ПМТФ, № 3, 1967

КОЭФФИЦИЕНТЫ ПЕРЕНОСА ДЛЯ ЧАСТИЧНО ИОНИЗОВАННОЙ ДВУТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ С РАЗНЫМИ МАССАМИ ИОНОВ И НЕЙТРАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

Л. Е. Пекуровский

(Москва)

Вычисляются коэффициенты вязкости, теплопроводности, диффузии для двутемпературной трехкомпонентной плазмы, состоящей из ионов, нейтральных частиц и электронов в случае, когда массы ионов m_i и нейтралов m_a различны. Вычисление аналогичных коэффициентов переноса при $m_i = m_a$ проводилось в работах [1-3]. Проводится сравнение численных значений полученных коэффициентов переноса со значениями, которые вычислены по формулам работ [1-3]. Численный расчет выполнен для гелия с присадкой цезия ($m_i > m_a$) и криптона с присадкой лития ($m_i < m_a$).

§ 1. Исходная система уравнений для определения диффузионного потока массы α-компоненты плазмы $\mathbf{J}^\alpha$, тензора вязких напряжений $\pi_{ik}{}^\alpha$ и относительного потока тепла $\mathbf{h}^\alpha$ имеет следующий вид [1-3]:

$$\sum_\beta (a_{\alpha\beta} J_i{}^\beta + b_{\alpha\beta} h_i{}^\beta) + \omega_\alpha J_k{}^\alpha \varkappa_l \sigma_{ikl} = -\rho_\alpha F_i{}^\alpha + \frac{\partial p_\alpha}{\partial x_i} + \frac{\partial \pi_{il}{}^\alpha}{\partial x_l} \tag{1.1}$$

$$\sum_\beta c_{\alpha\beta} \pi_{ik}{}^\beta - 0{,}5 \omega_\alpha \tau_\alpha (\pi_{li}{}^\alpha \sigma_{klm} + \pi_{lk}{}^\alpha \sigma_{ilm}) \varkappa_m = -\eta_\alpha W_{ik} \tag{1.2}$$

$$\sum_\beta f_{\alpha\beta} h_i{}^\beta - \omega_\alpha \tau_\alpha{}^* h_k{}^\alpha \varkappa_l \sigma_{ikl} = -\lambda_\alpha \frac{\partial T_\alpha}{\partial x_i} + \frac{0{,}4}{n_\alpha} \frac{\partial \pi_{ik}{}^\alpha}{\partial x_k} + \sum_\beta d_{\alpha\beta} \tau_\alpha{}^* J_i{}^\beta \tag{1.3}$$

$$\mathbf{J}^\alpha = \rho_\alpha \mathbf{w}^\alpha = \rho_\alpha (\mathbf{u}^\alpha - \mathbf{u}), \quad \rho_\alpha = m_\alpha n_\alpha, \quad p_\alpha = n_\alpha T_\alpha$$

$$\mathbf{h}^\alpha = \mathbf{q}^\alpha - {}^5/_2 p_\alpha \mathbf{w}^\alpha, \qquad \mathbf{F}^\alpha = \frac{e_\alpha}{m_\alpha}\left(\mathbf{E} + \frac{1}{c}\mathbf{u} \times \mathbf{B}\right) - \frac{d\mathbf{u}}{dt}$$

$$W_{ik} = \frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} - \frac{2}{3}\delta_{ik}\frac{\partial u_l}{\partial x_l}, \qquad \omega_\alpha = \frac{e_\alpha |\mathbf{B}|}{m_\alpha c}$$

При этом $\mathbf{w}^\alpha$, p_α, T_α, $\mathbf{q}^\alpha$, n_α — соответственно относительная скорость, парциальное давление, температура, тепловой поток и число частиц в единице объема α-компоненты смеси, $\mathbf{u}$ — средняя массовая скорость газа, ω_α — циклотронная частота частицы с зарядом e_α и массой m_α, $\varkappa$ — единичный вектор нормали в направлении магнитного поля, σ_{ikl} — перестановочный тензор.

