ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ РСФСР
ПО ДЕЛАМ НАУКИ И ВЫСШЕЙ ШКОЛЫ

КУЙБЫШЕВСКИЙ ордена ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
АВИАЦИОННЫЙ ИНСТИТУТ имени АКАДЕМИКА С. П. КОРОЛЕВА

А. И. Белоусов Д. К. Новиков В. Б. Балякин

ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ДЕМПФЕРЫ ОПОР РОТОРОВ ТУРБОМАШИН

Учебное пособие

САМАРА 1991

УДК 629.7.036

Гидродинамические демпферы опор роторов турбомашин: Учеб. пособие / А. И. Белоусов, Д. К. Новиков, В. Б. Балякин; Куйбышев. авиац. ин-т. Самара, 1991. 95 с. ISBN 5-230-16881-1

Рассматриваются вопросы разработки и проектирования гидродинамических демпферов опор роторов турбомашин ДЛА. Обобщены проведенные авторами теоретические и экспериментальные исследования. Приведены методики расчета гидродинамических демпферов, учитывающие специфические условия, характерные для опор высокоскоростных ДЛА. Выявлены основные принципы выбора типа демпфера и дан алгоритм его расчета.

Учебное пособие предназначено для студентов основного потока и групп ЦИПС, изучающих курсы «Конструкция и проектирование ДЛА», «Динамика и прочность ДЛА» и выполняющих соответствующие курсовые и дипломные проекты, а также слушателей ФПК ИТР. Выполнено на кафедре конструкции и проектирования двигателей летательных аппаратов.

Табл. 7. Ил. 47. Библиогр.: 53 назв.

Печатается по решению редакционно-издательского совета Куйбышевского ордена Трудового Красного Знамени авиационного института имени академика С. П. Королева

Рецензенты: доц., канд. техн. наук П. К. Кузнецов
доц., канд. техн. наук А. Б. Макушин

ISBN 5-230-16881-1

Введение

Развитие двигателестроения сопровождается интенсификацией нагрузок на опоры. В этих условиях одна из основных трудностей, возникающих при создании современных двигателей летательных аппаратов (ДЛА), связана с обеспечением минимального уровня вибрации и динамических нагрузок, вызываемых дисбалансом ротора.

При доводке двух- и трехвальных авиационных двигателей большие трудности с вибрацией возникали по передней опоре компрессора низкого давления (КНД). Например, было несколько аварий самолетов *L*-1011 фирмы Локхид с двигателями *RB*-211 из-за поломок вентилятора [33].

При эксплуатации конвертированного ГТД НК-12СТ, имеющего свободную турбину и используемого в качестве привода газоперекачивающего агрегата ГПА-Ц-6,3, досрочный съем изделий из-за повышенной вибрации составил до 15 изделий в год.

Одним из эффективных средств борьбы с вибрацией ротора является, естественно, снижение возбуждающих сил, т. е. проведение балансировки ротора. Однако роторы КНД, имеющего большие лопатки, трудно балансировать на рабочих частотах $\Omega_р > 500\ с^{-1}$. Сложно балансировать на рабочих частотах и роторы ТНА, так как их частоты вращения слишком высоки (свыше $3000\ с^{-1}$). Поэтому роторы ДЛА балансируют при частотах вращения порядка $30\ с^{-1}$, вследствие чего на рабочих режимах могут появиться значительные дисбалансы. К тому же при работе двигателя возникают аэродинамический и тепловой дисбалансы, еще более увеличивающие динамическую нагрузку и трудно поддающиеся устранению при балансировке. Следовательно, возможности балансировочной техники не могут снять окончательно проблему источника возбуждающей силы.

Поэтому большое внимание необходимо уделять гашению колебаний роторов с помощью специальных устройств — демпферов, снижающих амплитуду колебаний ротора.

Демпфер обычно устанавливается в опорном узле, предназначенном для связи вращающейся части (ротора) с корпусом (статором). Опорный узел состоит (рис. 1) из цапфы *1* вала, подшипника качения *2*, стакана (корпуса демпфера) *3*, устанавливаемого в стойку (корпус опоры) *4*, которая соединяется с корпусом *5* двигателя, а также системы уплотнений *6*, защищающих газовоздушный тракт двигателя от попадания в него масла из подшипниковых полостей.

К демпферам опор роторов ДЛА предъявляется ряд требований, они должны:

иметь малые габариты и массу;

включаться в силовую схему двигателя;

быть надежными и эффективными в работе во всей зоне рабочих температур и частот вращения;

иметь ресурс, который не меньше ресурса всего изделия;

конструктивно быть оформлены так, чтобы их можно было ставить на двигатели, не имеющие демпферов, с минимальной доработкой существующих опор.

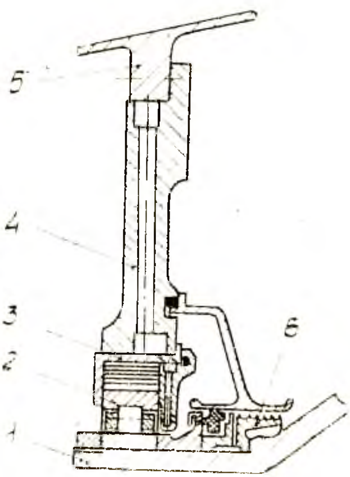


Рис. 1. Схема опорного узла

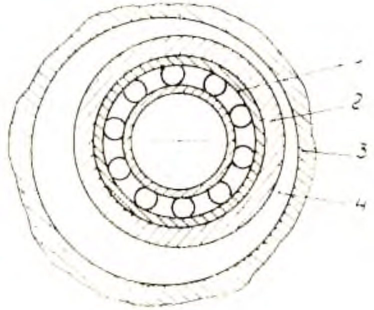


Рис. 2. Схема гидравлического демпфера

Таким требованиям отвечают гидравлические демпферы, которые образуются следующим образом (рис. 2). Наружная обойма *1* подшипника качения или связанная с ней плотной посадкой втулка *2* закрепляются в корпусе *3* не жестко, а с зазором *4*, обеспечивающим возможность совершать перемещения с амплитудой 0,1...0,5 мм. Таким образом, при вращении ротора втулка *2* (или наружная обойма *1* подшипника) начнет совершать колебательное движение. Поэтому в дальнейшем этот элемент будем называть вибратором. Колебания вибратора вызывают противодействие сил вязкого сопротивления жидкости, возникающих в специально предусмотренных конструкцией демпферных полостях, например, в зазоре *4*.

Благодаря простоте конструкции гидравлические демпферы в настоящее время нашли широкое применение в опорах ДЛА как у нас в стране, так и за рубежом [29, 36, 40, 51, 52]. Гидравлические демпферы применяются в отечественных ТРДД Д-30 [16] и АИ-25 [28], в трансмиссиях вертолетов [11], а также в криогенной технике [20] и станкостроении [50]. За рубежом гидравлические демпферы используются в авиационных ГТД *RB*-211, SPEY, CONWAY [23, 24] фирмы «Роллс-Ройс», *T*-64 и *TF*-34 [41] фирмы «Дженерал электрик». В 80-х годах появились сообщения об использовании демпферов в двигателях системы Space — Shuttle [42].

Однако, несмотря на такое широкое применение гидравлических демпферов, литература по выбору демпфера и определению параметров практически отсутствует. Существующая монография С. И. Сергеева [21] позволяет вести расчет лишь для демпферов с вязкой жидкостью, но нет рекомендаций по выбору типа демпфера.

Поэтому настоящее пособие посвящено систематизации сведений о гидродинамических демпферах, а также анализу различных методов расчета и выбора демпфера. Оно написано в порядке обобщения научных разработок авторов.

1. ТИПЫ ДЕМПФЕРОВ ОПОР РОТОРОВ ДЛА

Демпферные опоры для турбомашин впервые были применены Парсоном [21] в конце прошлого столетия. Они представляли собой (рис. 3) несколько стальных стаканов *1*, *2* и *3*, установленных один в другой с зазорами порядка 0,1 мм, в которые подавалось масло.

Во время колебаний цапфы масло по пути в подшипник то всасывается в зазоры между стаканами, то вытесняется из них. Возникающая при этом гидродинамическая сила трения демпфирует колебания. Масляный слой в зазоре по окружности стакана неравномерен и в некотором месте может быть совсем вы-

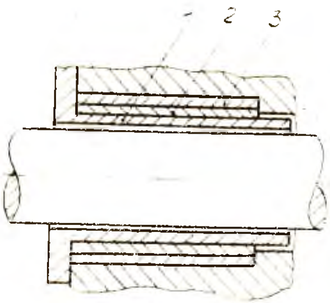


Рис. 3. Демпферная опора Парсона

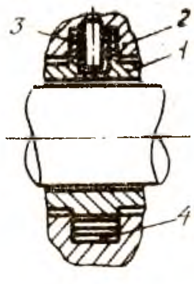


Рис. 4. Демпфер фирмы «Броун-Бовери»

давлен нагрузкой. Сила сопротивления движению стакана зависит от его мгновенного положения и направления движения. Следовательно, этот демпфер нелинеен и анизотропен. Рассчитать и отладить его для надежного демпфирования колебаний очень трудно. Исторически эта опора появилась раньше, чем действительно оказалась нужной, и через несколько десятков лет почти не использовалась.

В конце двадцатых годов текущего столетия в турбокомпрессорах фирмы «Броун-Бовери» получила распространение демпферная опора, показанная на рис. 4. Здесь между вибратором *1* и корпусом *2* помещен с некоторым зазором пакет *4* из железных лент, смачиваемых маслом. От проворота демпфер фиксируется штифтом *3*. По своему действию эта опора сходна с демпфером Парсона и отличается от него лишь меньшей надежностью: местные неровности отдельных пластин и другие случайные факторы сильно влияют на характеристику опоры. Зазоры между пластинками очень малы, так что по отношению к быстропеременным нагрузкам при колебаниях цапфы эта опора является динамически весьма жесткой и оказывает лишь незначительное демпфирующее действие. Тем не менее она применяется

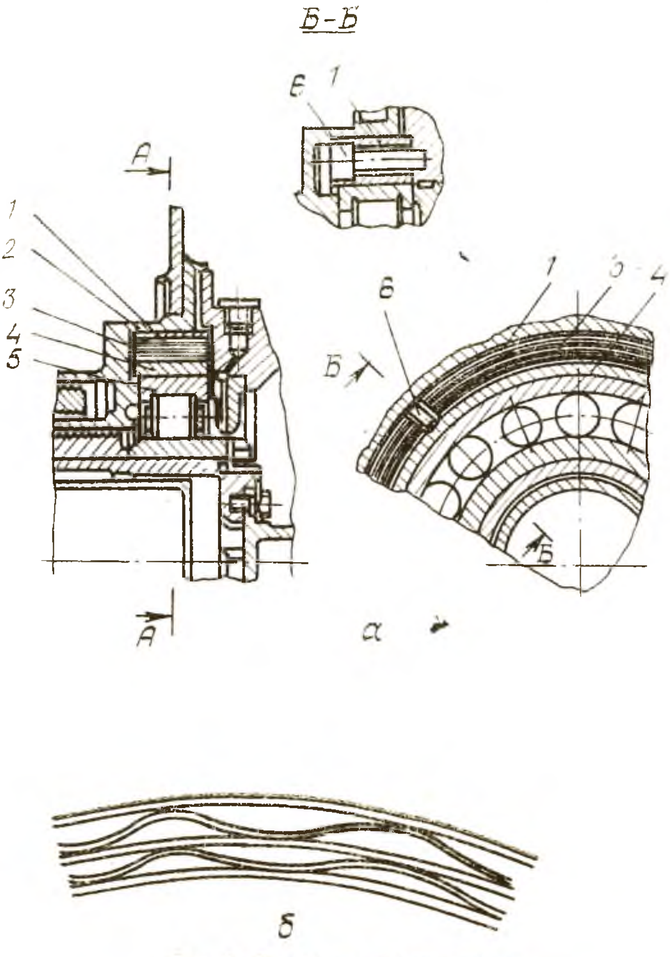


Рис. 5. Демпферы сухого трения

и в настоящее время с подшипниками как скольжения, так и качения.

Такие демпферы нашли применение и в авиационных ГТД. Например, в одном из ГТД демпфер с пакетом гладких лент был использован в задней опоре турбины (рис. 5,а). Постановка демпфера на двигатель позволила снизить уровень вибрации в 15 раз. Демпфер представляет собой набор тонких стальных лент *3* (20 лент толщиной 0,5 мм). Ленты свернуты в кольцо и помещены между наружным кольцом *1* пакета, установленным в корпус *2* демпфера, и внутренним кольцом *4*, которое монтируется на подшипнике *5*. Колебания в таком демпфере гасятся за счет сухого трения между лентами. С помощью шпонки *6* пакет фиксируется от проворота.

Для снижения возникающей вследствие наличия стыка лент анизотропии стыки можно расположить так [4], чтобы в каждой паре они были диаметрально противоположны, а зазоры смежных пар были повернуты один относительно другого на угол $360°/n$, где n — общее количество лент в пакете. В зазоры между лентами нагнетается масло. Хотя податливость такого демпфера и выше, чем у демпфера фирмы «Броун-Бовери», однако диссипативные свойства его остались на том же уровне.

На характеристики пакета гладких лент существенное влияние оказывает величина статической нагрузки. Другим существенным недостатком такого демпфера является большой (4—5-кратный) разброс характеристик, получающийся за счет разбросов линейных размеров деталей демпфера.

Более совершенным является демпфер с пакетом, набранным из чередующихся гладких и гофрированных лент, свернутых в кольцо [30]. На рис. 5,б показан элемент такого демпфера.

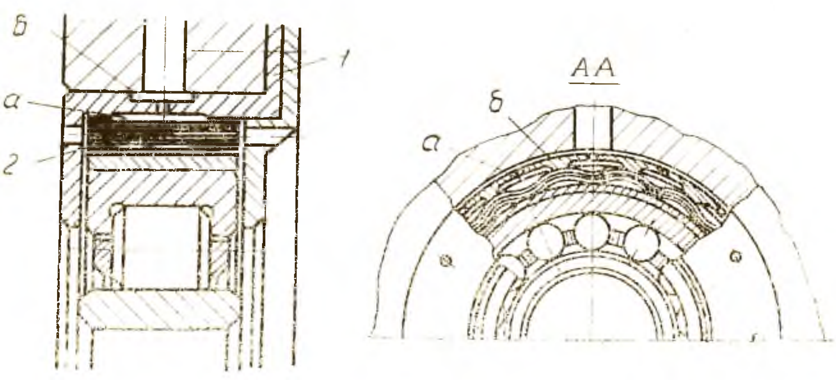


Рис. 6. Гидростатический пластинчатый демпфер

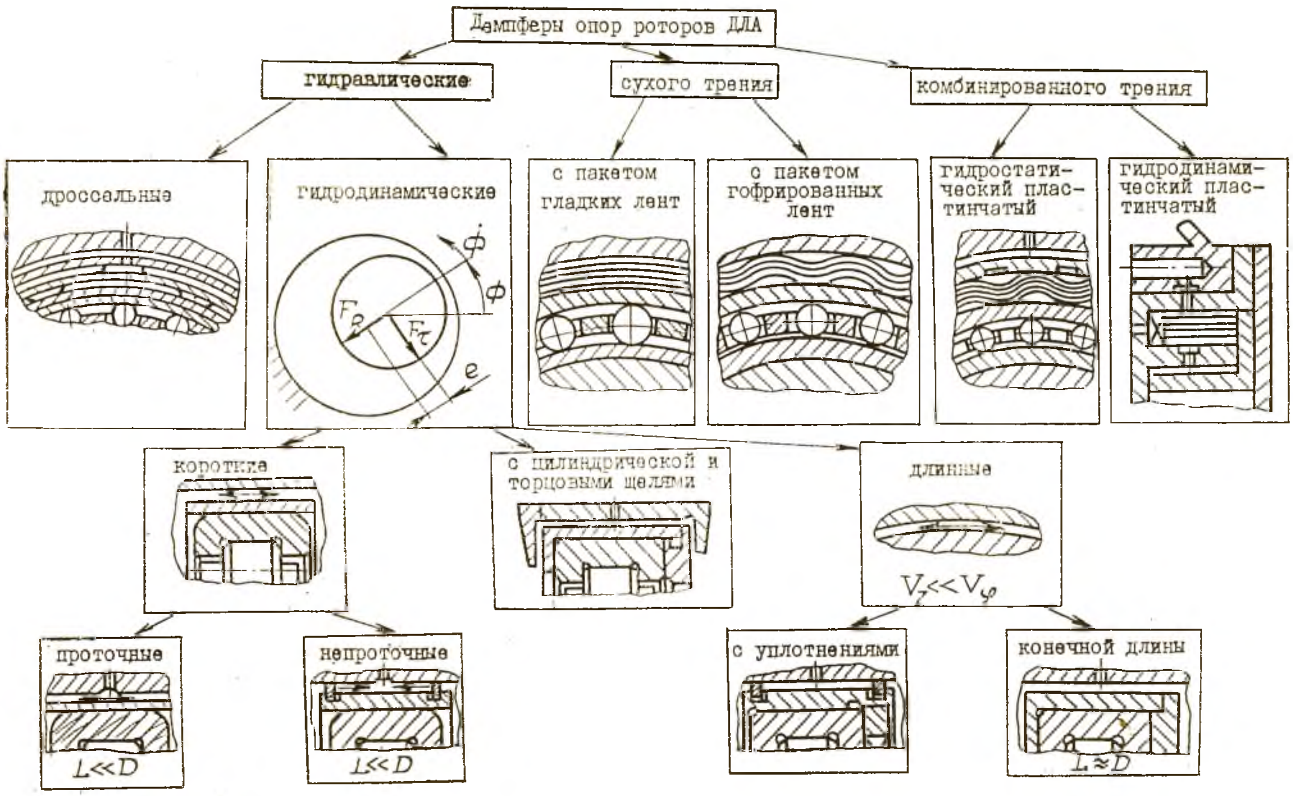


Рис. 7. Классификация демпферов опор роторов ДЛА

Дальнейшим развитием демпферов сухого трения является гидростатический пластинчатый демпфер [3], в котором сочетаются элементы сухого (пакет гофров) и жидкостного (пленка смазки под давлением) трения (рис. 6). Демпфер состоит из втулки *1*, на внутренней поверхности которой выполнены специальные камеры «а», расположенные под каждой впадиной гофрированного пакета пластин *2* и сообщающиеся с полостью «б» высокого давления масла. Давление жидкости внутри камеры создает на каждый пролет гофрированного пакета сдавливающую нагрузку, близкую к равномерной и тем большую, чем больше сдеформирован пакет, что улучшает его диссипативные свойства. Сам пакет воспринимает статическую нагрузку — вес ротора, что невозможно осуществить посредством только жидкостной пленки, так как она не несет статической нагрузки. Следовательно, в этой конструкции элементы сухого и жидкостного трения взаимно дополняют друг друга.

Таким образом, к настоящему времени известно большое количество различных типов демпферов и возникает необходимость их классификации. За основной классификационный признак целесообразно принять принцип демпфирования. По этому признаку все демпферы можно разделить на гидравлические, сухого трения и комбинированные (рис. 7).

Демпферы сухого трения нашли основное применение в двигателях семейства НК. Однако вследствие сложности их изготовления и большого разброса характеристик с 70-х годов и на этих двигателях были внедрены гидравлические демпферы. Демпферы сухого трения достаточно подробно описаны в пособии [30], поэтому в дальнейшем здесь они рассматриваться не будут.

Гидравлические демпферы по физической природе создания демпфирующей силы разделяются на гидродинамические (ГДД) и дроссельные. В ГДД демпфирующая сила возникает при перетекании жидкости по тонкому демпферному зазору, а в дроссельных — за счет передавливания жидкости через какие-либо ограничители расхода (отверстия, канавки).

В иностранной литературе ГДД обычно называются демпферами с выдавливаемой пленкой смазки (от английского squeeze film damper — демпфирование сжатой пленкой). В монографии С. И. Сергеева [21] такие демпферы называются демпферами с тонким слоем рабочей жидкости (так как радиальный зазор не превышает 0,1...0,5 мм). Однако в ряде последних отечественных работ, посвященных этому вопросу, применяется термин «гидродинамические демпферы», поэтому мы и будем им пользоваться в дальнейшем.

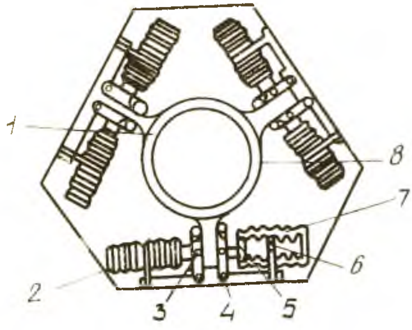


Рис. 8. Дроссельный демпфер

Пример конструкции дроссельного демпфера приведен на рис. 8 [1]. Наружная обойма *1* подшипника охвачена кольцом из трех стальных лент *8*. Концы лент зажаты в рычагах *3*, имеющих возможность поворачиваться вокруг своей оси *4*. Середины рычагов шарнирно соединены со штоками *5* сильфонов *2*. Каждый сильфон имеет перегородку *7*, являющуюся одновременно и его опорой, поскольку она жестко связана с корпусом. Сильфоны заполнены жидкостью, которая при перетекании из одной полости в другую через калиброванное отверстие *6* обеспечивает демпфирование колебаний.

2. КОНСТРУКТИВНЫЕ СХЕМЫ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ДЕМПФЕРОВ И ОСОБЕННОСТИ ИХ ПРИМЕНЕНИЯ В ДЛА

Как видно из предыдущего раздела, ГДД наиболее просты по конструкции. Они образу-

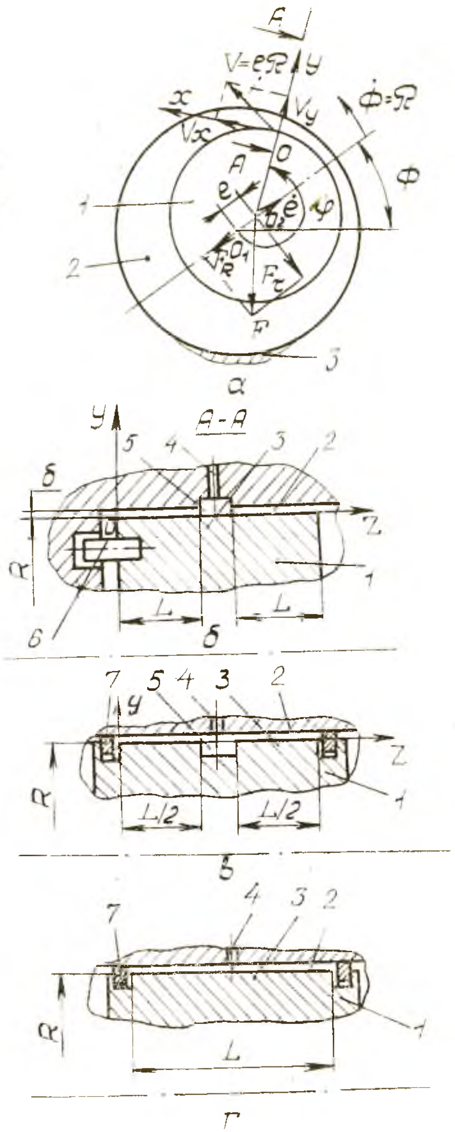


Рис. 9. Схемы гидродинамических демпферов и принятые обозначения: *а* — поперечный разрез; *б—г* — продольный разрез: *б* — короткий проточный ГДД; *в* — короткий непроточный ГДД; *г* — длинный ГДД

ются (рис. 9, а) путем установки наружной обоймы подшипника или втулки, с ней связанной (втулки вибратора 1), в корпус *3* с зазором *2* величиной 0,1...0,5 мм, в который подается смазка. Вибратор закрепляют от вращения с помощью штифта *6*, оставляя, однако, свободу колебательного движения. Для этого штифт *6* устанавливают в корпус с радиальным зазором, который не меньше радиального зазора *2* в демпфере (рис. 9, б).

Благодаря своей простоте ГДД находят все большее применение в опорах роторов ДЛА. Рассмотрим более подробно работу ГДД.

2.1. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ ГДД

2.1.1. Исходные уравнения

При работе демпфера вибратор совершает сложное движение, которое можно представить как сумму двух движений (рис. 9): прецессии линии центров O_1O_2, соединяющей геометрические центры O_1 корпуса и O_2 вибратора, с частотой $\Omega = \dot{\Phi}$, и движения вдоль линии центров со скоростью $\dot{e}$.

Для описания течения жидкости в зазоре введем декартову систему координат xOy, жестко связанную с вибратором. Начало координат расположим в произвольной точке O на поверхности вибратора, угловое положение которой относительно линии центров определяется углом φ. Положение линии центров O_1O_2 определяется углом Φ, отсчитываемым от неподвижной оси (в данном случае — горизонтальной). Так как вибратор совершает прецессионное движение, то все его точки будут в данный момент иметь линейную скорость прецессии $V = e\,\Omega$, в том числе и точка O начала декартовой системы координат xOy, что и отмечено на рис. 9,а.

Течение жидкости в демпферном зазоре описывается системой уравнений сохранения массы (уравнение неразрывности) и второго закона Ньютона (уравнение Навье-Стокса). В описанной системе координат эта система имеет вид

$$\left.\begin{aligned}
&\operatorname{div} \vec{V} = 0,\\
&\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} (\vec{V}\,\nabla)\,\vec{V} = \vec{F} - \frac{1}{\rho}\operatorname{grad} P + \frac{\mu_0}{\rho}\nabla^2 \vec{V},
\end{aligned}\right| \qquad (2.1)$$

где $\vec{V}$, $\vec{F}$ — векторы скорости и массовой силы частички жидкости; ∇ — оператор Лапласа; P — давление; μ_0 — динамическая вязкость смазки; ρ — плотность смазки; t — время.

Эти уравнения выводятся в предположении изотермичности и ламинарности течения. Согласно данным С. И. Сергеева [21], за один цикл колебаний температура демпферной жидкости поднимается не больше, чем на 0,03°C, поэтому, обеспечив небольшой проток, течение можно считать изотермическим.

В системе (2.1) первое уравнение характеризует несжимаемость жидкости. Левая часть второго уравнения обуславливает инерционные свойства потока жидкости в зазоре. Первое слагаемое определяет локальные силы инерции, т. е. те, которые зависят от времени и влияют на переходные процессы в смазочном слое, возникающие при каких-то возмущениях со стороны вибратора. Второе слагаемое левой части — это так называемые конвективные члены инерции. Они характеризуют изменение скорости частичек жидкости по координатам x и y. В правую часть второго уравнения входят три слагаемых: массовая сила частички жидкости $(\vec{F})$, сила, возникающая от градиента давления в смазочном слое, а также сила, обусловленная вязкостными свойствами жидкости (последнее слагаемое).

Общего метода решения системы дифференциальных уравнений (2.1) не существует, вследствие чего необходимы некоторые упрощения. В частности, можно использовать обычные в теории смазки допущения [14] о малости массовых сил и коэффициента $\Psi = 2\,\delta_0/D = \delta_0/R = 0{,}001...0{,}003$, где δ_0 — радиальный зазор в демпфере при концентричном положении вибратора; D и R — диаметр и радиус вибратора. Малая величина Ψ позволяет пренебречь градиентом давления по толщине смазочного слоя (оси y). В случае медленных течений можно пренебречь также и силами инерции смазочного слоя. При таких предположениях уравнения Навье-Стокса и неразрывности, описывающие течение жидкости в демпферном зазоре, преобразуются в уравнение Рейнольдса [14]

$$\frac{\partial}{\partial \varphi}\left(\delta^3 \frac{\partial P}{\partial \varphi}\right) + \left(\frac{R}{L}\right)^2 \delta^3 \frac{\partial^2 P}{\partial \bar{z}^2} = 12\,\mu_0 \left(\frac{R}{\delta_0}\right)^2 \times$$

$$\times\ (\varepsilon\,\dot{\Phi} \sin\varphi + \dot{\varepsilon} \cos\varphi)\,, \qquad (2.2)$$

где (см. рис. 9) $\bar{z} = z\,/\,L$ — безразмерная осевая координата; L — длина вибратора; $\delta = \delta_0\,(1 + \varepsilon \cos\varphi)$ — величина демпферного зазора на угле φ; $\varepsilon = e\,/\,\delta_0$ — относительный эксцентриситет; $\dot{\varepsilon}$ — скорость движения вибратора вдоль линии центров.

Уравнение (2.2) является частным случаем уравнения динамически нагруженного подшипника скольжения [14] и отличается от него тем, что частота вращения цапфы (вибратора *1* на рис. 9) $\omega = 0$. Это отличие является весьма существенным, поскольку в подшипнике основным движением является вращение, порождающее сдвиговое течение жидкости (течение Куэтта), а в демпфере — прецессия цапфы, в результате которой возникает напорное течение.

Интегрирование уравнения (2.2) затруднительно, поэтому принимаются дополнительные допущения [21]. В частности, при

$$(L/R) < 3 \tag{2.3}$$

демпфер считается коротким. При колебаниях в коротких ГДД в основном преобладают потоки в торцы демпфера. Поэтому пренебрегают первым слагаемым по сравнению со вторым в левой части уравнения (2.2). Для короткого ГДД уравнение (2.2) принимает вид

$$\delta^3 \frac{d^2P}{dz^2} = 12\,\mu_0 \left(\frac{L}{\delta_0}\right)^2 (\varepsilon\,\dot{\Phi} \sin\varphi + \dot{\varepsilon}\cos\varphi). \tag{2.4}$$

Если выполняется условие

$$(L/R) > 3, \tag{2.5}$$

то демпфер считается длинным. В длинном демпфере течение в торцы практически отсутствует и при колебаниях вибратора смазка в основном перетекает по окружности. Поэтому пренебрегают вторым слагаемым в левой части (2.2). При этом получается

$$\frac{d}{d\varphi}\left(\delta^3 \frac{dP}{d\varphi}\right) = 12\,\mu_0 \left(\frac{R}{\delta_0}\right)^2 (\varepsilon\,\dot{\Phi} \sin\varphi + \dot{\varepsilon}\cos\varphi). \tag{2.6}$$

Уравнения (2.4) и (2.6) являются дифференциальными уравнениями второго порядка. Для интегрирования этих уравнений необходимо знать граничные условия. В случае коротких демпферов эти условия очевидны: давление при $z = 0$ соответствует давлению подачи $P_п$ (в полости 5 на рис. 9,б), а на торцах (при $z = L$) — давлению окружающей среды $P_а$, т. е.

$$P(0) = P_п, \quad P(L) = P_а. \tag{2.7}$$

При расчете длинного демпфера необходимо определить границы смазочного слоя φ_1 и φ_2. Обычно используется одно из двух допущений [14]: либо допущение о «полной» пленке ($\varphi_1 = 0$, $\varphi_2 = 2\pi$,) либо допущение о половинной пленке ($\varphi_1 = \pi$, $\varphi_2 = 2\pi$). Второе допущение означает, что смазочный слой претерпел разрыв, в нем началась кавитация, т. е. смазка «закипела».

