraft wake vortex transport model // J. of Aircraft. 1974. V. 11. N 5. P. 256–272.
4. Crow S.C., Bate E.R., Jr. Lifespan of trailing vortices in a turbulent atmosphere // J. of Aircraft. 1976. V. 13. N 7. P. 476–482.
5. Hecht A.M., Bilanin A.J., Hirsh J.E., Snedeker R.S. Turbulent vortices in stratified fluids // AIAA J. 1980. V. 18. N 7. P. 738–746.
6. Greene G.C. An approximate model of vortex decay in the atmosphere // J. of Aircraft. 1986. V. 23. N 7. P. 566–573.
7. Sarpkaya T., Daly J.J. Effect of ambient turbulence on trailing vortices // J. of Aircraft. 1987. V. 24. N 6. P. 399–403.
8. Robins R.E., Delisi D.P. Numerical study of vertical shear and stratification effect on the evolution of a vortex pair // AIAA J. 1990. V. 28. N 4. P. 661–669.
9. Schilling V., Siano S., Elting D. Dispersion of aircraft emissions due to wake vortices in stratified shear flows: A two-dimensional numerical study // Geophys. Res. D. 1996. V. 101. N 15. P. 20,965–20,974.
10. Hofbauer T., Gerz T. Effect of nonlinear shear on the dynamics of a counter-rotating vortex pair // Proc. of the First International Symposium for Turbulence and Shear Flow Phenomena. Santa Barbara. USA. 12–15 September 1999. 6 p.
11. Holzäpfel F. Probabilistic two-phase wake vortex decay and transport model // J. of Aircraft. 2003. V. 40. N 2. P. 323–331.
12. Holzäpfel F., Hofbauer T., Darracq D., Moet H., Garnier F., Ferreira Gago C. Analysis of wake vortex decay mechanisms in the atmosphere // Aerospace Sci. and Technol. 2003. V. 7. N 4. P. 263–275.
13. Holzäpfel F., Robins R.E. Probabilistic two-phase aircraft wake-vortex model: Application and assessment // J. of Aircraft. 2004. V. 41. N 1. P. 1–10.
14. Köpp F., Schwiesow R.L., Werner Ch. Remote measurements of boundary layer wind profiles using a cw Doppler lidar // J. of Climate Appl. Meteorol. 1984. V. 23. N 1. P. 148–158.
15. Hall F.F., Huffaker R.M., Hardesty R.M., Jackson M.E., Lawrence T.R., Post M.J., Richter R.A., Weber B.F. Wind measurement accuracy of the NOAA pulsed infrared Doppler lidar // Appl. Opt. 1984. V. 23. N 15. P. 2503–2506.
16. Hawley J.G., Tang R., Henderson S.W., Hale C.P., Kavaya M.J., Moerder D. Coherent launch-site atmospheric wind sounder: Theory and experiment // Appl. Opt. 1993. V. 32. N 24. P. 4557–4568.

