

## Измерения когерентными доплеровскими лидарами параметров самолетных вихрей

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–Весслинг, Германия

Поступила в редакцию 11.04.2008 г.

Дан обзор методов и результатов измерения параметров самолетных вихрей когерентными доплеровскими лидарами. Результаты получены из данных, измеренных импульсным 2-микронным лидаром и непрерывными СО<sub>2</sub>-лидарами за период времени с 2001 по 2007 г.

*Ключевые слова:* когерентный доплеровский лидар, самолетные вихри, координаты ядра вихря, циркуляция вихря, ветер, турбулентность.

### Введение

Вихри, генерируемые летящим самолетом, могут представлять собой опасность для пролетающего за ним поблизости другого самолета. В частности, данная проблема накладывает определенные ограничения на пропускную способность аэропортов с интенсивным графиком использования взлетно-посадочной полосы. Для безопасности воздушного транспорта необходимо знать минимальное расстояние между следующими друг за другом самолетами, особенно в случае генерации вихрей большим самолетом. Такое расстояние будет зависеть от мощности самолетного вихря (типа самолета), а время жизни вихря в существенной степени определяется динамическим состоянием атмосферы (турбулентность, вертикальный градиент ветра). В связи с этим исследования эволюции вихрей, образующихся в следе летящего самолета, для различных состояний атмосферы и типов самолетов являются весьма актуальными.

Когерентные доплеровские лидары могут использоваться как для измерения ветра и атмосферной динамической турбулентности [1–13], так и для исследования самолетных вихрей [14–27]. Существуют два типа когерентных доплеровских лидаров – непрерывные и импульсные. Использование таких лидаров возможно как в наземной (контейнер с лидаром находится на поверхности Земли), так и в самолетной (лидар установлен на борту самолета) конфигурации.

С 2001 по 2007 г. лидарная группа из Института физики атмосферы Германского аэрокосмического центра (DLR, Oberpfaffenhofen) проводила измерения самолетных вихрей двумя принадлежащими

DLR доплеровскими лидарами – непрерывным СО<sub>2</sub>-лидаром (2001, 2003 гг.) и импульсным 2-микронным лидаром (2002–2007 гг.). В этих экспериментах также принимали участие две группы специалистов из Франции (ONERA, 2001–2003) и Великобритании (QinetiQ, 2001, 2002) со своими непрерывными доплеровскими СО<sub>2</sub>-лидарами. До 2005 г. проводились только наземные измерения. Из данных (85% получено 2-микронным лидаром), измеренных за этот период, восстановлено около 1500 профилей характеристик пары вихрей (координаты центра вихря и его интенсивность, т.е. циркуляция скорости воздуха по замкнутому контуру вокруг оси вихря, в зависимости от времени), генерируемых самолетами различных типов. При этом использовались данные как наземных, так и самолетных лидарных измерений. Результаты измерений и описание методов, используемых для обработки этих экспериментальных данных, опубликованы в работах [23–27].

Первые эксперименты были проведены упомянутыми выше тремя группами весной 2001 г. вблизи г. Оберпфaffenхофен. Для измерения параметров вихрей, генерируемых небольшим самолетом (ATTAS [23]), были задействованы три непрерывных доплеровских СО<sub>2</sub>-лидара. Необходимость использования, как минимум, двух непрерывных лидаров, отстоящих друг от друга на определенном расстоянии, обусловлена невозможностью определения с приемлемой точностью расстояния до оси самолетного вихря из данных одного такого лидара [23]. Этой проблемы нет в случае использования одного импульсного доплеровского лидара. Кроме того, импульсный лидар при оптимальном выборе сканирования зондирующим пучком позволяет, в отличие от двух сканирующих непрерывных лидаров, более продолжительные наблюдения за эволюцией вихрей, особенно от больших самолетов, создающих долгоживущие вихри.

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

В следующих экспериментах, проводимых во Франции на летном поле аэропорта г. Тарб (Tarbes) летом 2002 г., кроме двух непрерывных лидаров ONERA и QinetiQ, группой из DLR был использован импульсный 2-микронный доплеровский лидар. Объектом исследования были вихри, образующиеся в следе летящего большого транспортного самолета (БТС). Независимые одновременные измерения, с одной стороны, импульсным лидаром, с другой — двумя непрерывными лидарами позволили установить точность оценивания параметров самолетных вихрей [25]. Через год на том же месте были проведены аналогичные измерения, но вместо лидара QinetiQ использовался непрерывный CO<sub>2</sub>-лидар DLR и для улучшения отношения сигнал-шум на крыльях задействованного в эксперименте самолета были установлены генераторы дыма.

С 2004 по 2007 г. измерения самолетных вихрей проводились Лидарной группой из DLR только с использованием одного импульсного 2-микронного доплеровского лидара. С целью исследования влияния поверхности Земли на поведение самолетных вихрей в 2004 г. (сентябрь—декабрь) были проведены лидарные измерения вихрей, генерируемых самолетами, приземляющимися на две взлетно-посадочные полосы аэропорта г. Франкфурт-на-Майне. Наземное лидарное зондирование самолетных вихрей для случая БТС различных типов и в различных конфигурациях осуществлялось во Франции (Тулуза, май—июнь 2005 г.; Истре (Istres), июль—декабрь 2005 г.; Тарб, апрель 2007 г.) и в Германии (Оберпфaffenхофен, март, июль—август 2006 г.).

Лидарные измерения самолетных вихрей в свободной атмосфере возможны лишь с борта другого самолета. Интегрировав импульсный 2-микронный доплеровский лидар в принадлежащий DLR исследовательский самолет Фалкон (Falcon-20), в апреле 2005 г. мы провели первые измерения вихрей, генерируемых самолетом АТТАС. В 2006 г. (март, июнь, ноябрь) были выполнены подобные эксперименты для случая генерации вихрей БТС различных типов. В связи с тем что уровень концентрации фонового аэрозоля на больших высотах в свободной атмосфере недостаточно высок для таких лидарных исследований, на крыльях самолета, вихри от которого измеряются, устанавливались генераторы дыма. В экспериментах, проведенных в марте и июне 2006 г., генераторы дыма не использовались, так как погодные условия способствовали конденсации влаги при выбросе в атмосферу отработанных газов из сопла двигателей самолета.

В течение всего периода 2001—2007 гг. наряду с модернизацией технических средств, используемых в наших экспериментах, и приобретением опыта в лидарных измерениях самолетных вихрей разработанные нами алгоритмы для обработки экспериментальных данных неоднократно совершенствовались. Это позволяло получать оценки параметров вихрей с более высокой точностью и для более широкого круга ситуаций, реализуемых в атмосфере.

В настоящей статье дано описание используемых нами методов измерения параметров самолетных вихрей когерентными доплеровскими лидарами

и способов обработки экспериментальных данных. Приводятся наиболее характерные результаты измерений.

## 1. Самолетные вихри

Образование аэродинамической подъемной силы во время движения самолета всегда сопровождается возникновением и сходом в поток свободных вихрей. Они превращаются в устойчивые вихревые жгуты (рис. 1), которые могут тянуться за самолетом на многие километры.

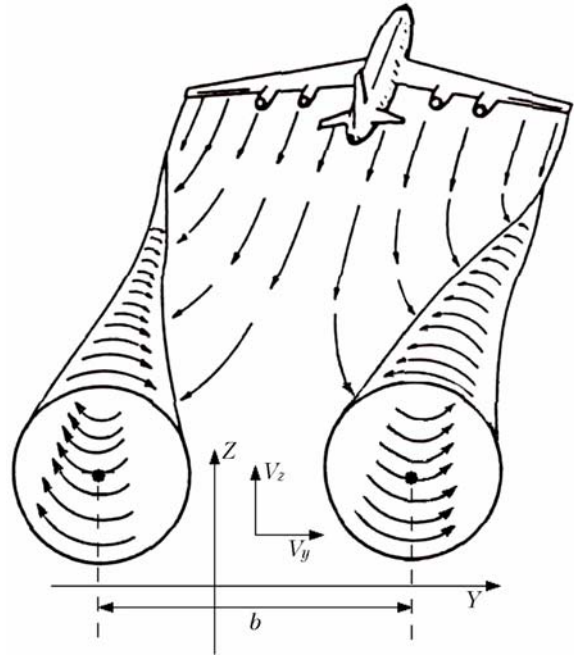


Рис. 1. Формирование вихрей в следе летящего самолета

Для пары сформировавшихся вихрей вектор скорости можно представить в комплексном виде как суперпозицию полей двух изолированных вихрей [28—30]:

$$V^{(2)}(r) = V_1^{(1)}(r - r_1) + V_2^{(1)}(r - r_2), \quad (1)$$

где

$$V_i^{(1)}(r) = (-1)^i \frac{\Gamma_i \mu(|r|/r_C)}{2\pi r}$$

— вектор скорости  $i$ -го изолированного вихря в системе координат с центром в точке  $r_i$  ( $r_i$  — координаты оси  $i$ -го вихря,  $i = 1, 2$ );  $r = y + jz$  — радиус-вектор;  $j = \sqrt{-1}$ ;  $z$  — вертикальная координата;  $y$  — горизонтальная координата в плоскости, перпендикулярной направлению полета (рис. 1);  $V = V_z + jV_y$ ,  $V_z$  и  $V_y$  — вертикальная и горизонтальная компоненты вектора скорости;  $\Gamma_i$  — циркуляция  $i$ -го вихря;  $r_C$  — радиус ядра вихря. Для модели Лемба—Осина [28, 29]:

$$\mu(x) = 1 - \exp(-1,256x^2).$$

Вследствие того что самолетные вихри находятся в поле друг друга, их ядра со временем будут двигаться вниз (в отсутствие сильного ветрового потока вверх). Как следует из формулы (1), скорость снижения вихрей  $w$  в невозмущенной атмосфере при  $\Gamma_1 = \Gamma_2 = \Gamma$  определяется выражением  $w = \Gamma / (2\pi b)$ , где  $b = |r_1 - r_2|$  — расстояние между центрами вихрей. Согласно теории (эллиптическая модель) [29] начальное расстояние между центрами вихрей  $b_0 = (\pi/4)V_a$ , где  $V_a$  — размах крыльев самолета. Соответственно для начальной скорости снижения вихрей мы имеем

$$w_0 = \Gamma_0 / (2\pi b_0),$$

где  $\Gamma_0$  — начальная циркуляция вихря, которую можно рассчитать по формуле [29]:

$$\Gamma_0 = M_a g / (\rho b_0 V_a); \quad (2)$$

$g$  — ускорение свободного падения;  $\rho$  — плотность воздуха на высоте полета;  $M_a$  — масса и  $V_a$  — скорость самолета. Зная  $b_0$  и  $\Gamma_0$ , можно рассчитать время, за которое вихри сместятся вниз на расстояние, равное расстоянию между центрами вихрей ( $t_0 = b_0 / w_0$ ), используя выражение

$$t_0 = 2\pi b_0^2 / \Gamma_0. \quad (3)$$

Рассчитанные величины  $b_0$ ,  $\Gamma_0$  и  $t_0$  часто используются для нормировки результатов измерений самолетных вихрей.

Существенное влияние на поведение самолетных вихрей оказывают динамические процессы в атмосфере. Самолетные вихри переносятся ветром. Турбулентные мелкомасштабные (размерами  $\leq b_0$ ) неоднородности ветра и вертикальные сдвиги ветра могут быть основной причиной разрушения этих вихрей и их быстрого затухания. На самолет, летающий на высотах в несколько  $b_0$ , заметное влияние оказывает поверхность земли. В работах [31, 33] предложена теоретическая модель двухфазного затухания самолетных вихрей со временем: вначале медленное уменьшение циркуляции вихрей и затем их быстрое затухание. Момент перехода из одной фазы затухания в другую зависит от интенсивности турбулентности (скорости диссипации кинетической энергии турбулентности).

