

УДК 533.6.011

## АНАЛИЗ АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНЫХ ПРОЦЕССОВ В КАВЕРНЕ С ОТКРЫТЫМ ТИПОМ ТЕЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ДАННЫХ ВИХРЕРАЗРЕШАЮЩИХ РАСЧЕТОВ

© 2023 г. Б. Н. Даньков<sup>а</sup>, А. П. Дубень<sup>а,\*</sup>, Т. К. Козубская<sup>а</sup>

<sup>а</sup>Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия

\*E-mail: aduben@keldysh.ru

Поступила в редакцию 17.10.2022 г.

После доработки 13.02.2023 г.

Принята к публикации 25.02.2023 г.

Рассматриваются механизмы автоколебательных процессов, возникающих в каверне с открытым типом течения, и дается их обоснование, полученное в результате детального изучения взаимодействия явлений гидродинамической, расходно-волновой и резонансной природы. Теоретические выводы подтверждаются анализом данных вычислительных экспериментов, проведенных различными авторами.

*Ключевые слова:* открытая каверна, автоколебательный процесс, волновое возмущение, вихревая структура, зона отрыва, спектральный состав, вихреразрешающее моделирование, гибридный RANS–LES–метод

DOI: 10.31857/S1024708422600774, EDN: WJUNFI

Исследование механизмов автоколебательных процессов, возникающих в каверне с открытым типом течения, когда поток, оторвавшийся с передней кромки каверны, присоединяется на ее задней стенке, не теряет своей актуальности. Это связано с тем, что, несмотря на многочисленные работы, до сих пор не существует всеми признанного однозначного и полного представления о сложных взаимодействующих явлениях в такой каверне и, в частности, детального обоснования спектрального состава генерируемых пульсаций давления.

Начиная с середины прошлого века, изучению автоколебательных процессов в каверне с открытым типом течения посвящено множество работ (см., например, [1–7]). В большинстве из них понимание о механизме нестационарного течения в каверне основывается на представлении Росситера [1]. Использование выведенной на основе этого представления полуэмпирической формулы Росситера для расчета частоты колебаний давления в каверне во многих случаях позволяло получить результат, близкий к экспериментальным данным. Вместе с тем, более поздние экспериментальные и численные исследования нестационарных течений в различных кавернах, а также в кормовом отрыве за трехмерным уступом выявили некоторые принципиальные отличия [8, 9] от общепризнанной теории. В связи с этим возникла необходимость уточнить характер обтекания указанной каверны.

Согласно [1–7] нестационарный процесс в каверне имеет, прежде всего, гидродинамическую природу (по терминологии Д. Рокуэлла [10]) и при турбулентном режиме течения связан с возникновением неустойчивости в слое смешения отрыва, образованием в этом слое крупномасштабных вихрей, их перемещением вниз по потоку и деформацией при взаимодействии с задней стенкой. Задняя стенка при этом становится источником волновых возмущений, которые, распространяясь вверх по потоку через зону отрыва, приводят к росту неустойчивости слоя смешения в его чувствительной зоне (вблизи угловой кромки передней стенки). Вследствие установления обратной связи между колебаниями в области взаимодействия слоя смешения с препятствием и около передней стенки возникает упорядоченная в среднем амплитудная и частотная модуляция пульсаций в каверне. Согласно [11] слой смешения играет роль фильтра (или резонатора), который отбирает из внешнего поля энергию колебаний, определяемых волновыми возмущениями, лишь в малом интервале частот около некоей критической частоты, зависящей от длины слоя смешения, массы газа в нем, скорости звука и т.д.

Исследования взаимодействующего сдвигового слоя показали, что необходимыми условиями для возникновения неустойчивости являются нахождение слоя в неравномерном поле течения и наличие поперечной возмущающей силы определенной величины [12–15].

Опираясь на вышеописанную модель нестационарного процесса и приняв, что генерация вихрей и волн давления происходит с одинаковой частотой, Росситер получил полуэмпирическую формулу для расчета числа Струхала автоколебаний. В формулу вошли две константы  $\alpha$  и  $k$ , характеризующие, соответственно, фазовый сдвиг – задержку начала генерации волнового возмущения после взаимодействия вихря с задней стенкой, и отношение конвективной скорости смещения вихрей к скорости набегающего потока. Принималось, что скорость звука в зоне отрыва соответствует скорости звука в набегающем потоке, а образование вихря происходит непосредственно у передней стенки каверны сразу же после взаимодействия с ней волны давления. Было определено значение константы  $\alpha$  при различных величинах относительной длины каверны [1].

Позднее для более полного описания течения в каверне предлагалось учитывать и задержку схода вихрей с кромки передней стенки [4, 16]. В [7] период колебаний давления  $t_\Sigma$  на частоте первой моды для случая одного источника определялся суммой времен задержки схода вихря  $t_1$ , сноса его вниз по потоку до взаимодействия с задней стенкой  $t_2$  и перемещения волны давления внутри каверны от задней стенки к передней  $t_3$  (с некоторым учетом времени отражения от стенки). Полученное отношение оказалось идентичным формуле Росситера. Однако константа  $\alpha$ , определяемая как  $\alpha = t_1/t_\Sigma$ , в данном случае характеризовала задержку между поступлением к передней стенке каверны волнового возмущения и началом переноса вихря. Аналогичный подход использовался и в работе [17].

В работах [6, 15, 18] показано, что вторая и третья моды колебаний, обусловленные потерей устойчивости сдвигового слоя, являются преобладающими тонами в спектрах пульсаций давления.

В [3] при изучении особенности сверхзвукового обтекания каверны установлено, 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 отводе массы газа и росте давления на указанной стенке генерируются волны сжатия, которые распространяются вверх по потоку со сверхзвуковой абсолютной скоростью. Внутри зоны отрыва волна является прямой, а в области невязкого 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 констатировано существование помимо нестационарного процесса гидродинамической природы еще и расходно-волновой (“акустической” по определению [3]). Позднее было показано, что к образованию крупномасштабных вихрей в рассмотренном случае приводят, прежде всего, волны, отраженные от передней стенки [5, 19].