Таким образом, граничные условия по давлению в длинном ГДД имеют вид:

в случае полного охвата

$$P = P_п \quad \text{при} \quad \varphi_1 = 0 \text{ и } \varphi_2 = 2\pi \tag{2.8}$$

й в случае половинного

$$P = P_{н} \quad \text{при} \quad \varphi_1 = \pi \quad \text{и} \quad \varphi_2 = 2\pi, \tag{2.9}$$

где $P_{н}$ — давление насыщающих паров.

Однако имеются другие предположения относительно границ слоя [14].

Экспериментальные исследования показывают, что полная пленка сохраняется лишь при больших зазорах (порядка 0,5 мм) и малых частотах (не более 50 с$^{-1}$) [27,9]. При более высоких частотах пленка, как правило, терпит разрыв [26,6].

Гидродинамическая сила в демпфере определяется интегрированием распределения давления по поверхности вибратора, охваченной жидкостным слоем. Гидродинамическую силу разлагают на две составляющие (см. рис. 9,а): радиальную F_R, действующую вдоль линии центров, и тангенциальную F_τ, направленную перпендикулярно ей:

$$\left.\begin{aligned} F_R &= -D\int_{\varphi_1}^{\varphi_2}\int_0^L P(z,\varphi)\cos\varphi\, d\varphi\, dz, \\ F_\tau &= -D\int_{\varphi_1}^{\varphi_2}\int_0^L P(z,\varphi)\sin\varphi\, d\varphi\, dz. \end{aligned}\right\} \tag{2.10}$$

В случае длинного ГДД, в котором давление не зависит от осевой координаты, выражения (2.10) упрощаются:

$$\left.\begin{aligned} F_{R д} &= -DL\int_{\varphi_1}^{\varphi_2} P(\varphi)\cos\varphi\, d\varphi, \\ F_{\tau д} &= -DL\int_{\varphi_1}^{\varphi_2} P(\varphi)\sin\varphi\, d\varphi. \end{aligned}\right\} \tag{2.11}$$

В табл. 1 приведены результаты интегрирования для различных типов демпферов [20]. Здесь и в дальнейшем для наглядности обозначения гидродинамических сил или пропорциональных им величин вводится система верхних и нижних индексов. Верхние индексы: f — от английского слова full (полный) соответствует полному охвату, h — от английского half (половина) — половинному охвату. Нижние индексы обозначают: к — короткий, д — длинный.

Тангенциальная составляющая реакции жидкостного слоя равна силе демпфирования, поскольку она пропорциональна скорости прецессии и направлена против нее, а радиальная составляющая — динамической упругой силе, так как она действует против смещения.

В случае малых стационарных колебаний относительно центра корпусной втулки ($\varepsilon < 0{,}4$) при прямой синхронной прецессии ($\dot{e} = 0$, $\dot{\Phi} = \Omega$) тангенциальную силу можно записать в виде $F_{\tau} = dV$, где d — коэффициент демпфирования; $V = e\,\Omega$ — линейная скорость прецессии.

Выражения для коэффициентов демпфирования также приведены в табл. 1. Если сравнить коэффициенты демпфирования длинного $d_д$ и короткого $d_к$ демпфера при одинаковом зазоре, то получим $d_д = 12\,(R/L)^2 d_к$. Учитывая, что в реальных конструкциях $R/L = 1 \ldots 5$, получим, что длинный демпфер имеет в $10 \ldots 300$ раз большую демпфирующую способность, чем короткий.

Следует отметить, что в этом случае при полном охвате радиальная составляющая равна нулю, а тангенциальная в два раза больше, чем при половинном охвате.

Таблица 1

Основные характеристики ГДД

Полный охват	
Длинный ГДД	Короткий ГДД
$F^f_{Rд} = 12\,\pi\,\mu_0\,\dfrac{R^3}{\delta_0^2}\,\dfrac{\dot{\varepsilon}}{(1-\varepsilon^2)^{1,5}}$ $F_{\tau д}^{f} = 24\,\pi\,\mu_0\,L\,\dfrac{R^3}{\delta_0^2}\,\dfrac{\varepsilon\,\Omega}{(2+\varepsilon^2)\sqrt{1-\varepsilon^2}}$ $d_д^{f} = 24\,\pi\,\mu_0\,L\left(\dfrac{R}{\delta_0}\right)^3$	$F^f_{Rк} = \pi\,\mu_0\,R\,\dfrac{L^3}{\delta_0^2}\,\dfrac{1+2\,\varepsilon^2}{(1-\varepsilon^2)^{2,5}}\,\dot{\varepsilon}$ $F_{\tau к}^{f} = \pi\,\mu_0\,R\,\dfrac{L^3}{\delta_0^2}\,\dfrac{\varepsilon\,\Omega}{(1-\varepsilon^2)^{1,5}}$ $d_к^{f} = \pi\,\mu_0\,R\left(\dfrac{L}{\delta_0}\right)^3$
Половинный охват	
$F^h_{Rд} = 6\,\mu_0\,L\,\dfrac{R^3}{\delta_0^2}\left[\dfrac{\pi\,\varepsilon}{(1-\varepsilon^2)^{1,5}} + \dfrac{4\,\Omega\,\varepsilon^2}{(2+\varepsilon^2)(1-\varepsilon^2)}\right]$ $F_{\tau д}^{h} = 12\,\mu_0\,L\,\dfrac{R^3}{\delta_0^2}\left[\dfrac{2\,\dot{\varepsilon}}{(1-\varepsilon)(1-\varepsilon^2)} + \dfrac{\pi\,\varepsilon\,\Omega}{(2+\varepsilon^2)\sqrt{1-\varepsilon^2}}\right]$ $d_д^{h} = 12\,\pi\,\mu_0\,L\left(\dfrac{R}{\delta_0}\right)^3$	$F^h_{Rк} = \mu_0\,R\,\dfrac{L^3}{\delta_0^2}\left[\dfrac{\pi}{2}\,\dfrac{1+2\,\varepsilon^2}{(1-\varepsilon^2)^{2,5}}\,\dot{\varepsilon} + \dfrac{2\,\varepsilon^2\,\Omega}{(1-\varepsilon^2)^2}\right]$ $F_{\tau к}^{h} = \mu_0\,R\,\dfrac{L^3}{\delta_0^2}\left[\dfrac{2\,\varepsilon\,\dot{\varepsilon}}{(1-\varepsilon^2)^2} + \dfrac{\pi}{2}\,\dfrac{\varepsilon\,\Omega}{(1-\varepsilon^2)^{1,5}}\right]$ $d_к^{h} = \dfrac{\pi}{2}\,\mu_0\,R\left(\dfrac{L}{\delta_0}\right)^3$

2.1.2. Параметры подобия в ГДД и пределы их изменения

Для того чтобы полученные закономерности можно было распространить на все устройства данного типа и подобные процессы, происходящие в них, исследования необходимо проводить в безразмерных параметрах, полученных на основании теории размерностей и подобия [2]. Это, в свою очередь, позволит уменьшить число величин, которые необходимо связывать функциональной зависимостью, а следовательно, и упростить ее. Действительно, согласно π-теореме, вместо N независимых величин, характеризующих работу устройства, получим $N-r$ безразмерных критериев подобия, где r — число размерностей независимых величин.

Гидродинамический демпфер как устройство характеризуется следующими четырьмя геометрическими параметрами: радиусом R или диаметром D, длиной L, демпферным зазором δ_0, эксцентриситетом e. Состояние рабочей жидкости в демпферном зазоре может быть описано тремя параметрами — динамической вязкостью μ_0, плотностью ρ и давлением подачи $P_п$. Динамическое поведение оценивается еще тремя характеристиками — скоростью прецессии Ω, давлением смазки P и гидродинамической силой F. Таким образом, ГДД как динамическую систему характеризуют десять независимых размерных величин. Первые восемь (R, L, δ_0, e, μ_0, ρ, $P_п$ и Ω) являются определяющими величинами, а две последние (P и F) — определяемыми.

Определяемые величины являются функцией определяющих

$$P,\ F = f\,(R,\ L,\ \delta_0,\ e,\ \mu_0,\ \rho,\ P_п,\ \Omega).$$

Найдем безразмерные критерии подобия для гидродинамического демпфера. Имеющиеся $N=10$ величин n_1, n_2, n_3, ..., n_N, характеризующих устройство и его работу, дают $N-r=7$ критериев подобия

$$\pi = k\,[n_1]^{x_1} \ldots [n_N]^{x_N},$$

где k — числовая константа.

Размерность величины n_i

$$[n_i] = [L]^{A_i}\,[M]^{B_i}\,[\tau]^{C_i}.$$

В нашем случае $[L]$ — размерность длины в м, $[M]$ — размерность массы в кг, $[\tau]$ — размерность времени в с.

Числа x_1, x_2, ..., x_N должны быть такими, чтобы размерность π равнялась нулю. Они находятся путем решения системы уравнений

$$\left.\begin{aligned} A_1x_1 + A_2x_2 + \ldots + A_Nx_N = 0,\\ B_1x_1 + B_2x_2 + \ldots + B_Nx_N = 0,\\ C_1x_1 + C_2x_2 + \ldots + C_Nx_N = 0.\end{aligned}\right\} \qquad (2.12)$$

Система имеет $N-r$ линейно независимых решений. Каждое решение, состоящее из N значений x_i, дает один критерий подобия. Подставим степени размерностей A_i, B_i, C_i для каждой величины n_i (в нашем случае $n_1 = R$, $n_2 = L$, $n_3 = \delta_0$, $n_4 = e$, $n_5 = \mu_0$, $n_6 = \rho$, $n_7 = P_п$, $n_8 = \Omega$, $n_9 = P$, $n_{10} = F$), тогда система уравнений (2.12) примет вид

$$\left.\begin{aligned} &x_1 + x_2 + x_3 + x_4 - x_5 - 3x_6 - x_7 - x_9 + x_{10} = 0, \\ &x_5 + x_6 + x_7 + x_9 + x_{10} = 0, \\ &-x_5 + x_6 - 2x_7 - x - 2x_9 - 2x_{10} = 0. \end{aligned}\right\} \qquad (2.13)$$

Система (2.13) имеет $N-r=7$ линейно независимых решений. При нахождении этих решений семь величин n_i задаются произвольно, остальные три находятся из (2.13) так, что критерий π является безразмерной величиной.

Принимаем $x_2=1$; $x_3=x_4=x_5=x_6=x_7=x_8=0$, тогда из (2.13) получаем $x_1 = -1$; $x_9 = x_{10} = 0$.

Из первого решения, приняв $k = 1,0$, получаем критерий

$$\pi_1 = k n_1^{x_1} n_2^{x_2} n_3^{x_3} n_4^{x_4} n_5^{x_5} n_6^{x_6} n_7^{x_7} n_8^{x_8} n_9^{x_9} n_{10}^{x_{10}} = n_1^{-1} n_2^{1} = R^{-1} L.$$

Обозначим этот критерий $\lambda = L/R$ и назовем его безразмерной длиной демпфера.

Аналогично для второго решения, приняв $x_3 = 1$, $x_2 = x_4 = x_5 = x_6 = x_7 = x_8 = 0$, $k = 1,0$, получим $\pi_2 = n_1^{-1} n_3 = R^{-1}\delta_0$. Обозначим второй критерий $\Psi = \delta_0/R$ и назовем его безразмерным демпферным зазором.

Для третьего решения, положив $x_4 = 1$, $x_1 = x_2 = x_5 = x_6 = x_7 = x_8 = 0$, $k = 1,0$, получим

$$\pi_3 = n_4 n_3^{-1} = e\,\delta_0^{-1}.$$

Обозначим третий критерий $\varepsilon = e/\delta_0$ и назовем его относительным эксцентриситетом.

Для четвертого решения, приняв $x_7 = 1$, $x_5 = -1$, $x_2 = x_4 = x_6 = x_9 = x_{10} = 0$, а для удобства вычислений $k = 1/12$, получим

$$\pi_4 = \frac{1}{12} n_1^{-2} n_3^{2} n_5^{-1} n_7 n_8^{-1} = \frac{1}{12} R^{-2} \delta_0^{2} \mu_0^{-1} P_п \Omega^{-1}.$$

Обозначим четвертый критерий $\bar{P}_п = \dfrac{\delta_0^2 P_п}{12\mu_0 \Omega R^2}$ и назовем его безразмерным давлением подачи смазки.

Для пятого решения, положив $x_8 = 1$, $x_1 = x_2 = x_4 = x_7 = x_9 = x_{10} = 0$, $k = 1,0$, получим

$$\pi_5 = n_3^2 n_5^1 n_6 n_8 = \delta_0^2 \mu_0^{-1} \rho \Omega.$$

Обозначим пятый критерий $\sigma = \delta_0^2 \rho\Omega/\mu_0$ и назовем его параметром инерции.

Для шестого решения, приняв $x_9 = 1$, $x_5 = -1$, $x_2 = x_4 = x_6 = x_7 = x_{10} = 0$, $k = 1/12$, получим

$$\pi_6 = \frac{1}{12} n_1^{-2} n_3^2 n_5^{-1} n_8^{-1} n_9 = \frac{1}{12} R^{-2} \delta_0^2 \mu_0^{-1} \Omega^{-1} P.$$

Обозначим шестой критерий $\bar{P} = \dfrac{\delta_0^2 P}{12 \mu_0 \Omega R^2}$ и назовем его безразмерным динамическим давлением.

Для последнего решения, приняв $x_{10} = 1, x_5 = -1, x_2 = -1, x_4 = x_6 = x_7 = x_9 = 0$, $k = 1/12$, получим

$$\pi_7 = \frac{1}{12} n_1^{-3} n_2^{-1} n_3^2 n_5^{-1} n_8^{-1} n_{10} = \frac{1}{12} R^{-3} L^{-1} \delta_0^2 \mu_0^{-1} \Omega^{-1} F.$$

Обозначим седьмой критерий $\bar{F} = \dfrac{\delta_0^2 F}{12 \mu_0 \Omega R^3 L}$ и назовем его безразмерной гидродинамической силой.

В дальнейшем безразмерные критерии подобия будем называть безразмерными параметрами. Определяемыми параметрами в демпфере являются безразмерное динамическое давление $\bar{P}$ и безразмерная гидродинамическая сила $\bar{F}$ (коэффициент нагруженности). Остальные пять безразмерных параметров λ, Ψ, ε, $\bar{P}_п$ и δ являются определяющими. Для изучения влияния каких-либо явлений, происходящих в демпферном зазоре (турбулизация и кавитация смазки, влияние сил инерции и т. д.), на динамические характеристики ГДД необходимо получить функциональные зависимости определяемых параметров $\bar{P}$ и $\bar{F}$, учитывающие эти явления, от определяющих. Исследования желательно проводить во всем диапазоне изменения всех определяющих параметров. Однако в зависимости от конструктивных особенностей ГДД и условий их работы определяющие параметры в различной степени влияют на динамические характеристики, поэтому из них них необходимо выявить наиболее сильно влияющие. Например, параметр λ не влияет на безразмерное динамическое давление в длинном ГДД, так как течением в осевом направлении пренебрегают. В этом случае безразмерную длину демпфера можно рекомендовать принимать $\lambda = 4$ [21], что характеризует течение лишь в окружном направлении. Давление подачи $\bar{P}_п$ не влияет на гидродинамическую силу при полном охвате вибратора смазкой.

Найдем пределы изменения определяющих параметров в демпферах роторов ГТД. В реальных опорах величины, характеризующие демпфер и его работу, принимают значения $R = 70 \ldots 120$ мм; $L = 20 \ldots 40$ мм; $\delta_0 = 0{,}1 \ldots 0{,}3$ мм; $\mu_0 = 1 \cdot 10^{-3} \ldots 5 \cdot 10^{-3}$ н·с/м²; $\rho = 720 \ldots 750$ кг/м³; $P_п = 0 \ldots 0{,}5$ МПа; $\Omega = 0 \ldots 2000$ с$^{-1}$, что соответствует практическим значениям безразмерных параметров в пределах $\lambda = 0{,}2 \ldots 0{,}4$; $\Psi = 0{,}001 \ldots 0{,}003$;

$\sigma = 0 \ldots 40$. Относительный эксцентриситет теоретически может изменяться от 0 до 1, однако значение параметра $\varepsilon > 0{,}7$ реализуется крайне редко, а при $\varepsilon > 0{,}9$ практически происходит касание вибратора о статор, так как рабочий демпферный зазор становится соизмеримым с допусками на диаметральные размеры демпфера.

Таким образом, $\varepsilon = 0 \ldots 0{,}9$. Параметр $\bar{P}_п$ теоретически может изменяться от 0 до ∞, однако реально $\bar{P}_п = 0 \ldots 1$.

Эти пределы изменения определяющих параметров необходимо использовать при анализе влияния различных факторов на динамические характеристики ГДД.

Для удобства анализа в ряде задач вместо одного из определяющих безразмерных параметров можно использовать комплекс из безразмерных критериев, включающий отбрасываемый параметр. Например, параметр $Re = \sigma \varepsilon \lambda / \Psi$ вместо безразмерной длины λ при исследовании влияния турбулизации смазки. Для ГДД авиационных ГТД пределы изменения параметра Re составляют $0 \ldots 15000$.

2.2. КОНСТРУКТИВНАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ ГДД В ДЛА

Как было отмечено в предыдущем разделе, по особенностям течения жидкости в демпферах их можно разделить на короткие и длинные. Соответственно будет различаться при этом и их конструкция. Рассмотрим более подробно каждый из типов демпферов.

2.2.1. Короткие ГДД

Короткий демпфер наиболее прост по конструкции, так как для его создания необходимо только организовать зазор между наружной обоймой подшипника и корпусом. Типичные конструкции короткого демпфера реализованы в опорах двигателей *RB*-211, Д-30 (рис. 10).

Двигатель *RB*-211 имеет пять демпфирующих опор с ГДД. Такие демпферы имеют все опоры двигателя с роликовыми подшипниками. Демпферная опора (рис. 10,а) состоит из корпусной втулки *3*, в которую с зазором *4* установлена наружная обойма *5* подшипника качения. Величина радиального демпферного зазора составляет 0,07...0,15 мм и различна для каждой из пяти опор. Таким образом, наружная обойма подшипника в данном случае является вибратором. На обойме выполнен выступ *6*, входящий в паз на корпусе с зазором 0,6 ... 0,7 мм. Такая конструкция подшипника более сложна технологически, так как его торцы нельзя выполнить обычным точением, однако можно

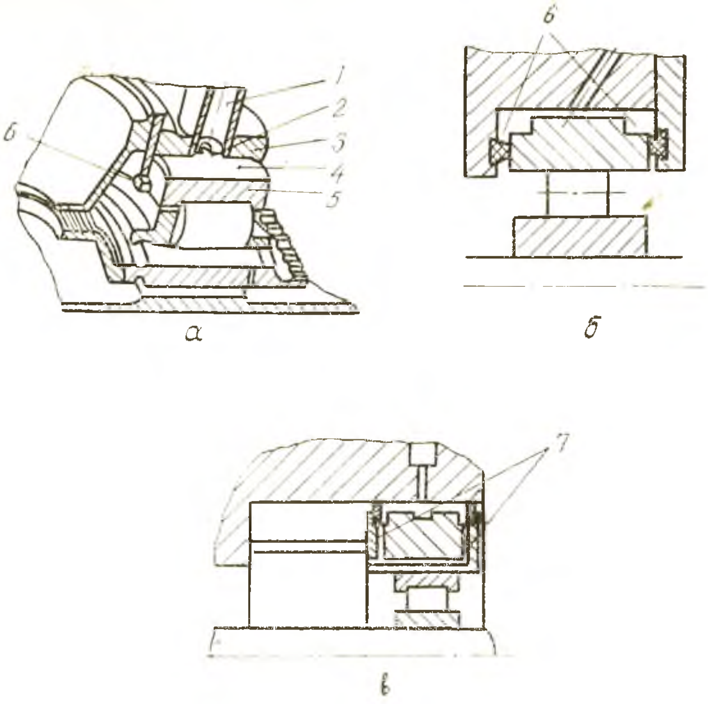


Рис. 10. Короткие ГДД

уменьшить диаметральные габариты опоры. Масло в демпфер подается по каналу *1*. Для улучшения подачи смазки в демпферный зазор равномерно по всей длине окружности вибратора используется питающая канавка *2*. Канавка разделяет демпфер на две части длиной L каждая (см. рис. 9,б).

На рис. 11,а,б представлены результаты испытаний коротких демпферов в составе двигателей *Т*-64 и *TF*-34 фирмы «Дженерал электрик» [41]. К сожалению, в статье [41] не приведены абсолютные величины перемещений, поэтому по ординатам графиков, изображенных на рис. 11,а,б, не отложены цифровые значения. Однако сравнивая результаты испытаний двигателей с демпфером и без него, можно заключить, что применение демпферов позволило снизить максимальные виброперемещения примерно в 10 раз. На рис. 11,в показана амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) двигателя *Т*-700 с демпфером и без него, из которой видно, что с помощью ГДД удалось существенно снизить вибрацию на второй критической скорости.

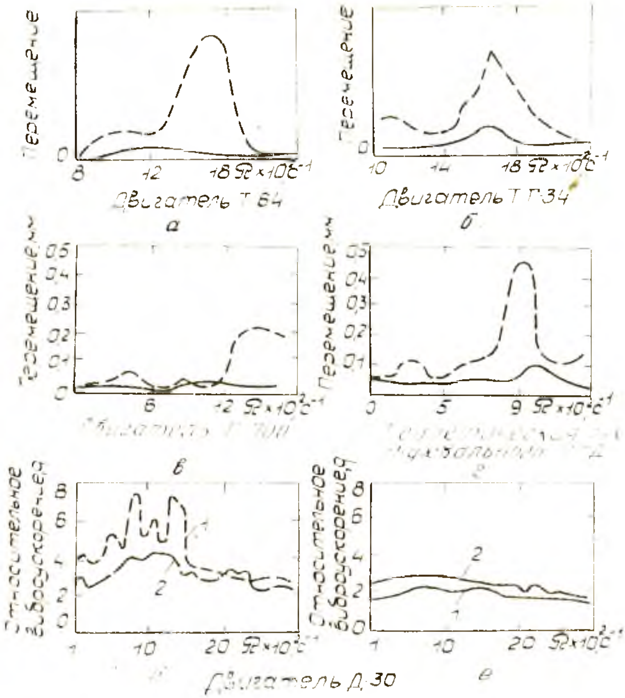


Рис. 11. Результаты испытаний демпферов в составе авиационных ГТД: *1* — вибрация в горизонтальном направлении; *2* — вибрация в вертикальном направлении; ______ — с демпфером; — — — — — без демпфера

Иногда для улучшения снабжения демпферного зазора смазкой в демпфер вводят две питающие канавки *6* (рис. 10,б) [43].

Для снижения расхода жидкости, потребляемой демпфером, часто в конструкции применяют концевые уплотнения. Они могут быть в виде металлических разрезных уплотнительных колец *7* (см. рис. 9,в). Вследствие наличия питающей канавки смазка при колебаниях вибратора будет течь, в основном, по оси демпфера в эту канавку. Таким образом, благодаря наличию уплотнений и питающей канавки вместо двух коротких демпферов длиной $L/2$ (рис. 9,в) образуется один короткий демпфер длиной L. Поскольку демпфирующая способность короткого ГДД пропорциональна кубу длины, то демпфер с уплотнениями и с канавкой в 4 раза эффективнее демпфера без уплотнений. Такие демпферы используются, например, на двигателях Д-30 [16].

В случае, если жидкость в зазоре нагревается настолько, что расхода, обусловленного протечками через уплотнение, недостаточно для охлаждения, вводятся дополнительные сверления *7* (рис. 10,в), обеспечивающие необходимый расход и теплоотвод [44].

2.2.2. Длинные ГДД

Длинные демпферы (см. рис. 9,г) конструктивно также организуются постановкой концевых уплотнений *7*, однако питающая канавка при этом не делается. Поэтому при колебаниях здесь реализуется окружное перетекание жидкости. На рис. 12,а изображена конструкция длинного ГДД, описанная в патенте [45]. Отличительной особенностью этого демпфера является то, что он смонтирован на радиально-упорном подшипнике, поэтому для сохранения свободы колебательного движения втулки вибратора *1* под действием осевой силы предусмотрен шариковый упорный подшипник *3*.

На рис. 12,б представлена демпферная опора КНД двигателя *JT8D*. В этом демпфере вибратором является специальным образом сконструированная наружная обойма *1* подшипника качения. В результате применения подобных демпферов вибрация корпусов уменьшилась на всех режимах на 40...60%, а на некоторых практически исчезла (39). Длительные испытания, проведенные на специальном стенде, показали, что уплотнительные кольца выработали в корпусе канавки глубиной 12 мкм, износ наружного кольца подшипника по торцу и по окружности также был 12 мкм.

На рис. 11,г приведена АЧХ корпуса двухвального ГТД с длинным демпфером, рассчитанная теоретически [38], из которой видно, что демпфер в 5 раз снизил максимальную амплитуду на резонансе.

В качестве концевых уплотнений ГДД применяются не только металлические, но и резиновые кольца (позиция 1 на рис.12,в; пунктиром показано поперечное сечение кольца в свободном положении) [46]. Разумеется, такие уплотнения можно применять лишь в опорах с температурой не выше 100°С, т. е. преимущественно в опорах компрессоров.

Для вычисления гидродинамических сил в демпфере необходимо определить его длину *L*, входящую в соотношения (2.10) и (2.11). На рис. 9 представлен схематичный продольный разрез ГДД. В случае короткого демпфера без уплотнений длина *L* демпфера (рис. 9,б) определяется по образующей цилиндра вибратора от края питающей канавки до торца. Таким образом,

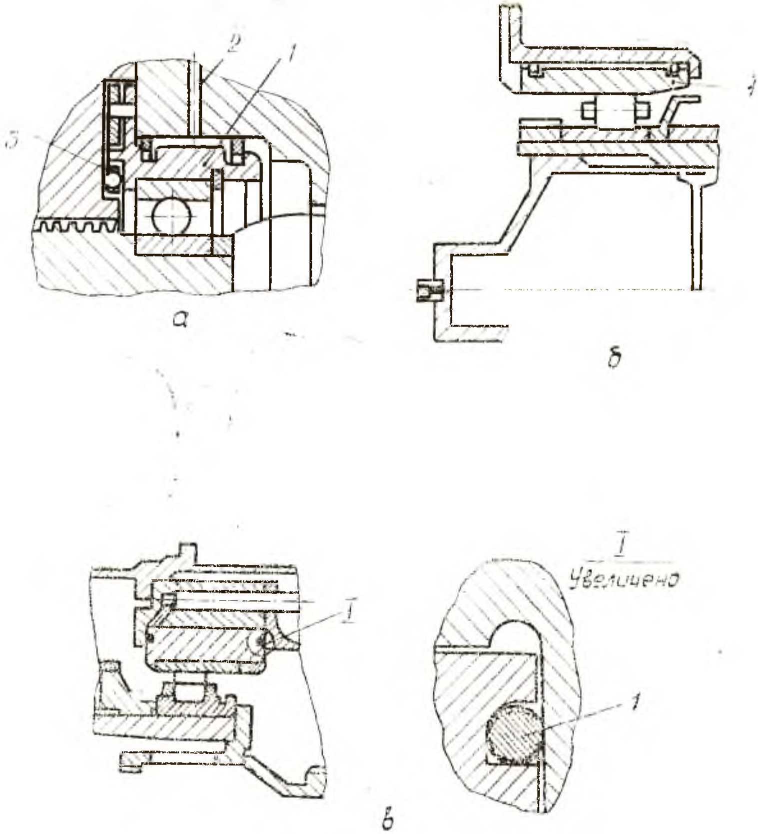


Рис. 12. Длинные ГДД

по каждую сторону канавки образуется по короткому демпферу длиной L. В случае короткого демпфера с уплотнениями (рис. 9,в) длина определяется как расстояние от уплотнения до канавки и обозначается $L/2$. В длинном ГДД длина определяется по образующей цилиндра вибратора между внутренними торцовыми поверхностями канавок под уплотнительные кольца (рис. 9,г).

Следует отметить, что в длинных ГДД имеют место обратные токи в питающие отверстия *2* (рис. 12,а), несколько снижающие эффективность работы демпфера. Недостатком демпферов с уплотнительными кольцами являются также усложнение конструкции и изменение характеристик с течением времени, обусловленные износом в месте контакта подвижных и неподвижных элементов.

Длинный демпфер также можно организовать без уплотнений, используя соотношение (2.5). Такой демпфер реализован в упоминавшейся выше конструкции Парсона (рис. 3), а также в конструкции опоры ротора ТНА (рис. 13), поскольку в этих конструкциях длина демпфера сравнима с его диаметром.

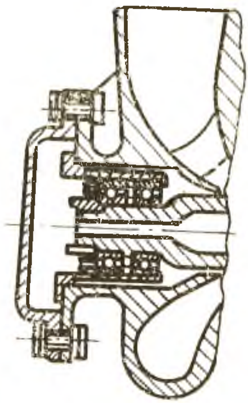


Рис. 13. Демпферная опора турбонасосного агрегата

Следует отметить, что в авиационных ГТД выполнить условие (2.5) практически невозможно, так как диаметры подшипников обычно не меньше 150 мм при длине демпферного зазора не более 50 мм, т. е. $L/R \leqslant 2/3$. Поэтому в ГТД для уменьшения осевых потоков смазки обычно используют уплотнения. В ТНА диаметры подшипников меньше, чем в ГТД, и могут быть порядка 50 мм, следовательно, там $L/R \approx 2$.

2.2.3. ГДД с упругими элементами

В схеме демпфера, изображенной на рис. 9,а, колебания вибратора происходят относительно геометрического центра O_1 корпусной втулки. При этом составляющие реакции масляной пленки F_R и F_τ за один цикл колебаний изменяются только по направлению, но не по величине (вследствие прецессии с постоянной амплитудой e). Такая схема справедлива при отсутствии статической нагрузки и реализуется лишь для вертикально расположенного ротора или при работе в условиях невесомости. Однако в реальных опорах есть радиальная нагрузка. В ГДД — это вес ротора, в ТНА к нему добавляется статическая нагрузка от входных улиток и выходных устройств, которые существуют и в условиях невесомости. В этом случае центр колебаний смещается из точки O_1 на величину, зависящую от статической нагрузки. Характеристики масляного слоя становятся анизотропными и составляющие реакции слоя F_R и F_τ за цикл колебаний изменяются не только по направлению, но и по величине. Наличие же переменной нагрузки может возбудить нежелательные колебания ротора [23]. Если ГДД монтируется на радиально-упорном подшипнике, то необходимо каким-то образом воспринимать осевую силу, которая передается на вибратор.

Естественным решением задачи о разгрузке ГДД от статической силы явилось параллельное включение в систему демпфера упругости, воспринимающий вес ротора или осевую силу и создающей более благоприятные условия для рассеивания энергии. К тому же упругий элемент может использоваться для частотной отстройки от нежелательных резонансов. Для восприятия веса ротора возможно применение специальных разгрузочных устройств.

Впервые надежные конструкции демпфирующих опор с параллельным включением упругости были созданы академиком П. Л. Капицей [21] и предназначались для опоры ротора быстроходного турбодетандера. Основными частями такого демпфера являются (рис. 14) повторяющий колебания ротора подшипник качения *2* и связанный с ним вибратор *1*, представляющий собой цилиндр, укрепленный на упругом элементе — «беличьем колесе» *4* и отделенный тонким масляным слоем *3* от неподвижного статора *5*.

