

- ентов воздуха до 20 000 К // *Обзоры по теплофизическим свойствам веществ* / ИВТАН СССР.— 1987.— № 5(67).
12. Соколова И. А., Тирский Г. А. Свойства молекулярного переноса диссоциированных и ионизованных смесей газов // *ПМТФ*.— 1988.— № 3.
 13. Васильевский С. А., Жлуктов С. В., Соколова И. А., Тирский Г. А. Приближенные формулы для коэффициентов молекулярного переноса диссоциированного и ионизованного воздуха и их применение в задачах гиперзвуковой аэродинамики и теплообмена.— М., 1986.— (Отчет/Ин-т механики МГУ; № 3359).
 14. Herning F., Zipperer L. Calculation of the viscosity of technical gas mixtures from the viscosity of the individual gases // *Gas- und Wasserfach*.— 1936.— V. 79, N 49—54.
 15. Reichenberg D. New simplified methods for the estimation of the viscosities of gas mixtures at moderate pressures // *NPL Report Chem*.— 1977.— N 53.
 16. Wilke C. R. A viscosity equation for gas mixtures // *J. Chem. Phys.*— 1950.— V. 18, N 4.
 17. Saxena S. C., Tanzman A. A note on the calculation of viscosities for multicomponent gas mixtures // *High Temp. Sci.*— 1974.— V. 6, N 3.
 18. Svehla R. A. Estimated viscosities and thermal conductivities of gases at high temperatures.— Wash., 1962.— (Techn. Rept/NASA; TR—132).
 19. Brokaw R. A. Approximate formulas for the viscosity and thermal conductivity of gas mixtures // *J. Chem. Phys.*— 1958.— V. 29, N 2.
 20. Ulybin S. A. A simple formula for the thermal conductivity of dilute gas mixtures // XIIIth Intern conf. on thermal conductivity, Univ. Missouri, Rolla, 1973: Proc.
 21. Mason E. A., Saxena S. C. Approximate formula for the thermal conductivity of gas mixtures // *Phys. Fluids*.— 1958.— V. 1, N 5.
 22. Brokaw R. S. Thermal conductivity of gas mixtures in chemical equilibrium. II // *J. Chem. Phys.*— 1960.— V. 32, N 4.
 23. Muckenfuss C., Cuztiss C. F. Thermal conductivity of multicomponent gas mixtures // *J. Chem. Phys.*— 1958.— V. 29, N 6.
 24. Butler J. H., Brokaw R. S. Thermal conductivity of gas mixtures in chemical equilibrium // *J. Chem. Phys.*— 1957.— V. 26, N 6.
 25. Blake L. H. Approximate transport calculations for high-temperature air // *AIAA J.*— 1970.— V. 8, N 9.
 26. Armaly B. F., Sutton K. Viscosity of multicomponent partially ionized gas mixtures.— N. Y., 1980.— (Pap./AIAA; N 1495).
 27. Armaly B. F., Sutton K. Thermal conductivity of partially ionized gas mixtures.— N. Y., 1982.— (Pap./AIAA; N 0469).
 28. Capitelli M. Simplified expressions for the calculation of the contribution of the heavy components to the transport coefficients of partially ionized gases // *Z. Naturforsch.*— 1972.— Bd 27a.
 29. Митчнер М., Кругер Ч. Частично ионизованные газы.— М.: Мир, 1976.

г. Москва

Поступила 8/VIII 1988 г.