В связи с возникновением при сверхзвуковой скорости набегающего потока волновой системы в [6] предложено определять частоту вышеописанного “акустического” автоколебательного процесса из условия, отражающего чисто волновой 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 процесса при условии равенства частот прямой и обратной бегущих волн [6].

Дальнейшее понимание природы нестационарного течения в каверне было достигнуто при проведении комплексных экспериментально-теоретических исследований, когда для численного моделирования турбулентного течения стали использоваться вихреразрешающие методы [8, 9, 20–24], а при обработке полученных численных данных – спектрально-корреляционный анализ полей пульсаций давления [22]. Прежде всего следует остановиться на результатах изучения особенностей течения в протяженной (переходной по терминологии [25]) каверне, когда отодранный поток присоединялся на дно. Исследования [8] проводились при  $M_\infty = 0.9$  и относительной длине каверны  $L/H = 7$  ( $H$  – глубина каверны). Было показано, что вначале, под влиянием волновых возмущений, перемещающихся внутри отрыва, происходит повышение давления в передней части каверны. Следствием этого является выпучивание границы сдвигового слоя у передней стенки с последующим падением давления внутри отрыва. Это, в свою очередь, приводит к развороту потока вглубь каверны. При этом несколько ниже по течению граница кормового отрыва на начальной стадии разворота остается еще выпуклой. За образовавшейся

точкой перегиба слоя смещения к возникшей волне неустойчивости с областью пониженного давления начинают перетекать массы газа из прилегающих частей отрывного течения, что в совокупности с эжекцией внешним потоком приводит вначале к зарождению, а затем и формированию крупномасштабного вихря. Таким образом, установлено, что крупномасштабные вихревые структуры, определяющие автоколебательный процесс гидродинамической природы, возникают не на передней угловой кромке, как полагал Росситер [1], а ниже по течению — в первой (по потоку) выпуклости (гребне) волн неустойчивости. 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 отрыва.

Показано также, 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. Выявлены случаи согласования моментов появления 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. Нестационарный процесс в этом случае представлялся как совокупность синхронных взаимозависимых автоколебаний, характерное время которых определялось положением источника волновых возмущений.

Проведенные оценки позволили понять, каким образом сосуществуют различные моды колебаний. При этом само расположение источников волновых возмущений зависит, прежде всего, от газодинамических и физических параметров слоя смещения в каверне. Было подтверждено, что в каверне при некоторых режимах обтекания реализовываются 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. Нестационарные процессы гидродинамической и расходно-волновой природы могут быть не совсем регулярными и стабильными, т.е. они близки к так называемым релаксационным автоколебаниям. Наиболее устойчивым является резонансный процесс. Рассмотренные автоколебания взаимосвязаны, поддерживают друг друга, что не дает им затухнуть под воздействием диссипативных потерь.

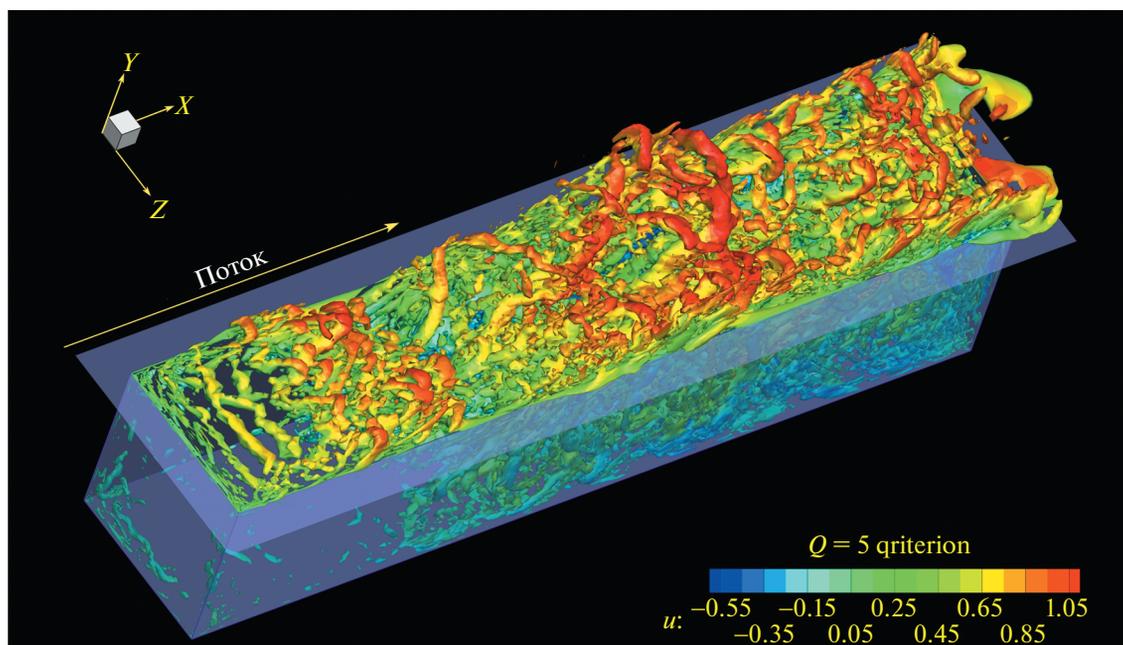
Автоколебательные процессы гидродинамической и расходно-волновой природы были установлены и при изучении нестационарного обтекания трехмерного уступа, когда за ним происходила транзвуковая перестройка течения. Резонансный процесс в этом случае отсутствовал [9].

Исследования обтекания каверны с открытым типом течения ( $L/H = 5$ ) при  $M_\infty = 0.85$  (каверна M219) проводились экспериментальными и численными методами большим количеством авторов [21–23, 26–28]. Характеристики течения в ней используются для проверки разрабатываемых методов и программ. Численные исследования такой каверны при том же числе Маха были проведены и авторами данной статьи [9]. Эти исследования показали, что и при обтекании каверны с открытым типом течения крупномасштабные вихревые структуры образуются на некотором расстоянии вниз по потоку от задней стенки — в выпуклостях волн неустойчивости. Нашли свое подтверждение и некоторые другие особенности автоколебательного процесса гидродинамической природы, установленные ранее при изучении течения в протяженной каверне. В связи с этим в данной работе проводится более углубленный анализ обтекания такой каверны и сопоставление полученных данных с результатами других работ с целью установления общности природы автоколебаний, возникающих в различных кавернах.