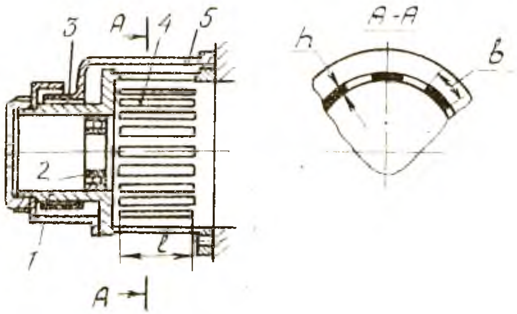


Рис. 14. Упругодемпферная опора конструкции П. Л. Капицы

При колебаниях ротора здесь действуют пропорциональные перемещениям подшипника силы упругости и пропорциональные скорости колебаний силы гидродинамического сопротивления всасыванию и выдавливанию масла из демпферного зазора. «Беличье колесо», примененное в этой конструкции в качестве упругого элемента, представляет собой втулку с аксиальными прорезями. При деформации упругого элемента ось подшипника перемещается в пространстве, сохраняя свое направление, благодаря чему исключаются перекосы и местная перегрузка подшипника.

Жесткость «беличьего колеса» при изгибных колебаниях определяется по соотношению

$$k = \frac{n\,E\,bh(b^2+h^2)}{2\,l^3}, \tag{2.14}$$

где (см. рис. 14) n — количество балок; b, h, l — соответственно ширина, толщина и длина балочки; E — модуль упругости материала упругого элемента.

Ориентировочная длина рассматриваемого упругого элемента может быть выражена в виде

$$l = 600\,\xi \sqrt[3]{\frac{2000\,R}{R\,E}}\,, \tag{2.15}$$

где R — радиус втулки вибратора, ξ — перемещение. Формула (2.14) правильно выражает упругость «беличьего колеса» для $l \geqslant 30\,b$ при $b \approx h$. Вследствие податливости заделки по концам балочек действительная жесткость k при сдвиге меньше расчетного значения (2.14) на 85—90% при $l \approx 20$ (b или h) и приблизительно на 60% при $l \approx 12$ (b или h).

При сборке демпфера вибратор ставится несколько выше середины статора ввиду последующих статических прогибов упругого элемента опоры под действием веса ротора. При проектировании опоры важно сделать демпферный зазор доступным для надежного монтажного контроля, как это осуществлено в конструкции, представленной на рис. 14. Желательно, чтобы центровка вибратора относительно статора выполнялась без перемещения ротора в корпусе машины и чтобы подшипник был доступен для осмотра без нарушения центровки демпфера.

«Беличье колесо» применяется при весе ротора от 5 до 150 килограммов.

Несколько измененный вариант этой опоры использован в двигателе Д-30. На рис. 15 представлена опора этого двигателя. Здесь в качестве упругого элемента использованы два

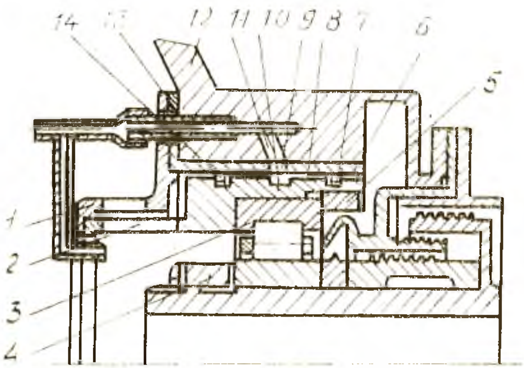


Рис. 15. Упругодемпферная опора двигателя Д-30

«беличьих колеса» *1* и *2*, что позволило уменьшить осевые габариты опоры. Во внутреннее колесо *2* устанавливается подшипник качения *3* и фиксируется в осевом направлении гайками *4* и *5*. Масло в демпферный зазор *8* подается от маслосистемы двигателя через каналы *13* и *11* в корпусе опоры *12* и сверление *9* в корпусном стакане *6*. По торцам зазор уплотнен разрезными уплотнительными кольцами *14* и *7*. Для улучшения подачи смазки на наружной поверхности «беличьего колеса» *2*, являющейся вибратором, напротив сверления *9* выполнена питающая канавка *10*. Таким образом, этот демпфер является коротким ГДД с уплотнениями.

В авиационных ГТД часто применяют межвальные подшипники. На рис. 16 показана межвальная опора, состоящая из упругого элемента *1*, который воспринимает статическую на-

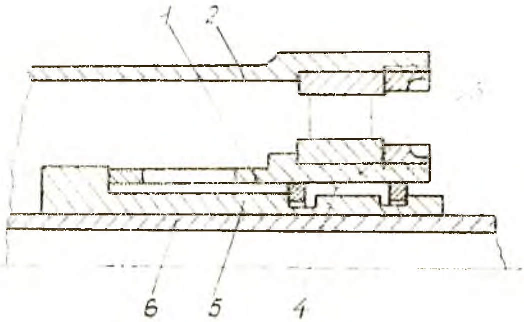


Рис. 16. Демпфер межвального подшипника

грузку от вала ротора *2*, и собственно демпфера. Демпфер образуется за счет создания зазора *4* между втулкой вибратора *3* и втулкой *5*, связанной с ротором *6*.

Для уменьшения осевых габаритов опоры применяют двухвенцовый упругий элемент *1* (рис. 17) [20], упругий элемент, выполненный в виде фигурной втулки *1* (рис. 18) [47] или со сдвоенной втулкой, состоящей из двух элементов *1* и *2* (рис. 19) [40], упругий элемент со стержнями *1* (рис. 20), проходящими через корпус опоры [49].

В качестве упругих элементов демпферов применяются также упругие кольца с выступами по наружным и внутренним поверхностям (рис. 21). Демпферы с такими упругими элементами получаются весьма компактными, так как толщина кольца обычно не превышает 3 мм. В камеры *1*, образованные выступами *2* упругих колец, подается смазка, за счет чего и образуется гидродинамический демпфер. Вследствие того, что поверх-

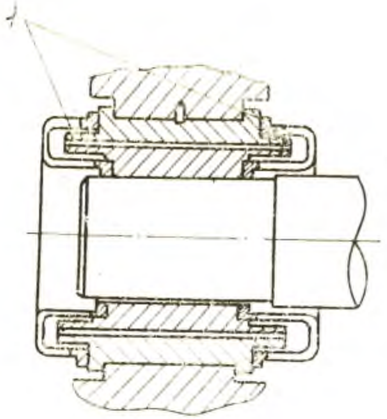


Рис. 17. Двухвенцовый упругий элемент

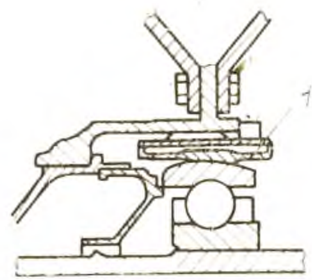


Рис. 18. Упругий элемент с фигурной втулкой

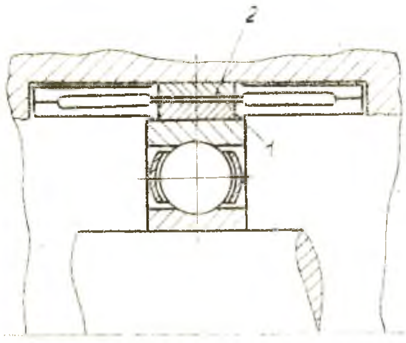


Рис. 19. Упругий элемент со сдвоенной втулкой

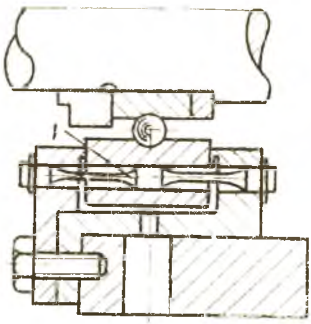


Рис. 20. Упругий элемент со стержнями

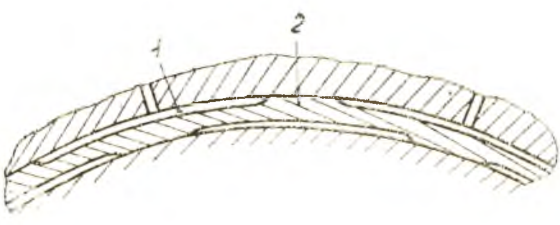


Рис. 21. Упругое кольцо с выступами (кольцо Аллисона)

ность демпфера разделена выступами на отдельные камеры, демпфирующая способность такого ГДД несколько меньше, чем у обычного короткого демпфера.

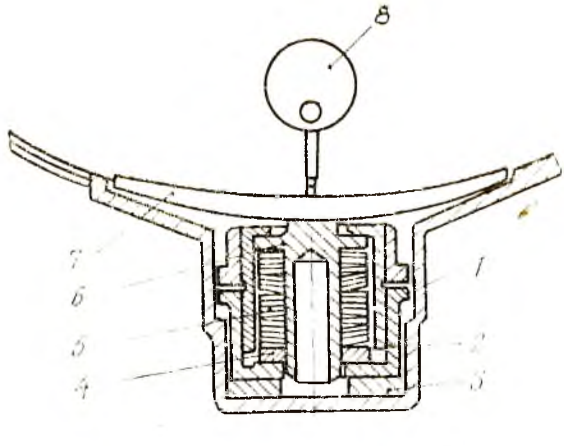
Роль упругого элемента может играть также гофрированный пластинчатый демпфер, изображенный на рис. 5,б.

2.2.4. ГДД с разгрузочными устройствами

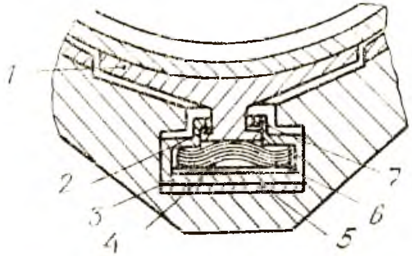
Если жесткость упругого элемента, необходимая для отстройки от опасных резонансов, окажется малой, то может получиться так, что под действием веса ротора весь зазор в демпфере будет выбран и вибратор в наинизшей точке соприкоснется со статором. Аналогичная картина будет наблюдаться при отсутствии упругого элемента. В этих случаях вибратор всплывает лишь при определенной частоте прецессии. Если вес ротора слишком велик, то вибратор может вообще не всплыть. Однако и всплывший вибратор совершает колебания не относительно центрального положения, а с каким-то определенным смещением, зависящим от веса ротора. Вследствие этого демпфер имеет резко выраженную анизотропию упругих и демпфирующих свойств, что может привести к потере устойчивости ротора [25]. Поэтому при больших статических нагрузках необходимо применять специальные меры для восприятия веса ротора. Обычно для этого используют разгрузочные устройства.

Один из вариантов разгрузочного устройства показан на рис. 22,а. Оно состоит из корпуса *1*, опорного башмака *7* со штоком *6* и пакета тарельчатых пружин *5*, собранных в дополнительном разборном корпусе *2*. Жесткость пружин подбирается таким образом, чтобы она была в 10...100 раз меньше жесткости масляной пленки в демпферном зазоре, за счет чего анизотропия жесткостных характеристик, вносимая самим разгрузочным устройством, сводится к минимуму. Поскольку жесткость пружины мала, то при действии веса ротора она перемещается на величину, большую чем демпферный зазор. Поэтому пружина собирается с предварительным поджатием, которое обеспечивается шайбой *4*.

После подбора предварительного натяга разгрузочное устройство, показанное на рис. 22,а, устанавливается в гнезде опоры, причем выступание опорного башмака *7* относительно поверхности демпфера до установки подшипника в гнездо должно быть таким, чтобы обеспечить концентричность зазора при установленном роторе. Подбор потребной величины выступания опорного башмака осуществляется за счет толщины шайбы *3* и замеряется с помощью индикатора *8*. Недостатком такого разгрузочного устройства являются большие габариты пружины.



а



б

Рис. 22. Конструкция разгрузочных устройств

На рис. 22,б показано разгрузочное устройство, выполненное с использованием многослойного гофра [5]. Оно состоит из корпуса *3*, башмака *1*, разгрузочной пружины *6* в виде многослойного гофра, регулировочных прокладок *4* и *5*. Толщина прокладки *4* подбирается до сборки с ротором таким образом, чтобы при действии статической нагрузки, равной весу ротора G, зазор *2* между заплечиками *7* корпуса *3* и башмаком *1* был равен $\delta_0 - \Delta$, где Δ — величина остаточного смещения вибратора при разгрузке демпфера от статической силы, обусловленная гистерезисом в разгрузочной пружине *6*. Прокладка *5* предусмотрена для регулирования величины выступания опорного башмака *1* над поверхностью демпфера (это необходимо для обеспечения концентричности рабочего зазора при воздействии веса ротора).

3. ОСОБЕННОСТИ ТЕОРИИ ГДД ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ДЛА

Существующие методики расчета ГДД [21] верны только для ламинарного потока рабочей среды, в котором преобладают вязкостные силы, действующие между слоями жидкости. При высоких значениях частоты вращения (порядка 1000 $с^{-1}$) жидкость в демпферном зазоре будет перемещаться с высокой скоростью. Температура смазки в ГТД составляет 100...150°С, следовательно, вязкость ее имеет низкое значение. Поэтому в ГДД ГТД значительно возрастает влияние инерционных свойств рабочей жидкости в демпферном зазоре. Происходит нарушение слоистости течения, и поток становится турбулентным.

Могут возникнуть также такие условия, при которых давление в некоторой области понизится настолько, что станет меньше давления упругости пара. Произойдет разрыв потока демпферной жидкости, и возникнет кавитация смазки. Для правильного расчета ГДД необходимо уметь определять их характеристики с учетом этих особенностей.

3.1. УЧЕТ КОНВЕКТИВНЫХ ЧЛЕНОВ ИНЕРЦИИ СМАЗОЧНОГО СЛОЯ

Течение жидкости в демпферном зазоре описывается уравнениями Навье-Стокса и неразрывности (2.1). В случае применения маловязких жидкостей при высоких частотах вращения существенное значение оказывают конвективные члены инерции в уравнениях Навье-Стокса. Для получения решения воспользуемся методом осреднения скоростей по толщине слоя, разработанным Н. А. Слезкиным и С. М. Таргом [24] и модифицированным В. Н. Константинеску для упорных подшипников скольжения [12].

Будем рассматривать случай прямой синхронной прецессии как наиболее характерный для ГДД ДЛА.

В длинном ГДД, как уже отмечалось в разд. 2.1, осевое течение жидкости отсутствует, и уравнения (2.1) примут вид

$$\left.\begin{aligned} \rho\left(v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y}\right) &= -\frac{\partial P}{\partial x} + \mu_0 \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2}, \\ \frac{\partial P}{\partial y} &= 0, \\ \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} &= 0, \end{aligned}\right\} \quad (3.1)$$

где v_x, v_y — составляющие скорости движения жидкости вдоль осей x и y (см. рис. 9,а).

Уравнения (3.1) решаются с граничными условиями по скорости (см. рис. 9,а)

$$v_x = v_y = 0 \quad \text{при} \quad y = \delta,$$

$$v_{xk} = -e\,\Omega \cos\varphi, \quad v_y = -e\,\Omega \sin\varphi \quad \text{при} \quad y = 0. \tag{3.2}$$

Индекс «$_k$» при скорости v_x в случае $y = 0$ означает, что это скорость течения Куэтта, т. е. скорость частички, как бы «прилипшей» к вибратору и создающей вместе с ним сдвиговые напряжения в жидкостном слое.

Преобразуем несколько систему уравнений (3.1). Первую часть первого уравнения системы на основании правила дифференцирования произведения можно записать в виде

$$\frac{\partial (v_x v_y)}{\partial y} = v_x \frac{\partial v_x}{\partial y} + v_y \frac{\partial v_y}{\partial y}. \tag{3.3}$$

Используя уравнение неразрывности (последнее из системы (3.1)), можно записать

$$\frac{\partial v_y}{\partial y} = -\frac{\partial v_x}{\partial x}. \tag{3.4}$$

Если подставим соотношение (3.4) в (3.2), то получим

$$\frac{\partial (v_x v_y)}{\partial y} = v_x \frac{\partial v_x}{\partial y} - v_y \frac{\partial v_x}{\partial x}.$$

Отсюда имеем

$$v_x \frac{\partial v_x}{\partial y} = \frac{\partial (v_x v_y)}{\partial y} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial x}.$$

Подставляя полученное выражение в первое уравнение системы (3.1), получим

$$\rho \left[2 v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial (v_x v_y)}{\partial y} \right] = -\frac{\partial P}{\partial x} + \mu_0 \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2}. \tag{3.5}$$

Учитывая, что первое слагаемое левой части уравнения (3.5) можно записать в виде

$$2 v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} = \frac{\partial v_x^2}{\partial x},$$

получим следующую запись первого уравнения системы (3.1):

$$\rho \frac{\partial v_x^2}{\partial x} + \rho \frac{\partial (v_x v_y)}{\partial y} = -\frac{\partial P}{\partial x} + \mu_0 \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2}. \tag{3.6}$$

Проинтегрируем уравнение (3.6) почленно в пределах от 0 до δ:

$$\int_0^\delta \rho \frac{\partial v_x^2}{\partial x} dy + \int_0^\delta \rho \frac{\partial (v_x v_y)}{\partial y} dy = -\int_0^\delta \frac{\partial P}{\partial x} dy + $$

$$+ \int_0^\delta \mu_0 \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2} dy.$$

Определим каждый из входящих в уравнение (3.7) интегралов.

Поскольку ρ и μ_0 — величины постоянные, их можно вынести за знак интеграла. Для первого интеграла на основании теоремы об интеграле с переменным верхним пределом можно записать

$$\int_0^\delta \frac{\partial v_x^2}{\partial x}\,\partial y = \frac{\partial}{\partial x}\left(\int_0^\delta v_x^2\,dy\right) - v_x^2\Big|_\delta \frac{\partial \delta}{\partial x}.$$

Учитывая первое граничное условие (3.2), получим

$$\int_0^\delta \frac{\partial v_x^2}{\partial x}\,dy = \frac{\partial}{\partial x}\left(\int_0^\delta v_x^2\,dy\right).$$

Приближенно можно принять [12], что

$$\int_0^\delta v_x^2\,dy = \delta\,\alpha\,\bar{V}_m^2, \qquad (3.8)$$

где α — поправочный коэффициент, учитывающий влияние профиля скорости v_x (рис. 23),

$$\bar{V}_m = \bar{V}_x + V_{xk}/2. \qquad (3.9)$$

V_m — общая средняя скорость течения жидкости, равная сумме средних скоростей течения Пуазейля $\bar{V}_x$ и Куэтта V_{xk},

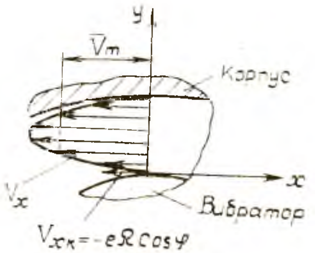


Рис. 23. Схематичное изображение профилей скорости в демпферном зазоре

Смысл соотношения (3.9) заключается в замене истинной величины скорости v_x, переменной по толщине слоя, ее средней величиной $\bar{V}_m$, что позволяет упростить решение исходных уравнений.

По данным работы [12] $\alpha = 1{,}3$ для чистого течения Куэтта (т. е. когда $\bar{V}_x = 0$), $\alpha = 1{,}2$ для чистого напорного течения (т. е. при $V_{x\kappa} = 0$), $\alpha = 1$ для постоянного профиля скоростей. Таким образом, $1 \leqslant \alpha \leqslant 1{,}3$. Поскольку в ГДД $V_{x\kappa}$ имеет порядок δ_0/R и $V_{x\kappa} \ll \bar{V}_x$, то средней скоростью течения Куэтта можно пренебречь и принять $\alpha = 1{,}2$.

Из выражения (3.9) и граничных условий (3.2) получим для средней скорости напорного течения (течения Пуазейля), обусловленного сдавливанием,

$$\bar{V}_x = \bar{V}_m - \frac{V_{xk}}{2} = \bar{V}_m + e\,\Omega\cos\varphi. \qquad (3.10)$$

Остальные интегралы, входящие в уравнение (3.7), определяются следующим образом:

$$\int_0^\delta \frac{\partial (v_x v_y)}{\partial y}\, dy = v_x v_y \Big|_0^\delta = -e^2 \Omega^2 \cos\varphi \sin\varphi;$$

$$\int_0^\delta \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2}\, dy = \frac{\partial v_x}{\partial y}\Big|_0^\delta = -\frac{12}{\delta}\bar V_x,$$

где $\bar V_x$ — средняя скорость, обусловленная градиентом давления (течение Пуазейля). Это выражение также получено на основании замены истинной скорости ее средним значением:

$$\int_0^\delta \frac{\partial P}{\partial x}\, dy = \delta \frac{\partial P}{\partial x}.$$

Окончательно уравнение (3.7) после почленного интегрирования имеет вид

$$\rho\delta\alpha \bar V_m{}^2 - \rho e^2\Omega^2 \cos\varphi \sin\varphi = -\delta \frac{\partial P}{\partial \varphi} - \frac{12}{\delta}\mu_0 \bar V_x. \qquad (3.11)$$

Подставив в результат интегрирования (3.11) выражение для расхода Q_x в окружном направлении через единицу длины демпфера

$$Q_x = \delta \bar V_m \qquad (3.12)$$

и учтя, что $dx = Rd\varphi$ и выражение для $\bar V_x$ (3.10), запишем первое уравнение движения жидкости системы (3.1) в виде

$$\frac{\delta}{R}\frac{\partial P}{\partial \varphi} + \frac{\rho\alpha}{R}\frac{\partial}{\partial \varphi}\left(\frac{Q_x{}^2}{\delta}\right) + 12\frac{\mu_0}{\delta}\left(\frac{Q_x}{\delta} + \frac{e\Omega}{2}\sin\varphi\right) -$$
$$- \rho e^2\Omega^2 \cos\varphi \sin\varphi = 0. \qquad (3.13)$$

Определим расход

$$Q_x = \int_0^\delta v_x\, dy. \qquad (3.14)$$

Для этого проинтегрируем уравнение неразрывности почленно в пределах от 0 до δ:

$$\int_0^\delta \frac{\partial v_x}{\partial x}\, dy + \int_0^\delta \frac{\partial v_y}{\partial y}\, dy = 0. \qquad (3.15)$$

Вычислим каждый из интегралов, входящих в соотношение (3.15). Для первого интеграла имеем

$$\int_0^\delta \frac{\partial v_x}{\partial x}\, dy = \frac{\partial}{\partial x}\left(\int_0^\delta v_x\, dy\right) - v_x|_h \frac{\partial \delta}{\partial x}.$$

Учитывая граничные условия (3.2) и выражения для расхода (3.14), получим для этого интеграла выражение

$$\int_0^{\delta} \frac{\partial v_x}{\partial x} dy = \frac{\partial Q}{\partial x} . \qquad (3.16)$$

Второй интеграл можно записать в виде

$$\int_0^{\delta} \frac{\partial v_y}{\partial y} dy = V_y \Big|_0^h .$$

Учитывая граничные условия (3.2), для второго интеграла получим следующее соотношение:

$$\int_0^{\delta} \frac{\partial v_y}{\partial y} dy = e\,\Omega \sin\varphi. \qquad (3.17)$$

Используя соотношения (3.15) и (3.16), уравнение неразрывности можно записать в виде

$$\frac{\partial Q}{\partial \varphi} = -e\,R\,\Omega \sin\varphi.$$

Проведя интегрирование, получим окончательное выражение для расхода

$$Q = e\,R\,\Omega \cos\varphi + c_\partial, \qquad (3.18)$$

где c_∂ — постоянная интегрирования.

Произвольная постоянная c_∂ зависит от ρ, μ_0, Ω, e, α, определяется с помощью граничных условий по давлению и должна удовлетворять равенству нулю расхода при $\Omega = 0$, т. е.

$$c_\partial(\rho, \mu_0, \Omega, e, \alpha) = 0 \quad \text{при} \quad \Omega = 0. \qquad (3.19)$$

Для дальнейшего решения удобно привести уравнение (3.13) к безразмерному виду, для чего введем следующие безразмерные комплексы:

$$\bar{P} = \frac{1}{12\,\mu_0\,\Omega} \left(\frac{\delta_0}{R}\right)^2 P ; \qquad (3.20)$$

$$\bar{c}_\partial = \frac{c_\partial}{\delta_0\,\Omega\,R} ;$$

$$\sigma = \frac{\Omega\,\delta_0^2}{\nu} , \qquad (3.21)$$

где $\nu = \dfrac{\mu_0}{\rho}$ — кинематическая вязкость смазки.

Параметр σ характеризует соотношение между инерционной и вязкостной силами при прецессии ротора, назовем его параметром инерции. В некоторых работах он именуется числом Рейнольдса Re.

Подставив соотношение (3.18) в уравнение (3.13) и отбросив члены порядка Ψ, получим

$$\frac{\partial \bar{P}}{\partial \varphi} = f'(\varphi, c_\partial) - \frac{\varepsilon \cos \varphi}{h^3} - \frac{\bar{c}_\partial}{h^3}, \tag{3.22}$$

Здесь $f'(\varphi, \bar{c}_\partial) = \frac{\alpha \sigma \varepsilon \sin \varphi}{12 h^2}\Big(2 \varepsilon \cos \varphi - \varepsilon^2 \frac{\cos^2 \varphi}{h} +$

$$+ 2 \bar{c}_\partial - 2 \bar{c}_\partial \varepsilon \frac{\cos \varphi}{h} - \frac{\bar{c}_\partial^2}{h} \Big). \tag{3.23}$$

$$h = 1 + \varepsilon \cos \varphi . \tag{3.24}$$

Слагаемое $f'(\varphi, \bar{c}_\partial)$ в выражении (3.22) определяет вклад конвективных членов инерции. Если их не учитывать ($\sigma = 0$), то получается известное соотношение для чисто вязкостного потока. Проинтегрировав уравнение (3.22), найдем распределение давления

$$\bar{P} = f(\varphi, \bar{c}_\partial) - \varepsilon I_3^{0,1} - \bar{c}_\partial I_3^{0,0} + c_\partial' . \tag{3.25}$$

Здесь $f(\varphi, \bar{c}_\partial) = \int f'(\varphi, \bar{c}_\partial) d\varphi = \frac{\alpha \sigma \varepsilon}{12} \Big(2 \varepsilon I_2^{1,1} -$

$$- \varepsilon^2 I_3^{1,2} + 2 \bar{c}_\partial I_2^{1,0} - 2 \bar{c}_2 \varepsilon I_3^{1,1} - \bar{c}_\partial^2 I_3^{1,0}\Big); \tag{3.26}$$

$$I_N^{j,i} = \int \frac{\sin^j \varphi \cos^i \varphi \, d \varphi}{h^N};$$

c'_∂ — постоянная интегрирования.

Выражения для $I_N^{j,i}$ приведены в табл. 2.

Значения постоянных интегрирования $\bar{c}_\partial$ и c'_∂ определяются из граничных условий по давлению при полном охвате (2.8) и при половинном (2.9). Из условия $\bar{P} = \bar{P}_п$ при $\varphi_1 = 0$ получаем, что при полном охвате $c'_\partial = \bar{P}_п$, а из условия $\bar{P} = \bar{P}_п$ при $\varphi_1 = \pi$ получаем, что при половинном охвате $c'_\partial = \bar{P}_н$. Из второго условия (2.8), согласно которому $P - P_н$ при $\varphi_2 = 2\pi$, найдем

$$\bar{c}_\partial^{\,i} = \frac{3 \varepsilon^2}{2 + \varepsilon^2} . \tag{3.27}$$

Это значение константы удовлетворяет условию (3.19).

В случае половинного охвата второе условие (2.9) приводит к квадратному уравнению относительно $\bar{c}_\partial$. Безразмерные гидродинамические силы или коэффициенты нагруженности [14] определяются как интегралы от безразмерного давления. Результаты интегрирования приведены в табл. 3.

