УДК 629.7.063(075.8)532

В.М.Сукчев, А.П.Толстоногов, А.Ю.Цыбров

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ФОРМЫ ПОВЕРХНОСТИ РАЗДЕЛА ФАЗ НА ТЕПЛОМАССООБМЕННЫЕ ПРОЦЕССЫ В КРИОГЕННЫХ РЕЗЕРВУАРАХ

(Самарский аэрокосмический университет)

Оценивается изменение площади поверхности зеркала криогенной жидкости в резервуаре, вызванное процессами волнообразования при встрече с ним осесимметричной закрученной струи горячего газа наддува. Рассмотрена возможность расчета приращения площади зеркала от воздействия резонансных колебаний системы и ее эволюций в пространстве с целью учета изменения теплопритоков при расчете тепломассообменных процессов в газовой подушке криогенного резервуара.

При решении задач тепломассообмена между парогазовой средой и жидкостью в процессе наддува криогенных резервуаров, поверхность раздела фаз (в полях массовых сил) часто подразумевают в виде плоской фигуры. Вместе с тем хорошо известны и упоминаются в исследованиях факторы, искажающие поверхность "зеркала". К ним относят волнообразование, вызванное столкновением струи осесимметричного закрученного потока газа наддува (особенно в начальный период процесса), высокочастотными вибрациями двигательных установок, всплесками при эволюциях летательного аппарата и другими внешними и внутренними воздействиями, приводящими не только к "вскипанию", но и увеличению площади поверхности раздела фаз. Эти явления приводят в конечном счете к интенсификации тепломассообмена, что вызывает флуктуации давления над жидкостью ("забросы"), и увеличению остатка недозабора. Интенсивность этих процессов определяется размерами резервуаров, частотой вынужденных и собственных колебаний кон-

ISBN 5-230-16926-5

Вихревой эффект
и его применение в технике.
Самара, 1992

струкции, частотой собственных колебаний жидкости, амплитудой и резонансом системы.

В работах [I, 2] изложены результаты экспериментов, показывающих, например, что амплитуда колебаний жидкости в резервуарах заметно увеличивается при резонансных явлениях. Установлено, что на всплескивание жидкости могут накладываться возмущения от нижнего днища резервуара, что приводит к появлению вторичных волн на поверхности раздела фаз.

Давление в газовой подушке непосредственно связано с температурой поверхности раздела фаз и определяется интенсивностью процессов тепломассопереноса (конвективного переноса). Так, согласно данным [3] в резервуаре с жидким водородом повышение температуры поверхности раздела жидкость–пар на I° сопровождается увеличением давления газовой подушки на $0{,}4 \cdot I0^{5}$ Па. Таким образом интенсивность тепломассообмена определяется не только параметрами состояния на границе раздела фаз в процессе наддува, но и величиной площади поверхности раздела. В свою очередь, эта величина зависит не только от формы резервуара, но и формы самой поверхности, и определяется положением резервуара в пространстве.

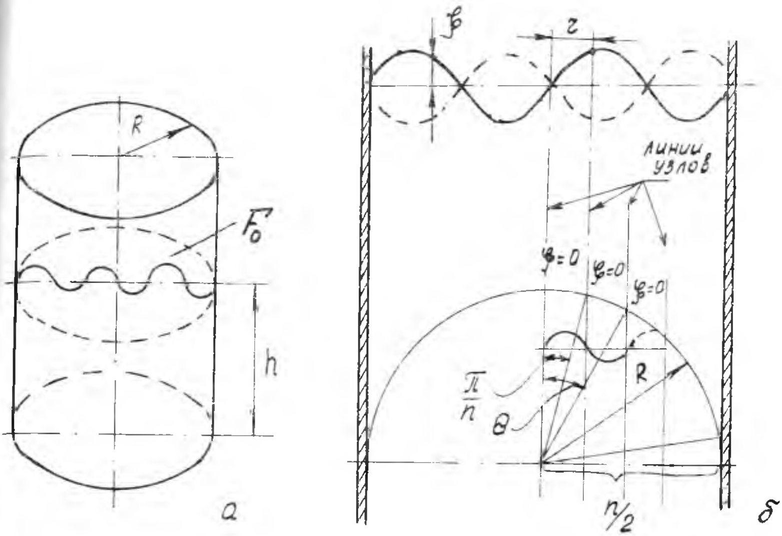
В данной работе сделана попытка оценить влияние формы поверхности раздела фаз криогенной жидкости в резервуаре на интенсивность тепломассообмена при волновых колебаниях системы. Проблема сводится к определению площади поверхности "зеркала" при заданной плотности теплового потока, найденной по известным методикам [I,3] при наддуве криогенного резервуара горячим газом.