С созданием когерентных доплеровских лидаров появилась возможность наиболее полного экспериментального исследования самолетных вихрей.

## 2. Когерентные доплеровские лидары

Принцип работы когерентных доплеровских лидаров (КДЛ) основан на послылке лазерного излучения в атмосферу и когерентном детектировании света, рассеянного на аэрозольных частицах. Информация о скорости частиц, движущихся с потоком воздуха, извлекается из измеренного сдвига

частоты оптической волны, рассеянной назад. Основными элементами КДЛ являются: лазеры, генерирующие зондирующий и опорный пучок, телескоп и детекторы. Для изменения угла направления зондирующего пучка используется сканирующее устройство. Ниже дается краткое описание лидаров, которые были использованы нами для зондирования самолетных вихрей.

### 2.1. Непрерывные лидары

Непрерывные когерентные доплеровские CO<sub>2</sub>-лидары, принадлежащие ONERA и QinetiQ, имеют схожие параметры. В отличие от этих двух лидаров (гетеродинные системы) непрерывный CO<sub>2</sub>-КДЛ, используемый группой из DLR, представляет собой гомодинную систему. Подробное описание данных лидаров изложено в работах [16, 21]. Лидары являются моностатическими с 30-см диаметром апертуры приемопередающего телескопа. Фокусировка зондирующего пучка позволяет формировать зондируемый объем с продольным размером  $\delta R \sim R^2$  [34], где фокусное расстояние  $R$  определяет дальность измерений. При  $R = 100$  м продольный размер зондируемого объема  $\delta R \approx 10$  м, а при  $R = 300$  м  $\delta R \approx 88$  м и является почти таким же, как в случае импульсного КДЛ [25]. Во время работы лидара с помощью спектрального анализатора каждые 50 мкс регистрируются спектры сигнала и затем они усредняются. Частотное разрешение в получаемых спектрах соответствует разрешению по скорости 0,1 м/с.

### 2.2. Импульсный лидар

Импульсный 2-микронный КДЛ создан на основе приемопередающего устройства MAG-1 из CLR Photonics [35]. Он включает в себя два Tm:LuAG-лазера с накачкой светодиодами и с длиной волны 2,022 мкм. Задающий лазер генерирует пучок непрерывного излучения. Этот пучок разделяется на два. Один из них инжектируется в лазер импульсного излучения, другой, после прохождения через акустооптический модулятор (смещение частоты  $\delta f \sim 100$  МГц), используется как опорный пучок. Энергия генерируемого импульса равна 2 мДж, а длительность — 400 нс. Импульс имеет форму (мощность излучения от времени), близкую к гауссовской. Пучок импульсного излучения разделяется на зондирующий и контрольный пучки. Зондирующие импульсы (частота повторения составляет 500 Гц) посылаются через приемопередающий телескоп (диаметр апертуры 108 мм) в атмосферу. Рассеянное в атмосфере излучение собирается телескопом и после смешивания с опорным пучком подается на чувствительную площадку фотодетектора. Для контроля промежуточной частоты  $\delta f$  контрольный импульсный пучок также смешивается с опорным пучком и детектируется с помощью другого фотодетектора. Детектируемые сигналы (обратного рассеяния и контрольный) оцифровываются с частотой 500 МГц.

### 3. Стратегия измерений

Для определения параметров самолетного вихря необходимо знать пространственное распределение его тангенциальной скорости. КДЛ, находящийся на определенном удалении от самолетного шлейфа, позволяет получить такое распределение путем сканирования зондирующим пучком в плоскости, поперечной к направлению следования самолета. Приемлемое пространственно-временное разрешение измеряемой лидаром величины может быть реализовано при оптимальном выборе геометрии измерения и угловой скорости сканирования.

#### 3.1. Наземные измерения

На рис. 2 показана геометрия лидарных измерений самолетных вихрей на летном поле в г. Тарб (июнь 2002 г.).

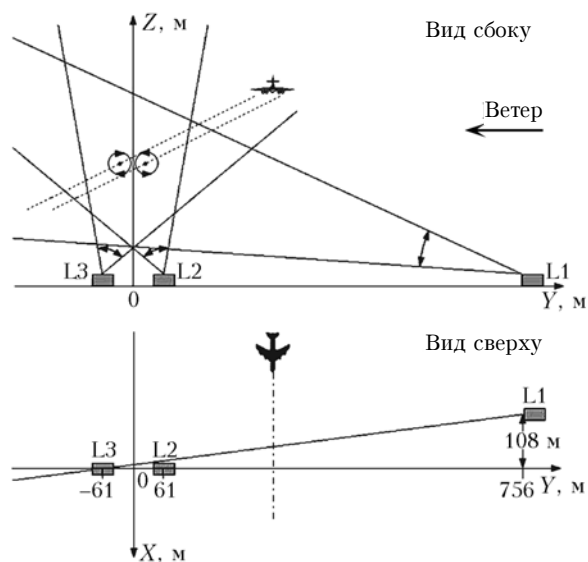


Рис. 2. Геометрия лидарных измерений на летном поле аэропорта г. Тарб: L1 – импульсный КДЛ; L2 и L3 – непрерывные КДЛ. Штриховыми кривыми показаны траектории ядер самолетных вихрей, переносимых ветром

Расстояние между непрерывными КДЛ, принадлежащими ONERA (L3) и QinetiQ (L2), составляло 122 м. Импульсный КДЛ (L1) отстоял от лидара L3 на расстоянии 824 м под небольшим углом к оси Y (рис. 2, вид сверху). Во время эксперимента по измерению вихрей, генерируемых БТС, зондирующие пучки сканировались в пределах, указанных на рис. 2 (вид сбоку), со скоростями 2 (L1), 10 (L2) и 12 град/с (L3). Самолет кружил в районе измерений, пролетая вдоль линии, параллельной оси X, с периодом пересечения плоскости  $\{Z, Y\} \sim 8$  мин. Высота полета варьировалась в пределах 180–430 м. Аналогичные геометрии измерений непрерывными КДЛ были в экспериментах, проведенных в Оберпфaffenхофене (2001 г.) и Тарбе (2003 г.). Из данных, измеренных с помощью непрерывных лидаров L2 и L3, можно получить лишь оценки параметров самолетных вихрей, оказавшихся

в пределах области пересечения секторов сканирования (см. рис. 2). При сильном боковом ветре такие измерения не могут быть продолжительными. Использование импульсного лидара (L1), как правило, позволяет проследить эволюцию самолетных вихрей вплоть до их полного затухания. С 2004 г. в наших экспериментах применялся только импульсный КДЛ с геометрией измерения, аналогичной той, что показана на рис. 2 для этого лидара.

#### 3.2. Самолетные измерения

Наземные измерения самолетных вихрей доплеровским лидаром возможны лишь для вихрей, генерируемых в пограничном слое атмосферы. Если самолет летит в свободной атмосфере, то образующиеся при этом вихри могут быть измерены практически только с помощью КДЛ, установленного на борту другого самолета. Такие измерения были проведены Лидарной группой DLR в 2005 г. в Баварии и в 2006 г. на юге Франции. Двухмикронный импульсный КДЛ был установлен на самолете Фалкон (Falcon-20). Другими, задействованными в экспериментах, самолетами (вихри которых измерялись) были АТТАС в 2005 г. и БТС в 2006 г.

На рис. 3 показана принципиальная схема измерений вихрей самолетным лидаром, которая использовалась в этих экспериментах. Во время лидарных измерений Фалкон (A1) летал по замкнутой траектории на фиксированной высоте. Высота полета в разных экспериментах составляла от 3 до 12 км.

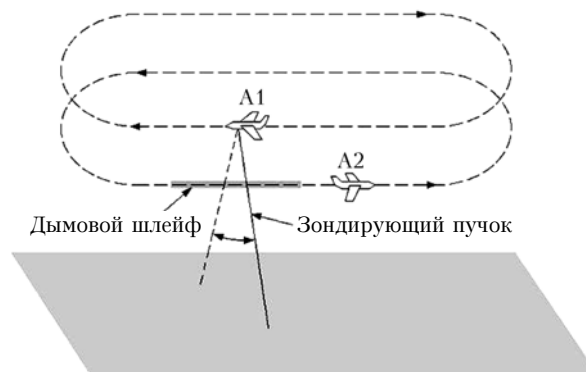


Рис. 3. Принципиальная схема измерения вихрей, генерируемых самолетом А2 (АТТАС или БТС), когерентным доплеровским лидаром с борта самолета А1 (Фалкон)

Другой самолет (АТТАС, БТС), обозначенный на рис. 3 как А2, летал в противоположном Фалкону направлении на более низкой высоте. Разница высот полета А1 и А2 составляла, как правило, 900 м. Зондирующий пучок сканировался со скоростью 10 град/с. Максимальный и минимальный углы сканирования (относительно вертикальной оси) были соответственно  $+15^\circ$  и  $-15^\circ$ . На крыльях самолета А2 были установлены генераторы дыма. За счет этого мощность рассеянного лидарного сигнала была вполне достаточной для измерения самолетных вихрей разного возраста. К тому же пилот

Фалкона мог видеть дымовой шлейф и корректировать траекторию полета, чтобы шлейф всегда был в пределах сектора сканирования зондирующим пучком. Более подробное описание этих экспериментов дано в [26, 27]. При измерениях в марте и июне 2006 г. (высота полета А1 ~ 11–12 км) генераторы дыма не использовались, так как самолетный след был видим за счет конденсации влаги.

#### 4. Обработка экспериментальных данных

После завершения эксперимента исходные данные лидарных измерений обрабатывались с целью получения оценок параметров самолетных вихрей. Такие оценки возможны из данных двух непрерывных или одного импульсного КДЛ.

##### 4.1. Оценивание параметров вихрей из данных, измеренных непрерывными лидарами

На рис. 4, а показан пример доплеровских спектров, измеренных лидарной группой из DLR с использованием непрерывного КДЛ.

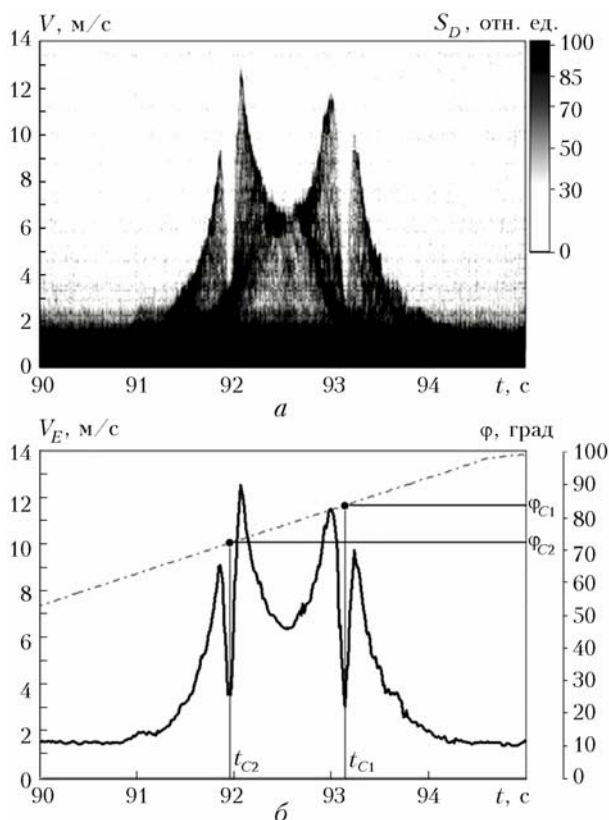


Рис. 4. Доплеровские спектры (а) и огибающая скорости (б), измеренные сканирующим непрерывным лидаром из DLR в окрестности пары самолетных вихрей

Значения спектров  $S_D$  в относительных единицах в каждой точке  $(V, t)$  показаны с помощью черно-белой цветовой шкалы, где  $t$  – время (ось

абсцисс), прошедшее после появления самолетных вихрей (после пересечения самолетом плоскости сканирования зондирующим пучком). С учетом соотношения Доплера

$$V = f\lambda/2,$$

где  $f$  – частота и  $\lambda$  – длина оптической волны, спектры представлены как функция от скорости  $V$  (ось ординат). В этом примере показаны 375 спектров  $S_D(V)$ , измеряемых каждые 13,3 мс во время сканирования зондирующим пучком. График для угла сканирования  $\phi$  за рассматриваемый промежуток времени показан на рис. 4, б штрихпунктирной кривой.