## МЕХАНИЗМЫ АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНЫХ ПРОЦЕССОВ В КАВЕРНЕ

Математическая модель, численные методы и вычислительная постановка, использованные при проведении анализируемого в данной работе расчета турбулентного течения в каверне M219, подробно представлены в [9]. Здесь приводим их краткое описание.

Математическая модель для численного решения задачи строилась на основе полных уравнений Навье—Стокса для идеального сжимаемого газа. Течения возле каверны относятся к классу течений с ярко выраженным отрывом и присоединением. Для воспроизведения таких течений наиболее эффективными признаны вихреразрешающие подходы и, в частности гибридные RANS-LES методы семейства DES [29]. В [9] использовался принадлежащий этому семейству



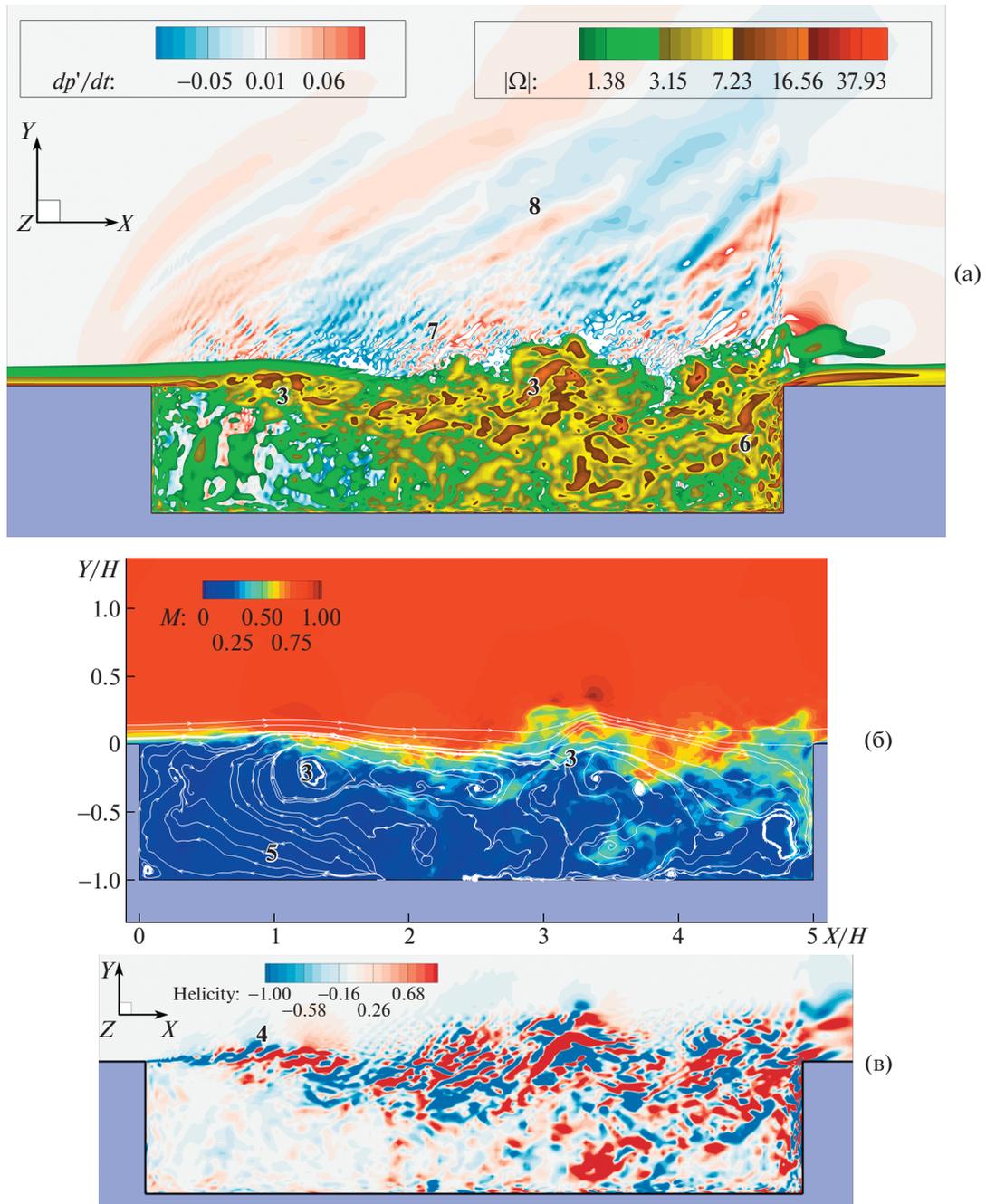
**Рис. 1.** Мгновенные поля изоповерхностей Q-критерия ( $Q = 5$ ); палитра соответствует уровням относительной продольной скорости при начале слива массы газа из каверны.

метод IDDES [30]. В качестве модели замыкания при этом применялась модель Спаларта–Аллараса для модифицированной турбулентной вязкости. Численное моделирование течения проводилось согласно так называемому “полностью турбулентному подходу”, при котором предполагается, что переход пограничного слоя в турбулентный режим совершается очень быстро. Это обеспечивалось достаточно высоким уровнем турбулентности набегающего потока, который возникал из-за приравнивания турбулентной вязкости к молекулярной на входной границе. На поверхностях каверны и пластины, в которую она встраивалась, ставились условия прилипания для скорости ( $u = 0$ ) и адиабатической стенки ( $dT/dn = 0$ ), турбулентная вязкость на стенках полагалась равной нулю.