Для определения площади поверхности раздела фаз (зеркала), деформированной волновыми колебаниями (рис. I,а) будем считать, что на поверхности имеет место n – волновых узлов, а координаты любой точки этой поверхности в вертикальной плоскости определяются значениями текущих координат r и ζ (R-радиус поверхности, h – глубина жидкости, θ – угловая координата линии узлов в горизонтальной плоскости).

Площадь такой поверхности может быть найдена из выражения

$$F=\iint\sqrt{1+\left(\frac{\partial\zeta}{\partial r}\right)^2+\left(\frac{1}{r}\ \frac{\partial\zeta}{\partial\theta}\right)^2}\, r\, dr\, d\theta = \tag{I}$$

$$= 4\int_0^{\pi/2} d\theta \int_0^{R}\sqrt{1+\left(\frac{\partial\zeta}{\partial r}\right)^2+\left(\frac{\partial\zeta}{r\partial\theta}\right)^2}\, r\, dr\, .$$



Р и с. I. Расчетная схема определения площади поверхности раздела фаз в резервуаре (многоузловая волна): а – деформация поверхности раздела фаз; б – линии волновых узлов на поверхности раздела фаз

Здесь значение координаты ζ согласно работе 4 будет

$$\zeta_{nm} = a_{nm}\left[\frac{1}{\sqrt{\pi}\,N_{nm}}\,\frac{1}{\sqrt{R^2-\frac{n^2}{\varkappa^2_{nm}}}}\,\frac{J_n(\varkappa_{nm}, r)}{J_n(\varkappa_{nm}, R)}\right]\sin n\theta \sin \sigma_{nm} t .$$

Если принять максимальное по времени значение $\sin \sigma_{nm} t = 1$, то будем иметь

$$\zeta_{nm} = a_{nm}\sqrt{\frac{2}{\pi}}\,\frac{\varkappa_{nm}}{\sqrt{R^2\varkappa^2_{nm}-n^2}}\,\frac{J_n(\varkappa_{nm} r)}{J_n(\varkappa_{nm} R)}\sin n\theta, \qquad (2)$$

здесь n – любое целое число узлов; J_n – функция Бесселя; $\varkappa_{nm}$ – корни уравнения; a_{nm} – амплитуда, определяемая из энергетического соотношения

$$E = \frac{1}{4}\rho g a_{nm}\,\frac{2R}{n}\,2\sum_{i=1}^{n/2} R\cos\frac{i\pi}{n} . \qquad (3)$$

Выражение (3) после несложных, но громоздких преобразований сводится к виду

$$E=\rho g a_{nm}\frac{R^2}{n}\frac{\frac{1}{2}\left(\cos\frac{\pi}{2n}-\sin\frac{\pi}{2n}\right)}{\sin\frac{\pi}{n}}, \tag{4}$$

где ρ – плотность жидкости; g – ускорение силы тяжести.

Возвращаясь в решению (I), нужно определить значение корней функции Бесселя $\varkappa_{nm}R=fn$, приравняв его единице [4]:

$$\int_0^{2\pi}\int_0^R r\left(\frac{1}{\sqrt{\pi/2}}\frac{\varkappa_{nm}\sin n\theta J_n(\varkappa_{nm}r)}{\sqrt{\varkappa_{nm}^2R^2-n^2}\,J_n(\varkappa_{nm}R)}\right)^2 dr\,d\theta=1.$$

Проведя преобразование с учетом

$$\frac{1}{n}\int_0^{2\pi}\sin^2\theta n\,d\theta n=\frac{1}{n}\left(\frac{n\theta}{2}-\frac{\sin 2n\theta}{4}\right)\Bigg|_0^{2\pi}=\frac{1}{n}(n\pi-\theta)=\pi$$

получим

$$\frac{2}{J_n^2(\varkappa_{nm}R)(\varkappa_{nm}^2R^2-n^2)}\int_0^{\varkappa_{nm}R} zJ_n^2(z)dz=1. \tag{5}$$

Здесь принято $z=\varkappa_{nm}r$.

Вычислив зависимость $\varkappa_{nm}R=f(n)$, можно, задаваясь значением n, определить для нее величину $\varkappa_{nm}R$ – предел интегрирования второго интеграла в (5). Из уравнения (4) следует, что при n = I

$$E=\frac{1}{4}\rho g a_{nm}\frac{R^2}{2}\frac{\frac{1}{2}\left(\cos\frac{\pi}{4}-\sin\frac{\pi}{4}\right)}{\sin\frac{\pi}{2}}=0.$$

Проведены расчеты для значений n = 5, 9, I7 и 33, для которых получены величины приращения площади поверхности соответственно ΔF = =0,5; I,5; 3,5 и 6,5% (рис.I,б).

