Из формулы (8) видно, что при $\tau \to \infty$, независимо от начальных условий, n стремится к конечному значению n_∞, равному

$$\lim_{\tau\to\infty} n = n_\infty = \frac{m\alpha^2}{2\pi q^2} \tag{11}$$

Таким образом, какими бы ни были n_0 и u_0, все пространство заполняется частицами, плотность которых в каждой точке постоянна, а предельное распределение скоростей будет линейным

$$u_\infty = \alpha x \quad \text{при } g = 0 \tag{12}$$

Попутно отметим, что если рассмотреть «лавину» из незаряженных частиц в поле тяжести, то получим, что при $\tau \to \infty$ скорость всех частиц в лавине становится постоянной, хотя количество вовлекаемых в движение частиц неограниченно увеличивается.

Посмотрим, как меняется с течением времени плотность частиц в сгустке. Для простоты положим $n_0 = \mathrm{const}$, $u_0 = 0$. Тогда, в зависимости от величины n_0, возможны два различных случая.

1. Если $n_0 > {}^1/_2 n_\infty$, то плотность частиц в сгустке с ростом τ сначала увеличивается, достигает максимума

$$n_{\max} = n_0 \left(1 - \frac{n_\infty}{4n_0}\right)^{-1}, \qquad \tau_{\max} = -\frac{1}{\alpha} \ln \left(1 - \frac{1}{2}\frac{n_\infty}{n_0}\right)$$

и затем, убывая, стремится к своему предельному значению.

2. Если $n_0 \leqslant {}^1/_2 n_\infty$, то плотность частиц монотонно возрастает, стремясь к предельному значению. Окончательно при $\tau \to \infty$ получаем стационарное решение

$$u = \alpha x, \qquad n = \frac{m\alpha^2}{2\pi q^2}, \qquad E = \frac{2m\alpha^2}{q} x \qquad (g = 0)$$

Можно показать, что это решение устойчиво по отношению к малым возмущениям скорости и плотности.

В случае сферического сгустка проинтегрировать систему уравнений в конечном виде не удается, но качественные выводы остаются теми же; при этом плотность и предельное распределение скоростей будут

$$n_\infty = \frac{m\alpha^2}{3\pi q^2}, \qquad u_\infty = \frac{\alpha r}{3}$$

В заключение заметим, что эти решения могут служить иллюстрацией к одной космологической модели Хойла [1, 2], а также иметь отношение к конкретной задаче истечения сильно неизотермической плазмы из объема, в котором она образуется.

Поступила 14 XII 1964

ЛИТЕРАТУРА

1. H o y l e F. A covariant formulation of the law of creation of matter. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1960, v. 120, p. 256
2. H o y l e F., N a r l i k a r I. V. A new theory of gravitation. Proc. Roy. Soc., A, 1964, vol. 282, p. 191.

ВЯЗКОСТЬ ЧАСТИЧНО ИОНИЗОВАННОЙ ДВУТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ

Г. С. Бисноватый-Коган

(Москва)

Методом Чепмена-Энскога [1] в работе [2] была выведена система уравнений для функций распределения первого приближения в частично ионизованной двутемпературной плазме в присутствии магнитного поля. В данной работе находится часть функции распределения первого приближения, связанная с вязкостью. Получено выражение для тензора вязкости при произвольном направлении магнитного поля.

1. Будем обозначать уравнения работы [2] индексом *. Выделяя из уравнения (3.3)*, решение которого искалось в виде (3.6)*, член с независимым параметром

$\partial c_{0i} / \partial x_k$. Получим

$$f_\alpha^\circ \frac{m_\alpha}{kT_\alpha}\left(v_{\alpha i}v_{\alpha k} - \frac{1}{3}v_\alpha^2\delta_{ik}\right)\frac{\partial c_{0i}}{\partial x_k} = \tag{1.1}$$

$$= f_\alpha^\circ \frac{e_\alpha}{m_\alpha c}\varepsilon_{lpq}v_{\alpha p}B_q\frac{\partial}{\partial v_{\alpha l}}\left(G_{\alpha ik}\frac{\partial c_{0i}}{\partial x_k}\right) + I_\alpha\left(G_{\alpha ik}\frac{\partial c_{0i}}{\partial x_k}\right)$$

Здесь f_α° — максвелловская функция распределения частиц сорта α; e_α, m_α, T_α — заряд, масса и температура частиц сорта α. Индекс $\alpha = 1, 2, 3$ соответственно для однозарядных ионов, электронов и нейтралов; B_i — магнитная индукция, ε_{ikl} — перестановочный тензор, c — скорость света, $v_{\alpha i}$ — скорость частицы сорта α, c_{0i} — среднемассовая скорость, $G_{\alpha ik}$ — часть функции распределения, связанная с вязкостью. Принималось, что $T_1 = T_3 = T \neq T_2$.