Для проведения расчетов использовался программный комплекс NOISEtte, в котором реализован вычислительный алгоритм с определением переменных в узлах неструктурированной сетки. В его основе лежит EBR схема повышенной точности [31] для аппроксимации конвективных потоков. Ввиду того, что рассматривались трансзвуковые режимы обтекания каверны, характеризующиеся наличием высоких градиентов решения и скачков, для проведения расчетов использовалась WENO модификация EBR схемы [32]. Интегрирование по времени проводилось с помощью неявной схемы второго порядка точности с линеаризацией по Ньютону разностной системы уравнений. Необходимо отметить, что при проведении численного моделирования число Куранта выбиралось таким образом, чтобы в области возмущенного турбулентного взаимодействия (в области отрыва внутри каверны) его локальное значение на некотором удалении от твердых стенок не превышало единицы. На каждом шаге по времени проводилось несколько итераций по Ньютону до сходимости по относительной невязке.

Входная граница расчетной области находилась на расстоянии  $7.75H$  от передней кромки каверны вверх по потоку. Выходная граница вниз по потоку находилась на расстоянии  $5.25H$  от задней кромки каверны. Верхняя выходная граница располагалась на расстоянии  $16H$  от поверхности пластины. Наконец, поперечные границы с условиями отражения имели координаты  $z/H = \pm 4.5$ . Используемая система координат представлена на рис. 1 и 2.

Численное моделирование задачи проводилось на неструктурированной гексаэдральной сетке, построенной исходя из требований, предъявляемым к сеткам для расчетов с помощью гибридных RANS–LES-методов. В частности, в зоне основного турбулентного взаимодействия в задней части каверны характерный размер ячейки не превышал  $H/33$ . Разрешение пограничного слоя на поверхностях, на которых ставились условия прилипания, было относительно грубым и составляло  $10^{-3}H$ , при этом безразмерное значение величины первого пристеночного ша-



**Рис. 2.** Мгновенные картины течения возле каверны (сверху вниз соответственно): а – уровни модуля завихренности и производной от давления по времени; б – распределение числа Маха с линиями тока; в – уровни спиральности.

га в переменных закона стенки  $\Delta y^+$  варьировалось от 5 до 10. В итоге общее число узлов вычислительной сетки составило 4048149.

Данные по полям мгновенных значений газодинамических параметров течения, полученные в численных исследованиях [9], представлены на рис. 1 и 2. Иллюстрируется характер течения в каверне на стадии начала слива массы газа. Анализ данных показывает, что вначале с передней угловой кромки каверны срываются вихри 1, имеющие квазидвумерный характер (так называемые поперечно-ориентированные вихревые структуры). Затем ниже по течению они теряют устойчивость, отдельные их звенья приобретают большую скорость, вытягиваются, образуют

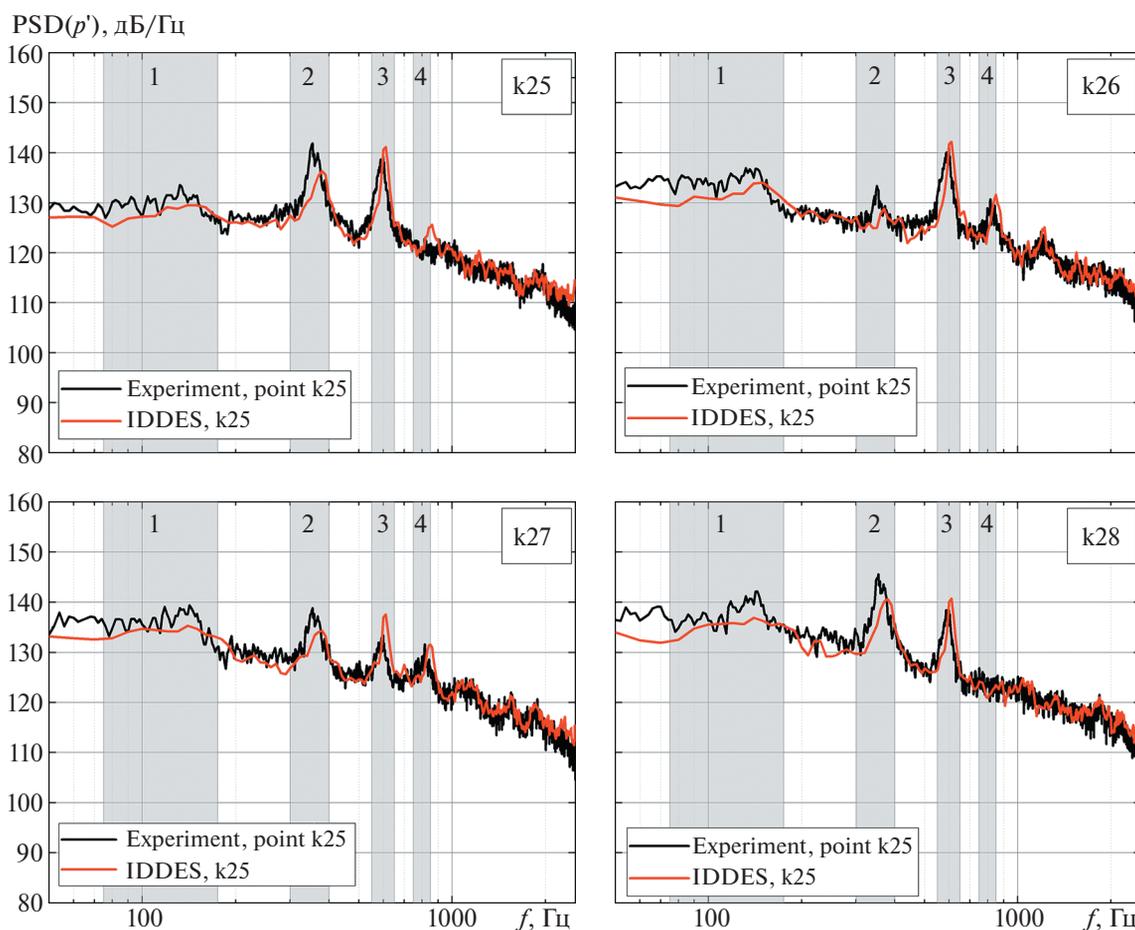


Рис. 3. Сравнение результатов численного моделирования с экспериментальными данными по спектральной плотности мощности пульсаций давления в точках k25, k26, k27 и k28 (в дБ/Гц).

