

УДК 533.6.011.35:534-13

ИССЛЕДОВАНИЯ АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНЫХ ПРОЦЕССОВ МЕЖДУ ВОЗВРАЩАЕМЫМ АППАРАТОМ И ДВИГАТЕЛЬНЫМ ОТСЕКОМ ПИЛОТИРУЕМОГО КОСМИЧЕСКОГО КОРАБЛЯ ПРИ ИХ РАЗДЕЛЕНИИ В СЛУЧАЕ АВАРИИ

© 2023 г. А. В. Гарбарук^а, Б. Н. Даньков^б, А. А. Дядькин^с, А. П. Косенко^б, М. В. Михайлов^с, С. П. Рыбак^{с,*,**}, М. Х. Стрелец^а, М. Л. Шур^а

^аСанкт-Петербургский политехнический университет (ФГАОУ ВО «СПбПУ»),
Санкт-Петербург, Россия

^бЦентральный научно-исследовательский институт машиностроения (ЦНИИмаш),
Королев, Московская обл., Россия

^сРакетно-космическая корпорация «Энергия» им. С.П. Королева, Королев, Московская обл., Россия

*E-mail: rybak_53@bk.ru

**E-mail: Sergey.Rybak@rsce.ru

Поступила в редакцию 13.07.2023 г.

После доработки 20.08.2023 г.

Принята к публикации 01.09.2023 г.

Представлены результаты анализа исследований течения в зазоре между возвращаемым аппаратом пилотируемого космического корабля и расположенным за ним двигательным отсеком при их разделении в случае аварии ракеты на активном участке траектории. Особое внимание уделено автоколебательным процессам различной природы, возникающим при определенных расстояниях разделения на трансзвуковых режимах полета. Предложен подход к оценке режимов существования и частот автоколебаний на основе геометрии задачи и условий обтекания.

Ключевые слова: автоколебательные процессы, волновые возмущения, стоячая звуковая волна, слой смещения, крупномасштабные вихревые структуры, численное моделирование, двухэтапный RANS-LES подход, методы экспериментальных исследований

DOI: 10.31857/S102470842360046X, **EDN:** QXWMCZ

Экспериментальные и численные исследования течения в зазоре между возвращаемым аппаратом (ВА) пилотируемого транспортного корабля и расположенным за ним двигательным отсеком (ДО), защищенным обтекателем (ОДО), при их разделении в случае аварии ракеты на активном участке траектории, выполненные авторами, выявили возникновение автоколебательных процессов на определенных режимах полета ракеты и расстояниях разделения объектов.

Анализ результатов расчетов и измерений, часть из которых опубликована в [1, 2], позволил предположить аналогию этих процессов с процессами автоколебаний, возникающими при обтекании каверн. Поэтому при анализе процессов в кольцевом зазоре между ВА и ДО авторы опирались, в том числе, на опубликованные данные по обтеканию каверн, обзор которых приведен в начале статьи.

В настоящей работе приводятся результаты анализа природы и механизмов автоколебательных процессов на основе комплексных численных и экспериментальных исследований течения воздуха в зазоре между ВА и ДО.

Также предложен и верифицирован (на основе расчетных и экспериментальных данных) подход к оценке режимов существования автоколебаний и их частот с использованием геометрии задачи и условий обтекания.

Рассмотрим некоторые опубликованные данные по автоколебательным процессам в каверне с открытым и переходным типом течения [3–24]. Согласно работам [3–9] нестационарный процесс в каверне имеет, прежде всего, гидродинамическую природу (по терминологии Д. Рокуэлла [12]) и связан с потерей устойчивости слоя смещения отрыва, возникающего при обтекании

каверны. В этом случае в слое образуются крупномасштабные вихревые структуры, которые, смещаясь вниз по потоку, при взаимодействии с задней стенкой деформируются. Задняя стенка при этом становится источником волновых возмущений, которые, распространяясь вверх по потоку через зону отрыва, приводят к росту неустойчивости слоя смещения в его чувствительной зоне (вблизи угловой кромки передней стенки). Вследствие установления обратной связи между колебаниями в области взаимодействия слоя смещения с задней стенкой и около передней стенки возникает упорядоченная в среднем амплитудная и частотная модуляция пульсаций давления в каверне.

Исследования [13–15] показали, что необходимыми условиями для возникновения неустойчивости взаимодействующего с препятствием сдвигового слоя являются нахождение слоя в неравномерном поле течения и наличие поперечной возмущающей силы определенной величины.

В работах [8, 16, 19] было показано, что вторая и третья моды автоколебаний, обусловленных потерей устойчивости сдвигового слоя, соответствуют наиболее интенсивным тонам в спектрах пульсаций давления.

Хеллер и Блисс, изучая особенности сверхзвукового обтекания каверны, установили [5], что неустойчивость сдвигового слоя приводит к периодическому подводу в каверну и отводу из нее массы газа и, как следствие этого, к колебанию давления на задней стенке. При росте давления генерируются волны сжатия, которые распространяются вверх по потоку со сверхзвуковой абсолютной скоростью. Внутри зоны отрыва волна является прямой, а в области идеального течения — наклонной. В процессе взаимодействия с передней стенкой отражается лишь внутренняя (прямая) часть этой волны. При ее смещении вниз по потоку происходит выпучивание сдвигового слоя. Когда волна достигает задней стенки, масса газа, находящаяся в наружной части отрывного течения, вытесняется из каверны. Далее процесс повторяется. Таким образом, было установлено существование помимо нестационарного процесса гидродинамической природы еще и расходно-волнового процесса. Позднее было показано, что к образованию крупномасштабных вихрей в рассмотренном случае приводят, прежде всего, волны, отраженные от передней стенки каверны [7, 20].

В связи с возникновением при сверхзвуковой скорости набегающего потока волновой системы Хэнки и Шенг предложили [8] определять частоту вышеописанного автоколебательного процесса из условия, отражающего чисто волной процесс. При этом скорость перемещения отраженной волны принималась равной конвективной скорости сноса вихря вниз по потоку.

Этими же авторами было обращено внимание на возможность возникновения в каверне резонансного (акустического) процесса при условии равенства частот прямой и обратной бегущих волн [8].

Дальнейшее развитие понимания природы нестационарного течения в каверне было достигнуто при проведении комплексных экспериментально-теоретических исследований особенностей течения в переходной (по терминологии [25]) каверне, когда оторвавшийся поток присоединялся ко дну [10]. В исследованиях, проведенных при $M_\infty = 0.9$, было установлено, что крупномасштабные вихревые структуры, определяющие автоколебательный процесс гидродинамической природы, возникают не на передней угловой кромке, как полагал Росситер, а ниже по течению — в первом по потоку гребне волны неустойчивости. При этом происходит вовлечение в вихревую структуру массы газа из прилегающих областей отрывного течения.

Распространение волны давления вверх по потоку от задней стенки происходит вначале через область дозвукового течения, располагающуюся в задней части каверны. Затем волна огибает вихрь, который выделяется из кормового отрыва и движется к задней стенке вблизи дна каверны. После этого часть волны распространяется внутри, а другая ее часть снаружи отрывной зоны.

При подходе к задней стенке выделившихся вихревых структур происходит их деформация, вихри дробятся, налегают друг на друга, нарастающая масса газа выдавливается наружу.

Вместе с тем было показано, что источником волновых возмущений является не только задняя стенка каверны, но и области повышенного давления в слое смещения, возникающие перед и за крупномасштабными вихрями в момент их образования, выделения и взаимодействия с дном каверны. Расположение этих новых источников волновых возмущений зависит, прежде всего, от газодинамических и физических свойств слоя смещения в каверне.

Выявлено согласование моментов образования областей повышенного давления в слое смещения с приходом волн давления, распространяющихся от задней стенки с частотой определенных гармоник колебаний. Установлено, что усиление колебаний на модах, отличных от первой, обуславливается интерференцией указанных волн давления и волновых возмущений. Нестаци-

онарный процесс в этом случае представляется как совокупность синхронных взаимозависимых автоколебаний, характерное время которых определяется положением источника волновых возмущений.

Было подтверждено, что в каверне при некоторых режимах обтекания реализуются одновременно несколько нестационарных процессов: гидродинамической, расходно-волновой и резонансной природы, причем волна давления, генерируемая задней стенкой, участвует во всех этих процессах, но в разных гармониках колебаний [10].

Автоколебания резонансной природы порождаются чисто волновым (акустическим) процессом и возникают в случае взаимодействия двух звуковых волн, распространяющихся на рассматриваемой частоте навстречу друг к другу. Следовательно, передвижение отраженной волны, участвующей в резонансном процессе, не может быть ограничено перемещением в слое смещения вихревых структур. Остается допустить, что вместе с указанными структурами смещается лишь периферийная часть отраженной волны, а ее внутренняя часть распространяется в глубине зоны отрыва с большей скоростью, близкой к местной скорости звука [23].