Коэффициенты η_α, λ_α связаны с эффективными временами столкновений τ_α и $\tau_\alpha{}^*$ соотношениями вида

$$\eta_\alpha = \frac{p_\alpha \tau_\alpha}{2}, \qquad \lambda_\alpha = \frac{5 p_\alpha \tau_\alpha{}^*}{2 m_\alpha} \tag{1.4}$$

Величины (обратные эффективным временам столкновений) $\tau_\alpha{}^{-1}$ и $(\tau_\alpha{}^*)^{-1}$ записываются как линейные комбинации величин $\tau_{\alpha\beta}{}^{-1}$ — эффективных частот столкновений частиц α- и β- сортов. Общие выражения τ_α, τ_α^* и $\tau_{\alpha\beta}$, а также коэффициентов $a_{\alpha\beta}$,..., $f_{\alpha\beta}$ системы уравнений (1.1) — (1.3) для произвольной многокомпонентной ионизованной газовой смеси приведены в указанных выше работах[1].

Ниже рассматривается трехкомпонентная смесь, состоящая из ионов i, электронов e и нейтральных частиц a. Температуры тяжелых компонент предполагаются одинаковыми ($T_i = T_a = T$). Будем далее, в отличие от [1-3], считать неравными массы ионов и нейтралов ($m_i \neq m_a$).

Ниже существенно используются следующие условия:

$$\varepsilon = m_e / m_i \ll 1, \quad \delta = m_e / m_a \ll 1, \quad \varepsilon\theta \ll 1, \quad \delta\theta \ll 1 \quad (\theta = T / T_e) \tag{1.5}$$

Выпишем для рассматриваемой плазмы коэффициенты исходной системы (1.1)—(1.3):

$$\begin{gathered}
a_{aa} = -\frac{m_i}{M\tau_{ai}} - \frac{\delta}{\tau_{ae}}, \quad a_{ii} = -\frac{m_a}{M\tau_{ia}} - \frac{\varepsilon}{\tau_{ie}}, \quad a_{ai} = \frac{m_a}{M\tau_{ia}}, \quad a_{ia} = \frac{m_i}{M\tau_{ai}} \\
a_{ee} = -\frac{1}{\tau_0}, \quad a_{ei} = \frac{\varepsilon}{\tau_{ie}}, \quad a_{ie} = \frac{1}{\tau_{ei}}, \quad a_{ae} = \frac{1}{\tau_{ea}}, \quad a_{ea} = \frac{\delta}{\tau_{ae}}
\end{gathered} \tag{1.6}$$

$$\begin{gathered}
b_{aa} = -4\frac{\mu}{M}\frac{\gamma_i b_1}{\tau_{ai}} - \delta^2\theta\frac{\gamma_a b_2}{\tau_{ae}}, \quad b_{ai} = 4\frac{\mu}{M}\frac{b_1\gamma_a}{\tau_{ia}}, \quad b_{ae} = \delta\theta\frac{\gamma_a b_2}{\tau_{ea}} \\
b_{ii} = -4\frac{\mu}{M}\frac{\gamma_a b_1}{\tau_{ia}} + 0.6\varepsilon^2\theta\frac{\gamma_i}{\tau_{ie}}, \quad b_{ia} = 4\frac{\mu}{M}\frac{b_1\gamma_i}{\tau_{ai}}, \quad b_{ie} = -0.6\varepsilon\theta\frac{\gamma_i}{\tau_{ei}}
\end{gathered} \tag{1.7}$$

$$b_{ee} = -\varepsilon\theta\frac{\gamma_i}{\tau_1}, \quad b_{ea} = \delta^2\theta\frac{b_2\gamma_a}{\tau_{ae}}, \quad b_{ei} = -0.6\varepsilon^2\theta\frac{\gamma_i}{\tau_{ie}}$$

$$\begin{gathered}
c_{aa} = c_{ii} = c_{ee} = 1, \quad c_{ea} = -\delta c_2\frac{\tau_e}{\tau_{ae}}, \quad c_{ae} = -\varepsilon\,[c_2 + (1-\theta)\,b_2]\frac{\tau_a}{\tau_{ea}} \\
c_{ai} = -4\frac{\mu}{M}c_1\frac{\tau_a}{\tau_{ia}}, \quad c_{ia} = -4\frac{\mu}{M}c_1\frac{\tau_i}{\tau_{ai}}, \quad c_{ei} = -0.4\varepsilon\frac{\tau_e}{\tau_{ie}}, \quad c_{ie} = -\varepsilon c_3\frac{\tau_i}{\tau_{ei}}
\end{gathered} \tag{1.8}$$

