

для улучшения физико-механических свойств изделий из резины. С этой целью на резину марки 7 ИРП-1068-24 ГОСТ 8752-79 осаждались покрытия на основе циркония при радиационном ассистировании в условиях саморадиации. Применение вакуумного резонансного дугового источника позволило наносить на поверхность образцов покрытия со скоростью 0.1-0.4 нм/с и облучать их ионами  $Zr^+$  с энергией от 5 до 20 кэВ в вакууме  $10^{-2}$  Па. Элементный послойный анализ поверхности модифицированной резины проводился с применением метода резерфордского обратного рассеяния (РОР) ионов гелия с  $E_0=1.8$  или 2.0 МэВ и компьютерного моделирования экспериментальных спектров РОР по программе RUMP. Установлено, что кроме атомов циркония в состав покрытия входят атомы кислорода, углерода, цинка, серы и водорода. Предполагается, что сера и цинк появляются в покрытии в результате восходящей диффузии из материала основы, стимулированной радиационным воздействием, а кислород, углерод и водород - из остаточных газов и углеводородной фракции, создаваемой при откачке вакуума паромасленным диффузионным насосом. Выполненные измерения твердости покрытий [1] и силы трения поверхности модифицированной резины в паре с вращающимся стальным валом [2] показали, что современные ионно-лучевые технологии применимы для управления свойствами поверхности резины.

#### ЛИТЕРАТУРА.

1. Tashlykov I.S., Kasperovich A.V., Schneider D. Contributed papers of 3-d Intern Conf. PPPT, Minsk, 2000. – V.2. – P 448-452.
2. Касперович А.В., Тапшыков И.С., Касперович В.И., Шадрин М.Г. // Каучук и резина. – 1999. – №1–С.25-27.

УДК 51

А.М. Волк

(БГТУ, г. Минск)

#### ДВИЖЕНИЕ ЧАСТИЦЫ В ВИХРЕВОЙ КАМЕРЕ

Гидродинамику многих вихревых камер можно моделировать как плоское движение потоков между вращающимися коаксиальными проникаемыми цилиндрами бесконечной длины [1]. Предполагаем, что на оси цилиндров находится линейно распределенный источник или сток мощностью  $Q$ .

Выберем цилиндрическую систему координат  $r, \varphi, z$  с осью  $z$  по оси цилиндров (рис. ). Рассмотрим случай, когда осевая скорость жидкости не изменяется вдоль оси  $z$ . В этом случае получим точное автомодельное решение.

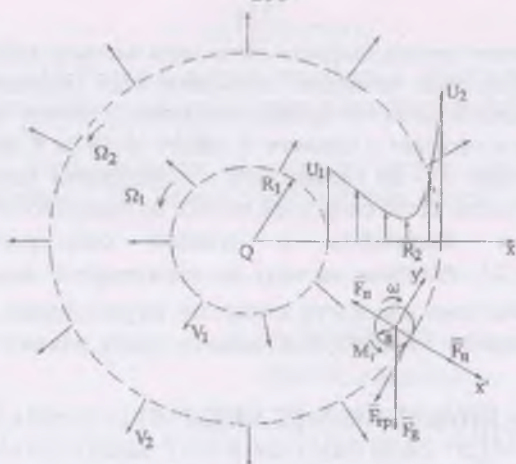


Рис. Схема вихревой камеры

$$U_\varphi = \frac{U_2 - U_1 r_0}{1 - r_0^{n+2}} \bar{r}^{n+1} + \frac{U_1 r_0 - U_2 r_0^{n+2}}{1 - r_0^{n+2}} \frac{1}{\bar{r}}$$

Здесь  $\bar{r} = r/R_2$ ,  $r_0 = R_1/R_2$ ,  $n = Q/(2\pi\nu)$ . Абсолютное значение величины  $n$  является числом Рейнольдса и характеризует интенсивность движения жидкости в радиальном направлении.

В цилиндрической системе координат напомним уравнения движения частицы радиуса  $a$  и массы  $m$  под воздействием вихревого потока [2]:

$$\begin{cases} m \left( \frac{dV_r}{dt} - \frac{V_\varphi^2}{r} \right) = F_r - F_{II} - mg \cos \varphi + F_A \cos \varphi; \\ m \left( \frac{dV_\varphi}{dt} - \frac{V_\varphi V_r}{r} \right) = F_\varphi - F_{TP} - mg \sin \varphi + F_A \sin \varphi; \\ I \frac{\partial \omega}{\partial t} = M_{TP} + M_\tau. \end{cases}$$

В уравнение движения входят: сила тяжести  $\overline{F}_g = m\overline{g}$ , сила Архимеда  $\overline{F}_A = \rho_0 4\pi a^3 \overline{g} / 3$ , сила гидродинамического воздействия потока, движущегося с некоторой скоростью относительно частицы

$$\overline{F} = \zeta \frac{1}{2} \rho_0 |\overline{U} - \overline{V}| (\overline{U} - \overline{V}) \pi a^2.$$