Возникновение автоколебательных процессов приводит к появлению на характеризующих их частотах узкополосных составляющих в функциях спектральной плотности и когерентности взаимного спектра пульсаций давления, а в функциях фазы $\theta_{sw}(f)$ участков, где $d\theta_{sw}/df = 0$ ($s(t)$ и $w(t)$ — сигналы, характеризующие пульсации давления в рассматриваемых точках. Для выявления механизмов автоколебательных процессов, возникающих при обтекании каверны, требуется знание расположения источников и псевдоисточников пульсаций давления, определяющих анализируемый процесс, и корреляционных характеристик пульсаций для пар точек, находящихся вблизи этих источников. Если рассматриваемые колебания происходят между абсолютно жесткими стенками и $\theta_{sw}(f) = \pi$, то процесс, скорее всего, имеет резонансную природу. Подтверждением этого служит образование стоячей звуковой волны с пучностями на стенках каверны. При этом между стенками располагается половина длины стоячей звуковой волны первой моды, причем колебания давления во всех точках от первой пучности до узла должны происходить синхронно, но в противофазе с колебаниями после узла до второй пучности [26].

Возникающие в каверне автоколебательные процессы различной природы не являются альтернативой друг другу, а взаимосвязаны, протекают одновременно, поддерживают друг друга, что не дает им затухнуть под воздействием диссипативных потерь [24].

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Испытываемая модель масштаба М1 : 70 состояла из двух частей: модели отделяемого головного блока (ОГБ) с моделью возвращаемого аппарата (ВА) и имитатором системы аварийного спасения (САС) и модели двигательного отсека (ДО), защищенного обтекателем (ОДО). На обеих частях производилось измерение давления и пульсаций давления. Общий вид модели и положение датчиков пульсаций давления (обозначены — П1 и П2) показаны на рис. 1.

Испытания модели проводились в трансзвуковой аэродинамической трубе (АДТ) со сниженным уровнем фонового шума в рабочей части.

Модель ДО устанавливалась на хвостовой державке, которая крепилась в центральном узле подвески механизма задания углов атаки, скольжения и передвижения модели. Модель ОГБ с помощью боковой державки и фланца крепилась в оптическом окне рабочей части АДТ.

Эксперименты проводились при различных фиксированных значениях числа Маха набегающего потока (в диапазоне от 0.6 до 1.6) и относительного расстояния dX/D между моделями ОГБ и ДО (от 0.05 до 5.0). Расстояние dX отсчитывалось от центральной точки сегментальной поверхности днища ВА до верхнего торца ДО (D — диаметр модели ВА, $D = 63.9$ мм). Числа Рейнольдса, рассчитанные по параметрам набегающего потока и по длине модели ОГБ, составляли $Re > 4.5 \times 10^6$, что обеспечивает турбулентный режим течения в исследуемой области течения между моделями ВА и ДО.

Измерения нестационарных давлений на поверхности модели проводились посредством малогабаритных преобразователей давления с собственной частотой более 200 кГц. Один датчик пульсаций давления (точка П1) располагался на периферии днища ВА, другой — точка П2 — на верхнем торце ДО напротив П1. Для повышения точности определения характеристик пульсаций давления, включая корреляционные, длительность эксперимента при постоянных условиях составляла не менее 10 с.

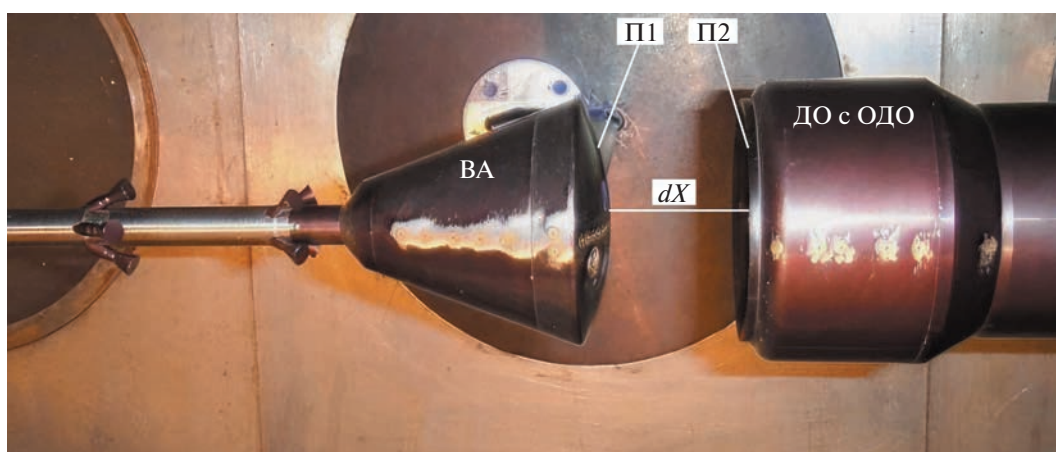


Рис. 1. Общий вид модели, расположение датчиков пульсаций давления П1 (на днище ВА) и П2 (на верхнем экране ДО). ВА – возвращаемый аппарат, ОДО – обтекатель двигателя отсека, dX – расстояние разделения ВА и ОДО.

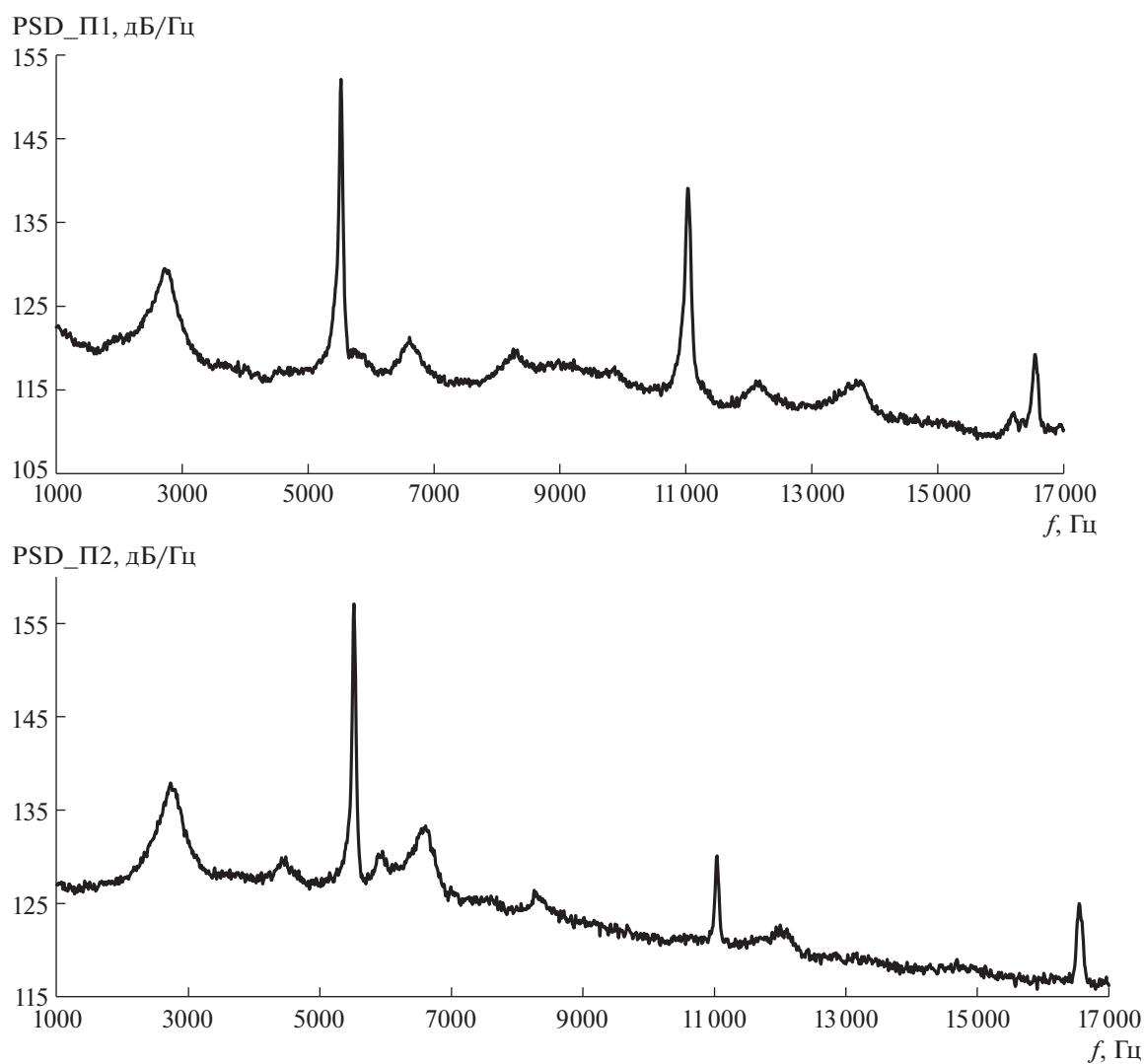


Рис. 2. Функции спектральной плотности мощности пульсаций давления в точках П1 и П2: $M_\infty = 0.9$, $dX/D = 0.5$.