УДК 533.95:538.4:537.523

В. В. Губин, В. А. Шувалов

О СОПРОТИВЛЕНИИ ТЕЛА С СОБСТВЕННЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ЧАСТИЧНО ИОНИЗОВАННОГО ГАЗА

Наличие собственного магнитного поля существенно изменяет характер обтекания, структуру возмущенной зоны и распределение заряженных частиц у поверхности тел в сверхзвуковом потоке разреженной плазмы [1]. Источником магнитного поля тела может быть система токов либо постоянных магнитов. В [1, 2] выявлено решающее влияние самосогласованного поля на распределение заряженных частиц в окрестности тел с собственным магнитным полем при $\rho_e \ll R \ll \rho_i$ (R — характерный размер тела, ρ_α — ларморовский радиус частиц сорта α). Возмущения, вносимые собственным магнитным полем, приводят к изменению функциональных характеристик различных систем и особенностей динамического взаимодействия тел с потоком. Результаты приближенного численного решения задачи о МГД-взаимодействии тел со сверхзвуковым потоком разреженной плазмы [3, 4] свидетельствуют о возможности контроля сил, действующих на тело, изменения теплоотдачи к поверхности. Экспериментальные данные скудны, ограничены узким диапазоном параметров взаимодействия и не учитывают влияние геометрии поверхности тела [5, 6]. В настоящей работе приведены результаты экспериментального исследования влияния собственного магнитного поля на сопротивление тел простой геометрической формы (диск, сфера, цилиндр, конус). Опреде-

лены зависимости коэффициента лобового сопротивления тел от напряженности магнитного поля при $U_\infty \parallel H$ и $U_\infty \perp H$ (U_∞, H — векторы скорости потока и напряженности магнитного поля). Обоснована возможность эффективного МГД-торможения тел в сверхзвуковом потоке разреженной плазмы.

1. Эксперименты проводились на плазменной газодинамической установке в потоке частично ионизованного азота, генерируемом газоразрядным ускорителем с ионизацией рабочего тела электронным ударом и «саморазгоном» плазмы. Принципиальная схема установки приведена в [7]. Ускоренный поток плазмы поступал в рабочую камеру, давление остаточных газов в которой составляло $\sim 10^{-5}$ Па. Откачка осуществлялась вакуумным электроразрядным агрегатом типа АВЭД-40/800М и турбомолекулярным насосом типа ТМН-500. Параметры потока разреженной плазмы при рабочих давлениях в камере $\sim 10^{-1}$ — 10^{-3} Па измерялись с помощью подвижных электрических зондов и многоэлектродного зонда-анализатора. Измерение вольт-амперных характеристик и производных зондового тока проводилось в автоматическом режиме. Схема зондовых измерений с регистрацией вольт-амперных характеристик на самопишущем миллиамперметре постоянного тока, работающем в комплекте с фотоусилителем, с использованием магазина сопротивлений в качестве измерительного сопротивления позволяет фиксировать с плавной регулировкой потенциала зонда от 0 до 250 В зондовые токи в диапазоне $\sim 1 \cdot 10^7$ — $1,5 \cdot 10^{-1}$ А. Погрешность измерения индивидуальной вольт-амперной характеристики не превосходит ± 2 %.

Для измерения производных зондового тока по напряжению применялся метод гармоник [8]. Так как производные зондового тока использовались только для определения потенциала плазмы, калибровка амплитуд гармоник зондового тока не проводилась. Потенциал плазмы находился по методу второй производной, а также по электронной ветви зондовой характеристики, построенной в полулогарифмическом масштабе. Схема измерения производных зондового тока позволяет регистрировать также и плазменные шумы в цепи зонда, что дает возможность контролировать точность измерения потенциала плазмы. Максимум плазменных шумов отвечает потенциалу пространства. При этом оказалось, что потенциалу плазмы, найденному по точке $d^2I_e/dV^2 = 0$ и максимуму шумов, лучше соответствует начало отклонения полулогарифмической характеристики от прямолинейности, чем точка пересечения асимптот. Аналогичное явление наблюдалось при определении потенциала пространства с применением цилиндрического зонда, выполненного в виде термоманометра и работавшего в режиме термозонда. Потенциал плазмы измерялся по точке расхождения характеристик холодного и нагретого зондов. Разброс значений потенциала плазмы не более ± 4 %. Это определило достаточно высокую точность измерения энергии ионов потока W_i . Рассчитанные в предположении, что ускоряющий потенциал равен разности между потенциалом анода источника и локальным потенциалом плазмы, значения W_i удовлетворительно согласуются с данными измерений с помощью многоэлектродного зонда-анализатора. Разброс этих значений не превышает $\pm 4,5$ %.