Интегралы I_α определены в (3.4)*. В [1] доказывается, что из-за структуры уравнения (1.1) тензор $G_{\alpha ik}$ должен быть симметричным и бездивергентным, т. е.

$$G_{\alpha ik} = G_{\alpha ki}, \qquad G_{\alpha ii} = 0 \tag{1.2}$$

Из полярного вектора v_i и аксиального B_i можно составить пять истинных тензоров, симметричные бездивергентные части которых будут линейно независимы [3,4]. Выберем в качестве независимых тензоры

$$T_{\alpha 1ik} = v_{\alpha i}v_{\alpha k} - {}^1/_3 v_\alpha^2\delta_{ik}, \qquad T_{\alpha 2ik} = B_iB_kB_sB_t\,(v_{\alpha s}v_{\alpha t} - {}^1/_3 v_\alpha^2\delta_{st})$$

$$T_{\alpha 3ik} = B_iB_s\,(v_{\alpha k}v_{\alpha s} - {}^1/_3 v_\alpha^2\delta_{ks}), \qquad T_{\alpha 4ik} = B_t\varepsilon_{ist}\,(v_{\alpha k}v_{\alpha s} - {}^1/_3 v_\alpha^2\delta_{ks})$$

$$T_{\alpha 5ik} = \varepsilon_{ksl}B_iB_lB_n\,(v_{\alpha s}v_{\alpha n} - {}^1/_3\, v_\alpha^2\delta_{sn}) \tag{1.3}$$

Введем обозначение

$$\{T_{ik}\} = {}^1/_2\,(T_{ik} + T_{ki} - {}^2/_3\,T_{jj}\delta_{ik}) \tag{1.4}$$

Ищем решение системы (1.1) в виде

$$G_{\alpha ik} = \sum_{\gamma=1}^{5} G_{\alpha\gamma}\,\{T_{\alpha\gamma ik}\} \tag{1.5}$$

Будем считать $G_{\alpha\gamma}$ функциями скаляров v_α^2 и B^2. Подставляя (1.5) в (1.1) и проводя преобразования с использованием правил тензорной алгебры [5], получим

$$f_\alpha^\circ \frac{m_\alpha}{kT_\alpha}T_{\alpha 1ik}\left\{\frac{\partial c_{0i}}{\partial x_k}\right\} = f_\alpha^\circ\frac{e_\alpha}{m_\alpha c}\left\{\frac{\partial c_{0i}}{\partial x_k}\right\}[2G_{\alpha 1}T_{\alpha 4ik} + G_{\alpha 3}T_{\alpha 5ik} + \tag{1.6}$$

$$+ 3G_{\alpha 4}T_{\alpha 3ik} - 2B^2G_{\alpha 4}T_{\alpha 1ik} + G_{\alpha 5}\,(T_{\alpha 2ik} - B^2T_{\alpha 3ik})] + I_\alpha\left(\sum_{\gamma=1}^{5}G_{\alpha\gamma}T_{\alpha\gamma ik}\left\{\frac{\partial c_{0i}}{\partial x_k}\right\}\right)$$

Выделим из (1.6) коэффициенты при следующих независимых параметрах:

$$\left\{\frac{\partial c_{0i}}{\partial x_k}\right\}, \quad B_iB_kB_sB_t\left\{\frac{\partial c_{0s}}{\partial x_t}\right\}, \quad B_iB_s\left\{\frac{\partial c_{0s}}{\partial x_k}\right\}, \quad \varepsilon_{sil}B_l\left\{\frac{\partial c_{0s}}{\partial x_k}\right\}, \quad \varepsilon_{skl}B_nB_lB_i\left\{\frac{\partial c_{0n}}{\partial x_s}\right\} \tag{1.7}$$