$$\begin{gathered}
d_{aa} = -2.5\frac{4\mu m_i}{m_a^2}\frac{b_1}{\gamma^*\tau_{ai}} + 5\delta\frac{1-\theta}{\theta\gamma_a\tau_{ae}}, \quad d_{ai} = 2.5\frac{4\mu}{m_a}\frac{b_1}{\gamma^*\tau_{ia}}, \quad d_{ae} = \delta\frac{d_1}{\gamma_a\theta\tau_{ea}} \\
d_{ii} = -2.5\frac{4\mu m_a}{m_i^2}\frac{b_1}{\gamma^*\tau_{ia}} + 5\varepsilon\frac{1-\theta}{\theta\gamma_i\tau_{ie}}, \quad d_{ia} = 2.5\frac{4\mu}{m_i}\frac{b_1}{\gamma^*\tau_{ai}}, \quad d_{ie} = \varepsilon\frac{d_2}{\gamma_i\tau_{ei}} \\
d_{ee} = -2.5\frac{1}{\varepsilon\theta\gamma_i\tau_1}, \quad d_{ea} = 2.5\frac{b_2}{\gamma_a\theta\tau_{ae}}, \quad d_{ei} = -1.5\frac{1}{\gamma_i\theta\tau_{ie}}
\end{gathered} \tag{1.9}$$

$$f_{aa} = f_{ii} = f_{ee} = 1, \quad f_{ea} = -\delta f_2\frac{\tau_e^*}{\tau_{ae}}, \quad f_{ei} = -2.7\varepsilon\frac{\tau_e^*}{\tau_{ie}} \tag{1.10}$$

$$\begin{gathered}
f_{ai} = -8\frac{\mu m_i}{M^2}f_1\frac{\tau_a^*}{\tau_{ia}}, \quad f_{ae} = -\delta^2 f_3\frac{\tau_a^*}{\tau_{ea}}, \\
f_{ia} = -8\frac{\mu m_a}{M^2}f_1\frac{\tau_i^*}{\tau_{ai}}, \quad f_{ie} = -\varepsilon^2\theta f_4\frac{\tau_i^*}{\tau_{ei}}
\end{gathered}$$

---

[1] Полное решение системы уравнений (1. 1) — (1.3) подробно изложено в работе Полянского В. А. «Явления переноса в многотемпературной плазме». канд. дисс. МГУ, 1965.

Обозначения:

$$M = m_a + m_i, \quad \mu = m_a m_i / (m_a + m_i), \quad \gamma_\alpha = m_\alpha / T_\alpha, \quad \gamma^* = \gamma_a + \gamma_i$$

$$\tau_0^{-1} = \tau_{ei}^{-1} + \tau_{ea}^{-1}, \qquad \tau_1^{-1} = b_2 \tau_{ea}^{-1} - 0.6\tau_{ei}^{-1}$$

$$b_1 = 0.25\,(1.2C_{ia}^* - 1), \qquad b_2 = 1.2C_{ea}^* - 1$$

$$c_1 = 0.25\,(1 - 0.6A_{ai}^*), \qquad c_2 = 1 - 0.6A_{ae}^*, \qquad c_3 = 0.2\,(3\theta - 1)$$

$$d_1 = 2.5\theta^2 b_2 - (1-\theta)(4A_{ea}^* - 12C_{ea}^* - 5\theta + 6\theta C_{ea}^*), \qquad d_2 = 3 - 4.5\theta$$

$$f_1 = 0.125\,(5.5 - 1.6A_{ia}^* - 1.2B_{ia}^*), \qquad f_2 = 5.5 - 1.6A_{ea}^* - 1.2B_{ea}^*, \qquad f_4 = 4.5\theta - 1.8$$

$$f_3 = f_2\theta^2 - \theta(1-\theta)(5 + 1.6A_{ea}^* + 2.4B_{ea}^* - 19.2C_{ea}^* + 2.4D_{ea}^*) +$$
$$+ (1-\theta)^2 (12C_{ea}^* - 4.8B_{ea}^* - 2.4D_{ea}^*)$$

Рассмотрим теперь величины τ_α^{-1} и $(\tau^*_\alpha)^{-1}$.