Таблица интегралов вида

$$I_N{}^{j,i} = \int h^{-N} \sin^j \varphi \cos^i \varphi \, d\varphi; \quad \text{где } h = 1 + \varepsilon \cos \varphi,$$

$$\gamma = \operatorname{arctg}\left(\sqrt{\frac{1-\varepsilon}{1+\varepsilon}} \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2}\right) \qquad \xi = 1 + \cos \varphi$$

Интеграл	Значение интеграла
$I_2^{2,1}$	$\varepsilon^{-3}\left[2\varphi - \varepsilon h^{-1}(1+h)\sin\varphi - 2\gamma(2-\varepsilon^2)/\sqrt{1-\varepsilon^2}\right]$
$I_3^{2,0}$	$(1-\varepsilon^2)^{-1}\left[\gamma/\sqrt{1-\varepsilon^2} - 0{,}5h^{-2}(\varepsilon+\cos\varphi)\sin\varphi\right]$
$I_2^{2,0}$	$\varepsilon^{-2}(\varepsilon h^{-1}\sin\varphi - \varphi + 2\gamma/\sqrt{1-\varepsilon^2})$
$I_3^{2,2}$	$\varepsilon^{-4}\{3\varphi - \varepsilon h^{-1}\sin\varphi[1+h-(1{,}5-\varepsilon^2)(1-\varepsilon^2)^{-1}] - \gamma(6-9\varepsilon^2+2\varepsilon^4)(1-\varepsilon^2)^{-1{,}5}$
$I_3^{1,0}$	$0{,}5\varepsilon^{-1}h^{-2}$
$I_3^{1,1}$	$0{,}5\varepsilon^{-2}(1+2\varepsilon\cos\varphi)h^{-2}$
$I_2^{1,1}$	$-\varepsilon^{-2}(h^{-1}+\ln h)$
$I_3^{1,2}$	$-\varepsilon^{-3}(\ln h - 2h^{-1} - 0{,}5h^{-2})$
$I_3^{1,3}$	$\varepsilon^{-4}(h - 3\ln h - 3h^{-1} + 0{,}5h^{-2})$
$I_3^{0,1}$	$0{,}5(1-\varepsilon^2)^{-1}[h^{-2}\sin\varphi + (1-2\varepsilon^2)h^{-1}\sin\varphi(1-\varepsilon^2)^{-1} - 5\gamma\varepsilon(1-\varepsilon^2)^{-1{,}5}]$
$I_3^{0,0}$	$\gamma(2-\varepsilon^2)(1-\varepsilon^2)^{-2{,}5} - \varepsilon h^{-1}\sin\varphi(1-\varepsilon^2)^{-1}[1{,}5(1-\varepsilon^2)^{-1} + 0{,}5h^{-1}]$
$I_2^{1,0}$	$\varepsilon^{-1}h^{-1}$
$I_3^{0,2}$	$\gamma(1-2\varepsilon^2)(1-\varepsilon^2)^{-2{,}5} + \varepsilon^{-1}h^{-1}(1-\varepsilon^2)^{-1}[0{,}5-2\varepsilon^2(1-\varepsilon^2)^{-1} - 0{,}5h^{-1}]\sin\varphi$
$I_2^{0,2}$	$\varphi\varepsilon^{-2} - \varepsilon^{-1}h^{-1}(1-\varepsilon^2)\sin\varphi + 2\gamma\varepsilon^{-2}(2\varepsilon^2-1)(1-\varepsilon^2)^{-1{,}5}$
$I_3^{2,1}$	$\varepsilon^{-1}\{\gamma\varepsilon^{-2}(2-3\varepsilon^2)(1-\varepsilon^2)^{-1{,}5} - 0{,}5\varepsilon^{-1}h^{-1}\sin\varphi[3-2\varepsilon^2(1-\varepsilon^2)^{-1} - h^{-1}] - \varphi\varepsilon^{2}\}$
$I_2^{1,2}$	$-\varepsilon^{-3}(h - 2\ln h - h^{-1})$
$I_3^{-1,0}$	$\frac{1}{2(1-\varepsilon^2)^3}\left[(1-\varepsilon^3)\ln\frac{1-\cos\varphi}{\xi} + \frac{2\varepsilon(\varepsilon^2+3)}{(1+\varepsilon)^3}\ln\frac{2h}{(1-\varepsilon)\xi} + \frac{2\varepsilon^2(1+\varepsilon)(\varepsilon+3)\xi}{h} - \frac{\varepsilon(1+\varepsilon)^2\xi^2}{h^2}\right]$

Таблица 3

Выражения для гидродинамических сил при ламинарном режиме течения

Полный охват	
Длинный демпфер	Короткий демпфер
$\bar{F}_{R\partial}{}^{l} = \dfrac{\pi}{6}\,\alpha\,\sigma\,\dfrac{1-\sqrt{1-\varepsilon^2}}{\varepsilon}$ $\bar{F}_{\tau\partial}{}^{l} = 2\pi\dfrac{\varepsilon}{(2+\varepsilon^2)\sqrt{1-\varepsilon^2}}$	$\bar{F}_{R\text{к}}{}^{l} = \dfrac{2}{9}\,\pi\left(\dfrac{L}{D}\right)^2\dfrac{\alpha\sigma}{\varepsilon}\times\left(\dfrac{2-\varepsilon^2}{\sqrt{1-\varepsilon^2}}-2\right)$ $\bar{F}_{\tau\text{к}}{}^{f} = \dfrac{2}{3}\,\pi\left(\dfrac{L}{D}\right)^2\dfrac{\varepsilon}{(1-\varepsilon^2)^{1,5}}$
Половинный охват	
Длинный демпфер	
$\bar{F}_{R\partial}{}^{h} = \dfrac{\pi\,\alpha\,\sigma}{24\,\varepsilon}\left\{2-\dfrac{\varepsilon^2(1-\bar{c}_\partial{}^{h})^2+2(1-\varepsilon^2)^2}{(1-\varepsilon^2)^{1,5}}\right\}+2\,\dfrac{\bar{c}_\partial{}^{h}-\varepsilon^2}{(1-\varepsilon^2)^2}$ $\bar{F}_{\tau\partial}{}^{h} = \dfrac{\alpha\,\sigma}{12}\left\{2\left[1+\varepsilon^2\left(\dfrac{1-\bar{c}_\partial{}^{h}}{1-\varepsilon^2}\right)^2\right]-\dfrac{1}{\varepsilon}\ln\dfrac{1+\varepsilon}{1-\varepsilon}\right\}+\dfrac{1+2\,\varepsilon^2-3\,\bar{c}_\partial{}^{h}}{(1-\varepsilon^2)^{2,5}}$	
Короткий демпфер	
$\bar{F}_{R\text{к}}{}^{h} = \dfrac{4}{3}\left(\dfrac{L}{D}\right)^2\dfrac{\varepsilon^2}{(1-\varepsilon^2)^2}+\dfrac{\pi}{9}\left(\dfrac{L}{D}\right)\alpha\sigma\,\dfrac{1}{\varepsilon}\left(\dfrac{2-\varepsilon^2}{\sqrt{1-\varepsilon^2}}-2\right)$ $\bar{F}_{\tau\text{к}}{}^{h} = 2\,\bar{P}_{\text{п}}+\dfrac{\pi}{3}\left(\dfrac{L}{D}\right)^2\dfrac{\varepsilon}{(1-\varepsilon^2)^{1,5}}+\dfrac{2}{9}\left(\dfrac{L}{D}\right)^2\dfrac{\alpha\,\sigma}{\varepsilon}\left(\ln\dfrac{1+\varepsilon}{1-\varepsilon}-2\,\varepsilon\right)$	

Для короткого демпфера, как отмечалось в разд. 2.1, отсутствует окружное перетекание жидкости, и система уравнений движения и неразрывности имеет вид

$$\left.\begin{aligned} \rho\,v_y\frac{\partial v_z}{\partial y}+\rho\,v_z\frac{\partial v_z}{\partial z} &= -\frac{\partial P}{\partial z}+\mu_0\frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2}, \\ \frac{\partial P}{\partial y} &= 0, \\ \frac{\partial v_z}{\partial z}+\frac{\partial v_y}{\partial y} &= 0 \end{aligned}\right\} \tag{3.28}$$

с граничными условиями по скорости

$$v_z=v_y=0 \text{ при } y=\delta;\quad v_z=0,\quad v_y=e\,\Omega\sin\varphi \text{ при } y=0. \tag{3.29}$$

Решение полученной системы ведется аналогично, методом осреднения. Выражения для коэффициентов нагруженности приведены в табл. 3. Подробный вывод этих выражений дан в работе [31].

Анализируя результаты, приведенные в табл. 3, можно заключить, что как в длинном, так и в коротком ГДД в случае полного охвата тангенциальная сила определяется только вязкостными свойствами смазки и совпадает по величине с силой, рассчитанной без учета сил инерции. Радиальная сила при этом обуславливается только инерционными свойствами смазочного слоя. Это следует из того, что при полном охвате параметр инерции σ входит только в выражения для радиальной силы.

В случае половинного охвата вязкостная и инерционная компоненты входят в обе составляющие гидродинамической силы.

Рассмотрим влияние сил инерции на характеристики демпферов. Ограничимся при анализе случаем полного охвата.

Как видно из рис. 24,а,б, при малых амплитудах колебаний ($\varepsilon < 0{,}6$) сила инерции мала сравнительно с вязкостной силой, однако она линейно растет с ростом параметра σ. Например,

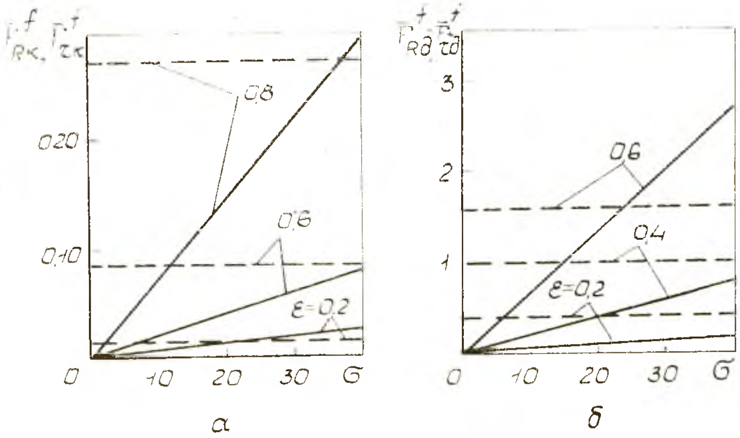


Рис. 24. Влияние параметра инерции σ на характеристики ГДД: *а*—короткий ГДД; *б*—длинный ГДД; ——— $F^f_{Rк}$; — — — $F^f_{τк}$;

при амплитуде колебаний $\varepsilon = 0{,}6$ радиальная сила, которая обусловлена только силой инерции, значительно меньше вязкостной силы (тангенциальная составляющая), для $\sigma < 10$ она составляет не более 10% от вязкостной и лишь при $\sigma = 40$ (рис. 24,а) приближается к ней.

На рис. 25 представлены зависимости гидродинамических сил от амплитуды колебаний, которые важны для исследования динамики ротора, установленного на ГДД. Для анализа полезно получить выражения для гидродинамических сил при малых ε. В случае длинного ГДД при полном охвате из табл. 3 имеем $\bar{F}^f_{R\partial} \approx 0$, $\bar{F}^f_{\tau\partial} = \pi\varepsilon$. Как видно из рис. 25,а, до $\varepsilon \leqslant 0{,}2$ силы

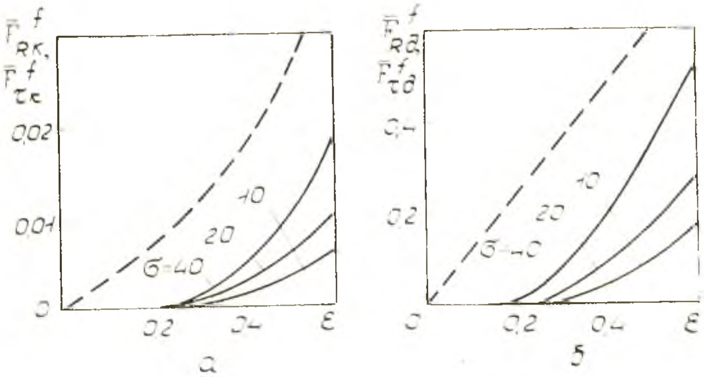


Рис. 25. Зависимость величины гидродинамических сил от амплитуды колебаний: *а* — длинный ГДД; *б* — короткий ГДД

инерции практически равны нулю. При $\varepsilon > 0{,}2$ силы инерции начинают резко расти. Зависимость имеет нелинейный характер, причем кривая тем круче, чем больше параметр σ. Вязкостные силы до $\varepsilon \leqslant 0{,}6$ практически линейны.

Для короткого ГДД при полном охвате и малых амплитудах колебаний из табл. 3 имеем $\bar{F}^f_{Rk} \approx 0$, $\bar{F}^f_{\tau k} = (2/3)\,\pi\,(L/D)^2\,\varepsilon$. В коротком демпфере так же, как и в длинном, силы инерции при $\varepsilon \leqslant 0{,}1$ практически равны 0, а с дальнейшим ростом ε имеют нелинейный характер, причем нелинейность также растет с ростом σ (рис. 25,б). Тангенциальная составляющая при этом линейна до $\varepsilon \leqslant 0{,}3$, т. е. в коротком ГДД вязкие силы носят более нелинейный характер, чем в длинном.

3.2. УЧЕТ ТУРБУЛЕНТНОГО ТЕЧЕНИЯ ЖИДКОСТИ В ДЕМПФЕРНОМ ЗАЗОРЕ

При высоких частотах вращения и низкой вязкости смазки, характерных для опор современных ДЛА, ламинарный поток жидкости в демпферном зазоре может потерять устойчивость и течение станет турбулентным.

Покажем возможность появления областей турбулентного течения жидкости у типичного длинного демпфера авиационного ГТД.

Число Re определяется согласно выражению $\mathrm{Re} = 2\rho\,\delta\,\bar{V}_m / \mu_0$.

Подставляя в это выражение соотношение (3.12) для скорости $\overline{V}_m$ с учетом (3.27) и переходя к безразмерным параметрам, получим для локального числа Re выражение

$$\mathrm{Re} = \frac{2\,\sigma}{\psi'}\,\varepsilon\,\left(\cos\varphi + \frac{3\,\varepsilon}{2+\varepsilon^2}\right).$$

Наибольшее значение локального числа Рейнольдса при ламинарном режиме равно

$$\mathrm{Re} = \frac{2\,\sigma}{\psi'}\,\varepsilon\,\left(1 + \frac{3\,\varepsilon}{2+\varepsilon^2}\right). \tag{3.30}$$

Приравняв (3.30) к критическому числу $\mathrm{Re}^*_{\text{кр}}$ и учитывая выражение (3.21), определим угловую частоту вращения ротора, соответствующую появлению турбулентности в сечении $\varphi = 0$:

$$\Omega_{\min} = \frac{\mathrm{Re}^*_{\text{кр}}\,\Psi'\,\nu}{2\,\delta_0^2\,\varepsilon\,\left(1 + \dfrac{3\,\varepsilon}{2+\varepsilon^2}\right)}. \tag{3.31}$$

Переход от ламинарного режима к турбулентному происходит при $\mathrm{Re}^*_{\text{кр}} \cong 2000$ [16].

Так как в опорах ДЛА $\delta_0 = 0{,}1 \ldots 0{,}5$ мм, $\Psi' = 0{,}001 \ldots 0{,}002$, то при $\varepsilon = 0{,}4 \ldots 0{,}6$ $\Omega_{\min} = 80 \ldots 300\ \text{с}^{-1}$. Следовательно, длинный демпфер современного авиационного ГТД даже на режиме малого газа может работать не только при ламинарном режиме. В отдельных зонах ГДД может возникать турбулентный режим течения жидкости. Такой расчетный случай, когда в одних зонах ГДД может существовать ламинарный режим, а в других — турбулентный, назовем смешанным ламинарно-турбулентным режимом.

На рабочих режимах ($\Omega = 500 \ldots 1000\ \text{с}^{-1}$) зоны турбулентного течения жидкости могут быть достаточно обширными, а в демпферах опор ТНА ЖРД, где частоты достигают $\Omega = 2000 \ldots 6000\ \text{с}^{-1}$, а вязкость компонентов топлива незначительна, должен иметь место развитый турбулентный режим течения.

Отсюда ясна актуальность определения характеристик длинного демпфера при смешанном ламинарно-турбулентном и развитом турбулентном режимах течения.

3.2.1. Расчет длинного ГДД

Дополнительные пульсационные напряжения, возникающие при турбулизации потока, оцениваются с помощью полуэмпирических теорий. В теории смазки наибольшее применение нашла гипотеза Прандтля о пути смешения. На основании этой гипотезы Константинеску разработал методику уточнения уравнения

Рейнольдса для сдвиговых течений [13]. При турбулентном течении увеличивается сопротивление потока, что можно интерпретировать некоторым увеличением вязкости. Поэтому турбулентность оценивается введением так называемой турбулентной или кажущейся вязкости $\mu_к$. Примем для динамического коэффициента кажущейся вязкости выражение, полученное в работах [19, 35] и определяемое соотношением

$$\mu_к = \mu_0 \left(\frac{|Re|}{Re^*_{кр}} \right)^{3/4}. \tag{3.32}$$

В выражении (3.32) число Re взято по абсолютной величине, поскольку скорость течения жидкости при окружном перетекании меняет знак.

Уравнение Рейнольдса, описывающее движение жидкости при ламинарном и турбулентном режимах течения в безразмерных параметрах для случая прецессирования вибратора демпфера по круговой орбите радиуса $\varepsilon = \mathrm{const}$, запишется в виде [32]

$$\frac{\partial \bar{P}}{\partial \varphi} = f'(\varphi, c) - k\left(\varepsilon \frac{\cos\varphi}{h^3} + \frac{\bar{c}}{h^3}\right), \tag{3.33}$$

где $k = 1$ — при ламинарном режиме течения и

$$k = \mathrm{sign}\,(\varepsilon \cos\varphi + \bar{c}) \left(\frac{|Re|}{Re^*_{кр}} \right)^{3/4} \tag{3.34}$$

при турбулентном режиме. Непосредственное интегрирование уравнения (3.33) при турбулентном режиме сопряжено с большими трудностями из-за нелинейности соотношения (3.34). Поэтому оно может быть решено только приближенно.

Наиболее простой путь решения — линеаризация соотношения (3.34), но при этом необходимо доказать достаточную точность такого решения и определить границы его применимости.

Определим верхний предел значения числа Рейнольдса для длинных демпферов современных авиационных ГТД.

Локальное число Рейнольдса можно записать из формулы (3.30) в виде

$$Re = \frac{2\sigma}{\psi}\, \varepsilon\, (\cos\varphi + c), \tag{3.35}$$

где c — постоянная интегрирования, определяемая из соотношения (3.27) при ламинарном режиме и из трансцендентного уравнения, получающегося из равенства давлений на границах ламинарных и турбулентных зон (рис. 26,а). Выражение для этого уравнения в силу его громоздкости здесь не приводится. Его подробный вывод дан в работе [32].

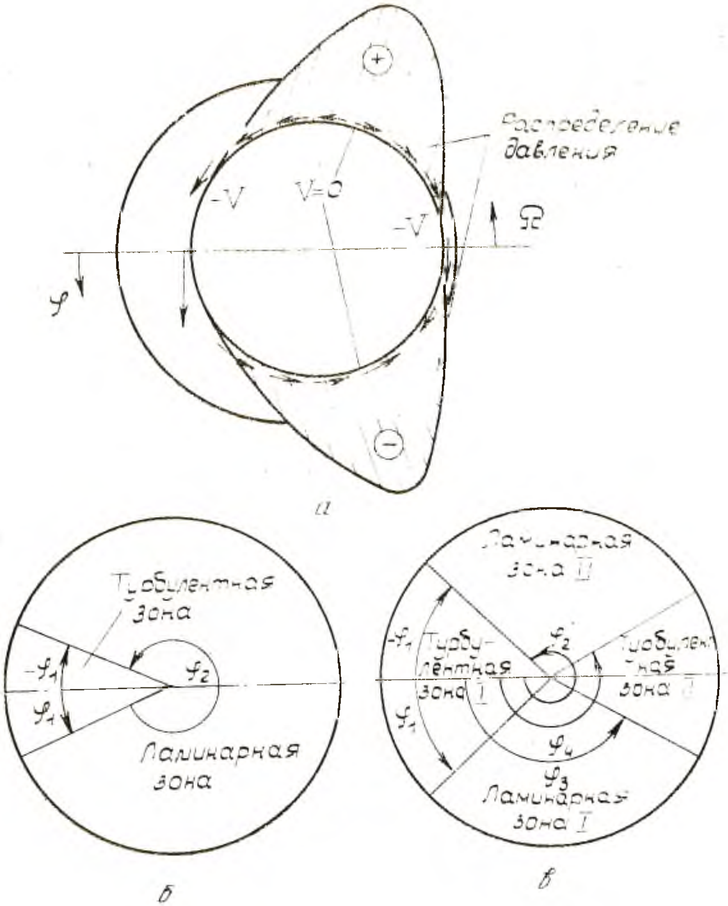


Рис. 26. Схема образования и расположения турбулентных зон при полном охвате

Вследствие того, что окружная скорость $v_x(\varphi)$ меняет знак в интервал $0 \leqslant \varphi \leqslant 2\pi$ (демпфер с полным охватом) или $\pi < \varphi < 2\pi$ (демпфер с половинным охватом), должно выполняться неравенство $\varepsilon > |c|$, откуда для числа Рейнольдса имеем следующую границу предела:

$$|\mathrm{Re}_{max}| < \frac{2\sigma}{\Psi}\varepsilon .$$

Для основных типоразмеров гидродинамических демпферов современных ДЛА $\sigma/\Psi \leqslant 10000$, $\varepsilon < 0{,}8$. Отсюда $|\mathrm{Re}_{max}| \leqslant 20000$.

Тогда значения локального числа Рейнольдса в турбулентных зонах длинного демпфера авиационного ГТД будут лежать в интервале

$$2000 \leqslant |\mathrm{Re}| \leqslant 20000. \tag{3.36}$$

Линеаризуем соотношение (3.34) способом прямой линеаризации [18]:

$$k_{\text{экв}} = \operatorname{sign}(\varepsilon \cos\varphi + c)\, a\, \mathrm{Re} + b. \tag{3.37}$$

В результате получим $a = 0{,}000475$ и $b = 0{,}6$. При этом ошибка в вычислении величины k в интервале (3.36) не превышает 11%, что вполне приемлемо и не ниже точности решения задачи определения характеристик гидродинамических демпферов с помощью полуэмпирических теорий турбулентности.

Подставив в (3.33) вместо k функцию $k_{\text{экв}}$ из (3.37), получим уравнение для определения давления в турбулентных зонах течения жидкости, допускающее непосредственное интегрирование.

Развитие турбулентности в демпферном зазоре можно представить следующим образом. Динамическое давление имеет максимум при угле φ, расположенном ближе к π (рис. 26,а), т. е. эпюра давления имеет несимметричный характер. Частички жидкости, движущиеся в левую сторону от места максимального давления (имеющие в принятой системе координат положительную скорость), проходят больший путь и, следовательно, больше ускоряются, чем частички, движущиеся вправо — в сторону отрицательных скоростей.

Поэтому вначале возникает турбулентность в области положительных скоростей, а затем и в области отрицательных.

Турбулентность раньше всего возникает в сечении $\varphi = 0$. Этому моменту будет соответствовать угловая скорость, определяемая из соотношения (3.31). С дальнейшим ростом параметров ε и σ турбулентная зона будет расти в области положительных окружных скоростей в обе стороны от сечения $\varphi = 0$ (рис. 26,б).

Затем в некоторый момент появится турбулентная зона в области отрицательных скоростей в сечении $\varphi = \pi$, которая также с ростом ε и σ будет расширяться в обе стороны от сечения $\varphi = \pi$.

Следовательно, на начальном этапе турбулизации в демпфере имеются две зоны — турбулентная в области положительных скоростей и ламинарная, занимающая остальную часть демпфера. Границы зон — углы φ_1 и φ_2 (рис. 26, б) определим из условия, обеспечивающего равенство локального числа Рейнольдса критическому:

$$\operatorname{sign}(\varepsilon \cos \varphi + c) \frac{\sigma}{\Psi} (\varepsilon \cos \varphi + c) = \mathrm{Re}^*_{\text{кр}}.$$

Отсюда для φ_1 и φ_2 получим

$$\varphi_1 = \arccos \frac{\mathrm{Re}^*_{\text{кр}} \Psi - c\sigma}{\sigma \varepsilon}; \quad \varphi_2 = 2\pi - \varphi_1 = -\varphi_1.$$

С дальнейшим ростом параметров ε и σ турбулентные зоны в демпфере будут расширяться, и при этом жидкостный слой разбивается в окружном направлении на следующие зоны (рис. 26,в):

турбулентная зона I $(-\varphi_1 \leqslant \varphi \leqslant \varphi_1)$,
ламинарная зона I $(\varphi_1 \leqslant \varphi \leqslant \varphi_3)$,
турбулентная зона II $(\varphi_3 \leqslant \varphi \leqslant \varphi_4)$,
ламинарная зона II $(\varphi_4 \leqslant \varphi \leqslant \varphi_2)$.

Подробный вывод для характеристик длинных ГДД с учетом турбулизации приведен в работе [32].

Для анализа влияния турбулизации удобно ввести относительные силы, равные отношению сил, определенных по ламинарной теории, к силам, рассчитанным с учетом турбулизации:

$$f^t_R = \bar{F}^t_{R\text{л}} / \bar{F}^t_R; \qquad f^t_\tau = \bar{F}^t_{\tau\text{л}} / \bar{F}^t_\tau,$$

где $\bar{F}^t_{R\text{л}}$ и $\bar{F}^t_{\tau\text{л}}$ определяются из табл. 3.

Из полученных зависимостей для гидродинамических сил (табл. 4) видно, что радиальная составляющая, как и при ламинарном режиме, определяется только инерцией жидкости, и выражения для нее идентичны — отличие заключается только в величине произвольной постоянной. Тангенциальная составляющая определяется суммой членов, пропорциональных турбулентной вязкости ($\bar{F}_{\tau\text{т}}$ и $F_{\tau\mu}$), и членов, зависящих от границ зон (φ_1 и φ_2 при однозонной турбулентности и φ_1, φ_2, φ_3, φ_4 при двухзонной). Если турбулентность отсутствует, то $a = 0$, $\beta = 0$, $b = 1$, $\varphi_1 = 0$, $\varphi_2 = 2\pi$, $\varphi_3 = \varphi_4 = \pi$. Выражения для сил при турбулентном режиме, приведенные в табл. 4, переходят в выражения при ламинарном режиме (табл. 3).

В случае половинного охвата турбулизация возникает вначале, как при полном охвате, в зоне положительных скоростей в сечении $\varphi = 0$, затем с ростом параметра σ турбулентные зоны возникают и в зоне отрицательных скоростей. Алгоритм действий, необходимых для получения величины гидродинамической силы, имеет такой же вид, как и при полном охвате, поэтому подробно расписывать его не будем.

В силу громоздкости полученных выражений окончательный вид формул для коэффициентов нагруженности здесь не приводится. С ними можно ознакомиться в работе [32].

Таблица 4

Выражения для гидродинамических сил в длинном ГДД при полном охвате и турбулентном режиме течения

Однозонная турбулентность

$$\bar F^t = \frac{\pi \alpha \sigma}{12 \varepsilon}\left[2 - \frac{\varepsilon^2(1-c)^2 + 2(1-\varepsilon^2)^2}{(1-\varepsilon^2)^{1,5}}\right]$$

$$\bar F^t_\tau = \bar F_{\tau 1} + b \bar F_{\tau 2} - \beta \varepsilon^2 I_3^{2,1}\Big|_{\varphi_1}^{\varphi_2} + \varepsilon\,(2\beta c + b - 1) I_3^{0,2}\Big|_{\varphi_1}^{\varphi_2} +$$

$$+ [c(\beta c + b - 1) - \beta\varepsilon^2] I_3^{0,1}\Big|_{\varphi_1}^{\varphi_2}$$

Двухзонная турбулентность

$$\bar F^t_R = \frac{\pi \alpha \sigma}{12 \varepsilon}\left[2 - \frac{\varepsilon^2(1-c)^2 + 2(1-\varepsilon^2)^2}{(1-\varepsilon^2)^{1,5}}\right]$$

$$\bar F^t_\tau = \bar F_{\tau 1} + \bar F_{\tau 2} - \beta \varepsilon^2 \left(I_3^{2,1}\Big|_{\varphi_1}^{\varphi_2} + I_3^{2,1}\Big|_{\varphi_3}^{\varphi_4}\right) - c\left(I_3^{0,1}\Big|_{\varphi_1}^{\varphi_3} +\right.$$

$$\left. + I_3^{0,1}\Big|_{\varphi_4}^{\varphi_2}\right) + \varepsilon\left[(2\beta c + b) I_3^{0,2}\Big|_{\varphi_1}^{\varphi_2} - I_3^{0,2}\Big|_{\varphi_1}^{\varphi_2} - I_3^{0,2}\Big|_{\varphi_4}^{\varphi_2} +\right.$$

$$\left. + (2\beta c - b) I_3^{0,2}\Big|_{\varphi_3}^{\varphi_4}\right] - [\beta(c^2 + \varepsilon^2) + bc] I_3^{0,1}\Big|_{\varphi_1}^{\varphi_2} +$$

$$+ [\beta(c^2 + \varepsilon^2) - bc] I_3^{0,1}\Big|_{\varphi_3}^{\varphi_4}]$$

Вспомогательные обозначения

$$\bar F_{\tau 1} = \pi\beta\left\{\frac{\varepsilon}{(1-\varepsilon^2)^{2,5}}\left[\frac{1}{\varepsilon^2}(2 - 5\varepsilon^2 + 6\varepsilon^4) - 2c(1+2\varepsilon^2) + 3\varepsilon^2\right] - \frac{2}{\varepsilon}\right\}$$

$$\bar F_{\tau 2} = \frac{\pi \varepsilon}{(1-\varepsilon^2)^{2,5}}\,[3c - (1+2\varepsilon^2)];\quad \beta = \frac{a\sigma}{\psi}$$

на рис. 27 представлена зависимость относительных сил $\bar f^t_R$ и $\bar f^t_\tau$ от параметра σ при различных значениях ε. Видно, что турбулизация уменьшает радиальную компоненту — максимальное значение $\bar f^t_R = 2$ и достигается при $\varepsilon = 0,4$ и $\sigma = 40$.

Тангенциальная сила с появлением турбулизации растет. При $\varepsilon = 0,4$ и $\sigma = 40$ $\bar f^t_R = 0,14$. Это означает, что сила, рассчитанная по ламинарной теории, составляет лишь 14% от силы, рассчитанной по турбулентной теории. Однако полная пленка сохраняется не всегда и этот эффект может быть существенно снижен. Возрастание силы демпфирования с появлением турбулизации объясняется тем, что турбулентное течение обладает большим сопротивлением.

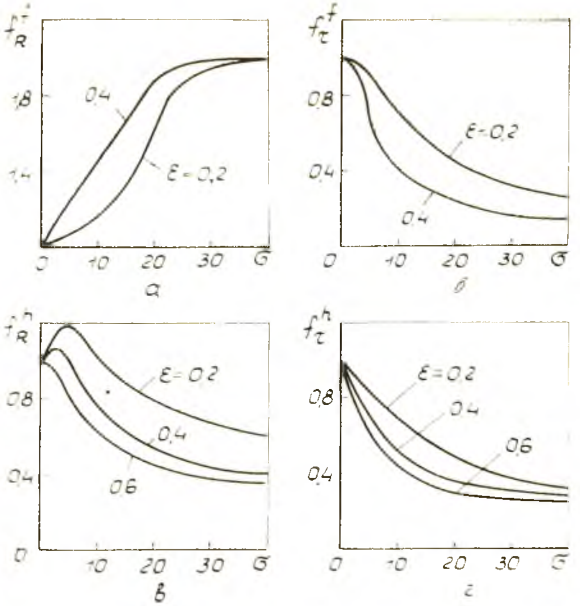


Рис. 27. Зависимость относительных сил f_R^f, f_τ^f, f_R^h и f_τ^h от параметра σ и амплитуды ε при турбулентном режиме: *а*, *б* — полный охват; *в*, *г* — половинный охват

Как уже отмечалось выше, на рабочей частоте, как правило, пленка жидкости терпит разрыв, поэтому рассмотрим характеристики половинной пленки.

Относительные силы f^h_R и f^h_τ представлены на рис. 27,в,г. Видно, что с ростом σ f^h_R возрастает: при σ = 20 и ε = 0,4 f^h_R = 0,5, т. е. турбулизация в два раза увеличивает радиальную силу (рис. 27,а).

Тангенциальная сила, как видно из рис. 27,г, с появлением турбулентных зон возрастает. При ε = 0,4, σ = 40 сила, рассчитанная по ламинарной теории, составляет лишь 30% от силы, рассчитанной по турбулентной теории.

3.2.2. Расчет короткого ГДД

Для учета пульсаций местных скоростей при турбулентном течении в демпферном зазоре короткого непроточного ГДД (рис. 9,в) воспользуемся методом Константинеску, но в модификации А. И. Поддубного [19]. В коротком демпфере преобладает течение смазки в осевом направлении, поэтому ограничимся лишь вторым слагаемым левой части уравнения (2.1). Ограничимся также случаем прямой синхронной прецессии с круговой орбитой ($\varepsilon = 0$).