Доплеровский спектр  $S_D(V)$  представляет собой взвешенное распределение скоростей (проекции скоростей на ось пучка) рассеивающих частиц в зондируемом объеме. Если фокусное расстояние  $R$  близко (как в нашем примере) к расстоянию от лидара до ядра самолетного вихря, то поперечный профиль последнего хорошо виден в измеренных спектрах (см. рис. 4, а). Из спектров можно получить огибающую скорости  $V_E[\phi(t)]$ , соответствующую распределению тангенциальной скорости вокруг ядра вихря, путем задания определенного порогового значения спектра  $Thr$  и нахождения  $V_E$  по пересечению спектральной кривой  $S_D(V)$  с  $Thr$  (т.е.  $S_D(V_E) = Thr$ ). На рис. 4, б огибающая скорости  $V_E[\phi(t)]$  показана жирной кривой. Из  $V_E[\phi(t)]$  можно определить углы пересечения зондирующим пучком оси правого ( $\phi_{C1}$ ) и левого ( $\phi_{C2}$ ) вихрей. Если расстояние  $R_{Ci}$  между лидаром и ядром  $i$ -го вихря (пусть  $i = 1$  для правого и  $i = 2$  для левого вихря) известно, то оценка циркуляции вихря  $\hat{\Gamma}_i$  может быть получена методом интегрирования [36]:

$$\hat{\Gamma}_i = \frac{1}{N} \sum_n^N 2\pi |V_E(\phi_n)| r_i(\phi_n), \quad (4)$$

где

$$r_i(\phi_n) = R_{Ci} |\sin(\phi_n - \phi_{Ci})|$$

– расстояние, соответствующее радиусу окружности с центром, совпадающим с осью  $i$ -го вихря. Суммирование в (4) осуществляется по значениям индекса  $n$ , удовлетворяющим условию

$$r_{\min} \leq r_i(\phi_n) \leq r_{\max}.$$

Интервалы интегрирования  $[r_{\min}, r_{\max}]$  мы задавали следующими:  $r_{\min} = 3$  м,  $r_{\max} = 8$  м в случае небольших самолетов (например, АТТАС) и  $r_{\min} = 5$  м,  $r_{\max} = 15$  м в случае БТС.

При измерении одним непрерывным КДЛ расстояние  $R_{Ci}$  неизвестно, а замена в (4)  $R_{Ci}$  на фокусное расстояние  $R$  может привести к большой погрешности. Поэтому для измерений параметров самолетных вихрей необходим еще один лидар. В силу того что непрерывные лидары ONERA и QinetiQ являются гетеродинными системами (промежуточная частота  $\delta f \neq 0$ ), из измеренных этими лидарами спектров можно определить скорость и направление (вдоль оси зондирующего пучка)

движения рассеивающих частиц. Примеры таких спектров приведены, в частности, в [21, 23, 36].

В отличие от непрерывного лидара DLR (где  $\delta f = 0$ ) здесь необходимо получить из измеренных спектров две огибающие скорости – положительную и отрицательную. Затем, после определения углов  $\varphi_{C1}$ ,  $\varphi_{C2}$  и соответствующей комбинации положительной и отрицательной огибающей скорости, мы получаем  $V_E[\varphi(t)] \equiv V_E(\varphi_n)$ , которая используется в (4) для расчета циркуляции вихря. Координаты ядра самолетного вихря оцениваются из данных двух лидаров L2 и L3 (см. рис. 2) путем триангуляции.

Из полученных углов пересечения оси вихря зондирующим пучком  $\varphi_{Ci}^{L2}(t_{Ci})$  (данные L2) и  $\varphi_{Ci}^{L3}(t_{Ci}')$  (данные L3), где, как правило, моменты времени  $t_{Ci} \neq t_{Ci}'$ , с помощью сглаживающего фильтра Кальмана [23, 37] оцениваются координаты центра вихря  $\{z_{Ci}(t), y_{Ci}(t)\}$  и соответственно расстояние от L2 (L3) до оси  $i$ -го вихря. Затем по формуле (4) рассчитывается циркуляция.

#### 4.2. Оценивание параметров вихрей из данных, измеренных импульсным лидаром

Обработка данных, измеренных 2-микронным импульсным КДЛ, с целью получения информации о самолетных вихрях включает в себя три основные ступени: оценивание доплеровских спектров, координат ядра вихря и циркуляции вихря.

##### Доплеровские спектры

На рис. 5 показан пример исходных лидарных данных, измеренных при  $i$ -й посылке зондирующего импульса в атмосферу ( $i = 1, 2, 3, \dots$ ). Они включают в себя контрольный сигнал и сигнал обратного рассеивания. Из контрольного сигнала определяют промежуточную частоту  $\delta f^{(i)}$  (которая соответствует нулевой скорости), время посылки импульса в атмосферу  $t_0^{(i)} = m_0^{(i)} T_s$ , где  $T_s = 2$  нс –

время регистрации одного отсчета, и длительность импульса  $\sigma_p$ . Сигнал обратного рассеивания  $J_B(mT_s, \varphi_i)$ , измеренный при угле сканирования  $\varphi_i$ , может быть рассмотрен как функция от времени  $t_R = mT_s - t_0^{(i)}$  после эмиссии импульса в атмосферу или от расстояния  $R = ct_R/2$  ( $c$  – скорость света) от лидара до центра зондируемого объема.

Чтобы получить доплеровские спектры при различной дальности зондирования  $R_l$ , мы выбираем  $M$  отсчетов сигнала  $J_B(mT_s, \varphi_i)$  вокруг соответствующего номера отсчета  $m$  и умножаем этот массив на функцию гауссова окна:

$$W(m'T_s) = \left( \frac{T_s}{\sqrt{\pi}\sigma_W} \right)^{1/2} \exp \left[ -\frac{(m' - M/2)^2 T_s^2}{2\sigma_W^2} \right],$$

т.е. мы имеем

$$J_W(m'T_s, R_l, \varphi_i) = J_B \left( \left[ (R_l / (cT_s / 2)) + m_0^{(i)} - M/2 + m' \right] T_s, \varphi_i \right) W(m'T_s), \quad (5)$$

где  $R_l = R_0 + \Delta R l$ ;  $l = 0, 1, 2, \dots, L$ ;  $M = 2048$ . Для оценки параметров самолетных вихрей из лидарных данных оптимальным является шаг  $\Delta R = 12$  м. В большинстве случаев мы задавали минимальное расстояние  $R_0$  равным 500 м, а число  $L$  не превышало 100. Ширина гауссова окна  $\sigma_W$  задавалась равной длительности импульса  $\sigma_p$ . При этом продольное пространственное разрешение (продольный размер зондируемого объема) составляло  $\sim 94$  м. С помощью БПФ получаем оценки спектров мощности сигнала обратного рассеивания (доплеровских спектров):

$$\hat{S}_D(\Delta f k, R_l, \varphi_i) = \left| \sum_{m'=0}^{M-1} J_W(m'T_s, R_l, \varphi_i) \exp(-2\pi j k m' / M) \right|^2, \quad (6)$$

где  $k = 0, 1, 2, \dots, M-1$ ;  $\Delta f = (MT_s)^{-1} = 0,244$  МГц.

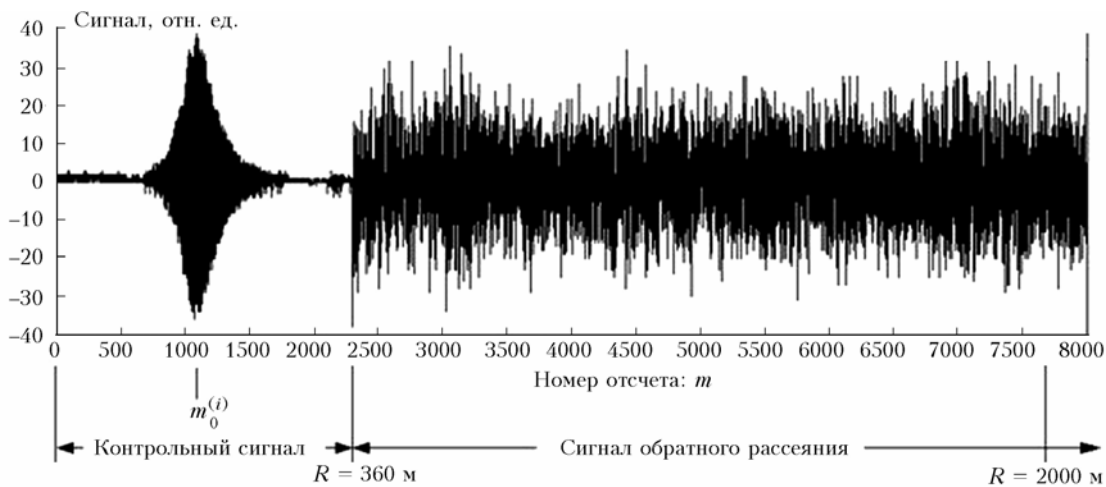


Рис. 5. Типичный пример исходных данных 2-микронного КДЛ, измеренных при одной посылке зондирующего импульса в атмосферу

Уменьшения уровня флуктуаций спектральных оценок можно добиться путем их усреднения, т.е. применяя формулу

$$S_D(f_k, R_l, \varphi_n) = N_a^{-1} \sum_i^{N_a} \hat{S}_D(\Delta f_k - \delta f^{(i)}, R_l, \varphi_i). \quad (7)$$

В (7) также учитывается промежуточная частота  $\delta f^{(i)}$ ,  $i = (n-1)N_a + i'$ ;  $n = 1, 2, 3, \dots$ . Для усреднения мы задавали  $N_a = 25$  при наземных измерениях и  $N_a = 5$  при самолетных. Учитывая, что частота повторения импульсов равнялась 500 Гц, а скорость сканирования зондирующим пучком была 2 град/с (наземные измерения) и 10 град/с (самолетные измерения), угловое разрешение составляло примерно 0,1 град и, следовательно, поперечное пространственное разрешение — примерно 1,7 м при дальности зондирования  $R = 1$  км. Такое разрешение является вполне приемлемым для оценивания параметров самолетных вихрей. После нормировки доплеровских спектров на среднюю шумовую составляющую спектра мы получаем 3-мерный массив нормированных спектров  $S_D(f_k, R_l, \varphi_n)$ , где можно частоту  $f_k$  заменить на скорость  $V_k = f_k \lambda / 2$  и сузить диапазон частот (скоростей) до  $[-25 \text{ м/с}, 25 \text{ м/с}]$ .