Особое внимание при измерениях вольт-амперных характеристик уделялось чистоте поверхностей зондов. Непосредственно перед измерениями рабочие поверхности подвергались принудительной тренировке, очищались за счет интенсивной бомбардировки в потоке разреженной плазмы при высоких значениях ускоряющих потенциалов. Это позволило исключить влияние поверхностных загрязнений на результаты зондовых измерений и использовать традиционные методы обработки вольт-амперных характеристик [8].

Сравнение значений концентраций заряженных частиц N_∞ , найденных для разных участков электронной ветви вольт-амперной характеристики цилиндрического зонда, дает разброс локальных значений N_∞ в пределах полосы, характеризуемой множителем 3 [9]. В основе такого разброса лежит неопределенность выбора величины электронного зондо-

вого тока, соответствующего потенциалу плазмы, а также отличие реальной вольт-амперной характеристики от идеальной из-за эффектов вторичности нахождения N_∞ параллельно с зондовым использовался метод СВЧ-диагностики с применением интерферометра 3-сантиметрового диапазона [10]. Локальные значения концентрации заряженных частиц, вычисленные для электронного зондового тока, измеренного плоским и цилиндрическим зондами в точке, соответствующей потенциалу плазмы, удовлетворительно согласуются с данными СВЧ-измерений [10].

Одиночный цилиндрический зонд из молибденовой нити диаметром 0,04 и длиной 2,3 мм применялся также для контроля ориентации моделей относительно вектора скорости потока. Пик ионного тока, измеряемого таким зондом при вращении вокруг вертикальной и горизонтальной осей, отвечает ориентации зонда вдоль по потоку и позволяет оценить степень неизотермичности потока [11].

2. Экспериментальные исследования проводились в сечении струи с равномерным распределением параметров: напряженностью внешнего магнитного поля $H \leq 2$ Э, энергией ионов потока $W_i \approx 10-60$ эВ и концентрацией заряженных частиц $N_\infty \approx 10^8-10^{11}$ см⁻³. В качестве источника собственного магнитного поля тела служил соленоид с внешним диаметром 50, внутренним 20 и высотой 34 мм. Распределение осевой и радиально-азимутальной составляющих напряженности магнитного поля соленоида иллюстрирует рис. 6 работы [2]. Напряженность собственного магнитного поля такова, что в окрестности тела возникает область локально замагниченной плазмы. Структура возмущенной зоны при плоском и осесимметричном обтекании большого ($R/\lambda_d \geq 10^2$, λ_d — дебаевский радиус невозмущенной плазмы) тела при $U_\infty \parallel H$ и $U_\infty \perp H$ показана на рис. 6, а в [1] и рис. 7 в [2]. Особенности обтекания и распределение заряженных частиц около тела с собственным магнитным полем при $R/\lambda_d \geq 10^2$ и $U_\infty \parallel H$ свидетельствуют о том, что динамическое взаимодействие потока разреженной плазмы происходит с лицевой поверхностью. Это обстоятельство было использовано при изучении влияния собственного магнитного поля ($U_\infty \parallel H$) на сопротивление большого ($R/\lambda_d \geq 10^2$) диска. Соленоид, закрепленный на стационарной опоре, расположен в ближнем следе за диском. В качестве моделей применялись диск, сфера, цилиндр и конус, изготовленные из плотной бумаги.