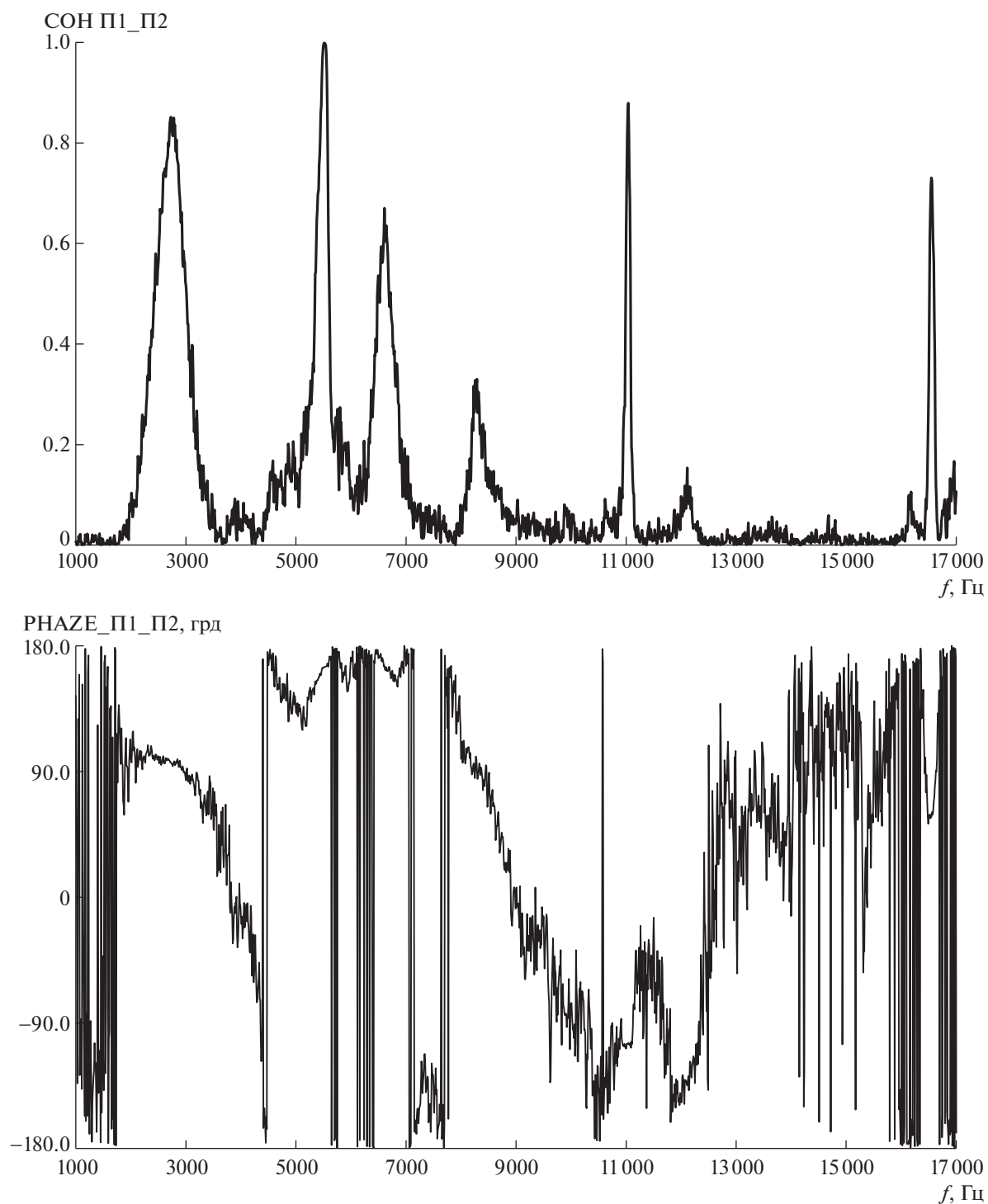


Рис. 3. Функции когерентности и фазы взаимного спектра пульсаций давления в точках П1 и П2: $M_\infty = 0.9$, $dX/D = 0.5$.

На рис. 2 и 3 приводятся результаты обработки измерений, полученных при испытаниях модели на режиме с параметрами: число Маха $M_\infty = 0.9$, расстояние разделения $dX/D = 0.5$. Представлены данные по функциям спектральной плотности мощности, PSD (Power Spectral Density), когерентности (COH) и фазы (PHASE) взаимного спектра пульсаций давления для точек П1 и П2 (разрешение по частоте: 10 Гц).

Детальные описания методики и результатов экспериментальных исследований представлены в [1].

2. ЧИСЛЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Поскольку характерное время разведения существенно превышает характерное время формирования статистически установившейся турбулентности, в расчете предполагается, что турбулентное течение, формирующееся в зазоре между ОГБ от ДО, является квазистационарным. Это позволяет воспроизвести данный процесс с помощью серии расчетов статистически стационарных течений при фиксированных (шаг за шагом увеличивающихся) значениях расстояния dX между ВА и ДО. Поэтому численное моделирование турбулентного обтекания разделяющихся ОГБ и ДО и течения, формирующегося в зазоре между ними, осуществлялось путем серии расчетов при фиксированных значениях числа Маха и расстояний разделения.

Для этого использовался разработанный авторами из СПбПУ подход двухэтапных RANS-LES расчетов, суть которого состоит в следующем.

На первом (вспомогательном) этапе проводится расчет обтекания полной конфигурации ОГБ – ДО с ОДО и с фрагментом ракеты-носителя путем решения уравнений Рейнольдса (RANS). Для их замыкания использована полуэмпирическая модель турбулентности Ментера $k-\omega$ SST [27] с поправкой на кривизну линий тока и вращение [28].

На втором этапе проводится вихреразрешающий расчет течения в ограниченной части потока, включающей только нижнюю по потоку часть ВА, ДО с ОДО, зазор между ними и фрагмент РН. При этом использовался вихреразрешающий гибридный метод Delayed Detached-Eddy Simulation (DDES) [29] в сочетании с определением подсеточного линейного масштаба, адаптированного к слоям смешения [30]. Использование этого масштаба обеспечивает быстрый переход от полностью моделируемых рейнольдсовых напряжений в RANS подобласти DDES к практически полностью разрешенным напряжениям в его LES- подобласти.

Граничные условия для RANS-расчетов ставятся следующим образом.

На твердых стенках используются условия прилипания для скорости и условия адиабатичности для температуры. Кинетическая энергия турбулентности k полагается равной нулю, а удельная скорость диссипации энергии определяется по формуле [27]: $\omega_w = 60\nu/(\beta_1(\Delta y_1)^2)$, где ν – молекулярная вязкость, $\beta_1 = 0.075$ – эмпирическая константа модели Ментера, а Δy_1 – величина первого пристенного шага расчетной сетки.

На входных и выходных границах для газодинамических уравнений используются характеристические граничные условия, в которых инварианты Римана рассчитываются по известным параметрам невозмущенного потока. Турбулентные характеристики на левой входной границе задаются таким образом, чтобы обеспечить быстрое формирование развитого турбулентного пограничного слоя на поверхности ОГБ, что является оправданным при рассматриваемых высоких значениях числа Рейнольдса. В частности, турбулентная вязкость полагается равной молекулярной ($\nu_t = \nu$), а кинетическая энергия турбулентности и скорость ее диссипации определяются по формулам $k = \nu_t \cdot \omega$, $\omega = 10U_\infty/L_0$, где U_∞ – скорость набегающего потока, L_0 – характерный линейный размер. Те же значения k и ω задаются на внешней границе области, а на выходной границе турбулентные характеристики определяются путем линейной экстраполяции из внутренних точек области. Наконец, на плоскостях симметрии $\varphi = 0^\circ$ и $\varphi = 45^\circ$ используются условия симметрии.