Дифференциальное уравнение, описывающее выбранную расчетную модель, при смешанном режиме течения смазки имеет следующий вид:

$$\frac{d}{dz}\left(\frac{\delta^3}{K_z}\,\frac{dP}{dz}\right) = 12\,\mu_0\,e\,\Omega\,\sin\varphi. \tag{3.38}$$

K_z — коэффициент степени турбулентности, согласно [19] принимает значения

$$\begin{cases} K_z = 1 \text{ — при ламинарном режиме течения;} \\ K_z = (\mathrm{Re}_z/\mathrm{Re}^*_{\text{кр}}) \text{ — при турбулентном.} \end{cases} \tag{3.39}$$

Здесь Re_z—локальное число Рейнольдса, характеризующее режим течения смазки ($\mathrm{Re}_z < 2000$ — ламинарный, $\mathrm{Re}_z > 2000$ — турбулентный), определяется выражением

$$\mathrm{Re}_z = 2\,\delta\,\rho\,V_z\,/\,\mu_0. \tag{3.40}$$

$$V_z = Q_z\,/\,\delta \tag{3.41}$$

— среднерасходная скорость течения смазки вдоль оси z. Расход смазки через демпферный зазор единичной ширины вдоль оси z определяется зависимостью [19]

$$Q_z = -\frac{\delta^3}{12\,\mu_0\,K_z}\,\frac{dP}{dz}, \tag{3.42}$$

где dP/dz — градиент давления в демпферном зазоре. Проинтегрируем уравнение (3.38) при следующих граничных условиях (рассматривается одна половина демпфера):

$$z = 0;\; dP_л/dz = 0;\; z = z_{гр}\; \frac{dP_{л\,гр}}{dz} = \frac{dP_{т\,гр}}{dz}\; P_{л\,гр} = P_{т\,гр};$$

$$z = L\,/\,2;\; P = P_п, \tag{3.43}$$

где $P_л$ и $P_т$ — давление в ламинарной и турбулентной областях; $P_{л\,гр}$ и $P_{т\,гр}$ — давление на границе этих областей с координатой $z_{гр}$.

Тогда получим

$$\frac{dP}{dz} = 12\,\frac{K_z}{\delta^3}\,\mu_0\,z\,e\,\Omega\,\sin\varphi. \tag{3.44}$$

Проведя подстановки в уравнения (3.41) и (3.40), получим выражение для числа Рейнольдса в виде

$$\mathrm{Re}_z = 2\,\rho\,e\,\Omega\,z\,|\sin\varphi|\,/\mu_0. \tag{3.45}$$

Модуль функции синус принимается для того, чтобы иметь всегда положительным число Рейнольдса. Из уравнения (3.45) найдем минимальную скорость прецессии, при которой возникает турбулизация, приняв $Re_z = Re^*_{кр}$:

$$\Omega_{min} = 2000\, \mu_0 / \rho e L.$$

Для решения задачи в аналитическом виде заменим нелинейное уравнение (3.39) в области с турбулентным течением линейным эквивалентным:

$$K_{z\,экв} = a\,Re_z + b. \tag{3.46}$$

Постоянные аппроксимации a и b найдем аналогично (3.37).

Для $Re_{max} = 10000$ значения постоянных аппроксимации $a = 3 \cdot 10^{-4}$ и $b = 0{,}39$, найденные для уравнения (3.46), позволяют вычислить коэффициент $K_{z\,экв}$ во всем рассматриваемом интервале чисел Рейнольдса, отличающемся от K_z не более чем на 5%.

В интервале чисел Рейнольдса $2000 \leqslant Re \leqslant 20000$ константы $a = 2{,}7 \cdot 10^{-4}$ и $b = 0{,}46$ дают погрешность, не превышающую 10%.

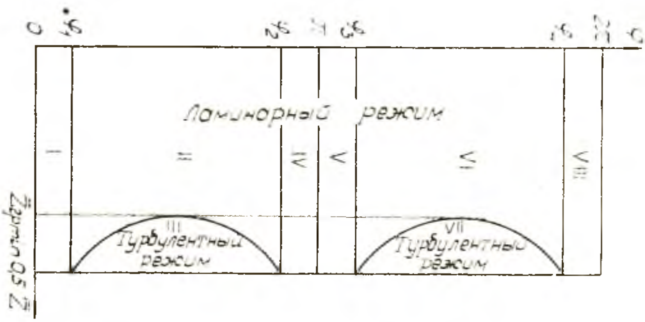


Рис. 28. Распределение режимов течения по демпферному зазору

Для смешанного течения потока найдем границы перехода режима течения от ламинарного к турбулентному (рис. 28), приняв в уравнении (3.46) $K_{z\,экв} = 1$. Тогда координаты границ в безразмерных параметрах будут

$$\bar z_{гр} = \frac{(1-b)\,\Psi}{2\,a\,\varepsilon\,\lambda\,\sigma \sin\varphi}; \tag{3.47}$$

$$\begin{cases} \varphi_{1,2} = \dfrac{\pi}{2} \mp \arccos\left[\dfrac{(1-b)\,\Psi}{2\,a\,\varepsilon\,\lambda\,\sigma\,\bar z}\right]; \\[2ex] \varphi_{3,4} = \dfrac{3}{2}\,\pi \mp \arccos\left[\dfrac{(1-b)\,\Psi}{2\,a\,\varepsilon\,\lambda\,\sigma\,\bar z}\right]. \end{cases} \tag{3.48}$$

Дважды проинтегрировав уравнение (3.38) с учетом $K_{z\,\text{экв}}$ и граничных условий (3.43), получим распределение давления. Составляющие реакции пленки смазки, определяемые интегрированием распределения давления по поверхности демпфера, находятся как удвоенная сумма составляющих реакции в каждой из областей с различным рёжимом течения смазки (области I—VIII на рис. 28):

$$\bar{F}^{l}_{\tau\text{т}} = 2 \sum_{j=1}^{\text{VIII}} \bar{F}_{\tau j}; \quad \bar{F}^{l}_{R\text{т}} = 2 \sum_{j=1}^{\text{VIII}} \bar{F}_{Rj}. \tag{3.49}$$

Здесь

$$\bar{F}_{\tau j} = - \int\limits_{\bar{z}_{\text{н}j}}^{\bar{z}_{\text{к}j}} d\bar{z} \int\limits_{\varphi_{\text{н}j}}^{\varphi_{\text{к}j}} \bar{P}_j(\varphi, \bar{z}) \sin\varphi \, d\varphi;$$

$$\bar{F}_{Rj} = - \int\limits_{\bar{z}_{\text{н}j}}^{\bar{z}_{\text{к}j}} d\bar{z} \int\limits_{\varphi_{\text{н}j}}^{\varphi_{\text{к}j}} \bar{P}_j(\varphi, \bar{z}) \cos\varphi \, d\varphi,$$

где $\bar{P}_j$ — безразмерное давление в j области; $\bar{z}_{\text{н}j}$; $\varphi_{\text{н}j}$ — координаты начала, а $\bar{z}_{\text{к}j}$, $\varphi_{\text{к}j}$ — координаты конца j области. Границы турбулентных областей III и VII определяются по зависимостям (3.47) и (3.48).

Просуммировав в выражениях (3.49) интегралы по областям, симметричным относительно линии $\varphi = \pi$, получим выражение для безразмерной тангенциальной составляющей гидродинамической реакции при полном охвате

$$\bar{F}^{l}_{\tau\text{т}} = 2\beta' I_3^{2,0}\Big|_0^{\varphi_1} + 2b\beta' I_3^{2,0}\Big|_{\varphi_1}^{\varphi_2} - \frac{(b-1)^4 \Psi^2}{24 a^3 \varepsilon^2 \lambda \sigma^2} \times$$
$$\times\; I_{13}^{-1,0}\Big|_{\varphi_1}^{\varphi_2} - \frac{a \varepsilon^2 \lambda^3 \sigma}{8\Psi} I_8^{3,0}\Big|_{\varphi_1}^{\varphi_2} + 2\beta' I_3^{2,0}\Big|_{\varphi_2}^{\pi}, \tag{3.50}$$

где $\beta' = \varepsilon\lambda^2/12$; φ_1 и φ_2 — границы области турбулизации; $I_N^{i,j}$ — интегралы из табл. 2.

Радиальная же составляющая при полном охвате равняется нулю ($\bar{F}^{l}_{R\text{т}} = 0$).

На рис. 29,а приведена зависимость безразмерной тангенциальной составляющей реакции $\bar{F}^{l}_{\tau\text{т}}$ пленки смазки от относительного эксцентриситета ε при различных параметрах σ ($\Psi = 0{,}001$; $\lambda = 0{,}4$). Зависимость имеет ярко выраженный нелинейный характер, причем с ростом относительного эксцентриситета ε безразмерная тангенциальная составляющая $\bar{F}^{l}_{\tau\text{т}}$ возрастает.

На рис. 29,б—г приведены зависимости $\bar{F}^{l}_{\tau\text{т}}$ от параметров σ, λ, Ψ при различных значениях относительного эксцентриснтета ε. Видно, что зависимости нелинейно возрастают с увеличением параметров σ, λ и падают с ростом Ψ, причем с увеличением ε нелинейность проявляется в большей степени. Это объясняется влиянием турбулизации смазки в демпферном за-

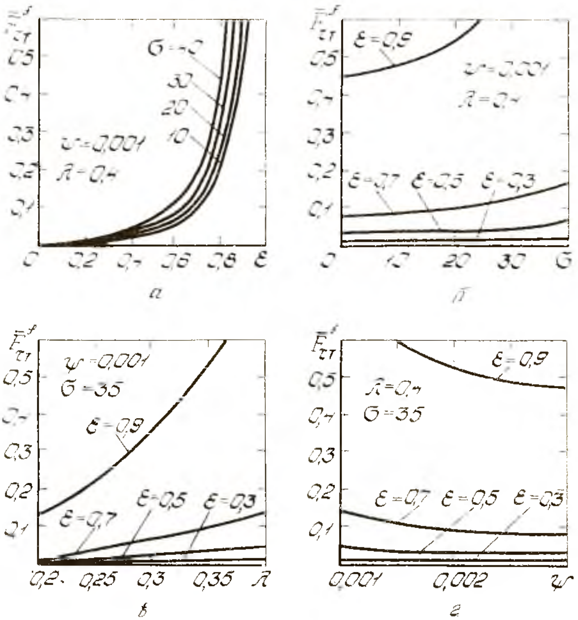


Рис. 29. Зависимости безразмерной тангенциальной составляющей гидродинамической силы от безразмерных параметров ε, σ, λ и Ψ

зоре. Для $\varepsilon \leqslant 0{,}3$ зависимости можно считать линейными, так как в демпферном зазоре отсутствуют области с турбулентным режимом течения. Тогда в уравнении (3.50) необходимо принимать $a = 0$, $b = 1$, а из уравнения (3.50) видно, что $\beta' \sim \varepsilon$.

Далее переходим к оценке влияния конвективных сил инерции на динамические характеристики при смешанном режиме течения смазки.

Течение жидкости в демпферном зазоре считаем установившимся. В данном случае согласно [12] следует рассматривать только конвективные инерционные силы. Учет конвективных сил инерции осуществляется добавкой инерционного слагаемого в уравнение для производной давления (3.44). После определения постоянной интегрирования из граничных условий (3.43) уравнение примет вид

$$\frac{dP}{dz} + 2\frac{\rho}{\delta}\alpha z e^2 \Omega^2 \sin^2\varphi = 12\frac{K_z}{\delta^3}\mu e \Omega z \sin\varphi, \qquad (3.51)$$

где α — коэффициент влияния профиля скорости [12].

Интегрируя уравнение (3.51), с учетом граничных условий (3.43) и коэффициента $K_{z\,\text{экв}}$ (3.46) получим распределение давления в слое смазки с учетом конвективных сил инерции при смешанном режиме течения. Составляющие гидродинамической реакции с учетом конвективных сил инерции (что показывает индекс i сверху), согласно (3.49), после интегрирования и суммирования имеют вид

$$\bar{F}^{li}{}_{\tau\text{т}} = \bar{F}^{l}{}_{\tau\text{т}} - \frac{\alpha\varepsilon\beta'\sigma}{6} I_2^{3,0}\Big|_0^{2\pi};$$

$$\bar{F}^{li}{}_{R\text{т}} = -\frac{\alpha\varepsilon\beta'\sigma}{6} I_2^{2,1}\Big|_0^{2\pi},$$

где $I^{i,j}{}_N$ — интегралы по табл. 2,а, $\bar{F}^{l}{}_{\tau\text{т}}$ — тангенциальная составляющая, обусловленная вязкостными силами и определяемая по зависимости (3.50). Интеграл $I_2^{3,0}$ в пределах от 0 до 2π равен нулю. Следовательно, и слагаемое с этим интегралом, учитывающее силы инерции, обращается в нуль.

Интеграл $$I_2^{2,1}\Big|_0^{2\pi} = \frac{2\pi}{\varepsilon^3}\left[2 - \frac{(2-\varepsilon^2)}{\sqrt{1-\varepsilon^2}}\right],$$

тогда $$\bar{F}^{li}{}_{R\text{т}} = \frac{\alpha\beta'\sigma\pi}{3\varepsilon^2}\left|\frac{(2-\varepsilon^2)}{\sqrt{1-\varepsilon^2}} - 2\right|; \qquad (3.52)$$

$$\bar{F}^{li}{}_{\tau\text{т}} = \bar{F}^{l}{}_{\tau\text{т}}.$$

Таким образом, конвективные силы инерции при полном охвате вибратора смазкой не влияют на тангенциальную составляющую гидродинамической силы. Следовательно, можно пользоваться при ее расчете теорией без учета конвективных сил инерции. На рис. 30,а,б приведены зависимости радиальной составляющей гидродинамической реакции с учетом конвективных сил инерции $\bar{F}^{li}{}_{R\text{т}}$ соответственно от параметров σ и λ при различных относительных эксцентриситетах ε. Из графиков видно, что $\bar{F}^{li}{}_{R\text{т}}$ линейно растет с увеличением параметров σ и λ. Таким образом, погрешность в оценке радиальной составляющей без учета силы инерции с ростом параметров σ и λ увеличивается. На рис. 30,в приведена зависимость $\bar{F}^{li}{}_{R\text{т}}$ от относительного эксцентриситета ε при различных параметрах σ. Эта зависимость носит ярко выраженный нелинейный характер, причем с ростом ε $\bar{F}^{li}{}_{R\text{т}}$ увеличивается. Из уравнения (3.52) видно, что $\bar{F}^{li}{}_{R\text{т}}$ от параметра Ψ не зависит.

При полном охвате вибратора смазкой пренебрежение силами инерции искажает физическую картину, так как радиальная

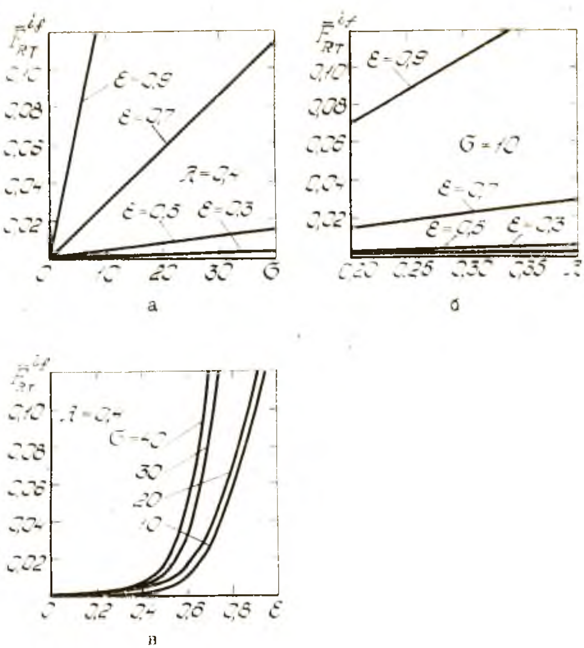


Рис. 30. Зависимости радиальной составляющей гидродинамической силы от параметров σ, λ и ε

составляющая гидродинамической силы, зависящая только от инерционных членов, обращается в нуль.

Проинтегрировав уравнения (3.49) с учетом конвективных сил инерции и просуммировав их по областям V—VIII (см. рис. 28), получим выражения для составляющих сил при половинном охвате с учетом турбулизации и сил инерции:

$$F^{hi}_{\tau\mathrm{T}} = \beta' I_3^{2,0}\Big|_{\pi}^{\varphi_3} + b\,\beta' I_3^{2,0}\Big|_{\varphi_3}^{\varphi_4} - \frac{(b-1)^4\,\psi'^3}{48\,a^3\,\varepsilon^2\,\lambda\,\sigma^3}\, I_3^{-1,0}\Big|_{\varphi_3}^{\varphi_4} - \frac{a\,\varepsilon^2\,\lambda^3\,\sigma}{16\,\Psi}\, I_3^{3,0}\Big|_{\varphi_3}^{\varphi_4} + \beta' I_3^{2,0}\Big|_{\varphi_4}^{2\pi} - \frac{\alpha\,\varepsilon\,\beta'\,\sigma}{6}\, I_2^{3,0}\Big|_{\pi}^{2\pi};$$

$$(3.53)$$

$$F^{hi}_{R\mathrm{T}} = \beta' I_3^{1,1}\Big|_{\pi}^{\varphi_3} + b\,\beta' I_3^{1,1}\Big|_{\varphi_3}^{\varphi_4} - \frac{(b-1)^4\,\psi'^3}{48\,a^3\,\varepsilon^2\,\lambda\,\sigma^3}\, I_3^{-1,0}\Big|_{\varphi_3}^{\varphi_4} - \frac{a\,\varepsilon^2\,\lambda^3\,\sigma}{16\,\Psi}\, I_3^{2,1}\Big|_{\varphi_3}^{\varphi_4} + \beta' I_3^{1,1}\Big|_{\varphi_4}^{2\pi} - \frac{\alpha\,\varepsilon\,\beta'\,\sigma}{6}\, I_2^{2,1}\Big|_{\pi}^{2\pi},$$

где φ_3 и φ_4 — границы области кавитации,

$I^{i,i}_N$ — интегралы из табл. 2.

При половинном охвате конвективные силы инерции влияют на обе составляющие гидродинамической силы, которые нелинейно зависят от определяющих параметров.

3.3. УЧЕТ КАВИТАЦИИ В ПОТОКЕ РАБОЧЕЙ ЖИДКОСТИ ГДД

В некоторых случаях при движении жидкости в закрытых руслах происходит изменение агрегатного состояния жидкости, т. е. превращение ее в пар с выделением из жидкости растворенных в ней газов. Если абсолютное давление при течении жидкости достигает значения, равного упругости насыщенных паров этой жидкости при данной температуре, то в данном месте потока начинается интенсивное парообразование и выделение газов, т. е. местное кипение жидкости. Это явление называется кавитацией. Возможность возникновения кавитации в гидродинамическом демпфере теоретически и экспериментально показал С. И. Сергеев [21]. В начальной стадии паровая фаза может быть в виде мелких пузырьков в конфузорной части демпферного зазора. При дальнейшем паровыделении происходит укрупнение пузырьков и разрыв пленки смазки, куда может поступать окружающий воздух. Область разрыва в пределе может занимать половину окружности демпферного зазора. При возрастании давления в потоке кипение прекращается — пары конденсируются, а газы постепенно растворяются.

Дважды интегрируя уравнение (2.4) с учетом граничных условий (3.43), получаем следующее выражение для распределения давления в демпферном зазоре короткого непроточного ГДД при ламинарном режиме течения (см. рис. 9,в):

$$P = P_{\text{п}} - 6\,(\mu_0/\delta^3)\,e\,\Omega\,(L/2)^2 - z^2]\sin\varphi.$$

Представим это уравнение в безразмерных параметрах:

$$\bar{P} = P_{\text{п}} - \lambda^2\,\varepsilon\,(0{,}25 - \bar{z}^2)\sin\varphi/2\,h^3. \qquad (3.54)$$

Система координат и основные обозначения приведены на рис. 9, в. Давление, полученное на основании уравнения (3.54), при определенных параметрах может принимать отрицательные значения. Однако согласно гипотезе Гюмбеля [37] при давлении, равном давлению насыщенных паров $P_{\text{н}}$, возникает кавитация смазки и ее разрыв. Найдем минимальное давление подачи смазки, при котором сохраняется полный охват вибратора смазкой.

Минимальное динамическое давление в слое смазки $\bar{P}_{\min}$ имеет место в точке, где

$$\partial\bar{P}/\partial\varphi = 0 \quad \text{и} \quad \partial\bar{P}/\partial z = 0. \qquad (3.55)$$

Из первого условия (3.55) найдем угловую координату минимального давления в слое смазки (рис. 28)

$$\varphi_{\min} = \arccos\left(\frac{1-\sqrt{1+24\,\varepsilon^2}}{4\,\varepsilon}\right). \tag{3.56}$$

Из второго условия находим, что

$$z_{\min} = 0.$$

Подставляя $\varphi_{\min}$ из уравнения (3.56) и $\bar{z}_{\min} = 0$ в уравнение (3.54), получаем

$$\bar{P}_{\min} = \bar{P}_{п} - \frac{2\,\lambda^2\sqrt{2\sqrt{1+24\,\varepsilon^2}-2-8\varepsilon^2}}{(5-\sqrt{1+24\,\varepsilon^2}\,)^3}. \tag{3.57}$$

Условием возникновения кавитации является равенство минимального давления смазки давлению насыщенных паров. Тогда, приравняв в уравнении (3.57) $\bar{P}_{\min} = \bar{P}_{н}$, получим минимальное давление подачи

$$\bar{P}_{п\,\min} = \bar{P}_{н} + \frac{2\,\lambda^2\sqrt{2\sqrt{1+24\,\varepsilon^2}-2-8\,\varepsilon^2}}{(5-\sqrt{1+24\,\varepsilon^2}\,)^3}, \tag{3.58}$$

при котором сохраняется полный охват вибратора смазкой. Минимальное давление подачи $\bar{P}_{п\,\min}$ зависит от безразмерной длины λ, давления насыщенных паров $\bar{P}_{н}$ и относительного эксцентриситета ε.

Для облегчения анализа и снижения числа переменных при аппроксимации вместо безразмерного давления подачи $\bar{P}_{п}$ введем параметр подачи $\bar{P}_k = \bar{P}_N/\lambda^2$, где $\bar{P}_N = \bar{P}_{п} - \bar{P}_{н}$.

Тогда уравнение (3.58) можно переписать в виде

$$\bar{P}_{k\,\min} = \frac{2\sqrt{2\sqrt{1+24\,\varepsilon^2}-2-8\,\varepsilon^2}}{(5-\sqrt{1+24\,\varepsilon^2}\,)^3}. \tag{3.59}$$

Составляющие гидродинамической реакции при наличии области кавитации, согласно методике, приведенной в работе [22], можно найти интегрированием распределения давления в слое смазки для полной пленки, приняв в области кавитации давление равным давлению насыщенных паров. Следовательно, безразмерные составляющие гидродинамической реакции можно найти численным методом в виде

$$\bar{F}_{\tau} = -2\int_0^{0,5} d\bar{z}\int_0^{2\pi}\bar{P}\sin\varphi\,d\varphi;$$

$$\bar{F}_R = -2\int_0^{0,5} d\,\bar{z}\int_0^{2\pi}\bar{P}\cos\varphi\,d\,\varphi, \tag{3.60}$$

где P определяется уравнением (3.54) в области существования пленки смазки, $\bar{P} = \bar{P}_н$ — в области кавитации.

Из выражений (3.54) и (3.60) видно, что безразмерная гидродинамическая сила является функцией трех переменных

$$\bar{F} = f\,(\lambda, \varepsilon, \bar{P}_н).$$

Так как эта зависимость линейна относительно λ^2, то при интегрировании уравнений (3.60), поделив выражение (3.54) на λ^2, получим G_τ и G_R — некоторые функции от двух переменных ε и $\bar{P}_k$. Связь между этими функциями и составляющими безразмерной гидродинамической реакции будет в виде

$$\bar{F}_\tau = \lambda^2 G_\tau; \quad \bar{F}_R = \lambda^2 G_R. \tag{3.61}$$

На рис. 31,а приведены зависимости функции G_τ от ε при различных $\bar{P}_k$, рассчитанные численным методом с помощью программы на ЭВМ ЕС-1040. Теоретически параметр подачи $\bar{P}_k$ может изменяться от нуля при $\bar{P}_п = \bar{P}_н$ до бесконечности при $\Omega = 0$. В первом случае ($\bar{P}_k = 0$) при любом ε имеет место половинный охват вибратора смазкой, а во втором ($\bar{P}_k = \infty$) — полный охват. Для всех остальных $\bar{P}_k$ зависимости G_τ от ε лежат между двумя предельными кривыми, переходя в кривую для $\bar{P}_k = \infty$ при определенном ε. Это означает, что при меньших ε наблюдается полный охват вибратора смазкой.

В реальных конструкциях короткого ГДД можно ограничиться параметром $\bar{P}_k = 2{,}5$, так как кавитация смазки возникает лишь при $\varepsilon > 0{,}8$, а это значение эксцентриситета реализуется крайне редко (рис. 31,а).

Выражение для безразмерной тангенциальной составляющей гидродинамической силы при половинном охвате (когда $\varepsilon = 0$) согласно табл. 1 имеет вид

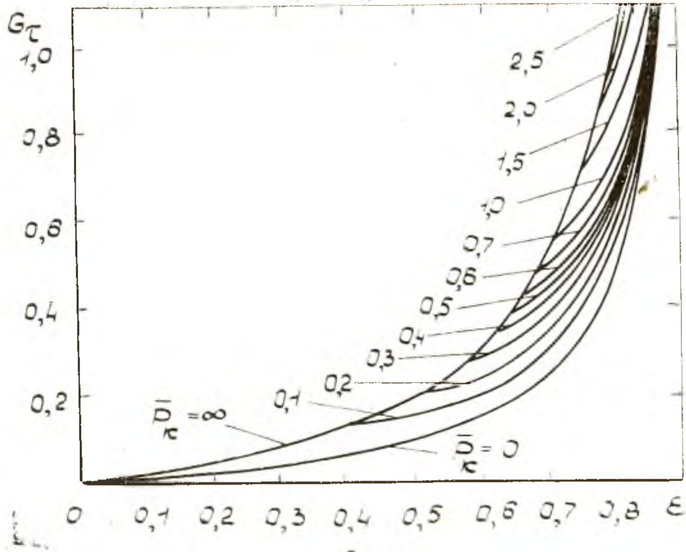
$$\bar{F}_\tau^{\,п} = \frac{\pi\,\varepsilon\,\lambda^2}{24\,(1 - \varepsilon^2)^{1,5}}. \tag{3.62}$$

При полном охвате эта составляющая в два раза больше. Из уравнения (3.62) можно получить аналитическую зависимость G_τ от ε для $\bar{P}_k = 0$, что соответствует половинному охвату вибратора смазкой:

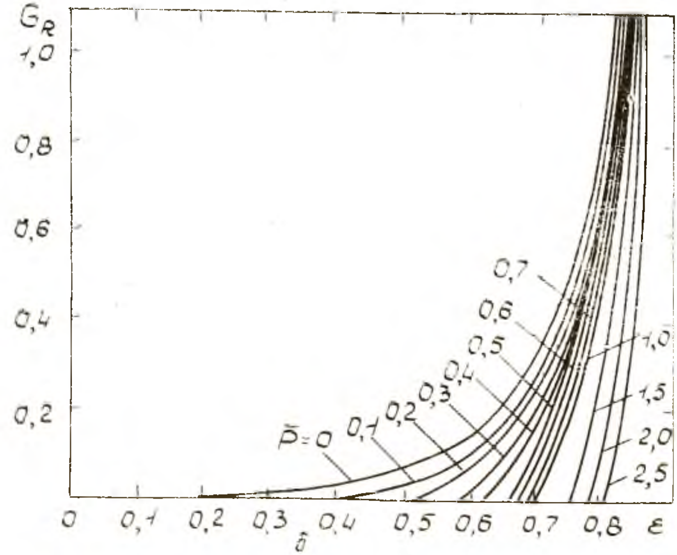
$$G_\tau^{\,п} = \frac{\pi\,\varepsilon}{24\,(1 - \varepsilon^2)^{1,5}}.$$

Остальные кривые (рис. 31,а) в области, где они не сливаются с кривой для $\bar{P}_k = \infty$, можно аппроксимировать по параметру $\bar{P}_k$ методом наименьших квадратов, а по параметру ε методом выборных точек зависимостью

$$G_\tau = A_k\,\frac{\pi\,\varepsilon}{24\,(1 - \varepsilon^2)^{1,5}}. \tag{3.63}$$



а



б

Рис. 31. Зависимости G_τ и G_R от параметра ε в которой $A_k = 1 + \{3{,}76\,(1-\varepsilon)^{1{,}51} \exp[2{,}89\,(1-\varepsilon)]\} \bar{P}_k$. Причем погрешность аппроксимации не превышает 10%.

При значениях параметров ε и $\bar{P}_k$, соответствующих полному охвату вибратора смазкой, коэффициент A_k, рассчитанный по зависимости (3.53), может принимать значение больше двух. В этом случае следует считать $A_k = 2$.

На рис. 31,б приведены зависимости функции G_R от ε при значениях параметров, характерных для реальных конструкций короткого ГДД ГТД.

Выражение для безразмерной радиальной составляющей при половинном охвате вибратора смазкой согласно табл. 1 (при $\varepsilon = 0$) имеет вид

$$\bar{F}^h{}_R = \frac{\varepsilon^2 \lambda^2}{6\,(1-\varepsilon^2)^2}\,. \tag{3.64}$$

При полном охвате радиальная составляющая равняется нулю.

Согласно уравнению (3.57) аналитическое выражение для зависимости G_R от ε при половинном охвате вибратора смазкой ($\bar{P}_k = 0$) имеет вид

$$G^h{}_R = \frac{\varepsilon^2}{6\,(1-\varepsilon^2)^2}\,.$$

Все остальные кривые на рис. 31,б можно аппроксимировать зависимостью

$$G_R = B_k \frac{\varepsilon^2}{6\,(1-\varepsilon^2)^2}\,, \tag{3.65}$$

в которой $B_k = 1 - \{10{,}2\,(1-\varepsilon)^{2{,}24} \exp[1{,}88\,(1-\varepsilon)]\} \bar{P}_k$. Причем погрешность аппроксимации не превышает 10%.

При значениях параметров ε и $\bar{P}_k$, соответствующих полному охвату вибратора смазкой, коэффициент B_k, рассчитанный по зависимости (3.65), может получиться отрицательным. В этом случае следует принимать $B_k = 0$.

С учетом уравнений (3.61) можно получить выражения для безразмерных составляющих гидродинамической силы в слое смазки короткого непроточного ГДД при любой величине области кавитации, что будем обозначать индексом k сверху:

$$\bar{F}_{\tau}^{k} = A_k \frac{\pi \varepsilon \lambda^2}{24\,(1-\varepsilon^2)^{1{,}5}}\,;$$

$$\bar{F}^k{}_R = B_k \frac{\varepsilon^2 \lambda^2}{6\,(1-\varepsilon^2)^2}\,. \tag{3.66}$$

Для короткого проточного ГДД (см. рис. 9,а) выражения составляющих безразмерной гидродинамической силы в слое смазки при любой величине области кавитации получены аналогично и имеют вид [6]

$$\bar{F}_{\tau}^{k} = A'_k \frac{\pi \varepsilon \lambda^2}{12\,(1-\varepsilon^2)^{1,5}}\ ; \qquad (3.67)$$

$$\bar{F}^{k}_{R} = B'_k \frac{\varepsilon^2 \lambda^2}{3\,(1-\varepsilon^2)^2}\ ,$$

где $A'_k = 1 + \{1,1\,(1-\varepsilon)^{1,17} \exp[3,17\,(1-\varepsilon)]\}\bar{P}_k$;

$$B'_k = 1 - \{5,84\,(1-\varepsilon)^{2,41} \exp[0,89\,(1-\varepsilon)]\}\bar{P}_k.$$

Согласно приведенной выше методике, если при расчетах выражение A'_k получается больше двух, необходимо брать $A'_k = 2$, а если B'_k получается отрицательным, то принимать $B'_k = 0$.