С появлением слабого магнитного поля «плавающий» отрицательный потенциал поверхности тела уменьшается в сторону положительных значений. В дальнейшем с ростом напряженности магнитного поля потенциал поверхности тела остается практически без изменений. Для диапазона концентрации заряженных частиц в набегающем потоке $N_\infty \approx 10^8-10^{11}$ см⁻³ при напряженностях магнитного поля на поверхности металлической сферы диаметром 60 мм $H_w \approx 0-150$ Э максимальное изменение отрицательного «плавающего» потенциала не превосходит $\sim 12\%$, минимальное $\sim 4\%$. Плазма взаимодействует с отрицательно заряженным намагниченным телом. Структура возмущенной зоны при осесимметричном и плоском обтекании большого ($R/\lambda_d \geq 10^2$) диэлектрического тела идентична структуре возмущенной зоны около отрицательно заряженного тела. Влияние изменения потенциала поверхности в пределах $\sim 4-12\%$ на сопротивление большого отрицательно заряженного тела пренебрежимо мало [12, 13].

Исследуемое тело с расположенным во внутренней полости закрепленным на стационарной опоре соленоидом является чувствительным элементом микровесов компенсационного типа. Измерения силового воздействия потока разреженной плазмы на тело с собственным магнитным полем проводились в автоматическом режиме с регистрацией зависимости силы сопротивления от напряженности магнитного поля соленоида на двухкоординатном самописце.

На рис. 1 приведена зависимость C_x/C_{0x} от параметра $\xi = \beta e U_\infty P_m / W_i$ (C_{0x} — коэффициент лобового сопротивления при $H_w = 0$, $\beta \approx 2,17$ см⁻²,

P_m — магнитный момент соленоида, e — заряд, U_∞ — скорость ионов потока) для сферы и диска радиусом $R \approx 32,5$ мм с собственным магнитным полем при $U_\infty \parallel \mathbf{H}$. Параметр ξ — отношение силы торможения тела с собственным магнитным полем в сверхзвуковом потоке разреженной плазмы, пропорциональной $\sim eN_\infty U_\infty \times P_m$ [14], к скоростному напору $N_\infty W_i$. Источник магнитного поля расположен в центре сферы. Точки 1, 3 — эксперимент для сферы и диска соответственно, кривая 2 (сфера) отвечает эмпирической аппроксимации $C_x/C_{0x} \approx 1 + (2,17 eU_\infty P_m/W_i)^{0,8}$, кривая 4 (диск) — $C_x/C_{0x} \approx 1 + (2,17 eU_\infty \times P_m/W_i)^{1/3}$.

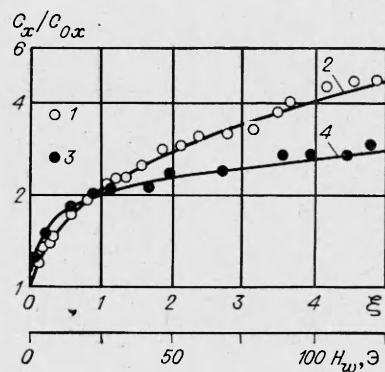


Рис. 1

Влияние собственного магнитного поля на коэффициенты лобового сопротивления и подъемной силы конуса с углом $\sim 20,5^\circ$, радиусом основания $R \approx 58,5$ мм, высотой $h \approx 99$ мм и затуплением в виде секущей сферы радиусом $r \approx 25$ мм при углах атаки $\theta \approx 0-90^\circ$ иллюстрирует рис. 2: Источник магнитного поля расположен в основании конуса. Угол атаки θ характеризует ориентацию конуса относительно вектора скорости набегающего потока U_∞ . Векторы U_∞ и \mathbf{H} коллинеарны. Кривые 1—6 показывают изменение коэффициента лобового сопротивления C_x/C_{0x} конуса в зависимости от напряженности магнитного поля для $\theta = 0; 15; 45; 60; 67,5; 90^\circ$, а 7—9 — изменение коэффициента подъемной силы C_x/C_{0y} при $\theta = 10; 20,5; 30^\circ$. С увеличением угла атаки модели влияние собственного магнитного поля на коэффициент лобового сопротивления тела ослабевает: изменяются характер обтекания, распределение заряженных частиц в окрестности тела и токов на поверхности, структура поля и характер экранировки тела магнитным полем. Это подтверждают и экспериментальные данные рис. 3 для поперечного цилиндра радиусом $R \approx 36$ мм и длиной $L \approx 139$ мм с собственным магнитным полем при $U_\infty \parallel \mathbf{H}$ и $U_\infty \perp \mathbf{H}$ (кривые 1, 2). Штрихами показан разброс измеренных значений силы лобового сопротивления тела.