Вводим переменные

$$\eta_\alpha = G_{\alpha 1} + iBG_{\alpha 4}, \qquad \lambda_\alpha = G_{\alpha 3} + iBG_{\alpha 5} \tag{1.8}$$

Тогда, переходя к безразмерной скорости $u_{\alpha i} = (m_\alpha / 2kT_\alpha)^{1/2}v_{\alpha i}$, получим системы уравнений

$$f_\alpha^\circ\{u_{\alpha i}u_{\alpha k}\} = if_\alpha^\circ\frac{2e_\alpha B}{m_\alpha c}\frac{kT_\alpha}{m_\alpha}\eta_\alpha\{u_{\alpha i}u_{\alpha k}\} + \frac{kT_\alpha}{m_\alpha}I_\alpha\,(\eta_\alpha\{u_{\alpha i}u_{\alpha k}\}) \tag{1.9}$$

$$-f_\alpha^\circ\frac{e_\alpha}{m_\alpha c}3G_{\alpha 4}\{u_{\alpha i}u_{\alpha k}\} = if_\alpha^\circ\frac{e_\alpha B}{m_\alpha c}\lambda_\alpha\{u_{\alpha i}u_{\alpha k}\} + I_\alpha\,(\lambda_\alpha\{u_{\alpha i}u_{\alpha k}\}) \tag{1.10}$$

$$-f_\alpha^\circ\frac{e_\alpha}{m_\alpha c}G_{\alpha 5}\{u_{\alpha i}u_{\alpha k}\} = I_\alpha\,(G_{\alpha 2}\{u_{\alpha i}u_{\alpha k}\}) \tag{1.11}$$

Системы (1.9) — (1.11) следует решать последовательно. Однако из (1.6) легко получить уравнение

$$f_\alpha^\circ \frac{m_\alpha}{kT_\alpha}\{v_{\alpha i}v_{\alpha k}\} = I_\alpha\left[\left(G_{\alpha 1} + \frac{2}{3}B^2 G_{\alpha 3} + \frac{2}{3}B^4 G_{\alpha 2}\right)\{v_{\alpha i}v_{\alpha k}\}\right]$$

Величина $G_{\alpha 1} + {}^2/_3 B^2 G_{\alpha 3} + {}^2/_3 B^4 G_{\alpha 2}$ удовлетворяет тому же уравнению, которое получается для $G_{\alpha 1}$ при $B = 0$. Следовательно,

$$(G_{\alpha 1})_{B=0} = G_{\alpha 1} + {}^2/_3 B^2 G_{\alpha 3} + {}^2/_3 B^4 G_{\alpha 2} \qquad (1.12)$$

Таким образом, вместо решения уравнения (1.11) для нахождения $G_{\alpha 2}$ можно воспользоваться соотношением (1.12). Следуя [1], величины $G_{\alpha\gamma}$ будем искать в виде разложения в ряд по полиномам Сонина $S_{5/2}^{(p)}(x)$, которые определяются так [1]:

$$(1-s)^{-7/2}\exp\frac{-xs}{1-s} = \sum_{p=0}^{\infty} S_{5/2}^{(p)}(x)\, s^p \qquad (1.13)$$

$$\int_0^\infty S_{5/2}^{(p)}(x)\, S_{5/2}^{(q)}(x)\, e^{-x} x^{5/2} dx = \frac{\Gamma(7/2 + p)}{p!}\,\delta_{pq} \qquad (1.14)$$

Имеем

$$G_{\alpha\gamma} = \sum_{p=0}^{\infty} g_{\alpha\gamma p} S_{5/2}^{(p)}(u_\alpha^2) \qquad (1.15)$$

Для величин $\nu_{\alpha p} = g_{\alpha 1p} + iBg_{\alpha 4p}$, подставляя в (1.9) разложения (1.15), умножая полученное выражение на $S_{5/2}^{(p)}(u_\alpha^2)\{u_{\alpha i}u_{\alpha k}\}$ и интегрируя по $dc_{\alpha i}$, получим, воспользовавшись ортогональностью полиномов Сонина (1.14), бесконечную систему линейных алгебраических уравнений

$$\frac{5}{2} n_\alpha \delta_{0p} = i\omega_\alpha \frac{kT_\alpha}{m_\alpha} n_\alpha \frac{8}{3\sqrt{\pi}} \frac{\Gamma(p + 7/2)}{p!} \nu_{\alpha p} + \frac{kT}{m_1}\sum_{r=0}^{\infty} b_{pr}^{\alpha 1}\nu_{1r} + \qquad (1.16)$$

$$+ \frac{kT_2}{m_2}\sum_{r=0}^{\infty} b_{pr}^{\alpha 2}\nu_{2r} + \frac{kT}{m_3}\sum_{r=0}^{\infty} b_{pr}^{\alpha 3}\nu_{3r} \qquad \left(\alpha = 1, 2, 3;\ p \geqslant 0;\ \omega_\alpha = \frac{e_\alpha B}{m_\alpha c}\right)$$