Граничные условия на DDES-этапе в целом аналогичны описанным выше условиям, используемым на RANS-этапе. Основное различие состоит в том, что на левой входной границе DDES подобласти характеристические граничные условия используются только вне пограничного слоя и формулируются относительно инвариантов Римана, вычисляемых по локальным параметрам потока на этой границе, которые известны из RANS-решения, полученного на первом этапе. На части входной границы, находящейся внутри пограничного слоя, используются граничные условия первого рода, т.е. задаются профили скорости, температуры и турбулентных характеристик из RANS-решения. Кроме того, в том случае, если входная граница является сверхзвуковой, то на ней задается также давление из RANS-решения, а в случае дозвуковой границы оно определяется путем линейной экстраполяции из внутренних точек области. Наконец, в азимутальном направлении для всех переменных используются условия периодичности.

Расчеты проводились с использованием многоблочных структурированных сеток типа “Химера”, шаги которых сгущались в областях высоких градиентов параметров потока. В частности, в пристеночных пограничных слоях эта сетка сгущалась в направлении нормали к стенке таким образом, чтобы ближайший к стенке шаг в единицах закона стенки был меньше 1.0 ($\Delta y_1^+ < 1.0$) и отношение соседних шагов не превышало 1.3. Сетка измельчалась также в окрестности сопел ДУ

САС и слоя смещения, отрывающегося от поверхности ВА. Общий размер сетки зависел от протяженности зазора dX/D и составлял от 13 до 16 млн ячеек для 3D RANS и от 27 до 38 млн для DDES. Детальное описание сеток приведено в [2].

Численные расчеты в рамках описанного выше подхода выполнены с использованием собственного CFD кода авторов из СПбПУ “Numerical Turbulence Simulation” (NTS) [31], представляющего собой конечно-объемный код, работающий на многоблочных структурированных сетках типа “Химера”.

Для численного решения уравнений Навье–Стокса для сжимаемого газа в коде используется неявный метод расщепления разностей векторов потоков типа Roу [32]. Вязкие составляющие потоков во всех уравнениях аппроксимируются с использованием симметричной схемы второго порядка, а аппроксимация их невязких составляющих зависит от используемого подхода к моделированию турбулентности. В частности, в рамках RANS они аппроксимируются с использованием противопоточной схемы третьего порядка точности, а в рамках DDES — с помощью гибридной схемы, представляющей собой взвесь противопоточной схемы третьего порядка и симметричной схемы четвертого порядка [33].

Для интегрирования уравнений по времени в коде используется неявная трехслойная схема второго порядка точности с внутренними итерациями по псевдовремени. На каждой итерации система линейных алгебраических уравнений решается с использованием релаксации Гаусса–Зейделя по плоскостям.

Расчеты проводились для натуральных условий полета РКН и для условий испытаний модели при различных фиксированных значениях числа Маха (в диапазоне от 0.8 до 1.5) и относительного расстояния dX/D между ВА и ДО (от 0.5 до 2.5). Временной интервал, в течение которого производилось накопление данных по колебаниям газодинамических параметров на квазистационарных режимах обтекания натуральных ВА и ДО для последующей статистической обработки, составлял около 1.12 с.

Некоторые результаты численных расчетов приведены в разделе 3.

Детальные описания алгоритмов и методик численного моделирования, а также результаты численных исследований представлены в [2].

3. АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

В экспериментальных исследованиях автоколебательные процессы выявлены на режимах по числу Маха (в диапазоне от 0.8 до 1.2) и относительному расстоянию dX/D между ВА и ДО (от 0.5 до 1.5). При этом на ряде частот в спектрах измеренных пульсаций давления выделяются интенсивные узкополосные составляющие. Практически на всех этих частотах значения функции когерентности пульсаций давления в точках П1 и П2 превышали 0.3 (см. рис. 3).

Для выявления природы вышеуказанных узкополосных составляющих, характеризующих автоколебательные процессы в зазоре между ВА и ДО, проведен анализ полученных в численных исследованиях полей различных параметров течения в зазоре между моделями ВА и ДО. Поскольку природа и механизмы автоколебательных процессов идентичны для всех режимов, на которых они проявляются, то детальный анализ выполнен только для режима $M = 0.9$ и $dX/D = 0.5$, на котором возникают наиболее интенсивные автоколебания пульсаций давления в зазоре между днищем ВА и лобовым экраном ДО.

На рис. 4 представлено поле осредненного числа Маха, полученное на первом (RANS) этапе расчета (здесь: $L_0 = (1/70)$ м). Видно, что пограничный слой, оторвавшийся с угловой кромки ВА, примыкает к лобовой поверхности ДО. То есть, течение между ВА и ДО относится к так называемому открытому типу [25]. Скорость течения за угловой кромкой ВА над границей слоя смещения является сверхзвуковой и лишь в области примыкания под воздействием располагающегося здесь замыкающего скачка уплотнения (1) опять становится дозвуковой. Таким образом, при рассматриваемых условиях реализуется заключительная стадия трансзвуковой перестройки течения [24].

Анализ механизмов автоколебательных процессов в зазоре между моделями ВА и ДО выполнен с использованием кадров цифровых мультфильмов с мгновенными значениями полей различных параметров течения в зазоре, полученных с шагом относительного времени $t = 0.1$ (что для расчетов модели соответствует шагу по времени $t \sim 5$ микросекунд). В статье такие кадры приведены для режима $M = 0.9$, $dX/D = 0.5$.

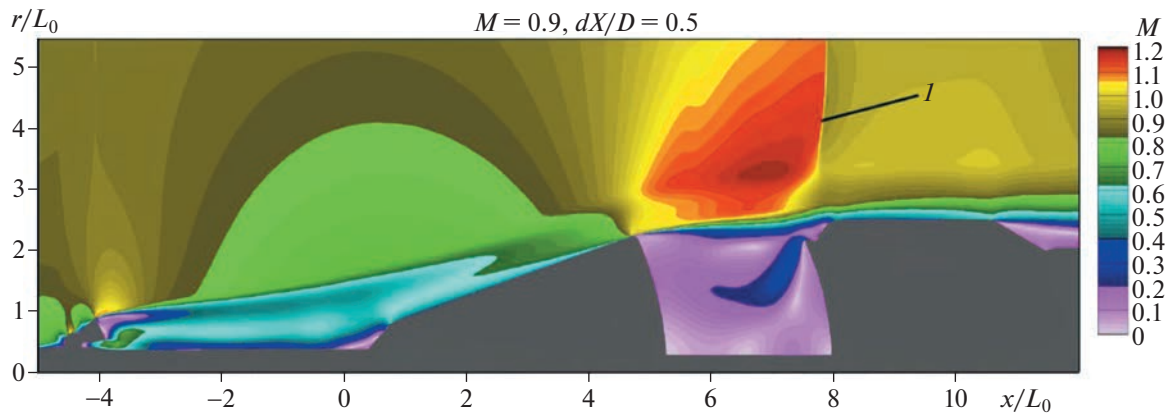


Рис. 4. Поле осредненного числа Маха, полученное в численных исследованиях при использовании уравнений Рейнольдса: $M_\infty = 0.9$, $dX/D = 0.5$. *I* – замыкающий скачок уплотнения.

На рис. 5–7 представлены полученные в DDES-расчетах модели поля мгновенных значений коэффициента давления и безразмерного модуля завихренности, соответствующие различным моментам относительного времени рассматриваемых процессов, t ($t = t/(L_0/U_\infty)$). Течение в зоне отрыва нестационарное. В момент относительного времени $t = 1.0$ давление на лобовой поверхности ДО начинает возрастать. Вначале это отмечается на периферийной части ДО, что обусловлено началом слива массы газа из слоя смешения. Из наиболее важных особенностей течения следует выделить (см. рис. 5): волновое возмущение *1*, смещающееся от ВА к ДО; возникновение в слое смешения первого по потоку гребня волны неустойчивости со сформировавшимся вихрем 2; развитие вихрей в крупномасштабные вихревые структуры 3; их смещение вниз по потоку и деформация при взаимодействии с лобовой поверхностью ДО 4. На развитие вихревых структур оказывает влияние затекание 5 в указанные структуры массы газа из возвратного течения в зоне отрыва.

С приходом волны *1* к лобовой поверхности ДО здесь происходит дальнейшее повышение давления и при $t = 1.8$ оно достигает максимального значения (см. рис. 5). Слив массы газа из слоя смешения возрастает. Далее на периферийную часть ДО начинают набегать смещающиеся сюда новые вихревые структуры. При этом давление на лобовой поверхности ДО снижается. К моменту времени $t = 3.2$ сюда подходит вихревая структура 2, зародившаяся при $t = 1.0$ в первом по потоку гребне волны неустойчивости (см. рис. 7).

Рост давления на лобовой поверхности ДО при $t = 1.0$ – 1.8 приводит к генерации волновых возмущений 6, распространяющихся к ВА (рис. 7). Под воздействием этих возмущений, в свою очередь, повышается давление на поверхности днища ВА. Возникает отраженная волна, отмеченная на рис. 5 цифрой *1*.