Коэффициенты лобового сопротивления тел простой геометрической формы в потоке разреженной плазмы пропорциональны давлению магнитного поля. Рис. 4 иллюстрирует зависимость коэффициента лобового сопротивления диэлектрического конуса, металлической и диэлектрической (кривые 1—3) сфер от параметра $\eta = H_w^2/(8\pi N_\infty W_i)$ — отношения магнитного давления к газодинамическому. Данные рис. 4 для сферы, как и данные рис. 5, подтверждают, что для проводящих тел МГД-взаимодействие проявляется сильнее, а эффект Холла — слабее, чем для непроводящих тел [4]. При этом для всех моделей в ходе экспериментов

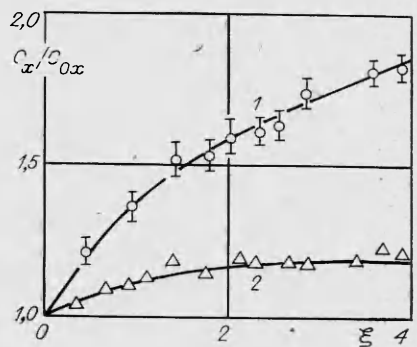
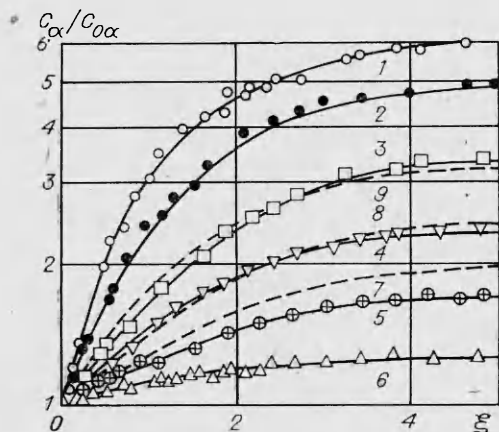
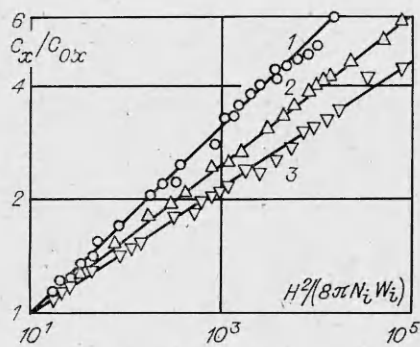
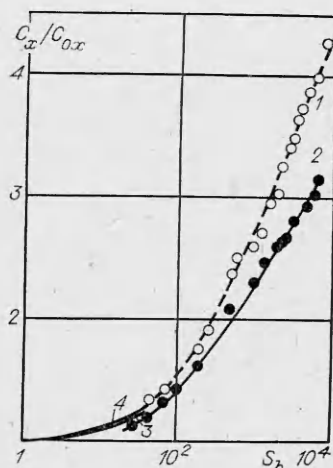


Рис. 3

Рис. 2



Р и с. 4



Р и с. 5

при давлениях в рабочей камере $\sim 10^{-1}$ – 10^{-3} Па реализовался бесстолкновительный и почти свободномолекулярный режим обтекания. Измерения выполнены в потоках разреженной плазмы с концентрацией $N_\infty \approx 10^8$ – 10^{11} см $^{-3}$, температурой электронов $T_e \approx 1,5$ – 4 эВ, степенью неизотермичности $T_e/T_i \approx 4$ – 7 и скоростями $U_\infty \approx 7$ – 15 км/с.