В результате неравномерного обтекания частицы набегающим потоком и при её вращении возникает подъёмная сила. Выполним анализ воздействия подъёмной силы на частицу в сплошном потоке. Выберем декартовую систему координат с началом в центре частицы и связанную с движущейся частицей:  $x$  – по касательной к поверхности траектории движения,  $y$  – по нормали. Поле скоростей потока на поверхности частицы, обусловленное её вращением с угловой скоростью  $\omega$ , будет  $\bar{\Phi} = \{-\omega y; \omega x; 0\}$ . Разобьем частицу на элементарные цилиндры плоскостями, параллельными плоскости движения, на расстоянии  $dz$  друг от друга. Проинтегрировав элементарные силы по всему объёму частицы, получим

$$\bar{F}_\Pi = -\rho_o \iiint_{V_G} (\text{rot} \bar{U} - 2\bar{\omega}) \times (\bar{U} - \bar{V}) dv.$$

Для вихревой камеры подъёмная сила будет

$$\bar{F}_\Pi = -m \left( \frac{1}{r} \frac{\partial(rU_\varphi)}{\partial r} - 2\omega \right) (U_r - V_r) \bar{i} + m \left( \frac{1}{r} \frac{\partial(rU_\varphi)}{\partial r} - 2\omega \right) (U_\varphi - V_\varphi) \bar{j}.$$

В результате взаимодействия поверхности частицы со средой или с ограничивающей поверхностью возникают:

а) силы сопротивления вращению, обусловленные касательными напряжениями вязкой жидкости на поверхности частицы [2]

$\bar{M} = -8\pi\mu_0 a^3 \bar{\omega}$ . Произвольное поле создаст вращательный момент, который определяется интенсивностью вихря [3]. Результирующий вращающий момент равен геометрической сумме составляющих моментов  $\bar{M}_\tau = 4\pi\mu_0 a^3 (\text{rot} \bar{U} - 2\bar{\omega})$ ;

б) силы трения при контакте движущейся частицы с ограничивающей поверхностью  $\bar{F}_{TP} = -k_{TP} |\bar{F}_N| \text{sgn}(V_\varphi + \omega a)$ .

Направление этой силы зависит от направления скорости точки контакта. Точка контакта движется со скоростью, равной сумме поступательной и вращательной скоростей.

Сила трения создает вращательный момент. Если вектор  $\bar{a}$  направить от центра частицы в точку касания, то  $\bar{M}_{TP} = -\bar{F}_{TP} \times \bar{a}$ .

Нормальная составляющая учитывает все силы, действующие по нормали к поверхности  $\bar{F}_N = -(\bar{F}_g^N + \bar{F}_r - \bar{F}_A^N - \bar{F}_\Pi - \bar{F}_{TP})$ .

Центробежная сила будет  $\bar{F}_\Pi = mV_\varphi^2 / r$ .

Полученные результаты могут быть применены при исследовании процессов сепарации, фильтрования, а также для расчета тепломассообменных контактных аппаратов.

1. Волк А.М. Течение вязкой жидкости в пространстве между движущимися проницаемыми поверхностями // Инженерно-физический журнал. – 1993. – Т.62, № 2. – С.152-158.
2. Соу С. Гидродинамика многофазных систем. – М.: Мир, 1971.
3. Абрамович Г.Н. Теория турбулентных струй. – М.: Физматгиз, 1960.

УДК 543

А.Н.Вислович

(БГТУ, г.Минск)

### МЕХАНО-МАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТ ПРИ ПЛАВАНИИ НЕМАГНИТНЫХ ТЕЛ В МАГНИТНЫХ РЕЗЕРВУАРАХ

В магнитных жидкостях в неоднородном магнитном поле действуют магнитодипольные силы, плотность которых сопоставима и может на порядок превышать плотность сил тяжести. Эти силы обуславливают целый ряд магнитомеханических эффектов, которые к настоящему времени весьма детально исследованы и нашли многочисленные практические применения [1-4]. Электромеханические устройства, в которых поведение текучей намагничивающейся среды в существенной мере определяется объемными магнитодипольными силами, независимо от их конкретного назначения удобно называть магнитными резервуарами. Одним из характерных магнитомеханических эффектов является гидростатическая магнитная сила, выталкивающая из резервуара немагнитные тела (аналог силы Архимеда).

Плавание тел в магнитных жидкостях представляет сложное физическое явление, малоисследованным аспектом которого является возбуждение в свободном пространстве вблизи резервуара связанных с положением тела магнитных полей, которые можно регистрировать путем магнитных измерений. При таком рассмотрении магнитожидкостное плавание представляет механомагнитный преобразователь, в котором исходной величиной является изменяющая положение тела внешняя сила, зависимой величиной - возмущение магнитного поля.

Чтобы сформулировать уравнение, характеризующие это преобразование, рассмотрим систему из трех тел: полностью погруженное в жидкость немагнитное тело (относящиеся к нему величины будем означать индексом «b»), сосуд, удерживающий магнитную жидкость («с»), и внешний источник магнитного поля («a»). Вследствие третьего закона Ньютона силы, действующие на эти тела, связаны соотношением

$$F^a = -(F^b + F^c). \quad (1)$$