петли. Возникают трехмерные вихри 2, которые входят в слой смешения крупномасштабных вихревых структур 3. Но сами эти структуры возникают в первом по потоку гребне волн неустойчивости 4. Механизм их образования оказался таким же, как и в протяженной каверне [8], включая и вовлечение в вихревые структуры массы газа из окружающих областей кормового отрыва. Видно, что затекание осуществляется и из возвратного течения 5. Таким образом, точнее надо говорить о потере устойчивости всего сдвигового слоя зоны отрыва, а не только ее слоя смешения.

Благодаря возрастанию эжекционных свойств внешнего потока на выпуклостях волн неустойчивости вихревое течение упорядочивается, становится более организованным. Масштаб структур при их смещении вниз по потоку увеличивается. Процесс изменения вихревых структур схож с бифуркацией течения при развитии неустойчивости Кельвина–Гельмгольца с той лишь разницей, что он протекает при сильном влиянии волновых возмущений, усиливающихся благодаря наличию стенок каверны, и возвратного течения зоны отрыва.

При подходе к задней стенке происходит деформация вихревых структур, вихри дробятся, налегают друг на друга, нарастающая масса газа выдавливается наружу (область потока б). На приведенных рисунках видны и волновые возмущения 7, генерируемые крупномасштабными вихревыми структурами, и волна давления 8, возникающая при взаимодействии потока с задней стенкой после слива.

Таким образом, результаты исследований особенностей обтекания каверны с открытым типом течения согласуются по многим деталям с данными по характеру обтекания протяженной каверны [8]. В описанных автоколебательных процессах гидродинамической и расходно-волновой природы много общего оказалось и с особенностями нестационарного обтекания трехмерного уступа, когда за ним происходила трансзвуковая перестройка течения [9].

На рис. 3 проводится сравнение функций спектральной плотности пульсаций давления, полученных в данных численных исследованиях и в экспериментах [28]. Пульсации давления

**Таблица 1.** Характерные частоты колебаний давления в каверне, полученные как в экспериментальных, так и численных для каверны M219

|   | Частоты, Гц |         |         |     |     |         |         |     |         |         |         |          |          |          |      |
|---|-------------|---------|---------|-----|-----|---------|---------|-----|---------|---------|---------|----------|----------|----------|------|
|   | 139*        | 200     | 231     | 318 | 354 | 352*    | 443     | 491 | 534     | 591*    | 660     | 811*     | 1170     | 1500     | 1900 |
| Эксперимент [21]  | 139*        |         | 231     |     |     | 352*    | 443     | 491 | 534     | 591*    | 660     | 811*     |          |          |      |
| Эксперимент [27]  | 137*        | 200     | 248     | 318 |     | 357*    | 400     | 446 | 536     | 589*    | 659     | 714      | 786*     |          |      |
| Эксперимент [28]  | 140*        |         | 250     |     |     | 355*    |         |     |         | 600*    |         |          | 840*     | 1170     | 1500 |
| Расчет DES [21]   | 143*        | 211     | 234     | 274 | 354 | 369*    | 389     | 491 | 571     | 600*    | 657     | 711      | 760      |          |      |
|   |             |         | 251     | 291 |     |         | 429     |     |         |         |         | 743      | 811*     |          |      |
|   |             |         |         |     |     |         | 411     |     |         |         |         |          |          |          |      |
| Расчет LES [22]   | 125*        | 200     |         |     |     | 360*    |         | 450 |         | 585*    | 650     | 700      | 825*     |          |      |
|   |             |         |         |     |     |         |         | 500 |         |         |         | 750      |          |          |      |
| Расчет DES [23]   | 150*        | 200     | 246     | 289 | 345 | 371*    | 418     | 471 | 578     | 618*    | 661     | 728      | 800      |          |      |
|   |             |         |         |     |     |         |         | 521 |         |         |         |          |          |          |      |
| Расчет IDDES [9]  | 140*        | 209     | 239     | 312 |     | 375*    | 408     | 500 |         | 595*    |         | 700      | 835*     | 1170     | 1500 |
| Оценка частот по формуле Росситера                          | 148*        |         |         |     |     | 357*    |         |     |         | 566*    |         |          | 775*     |          |      |
| Оценка частоты автоколебаний гидродинамической природы      | 139 (1)     |         | 278 (2) |     |     |         | 417 (3) |     | 556 (4) |         |         |          |          |          |      |
| Оценка частоты автоколебаний расходно-волновой природы      |             | 189 (1) |         |     |     | 378 (2) |         |     |         | 567 (3) |         | 756 (4)  |          |          |      |
| Оценка частоты генерации крупномасштабных вихревых структур |             |         |         |     |     |         |         | 462 |         |         |         |          |          |          |      |
| Оценка частоты автоколебаний резонансной природы            |             |         |         |     |     | 342 (1) |         |     |         |         | 684 (2) | 1026 (3) | 1368 (4) | 1710 (5) |      |

определялись на дне каверны, в точках с относительными продольными координатами  $x/H$ , равными 2.75 (κ25), 3.25 (κ26), 3.75 (κ27), 4.25 (κ28). Отмечается хорошее согласование экспериментальных и численных результатов.

Проведем анализ численных исследований с целью детального изучения механизма нестационарного процесса в каверне с открытым типом течения. Проверим, идентичен ли он процессу, установленному при исследованиях протяженной каверны. В табл. 1 приведены данные по характерным частотам колебаний давления в каверне, полученные как в экспериментальных [26–28], так и численных [9, 21–23] исследованиях при следующих условиях [22]:  $M_\infty = 0.85$ ,  $V_\infty = 276.45$  м/с,  $T_0 = 301^\circ\text{K}$ ,  $C_0 = 347$  м/с,  $L = 0.508$  м ( $T_0$ ,  $C_0$  – температура и скорость звука в заторможенном потоке). Здесь же помещены результаты вычислений частот с использованием исходной формулы Росситера [1] при  $\alpha = 0.29$  и  $k = 0.5$ ). Из анализа приведенных материалов следует, что пульсации давления в каверне характеризуются целым рядом частот, которые по данным различных работ неплохо согласуются друг с другом. Из них выделяются четыре частоты (помечены звездочками), на которых уровни узкополосных составляющих достигают повышенных значений. Расчеты по формуле Росситера отражают именно эти частоты – табл. 1.