Интенсивность волновых возмущений, распространяющихся к ВА, а также отраженной волны меняется во времени в зависимости от изменения величины давления на ДО. Соответственно, изменяется и скорость распространения волновых возмущений (от скорости распространения звуковых волн до скорости распространения волн сжатия). Анализ полей полученных газодинамических параметров течения показал, что средняя скорость распространения волновых возмущений 6 внутри зоны отрыва близка к местной скорости звука. В соответствии с этим, рост давления на ДО при $t = 1.0$ – 1.8 сказывается на величине давления на поверхности ВА при $t = 2.8$ – 3.7 (см. рис. 6, 7).

Изменение давления на ДО и ВА происходит противоположным образом: когда давление на ДО повышается, на ВА оно снижается, и наоборот. При снижении давления на ВА слой смешения за его угловой кромкой разворачивается по направлению вглубь зоны отрыва, а при повышении – выпучивается (см. рис. 6 ($t = 2.3$) и 7 ($t = 3.7$)).

Выявленные детали изменения характера течения находятся в согласии с вышеизложенными особенностями автоколебательных процессов в кавернах. Отмеченная особенность в изменении давления на ДО и ВА, а также распространение части отраженной волны *1* в глубине отрывного течения (см. рис. 5) свидетельствуют о существовании в рассматриваемой области резонансного процесса. Обращает на себя внимание определяющая роль волнового возмущения, генерируе-

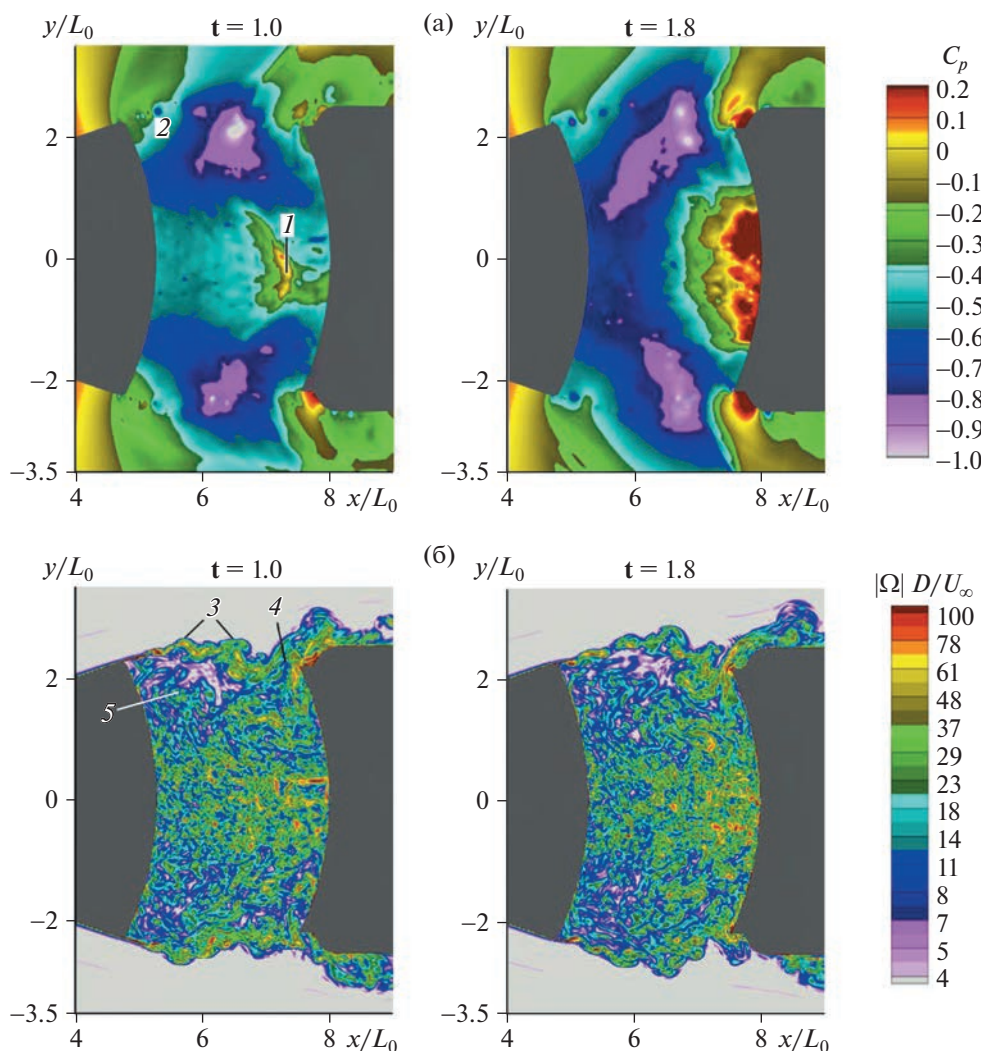


Рис. 5. Поля мгновенных значений коэффициента давления, C_p (а) и относительного модуля завихренности, $|\Omega| D/U_\infty$ (б) для безразмерного момента времени $t = 1.0$ (слева) и $t = 1.8$ (справа): $M_\infty = 0.9$, $dX/D = 0.5$.

мого областью присоединения потока на ДО, для развития нестационарных процессов в рассматриваемом зазоре.

На рис. 8 приводится сопоставление функций спектральной плотности мощности пульсаций давления, полученных при испытаниях модели и при численном моделировании течения при условиях испытаний. Видно, что спектры численных расчетов, в целом, согласуются с экспериментальными данными (за исключением спектральной составляющей в окрестности частоты 2750 Гц).

На основе анализа данных численных и экспериментальных исследований разработан подход и проведена оценка характерных частот автоколебаний различной природы в зазоре между ВА и ДО и соответствующих им чисел Струхала $Sh = f \cdot dX/U_\infty$.

Если пренебречь средним значением скорости возвратного потока в зазоре между телами и учесть установленные выше особенности распространения волновых возмущений в этой области, то в случае возникновения акустического резонанса и, следовательно, образования стоячей звуковой волны между ВА и ДО его частота определяется формулой: $f = n \cdot C_0 / (2dX)$, где C_0 — скорость звука, а n — частотный номер моды ($n = 1, 2, 3 \dots$). Скорость звука C_0 , определяемая температурой заторможенного потока T_0 , равна 344.3 м/с. Следовательно, частота первой гармоники резонансного процесса согласно оценкам составляет 5387 Гц, что близко к измеренной частоте 5500 Гц. Резонансную природу автоколебательного процесса на частоте 5500 Гц подтверждает