На рис. 6 приведен пример измеренных импульсным КДЛ доплеровских спектров (наземные измерения, Франкфурт-2004).

На рис. 6, б указаны координаты ядер правого и левого вихрей. Спектр, измеренный между этими ядрами (точка пересечения горизонтальной и вертикальной линий), приведен на рис. 6, а. Спектры, полученные при различной дальности  $R$  и фиксированном угле  $\varphi$ , а также при различном  $\varphi$  и постоянной  $R$ , показаны на рис. 6, в и г соответственно.

### Координаты ядра вихря

Задав определенный порог  $Thr$ , из доплеровского спектра можно получить значения для положительной  $V_{E+}$  и отрицательной  $V_{E-}$  огибающих скоростей (см. рис. 6, а). Значение порога  $Thr$  определяется уровнем флуктуаций шумовой составляющей спектра. Этот уровень зависит от числа усреднений  $N_a$ . Вероятность превышения пиковых значений шума над  $Thr$  должна быть очень мала. С другой стороны, порог  $Thr$  не должен сильно превышать средний шумовой уровень. Оптимальными являются:  $Thr = 2,5$  и  $3,5$  при  $N_a = 25$  и  $5$  соответственно.

Для определения координат ядра самолетного вихря достаточно воспользоваться значением порога

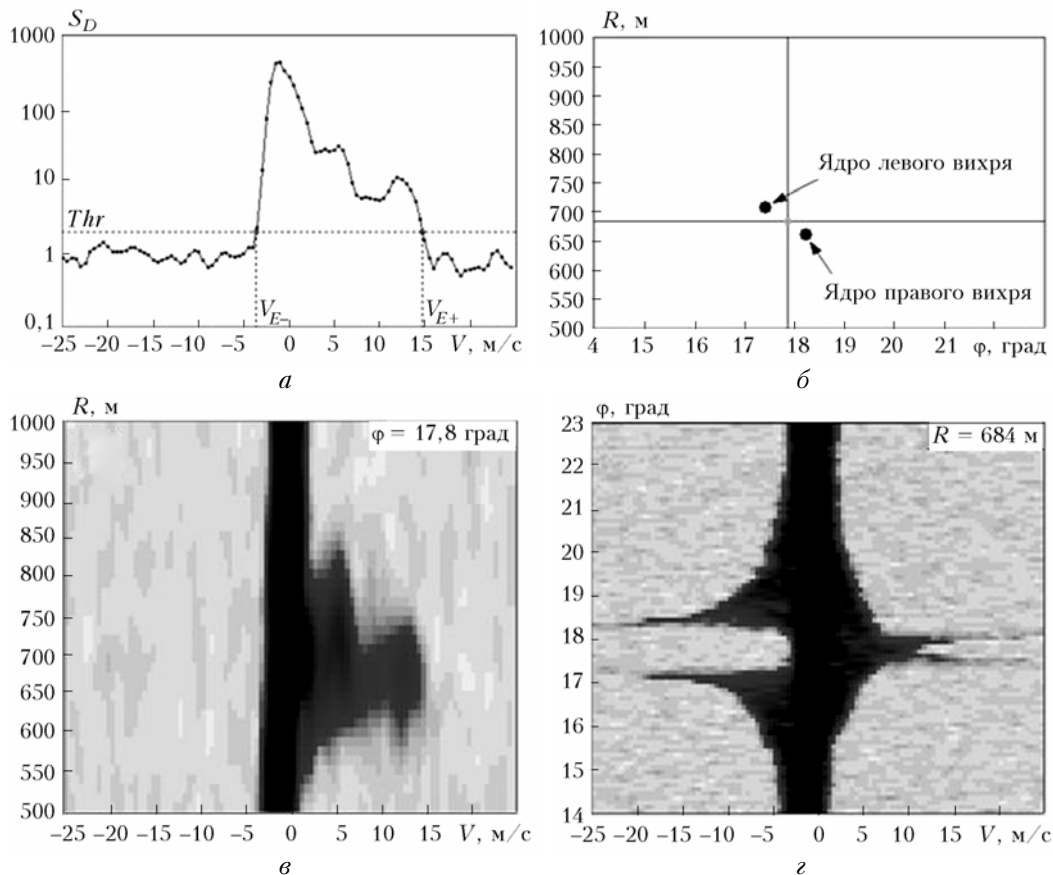


Рис. 6. Пример измерения 2-микронным импульсным лидаром доплеровских спектров: а – одиночный спектр в точке пересечения вертикальной и горизонтальной линий рисунка (б); в – спектры, измеренные на различных расстояниях  $R$  от лидара и фиксированном угле сканирования  $\varphi$ ; г – спектры, измеренные при различных  $\varphi$  и фиксированном  $R$

$Thr$ , одинаковым для любых  $R_l$  и  $\varphi_n$ . Пример огибающих скорости  $V_{E+}(R_l, \varphi_n)$  и  $V_{E-}(R_l, \varphi_n)$  (измерения в Тарбе, 2003) приведен на рис. 7, где видна область с парой вихрей.

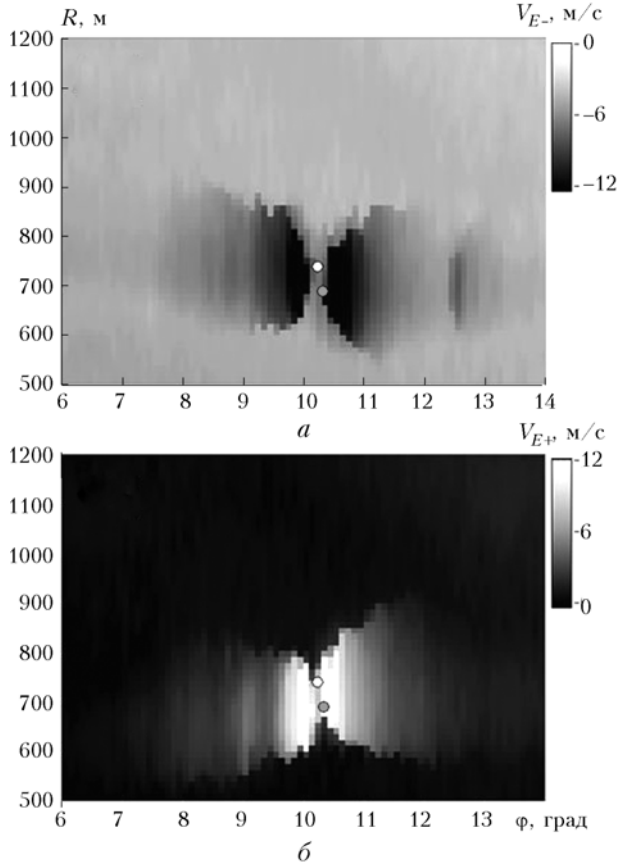


Рис. 7. Отрицательная (а) и положительная (б) огибающие скорости

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 положительной огибающей и минимума отрицательной огибающей скорости. Местонахождение ядра левого вихря обозначено светлым кружком и правого вихря серым.

### Циркуляция вихря

Координаты ядер вихрей  $\{R_{C1}, \varphi_{C1}\}$ ,  $\{R_{C2}, \varphi_{C2}\}$  и спектры

$$S_D(f_k - 2V_B/\lambda, R_{C1}, \varphi_n), \quad S_D(f_k - 2V_B/\lambda, R_{C2}, \varphi_n),$$

где  $V_B$  – радиальная скорость фонового ветра, которая определяется из измеренных лидарных данных [24], могут быть использованы для оценивания циркуляции вихрей. На рис. 8, а и б приведен пример таких спектров (наземные измерения, Франкфурт-2004). Если воспользоваться порогом  $Thr = 2,5$ , одинаковым для любых углов  $\varphi_n$ , то из доплеровских спектров (рис. 8, а, б) получим поло-

жительные  $V_{E+}(R_{Ci}, \varphi_n)$  и отрицательные  $V_{E-}(R_{Ci}, \varphi_n)$  ( $i = 1, 2$ ) огибающие скорости, показанные на рис. 8, в, г штриховыми кривыми. Получаемые при использовании этих огибающих скорости оценки циркуляции вихрей методом интегрирования [формула (4)] в областях, помеченных на рис. 8, в, г серым цветом ( $r_{\min} = 5$  м,  $r_{\max} = 15$  м), имеют большую погрешность. Как показали численные эксперименты с использованием известных алгоритмов моделирования доплеровских лидарных сигналов [8, 38–41], приемлемая оценка циркуляции вихря в таких измерениях возможна лишь путем задания соответствующего порога  $Thr$  для каждого спектра в отдельности, т.е. порог  $Thr$  должен быть функцией угла сканирования  $\varphi$ .

Расчет так называемого «плавающего» порога  $Thr(\varphi)$  осуществляется по специальному алгоритму, в котором используется теоретическая модель спектра  $S_D^{(M)}(f, R, \varphi)$ . Эта модель представляет собой средний нормированный доплеровский спектр. Для случая однородной атмосферы в [42] получена формула для  $S_D^{(M)}(f, R, \varphi)$ , которая обобщена в [27] на случай сильной локальной неоднородности рассеивающих свойств среды, вызванной задымлением или конденсацией влаги в следе летящего самолета. Эта формула имеет вид

$$S_D^{(M)}(f, R, \varphi) = B \int_{-\infty}^{+\infty} dz' Q_S(z') \frac{S_a(R + z', \varphi) + S_b}{\sqrt{2\pi\sigma_{fP}}} \times \exp\left\{-\frac{[f - V_r(R + z', \varphi)2/\lambda]^2}{2\sigma_{fP}^2}\right\} + 1, \quad (8)$$

где частота  $f \in [-B/2, B/2]$ ;  $B = 50$  МГц (50 м/с) – полоса пропускания;

$$Q_S(z') = \Delta z^{-1} \exp(-\pi z'^2 / \Delta z^2)$$

– функция пространственного разрешения (усреднения) вдоль оси зондирующего пучка  $z'$ ;

$$\Delta z = \sqrt{\pi} \sqrt{\sigma_p^2 + \sigma_W^2} \cdot c / 2 \approx 94 \text{ м}$$

– продольный размер зондируемого объема;

$$\sigma_{fP} = \sqrt{\sigma_p^2 + \sigma_W^2} / (2\pi\sqrt{2}\sigma_p\sigma_W) \approx 0,65 \text{ МГц (0,65 м/с)}$$

– инструментальное уширение спектра. Сумма  $S_a(R + z', \varphi) + S_b$  может быть представлена как нормированная плотность распределения отношения сигнал-шум SNR (отношение мощности сигнала к мощности шума в полосе пропускания  $B = 50$  МГц) вдоль оси  $z'$  с вкладом генерируемого дыма ( $[S_a(R + z', \varphi)]$ ) и атмосферного аэрозоля ( $S_b$ ). В отсутствие задымления  $SNR = S_b$ . Для  $S_a(R, \varphi)$  нами была использована гауссовская модель [27]. Параметры этой модели определялись