Согласно [8] большое количество наблюдаемых характерных частот может быть обусловлено возникновением в каверне автоколебательных процессов различной природы, которые протекают одновременно. А именно: гидродинамической природы, расходно-волновой и резонансной. Выясним, возможно ли существование такого сложного нестационарного течения в рассматриваемой каверне. Проведем оценку частот. В этом случае при анализе необходимо будет уделять

внимание всем характерным частотам, а не только тем, на которых реализуются максимальные уровни узкополосных составляющих. При наличии корреляционных характеристик возможно точное определение фазовой скорости распространения волновых возмущений, являющихся составными элементами указанных процессов. Однако для получения таких данных требуется временная выборка данных большой длины. При небольших по времени реализациях для нахождения фазовых скоростей проводятся оценки. Применим методику [8], согласно которой для определения характерных времен используются поля газодинамических параметров. За основу примем поля течения, соответствующие началу слива (рис. 2).

Рассмотрим, какие частоты должны относиться к автоколебательному процессу гидродинамической природы. Согласно полученным данным, частота колебаний первой моды определяется суммой времен формирования крупномасштабной вихревой структуры вблизи передней стенки (но на некотором расстоянии от нее) –  $t_1$ , сноса ее вниз по потоку до взаимодействия с задней стенкой –  $t_2$  и перемещения волны давления от задней стенки к передней –  $t_3$ . Однако генерация новой волны давления наступает после слива накопившейся массы газа, когда на периферии задней стенки достигается максимум давления. Следовательно, надо учесть и время слива  $t_4$ . Тогда частоты колебаний будут определяться формулой:  $f = n / (t_1 + t_2 + t_3 + t_4)$ , где  $n$  – частотный номер моды ( $n = 1, 2, 3, \dots$ ).

Как уже отмечалось, формирование крупномасштабной вихревой структуры связано с выпучиванием границы сдвигового слоя после прихода к передней стенке волны давления и начала повышения здесь давления. Следовательно, время  $t_1$  будет зависеть от длины слоя смещения зоны отрыва в каверне и скорости набегающего потока. Принимаем за основу время  $t_1$ , равное 0.0022 с, которое было определено при численных исследованиях течения в протяженной каверне [8]. Время  $t_1$  для рассматриваемого случая обтекания каверны с открытым типом течения найдем из условия равенства характеризующего его относительного времени  $t_1^*$  ( $t_1^* = (t_1 \times V_\infty) / l$ ) обратному числу Струхала и соответствующего времени, определенного при численных исследованиях течения в протяженной каверне [8]. Принимаем за основу время  $t_1$ , равное 0.0022 с [8]. Вносим поправку, учитывающую различие в скоростях набегающего потока  $V_\infty$  и длине характерных участков слоя смещения  $l$ , которые реализовывались в протяженной каверне ( $V_\infty = 274.4$  м/с,  $l = 0.369$  м,  $L = 0.9$  м) и каверне с открытым типом течения ( $V_\infty = 276.45$  м/с,  $l = 0.366$  м,  $L = 0.508$  м). В первом случае длина слоя смещения  $l$  определялась до области присоединения кормового отрыва ко дну каверны, а во втором учитывалась лишь протяженность слоя смещения до начала области деформации в момент начала слива массы газа из каверны. Согласно данным рис. 2 и работы [23], в открытой каверне при рассматриваемых условиях величина указанной части слоя смещения составляет  $l/L = 0.72$ , т.е. 0.366 м. В итоге время  $t_1$  оказалось равным 0.00217 с. Из [8] следует, что обратная величина этого времени (461 Гц) должна быть близкой к частоте генерации крупномасштабных вихревых структур.

Проведем оценку времени сноса крупномасштабной вихревой структуры вниз по потоку до взаимодействия с задней стенкой –  $t_2$ . Согласно результатам исследований течения в протяженной каверне [8] место образования крупномасштабной вихревой структуры находится на относительном (в долях  $L$ ) расстоянии от передней стенки, равном 0.16. По данным настоящих расчетов и работы [23] соответствующее расстояние для каверны с открытым типом течения равно 0.19 (определялось по положению первого гребня волны неустойчивости). Следовательно, путь, пройденный вихревой структурой от места образования до задней стенки, составит 0.41 м ( $0.81L$ ). Значение скорости смещения крупномасштабной вихревой структуры вниз по потоку определим по численным данным [8], согласно которым средняя относительная скорость конвекции вихревой структуры в слое смещения  $V/V_\infty$  при рассматриваемых условиях соответствует 0.49–0.55 (примем равной 0.5). Это согласуется с результатами исследований [22], согласно которым указанная скорость в слое смещения составляет 0.57. Тогда  $V = 138.23$  м/с и время  $t_2$  составит 0.00297 с.

Оценим время распространения волны давления от задней стенки к передней –  $t_3$ . Примем, что перемещение волны давления от задней стенки к передней происходит через область зоны отрыва, располагающуюся вблизи дна каверны, где скорость потока близка к нулю. В этом случае получим  $t_3 = L/C_0 = 0.00146$  с.

Определим время слива  $t_4$ . В области течения, где происходит слив массы газа, протяженностью (если отсчитывать от задней стенки) 0.71 м (0.0707 м), осредненное значение местного числа Маха сносящего потока равно 0.35, что соответствует скорости потока 121.45 м/с (см. рис. 2).

Приняв, что осредненная скорость слива близка к скорости местного сносящего потока, найдем, что  $t_4$  равно 0.000582 с. В итоге суммарное время ( $t_1 + t_2 + t_3 + t_4$ ) составляет 0.00718 с, а частота первой гармоники автоколебаний гидродинамической природы – 139 Гц.