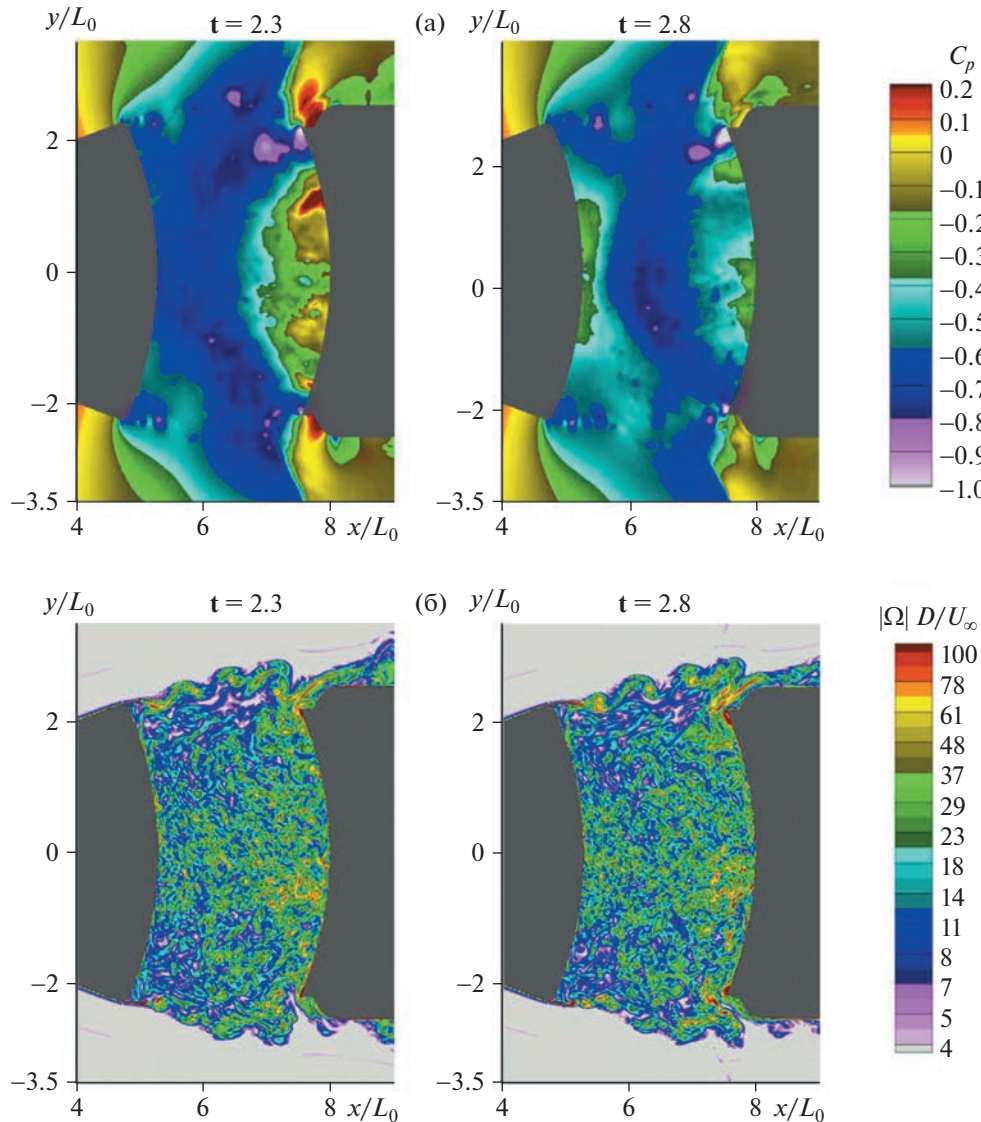


Рис. 6. Поля мгновенных значений коэффициента давления (а) и относительного модуля завихренности (б): $M_\infty = 0.9$, $dX/D = 0.5$; $t = 2.3$ (слева) и $t = 2.8$ (справа).

близость значения угла функции фазы на этой частоте к π (см. рис. 3). Таким образом, выявленные в экспериментах и расчетах частоты 11 000, 16 500, 22 000 и 27 500 Гц соответствуют частотам второй, третьей, четвертой и пятой гармоники этого процесса. Обращает на себя внимание то, что резонансные колебания имеют большую добротность (рис. 8).

Рассмотрим далее, какие из измеренных частот могут быть отнесены к автоколебательному процессу гидродинамической природы. В этом случае частота колебаний первой моды определяется суммой времен формирования в области смещения отрыва крупномасштабной вихревой структуры — t_1 , сноса ее вниз по потоку до взаимодействия с периферийной частью лобовой поверхности модели ДО и последующего слива — t_2 и перемещения волны давления от ДО к ВА — t_3 . Частоты колебаний определяются при этом формулой: $f = n/(t_1 + t_2 + t_3)$.

Из анализа расчетных полей течения около модели следует, что длина слоя смещения отрывающего течения составляет 0.0433 м, а расстояние от точки отрыва до места образования первого по потоку гребня волны неустойчивости со сформировавшимся вихрем — 0.0074 м. В долях общей протяженности слоя смещения это соответствует 0.17 (что близко к данным, полученным при изучении каверны с открытым типом течения [11, 23]). Протяженность области деформации вихревых структур перед ДО в среднем оказалась равной 0.0165 м.

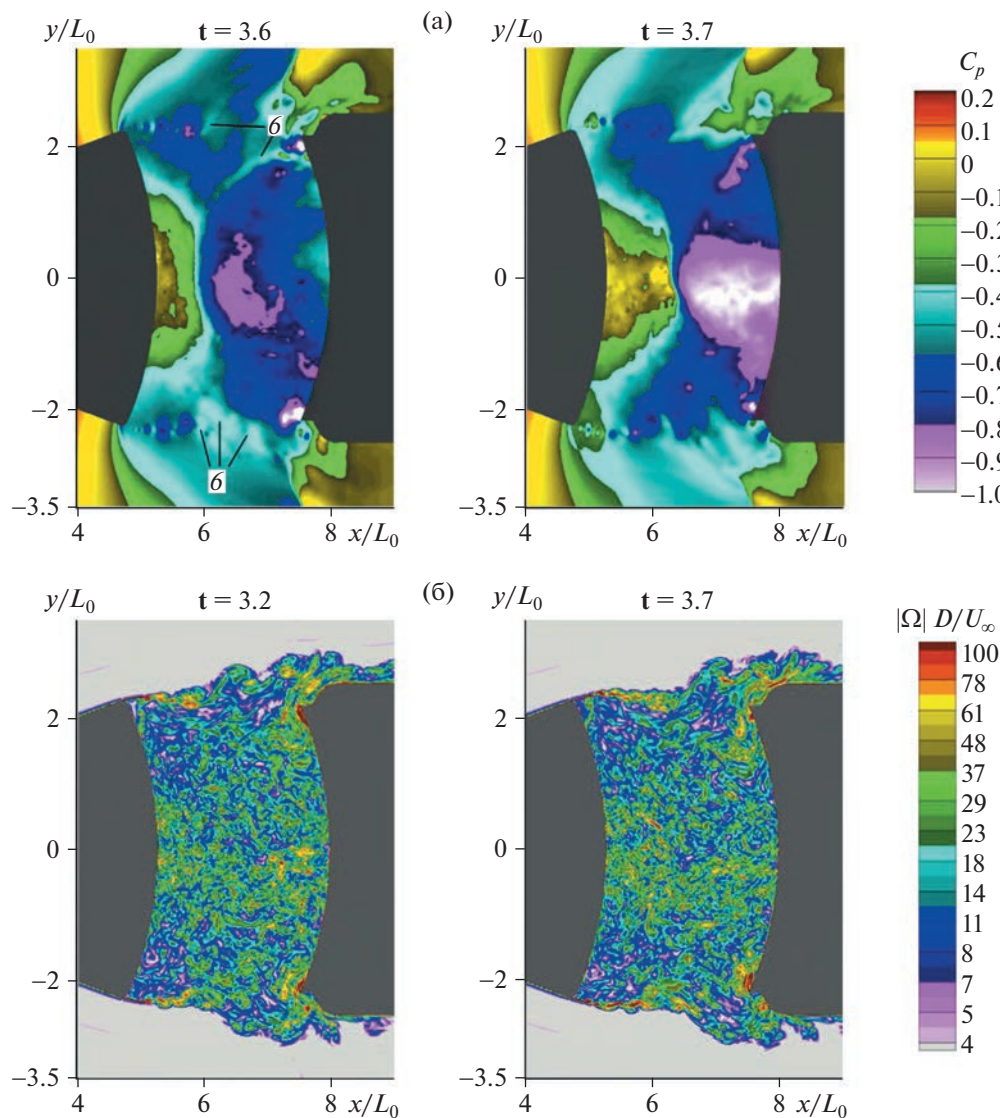


Рис. 7. Поля мгновенных значений коэффициента давления (а) и относительного модуля завихренности (б): $M_\infty = 0.9$, $dX/D = 0.5$; $t = 3.2$ (слева) и $t = 3.7$ (справа).

Из численных расчетов следует также, что время t_1 , определенное по интервалу времени между последовательным появлением в слое смешения сформировавшихся крупномасштабных вихрей, составляет 0.00004 с. Определение абсолютного значения времени для условий эксперимента осуществляется по формуле $t = t \cdot L_0/U_\infty$.

Среднее значение параметра t_2 находится с учетом не только времени смещения вихревой структуры от места образования до ДО, но и времени, затрачиваемого на слив массы газа, т.е. до момента наибольшего изменения величины давления на периферийной части ДО и, следовательно, возрастания генерации волнового возмущения. Завершение слива в рассматриваемом цикле автоколебательного процесса гидродинамической природы происходит при относительном времени $t = 4.3$. Таким образом, относительное время от возникновения вихря (2), (см. рис. 5), до завершения слива составит 3.3, а абсолютное значение этого времени равно 0.000164 с.