Величины $b_{pq}^{\alpha\beta}$ определяются следующим образом:

$$b_{pq}^{\alpha\alpha} = \int f_\alpha^\circ f^\circ S_{5/2}^{(p)}(u_\alpha^2)\{u_{\alpha i}u_{\alpha k}\}\,[S_{5/2}^{(q)}(u_\alpha^2)\{u_{\alpha i}u_{\alpha k}\} + S_{5/2}^{(q)}(u^2)\{u_i u_k\} -$$

$$- S_{5/2}^{(q)}(u_\alpha'^2)\{u_{\alpha i}'u_{\alpha k}'\} - S_{5/2}^{(q)}(u'^2)\{u_i'u_k'\}]\, g_{\alpha\alpha} b\, db\, d\varepsilon\, dc_i dc_{\alpha i} +$$

$$+ \sum_{\beta\neq\alpha}\int S_{5/2}^{(p)}(u_\alpha^2)\{u_{\alpha i}u_{\alpha k}\}\,[f_\alpha^\circ f_\beta^\circ S_{5/2}^{(q)}(u_\alpha^2)\{u_{\alpha i}u_{\alpha k}\} -$$

$$- f_\alpha^{\circ\prime} f_\beta^{\prime\circ} S_{5/2}^{(q)}(u_\alpha'^2)\{u_{\alpha i}'u_{\alpha k}'\}]\, g_{\alpha\beta} b\, db\, d\varepsilon\, dc_{\beta i}\, dc_{\alpha i}$$

$$b_{pq}^{\alpha\beta} = \int S_{5/2}^{(p)}(u_\alpha^2)\{u_{\alpha i}u_{\alpha k}\}\,[f_\alpha^\circ f_\beta^\circ S_{5/2}^{(q)}(u_\beta^2)\{u_{\beta i}u_{\beta k}\} - \qquad (1.17)$$

$$- f_\alpha^{\circ\prime} f_\beta^{\circ\prime} S_{5/2}^{(q)}(u_\beta'^2)\{u_{\beta i}'u_{\beta k}'\}]\, g_{\alpha\beta} b db d\varepsilon dc_{\beta i} dc_{\alpha i} \quad (\alpha, \beta = 1, 2, 3;\ \alpha \neq \beta)$$

Аналогично для коэффициентов $\mu_{\alpha p} = g_{\alpha 3p} + iBg_{\alpha 5p}$ из (1.10) и (1.15) получим

$$-\frac{4}{\sqrt{\pi}}\frac{\Gamma(p + 7/2)}{p!} n_\alpha \frac{e_\alpha}{m_\alpha c} g_{\alpha 4p} = i\frac{4}{3\sqrt{\pi}}\frac{\Gamma(p + 7/2)}{p!}\omega_\alpha n_\alpha \mu_{\alpha p} +$$

$$+ \frac{m_\alpha T}{m_1 T_\alpha}\sum_{r=0}^{\infty} b_{pr}^{\alpha 1}\mu_{1r} + \frac{m_\alpha T_2}{m_2 T}\sum_{r=0}^{\infty} b_{pr}^{\alpha 2}\mu_{2r} + \frac{m_\alpha T}{m_3 T_\alpha}\sum_{r=0}^{\infty} b_{pr}^{\alpha 3}\mu_{3r} \quad (\alpha = 1, 2, 3;\ p \geqslant 0) \qquad (1.18)$$

Для коэффициентов $g_{\alpha 2p}$ из (1.12) получим соотношения

$$^2/_3 B^4 g_{\alpha 2r} = (g_{\alpha 1r})_{B=0} - {}^2/_3 B^2 g_{\alpha 3r} - g_{\alpha 1r} \tag{1.19}$$

Системы (1.16) и (1.18) решаются последовательно по правилу Краммера.