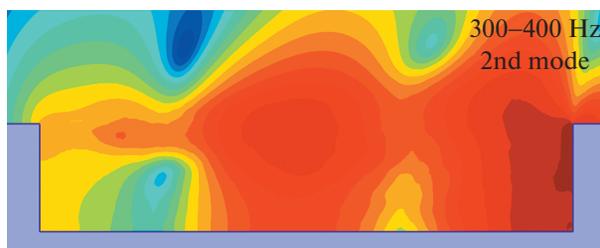
Проверим возможность возникновения в рассматриваемых условиях расходно-волнового процесса. Оценим частоту первой гармоники этих автоколебаний. Как указывалось выше, время процесса будет определяться суммой времени распространения волны давления от задней стенки к передней, т.е. временем  $t_3$ , и временем перемещения отраженной от передней стенки волны вниз по потоку. Принималось, что отраженная волна смещается вниз по потоку со скоростью конвекции крупномасштабных вихревых структур, т.е. вместе с ними. Однако до первой структуры отраженная волна давления должна сместиться вниз по потоку со скоростью звука, т.е. в нашем случае со скоростью 347 м/с. Определим это время:  $t_2' = 0.19L/C_0 = 0.000278$  с. Время смещения волны вниз по потоку со скоростью конвекции крупномасштабных вихревых структур было определено раньше,  $t_2 = 0.00297$  с. Опять учтем время слива  $t_4$ :  $t_4 = 0.000582$  с. Раньше было найдено и время  $t_3$ :  $t_3 = 0.00146$  с. В итоге частоты тональных колебаний при возникновении в каверне нестационарного процесса расходно-волновой природы будут определяться формулой:  $f = n / (t_2' + t_2 + t_4 + t_3)$ . Здесь  $n$  – частотный номер моды ( $n = 1, 2, 3, \dots$ ). Тогда частота первой гармоники колебаний расходно-волновой природы составит 189 Гц.

В заключение проведем оценку частот автоколебаний резонансной природы. Рассмотрим возможность возникновения в каверне продольного линейного резонансного процесса. Известно, что эти автоколебания порождаются чисто волновым процессом и возникают в случае взаимодействия двух звуковых волн, распространяющихся на определенной частоте навстречу друг к другу. Следовательно, в рассматриваемом случае передвижение отраженной волны, участвующей в резонансном процессе, не может быть ограничено перемещением вихревой структуры в слое смещения. Следовательно, часть волны давления, отраженной от передней стенки, огибает первую по потоку крупномасштабную вихревую структуру (рис. 2) и распространяется к задней стенке через область течения вблизи дна каверны, причем со скоростью, соответствующей местной скорости звука. В этом случае условия для возбуждения в каверне стоячей звуковой волны будут существовать: наличие источника волновых возмущений (прежде всего, вихревое течение у периферии задней стенки), отражающих поверхностей (передняя и задняя стенки каверны) и области дозвукового течения (внутренняя часть зоны отрыва). При жестких стенках каверны вдоль нее на частоте первой гармоники колебаний будет размещаться половина длины стоячей звуковой волны с пучностями, располагающимися на этих стенках.

Примем, как и прежде, скорость распространения звуковой волны внутри зоны отрыва равной скорости звука заторможенного потока. Тогда частоты резонансных колебаний в рассматриваемом случае будут определяться формулой:  $f_n = n \times C_0 / (2L)$ , а частота первой гармоники колебаний резонансной природы составит 342 Гц.

Результаты проведенных оценок частот автоколебаний гидродинамической, расходно-волновой и резонансной природы, с добавлением частот гармоник, представлены в табл. 1. Видно, что приведенные данные находятся в хорошем согласии с результатами экспериментальных и численных исследований. Таким образом, проведенные оценки позволили провести селекцию частот и показать, что в каверне открытого типа течения при некоторых режимах обтекания реализовываются одновременно несколько нестационарных процессов: гидродинамической, расходно-волновой и резонансной природы. Обращает на себя внимание близость частоты первой гармоники автоколебаний резонансной природы к частотам второй и третьей гармоник колебаний соответственно расходно-волновой и гидродинамической природы, что свидетельствует о взаимозависимости выявленных процессов. Полученный вывод согласуется с результатами ранних исследований [3] и обтекания переходной каверны [8]. Отметим, что полученные данные по характерным частотам автоколебаний различной природы (см. табл. 1) могут незначительно (в пределах 1–5%) варьироваться в случае несущественных изменений в оценке характерных скоростей и длин, их определяющих. Однако это не влияет на правомерность утверждения и выводов настоящей работы.

Численные исследования показали, что в местах генерации волны давления и волновых возмущений отмечаются повышенные уровни пульсаций давления (см. рис. 4). Как уже отмечалось, положение гребня волны неустойчивости в момент возникновения местной области повышенного давления и начала генерации волнового возмущения определяет гармоники колебаний гидродинамической природы [8]. Из рассмотрения полей среднеквадратичных значений пульсаций давления и газодинамических параметров, полученных в данных исследованиях и в работе [23],



**Рис. 4.** Поле среднеквадратичных значений пульсаций давления на частоте второй моды автоколебательного процесса гидродинамической природы.

следует, что автоколебательный процесс гидродинамической природы в рассмотренном случае не может иметь количество гармоник больше четырех.

Из данных, приведенных в табл. 1, следует, что расчеты частот по эмпирической формуле Росситера позволяют оценить частоты, на которых уровни узкополосных составляющих достигают существенных значений. Однако для поиска путей снижения нестационарных нагрузок надо знать природу и механизмы автоколебательных процессов, их порождающих.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе проведенных численных исследований и их детального анализа установлены особенности нестационарного трансзвукового обтекания каверны с открытым типом течения. Сравнение полученных данных с результатами исследований обтекания каверн различной относительной длины, в том числе и более протяженной, позволило подтвердить теоретические выводы авторов о механизмах автоколебательных процессов, протекающих в каверне, и выявить их идентичность.

Показано, что возникающие автоколебания имеют различную физическую природу: гидродинамическую, расходно-волновую, резонансную, и взаимосвязаны друг с другом. Учет взаимодействия в каверне процессов трех типов позволяет более корректно обосновать отсутствие кратности мод в спектральном составе результирующих пульсаций давления, а также разную амплитуду узкополосных составляющих. Отмечено, что расчеты по формуле Росситера позволяют определить лишь те частоты, на которых уровни узкополосных составляющих достигают существенных значений независимо от природы порождающих их физических процессов.