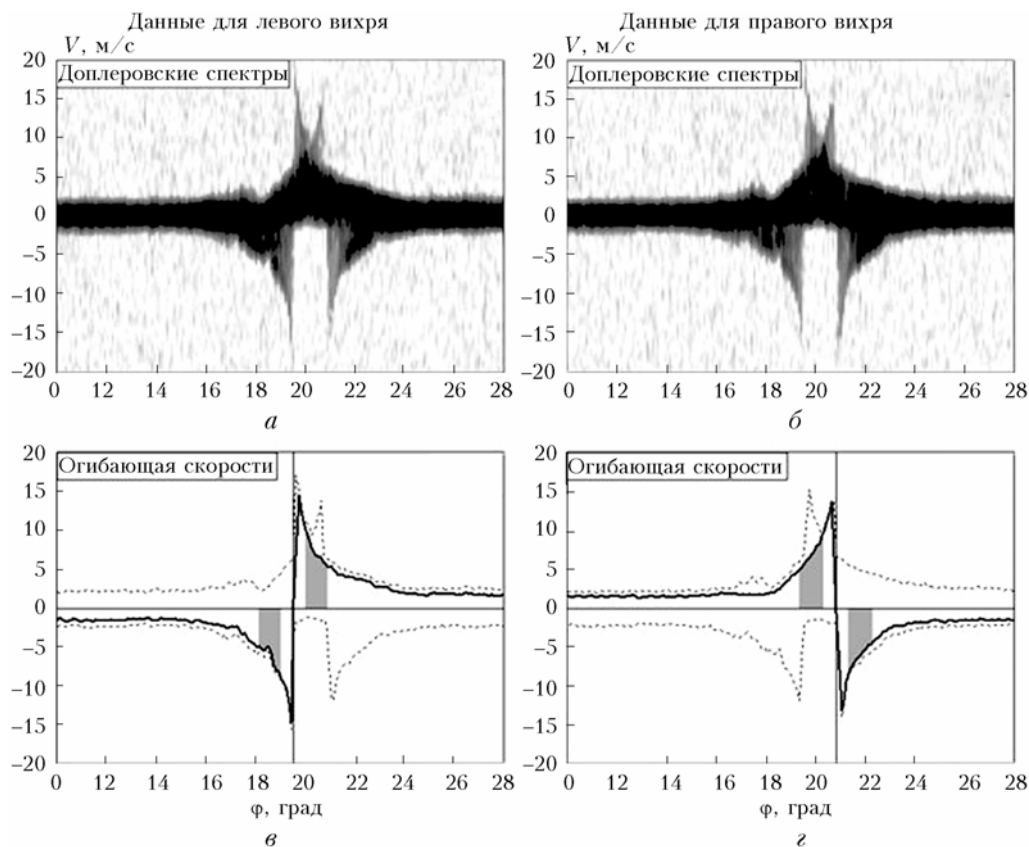


Рис. 8. Пример доплеровских спектров, используемых для оценки циркуляции левого (а) и правого (б) самолетного вихря. Получаемые из этих спектров огибающие скорости [(в) и (г)] при фиксированном и «плавающем» пороге показаны, соответственно, штриховыми и сплошными кривыми

из измеренных доплеровских спектров. Радиальная скорость  $V_r(R, \varphi)$  рассчитывалась по формуле

$$V_r(R, \varphi) = \text{Im}[\Phi V^{(2)}(R\Phi)], \quad (9)$$

где  $\Phi = \cos\varphi + j\sin\varphi$  — единичный вектор, направленный вдоль оси пучка, а вектор скорости  $V^{(2)}(R\Phi)$  описывается формулой (1).

Если все параметры лидара и самолетных вихрей (дымового шлейфа), входящие в формулы (8), (9) и (1), известны, то для правого ( $i = 1$ ) и левого ( $i = 2$ ) самолетных вихрей можно найти пороги по формуле

$$\text{Thr}_i(\varphi) = S_D^{(M)}(f_{thr}^{(i)}(\varphi), R_{Ci}, \varphi), \quad (10)$$

где  $f_{thr}^{(i)}(\varphi) = V_r(R_{Ci}, \varphi)2/\lambda$  рассчитываются справа и слева от оси вихря, находящейся в точке  $\varphi = \varphi_{Ci}$ . Если  $f_{thr}^{(i)}(\varphi) < 0$  и  $> 0$ , то из измеренных спектров получаем соответственно  $V_{E-}(R_{Ci}, \varphi)$  и  $V_{E+}(R_{Ci}, \varphi)$ . Объединяя  $V_{E+}(R_{C1}, \varphi < \varphi_{C1})$  с  $V_{E-}(R_{C1}, \varphi > \varphi_{C1})$  для правого вихря и  $V_{E-}(R_{C2}, \varphi < \varphi_{C2})$  с  $V_{E+}(R_{C2}, \varphi > \varphi_{C2})$  для левого, мы имеем соответственно огибающие скорости  $V_E(R_{C1}, \varphi)$  и  $V_E(R_{C2}, \varphi)$ , которые можно использовать в (4) для расчета циркуляции. Однако в формулу (1) входит циркуляция  $\Gamma_i$ , которая не известна. Поэтому для получения оценок циркуляции вихря используется итерационная процедура.

В качестве первой итерации можно использовать оценки  $\hat{\Gamma}_i$ , получаемые из огибающих скорости при постоянном пороге  $\text{Thr} = \text{const}$  (см. штриховые кривые на рис. 8, в, г). Затем, получив новые  $V_{E-}(R_{Ci}, \varphi)$  и  $V_{E+}(R_{Ci}, \varphi)$ , процедуру повторяют. Данная итерационная процедура довольно быстро сходится. Как правило, достаточно не больше трех итераций. Результирующие огибающие скорости  $V_E(R_{C1}, \varphi)$  и  $V_E(R_{C2}, \varphi)$  показаны на рис. 8, в, г в виде сплошных кривых.

## 5. Результаты измерений

Ниже представлены результаты наземных лидарных измерений на летных полях аэропортов в г. Тарб в 2002 г. и в г. Франкфурт-на-Майне в 2004 г., а также результаты самолетных лидарных измерений в небе над югом Франции в ноябре 2006 г. Анализируются измеренные параметры вихрей, генерируемых БТС.

### 5.1. Измерения в Тарбе

После успешного проведения экспериментов в Оберпфaffenхофене в 2001 г. по измерению параметров самолетных вихрей непрерывными доплеровскими лидарами [23] была следующая экспериментальная компания в Тарбе в 2002 г., где исследовались возможности измерения импульсным

КДЛ. Это исследование включает в себя сравнительный анализ результатов одновременных независимых измерений самолетных вихрей двумя непрерывными лидарами и одним импульсным лидаром. Кроме того, из данных, измеренных импульсным КДЛ, извлекалась информация о скорости диссипации энергии турбулентности, что позволяло провести анализ затухания самолетных вихрей в зависимости от силы атмосферной турбулентности.

Измерения в Тарбе проводились в июне 2002 г. в течение 4 дней (см. подразд. 3.1, а также [25]). Во время проведения эксперимента БТС пересекал плоскость измерения (плоскость  $ZY$  на рис. 2) в сумме за 4 дня 65 раз. Одно полное сканирование зондирующим пучком импульсного лидара осуществлялось за 11 с. В среднем с такой периодичностью пучок пересекал оси самолетных вихрей, что является вполне достаточным для подробного наблюдения поведения (перемещения в пространстве) и эволюции (затухания) вихрей. (Краткое описание способов обработки данных эксперимента, проведенного в Тарбе, см. в разд. 4).

На рис. 9 приведены примеры траекторий ядер самолетных вихрей, измеренных импульсным лидаром, и результаты триангуляции, полученные из данных измерений двумя непрерывными лидарами.

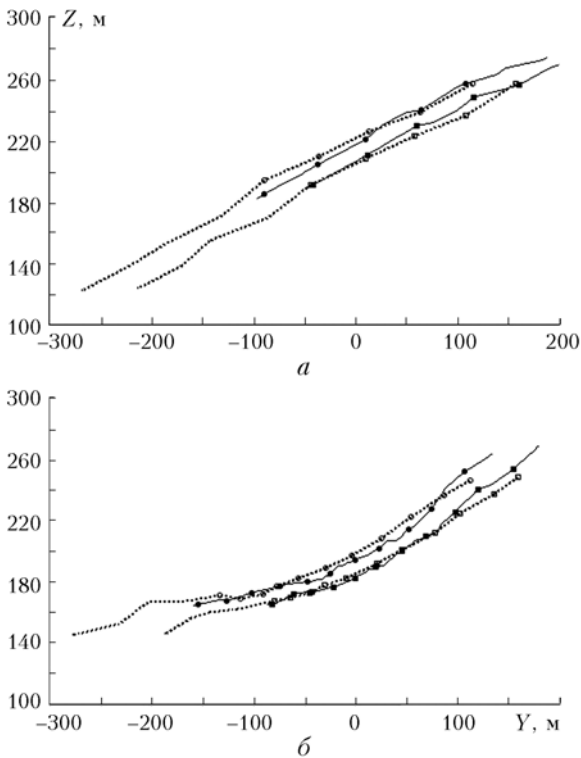


Рис. 9. Результаты лидарных измерений траекторий ядер самолетных вихрей в Тарбе в 2002 г. 13 июня (а) и 14 июня (б). Местное время пересечения самолетом плоскости измерения: 21:34:03 (а) и 20:13:11 (б). Штриховые кривые — траектории, измеренные импульсным КДЛ, а сплошные — результаты триангуляции, полученные из данных двух непрерывных КДЛ

Эти измерения были проведены 13 и 14 июня 2002 г. при поперечной к оси  $X$  составляющей

скорости ветра соответственно 4,5 (а) и 2,5 м/с (б). Для примеров, показанных на рис. 9, координаты самолета (при  $X = 0$ , см. рис. 2) были следующими:  $Z = 334$  м,  $Y = 424$  м (а) и  $Z = 347$  м,  $Y = 297$  м (б). Траектории вихрей были измерены импульсным лидаром за промежутки времени 52 — 138 с (а) и 70 — 224 с (б), отсчитываемого после прохождения самолетом плоскости  $ZY$  при  $X = 0$ . Результаты триангуляции получены для соответствующих интервалов времени 39–96 с (а) и 57–182 с (б).

Из рис. 9 видно, что со временем вихри снижаются и перемещаются влево. Скорости перемещения по горизонтали примерно равны приведенным выше скоростям бокового ветра. В этих двух примерах время наблюдения самолетных вихрей импульсным лидаром в среднем на 78 с продолжительнее, чем непрерывным лидаром.

Моменты времени пересечения осей вихрей сканирующими пучками импульсного и непрерывных лидаров не совпадают, поэтому для сравнения результатов одновременных измерений использовалась линейная интерполяция. Из представленных на рис. 10 данных в [25] были получены следующие оценки точности измерения: 4,5 м для вертикальной и 6,5 м для горизонтальной координат.