2. По определению [1] тензор вязких напряжений

$$\pi_{\alpha ik} = \Pi_{\alpha ik} - p_\alpha \delta_{ik} \tag{2.1}$$

Воспользовавшись определением $\Pi_{\alpha ik}$ и p_α в (1.9)* и (3.1)*, получим

$$\pi_{\alpha ik} = n_\alpha m_\alpha \langle v_{\alpha i} v_{\alpha k} - {}^1/_3 v_\alpha{}^2 \delta_{ik} \rangle \tag{2.2}$$

Вклад в тензор вязких напряжений $\pi_{\alpha ik}$ даст [1] только член с $G_{\alpha ik}$. Используя определения (2.2) и (1.9)*, разложения (3.6)* и (1.15), ортогональность полиномов Сонина (1.14) и легко проверяемое для изотропной функции $\varphi(v)$ соотношение

$$\int \varphi(v) \{v_i v_k\} \{v_p v_q\} dc_i = \frac{1}{15} \left(\delta_{ip}\delta_{kq} + \delta_{iq}\delta_{kp} - \frac{2}{3} \delta_{ik}\delta_{pq} \right) \int \varphi(v)\, v^4 dc_i \tag{2.3}$$

получим

$$\pi_{\alpha ik} = -2\mu_{\alpha ikpq} \left\{ \frac{\partial c_{0p}}{\partial x_q} \right\} \qquad \mu_{\alpha ikpq} = \frac{(kT_\alpha)^2}{m_\alpha} n_\alpha \Big[g_{\alpha 10} \delta_{ip} \delta_{kq} + \tag{2.4}$$

$$+ g_{\alpha 20} \left(B_i B_k - \frac{1}{3} \delta_{ik} B^2 \right) B_p B_q + \frac{1}{2} g_{\alpha 30} \Big(B_i B_p \delta_{kq} + B_k B_p \delta_{iq} -$$

$$- \frac{2}{3} \delta_{ik} B_p B_q \Big) + \frac{1}{2} g_{\alpha 40} (\varepsilon_{pil} B_l \delta_{qk} + \varepsilon_{pkl} B_l \delta_{qi}) + \frac{1}{2} g_{\alpha 50} (\varepsilon_{qil} B_p B_l B_k + \varepsilon_{qkl} B_p B_l B_i) \Big]$$

Величина $\mu_{\alpha ikpq}$ есть тензор вязкости частиц сорта α в магнитном поле. Общее выражение для тензора вязкости при произвольном направлении магнитного поля получилось благодаря выбору системы независимых тензоров в виде (1.3). В работе [6] при другом выборе системы независимых тензоров общего выражения для тензора вязкости получено не было. Для нахождения тензора вязкости требуется знать только один первый коэффициент в разложениях (1.15).

3. Оставим в разложениях (1.15) один полином Сонина. Величины $b_{00}^{\alpha\beta}$, определенные в (1.17), имеют вид, если пренебречь величинами $\sim (m_2 / m)^{1/2}$ по сравнению с единицей,

$$b_{00}^{11} = \frac{3n\alpha}{\tau_1} + \frac{y_1}{\tau_{13}} n\alpha (1-\alpha), \qquad b_{00}^{13} = b_{00}^{31} = -\frac{y_2}{\tau_{13}} n\alpha (1-\alpha)$$

$$b_{00}^{22} = \left(\frac{3}{\sqrt{2}} + 3 \right) \frac{n\alpha}{\tau_2} + \frac{y_3}{\tau_{23}} n\alpha (1-\alpha) \tag{3.1}$$

$$b_{00}^{33} = \frac{n(1-\alpha)}{\tau_3} + \frac{y_1}{\tau_{13}} n\alpha(1-\alpha), \qquad b_{00}^{12},\ b_{00}^{21} \sim \frac{m_2}{m} \frac{n\alpha}{\tau_2} \qquad b_{00}^{32},\ b_{00}^{23} \sim \frac{m_2}{m} \frac{n\alpha(1-\alpha)}{\tau_{23}}$$