Автоколебательные процессы в кавернах определяются газодинамическими и физическими параметрами слоя смешения и волнами давления. Подтверждено, что и при обтекании каверны с открытым типом течения источником волновых возмущений является не только задняя стенка каверны, но и гребни волн неустойчивости. Возникновение крупномасштабных вихревых структур происходит на некотором расстоянии от передней стенки, в первом гребне волн неустойчивости, при определенном поперечном перепаде давления, возникающим под воздействием волн давления. Происходит вовлечение в эту структуру массы газа не только мелкомасштабных вихрей, образующихся на начальном участке слоя смешения, но и турбулентных структур из области возвратного течения отрывной зоны.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Rossiter J.E.*, Wind tunnel experiments on the flow over rectangular cavities at subsonic and transonic speeds // Aeronautical Research Council Reports & Memoranda. October 1964. № 3438.
2. *Heller H.H., Holmes D.G. and Covert E.E.*, Flow Induced Pressure Oscillations in Shallow Cavities // *J. Sound Vib.* 1971. V. 18. № 4. P. 545–553.
3. *Heller H.H. and Bliss D.B.*, The Physical Mechanism of Flow Induced Pressure Fluctuations in Cavities and Concepts for their Suppression // *AIAA Paper* 75–491. 1975.
4. *Block P.J.W.*, Noise response of cavity of varying dimensions at subsonic speeds // *NASA TN D-* 8351. 1976. P. 1–67.
5. *Tam C.K.W. and Block P.T.W.*, On the Tones and Pressure Oscillations Induced by Flow over Rectangular Cavities // *J. Fluid Mech.* 1978. V. 89. Part 2. P. 373–399.
6. *Hankey W.L. and Shang J.S.*, Analyses of Pressure Oscillations in an Open Cavity // *AIAA J.* 1980. V. 18. № 8. P. 892–898.

7. Антонов А.Н., Вишняков А.Н., Шалаев С.П., Экспериментальное исследование пульсаций давления в выемке, обтекаемой дозвуковым или сверхзвуковым потоком газа // ПМТФ. 1981. № 2. С. 89–97.
8. 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.
9. Даньков Б.Н., Дубень А.П., Козубская Т.К., Численное моделирование возникновения автоколебательного процесса возле трехмерного обратного уступа при трансзвуковом режиме обтекания // Изв. РАН. МЖГ. 2016. № 4. С. 108–119.
10. Рокуэлл Д., Колебания сдвиговых слоев, взаимодействующих с препятствиями // Аэрокосмическая техника. 1984. Т. 2. № 2.
11. Лебедев М.Г., Теленин Г.Ф. Взаимодействие сверхзвуковой струи с акустическим полем // Институт механики МГУ. Науч. тр. 1970. № 5. С. 88–107.
12. 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.
13. Tam C.K.W. Excitation of Instability Waves in a Two-Dimensional Shear Layer by Sound // J. Fluid Mech. 1978. V. 89. Part 2. P. 357–371.
14. 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, edited by E. Mueller. Springer-Verlag. New York. IUTAM. ICA, AIAA-Symposium. 1979. P. 41–47.
15. Ahuja K., Mendoza J., Effects of cavity dimensions, boundary layer, and temperature on cavity noise with emphasis on benchmark data to validate computational aeroacoustic codes // NASA CR. 1995. № 4653. P. 1–284.
16. Blake W.K., Mechanics of flow-induced sound and vibration // General concepts and elementary sources. Academic Press, Inc. 1986. V. 1. Chap. 3. 1986. P. 130–149.
17. Sarno R.L., Franke M.E., Suppression of Flow-Induced Pressure Oscillations in Cavities // J. Aircr. 1994. V. 31. № 1. P. 90–96.
18. 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.
19. 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.
20. Arunajatesan S., Shipman J.D., Sinha N. Mechanisms in high-frequency control of cavity flows // AIAA-2003-0005.
21. Mendonca F., Richard A., de Charentenay J., Kirkham D., CFD Prediction of Narrowband and Broadband Cavity Acoustics at  $M = 0.85$  // AIAA-2003-33303. 2003. P. 1–11.
22. 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.
23. Nayyar P., Barakos G N. and Badcock K.J., Analysis and Control of Weapon Bay Flows // RTO-MP-AVT-123. 2005. P. 24-1–24-25.
24. Arunajatesan S., Kannepalli C., Sinha N., Analysis of control concepts for cavity flows // AIAA-2006-2427.
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. Ross J.A., Private Communications, QinetiQ, Bedford, MK41 6AE, UK.
27. Ross J.A. and Peto J.W., The Effect of Cavity Shaping, Front Spoilers and Ceiling Bleed on Loads Acting on Stores, and on the Unsteady Environment Within Weapon Bays // Technical report. QinetiQ. March 1997.
28. De Henshaw M.J.C., M219 cavity case: verification and validation data for computational unsteady aerodynamics // Tech. Rep. RTO-TR-26, AC/323. (AVT) TR/19. QinetiQ. UK. 2002. P. 453–472.
29. Spalart P.R., Detached-Eddy Simulation // Annu. Rev. Fluid Mech. 2009. V. 41. P. 181–202.
30. Shur M.L., Spalart P.R., Strelets M.Kh., Travin A.K., A hybrid RANS-LES approach with delayed-DES and wallmodeled LES capabilities // Intern. J. Heat and Fluid Flow. 2008. V. 29. № 6. P. 1638–1649.
31. Bakhvalov P.A., Abalakin I.V., Kozubskaya T.K., Edge-based reconstruction schemes for unstructured tetrahedral meshes // Int. J. Numer. Methods Fluids. 2016. V. 81. № 6. P. 331–356.
32. Bakhvalov P.A., Kozubskaya T.K. EBR-WENO scheme for solving gas dynamics problems with discontinuities on unstructured meshes // Comput. Fluids. 2018. V. 169. P. 98–111.