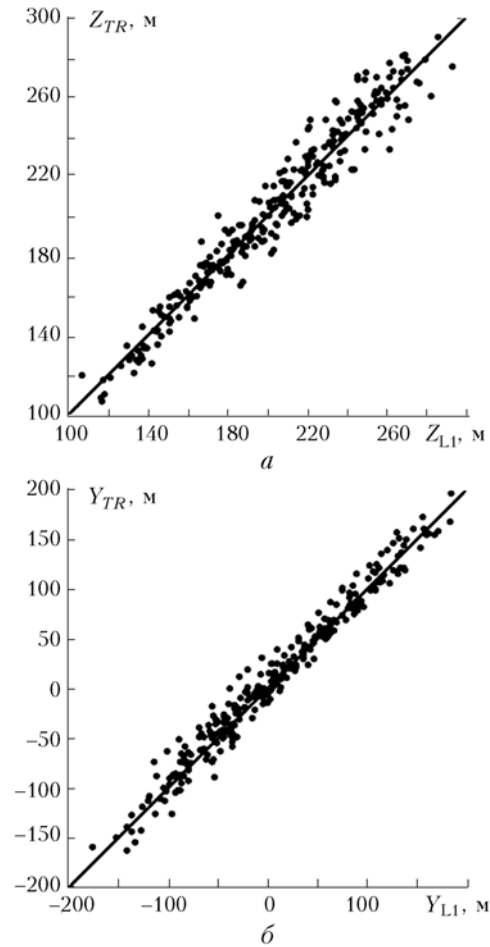


Рис. 10. Сравнение результатов триангуляции  $Z_{TR}$  и  $Y_{TR}$  с результатами измерения импульсным лидаром вертикальной  $Z_{L1}$  (а) и горизонтальной  $Y_{L1}$  (б) координат ядер самолетных вихрей

В отличие от лидара L2, при измерениях лидаром ONERA (L3) фокусное расстояние  $R$  изменялось в соответствии с результатами прогнозирования снижения вихрей и переноса их боковым ветром. Это позволяло локализовать зондируемый объем в окрестности ядер вихря и, как следствие, получать более точные данные для огибающей скорости, используемой в (4) для оценивания циркуляции вихря. При этом для  $R_{Ci}$  используются результаты триангуляции, для которой точность измерения углов  $\varphi_{Ci}$  непрерывными лидарами L2 и L3 является вполне приемлемой. На рис. 11 приведены три примера измерения циркуляции вихря с помощью импульсного лидара DLR(L1) и непрерывного лидара ONERA (L3). Штриховыми прямыми показаны теоретические значения начальной циркуляции  $\Gamma_0$ , рассчитанные по формуле (2). Наглядно иллюстрируется затухание самолетных вихрей в зависимости от времени  $t$ . Видно хорошее соответствие данных, измеренных лидарами L1 и L3.

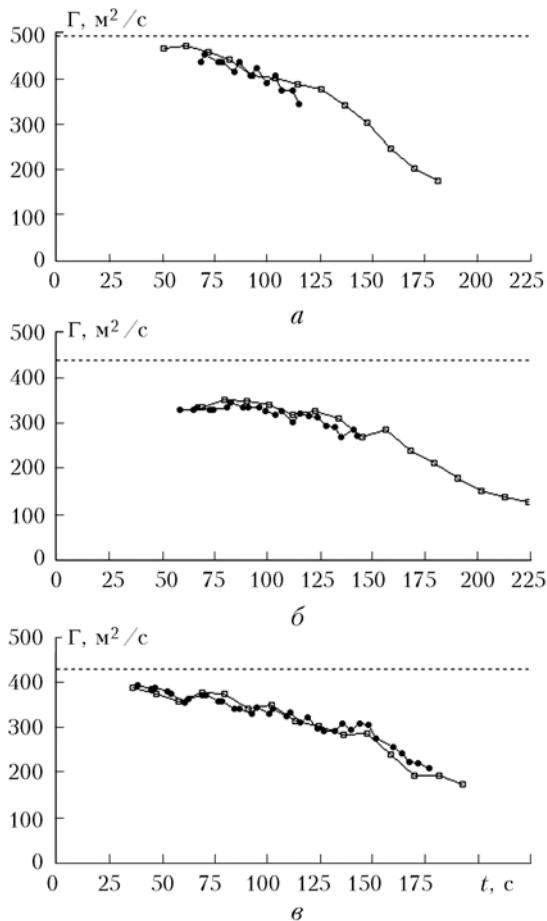


Рис. 11. Зависимость циркуляции самолетного вихря от времени, измеренная импульсным КДЛ (квадратики) и непрерывным ONERA лидаром (кружки) в г. Тарбе в 2002 г. 13 июня (а), 14 июня (б) и 17 июня (в). Местное время пересечения самолетом плоскости измерения: 21:19:28 (а), 20:13:11 (б) и 20:31:14 (в)

Анализ результатов измерения циркуляции самолетных вихрей с помощью импульсного DLR ( $\Gamma_{L1}$ ) и непрерывного ONERA ( $\Gamma_{L3}$ ) лидаров

(рис. 12 и [25]) показал, что точность измерений циркуляции этими лидарами почти одинаковая. Тогда, учитывая их независимость и одновременность, из данных рис. 12 удается получить погрешность измерений, равную  $13 \text{ м}^2/\text{с}$  [25]. Такая точность является достаточной для исследования влияния ветровой турбулентности на затухание самолетных вихрей.

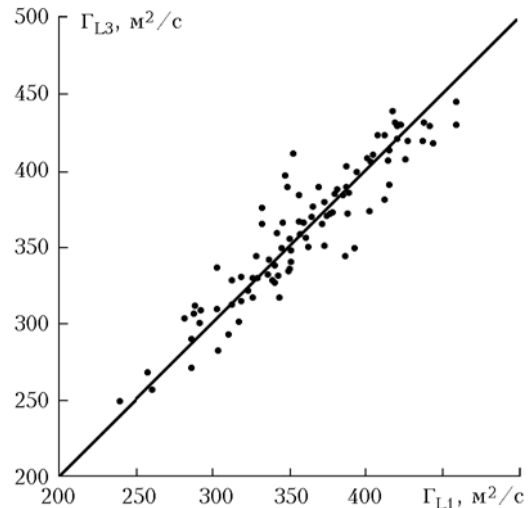


Рис. 12. Сравнение результатов одновременных измерений циркуляции самолетных вихрей импульсным ( $\Gamma_{L1}$ ) и непрерывным ( $\Gamma_{L3}$ ) КДЛ

В статистически однородной атмосфере основной причиной разрушения самолетных вихрей является мелкомасштабная турбулентность, описываемая скоростью диссипации энергии турбулентности  $\epsilon$  [43]. Информация об этой характеристике извлекалась нами из данных, измеренных импульсным лидаром L1. Из измеренной радиальной скорости ветра рассчитывались продольные структурные функции скорости для разных высот  $z$ , а затем восстанавливался высотный профиль скорости диссипации  $\epsilon(z)$ . Более подробно эта процедура изложена в [13]. При этом, чтобы избежать переоценки величины  $\epsilon$ , данные, полученные в областях локализации самолетных вихрей, игнорировались. Профили  $\epsilon(z)$  для каждого измерения циркуляции  $\Gamma(t)$  усреднялись по высотам наблюдения самолетных вихрей. Диапазон усредненных значений  $5 \cdot 10^{-5} - 2 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}^3$  был разбит на три диапазона:  $5 \cdot 10^{-5} - 2 \cdot 10^{-4}$ ;  $2 \cdot 10^{-4} - 5 \cdot 10^{-4}$  и  $5 \cdot 10^{-4} - 2 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}^3$ . Оценки циркуляции самолетных вихрей, полученные из данных импульсного лидара, были рассортированы в соответствующие им три группы.

На рис. 13 представлена нормированная циркуляция самолетного вихря  $\Gamma/\Gamma_0$  как функция от нормированного времени  $t/t_0$ , где время  $t_0$  рассчитывалось по формуле (3). Значками показаны одиночные оценки циркуляции, а кривыми — изменения средней циркуляции (скользящее усреднение одиночных оценок) со временем при различном уровне турбулентности.

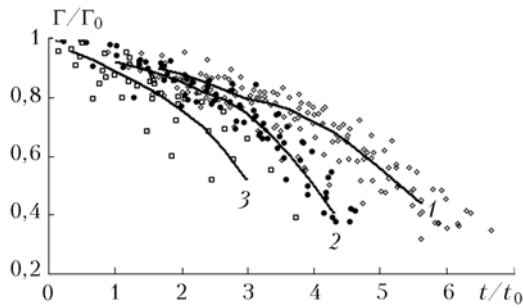


Рис. 13. Циркуляция самолетных вихрей, измеренная импульсным КДЛ при 1)  $\varepsilon \in [5 \cdot 10^{-5}, 2 \cdot 10^{-4}] \text{ м}^2/\text{с}^3$  (ромбики), 2)  $\varepsilon \in [2 \cdot 10^{-4}, 5 \cdot 10^{-4}] \text{ м}^2/\text{с}^3$  (кружочки) и 3)  $\varepsilon \in [5 \cdot 10^{-4}, 2 \cdot 10^{-3}] \text{ м}^2/\text{с}^3$  (квадратики). Кривыми 1, 2 и 3 показаны зависимости средней циркуляции от времени, полученные для данных интервалов значений  $\varepsilon$

Видно, что чем сильнее турбулентность, тем быстрее происходит затухание самолетных вихрей. При этом наблюдаются две фазы затухания: медленная и быстрая, что согласуется с развитой в [31–33] теорией.

## 5.2. Измерения во Франкфурте-на-Майне

Для изучения влияния подстилающей поверхности Земли на поведение самолетных вихрей в 2004 г. лидарной группой из DLR на летном поле аэропорта г. Франкфурт-на-Майне были проведены соответствующие измерения 2-микронным импульсным КДЛ. Эта экспериментальная компания проводилась в два этапа. Вначале (сентябрь) в течение

9 дней измерялись параметры вихрей самолетов, пролетающих на небольших высотах пограничного слоя атмосферы, где поверхность Земли оказывает существенное влияние на эти вихри. Затем (октябрь–декабрь) 11 дней измерения проводились для высот, на которых влияние поверхности Земли на поведение самолетных вихрей пренебрежимо мало. Назовем такие измерения самолетных вихрей измерениями при влиянии поверхности Земли (ПВПЗ) и вне влияния поверхности Земли (ВВПЗ).

Для измерений ПВПЗ контейнер с лидаром был установлен на земле, а для ВВПЗ — на крыше здания высотой 20 м. Использовались две взлетно-посадочной полосы летного поля. Расстояние от лидара до них составляло соответственно 500 и 1000 м. Лидаром измерялись вихри, генерируемые идущими на посадку рейсовыми самолетами. Начинались измерения, как правило, между 5:00 и 6:00 местного времени, когда частота прибытия самолетов быстро возрастала, и заканчивались к полудню. Ограничимся рассмотрением лишь результатов лидарного измерения траекторий самолетных вихрей.

На рис. 14 показаны траектории ядер вихрей, измеренные в отсутствие бокового ветра (*a*, *в*) и при сильном боковом ветре (*б*, *г*). На рис. 14, *a* (измерения ВВПЗ) видно лишь снижение пары вихрей практически без изменения расстояния между ядрами вихрей. При генерации самолетных вихрей на небольшой высоте, сравнимой с размахом крыльев самолета, и когда нет ветра (рис. 14, *в*) начальное снижение вихрей сменяется их подъемом, вследствие отталкивающего действия поверхности Земли. При этом расстояние между ядрами

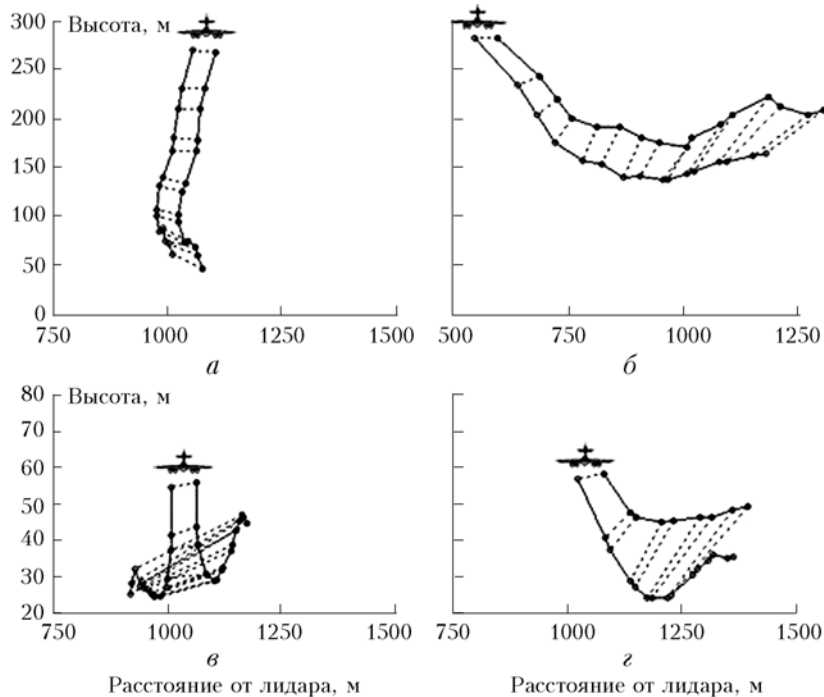


Рис. 14. Траектории ядер самолетных вихрей, измеренные КДЛ во Франкфурте-на-Майне в 2004 г. 2 декабря (*a*), 19 октября (*б*), 16 сентября (*в*) и 27 сентября (*г*). Местное время пересечения самолетами плоскости измерения: 09:38:44 (*a*), 05:05:46 (*б*), 08:21:31 (*в*) и 07:11:15 (*г*)

правого и левого вихрей возрастает. При сильном боковом ветре эффект поверхности Земли на траектории самолетных вихрей уже не столь очевиден (ср. б и г).