При вычислении (3.1) приняты условия (5.7)*. Величины τ_α и $\tau_{\alpha\beta}$ определены в (5.2)*. Структура систем (1.16) и (1.18) такова, что при пренебрежении величинами $\sim (m_2 / m)^{1/2}$ по сравнению с единицей не требуется знать точно элементов b_{00}^{12}, b_{00}^{21}, b_{00}^{32} и b_{00}^{23}, так как они, будучи малыми, не входят в конечные результаты. Для максвелловского взаимодействия между нейтралами и заряженными частицами имеем

$$y_1 = 8.32, \qquad y_2 = 1.06, \qquad y_3 = 10.3 \tag{3.2}$$

Для произвольного взаимодействия имеют место соотношения [1]

$$\frac{y_1}{n\tau_{13}} = \frac{4}{3} \left[5\Omega_{13}{}^{(1)}(1) + \frac{3}{2} \Omega_{13}{}^{(2)}(2) \right] \qquad \frac{y_3}{n\tau_{23}} = 8\,\Omega_{23}{}^{(2)}(2)$$

$$\frac{y_2}{n\tau_{13}} = \frac{4}{3} \left[5\Omega_{13}{}^{(1)} - \frac{3}{2} \Omega_{13}{}^{(2)}(2) \right], \tag{3.3}$$

Здесь $\Omega_{\beta\gamma}{}^{(l)}(p)$ определены в (5.9)*. Отношение температур электронов и тяжелых частиц входит всегда линейно с отношением масс и, будучи гораздо меньше отношения масс тяжелых частиц и электронов, не влияет на порядок малости элементов $b_{00}^{\alpha 2}$ и $b_{00}^{2\alpha}$ ($\alpha = 1, 3$). Ограничение на отношение температур следует из условий применимости уравнения Больцмана [7]. Решение системы (1.16) с учетом (3.1) имеет вид

$$
\begin{aligned}
g_{110} &= \frac{5}{6}\frac{m}{kT}\tau_1\Gamma_1 \frac{1 + y_2(1-\alpha)(\tau_3/\tau_{13} + y_1\alpha\tau_3)}{\Gamma_1^2 + {}^{25}/_{9}\omega_1^2\tau_1^2} \\
g_{140} &= \frac{25}{18}\frac{m}{kT}\tau_1\frac{\omega_1\tau_1}{B} \frac{1 + y_2(1-\alpha)(\tau_3/\tau_{13} + y_1\alpha\tau_3)}{\Gamma_1^2 + {}^{25}/_{9}\omega_1^2\tau_1^2} \\
g_{310} &= \frac{5}{2}\frac{m}{kT}\tau_3 \frac{\Gamma_1\Gamma_2 + ({}^{25}/_{9})\,\omega_1^2\tau_1^2}{[\Gamma_1^2 + {}^{25}/_{9}\omega_1^2\tau_1^2]\,[1 + y_1\alpha(\tau_3/\tau_{13})]} \\
g_{340} &= \frac{25}{6}\frac{m}{kT}\tau_3 \frac{\Gamma_1 - \Gamma_2}{[\Gamma_1^2 + {}^{25}/_{9}\omega_1^2\tau_1^2]\,[1 + y_1\alpha(\tau_3/\tau_{13})]} \\
g_{210} &= \frac{5}{3(2+\sqrt{2})}\frac{m_2\tau_2}{kT_2} \frac{1 + [2y_3(1-\alpha)\tau_2/3(2+\sqrt{2})\tau_{23}]}{\{1 + [2y_3\tau_2(1-\alpha)/3(2+\sqrt{2})\tau_{23}]\}^2 + [{}^{3}/_{10}(2+\sqrt{2})]^{-2}\omega_2^2\tau_2^2} \\
g_{240} &= \frac{50}{9(2+\sqrt{2})^2}\frac{m_2}{kT_2}\frac{\omega_2\tau_2}{B}\left\{\left[1 + \frac{2y_3(1-\alpha)\tau_2}{3(2+\sqrt{2})\tau_{23}}\right]^2 + \frac{100}{9(2+\sqrt{2})^2}\omega_2^2\tau_2^2\right\}^{-1}
\end{aligned}
\qquad (3.4)
$$

где

$$
\Gamma_1 = 1 + \frac{y_3\tau_1(1-\alpha)}{3\tau_{13}} - \frac{y_2^2\tau_1\tau_3\alpha(1-\alpha)}{\tau_{13}^2[1 + y_1\alpha(\tau_3/\tau_{13})]}, \quad \Gamma_2 = 1 + \frac{y_1\tau_1(1-\alpha)}{3\tau_{13}} + \frac{y_2\tau_1\alpha}{3\tau_3} \qquad (3.5)
$$