В том случае, если питающая канавка делит демферный зазор на несимметричные части (см. рис. 9,а), то каждая из них рассчитывается как самостоятельный демпфер по зависимостям (3.66) или (3.67), а окончательно составляющие гидродинамической реакции для демпфера берутся в виде полусуммы составляющих для каждой части.

Дважды проинтегрировав уравнение (2.6) с учетом граничных условий (2.8) и принимая $\varepsilon = 0$, получим следующее выражение для распределения в демпферном зазоре длинного ГДД:

$$P = P_{\text{п}} - 12\,\mu_0\,\Omega\,(R/\delta_0)^2\ \frac{\varepsilon\,(2+\varepsilon\cos\varphi)\sin\varphi}{(2+\varepsilon^2)\,(1+\varepsilon\cos\varphi)^2}\ . \qquad (3.68)$$

Представим уравнение (3.68) в безразмерных параметрах, разделив обе части его на $12\,\mu_0\,\Omega\,(R/\delta_0)^2$:

$$\bar{P} = \bar{P}_{\text{п}} - \frac{\varepsilon\,(2+\varepsilon\cos\varphi)\sin\varphi}{(2+\varepsilon^2)\,(1+\varepsilon\cos\varphi)^2}\ . \qquad (3.69)$$

Согласно уравнению (3.69) давление в демпферном зазоре может быть отрицательным. Однако при давлении, равном давлению насыщенных паров, возникают кавитация и разрыв пленки смазки. Возникновение кавитации приводит к перераспределению давления в области существования пленки. Как показал Трамплер [53], этим можно пренебречь и принимать давление в слое смазки равным давлению, полученному на основании решения для пленки без кавитации, а в области кавитации давление принимать равным давлению насыщенных паров. Незначительная потеря точности в этом случае оправдана упрощением решения задачи. Найдем границу минимального давления подачи, при котором сохраняется полный охват вибратора смазкой. Условием возникновения кавитации является равенство минимального динамического давления давлению насыщенных паров $\bar{P}_{\min} = \bar{P}_{\text{н}}$. Минимальное динамическое давление найдем из уравнения (3.69) при условии $d\bar{P}/d\varphi = 0$:

$$\bar{P}_{\min} = \bar{P}_{\text{п}} - \frac{\varepsilon\,(4-\varepsilon^2)\sqrt{1-\dfrac{9\,\varepsilon^2}{(2+\varepsilon^2)^2}}}{4\,(1-\varepsilon^2)^2}\ . \qquad (3.70)$$

Отсюда получим давление подачи $\bar{P}_{\text{п min}}$, при котором возникает кавитация, и давление

$$\bar{P}_{N\,\min}=\frac{\varepsilon\,(4-\varepsilon^2)\sqrt{1-\dfrac{9\,\varepsilon^2}{(2+\varepsilon^2)^2}}}{4\,(1-\varepsilon^2)^2}\,, \tag{3.71}$$

где $$\bar{P}_{N\min}=\bar{P}_{\text{п min}}-\bar{P}_{\text{н}}.$$

Составляющие гидродинамической реакции для длинного ГДД с учетом кавитации смазки найдем интегрированием давления по площади вибратора:

$$\bar{F}_{\tau}{}^{k}=-\int\limits_{\varphi_1}^{\varphi_2+2\pi}\bar{P}(\varphi)\sin\varphi\,d\varphi-\int\limits_{\varphi_2}^{\varphi_1}\bar{P}_{\text{н}}\sin\varphi\,d\varphi;$$
$$\bar{F}_{R}{}^{k}=-\int\limits_{\varphi_1}^{\varphi_2+2\pi}\bar{P}(\varphi)\cos\varphi\,d\varphi-\int\limits_{\varphi_2}^{\varphi_1}\bar{P}_{\text{н}}\cos\varphi\,d\varphi, \tag{3.72}$$

где φ_1 — координата начала пленки смазки,

φ_2 — координата конца пленки смазки.

Проинтегрировав уравнение (3.72), получим

$$\bar{F}_{\tau}{}^{k}=\bar{P}_{\text{п}}\cos\varphi\Big|_{\varphi_1}^{\varphi_2+2\pi}-\bar{P}_{\text{н}}\cos\varphi\Big|_{\varphi_1}^{\varphi_2}-$$
$$-\frac{\varepsilon\sin\varphi\cos\varphi}{(2+\varepsilon^2)(1+\varepsilon\cos\varphi)}\Big|_{\varphi_1}^{\varphi_2+2\pi}+\frac{2\,\varepsilon}{(2+\varepsilon^2)\,(1-\varepsilon^2)^{0,5}}\,\mathrm{arctg}\,\times$$
$$\times\left(\sqrt{\frac{1-\varepsilon}{1+\varepsilon}}\,\mathrm{tg}\,\frac{\varphi}{2}\right)\Big|_{\varphi_1}^{\varphi_2}+\frac{2\,\pi\,\varepsilon}{(2+\varepsilon^2)\,(1-\varepsilon^2)^{0,5}}\,; \tag{3.73}$$

$$\bar{F}_{R}{}^{k}=\bar{P}_{\text{н}}\sin\varphi\Big|_{\varphi_1}^{\varphi_2}-\bar{P}_{\text{п}}\sin\varphi\Big|_{\varphi_1}^{\varphi_2+2\pi}-\frac{1+\varepsilon(1+\varepsilon\cos\varphi)\cos\varphi}{\varepsilon(2+\varepsilon^2)(1+\varepsilon\cos\varphi)}\Big|_{\varphi_1}^{\varphi_2+2\pi}. \tag{3.74}$$

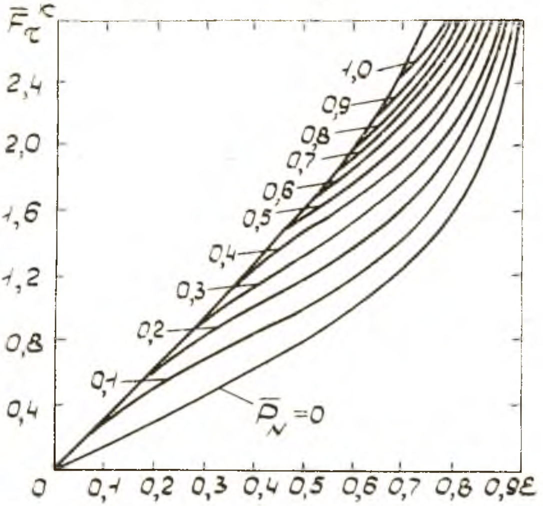
Для определения составляющих гидродинамической реакции необходимо найти пределы интегрирования φ_1 и φ_2 согласно уравнению (3.69) из условия

$$\bar{P}_{\text{п}}-\frac{\varepsilon\,(2+\varepsilon\cos\varphi)\sin\varphi}{(2+\varepsilon^2)\,(1+\varepsilon\cos\varphi)^2}=\bar{P}_{\text{н}}. \tag{3.75}$$

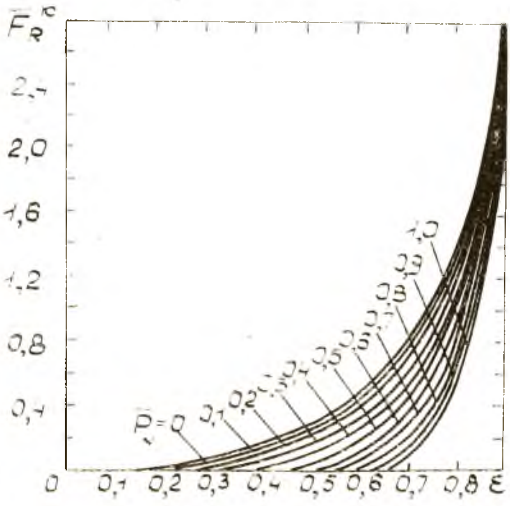
На рис. 32,а приведены зависимости безразмерной тангенциальной составляющей $\bar{F}_{\tau}{}^{k}$ от относительного эксцентриситета ε при безразмерных давлениях $\bar{P}_N$, соответствующих современным демпферам авиационных ГТД.

Выражение для безразмерной тангенциальной составляющей при половинном охвате вибратора смазкой от π до 2π согласно выражению (3.73) имеет вид

$$\bar{F}_{\tau}{}^{k}=\frac{\pi\,\varepsilon}{(2+\varepsilon^2)\,(1-\varepsilon^2)^{0,5}}+2\,\bar{P}_{\text{п}}-2\,\bar{P}_{\text{н}}. \tag{3.76}$$



а



б

Рис. 32. Зависимости F_τ^k и F_R^k от параметра ε

Половинный охват имеет место при $\bar{P}_п = \bar{P}_н$, тогда нижняя кривая на рис. 32,а описывается согласно зависимости (3.76) уравнением

$$\bar{F}_\tau{}^h = \frac{\pi \varepsilon}{(2+\varepsilon^2)\ (1-\varepsilon^2)^{0,5}}. \tag{3.77}$$

Для верхней кривой, соответствующей полному охвату, согласно выражению (3.73)

$$\bar{F}_\tau{}^f = \frac{2\pi \varepsilon}{(2+\varepsilon^2)\ (1-\varepsilon^2)^{0,5}}. \tag{3.78}$$

Все остальные кривые лежат между предельными, которые описываются уравнениями (3.77) и (3.78), переходя в кривую для полного охвата при определенном эксцентриситете. Это означает, что при больших эксцентриситетах для данного давления возникает кавитация смазки.

Эти кривые аппроксимированы методом наименьших квадратов по параметру $\bar{P}_N$ и методом выборных точек по параметру ε зависимостью

$$\bar{F}_\tau{}^k = \mathrm{A}_\partial \frac{\pi \varepsilon}{(2+\varepsilon^2)\ (1-\varepsilon^2)^{0,5}}, \tag{3.79}$$

в которой $\mathrm{A}_\partial = 1 + 4\cdot 10^{-5}(1-\varepsilon)^{-6,12} \exp[12,9(1-\varepsilon)]\bar{P}_N$

для $0 < \varepsilon < 0,5$;

$\mathrm{A}_\partial = 1 + (2,76-2,45\,\varepsilon)\bar{P}_N{}^{0,75}$ для $0,5 \leqslant \varepsilon < 0,9$.

При этом погрешность аппроксимации для $\bar{F}_\tau{}^k$ не превышает 8%.

В этом случае, если значение A_∂, рассчитанное по зависимости (3.79) при определенных параметрах, больше 2, необходимо принимать $\mathrm{A}_\partial = 2$. Это означает, что имеет место полный охват вибратора смазкой.

На рис. 32,б приведены зависимости безразмерной радиальной составляющей $\bar{F}_R{}^k$ гидродинамической силы от относительного эксцентриситета при разных значениях давления $\bar{P}_N$. При половинном охвате вибратора смазкой от π до 2π выражение для радиальной составляющей гидродинамической силы согласно уравнению (3.77) примет вид

$$\bar{F}_R{}^h = \frac{2\varepsilon^2}{(2+\varepsilon^2)\ (1-\varepsilon^2)}. \tag{3.80}$$

При полном охвате вибратора смазкой $\bar{F}_R{}^f = 0$.

Таким образом, кривая для $\bar{P}_N = 0$ описывается уравнением (3.80). Остальные кривые аппроксимированы зависимостью

$$\bar{F}_R{}^k = \mathrm{B}_\partial \frac{2\varepsilon^2}{(2+\varepsilon^2)\ (1-\varepsilon^2)}, \tag{3.81}$$

где $B_\partial = 1 - 5\cdot 10^{-8}(1-\varepsilon)^{-10} \exp[21{,}7(1-\varepsilon)]\bar{P}_N^{1{,}61}$ для $0<\varepsilon<0{,}5$;

$$B_\partial = 1 - 1{,}05(1-\varepsilon)^{0{,}61}\exp[2{,}25(1-\varepsilon)]\,\bar{P}_N^{1{,}3} \quad \text{для} \quad 0{,}5 \leqslant \varepsilon < 0{,}9.$$

В том случае, если значения B_∂ при расчетах получаются отрицательными, необходимо принимать $B_\partial = 0$. При этом погрешность аппроксимации для $\bar{F}_R^k$ не превышает 10%.

Таким образом, получены аналитические выражения (3.79) и (3.81) для определения составляющих гидродинамической реакции при произвольной области разрыва пленки смазки и ламинарном режиме течения.

Существующая теория половинного охвата демпфера смазкой [9] может быть использована для давлений подачи $\bar{P}_\text{п} \leqslant 0{,}1$. При этом погрешность определения $\bar{F}_\tau^k$ незначительна (1...2) %, а для $\bar{F}_R^k$ не превышает 10%. Для больших давлений подачи погрешность в определении $\bar{F}_R^k$ значительно возрастает.

3.4. УЧЕТ ВЛИЯНИЯ ТОРЦОВОЙ ЩЕЛИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ГДД

Как уже отмечалось ранее, длинный демпфер имеет большую демпфирующую способность, чем короткий. Однако в этом случае необходимы уплотнительные кольца, усложняющие конструкцию опоры. К тому же они подвержены износу из-за трения по контактирующим поверхностям. Значит, ресурс такого демпфера может оказаться меньше ресурса опоры и с течением времени характеристики длинных ГДД будут изменяться. Поэтому представляет интерес демпфер (рис. 33), в котором зазор *2* ограничен по торцам щелями *1* и *4* величиной $\delta_{\text{ос}}$ и длиной $L_\text{щ}$ каждая, за счет чего создается повышенное гидродинамическое сопротивление на выходе из демпфера. Демпфирующая способность такого демпфера имеет промежуточное значение между демпфирующей способностью длинного и короткого ГДД, но он более прост по конструкции, чем длинный демпфер, и не имеет износа, поскольку контактное уплотнение заменено здесь бесконтактным.

Для оценки демпфирующей способности такого демпфера необходимо определить распределение избыточного давления в зазоре. При колебаниях вибратора *3* (рис. 33) жидкость в таком демпфере будет выдавливаться в торцы демпфера и перетекать по окружности, причем потоки в осевом направлении будут сравнимы с потоками в окружном направлении. Поэтому в таком демпфере нельзя пользоваться упрощенными теориями короткого или длинного ГДД, а необходимо решать задачу о демпфере конечной длины с торцовым истечением смазки.

При решении задачи будем рассматривать двухмерное тече-

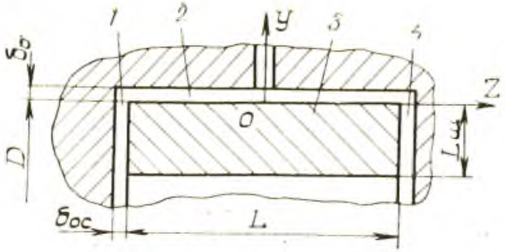


Рис. 33. Схема демпфера с цилиндрической и торцовыми щелями

ние жидкости в цилиндрической щели и одномерное радиальное в торцовых щелях.

Ограничимся рассмотрением прецессионного движения со скоростью Ω по круговой орбите постоянного радиуса ε, так как математические выкладки при этом значительно упрощаются.

Такой демпфер удобен для использования в передней опоре КНД, где действуют большие динамические нагрузки. В КНД рабочая частота вращения, как правило, не превышает $500\ с^{-1}$, зазор δ_0 не более 0,2 мм, а вязкость смазки не менее 5 сст. Поэтому согласно выражению (3.21) параметр инерции $\sigma \leqslant 4$. Силы инерции в этом случае можно не учитывать. Следовательно, для решения задачи можно воспользоваться уравнением Рейнольдса (2.2), которое в безразмерном виде представим как

$$\frac{\partial}{\partial \varphi}\left(\bar h^3 \frac{\partial \bar P}{\partial \varphi}\right)+\left(\frac{D}{L}\right)^2 \bar h^3 \frac{\partial^2 \bar P}{\partial \bar z^2} = \bar\varepsilon \sin \varphi , \qquad (3.82)$$

где $\bar z$ — осевая координата, отсчитываемая в данном случае от середины демпфера; $\bar z = 2z/L$ — безразмерная осевая координата.

Уравнение (3.82) является дифференциальным уравнением в частных производных эллиптического типа. Подробный обзор решения этого уравнения для подшипников скольжения приведен в монографии М. В. Коровчинского [14]. Решение уравнения (3.82) удобно вести по методике, разработанной М. В. Коровинским [14], позволяющей получать решение для любых амплитуд колебаний и значений параметра L/D. Суть метода заключается в разделении переменных, причем по осевой координате решение ищется в виде симметричной функции, например, гиперболического косинуса, а решение по окружной координате — в виде тригонометрического ряда, например, по синусам. В результате для коэффициентов нагруженности получаются следующие выражения:

$$\bar F_R = \bar F_{R\partial} + \frac{D}{L} \sum_{k=1}^{n} \frac{R_k}{\lambda_k} \operatorname{sh}\left(\frac{L}{D}\lambda_k\right) \sum_{s=1}^{n} C_{ks} I_1;$$

$$\bar F_\varphi = \bar F_{\varphi\partial} + \frac{D}{L} \sum_{k=1}^{n} \frac{R_k}{\lambda_k} \operatorname{sh}\left(\frac{L}{D}\lambda_k\right) \sum_{s=1}^{n} C_{ks} I_2, \tag{3.83}$$

где $\bar F_{\varphi\partial}$, $\bar F_{R\partial}$ — коэффициенты нагруженности бесконечно длинного демпфера (см. выражения (3.77) и (3.80));

λ_k, C_{ks} — собственные числа и собственные функции задачи;

$$I_1 = \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \frac{\sin s\varphi \cos\varphi \, d\varphi}{(1+\varepsilon\cos\varphi)^{1,5}}; \quad I_2 = \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \frac{\sin s\varphi \sin\varphi \, d\varphi}{(1+\varepsilon\cos\varphi)^{1,5}};$$

R_k — произвольные постоянные, определяемые из граничного условия, выражающего равенство расхода через торцовую и цилиндрические щели при $z = \pm 1$, которое записывается в виде

$$\bar P(\varphi, 1) = -\frac{D}{L} \Pi h^{3/2} \frac{\partial \bar P(\varphi, 1)}{\partial z}.$$

Здесь

$$\Pi = \frac{1}{2}\left(\frac{\delta_0}{\delta_{oc}}\right)^3 \ln \frac{1}{1-2(L_щ/D)} \tag{3.84}$$

— безразмерный параметр, характеризующий соотношение гидродинамических сопротивлений торцовой и цилиндрической щелей, δ_{oc}—осевой зазор, $L_щ$—длина торцовой щели (см. рис. 33). Подробный вывод формул приведен в работе [7].

Для дальнейшего анализа введем относительные коэффициенты нагруженности

$$f_{R\partial} = \frac{\bar F_R}{\bar F_{R\partial}}; \quad f_{\varphi\partial} = \frac{\bar F_\varphi}{\bar F_{\varphi\partial}}; \quad f_{Rk} = \frac{\bar F_R}{\bar F_{Rk}}; \quad f_{\varphi k} = \frac{\bar F_\varphi}{\bar F_{\varphi k}},$$

где

$$\bar F_{Rk} = \frac{2}{3}\left(\frac{L}{D}\right)^2 \frac{\varepsilon^2}{(1-\varepsilon^2)^2}, \quad \bar F_{\varphi k} = \frac{\pi}{6}\left(\frac{L}{D}\right)^2 \frac{\varepsilon}{(1-\varepsilon^2)^{1,5}}$$

— коэффициенты нагруженности короткого демпфера.

Величины $f_{R\partial}$, $f_{\varphi\partial}$, f_{Rk}, $f_{\varphi k}$ представляют собой отношение коэффициентов нагруженности демпфера с цилиндрической и торцовыми щелями и коэффициентов нагруженности длинного и короткого ГДД. Очевидно, что $f_{R\partial} \leqslant 1$, $f_{\varphi\partial} \leqslant 1$, $f_{Rk} \geqslant 1$, $f_{\varphi k} \geqslant 1$.

Малое значение параметра Π ($\Pi < 10^{-2}$) соответствует случаю короткого ГДД, так как сопротивление торцовых щелей при этом мало. Относительные коэффициенты нагруженности для этого случая равны

$$\bar f_{R\text{д}} \approx \frac{F_{Rk}}{F_{R\text{д}}} = \frac{1}{3}\left(\frac{L}{D}\right)^2 \frac{2+\varepsilon^2}{1-\varepsilon^2};$$

$$\bar f_{\tau\text{д}} \approx \frac{F_{\tau k}}{F_{\tau\text{д}}} = \frac{1}{6}\left(\frac{L}{D}\right)^2 \frac{2+\varepsilon^2}{1-\varepsilon^2};$$

$$\bar f_{Rk} \approx \bar f_{\tau k} \approx 1.$$

При больших значениях параметра П ($П > 10^{-2}$) сопротивление торцовых щелей настолько велико, что течение в торцы практически отсутствует, что соответствует бесконечно длинному демпферу. Для относительных коэффициентов в этом случае имеем

$$\bar f_{R\text{д}} \approx \bar f_{\tau\text{д}} \approx 1;$$

$$\bar f_{Rk} \approx \frac{F_{R\text{д}}}{F_{Rk}} = 3\left(\frac{D}{L}\right)^2 \frac{1-\varepsilon^2}{2+\varepsilon^2};$$

$$\bar f_{\tau k} \approx \frac{F_{\tau\text{д}}}{F_{\tau k}} = 6\left(\frac{D}{L}\right)^2 \frac{1+\varepsilon^2}{2+\varepsilon^2}.$$

При полном охвате радиальная составляющая сила отсутствует, а тангенциальная в два раза больше, чем при половинном. Поэтому для анализа достаточно рассмотреть случай половинного охвата.

Оценим реальный диапазон изменения параметра П для подшипниковых опор роторов ДЛА. Для них характерны $\delta_0/\delta_{\text{ос}} = 0{,}1 \dots 3$ и $L_{\text{щ}}/D = 0{,}01 \dots 0{,}2$. Поэтому согласно выражению (3.84) параметр П может изменяться в пределах от 10^{-5} до 5.

На рис. 34,а—г представлены зависимости относительных коэффициентов нагруженности от величины параметра П и относительного радиуса прецессии ε. Из рис. 34,а,б видно, что при $П < 10^{-2}$ сопротивление торцовых щелей можно не учитывать и считать, что жидкость при колебаниях вибратора свободно вытекает в торцы, поскольку в этом случае $\bar f_{Rk}$ и $\bar f_{\tau k}$ близки к единице. Расчет демпфера в этом случае можно вести по методике, изложенной в работе [22] для подшипника скольжения конечной длины, т. е. с использованием зависимостей (3.83).

Коэффициент $\bar f_{R\text{д}}$ достигает своего предельного значения ($\bar f_{R\text{д}} \approx 1$) при $П \geqslant 10$ (рис. 34,в), а $\bar f_{\tau\text{д}}$ — только при $П \geqslant 10^4$ (рис. 34,г). Следовательно, увеличением сопротивления по торцам зазора достичь демпфирования, соответствующего длинному ГДД, практически невозможно, т. к. $П < 5$. Однако можно существенно повысить демпфирование относительно короткого ГДД. Например, увеличением параметра П с 0,01 до 0,1 мож-

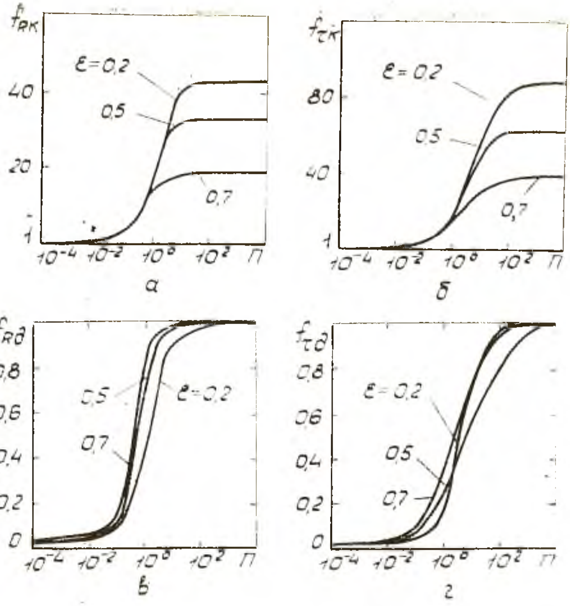


Рис. 34. Зависимость относительных коэффициентов нагруженности от параметра П

но достичь $f_{\tau k} = 5$ (рис. 34,б), т. е. увеличить демпфирование в 5 раз относительно короткого демпфера.

Увеличить параметр П можно двумя путями — уменьшением величины осевого зазора δ_{oc} или увеличением длины торцовой щели $L_щ$. Зазор влияет на параметр П в третьей степени, а $L_щ$ — в первой и к тому же стоит под знаком логарифма. Поэтому эффективнее изменять параметр П изменением осевого зазора.

Результаты расчетов, представленные на рис. 34, показывают также, что величина радиуса прецессии слабо влияет на значение относительного коэффициента нагруженности.

3.5. ОБЛАСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ РАЗЛИЧНЫХ МЕТОДИК РАСЧЕТА ГДД

В настоящее время существует ряд методик для расчета гидродинамической силы в ГДД, учитывающих такие явления в слое смазки, как турбулизация, кавитация, инерционные силы. В каждом конкретном случае необходимо пользоваться соответствующей методикой расчета демпфера, поэтому надо знать области применения этих методик. Для этого в порядке обобщения проведенных авторами пособия исследований составлена табл. 5.

Таблица 5

Области применения различных методик расчета ГДД

Режим течения	Ламинарный режим $Re < 2000$			Турбулентный режим $Re > 2000$		
Тип демпфера / Методика расчета	Короткий ГДД $\lambda < 0{,}4$	ГДД конечной длины $0{,}4 < \lambda < 4$	Длинный ГДД $\lambda > 4$	Короткий ГДД $\lambda < 0{,}4$	ГДД конечной длины $0{,}4 < \lambda < 4$	Длинный ГДД $\lambda > 4$
Учет сил инерции	$\sigma > 10$	$\sigma > 10$	$\sigma > 10$	$\sigma > 10$ $\Psi > 0{,}004$	$\sigma > 10$	$\sigma > 10$ $\Psi < 0{,}003$
Учет кавитации	$\sigma < 10$ $A_к < 2$ $A_к < 2$	–	$\sigma < 10$ $A_д < 2$	–	–	–

Области безразмерных параметров ГДД для ламинарного и смешанного ламинарно-турбулентного режимов течения показаны на рис. 35.

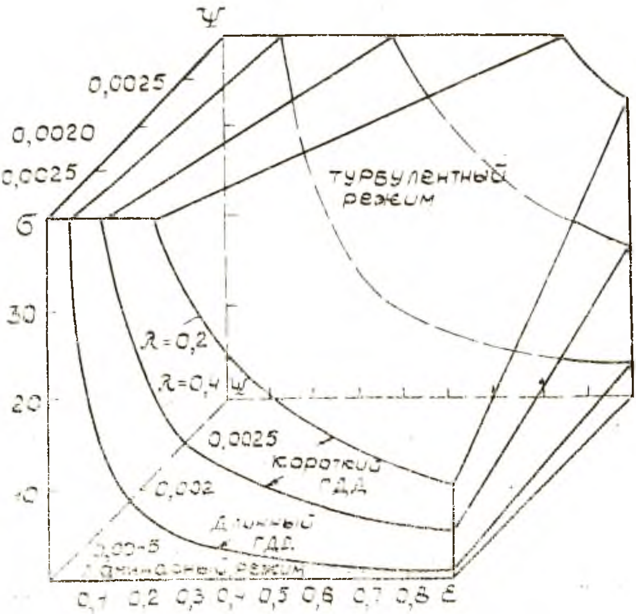


Рис. 35. Области параметров ГДД

С целью уточнения границ использования методик расчета ГДД с учетом турбулизации смазки введем понятие относительной силы $f_т$, характеризующей отношение гидродинамической силы без учета турбулизации смазки к силе, рассчитанной с учетом турбулизации.

На рис. 36,а,б приведены соответственно зависимости составляющих относительной силы $f_\tau^т$ и $f_R^т$ от параметра σ при различных ε для короткого ГДД при половинном охвате. Из графиков видно, что при малых параметрах σ ($\sigma < 10$) турбулизация слабо проявляется даже при относительном эксцентриситете $\varepsilon = 0{,}9$ ($f_R^т = f_\tau^т = 1$). С увеличением параметра σ граница

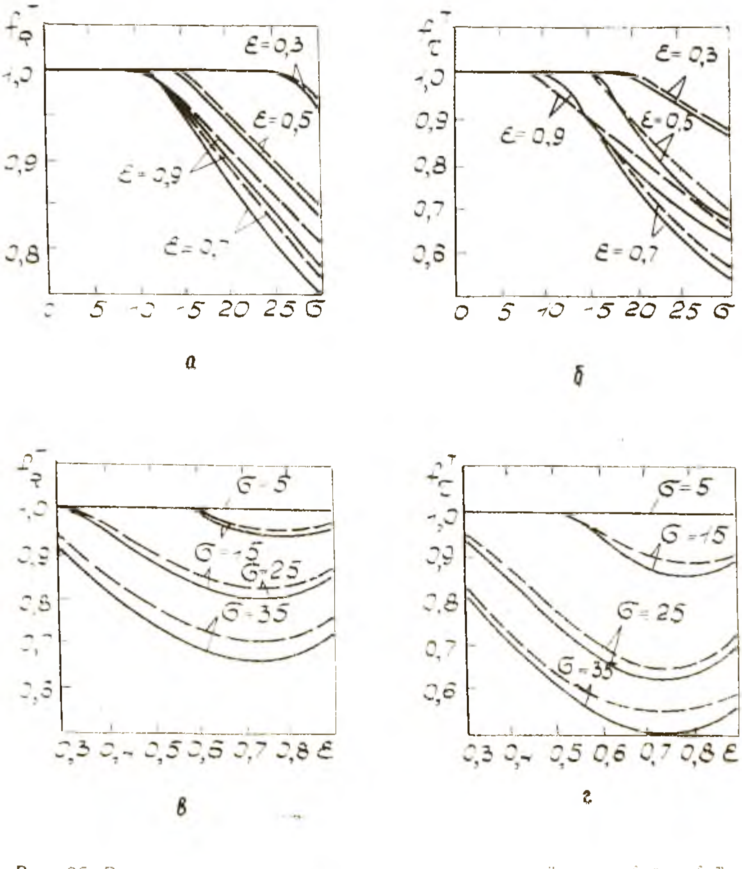


Рис. 36. Зависимости составляющих относительной силы $f_R^т$ и $f_\tau^т$ от параметров σ и ε при $\Psi = 0{,}001$; $\lambda = 0{,}4$: ——— численное решение; — — — аналитическое решение

возникновения турбулентного режима смещается в область меньших эксцентриситетов. Погрешность в определении составляющих гидродинамической силы при половинном охвате по аппроксимированным зависимостям (3.53) не превышает 5% по сравнению с численным решением [8].

Таким образом, при расчете динамических характеристик короткого ГДД при половинном охвате рекомендуется пользоваться аналитическими аппроксимированными зависимостями.

На рис. 36,в,г приведены соответственно зависимости $f_R^{т}$ и $f_\tau^{т}$ от относительного эксцентриситета ε при различных σ. Из графиков видно, что кривые имеют минимум при $\varepsilon \approx 0{,}7$, а с увеличением параметра σ возрастает степень влияния турбулизации смазки на гидродинамическую силу.