Длительность непрерывной работы лидара при измерениях на летном поле во Франкфурте-на-Майне составляла, как правило, 5–6 ч. За это время плоскость сканирования зондирующим пучком успевало пересечь довольно большое число самолетов различных типов. Например, с 6 утра в течение 2 ч самолеты приземлялись на две взлетно-посадочные полосы с интервалом, равным в среднем 2 мин. Ниже представлены результаты измерения для одного выбранного типа БТС. Такие измеренные параметры, как высота положения ядра вихря  $Z$  и расстояние между ядрами правого и левого вихрей (см. рис. 14, в), были нормированы на теоретическое значение начального расстояния между ядрами вихрей  $b_0$ , а время  $t$ , отсчитываемое с начала образования пары вихрей, нормировано на время  $t_0$ , которое рассчитывается по формуле (3).

На рис. 15 представлены результаты измерений зависимости высоты ядра вихря и расстояния между ядрами пары вихрей от времени.

Анализ данных рис. 15, а показал, что, когда нет влияния поверхности Земли, в интервале  $0 \leq t/t_0 \leq 3$  в среднем снижение вихрей описывается линейной зависимостью от времени, т.е.

$$\langle Z - Z_a \rangle / b_0 = -t / t_0,$$

где  $Z_a$  — высота самолета в плоскости измерения и  $\langle \dots \rangle$  — знак усреднения. Дальнейшее замедление снижения связано, главным образом, с уменьшением циркуляции вихрей. Аналогичная линейная зависимость имеет место и для ПВПЗ измерений (рис. 15, в) при  $0 \leq t/t_0 < 1$ . Вне этого интервала во многих случаях происходит отражение вихрей от поверхности Земли. При этом высота подъема вихрей может превышать высоту БТС, их генерирующего, и эти вихри могут представлять собой опасность для небольшого самолета, идущего на посадку.

При опускании вихря на некую критическую высоту происходит быстрое разрушение вихря из-за сильного трения о земную поверхность. На рис. 15, г видно, что под влиянием поверхности Земли расстояние между ядрами пары вихрей со временем практически всегда возрастает. В отличие от этого при измерениях ВВПЗ мы можем наблюдать со временем как увеличение, так и уменьшение этого расстояния (рис. 15, б). Основной причиной увеличения расстояния между ядрами пары вихрей является наличие ветровых сдвигов на границе струйного течения, часто наблюдаемого нами на высоте  $\sim 200$ – $250$  м в утренние часы измерений. При сильном сближении вихрей они могут быстро разрушаться.

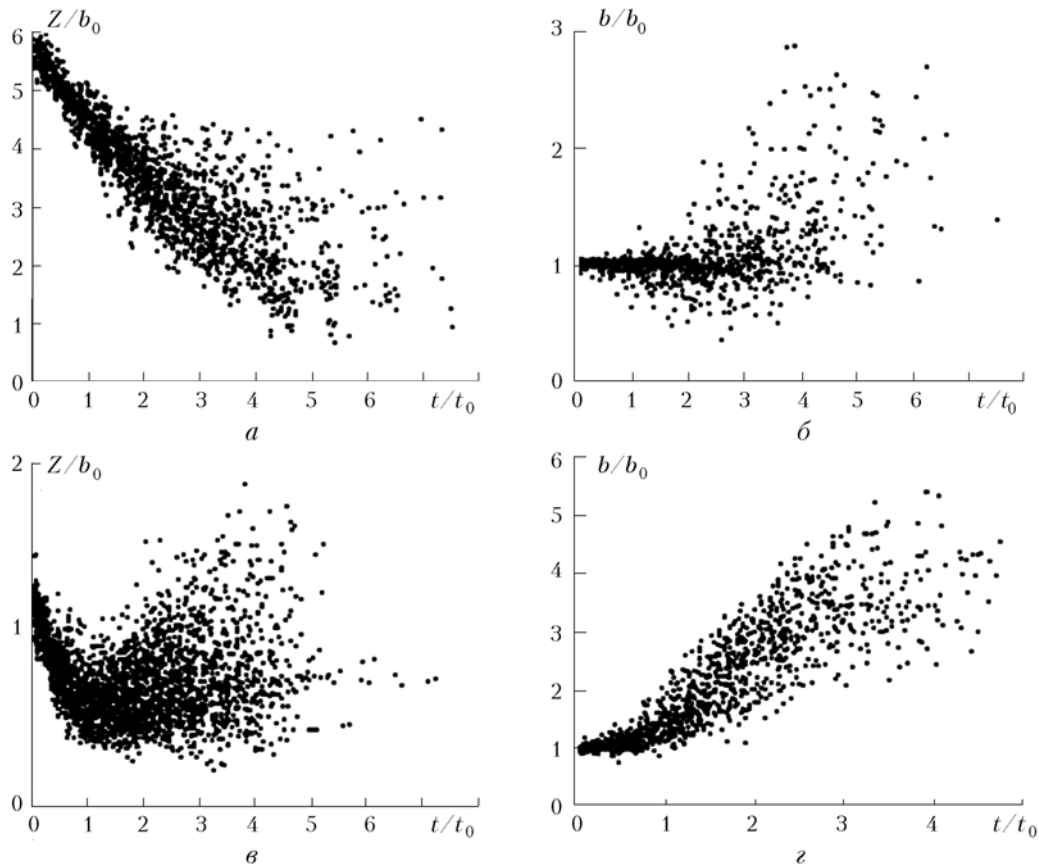


Рис. 15. Результаты лидарных измерений высоты ядра самолетного вихря [(а), (в)] и расстояния между ядрами пары вихрей [(б), (г)]; (а), (б) — измерения ВВПЗ и (в), (г) — измерения ПВПЗ

### 5.3. Самолетные измерения в ноябре 2006 г.

Измерения параметров вихрей, генерируемых БТС, с помощью 2-микронного импульсного КДЛ, установленного на борту самолета Фалкон, проводились 9 и 15 ноября 2006 г. между г. Тулуза и Пиренейскими горами. В первый день эксперимента был осуществлен один полет (полет № 1), а во второй – три (полет № 2, 3, 4). Высота полета БТС была 2700 м (полет № 1 и 2) и 3600 м (полет № 3 и 4). При этом Фалкон летал на 900 м выше. Траектории полетов (GPS-данные) показаны в [27].

Каждый полет содержал 8 участков маршрута, где включались генераторы дыма, установленные на крыльях БТС, и проводились лидарные измерения с борта Фалкона. На этих участках Фалкон и БТС летали в противоположных направлениях, как схематически показано на рис. 3, что позволяло измерять самолетные вихри на различных расстояниях от БТС. Возраст измеренного вихря  $t$  определялся по формуле:  $t = R_a/V_a$ , где  $R_a$  – расстояние от точки нахождения ядра вихря до БТС;  $V_a$  – истинная скорость полета БТС. В отличие от показанных выше результатов, здесь представим результаты в системе координат с центром, совпадающим с положением в пространстве БТС.

На рис. 16 точками показаны оценки нормированной вертикальной координаты ядра самолетного вихря  $Z/b_0$ , а кривой – среднее значение (ширина окна скользящего усреднения  $\delta t = t_0$ ) в зависимости от нормированного времени  $t/t_0$ .

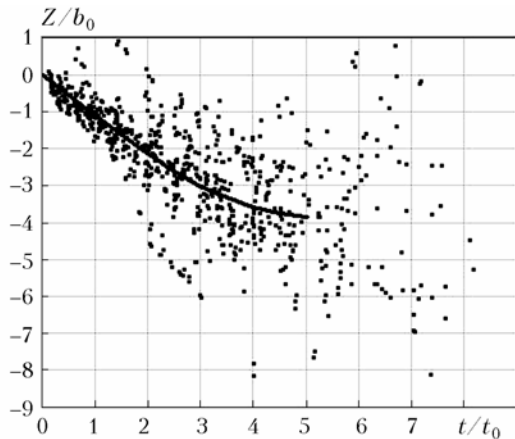


Рис. 16. Нормированная вертикальная координата ядра самолетного вихря в свободной атмосфере в зависимости от нормированного времени. Точками показаны одиночные оценки из данных, измеренных КДЛ, а кривой – средние значения в единичном интервале нормированного времени

Видно, что при  $t/t_0 < 3$  опускание вихрей в среднем описывается линейной зависимостью от времени, т.е.  $\langle Z \rangle / b_0 = -t/t_0$ . Несмотря на то что свой дополнительный вклад в погрешность оценки вертикальной координаты ядра вихря вносят погрешности измерения параметров полета БТС и Фалкона (GPS-данные), причина сильного раз-

броса точек на рис. 16 кроется в другом. Проведенный анализ результатов, полученных из лидарных данных, измеренных в первый и второй день, показал следующее. В первый день измерения (9 ноября) ветер был северный.

Полученные зависимости  $Z(t)$  из данных, измеренных за этот день, довольно гладкие, и разброс отдельных оценок от среднего значения вполне соответствует приведенной в подразд. 5.1 точности измерения вертикальной координаты ядра вихря (4,5 м). Во второй день измерения ветер был южный, и воздушные массы, прежде чем достичь района измерений, переносились ветром над Пиренейскими горами. Вследствие этого в свободной атмосфере образовывались крупномасштабные неоднородности с большими значениями вертикальной составляющей скорости ветра  $|\tilde{V}_z|$ . Скорость снижения самолетных вихрей при  $\tilde{V}_z < 0$  больше, а при  $\tilde{V}_z > 0$  меньше, чем соответствующая скорость в невозмущенной атмосфере. Из данных лидарных измерений можно извлечь информацию о скорости  $\tilde{V}_z$ . Фоновое отношение сигнал-шум ( $S_b$ ) было достаточным для получения оценок  $\tilde{V}_z$ . Так, в некоторых случаях при измерении 15 марта величина  $|\tilde{V}_z|$  была больше начальной скорости снижения вихрей  $w_0 = b_0/t_0 \sim 1,5$  м/с. Этим объясняется, в частности, как превышение некоторых точек нулевого уровня на рис. 16, так и более значительное снижение вихрей по сравнению со средним уровнем (кривая на рис. 16).