Используя (3.1) и (3.4), получим решение системы (1.18) в виде

$$
\begin{aligned}
g_{130} &= \frac{25}{6}\frac{\omega_1^2\tau_1^2}{B^2}\frac{g_{110}}{\Gamma_1^2 + {}^{25}/_{36}\omega_1^2\tau_1^2}, \qquad g_{150} = \frac{25}{12}\frac{\omega_1^2\tau_1^2}{B^2}\frac{g_{140}}{\Gamma_1^2 + {}^{25}/_{36}\omega_1^2\tau_1^2} \\
g_{330} &= \frac{25}{6}\frac{\omega_1^2\tau_1^2}{B^2}\frac{y_2(1-\alpha)(\tau_3/\tau_{13} + y_1\alpha\tau_3)\,g_{110}}{\Gamma_1^2 + {}^{25}/_{36}\omega_1^2\tau_1^2} \\
g_{350} &= \frac{25}{12}\frac{\omega_1^2\tau_1^2}{B^2}\frac{y_2(1-\alpha)(\tau_3/\tau_{13} + y_1\alpha\tau_3)\,g_{140}}{\Gamma_1^2 + {}^{25}/_{36}\omega_1^2\tau_1^2} \\
g_{230} &= \frac{25}{3(1+\sqrt{2})^2}\frac{\omega_2^2\tau_2^2}{B^2}g_{210}\left\{\left[1 + \frac{2y_3(1-\alpha)\tau_2}{3(2+\sqrt{2})\tau_{23}}\right]^2 + \frac{25}{9(2+\sqrt{2})^2}\omega_2^2\tau_2^2\right\}^{-1} \\
g_{250} &= \frac{25}{6(1+\sqrt{2})^2}\frac{\omega_2^2\tau_2^2}{B^2}g_{240}\left\{\left[1 + \frac{2y_3(1-\alpha)\tau_2}{3(2+\sqrt{2})\tau_{23}}\right]^2 + \frac{25}{9(2+\sqrt{2})^2}\omega_2^2\tau_2^2\right\}^{-1}
\end{aligned}
\qquad (3.6)
$$

Коэффициенты $g_{\alpha 20}$ находятся из соотношения (1.19)

$$
g_{\alpha 20} = \frac{3}{2B^4}(g_{\alpha 10})_{B=0} - \frac{1}{B^2}g_{\alpha 30} - \frac{3}{2B^4}g_{\alpha 10} \qquad (3.7)
$$

Из (3.4) — (3.7) при $\alpha = 1$ и магнитном поле, направленном вдоль оси x, для ионного тензора напряжений π_{1ik}, получим соотношения работы [1] с исправлениями, сделанными в [6]. При $\alpha = 0$ из выражения для g_{310} в (3.4) с учетом (5.2) * и (2.5) получим формулу первого приближения для коэффициента вязкости простого газа [1]

$$
\mu_3 = \frac{5}{16}\frac{\sqrt{kmT}}{\sqrt{\pi}\,\sigma^2}\frac{1}{\Omega^{(2,2)*}} \qquad (3.8)
$$

Для модели упругих шаров $\Omega^{(2,2)*} = 1$.

Поступила 9 VI 1964

ЛИТЕРАТУРА

1. Чепмен С. и Каулинг Т. Математическая теория неоднородных газов. Изд. иностр. лит., 1960.
2. Бисноватый-Коган Г. С. Перенос тепла и диффузия в частично ионизованной двутемпературной плазме. ПМТФ, 1964, № 3.
3. Брагинский С. И. Явления переноса в полностью ионизованной двутемпературной плазме. Ж. эксперим. и теор. физ., 1957, т. 33, № 2 (8).
4. Стаханов И. П. и Степанов А. С. Уравнения переноса для 3-компонентной плазмы в магнитном поле. Ж. техн. физ., 1964, т. 34, вып. 3.
5. Мак-Коннел Дж. Введение в тензорный анализ. Физматгиз, 1963.
6. Marshall W. The kinetic theory of an ionized gas, p III. At. Energy. Res. Establе, 1960, N T/R, 2419.
7. Трубников Б. А. Столкновение частиц в полностью ионизованной плазме. Сб. «Вопросы теории плазмы», вып. 1, Госатомиздат, 1963.