Время t_3 можно оценить, используя ранее принятое допущение о том, что волновые возмущения внутри зоны отрыва распространяются с местной скоростью звука, соответствующей температуре T_0 . Путь, пройденный волной от места генерации (периферийной части ДО) до точки отрыва (чувствительной области слоя смешения), составляет 0.0433 м. Тогда время t_3 составит 0.000126 с. В итоге, суммарное время оказывается равным 0.00033 с, что соответствует частоте

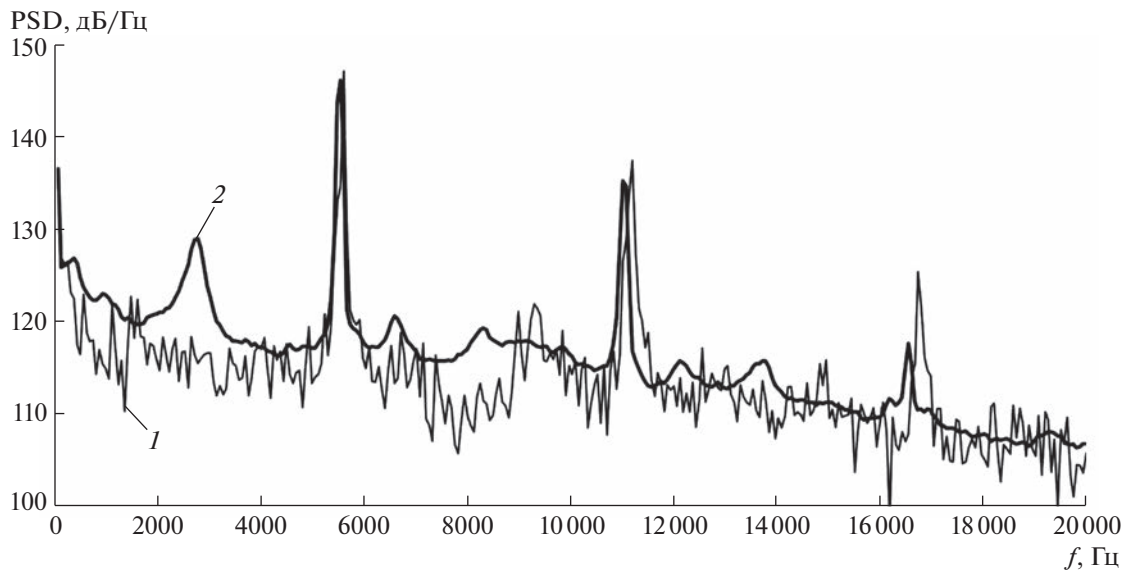


Рис. 8. Сравнение функций спектральной плотности мощности пульсаций давления на днище ВА ($r/D \sim 0.33$), полученных при испытаниях и численных расчетах модели: $M_\infty = 0.9$, $dX/D = 0.5$; 1 – расчет (выборка 3.55×10^4), 2 – испытание (выборка 1.02×10^6).

первой гармоники колебаний — 3030 Гц. Из экспериментальных данных близкой частотой оказывается частота 2750 Гц (отличие не превосходит 10%).

Проведенная фильтрация измеренных на модели сигналов пульсаций давления и определение в различные моменты эксперимента функций спектральной плотности при осреднении в малых временных интервалах выявили нестабильность колебаний давления на частоте 2750 Гц (в отличие от колебаний на резонансной частоте 5500 Гц). Нестабильный характер автоколебательного процесса гидродинамической природы отмечался и ранее, например, при трансзвуковой перестройке течения за задней угловой кромкой надкалиберного конусно-цилиндрического тела [24]. Нестабильность процесса на частоте 2750 Гц в рассматриваемом случае, скорее всего, возрастает из-за заднего расположения замыкающего скачка уплотнения (см. рис. 4), при котором колебания скачка, степень проникновения повышенного давления в отрывную зону, а следовательно, устойчивость слоя смещения, могут меняться в течение эксперимента. В связи с этим, отмеченное выше отсутствие указанной узкополосной составляющей в численных расчетах вполне может быть обусловлено малой (~ 0.02 с) протяженностью временного интервала накопления необходимых статистических данных для выявления узкополосной составляющей спектров в этой области частот.

Таким образом, в условиях эксперимента частоты, характеризующие автоколебательный процесс гидродинамической природы, с учетом гармоник, составят 2750, 5500, 8250, 11000 Гц. Как видно, некоторые частоты совпадают с частотами резонансного процесса (только других гармоник). Близость частоты второй гармоники автоколебательного процесса гидродинамической природы к частоте первой гармоники резонансного процесса свидетельствует о том, что резонансный процесс оказывает влияние на возникновение и поддержку автоколебательного процесса гидродинамической природы через цикл своих колебаний. Это влияние осуществляется через выпучивание слоя смещения у угловой кромки ВА под воздействием волновых возмущений, интенсивность которых возрастает в результате взаимодействия с ДО волны 1, участвующей в резонансном процессе. Действительно, положение вихря 2 во втором цикле колебаний в момент $t = 3.7$ свидетельствует о том, что в конце автоколебательного процесса гидродинамической природы происходит интенсивный рост давления, близкий к тому, что отмечался при $t = 1.8$.

Проведем, наконец, оценку частоты первой гармоники, соответствующей автоколебательно-му процессу расходно-волновой природы. Предположим, что расходно-волновой процесс определяется волновыми возмущениями, генерируемыми периферийной частью ДО в начале слива, то есть в момент прихода вихря 2 к ДО (в момент $t = 3.2$). В этом случае частота колебаний первой моды определяется суммой времен распространения волнового возмущения от периферийной части ДО до точки отрыва пограничного слоя на ВА — t_3 , перемещения отраженной волны дав-

Таблица 1. Численные и экспериментальные данные по частотам автоколебаний, возникающих в зазоре между ВА и ДО при $M_\infty = 0.9$, $dX/D = 0.5$. Оценки соответствующих чисел Струхала

По расчетным данным [2] для натурy, f , Гц/Sh		74.5 0.51	86.3* 0.6	148 1.02	175.7 1.21	214 1.48	266.4 1.84
По экспериментальным данным [1] для модели (масштаб М1 : 70), f , Гц/Sh	2750 0.31	4400 0.49	5500* 0.61	8250 0.92	11 000 1.22	13 750 1.53	16 500 1.83
Оценки по подходу настоящей работы для модели:							
– автоколебания гидродинамической природы, Sh / (№ гармоники)	0.34 (1)		0.67 (2)	1.01 (3)	1.34 (4)		
– автоколебания расходно-волновой природы, Sh/(№ гармоники)		0.43 (1)		0.87 (2)		1.3 (3)	
– автоколебания резонансной природы, Sh/(№ гармоники)			0.6 (1)		1.19 (2)		1.78 (3)

* – частоты, соответствующие максимальным уровням в узкополосных спектрах.

ления от точки отрыва на ВА до места образования вихря 2 – t_4 и времени смещения вихря 2 до ДО – t_5 . Частоты колебаний определяются формулой: $f = n/(t_3 + t_4 + t_5)$. Время t_3 найдено ранее. Значение времени t_4 оценивается, исходя из того, что волновое возмущение распространяется здесь с местной скоростью звука: $t_4 = 0.0000215$ с. Время t_5 находится по расчетным данным как время между моментом $t = 1.0$ (возникновение вихря 2) и $t = 3.2$ (приход вихря 2 к ДО). Тогда $\Delta t = 2.2$ и $t_5 = \Delta t \cdot (L_0/U_\infty) = 0.000109$ с. В итоге суммарное время оказывается равным 0.000257 с, что соответствует частоте первой гармоники колебаний – 3899 Гц. Из экспериментальных данных близкой частотой оказывается частота 4400 Гц (отличие не превосходит 13%).

Таким образом, к частотам автоколебательного процесса расходно-волновой природы из экспериментальных данных следует отнести 4400, 8250 и 11 000 Гц. Некоторые частоты узкополосных составляющих совпадают с частотами других процессов (только других гармоник). Обращает на себя внимание низкий уровень узкополосного спектра на частоте первой гармоники этого процесса, что подтверждает косвенным образом слабое волновое возмущение, генерируемое периферийной частью ДО в момент прихода вихря 2 к ДО.

Частоты автоколебательных процессов, выявленных при экспериментальных и численных исследованиях, и оценки этих частот, проведенных на основе анализа природы и механизмов автоколебательных процессов, приведены в табл. 1.

Видно, что числа Струхала, $Sh = f \cdot dX/U_\infty$, соответствующие характерным частотам автоколебательных процессов, полученным в экспериментах и в численных расчетах, в целом, согласуются между собой. Результаты оценочных расчетов по предложенному подходу также вполне удовлетворительны. Приведенные оценки основаны на выявленных в численных исследованиях особенностях течения, что, безусловно, повысило их надежность, но, главное, позволило уточнить механизм взаимодействия автоколебательных процессов различной природы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе анализ нестационарных процессов, возникающих в зазоре между двумя телами с тандемным расположением проведен на основе данных, полученных непосредственно из проведенных численных расчетов. Подтверждено, что место образования крупномасштабной вихревой структуры находится в слое смещения ниже по потоку от угловой кромки впереди расположенного тела, участие в формировании этой структуры возвратного течения в зоне отрыва.

В численных расчетах удалось визуализировать не только перемещение вихревых структур, но и волновых возмущений внутри зоны отрыва.

Благодаря использованию комплексного численно-экспериментального подхода показано, что автоколебания резонансной природы являются наиболее стабильными и могут служить механизмом для запуска неустойчивых автоколебательных процессов гидродинамической и расходно-волновой природы.