На рис. 37 показаны зависимости составляющих относительной силы $f_\tau^{т}$ и $f_R^{т}$ от параметров λ и Ψ. Погрешность

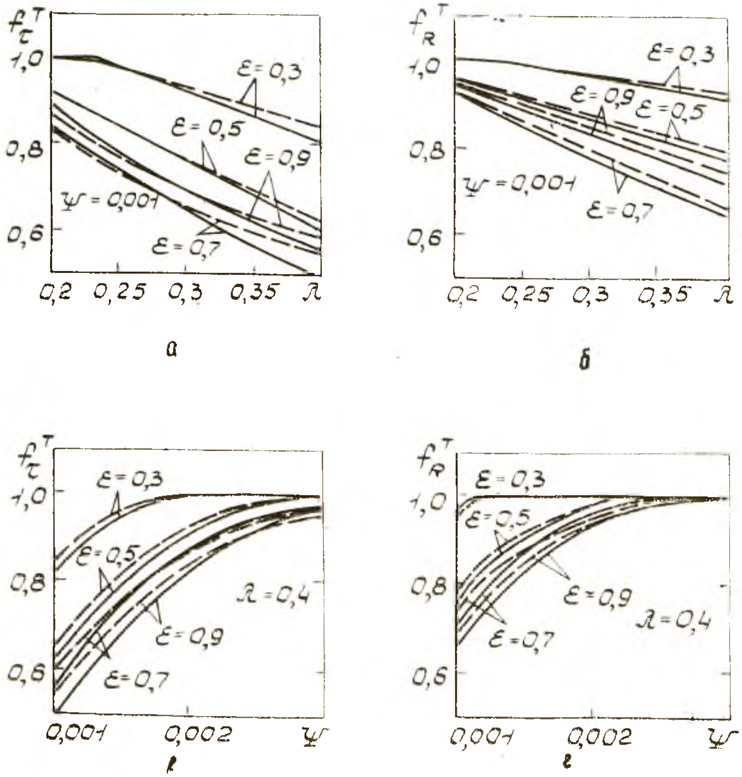


Рис. 37. Зависимости составляющих относительной системы $f_\tau^{т}$ и $f_R^{т}$ от параметров λ и Ψ при $\sigma = 30$: ——— численное решение; — — — аналитическое решение

в оценке составляющих гидродинамической силы без учета турбулизации линейно растет с ростом λ, а с ростом параметра Ψ влияние турбулизации уменьшается.

Для оценки влияния турбулизации смазки удобно пользоваться для короткого ГДД (вместо параметра λ) параметром $Re = \sigma\varepsilon\lambda/\Psi$, поэтому будем использовать его при определении области применения методик расчета короткого ГДД с учетом турбулизации. На графиках рис. 38 показана зависимость составляющих относительной силы f_{τ}^{T} и f_R^{T} от параметра Re для короткого ГДД. Из графиков видно, что турбулизация смазки влияет на характеристики демпфера при значениях параметра $Re > 2000$, причем степень влияния зависит от параметров ε, Ψ и σ.

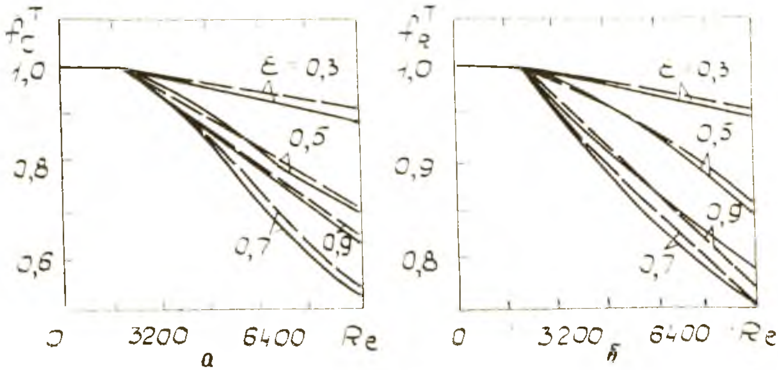


Рис. 38. Зависимости составляющих относительно силы f_{τ}^{T} и f_R^{T} от параметра *Re* при $\sigma = 30$; $\Psi = 0{,}001$: ——— численное решение; — — — аналитическое решение

Для определения области применения методики с учетом сил инерции при турбулентном режиме течения введем параметры $f_R^{T\prime}$ и $f_{\tau}^{T\prime}$, которые характеризуют отношение соответственно радиальных и тангенциальных составляющих гидродинамической реакции при половинном охвате без учета сил инерции, но с учетом турбулизации, к соответствующим составляющим реакции, рассчитанным с учетом сил инерции и турбулизации смазки. Зависимости $f_R^{T\prime}$ и $f_{\tau}^{T\prime}$ короткого ГДД при половинном охвате от параметра σ при различных ε приведены на рис. 39,а,б. Из графиков видно, что с ростом параметра σ возрастает влияние инерционных сил, причем в большей степени это проявляется для тангенциальной составляющей.

Погрешность в определении составляющих гидродинамичес-

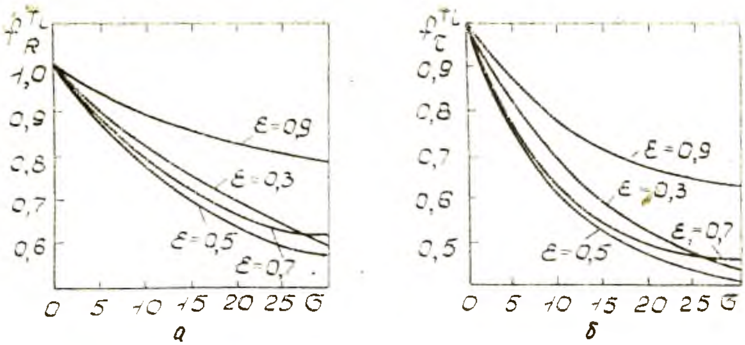


Рис. 39. Зависимости параметров $f_R^{\tau i}$ и $f_\tau^{\tau i}$ от σ при $\Psi = 0{,}001$; $\lambda = 0{,}4$

кой реакции без учета сил инерции может достигать 10...20% уже при

$$\sigma = 10\ (f_R^{\tau i} < 0{,}9;\quad f_\tau^{\tau i} < 0{,}8).$$

Таким образом, при проектировании короткого гидродинамического демпфера необходимо учитывать турбулизацию смазки в демпферном зазоре при $\mathrm{Re} > 2000$, а влияние инерционных сил на динамические характеристики при $\sigma > 10$. Для длинного ГДД, где параметр Re определяется по зависимости (3.30), турбулизацию и силы инерции необходимо учитывать при тех же параметрах Re и σ, что и для короткого [32].

На рис. 40, а показана область кавитации смазки в коротком ГДД при ламинарном режиме течения без учета сил инерции. Граница области кавитации найдена из решения уравнения (3.59).

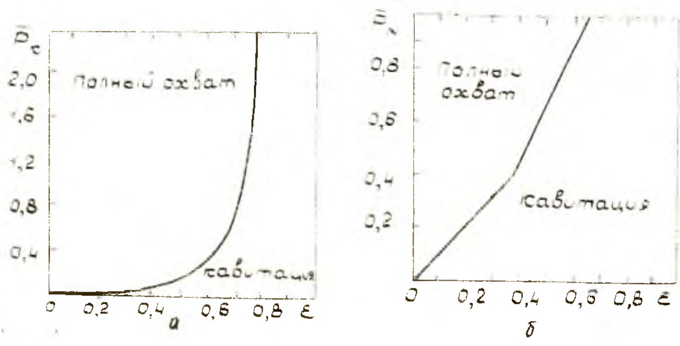


Рис. 40. Область кавитации смазки: *а* — в коротком ГДД; *б* — в длинном ГДД

Для длинного ГДД при ламинарном режиме течения граница возникновения кавитации, найденная из решения уравнения (3.71), приведена на рис. 40,б. Из графика видно, что кривая имеет перегиб в районе $\varepsilon = 0{,}4$. Участок $0 < \varepsilon \leqslant 0{,}4$ можно аппроксимировать прямой $\bar{P}_N = 1{,}07\,\varepsilon$. Таким образом, если $\bar{P}_N/\varepsilon < 1{,}07$, то имеет место кавитация. Для участка $0{,}4 < \varepsilon \leqslant 0{,}9$ граница кавитации описывается уравнением $\bar{P}_N = 2{,}14\,\varepsilon - 4{,}3$. Следовательно, при $(\bar{P}_N + 4{,}3)/\varepsilon < 2{,}14$ возникает кавитация.

Области применения методик, учитывающих кавитацию смазки, удобно оценивать по коэффициентам Λ_k, Λ_k', рассчитанным по зависимостям (3.63) или (3.67) соответственно для короткого непроточного и проточного ГДД, и коэффициенту Λ_∂, полученному из уравнения (3.79) для длинного ГДД.

Кавитацию смазки необходимо учитывать при Λ_k (или Λ_∂) < 2, в этом случае можно пользоваться методиками, изложенными в разд. 3.3. В том случае, если Λ_k (или Λ_∂) > 2, можно пользоваться теорией полного, а если Λ_k (или Λ_∂) $< 1{,}1$, то теорией половинного охвата. При этом погрешность вычислений не превысит 10%.

Погрешность в 10% принята в качестве критерия при определении областей применения различных методик в связи с тем, что погрешность аппроксимаций, использованных в предлагаемых методиках, не превышает это значение.

4. ВЛИЯНИЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ДЕМПФЕРА НА ДИНАМИКУ ЖЕСТКОГО РОТОРА

Применение ГДД в качестве опор роторов авиационных ГТД требует тщательного изучения их влияния на динамику роторной системы. Неправильно спроектированный демпфер может усиливать нагрузки, передаваемые от ротора на корпус. Роторы современных ГТД, как правило, представляют собой динамические системы сложной конфигурации с произвольным расположением масс и жесткостей. Решение задач динамики ротора произвольной конфигурации на ГДД (в линейной постановке) при известных динамических характеристиках опор не представляет принципиальных трудностей. Однако даже при наличии ЭВМ с высоким быстродействием и большим объемом памяти для этого требуются значительные затраты машинного времени. Поэтому зачастую ограничиваются рассмотрением простой расчетной схемы симметричного гибкого ротора с одним диском. Можно еще более упростить задачу: изучать колебания жесткого ротора, имеющего две одинаковые опоры. Такая постановка позволяет более детально оценить влияние различных факторов в самом демпфере (например, давления подачи) на динамику ротора. Здесь и далее под термином «жесткий ротор» подразумевается ротор на упругих опорах, работающий до резонанса по первой изгибной форме, но проходящий резонанс, обусловленный жесткостью опор.

В ряде случаев ротор ДЛА может быть жестким. Например, ротор КНД ТРДД Д-30 имеет малую длину при большом диаметре. Однако именно в КНД возникают наибольшие динамические нагрузки вследствие больших размеров лопаток вентилятора.

Для снижения вибрации в таких случаях необходимо применять демпферы, вследствие чего вопрос о динамических характеристиках жесткого ротора на ГДД весьма актуален при проектировании роторов современных ДЛА.

ГДД могут быть различных типов (длинные, короткие, с цилиндрической и торцовыми щелями), но вопрос о том, когда и какие демпферы необходимо применять, остается открытым.

Поэтому в настоящем разделе рассмотрим вынужденные колебания жесткого ротора на различных типах ГДД. Решение такой задачи позволяет подобрать тип демпфера, оптимальный для данного ротора.

4.1. УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ ЖЕСТКОГО РОТОРА С ГДД В ОПОРАХ

Рассмотрим жесткий ротор массой $2M$, опирающийся на два одинаковых ГДД (рис. 41,а), имеющих жесткость упругого элемента $c_{оп}$ и демпфирование d. Всю массу ротора сосредоточим в середине ротора. Центр масс O_2 ротора (рис. 41,б) смещен относительно его геометрического центра O_1 на расстояние $O_1 O_2 = \Delta$. Поместим начало неподвижной прямоугольной системы координат xOy в геометрический центр O корпусной втулки демпфера и обозначим через x и y координаты геометрического центра O_2 вибратора, а через x_1 и y_1 — координаты центра масс вибратора. Вектор неуравновешенности, обусловленный наличием смещения Δ, вращается со скоростью ω. Угловое положение его определяется величиной ωt. В полярной системе координат положение геометрического центра вибратора будет определяться эксцентриситетом ГДД $OO_1 = e$ и углом Φ. Рассматривается центрированный демпфер, в котором статическое смещение, обусловленное весом ротора $2Mg$ (где g — ускорение свободного падения), компенсировано с помощью разгрузочного устройства путем введения предварительного натяга

$$y_{ст} = -2\,Mg/c_{оп}.$$

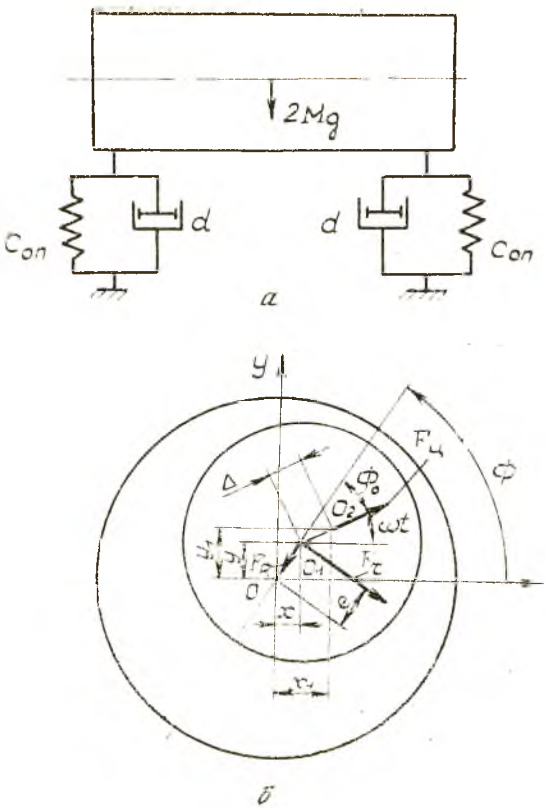


Рис. 41. Расчетная схема жесткого ротора на ГДД

К схеме центрированного демпфера сведется решение задачи для вертикального ротора в случае двигателя вертикального взлета и посадки или ротора ТНА ЖРД, работающего в условиях невесомости.

Уравнение малых колебаний такой роторной системы получим, если, согласно 2-му закону Ньютона, приравняем силы инерции $M\ddot{x}_1$ и $M\ddot{y}_1$, действующие со стороны массы ротора, к силам, возникающим в упругих элементах и жидкостном слое ГДД:

$$\left.\begin{aligned} M\ddot{x}_1 &= -c_{\text{оп}}\,x - F_R\cos\Phi + F_\tau\sin\Phi,\\ M\ddot{y}_1 &= -c_{\text{оп}}\,y - F_R\sin\varphi - F_\tau\cos\Phi. \end{aligned}\right\} \qquad (4.1)$$

Сумма сил, находящихся в правой части системы уравнений (4.1), передается от ротора через демпфер на корпус опоры.

Согласно рис. 41,б, координаты геометрического центра вибратора и центра его масс связаны следующими соотношениями:

$$x_1 = x + \Delta \cos \omega t, \quad y_1 = y + \Delta \sin \omega t. \tag{4.2}$$

Подставляя соотношения (4.2) в уравнения (4.1), получим

$$\left.\begin{aligned} M\ddot{x} + c_{\text{оп}} x - F_R \cos \Phi - F_\tau \sin \Phi &= M \Delta\omega^2 \cos \omega t, \\ M\ddot{y} + c_{\text{оп}} y + F_R \sin \Phi + F_\tau \cos \Phi &= M \Delta \omega^2 \sin \omega t. \end{aligned}\right\} \tag{4.3}$$

В правой части системы (4.3) находятся проекции центробежной силы $F_{\text{ц}}$ (см. рис. 41,б), амплитудное значение которой $F_{\text{ц}} = M \Delta \omega^2$ и определяется остаточной неуравновешенностью ротора Δ. Для решения системы уравнений (4.3) удобно перейти к полярным координатам (e, Φ), которые связаны с декартовыми координатами следующими соотношениями (рис. 41,б):

$$x = e \cos \Phi, \quad y = e \sin \Phi. \tag{4.4}$$

Дифференцируя выражения (4.4) дважды по времени и подставляя результаты в (4.3), получим

$$\left.\begin{aligned} M(\ddot{e} - e\dot{\Phi}^2) &= -F_R - c_{\text{оп}} e + M \Delta \omega^2 \cos(\omega t - \Phi), \\ M(e\ddot{\Phi} + 2\dot{e}\dot{\Phi}) &= -F_\tau + M \Delta \omega^2 \sin(\omega t - \Phi). \end{aligned}\right\} \tag{4.5}$$

Системы дифференциальных уравнений (4.3) и (4.5) описывают движение ротора в самом общем случае. Как уже отмечалось, в ДЛА наиболее характерен случай прямой синхронной прецессии, при которой

$$\dot{e} = \ddot{e} = 0; \quad \ddot{\Phi} = 0; \quad \dot{\Phi} = \Omega = \omega; \quad \Phi = \omega t + \Phi_0, \tag{4.6}$$

где Φ_0 — постоянная интегрирования, определяющая собой сдвиг фаз между возбуждающей силой $F_{\text{ц}}$ и вызываемым ею перемещением вибратора e (рис. 41,б).

При таких предположениях система дифференциальных уравнений (4.5) преобразуется в систему двух алгебраических уравнений относительно e и Φ_0:

$$\left.\begin{aligned} -M e \omega^2 &= -F_R - c_{\text{оп}} e + M \Delta \omega^2 \cos \Phi_0, \\ 0 &= -F_\tau + M \Delta \omega^2 \sin \Phi_0. \end{aligned}\right\} \tag{4.7}$$

Перейдем к безразмерным параметрам, для чего левую и правую части системы (4.7) поделим на комплекс $M \delta_0 \omega_{\text{р}}^2$, где $\omega_{\text{р}}$ — рабочая частота вращения. Оставляя в правой части член, содержащий Φ_0, получим

$$\left.\begin{aligned} \bar{F}_R + \varepsilon(\bar{\omega}_s^2 - \bar{\omega}^2) &= U \bar{\omega}^2 \cos \Phi_0, \\ \bar{F}_\tau &= U \bar{\omega}^2 \sin \Phi_0, \end{aligned}\right\} \tag{4.8}$$

где $\bar{F}_R = F_R / M\,\delta_0\,\omega_р^2$ и $\bar{F}_\tau = F_\tau / M\,\delta_0\,\omega_р^2$

— безразмерные радиальная и тангенциальная составляющие силы в демпфере;

$$U = \Delta/\delta_0 \tag{4.9}$$

— относительный дисбаланс;

$$\bar{\omega} = \omega/\omega_р \text{ — безразмерная частота;}$$

$$\bar{\omega}_s = \sqrt{(c_{оп}/M)}/\omega_р \tag{4.10}$$

— безразмерный параметр упругих связей.

Возведя в квадрат обе части уравнений (4.8) и сложив первое уравнение со вторым, получим нелинейное алгебраическое уравнение относительно амплитуды колебаний ε:

$$[\bar{F}_R + \varepsilon(\bar{\omega}_s^2 - \bar{\omega}^2)]^2 - \bar{F}_\tau^2 = U^2\bar{\omega}^4. \tag{4.11}$$

Поделив второе уравнение системы (4.8) на первое, получим выражения для угла сдвига фаз

$$\Phi_0 = \operatorname{arctg}\frac{\bar{F}_\tau}{\bar{F}_R + \varepsilon(\bar{\omega}_s^2 - \bar{\omega}^2)}.$$

От неуравновешенного ротора сила через демпфер передается на корпус опоры.

Коэффициент передачи μ равен отношению усилия, передаваемого на корпус через демпфер (правые части уравнений (4.1)), к силам от неуравновешенности ротора $F_u = M\Delta\omega^2$:

$$\mu = \frac{\sqrt{(\bar{F}_R + \bar{\omega}_s^2\varepsilon)^2 + \bar{F}_\tau^2}}{U\bar{\omega}^2}. \tag{4.12}$$

Тип демпфера (короткий, длинный, с цилиндрической и торцовыми щелями) определяется выражениями для F_R и F_τ, которые берутся на основании результатов, приведенных в разд. 3. Для определения безразмерных сил $\bar{F}_R$ и $\bar{F}_\tau$, входящих в уравнения движения ротора (4.8), необходимо величину силы (см. табл. 3) разделить на комплекс $M\,\delta_0\,\omega_р^2$. Обозначим получающийся при этом безразмерный параметр демпфирования

$$B = \frac{\mu_0 D}{4M\omega_р}\left(\frac{L}{\delta_0}\right)^3. \tag{4.13}$$

Параметры демпфирования B и инерции σ (3.21) позволяют получить выражения (табл. 6) для безразмерных гидродинамических сил в различных типах демпферов.

Как видно из соотношений (4.9) — (4.13) и табл. 6, система «ротор—опоры» имеют 5 независимых параметров: U, $\bar{\omega}_s$, B, σ, $\bar{\omega}$.

Таблица 6

Выражения безразмерных сил, входящие в уравнения движения жесткого ротора на ГДД различных типов

Полный охват

Короткий ГДД	Длинный ГДД
$F^{l}_{R\text{к}} = \frac{4}{3}\pi\alpha B\sigma\bar{\omega}^2\frac{1}{\varepsilon}\left(\frac{2-\varepsilon^2}{\sqrt{1-\varepsilon^2}}-2\right)$ $F^{l}_{\tau\text{к}} = 4\pi B\bar{\omega}\frac{\varepsilon}{(1-\varepsilon^2)^{1,5}}$	$F^{l}_{R\text{д}} = \pi\alpha B\sigma\left(\frac{D}{L}\right)^2\bar{\omega}^2 \times \frac{1-\sqrt{1-\varepsilon^2}}{\varepsilon}$ $F^{l}_{\tau\text{д}} = 12\pi B\left(\frac{D}{L}\right)^2\bar{\omega} \times \frac{\varepsilon}{(2+\varepsilon^2)\sqrt{1-\varepsilon^2}}$

Половинный охват

Короткий ГДД

$$F^{h}_{R\text{к}} = 2B\bar{\omega}\left[\frac{4\varepsilon^2}{(1-\varepsilon^2)^2}+\frac{\pi}{3}\alpha\sigma\frac{\bar{\omega}}{\varepsilon}\left(\frac{2-\varepsilon^2}{\sqrt{1-\varepsilon^2}}-2\right)\right]$$

$$F^{h}_{\tau\text{к}} = 2B\bar{\omega}\left[\frac{\pi\varepsilon}{(1-\varepsilon^2)^{1,5}}+\frac{2}{3}\alpha\sigma\bar{\omega}\left(\frac{1}{\varepsilon}\ln\frac{1+\varepsilon}{1-\varepsilon}-2\right)\right]$$

Длинный ГДД

$$F^{h}_{R\text{д}} = B\left(\frac{D}{L}\right)^2\left\{\frac{\alpha\pi\sigma}{16\varepsilon}\left[2\bar{\omega}^2-\frac{\varepsilon^2(c-\bar{\omega})^2+2\bar{\omega}^2(1-\varepsilon^2)^2}{(1-\varepsilon^2)^{1,5}}\right]+12\frac{c-\varepsilon^2\bar{\omega}}{(1-\varepsilon^2)^2}\right\}$$

$$F^{h}_{\tau\text{д}} = B\left(\frac{D}{L}\right)^2\left\{\alpha\sigma\left[\varepsilon^2\left(\frac{\bar{\omega}-c}{1-\varepsilon^2}\right)^2+\bar{\omega}^2\left(1-\frac{1}{2\varepsilon}\ln\frac{1+\varepsilon}{1-\varepsilon}\right)\right]+3\pi\varepsilon\frac{\bar{\omega}(1+2\varepsilon^2)-3c}{(1-\varepsilon^2)^{2,5}}\right\}$$

Демпфер с торцовыми щелями

$$F_{R\text{тщ}} = 3\left(\frac{D}{L}\right)^2 B\left[\frac{2\varepsilon^2}{(2+\varepsilon^2)(1-\varepsilon^2)}+\frac{D}{L}\sum_{k=1}^{n}\frac{R_k}{\lambda_k}\operatorname{sh}\left(\lambda_k\frac{L}{D}\right)\times\operatorname{ch}\sum_{s=1}^{n}c_{ks}I_1^s\right]$$

$$F_{\tau\text{тщ}} = 3\left(\frac{D}{L}\right)^2 B\left[\frac{\pi\varepsilon}{(2+\varepsilon^2)\sqrt{1-\varepsilon^2}}+\frac{D}{L}\sum_{k=1}^{n}\frac{R_k}{\lambda_k}\times\operatorname{ch}\left(\lambda_k\frac{L}{D}\right)\sum_{s=1}^{n}c_{ks}I_2^s\right]$$

В случае применения длинного ГДД появляется дополнительный параметр D/L. Если используется демпфер с торцовой щелью (ДТЩ), то добавляется еще один параметр П, описываемый уравнением (3.84) и характеризующий соотношение между гидродинамическими сопротивлениями торцовой и цилиндрической щелей.

Определим границы изменения безразмерных параметров. Для ДЛА характерны следующие параметры: $M = 100...300$ кг; $\Lambda = 10...400$ мкм; $\delta_0 = 0{,}1...0{,}5$ мм; $L = 10...40$ мм; $D = 150...300$ мм; $\omega_p = 500...1000$ с$^{-1}$; $\mu_0 = 0{,}001...0{,}005$ Н·с/м^2; $c = 0...10^9$ н/м. Отсюда получаются диапазоны $0{,}05 \leqslant U \leqslant 2$; $1 \cdot 10^{-6} \leqslant B \leqslant 1 \cdot 10^{-1}$; $0 \leqslant \bar{\omega}_s \leqslant 1$; $5 \leqslant L/D \leqslant 30$.

На рис. 42 представлены результаты расчетов в виде зависимостей амплитуды колебаний ε (4.10) и коэффициента передачи μ (4.12) от частоты $\bar{\omega}$ для короткого демпфера при полном охвате.

При малых дисбалансах ($U = 0{,}1$) и демпфировании $B = 0{,}01$ амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) имеют ярко выраженный колебательный характер (рис. 42,а) с резонансом при

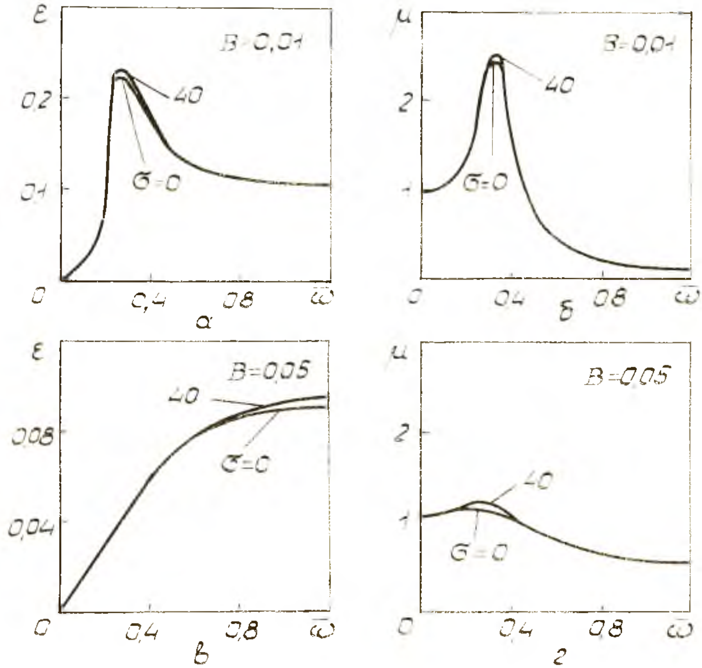


Рис. 42. АЧХ (*а, в*) и зависимость коэффициента передачи от частоты (*б, г*) для короткого ГДД при полном охвате

$\bar{\omega} = 0{,}3$, характеризуемым совпадением возбуждающей и собственной частот, так как в расчетах принималось $\bar{\omega}_s = 0{,}3$. После резонанса амплитуда колебаний уменьшается, приближаясь к величине относительного дисбаланса. Коэффициент передачи (рис. 42,б) при частоте $\bar{\omega} \geqslant 0{,}4$ становится меньше 1. Это говорит о том, что сила, передаваемая на корпус через демпфер, становится меньше, чем сила, передаваемая в случае жесткой опоры (без демпфера). При $B = 0{,}05$ АЧХ принимает вид апериодического звена (рис. 42,в), а коэффициент передачи имеет небольшое усилие на резонансе (не более 1,2) и снижается после резонанса (рис. 42,г), причем величина его становится большей, чем была при меньшем демпфировании. Все эти выводы хорошо согласуются с основными положениями линейной теории колебаний.

С возрастанием дисбаланса начинает проявляться нелинейность системы, что выражается в уменьшении коэффициента передачи на резонансе. Например, если при $U = 0{,}1$ коэффициент передачи на резонансе $\mu_{рез} = 2{,}5$ (см. рис. 42,б), то при $U = 0{,}3$ $\mu_{рез} = 2{,}2$ (рис. 43,а), а при $U = 0{,}5$ $\mu_{рез} = 1{,}75$ (рис. 43,б).

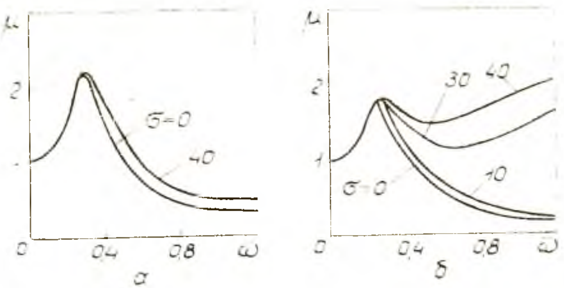


Рис. 43. Влияние дисбаланса на частотную характеристику коэффициента передачи для короткого демпфера при полном охвате: $U = 0{,}1$; $\bar{\omega}_s = 0{,}3$

На рис. 44 показаны результаты расчетов для короткого ГДД при половинном охвате.

Если $U = 0{,}1$, то при $B < 0{,}005$ АЧХ имеет вид колебательного звена (рис. 44,а). Амплитуда колебаний на резонансе увеличивается и становится равной $\varepsilon = 0{,}5$. С увеличением параметра инерции σ амплитуда колебаний уменьшается, в то время как при полном охвате она увеличивалась (сравнить рис. 42,а и 44,а). Например, при $\sigma = 40$ амплитуда колебаний снижается примерно на 25% по сравнению со случаем $\sigma = 0$. Коэффициент

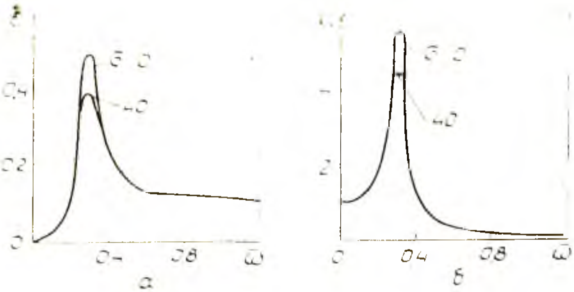


Рис. 44. АЧХ (*а*) и частотная характеристика коэффициента передачи (*б*) для короткого ГДД при половинном охвате: $\bar{\omega}_s = 0{,}3$; $B = 0{,}01$; *а* — $U = 0{,}3$; *б* — $U = 0{,}5$

передачи с ростом в до- и околорезонансной зонах уменьшается также примерно на 25% (рис. 44,б).