Для выбранной модели плазмы они выглядят следующим образом:

$$\begin{aligned}
\tau_a^{-1} &= 0.3\tau_{aa}^{-1} + (\mu / M)(1 + 0.6A_{ai}^* m_i / m_a)\,\tau_{ai}^{-1} + \delta\tau_{ae}^{-1} \\
\tau_i^{-1} &= 0.3\tau_{ii}^{-1} + (\mu / M)(1 + 0.6A_{ia}^* m_a / m_i)\,\tau_{ia}^{-1} + \varepsilon\tau_{ie}^{-1} \\
\tau_e^{-1} &= 0.3\tau_{ee}^{-1} + 0.6A_{ea}^*\tau_{ea}^{-1} + 0.6\tau_{ei}^{-1}
\end{aligned} \tag{1.11}$$

$$\begin{gathered}
\tau_a^{*-1} = \frac{0.4A_{aa}^*}{\tau_{aa}} + \frac{\mu m_i}{M^2\tau_{ai}}\left(\frac{3m_a}{m_i} + \frac{2.5m_i}{m_a} + 1.6A_{ai}^* - \frac{1.2B_{ai}^* m_i}{m_a}\right) + \frac{3\delta}{\tau_{ae}} \\
\tau_e^{*-1} = 0.4\tau_{ee}^{-1} + 1.3\tau_{ei}^{-1} + (2.5 - 1.2B_{ea}^*)\,\tau_{ea}^{-1} \\
\tau_i^{*-1} = \frac{0.4}{\tau_{ii}} + \frac{\mu m_a}{M^2\tau_{ia}}\left(\frac{3m_i}{m_a} + \frac{2.5m_a}{m_i} + 1.6A_{ia}^* - \frac{1.2B_{ia}^* m_a}{m_i}\right) + \frac{3\varepsilon}{\tau_{ie}}
\end{gathered} \tag{1.12}$$

При этом для заряженных частиц

$$A_{\alpha\beta}^* = B_{\alpha\beta}^* = 1, \quad C_{\alpha\beta}^* = 1/3, \quad D_{\alpha\beta}^* = -1/3, \quad F_{\alpha\beta}^* = -1/9 \tag{1.13}$$

Эти же величины для частиц, взаимодействие между которыми отличается от кулоновского, имеют вид

$$\begin{gathered}
A_{\alpha\beta}^* = \frac{\Omega_{\alpha\beta}^{22}}{2\Omega_{\alpha\beta}^{11}}, \quad B_{\alpha\beta}^* = \frac{5\Omega_{\alpha\beta}^{12} - \Omega_{\alpha\beta}^{13}}{3\Omega_{\alpha\beta}^{11}}, \quad C_{\alpha\beta}^* = \frac{\Omega_{\alpha\beta}^{12}}{3\Omega_{\alpha\beta}^{11}} \\
D_{\alpha\beta}^* = \frac{2\Omega_{\alpha\beta}^{23} - 5\Omega_{\alpha\beta}^{22}}{6\Omega_{\alpha\beta}^{11}}, \qquad F_{\alpha\beta}^* = \frac{2\Omega_{\alpha\beta}^{13} - 5\Omega_{\alpha\beta}^{12}}{9\Omega_{\alpha\beta}^{11}}
\end{gathered} \tag{1.14}$$

$$\Omega_{\alpha\beta}^{lr} = \sqrt{\pi}\int_0^\infty\int_0^\infty \zeta^{2r+2}\exp(-\zeta^2)\,g_{\alpha\beta}\,(1 - \cos^l\chi_{\alpha\beta})\,b\,db\,d\zeta \tag{1.15}$$

Здесь

$$g_{\alpha\beta} = (2/\gamma_{\alpha\beta})^{1/2}\zeta, \qquad \gamma_{\alpha\beta} = T_\alpha / m_\alpha + T_\beta / m_\beta$$

а угол рассеяния $\chi_{\alpha\beta}$ — функция $g_{\alpha\beta}$ и b, определяемая видом закона взаимодействия частиц α- и β-сортов.