Анализ результатов расчетных и экспериментальных исследований автоколебаний на режимах по числам Маха (в диапазоне от 0.8 до 1.2) и по относительным расстояниям разделения dX/D (от 0.5 до 1.5) показал, что приведенные в табл. 1 оценки чисел Струхала применимы на вышеуказанных режимах. При этом погрешность оценок не превысит 13%. На различных рассмотренных режимах могут проявиться как все вышеописанные, так и отдельные механизмы автоколебательных процессов.

Полученные числа Струхала могут использоваться для оценок характеристик автоколебательных процессов и для других аналогичных конфигураций tandemно расположенных объектов на транзвуковых режимах турбулентного обтекания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Arkhireeva E. Yu., Dankov B.N., Dyadkin A.A., Kosenko A.P. and Rybak S.P. Experimental studies of fluctuating pressure during separation of two tandemno's objects in flight // AIP Conference Proceedings. 2018. 2027, 030083. <https://doi.org/10.1063/1.5065177>
2. Гарбарук А.В., Стрелец М.Х., Шур М.Л., Дядькин А.А., Михайлов М.В., Рыбак С.П., Даньков Б.Н., Косенко А.П. Двухэтапная RANS-DDES модель и результаты расчета нестационарных воздействий на возвращаемый аппарат и двигательный отсек космического корабля при их аварийном разделении // Математическое моделирование. 2021. V. 33: 7. P. 121–138.
3. Rossiter J.E. Wind Tunnel Experiments on the Flow Over Rectangular Cavities at Subsonic and Transonic Speeds // Royal Aircraft Establishment Technical Rept. 64037, 1964 and R& M 3438, Oct. 1964.
4. Heller H.H., Holmes D.G. and Covert E.E. Flow Induced Pressure Oscillations in Shallow Cavities // Journal of Sound and Vibration. 1971. V. 18. № 4. P. 545–553.
5. Heller H.H. and Bliss D.B. The Physical Mechanism of Flow Induced Pressure Fluctuations in Cavities and Concepts for their Suppression // AIAA Paper. 1975. 75–491.
6. Block P.J.W. Noise response of cavity of varying dimensions at subsonic speeds // NASA TN. 1976. N D- 8351. P. 1–67.
7. Tam C.K.W. and Block P.T.W. On the Tones and Pressure Oscillations Induced by Flow over Rectangular Cavities // Journal of Fluid Mechanics. 1978. V. 89. Part 2. P. 373–399.
8. Hankey W.L. and Shang J.S. Analyses of Pressure Oscillations in an Open Cavity // AIAA Journal. 1980. V. 18. № 8. P. 892–898.
9. Антонов А.Н., Вишняков А.Н., Шалаев С.П. Экспериментальное исследование пульсаций давления в выемке, обтекаемой дозвуковым или сверхзвуковым потоком газа // Прикладная механика и техническая физика. 1981. № 2. С. 89–97.
10. Абдрашитов Р.Г., Архиреева Е.Ю., Даньков Б.Н., Меньшов И.С., Северин А.В., Семенов И.В., Требунских Т.В., Чучкалов И.Б. Механизмы нестационарных процессов в протяженной каверне // Ученые записки ЦАГИ. 2012. Т. XLIII. № 4. С. 39–56.
11. Даньков Б.Н., Дубень А.П., Козубская Т.К. Численное моделирование возникновения автоколебательного процесса возле трехмерного обратного уступа при транзвуковом режиме обтекания // Изв. РАН. МЖГ. 2016. № 4. С. 108–119.
12. Рокуэлл Д. Колебания сдвиговых слоев, взаимодействующих с препятствиями // Аэрокосмическая техника. 1984. Т. 2. № 2.
13. Morkovin M.V. and Paranjape S.V. On Acoustic Excitation of Shear Layers // Zeitschrift für Flugwissenschaften, 1971. V. 19. Heft 8/9. P. 328–335.
14. Tam C.K.W. Excitation of Instability Waves in a Two-Dimensional Shear Layer by Sound // Journal of Fluid Mechanics. 1978. V. 89. Part 2. P. 357–371.
15. Tam C.K.W. The Effects of Upstream Tones on the Large-Scale Instability Waves and Noise of Jets in Mechanics of Sound Generation in Flows IUTAM, ICA, AIAA-Symposium / Ed by E. Mueller. New York.: Springer-Verlag, 1979. P. 41–47.
16. Ahuja K., Mendoza J. Effects of cavity dimensions, boundary layer, and temperature on cavity noise with emphasis on benchmark data to validate computational aeroacoustik codes // NASA CR, N 4653. 1995. P. 1–284.
17. Blake W.K. Mechanics of flow-induced sound and vibration. V. 1: General concepts and elementary sources. Ch. 3. Academic Press, Inc. P. 130–149.
18. Sarno R.L., Franke M.E. Suppression of Flow-Induced Pressure Oscillations in Cavities // Journal of Aircraft. 1994. V. 31. № 1. P. 90–96.
19. Rubio G., De Roeck W., Baelmans M., Desmet W. Numerical study of noise generation mechanisms in rectangular cavities", Europ. Colloquium 467: Turbulent Flow and Noise Generation, Marseille, France, 2005. P. 1–4.
20. Keller J.J. and Escudier M.P. Periodic Flow Aspects of Throttles, Cavities, and Diffusers, Brown Boveri Research Center Rept. KCR-79-144B, Nov. 1979.

21. *Larcheveque L., Sagaut P., Le T-H., Comte P.* Large-eddy simulation of a compressible flow in a three-dimensional open cavity at high Reynolds number // *Fluid Mech.* 2004. V. 516. P. 265–301.
22. *Даньков Б.Н., Дубень А.П., Жданова Н.С., Козубская Т.К.* Численное моделирование турбулентного течения возле каверны для фундаментальных и прикладных исследований // Тез. докл. на шестой все-российской конф. “Вычислительный эксперимент в аэроакустике”, Светлогорск, Калининградской области, 19–24 сентября 2016 г., С. 124–127.
23. *Даньков Б.Н., Дубень А.П., Козубская Т.К.* Исследование автоколебательных процессов в открытой каверне с привлечением данных вычислительных экспериментов // *Изв. РАН. МЖГ* (в печати).
24. *Архиреева Е.Ю., Даньков Б.Н., Дубень А.П., Козубская Т.К., Коляда Е.О., Косенко А.П., Кудряшов И.Ю., Липницкий Ю.М., Луцкий А.Е., Меньшов И.С., Панасенко А.В., Северин А.В.* Автоколебательные процессы при обтекании тел с изломами образующей. Монография. ИПМ им. М.В. Келдыша, 2016, С. 100.
25. *Plentovich E.B., Tracy M.B., Stallings R.L.* “Experimental cavity pressure measurements at subsonic and transonic speeds” NASA Technical Paper 3358, 1993.
26. *Скучик Е.* Основы акустики. Т.1 М.: Мир, 1976. С. 520.
27. *Menter F.R.* Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications // *AIAA Journal*. 1994. V. 32. № 8. P. 1598–1605.
28. *Stabnikov A.S., Garbaruk A.V.* Testing of modified curvature-rotation correction for $k-\omega$ SST model // *Journal of Physics: Conf. Ser.* 2016. V. 769. 012087.
29. *Spalart P.R., Deck S., Shur M.L., Squires K.D., Strelets M.Kh., Travin A.K.* A New Version of Detached-Eddy Simulation, Resistant to Ambiguous Grid Densities // *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*. 2006. V. 2. № 3. P. 181–195.
30. *Shur M.L., Spalart P.R., Strelets M.Kh., Travin A.K.* An enhanced version of DES with rapid transition from RANS to LES in separated flows // *Flow, Turbulence and Combustion*. 2015. V. 95. P. 709–737.
31. *Shur M., Strelets M., Travin A.* High-Order Implicit Multi-Block Navier–Stokes Code: Ten-Year Experience of Application to RANS/DES/LES/DNS of Turbulence. In: 7th Symp. on overset composite grids and solution technology, Huntington Beach, CA, 2004. https://cfd.spbstu.ru/agarbaruk/doc/NTS_code.pdf.
32. *Roe P.L.* Approximate Riemann solvers, parameter vectors and difference schemes // *Journal of Computational Physics*. 1981. V. 43. P. 357–372.
33. *Travin A., Shur M., Strelets M., Spalart P.R.* Physical and numerical upgrades in the detached-eddy simulation of complex turbulent flows // *Advances in LES of complex flows* /Ed. by R. Friedrich and W. Rodi. *Fluid Mechanics and its Applications* series. 2002. V. 65. P. 239–254.