На рис. 5 представлена зависимость коэффициента лобового сопротивления затупленного осесимметричного тела (полусфера $R \approx 43$ мм с цилиндрической юбкой длиной $L \approx 50$ мм) от параметра магнитного взаимодействия $S_b = \sigma_\infty H_w^2 R / (\rho_\infty U_\infty)$ при $U_\infty \parallel \mathbf{H}$ и $S_i = U_\infty / (2kT_e / M_i)^{0,5} \approx 4,6$. Здесь σ_∞ — электропроводность, ρ_∞ — плотность невозмущенного потока, S_b — произведение магнитного числа Рейнольдса на параметр η . Кривая 1 характеризует проводящее тело, 2 — непроводящее, 3 — экспериментальные результаты [5, 6], 4 — численные данные [6]. С учетом результатов [6] значения C_x/C_{0x} рис. 5 охватывают широкий диапазон параметров набегающего потока ($N_\infty \approx 10^8$ – 10^{12} см $^{-3}$) и взаимодействия от вязкого до бесстолкновительного МГД-обтекания.

Приведенные данные свидетельствуют о том, что частицы, отраженные собственным магнитным полем, вносят в силовое воздействие потока на тело существенно больший вклад, чем частицы, сталкивающиеся с поверхностью, и подтверждают возможность эффективного МГД-торможения тел в сверхзвуковом потоке разреженной плазмы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шувалов В. А. О влиянии собственного магнитного поля на структуру возмущенной зоны около тела в потоке разреженной плазмы // ЖТФ.— 1984.— Т. 54, № 6.
2. Шувалов В. А. О структуре плазменных образований у поверхности цилиндра в потоке частично ионизованного газа // ПМТФ.— 1984.— № 4.
3. Chen S. Y. Magnetic hypersonic flow near the stagnation point at low Reynolds number // J. Spacecraft and Rockets.— 1969.— V. 6, N 8.
4. Porter R. W., Cambel A. B. Hall effect in flight magnetogasodynamics // AIAA J.— 1967.— V. 5, N 12. Рус. пер. // РТК.— 1968.— Т. 5, № 12.
5. Nowak R., Kranc S., Porter R. W. et al. Magneto-gasodynamic re-entry phenomena // J. Spacecraft and Rockets.— 1967.— V. 4, N 11.
6. Yoo C. Y., Porter R. W. Numerical analysis of the viscous hypersonic MHD blunt-body problem // AIAA J.— 1973.— V. 11, N 3. Рус. пер. // РТК.— 1973.— Т. 11, № 3.
7. Шувалов В. А. Структура ближнего следа за сферой в потоке неравновесной разреженной плазмы // Геомагнетизм и аэронавигация.— 1979.— Т. 19, № 4.
8. Грановский В. Л. Электрический ток в газе.— М.: Гостехиздат, 1952.
9. Goodall C. V., Polychronopoulos B. Measurement of electron density in low density plasma from the electron accelerating region characteristics of cylindrical Langmuir probes // Planet. Space Sci.— 1974.— V. 22, N 12.
10. Шувалов В. А., Чурилов А. Е., Турчин В. В. О диагностике струи разреженной плазмы с применением зондового и СВЧ-методов // ТВТ.— 1978.— Т. 16, № 1.
11. Шувалов В. А., Губин В. В. Об определении степени неизотермичности потока разреженной плазмы зондовыми методами // ТВТ.— 1978.— Т. 16, № 4.

12. Масленников М. В., Сигов Ю. В., Чуркина Г. П. Численные эксперименты по обтеканию тел различной формы разреженной плазмой // Космич. исследования. — 1968. — Т. 6, № 2.
13. Сапожников Г. И. Экспериментальные исследования потока ускоренных ионов и его взаимодействия с обтекаемыми моделями // Учен. зап. ЦАГИ. — 1971. — Т. 2, № 1.
14. Гунько Ю. Ф., Курбатова Г. И., Филиппов Б. В. Методика расчета аэродинамических коэффициентов тел в сильно разреженной плазме при наличии собственного магнитного поля // Аэродинамика разреженных газов. — Л.: Изд-во ЛГУ, 1973.