Несмотря на такой существенный эффект мезомасштабных неоднородностей ветра  $\tilde{V}_z$ , они практически не влияют на циркуляцию вихрей, так как затухание вихрей в рассматриваемом случае определяется в основном интенсивностью мелкомасштабной турбулентности и наличием ветровых сдвигов.

На рис. 17 представлены результаты самолетных измерений зависимости нормированной циркуляции вихря  $\Gamma/\Gamma_0$  от нормированного времени  $t/t_0$ .

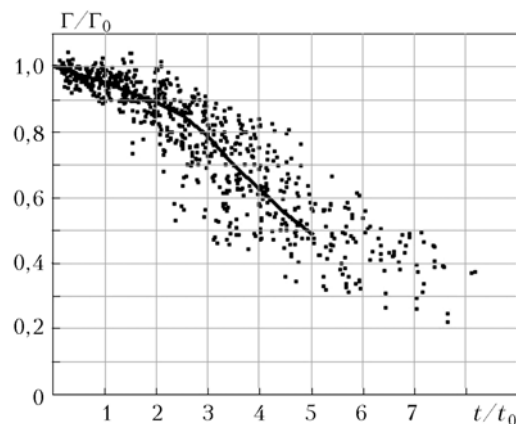


Рис. 17. Нормированная циркуляция самолетного вихря в свободной атмосфере в зависимости от нормированного времени (обозначения см. в подписи к рис. 16)

Точками показаны отдельные оценки, а кривой – средняя циркуляция. Как и в случае измерения в пограничном слое атмосферы (см. рис. 13), эта кривая может быть разбита на две части: 1) медленное затухание ( $0 < t/t_0 < 3$ ) и 2) быстрое затухание ( $t/t_0 > 3$ ), что согласуется с теоретической моделью двух фаз затухания самолетных вихрей [31–33]. Момент перехода из одной фазы затухания в другую зависит от скорости диссипации энергии турбулентности  $\epsilon$ . К сожалению, из данных самолетных измерений не удается получить оценку  $\epsilon$  с приемлемой точностью, так как отношение сигнал-шум вне дымового шлейфа ( $\text{SNR} = S_b$ ) слишком мало.

### Заключение

Проведенные эксперименты показали эффективность использования когерентных доплеровских лидаров для измерения параметров самолетных вихрей. Если сравнивать возможности такого рода измерений непрерывными и импульсным КДЛ, то следует отдать предпочтение импульсному лидару. Во-первых, для измерения самолетных вихрей достаточно одного импульсного КДЛ, что особенно важно при измерениях в свободной атмосфере с борта самолета. Во-вторых, в отличие от непрерывных КДЛ с помощью импульсного лидара, как правило, удается проследить эволюцию самолетного вихря, начиная с момента его образования до полного затухания.

Циркуляция самолетного вихря является параметром, характеризующим степень потенциальной опасности для другого самолета, оказавшегося в зоне локализации этого вихря. Полученная из данных натурального эксперимента оценка точности лидарного измерения циркуляции (см. подразд. 5.1) позволяет проводить с помощью КДЛ исследования самолетных вихрей и затем, по результатам этих исследований, определять зоны безопасности воздушного транспорта для различных атмосферных условий и конфигураций полета.

Для определения условий, при которых возможны измерения самолетных вихрей доплеровским лидаром, нами проводились численные эксперименты, заключающиеся в моделировании лидарных сигналов [8] с использованием модели Лемба–Осина для пары вихрей [формула (1)] и обработке данных моделирования по схеме, изложенной в подразд. 4.2. В результате оказалось, что при выполнении условия  $\text{SNR} > 1$  в среднем погрешность оценки циркуляции из данных моделирования почти такая же, как и в натурном эксперименте ( $13 \text{ м}^2/\text{с}$ ). Если отношение сигнал-шум становится меньше единицы ( $\text{SNR} < 1$ ), то погрешность резко возрастает.

Возможно, подходом, который позволил бы получать более точные оценки циркуляции при  $\text{SNR} < 1$ , является метод максимального правдоподобия, используемый в [41] для оценивания параметров самолетных вихрей. Недостатком этого подхода, по сравнению с изложенным в настоящей

статье методом, являются большие затраты времени при обработке на компьютере данных лидарных измерений.

В подавляющем большинстве случаев, при измерении 2-микронным импульсным КДЛ с 2002 по 2007 г., в областях локализации самолетных вихрей выполнялось условие  $\text{SNR} > 1$  (тем более при использовании генераторов дыма). Поэтому полученный за этот период внушительный по объему экспериментальный материал (координаты ядра и циркуляция самолетных вихрей, скорость ветра и характеристики атмосферной турбулентности, самолетные данные) вполне пригоден для дальнейшего анализа с целью решения задач, связанных с безопасностью воздушного транспорта.

1. Köpp F., Schwiesow R.L., Werner Ch. Remote measurements of boundary layer wind profiles using a cw Doppler lidar // J. Climate Appl. Meteorol. 1984. V. 23. N 1. P. 148–158.
2. 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.
3. 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.
4. 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.
5. 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.
6. 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.
7. Gal-Chen T., Xu M., Eberhard W.L. Estimations of atmospheric boundary layer fluxes and other turbulence parameters from Doppler lidar data // J. Geophys. Res. D. 1992. V. 97. N 17. P. 18,409–18,423.
8. Банах В.А., Смалыхо И.Н. Оценивание скорости диссипации турбулентной энергии из данных импульсного доплеровского лидара // Оптика атмосф. и океана. 1997. Т. 10. № 12. С. 1524–1538.
9. 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.
10. 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.
11. 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.
12. Davies F., Collier C.G., Pearson G.N., Bozier K.E. Doppler lidar measurements of turbulent structure func-

- tion over an urban area // *J. Atmos. and Ocean. Technol.* 2004. V. 21. N 5. P. 753–761.
13. *Smalikho I.N., Köpp F., Rahm S.* Measurement of atmospheric turbulence by 2- $\mu$ m Doppler lidar // *J. Atmos. and Ocean. Technol.* 2005. V. 22. N 11. P. 1733–1747.
  14. *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.
  15. *Köpp F.* Doppler Lidar investigation of wake vortex transport between closely spaced runways // *AIAA Journal*. 1994. V. 32. N 4. P. 805–810.
  16. *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.
  17. *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.
  18. *Köpp F.* Wake-vortex characteristics of military-type aircraft measured at airport Oberpfaffenhofen using the DLR laser Doppler anemometer // *Aerosp. Sci. and Technol.* 1999. V. 3. P. 191–199.
  19. *Harris M., Vaughan J.M., Huenecke K., Huenecke C.* Aircraft wake vortices: a comparison of wind-tunnel data with field-trial measurements by laser radar // *Aerosp. Sci. and Technol.* 2000. V. 4. N 5. P. 363–370.
  20. *Vaughan J.M., Harris M.* Lidar measurement of B747 wakes: Observation of a vortex within a vortex // *Aerosp. Sci. and Technol.* 2001. V. 5. N 6. P. 409–411.
  21. *Harris M., Young R.I., Köpp F., Dolfi A., Cariou J.-P.* Wake vortex detection and monitoring // *Aerosp. Sci. and Technol.* 2002. V. 6. P. 325–331.
  22. *Keane M., Buckton D., Redfern M., Bollig Ch., Wedekind C., Köpp F., Berni F.* Axial detection of aircraft wake vortices using Doppler lidar // *J. Aircraft.* 2002. V. 39. N 5. P. 850–861.
  23. *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 Journal*. 2003. V. 41. N 6. P. 1081–1088.
  24. *Köpp F., Rahm S., Smalikho I.N.* Characterization of aircraft wake vortices by 2- $\mu$ m pulsed Doppler lidar // *J. Atmos. and Ocean. Technol.* 2004. V. 21. N 2. P. 194–206.
  25. *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. Aircraft.* 2005. V. 42. N 7. P. 916–923.
  26. *Rahm S., Smalikho I.N., Köpp F.* Characterization of aircraft wake vortices by airborne coherent Doppler lidar // *J. Aircraft.* 2007. V. 44. N 3. P. 799–805.
  27. *Rahm S., Smalikho I.N.* Aircraft wake vortex measurement with airborne coherent Doppler lidar // *J. Aircraft.* 2008. V. 45. N 4. P. 1148–1155.
  28. *Lamb H.* Hydrodynamics. 6th ed. New York: Dover, 1932. P. 592.
  29. *Gerz T., Holzäpfel F., Darracq D.* Commercial aircraft wake vortices // *Progr. in Aerosp. Sci.* 2002. V. 38. N 3. P. 181–208.
  30. *Crow S.C.* Stability theory for a pair of trailing vortices // *AIAA Journal*. 1970. V. 8. N 12. P. 2172–2179.
  31. *Holzäpfel F.* Probabilistic two-phase wake vortex decay and transport model // *J. Aircraft.* 2003. V. 40. N 2. P. 323–331.
  32. *Holzäpfel F., Hofbauer T., Darracq D., Moet H., Garnier F., Ferreira Gago C.* Analysis of wake vortex decay mechanisms in the atmosphere // *Aerosp. Sci. and Technol.* 2003. V. 7. N 4. P. 263–275.
  33. *Holzäpfel F., Robins R.E.* Probabilistic two-phase aircraft wake-vortex model: Application and assessment // *J. Aircraft.* 2004. V. 41. N 1. P. 1–10.
  34. *Sommenschein C.M., Horrigan F.A.* Signal-to-noise relationships for coaxial systems that heterodyne backscatter from the atmosphere // *Appl. Opt.* 1971. V. 10. N 7. P. 1600–1604.
  35. *Henderson S.W., Sumi P.J.M., Hale C.P., Hannon S.M., Magee J.R., Bruns D.L., Yuen E.H.* Coherent laser radar at 2  $\mu$ m using solid-state lasers // *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sens.* 1993. V. 31. N 1. P. 4–15.
  36. *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.
  37. *Jazwinski A.Y.* Stochastic processes and filtering theory. New York: Academic Press, 1970. 376 p.
  38. *Salamitou P., Dabas A., Flamant P. H.* Simulation in the time domain for heterodyne coherent laser radar // *Appl. Opt.* 1995. V. 34. N 3. P. 499–506.
  39. *Frehlich R.* Effect of wind turbulence on coherent Doppler lidar performance // *J. Atmos. and Ocean. Technol.* 1997. V. 14. N 2. P. 54–75.
  40. *Darracq D., Corjon A., Ducros F., Keane M., Buckton D., Redfern M.* Simulation of wake vortex detection with airborne Doppler lidar // *J. Aircraft.* 2000. V. 37. N 6. P. 984–993.
  41. *Frehlich R., Sharman R.* Maximum likelihood estimates of vortex parameters from simulated coherent Doppler lidar data // *J. Atmos. and Ocean. Technol.* 2005. V. 22. N 2. P. 117–129.
  42. *Smalikho I.N., Köpp F., Rahm S.* Measurement of atmospheric turbulence by 2- $\mu$ m Doppler lidar. Report N 200 / Institute of Atmos. Phys. DLR (Oberpfaffenhofen). August 2004. P. 1–37.
  43. *Crow S.C., Bate E.R., Jr.* Lifespan of trailing vortices in a turbulent atmosphere // *J. Aircraft.* 1976. V. 13. N 7. P. 476–482.

*I.N. Smalikho, S. Rahm. Coherent Doppler lidar measurements of aircraft wake vortex parameters.*

A review of methods and results of coherent Doppler lidar measurements of aircraft wake vortex parameters is presented. The results were obtained from data measured by pulsed 2- $\mu$ m lidar and continuous-wave CO<sub>2</sub> lidars for time period from 2001 to 2007.