17. *Frehlich R., Hannon S.M., Henderson S.W.* Performance of a 2- $\mu\text{m}$  coherent Doppler lidar for wind measurements // *J. Atmos. and Ocean. Technol.* 1994. V. 11. N 6. P. 1517–1528.
18. *Werner Ch., Flamant P. H., Reitebuch O., Köpp F., Streicher J., Rahm S., Nagel E., Klier M., Herrmann H., Loth C., Delville P., Drobinski Ph., Romand B., Boitel Ch., Oh D., Lopez M., Meissonner M., Bruneau D., Dabas A.* Wind infrared Doppler lidar instrument // *Opt. Eng.* 2001. V. 40. N 1. P. 115–125.
19. *Smalikho I.N.* Techniques of wind vector estimation from data measured with a scanning coherent Doppler lidar // *J. Atmos. and Ocean. Technol.* 2003. V. 20. N 2. P. 276–291.
20. *Gal-Chen T., Xu M., Eberhard W.L.* Estimations of atmospheric boundary layer fluxes and other turbulence parameters from Doppler lidar data // *Geophys. Res. D.* 1992. V. 97. N 17. P. 18,409–18,423.
21. *Banakh V.A., Smalikho I.N., Köpp F., Werner Ch.* Measurements of turbulent energy dissipation rate with a cw Doppler lidar in the atmospheric boundary layer // *J. Atmos. and Ocean. Technol.* 1999. V. 16. N 8. P. 1044–1061.
22. *Frehlich R., Hannon S.M., Henderson S.W.* Coherent Doppler lidar measurements of wind field statistics // *Boundary-Layer Meteorol.* 1998. V. 86. N 1. P. 223–256.
23. *Frehlich R., Cornman L.* Estimating spatial velocity statistics with coherent Doppler lidar // *J. Atmos. and Ocean. Technol.* 2002. V. 19. N 3. P. 355–366.
24. *Smalikho I.N., Köpp F., Rahm S.* Measurement of atmospheric turbulence by 2- $\mu\text{m}$  Doppler lidar // *J. Atmos. and Ocean. Technol.* 2005. V. 22. N 11. P. 1733–1747.
25. *Hannon S.M., Thomson J.A.* Aircraft wake vortex detection and measurement with pulsed solid-state coherent laser radar // *J. Mod. Opt.* 1994. V. 41. N 11. P. 2175–2196.
26. *Constant G., Foord R., Forrester P.A., Vaughan J.M.* Coherent laser radar and the problem of aircraft wake vortices // *J. Mod. Opt.* 1994. V. 41. N 11. P. 2153–2173.
27. *Brockman P.B., Barker C., Koch G.J., Nguyen D.P.C., Britt C.L.* Coherent pulsed lidar sensing of wake vortex position and strength, winds and turbulence in the terminal area // *Proc. 10<sup>th</sup> Coherent Laser Radar Technology and Applications Conf.* Mount Hood, OR. 1999. P. 12–15.
28. *Köpp F.* Wake-vortex characteristics of military-type aircraft measured at airport Oberpfaffenhofen using the DLR laser Doppler anemometer // *Aerospace Sci. and Technol.* 1999. V. 3. N 4. P. 191–199.
29. *Harris M., Young R.I., Köpp F., Dolfi A., Cariou J.-P.* Wake vortex detection and monitoring // *Aerospace Sci. and Technol.* 2002. V. 6. N 5. P. 325–331.
30. *Köpp F., Smalikho I.N., Rahm S., Dolfi A., Cariou J.-P., Harris M., Young R.I., Weekes K., Gordon N.* Characterization of aircraft wake vortices by multiple-lidar triangulation // *AIAA J.* 2003. V. 41. N 6. P. 1081–1088.
31. *Köpp F., Rahm S., Smalikho I.N.* Characterization of aircraft wake vortices by 2- $\mu\text{m}$  pulsed Doppler lidar // *J. Atmos. and Ocean. Technol.* 2004. V. 21. N 2. P. 194–206.
32. *Köpp F., Rahm S., Smalikho I.N., Dolfi A., Cariou J.-P., Harris M., Young R.I.* Comparison of wake-vortex parameters measured by pulsed and continuous-wave lidars // *J. of Aircraft.* 2005. V. 42. N 7. P. 916–923.
33. *Rahm S., Smalikho I.N., Köpp F.* Characterization of aircraft wake vortices by airborne coherent Doppler lidar // *J. of Aircraft.* 2007. V. 44. N 3. P. 799–805.
34. *Rahm S., Smalikho I.N.* Aircraft wake vortex measurement with airborne coherent Doppler lidar // *J. of Aircraft.* 2008. V. 45. N 4. P. 1148–1155.
35. *Henderson S.W., Suni P.J.M., Hale C.P., Hannon S.M., Magee J.R., Bruns D.L., Yuen E.H.* Coherent laser radar at 2  $\mu\text{m}$  using solid-state lasers // *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sens.* 1993. V. 31. N 1. P. 4–15.
36. *Смалихо И.Н., Рам Ш.* Измерения когерентными доплеровскими лидарами параметров самолетных вихрей // *Оптика атмосф. и океана.* 2008. Т. 21. № 11. С. 977–992.
37. *Holzäpfel F., Gerz T., Köpp F., Stumpf E., Harris M., Young R.I., Dolfi A.* Strategies for Circulation Evaluation of Aircraft Wake Vortices Measured by Lidar // *J. Atmos. and Ocean. Technol.* 2003. V. 20. N 8. P. 1183–1195.
38. *Frehlich R.* Estimation of velocity error for Doppler lidar measurements // *J. Atmos. and Ocean. Technol.* 2001. V. 18. N 10. P. 1628–1639.
39. *Holzäpfel F., Gerz T., Baumann R.* The turbulent decay of trailing vortex pairs in stably stratified environments // *Aerospace Sci. and Technol.* 2001. V. 5. N 2. P. 95–108.

*I.N. Smalikho, S. Rahm.* Lidar investigation of the effect of wind and atmospheric turbulence on aircraft wake vortices.

Effect of the wind and atmospheric turbulence is investigated experimentally. A 2- $\mu\text{m}$  coherent Doppler lidar is used for measurements of the parameters of aircraft wake vortices, wind, and atmospheric turbulence. Results of the lidar measurements of wake vortex parameters under various wind velocities and turbulence levels are represented. An empirical dependence of wake vortex life time versus the turbulence energy dissipation rate has been obtained from data of the field experiment for the first time.