г. Днепропетровск

Поступила 6/VI 1988 г.,
в окончательном варианте — 23/IX 1988 г.

УДК 532.529

М. М. Есмуханов

РЕОЛОГИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ РАЗБАВЛЕННОЙ СУСПЕНЗИИ ОТНОСИТЕЛЬНО КРУПНЫХ ДЕФОРМИРУЕМЫХ ЧАСТИЦ В ПРОСТОМ СДВИГОВОМ ТЕЧЕНИИ

В [1, 2] исследовано поведение разбавленной суспензии жестких и деформируемых эллипсоидальных частиц таких размеров, что необходимо учитывать влияние броуновских сил на поведение частиц. В данной работе рассмотрен случай, когда взвешенные деформируемые частицы являются относительно крупными, т. е. влиянием броуновских и инерционных сил на поведение микроструктуры можно пренебречь. При этом реологическое поведение суспензии определяется поведением микроструктуры под действием только гидродинамических сил.

В [3] показано, что в течении простого сдвига жесткая эллипсоидальная частица под действием гидродинамических сил совершает относительно своего центра инерции периодическое движение по одной из замкнутых орбит, которые образуют бесконечное однопараметрическое семейство, расположенное на поверхности сферы. Распределение взвешенных жестких частиц по орбитам невозможно однозначно определить без привлечения каких-либо дополнительных предположений. Так, в [3] считалось, что частицы ориентируются таким образом, что выполняется принцип минимума диссипации энергии. В [4] рассмотрена гипотеза о равновероятном распределении взвешенных жестких частиц по орбитам. В [5, 6] предполагалось, что ось вращения деформируемой эллипсоидальной частицы расположена в плоскости сдвига. Однако, как показано в [7], имеются значительные расхождения между экспериментальными данными по макросвойствам суспензии и теоретическими результатами, полученными на основании данных гипотез. В [8, 9] приведен метод нахождения распределения жестких частиц по орбитам, основанный на предположении о наличии слабого броуновского движения частиц, не влияющего на реологические свойства суспензии. Слабое броуновское движение по истечении длительного промежутка времени приводит к некоторому стационарному распределению взвешенных частиц по орбитам.

В настоящей работе при нахождении распределения деформируемых частиц по семейству орбит используется гипотеза, предложенная в [8, 9] для жестких частиц. В отличие от случая относительно крупных жестких частиц однопараметрическое семейство замкнутых орбит деформируемых вязкоупругих частиц расположено на поверхности трехосного эллипсоида, геометрия и ориентация которого зависят от скорости сдвига, вязкости дисперсионной среды и свойств материала взвешенных частиц.

1. Реологические уравнения состояния. Рассмотрим разбавленную суспензию взвешенных деформируемых частиц. Элемент микроструктуры суспензии будем моделировать деформируемым эллипсоидом вращения, напряженное состояние в материале которого определяется внутренней упругостью G и внутренней вязкостью η . Реологические уравнения состояния такой суспензии имеют вид [2]

$$(1.1) \quad T_{ij} = -\langle P \rangle \delta_{ij} + 2\langle \mu_0 \rangle d_{ij} + \langle \mu_1 n_i n_j \rangle + \\ + \langle \mu_2 n_k n_m n_i n_j \rangle d_{km} + 2\langle \mu_3 (d_{ik} n_k n_j + d_{jk} n_k n_i) \rangle.$$

Здесь T_{ij} , d_{ij} — тензоры напряжений и скоростей деформаций суспензии; n_i — вектор, направление которого совпадает с направлением оси вращения частицы, а его модуль n равен половине длины этой оси; P , μ_i — реологические функции, зависящие от G , η и n_i ; угловые скобки означают