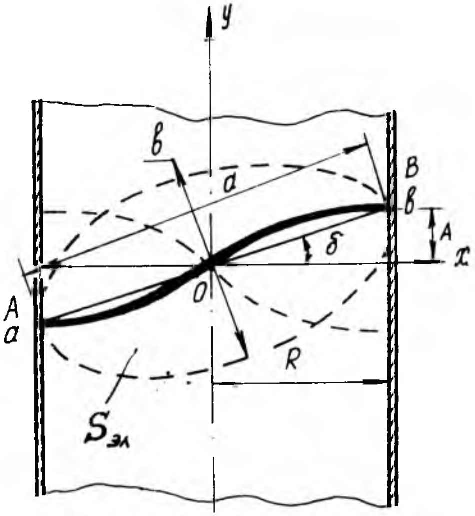
Для случаев всплескивания жидкости при эволюциях расчет ΔF с учетом рекомендаций ряда исследователей [5–7], отмечающих, что, как правило, эта ситуация характеризуется одноузловой волной (рис.2), упрощается и сводится к определению площади поверхности эллипса $S_{эл}$ с наибольшей полуосью $a=R/\cos\delta$. При малой полуоси, равной $b=R$, приращение площади при отклонении системы от вертикали на угол δ определяется по соотношению

$$\Delta F = \frac{S_{эл}}{F_0} 100\% \, .$$

На основании изложенного можно сделать следующие выводы:

представлена математическая модель колебаний жидкости;

величина теплового потока при наддуве через поверхность раздела фаз может возрастать в пределах, определяемых величиной отклонения системы от вертикали, размерами резервуара, амплитудой резонансных колебаний жидкости;



Р и с. 2. Расчетная схема для одноузловой волны поверхности раздела фаз в резервуаре

увеличение площади поверхности раздела фаз может происходить за счет всплеска жидкости при боковых нагрузках;

так как в реальных условиях практически невозможны случаи с образованием мелких волн $(n > 7)$ то целесообразно проводить расчеты по учету приращения площади поверхности раздела фаз только для малых значений n ;

величина теплового потока на границе раздела фаз возрастает пропорционально росту поверхности раздела фаз и может быть учтена в тепловых расчетах процессов наддува и определения невырабатываемого остатка криогенной жидкости.

Библиографический список

I. К о л е с н и к о в К.С. Жидкостная ракета как объект регулирования. М.: Машиностроение, 1969. 298 с.

2. М я к и ш е в Г.Н., Р а б и н о в и ч Б.И. Динамика твердого тела с полостями, частично заполненными жидкостью. М.: Машиностроение, 1968. 532 с.

25-200

3. Huntley S.C. Temperature-pressure-time relations in a closed cryogenic conteiner // ACE 3, 342 (1960).

4. М о и с е е в Н.Н., П е т р о в А.А. Численные методы расчета собственных частот колебаний ограниченного объема жидкости / Математические методы в динамике космических аппаратов. М.: ВЦ АН СССР. Вып. 3. 1966. 270 с.

5. Берклиевский чтения. Т. 3. Разд. I. Волны. К р а у ф о р д Ф. Волны в воде. 1975. 314 с.

6. Р а б и н о в и ч Б.И. Об уравнениях поперечных колебаний оболочек с жидким наполнителем //Изв. АН СССР. 1964. № I. С. 166.

7. Ш к л я р у к Ф.Н. О приближенном методе расчета осесимметричных колебаний оболочек вращения //Изв. АН СССР. 1965. № 6.

УДК 621.438-181.4+629.7.037-181.4

О.А.Надточий, А.С.Наталевич

УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ МЕТОДИКИ РАСЧЕТА ХАРАКТЕРИСТИК МИКРОТУРБИН

(Самарский аэрокосмический университет)

Излагается методика расчета, позволяющая построить главные характеристики микротурбины во всем диапазоне изменения параметра относительной скорости с учетом изменения степени реактивности и коэффициента скорости рабочего колеса.

Одно из разновидностей закрученных потоков являются вихревые процессы, имеющие место при работе микротурбины (МТ). Это трубины мощностью до 7,5 кВт с наружным диаметром рабочего колеса до 0,1 м в настоящее время широко используются в качестве микротурбоприводов, турбодетандеров, турбохолодильников.

Из общего числа характеристик МТ рассмотрим построение главных характеристик $\rho_T = f(y)$; $G_T = f(y)$; $\eta_T = f(y)$; $N_T = f(y)$ отража-

ISBN 5-230-16926-5

Вихревой эффект
и его применение в технике.
Самара, 1992