Уменьшение амплитуды колебаний, обусловленное параметром σ (силами инерции) при половинном охвате, объясняется тем, что при этом инерционные добавки входят также и в демпфирующую (тангенциальную) силу (см. табл. 3). В случае полного охвата они входили лишь в радиальную силу и увеличивали жесткость опоры, вследствие чего с ростом сил инерции и происходило увеличение амплитуды колебаний.

С дальнейшим ростом дисбаланса до $U = 0{,}3$ так же, как и при полном охвате, начинает проявляться нелинейность системы — появляется зависимость коэффициента передачи от дисбаланса (сравнить рис. 44,б и 45,б). Силы инерции влияют так же, как и при $U = 0{,}1$.

При недостаточном демпфировании ($B \leqslant 0{,}005$) возникают срывные режимы (рис. 45,а,б), которые математически объясняются тем, что уравнение для определения амплитуды колебаний (4.10) имеет до трех возможных решений. Устойчивым является решение с максимальной амплитудой [22]. Срывные режимы характеризуются также высоким значением коэффициента передачи μ (рис. 45,б). Учет сил инерции приводит к тому, что при больших σ ($\sigma = 40$) срывные явления пропадают.

Если демпфирование достаточно велико ($B = 0{,}05$), то срывные явления не возникают, не достигается явление резонанса, АЧХ приобретает вид апериодического звена (рис. 45,в). С ростом σ амплитуда колебаний уменьшается на 40% по сравнению с $\sigma = 0$ при $B = 0{,}05$. Коэффициент передачи при этом остается всегда больше 1.

Таким образом, при половинном охвате возникают срывные

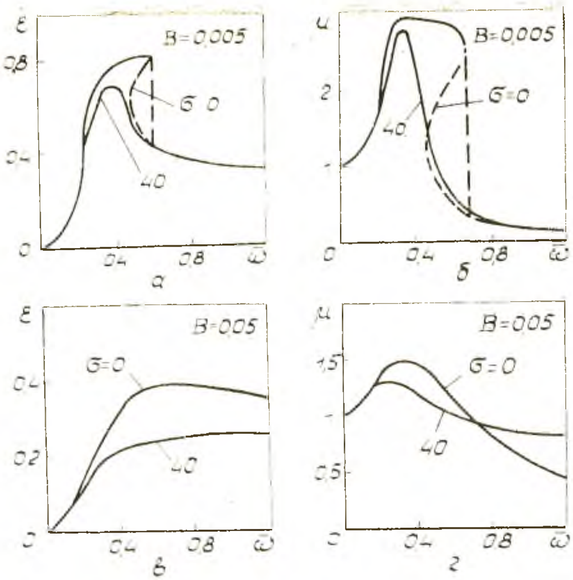


Рис. 45. Влияние демпфирования на АЧХ (*а*, *в*) и частотную характеристику коэффициента передачи (*б*, *г*) для короткого ГДД при половинном охвате: $\omega_s = 0{,}3$; $U = 0{,}3$; — — — — срывной режим работы

явления, которые можно объяснить появлением радиальной силы, обусловленной вязкостными и инерционными свойствами смазочного слоя (см. табл. 3). В случае же полного охвата радиальная сила обусловлена только инерционными свойствами слоя, поэтому имеет значительно меньшую величину, которой недостаточно для возбуждения срывных явлений.

Длинный ГДД влияет на динамику жесткого ротора примерно так же, как и короткий. Отличие заключается только в величине демпфирования. Дело в том, что в длинном ГДД гидродинамические силы возрастают согласно выражениям, приведенным в табл. 5, в $3(D/L)^2 \approx 100...300$ раз. Следовательно, те же нагрузки, что и короткий ГДД, длинный ГДД может воспринять при параметре демпфирования в 100...300 раз меньшем. Этого можно достичь, например, увеличением демпферного зазора примерно в 5 раз, что уменьшает демпфирование в $5^3 = 125$ раз. Увеличение демпферного зазора согласно соотношению (4.9) ведет к уменьшению относительного дисбаланса. Если же относительный дисбаланс оставить неизменным, то компенсировать увеличение демпферного зазора можно увеличением размерного дисбаланса. Следовательно, длинный демпфер позволяет воспринимать большие динамические нагрузки.

Например, если короткий демпфер позволяет воспринимать дисбаланс $u \leqslant 0{,}5$ кг·см, то применив длинный демпфер, можно в 5 раз увеличить демпферный зазор, за счет чего можно соответственно в 5 раз увеличить размерный дисбаланс, т. е. достичь $u = 2{,}5$ кг·см и тем самым снизить требования к балансировке. Если демпферный зазор при этом превысит величину зазоров в проточной части ДЛА, то необходимо применить ограничитель колебаний.

4.2. ОСНОВНЫЕ ПРИНЦИПЫ И АЛГОРИТМ ВЫБОРА ТИПА И РАСЧЕТНОЙ СХЕМЫ ДЕМПФЕРА

На основании изложенного можно предложить следующую методику выбора демпфера, алгоритм которой представлен на рис. 46. Заданными считаются масса M ротора, приходящаяся на опору (см. рис. 41,а), дисбаланс $u = M\Delta$, жесткость упругого элемента опоры $c_{\text{оп}}$, рабочая частота вращения $\omega_{\text{р}}$, диаметр вибратора D, динамическая вязкость μ_0, плотность ρ и давление подачи $P_{\text{п}}$ смазки. Эти исходные данные помещены в квадраты на рис. 46 в крайнем левом столбце. Необходимо определить тип демпфера и его геометрию — длину L и зазор δ_0 (и δ_{0c} для демпфера с торцовыми щелями).

Вначале следует оценить возможность применения короткого демпфера без уплотнений (см. рис. 9,б), поскольку он наиболее прост по конструкции. Ширина канавки конструктивно принимается равной 4 ... 6 мм. Длину демпфера следует взять максимально возможной в данной конструкции. Величину демпферного зазора δ_0 будем определять методом последовательных приближений. Поскольку при работе демпфера в условиях опор ДЛА смазочный слой, как правило, терпит разрыв, то расчеты будем вести для демпфера с учетом кавитации. Расчетная схема течения смазки выбирается автоматически. Задавшись для начала зазором $\delta_0 = 0{,}1$ мм (минимальный зазор, который можно обеспечить технологически), определяем предварительно по зависимостям (4.9), (4.13), (3.21) все безразмерные параметры системы «ротор—опоры»: U, B, σ. Эти параметры расположены во втором столбце в двойных кружках, обозначающих, что данные параметры определены лишь в первом приближении. Параметр упругих связей $\bar{\omega}_s$ (4.10) уже на этой стадии определяется однозначно, поскольку от зазора он не зависит. После этого производится расчет амплитуды колебаний ε_k по уравнению (4.11).

Если в результате расчетов оказывается, что демпфер рабо-

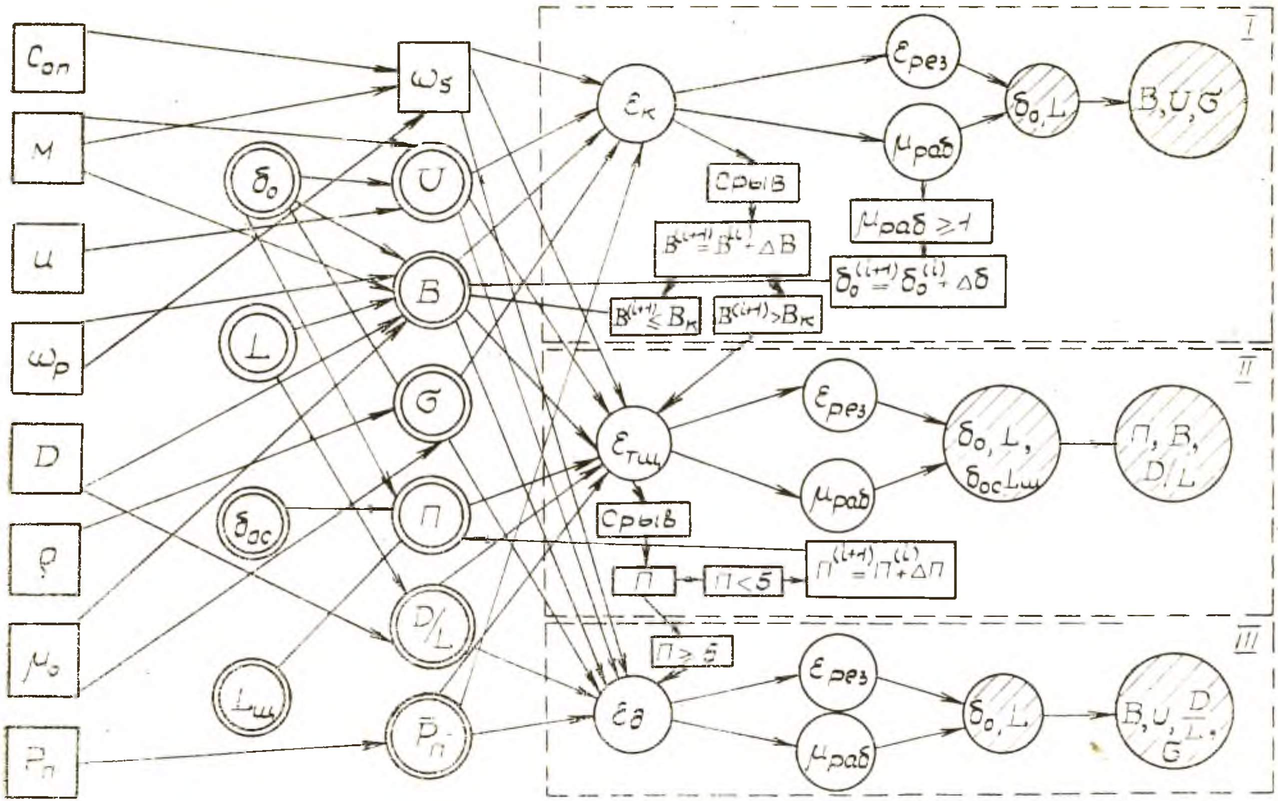


Рис. 46. Алгоритм выбора и расчета ГДД для жесткого ротора

тает без срывов амплитуды колебаний, то после проведения оптимизации определяются окончательно значения демпферного зазора δ_0 и длины L, а далее вычисляются и безразмерные параметры B, U, σ. Эти параметры обозначены в схеме на рис. 46 заштрихованными кружками. Оптимизацию можно проводить из условия обеспечения заданной амплитуды колебаний на резонансе $\varepsilon_{рез}$ при допустимом значении коэффициента передачи на рабочем режиме $\mu_{раб}$. Ветвь алгоритма, соответствующая этому решению, показана на рис. 46 пунктиром с цифрой *I*.

Возможен случай, когда демпфер работает без срывов, но коэффициент передачи $\mu_{раб} > 1$, т. е. демпфер не снижает усилий, передаваемых от ротора на корпус. Такой факт свидетельствует о высоком уровне относительного дисбаланса. Уменьшить его согласно соотношению (4.9) можно увеличением зазора. Поэтому, увеличив демпферный зазор на величину $\Delta\delta_0$, необходимо повторить путь по ветви *I*. В случае, если имеет место срыв, т. е. демпфирование в системе мало, нужно увеличить значение параметра B на величину шага ΔB и произвести следующее $(i+1)$ приближение. При этом необходим анализ на максимально возможное значение параметра $B_к$. Если $B > B_к$, то короткий ГДД в данной системе применить невозможно и нужно переходить к следующему типу демпфера — короткому с уплотнениями (см. рис. 9,в). Он имеет в четыре раза большее демпфирование, чем демпфер без уплотнений. Поэтому, увеличив демпфирование в четыре раза, необходимо опять повторить путь по ветви *I*.

Если применение короткого ГДД с уплотнительными кольцами также не создаст достаточного уровня демпфирования, то можно применять демпфер с торцовыми щелями (см. рис. 33), который даст в 10...15 раз большее демпфирование, чем короткий. При этом в результате расчетов по уравнению (4.10) определяется амплитуда $\varepsilon_{тщ}$. На наш взгляд, короткий ГДД с уплотнениями менее удачен по конструкции, чем демпфер с торцовыми щелями, который гораздо проще по конструкции и имеет большое демпфирование. Оставив то же значение демпферного зазора, что и в коротком демпфере, но уменьшая величину торцового зазора $\delta_{ос}$ или увеличивая длину щели $L_{щ}$, т. е. увеличивая параметр П, определяемый соотношением (3.84), можно устранить срыв и провести после этого оптимизацию демпфера. Этот путь обозначен на рис. 46 цифрой *II*. Если выбранное значение параметра П не обеспечит заданные характеристики демпфера, то задаются следующим значением параметра $П^{(i+1)} = П^{(i)} + \Delta П$, где $\Delta П$ — шаг по параметру П, и повторяют путь по ветви *II*. Если при увеличении П до 5 (максимально возможное значение) демпфирование окажется недостаточным, то нужно применять длинный ГДД (см. рис. 9,г), т. е. ставить уплотнения. Здесь усложнение конструкции оправдано, ибо дает значительное увеличение демпфирования (в 100...300 раз). Расчет длинного ГДД идет по ветви *III* (рис. 46), в результате чего по уравнению (4.10) определяется амплитуда колебаний ε_∂.

Для выполнения расчетов необходимо пользоваться программой, имеющейся на кафедре «Конструкция и проектирование двигателей летательных аппаратов».

5. МАТЕРИАЛЫ И СМАЗКИ, ПРИМЕНЯЕМЫЕ В ГДД

Материалы для деталей ГДД выбираются в зависимости от условий работы. Гидродинамическая сила, возникающая в ГДД, может достигать десятков килоньютонов. При этом втулка вибратора *1* в процессе работы испытывает значительные напряжения смятия в месте контакта с деталями *6*, фиксирующими ее от проворота (см. рис. 9,б и 10,а). Поэтому втулка вибратора изготавливается из высокопрочной стали. В зависимости от требований по твердости поверхности, антикоррозийности, жаропрочности применяют следующие типы сталей — улучшаемую 38ХА, азотируемую 38Х2МЮА, цементируемую 13Х8НВМ2Ф (ВКС-4), жаропрочную 15Х16Н2АМ (ЭП-479). Необходимо исключить влияние температуры на величину демпферного зазора в процессе работы. Поэтому корпус демпфера и втулка вибратора *1* (см. рис. 9) обычно выполняются из одинаковой стали или из материала с близкими коэффициентами линейного расширения.

Необходимо также учитывать, что, как правило, корпус демпфера (стакан *3* на рис. 1) запрессовывается в корпус опоры *4* и в процессе работы посадка не должна нарушаться. Корпус опоры компрессора изготавливается из литейных алюминиевых сплавов АЛ-4 или АЛ-5. Если температура не превышает 200°С, то можно применять магниевый сплав МЛ-9. Для корпуса опоры турбины применяют стали 12Х18Н9Т или 12Х18Н10Т.

Фиксирующие элементы в демпфере [шпонки, штифты (позиция *6* на рис. 9,б), крышки] могут быть выполнены из стали 15Х16Н2АМ (ЭП-479). Упругие элементы демпферов типа «беличье колесо» (например, детали *1* и *2* на рис. 15), кольцо с выступами испытывают большие знакопеременные напряжения, поэтому для их изготовления применяют стали 30Х13, 95Х18.

Из этих же материалов делают уплотнительные металлические разрезные кольца типа «поршневых» (детали *14* и *7* на рис. 15 и *7* на рис. 9).

Уплотнительные кольца могут быть выполнены из маслотермостойкой резины ИРП-1287, ИРП-1316 (деталь *1* на рис. 12,в).

Данные о физических и механических свойствах сталей и сплавов приведены в табл. 7.

В качестве рабочей жидкости для ГДД, как правило, используется масло, применяемое в газотурбинных двигателях для смазки подшипниковых узлов. Для авиационных ГТД — смесь ИПМ-10, для двигателей газоперекачивающих установок—смесь масел 50% МС-20 и 50% МК-8. В ТНА ЖРД в качестве рабочей жидкости используются компоненты топлива (например, керосин Т-1).

Для расчета гидродинамической силы в демпфере необходимо знать плотность жидкости и ее вязкость. Плотность ρ[кг/м^3] — это масса жидкости в единице объема. В большинстве случаев жидкость практически несжимаема, поэтому будем считать плотность не зависящей от давления. Зависимость же плотности от температуры может быть представлена в виде [17]

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 + \beta_t \Delta t},$$

где ρ и ρ_0 — значения плотности при температуре $t = t_0 + \Delta t$ и t_0;
β_t — коэффициент объемного расширения.

Можно принимать $\beta_t \approx 8 \cdot 10^{-4}$ 1/°С. Графики зависимости плотности рабочих жидкостей ГДД от температуры приведены на рис. 47,а.

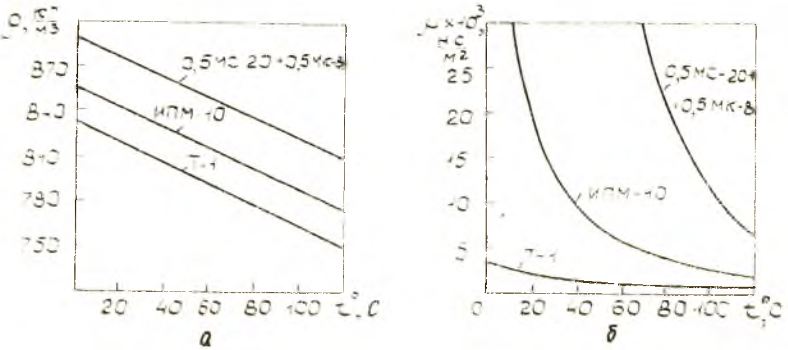


Рис. 47. Зависимости параметров рабочих жидкостей от температуры

Вязкостью называется способность жидкости сопротивляться сдвигу или скольжению ее слоев. Согласно гипотезе Ньютона касательные напряжения в жидкости при ламинарном течении прямо пропорциональны поперечному градиенту скорости $\tau = \mu_0 (dv/dy)$, где μ_0[(Н·с)/м^2] — динамический коэффициент вязкости; dv/dy — поперечный градиент скорости.

Таблица 7

Физико-механические свойства материалов деталей ГДД

Материал	t, °C	σ_b, МПа	$\sigma_{0,2}$, МПа	δ', %	Ψ', %	σ_{-1}, МПа	$E\cdot10^{-5}$, МПа	ρ, кг/м³	$\alpha\cdot10^6$, (20 ÷ 100°C)	Термообработка
13Х3НВМ2Ф (ВКС-4)	20	1450	1210	14	60	940	2	7970	12,1	Цементация при 1030°С с закалкой в масле. Отпуск 5-кратный при 530°С. HRc ≥ 58
38ХА	20	1050	950	13	—	500	2	7800	12,7	Закалка с 860°С в масле. Отпуск при 520°С. Охлаждение в воде
38Х2М10А	20	980	870	19	50	520	2	7650	11,0	Закалка с 940°С. Азотирование при 500...560°С
15Х16Н2АМ (ЭП-479)	20	1100	850	12	50	520	1,94	7740	10,5	Закалка с 1040°С в масле или на воздухе. Отпуск при 560...600°С
95Х18	20	2000	1900	2	10	600	1,94	7750	11,8	Закалка с 1050°С в масле. Отпуск при 150...370°С. HRc = 55...60
30Х13	20	1750	1550	8	—	520	2			Закалка с 1050°С и отпуск при 150...370°С. HRc = 48...53
12Х18Н9Т	20	620	280	41	63	—	1,88	7900	16,1	Закалка с 1050°С на воздухе
АЛ4	20	240	—	30	—	—	0,70	2650	21,7	Закалка с 535°С, 2...6 ч, охлаждение в воде. Старение при 175°С на воздухе в течение 10...15 ч
МЛ-9	20	250	120	6	8	6	0,43	1760	27,7	Закалка с 540°С в течение 8...12 ч на воздухе. Старение при 200°С в течение 6...12 ч

Наряду с коэффициентами вязкости μ_0 применяют еще так называемый кинематический коэффициент вязкости

$$\nu = \mu_0/\rho\,[\text{м}^2/\text{с}].$$

В качестве единицы измерения ν употребляют стокс (1 стокс = 1 $\text{см}^2/\text{с}$) или его сотую долю — сантистокс.

Вязкость жидкости слабо зависит от давления, но значительно от температуры. Влияние температуры на вязкость жидкости можно оценить следующей формулой [17]:

$$\mu_0 = \mu_1 e^{-\lambda(t-t_1)},$$

где μ_0, μ_1 — значения вязкости при температуре t и t_1;
λ — коэффициент, значение которого для смазок изменяется в пределах 0,23—0,33 1/°C.

Зависимости коэффициента динамической вязкости некоторых рабочих жидкостей от температуры представлены на рис. 47,б.

Физические свойства рабочих сред содержатся в [10].

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Акц. заявка № 48-18969, Япония, МКИ F 16C17/16. Пленочный подшипник, опубл. // Изобретения за рубежом. 1973. № 19.

2. Алабужев П. М., Минкевич Л. М. Основы теории подобия и моделирования. Новосибирск; Изд-во СО АН СССР, 1966. 83 с.

3. А. с. 443214 СССР, МКИ F16F3/06. Гидростатическая упругодемпферная опора / А. И. Белоусов и др. (СССР). Заяв. 29.05.72; Опубл. 15.09.74. Бюл. № 34. 98 с.

4. А. с. 173548 СССР, НКИ F06F; 47,а, 17. Демпфер для авиационного газотурбинного двигателя / А. С. Красников, И. Г. Берим, А. В. Ройтман (СССР). Заяв. 26.08.63; Опубл. 21.07.65. Бюл. № 15. 126 с.

5. А. с. 922351 СССР, МКИ 16 7/00. Демпфер / И. Д. Эскин, Д. К. Новиков (СССР). Заяв. 23.05.77; Опубл. 23.04.82. Бюл. № 15. 1982.

6. Балякин В. Б., Белоусов А. И. Влияние кавитации смазки на характеристики «короткого» гидродинамического демпфера // Авиационная техника. Изв. высш. учеб. заведений. 1986. № 2. С. 15—19.

7. Белоусов А. И., Новиков Д. К., Эскин И. Д. Теория гидродинамических демпферов с цилиндрической и торцовыми щелями // Изв. вузов. Авиационная техника. 1981. № 3. С. 16—22.

8. Белоусов А. И. Балякин В. Б. Линеаризованная теория короткого гидродинамического демпфера / Куйбышев. авиац. ин-т. Куйбышев, 1984. 19 с. — Деп. в ВИНИТИ 26.12.1984, № 8328.

9. Ванс, Киртон. Экспериментальное исследование динамических силовых характеристик опорного демпфера со сдавливаемой пленкой / Конструирование и технология машиностроения. 1975. № 4. С. 133—143.

10. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. 720 с.

11. Гродко Л. Н., Семина В. Ф., Стародубец. К расчету гидродинамической демпферной опоры быстроходного вала // Вестник машиностроения. 1978. № 2. С. 35—37.

12. Константинеску В. Н. О влиянии инерционных сил в турбулентных и ламинарных самогенерирующихся пленках // Проблемы трения и смазки. 1070. № 3. С. 101—111.

13. Константинеску В. Н. Анализ работы подшипников в турбулентном режиме // Техническая механика. 1962. № 1. С. 168.

14. Коровчинский М. В. Теоретические основы работы подшипников скольжения. М.: Машгиз, 1959. 403 с.

15. Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В. Теоретическая гидромеханика. М.: Гостехиздат, 1948. Т. II. 612 с.

16. Лозицкий Л. П. и др. Авиационный двигатель Д-30 II серии. М.: Машиностроение, 1980. 423 с.

17. Некрасов Б. В. Гидравлика и ее применение на летательных аппаратах. М.: Машиностроение, 1967. 367 с.

18. Пановко Я. Г. Введение в теорию механических колебаний. М:. Наука, 1976. 239 с.

19. Поддубный А. И. О совместном влиянии сдвиговых и напорных течений на характеристики несущего слоя смазки гидростатического подшипника // Исследование и проектирование гидростатических опор и уплотнений быстроходных машин: Сб. науч. тр., Харьков, 1976. Вып. 3. С. 35—46.

20. Сергеев С. И. Динамика криогенных турбомашин с подшипниками скольжения. М.: Машиностроение, 1973. 303 с.

21. Сергеев С. И. Демпфирование механических колебаний. М.: Физматгиз, 1959. 408 с.

22. Симандири, Хан. Влияние давления подачи смазки на виброизоляционную способность подшипников со сдавливаемой пленкой // Конструирование и технология машиностроения. 1976. № 2. С. 86—97.

23. Скубачевский Г. С. Авиационные газотурбинные двигатели. М.: Машиностроение, 1974. 519 с.

24. Слезкин Н. А., Тарг С. М. Обобщенные уравнения Рейнольдса // Докл. АН СССР. М.: 1946. Т. 54. С. 205—208.

25. Тондл А. Динамика роторов турбогенераторов. Л.: Энергия, 1971. 387 с.

26. Тоннесен. Экспериментальное параметрическое исследование подшипников со сдавливаемой пленкой смазки // Конструирование и технология машиностроения. 1976. № 2. С. 14—23.

27. Федер, Бензел, Бланко. Исследование сил, возникающих в демпфере со сдавливаемой пленкой при движении по круговым центрированным траекториям // Энергетические машины и установки. 1978. Т. 100. Вып. № 1. С. 18—26.

28. Францев В. К., Шерлыгин Н. А. Силовые установки самолетов ЯК-40 и М-15. М.: Транспорт. 1981. 231 с.

29. Шарма, Ботмен. Экспериментальное исследование стационарных характеристик демпферов с масляной пленкой // Конструирование и технология машиностроения. 1978. Т. 100, № 2. С. 9—14.

30. Эскин И. Д. Конструкция демпферов и контактных уплотнений опор роторов авиационных ГТД: Учеб. пособие // Под ред. А. И. Белоусова; Куйбышев. авиац. ин-т. Куйбышев, 1984. 45 с.

31. Эскин И. Д., Новиков Д. К. Уточненная теория гидродинамических демпферов / Куйбышев. авиац. ин-т. Куйбышев, 1982. 37 с. — Деп. в ВИНИТИ 22.04.1982. № 1962.

32. Эскин И. Д., Новиков Д. К. Приближенная теория длинных гидродинамических демпферов с учетом конвективных членов инерции и турбулизации жидкости / Куйбышев. авиац. ин-т. Куйбышев, 1982. 35 с. — Деп. в ВИНИТИ 7.09.82, № 4777.

33. Aviation Week and Space Technology - 28 sept, 1981. - p.29.
34. Aviation Week and Space Technology - 6 Feb, 1967. - p.39.
35. Black H.F. Empirical Treatment of Hidrodinamic journal bearing performance in the superlaminar regim // J. of Mechanical Engineering Science 1970, v12, N12 - p. 116 - 122.
36. Brown P.F. Bearing and damper for advanced jet engines // SAE Preprints. - s.a N. 700318. - p. 12
37. Gumbel L., Everling E. Mouglsblätten Berliner Bezıksver // VDI. - 1917. Vol 5. - p. 87 - 104.
38. Hibner D.H. Dynamic Response of viscous - Damped Multi-Shafl Jet Engines // J. Aircraft. - 1975 - V.12 N4, p. 305 - 312.
39. Kulina M.A. New concept for critical speed control // SAE National Aeronautic Meeting, New York, April. - 1967. - p. 24 - 27.
40. Li-Tang Yan, Oi-Hand Li. Experiments on the vibration characteristics of a rotor with flexible, damped support // Trans. ASME, J. Eng Power - 1981. - 103. N1. - p. 174 - 179.
41. Magge N. Philosophy. Design and Evalution of Soft-Mounted Engine Rolor. Systems // J. Aircraft. - 1975 - vol. 12. N4. - p. 318 - 324.
42. Matthew G. Ek Solving subsynchronous whirl in the high pressure hydrogen turbomachinery of SSME // Journal Spacecrafl. 1980. vol. 17, N3 p. 208 - 218.
43. Pat 4337983, USA, MKU F 16 C 27/04. Vis cous. damper David H. Hibner United Technologies Corporation, Harl ford, Опубл. 6.07.82. // Изобретения в СССР и за рубежом - 1983. - N 7. - с. 68.
44. Pat. 3456992, USA, MKU F 16 F 3/06. vibration damping device / Kylina M.R. заявл. 7.04.1967; Опубл. 22.07.1969

45. Pat. 3784267, USA, MKU F16c19/14. Squeeze film bearing support movement limitings apparatus Davis L.G. – Заявл 15.08.68; Опубл 15.12.72 //. изобретения за рубежом. 1973. N 14.
46. Pat. 3652139, USA, MKU F16c39/04. vibration damping apparatus / James P. Menery Заявл. 27.05.1970; Опубл. 28.04.1972.
47. Pat 1130296, Великобритания MKU F16c19/14. Vibration damping device / Goss A.G., Bill A. Заявл 7.03.1967. Опубл. 16.10.1968.
48. Pat. 4496252, USA, MKU F16c30/04. Resilient support arrangement for shaft bearing of high speed rotors, inparticular rotors of turbomachines Заявл. 20.04.1983; Опубл. 29.01.1985.
49. Pat. 2171153. Великобритания. MKU F16c27/04. Bearing for rotary machines / Ishikawajma harimajukodyc Kabushiki kaisha (JAPAN). Опубл. 20.08.1986. Изобретения в СССР и за рубежом – 1987. – N10 – с 52.
50. Peters J., Vanhech P. Theory and practice of fluid damper in machine tools // Adv. Mach Tool. Des. and Res. 1969. – p 57 – 70.
51. Sommer E. A. Squeeze film damping // Machin Design, May 26. 1966 – p. 163 – 167.
52. Sookson R.A. Kossa S.S. The effectiveness of Squeeze film damper bearings supporting flexible rotors without a centralising spring // Int. J. Mech. Sci. 1980. 22, N 5. – p. 313. – 324.
53. Trumpler P.R. Design ef Film Bearings // Macmillan New York – 1966. – p. 103 – 106.

СОДЕРЖАНИЕ

Белоусов Анатолий Иванович,
Новиков Дмитрий Константинович
Балякин Валерий Борисович

ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ДЕМПФЕРЫ
ОПОР РОТОРОВ ТУРБОМАШИН

Редактор Т. К. Кретинина
Техн. редактор Н. М. Каленюк
Корректор Н. С. Куприянова

Свод. тем. пл. № 22

Сдано в набор Подписано в печать
Формат 60×84 1/16. Бумага оберточная.
Гарнитура литературная. Печать высокая.
Усл. п. л. 5,58. Усл. кр.-отт. 5,82. Уч.-изд. л. 5,40.
Тираж 600 экз. Заказ 320. Цена 75 к.

Куйбышевский ордена Трудового Красного Знамени
авиационный институт имени академика С. П. Королева.
443086 Самара, Московское шоссе, 34.

Тип. ЭОЗ Куйбышевского авиационного института,
443001 Самара, ул. Ульяновская, 18.