Для модели частиц в виде твердых сфер все величины $A_{\alpha\beta}^*, \ldots, F_{\alpha\beta}^* = 1$.

В рассматриваемом случае времена столкновений заряженных частиц с нейтральными и нейтральных между собой записываются в виде

$$\begin{gathered}
\frac{1}{\tau_{aa}} = \frac{16}{3}n_a\left(\frac{T}{\pi m_a}\right)^{1/2} Q_{aa}, \qquad \frac{1}{\tau_{ai}} = \frac{n_i}{n_a}\frac{1}{\tau_{ia}}, \ \frac{1}{\tau_{ae}} = \frac{n_e}{n_a}\frac{1}{\tau_{ea}} \\
\frac{1}{\tau_{ia}} = \frac{16}{3}n_a\left(\frac{T}{2\pi\mu}\right)^{1/2} Q_{ia}, \qquad \frac{1}{\tau_{ea}} = \frac{16}{3}n_a\left(\frac{T_e}{2\pi m_e}\right)^{1/2} Q_{ea}
\end{gathered} \tag{1.16}$$

$$Q_{\alpha\beta} = (2\pi\gamma_{\alpha\beta})^{1/2}\Omega_{\alpha\beta}^{11} = 2\pi\int \exp(-v^2)(1 - \cos\chi_{\alpha\beta})\,v^5 b\,db\,dv \tag{1.17}$$

Для взаимодействия заряженных частиц

$$\frac{1}{\tau_{ee}} = \frac{16}{3} n_e \left(\frac{T_e}{\pi m_e}\right)^{1/2} Q_{ee}, \qquad \frac{1}{\tau_{ii}} = \frac{16}{3} n_i \left(\frac{T}{\pi m_i}\right)^{1/2} Q_{ii}$$

$$\frac{1}{\tau_{ie}} = \frac{16}{3} n_e \left(\frac{T_e}{2\pi m_e}\right)^{1/2} Q_{ie}, \qquad \frac{1}{\tau_{ei}} = \frac{n_i}{n_e} \frac{1}{\tau_{ie}} \tag{1.18}$$

$$Q_{\alpha\beta} = {}^1/_2\pi\,(e_\alpha e_\beta \gamma_{\alpha\beta} / \mu_{\alpha\beta})^2 \ln \Lambda_{\alpha\beta} \tag{1.19}$$

где $\ln \Lambda_{\alpha\beta}$ — кулоновский логарифм.

§ 2. Общее решение системы (1.2) имеет вид [2]

$$\pi_{ij}^{\alpha} = -\eta_{\alpha}^{(0)} W_{ij}^{(0)} - \eta_{\alpha}^{(1)} W_{ij}^{(1)} - \eta_{\alpha}^{(2)} W_{ij}^{(2)} + \eta_{\alpha}^{(3)} W_{ij}^{(3)} + \eta_{\alpha}^{(4)} W_{ij}^{(4)} \tag{2.1}$$

Выражения для тензоров второго порядка $W_{ij}^{(p)}$ $(p = 0, 1, 2, 3, 4)$, представляющих собой различные свертки тензора W_{kl} с тензорными величинами типа $\varkappa_i \varkappa_j \varkappa_k \varkappa_l$, δ_{ij} $\varkappa_k \varkappa_l$, σ_{imk} $\varkappa_j \varkappa_m \varkappa_l$, $\sigma_{imk} \sigma_{jl} \varkappa_m$, приведены в работе [5].

Коэффициенты вязкости $\eta_\alpha{}^p (p = 0, 1, 2, 3, 4)$ определяются соотношениями

$$\eta_{\alpha}^{(0)} = \sum_{\beta} \frac{|c|_{\beta\alpha}}{|c|} \eta_\beta, \qquad \eta_{\alpha}^{(1)} = \sum_{\beta} \frac{|c^*|_{\beta\alpha}}{|c^*|} \eta_\beta, \qquad \eta_{\alpha}^{(2)} = \sum_{\beta} \frac{|c^{**}|_{\beta\alpha}}{|c^{**}|} \eta_\beta$$

$$\eta_{\alpha}^{(3)} = \sum_{\beta} \omega_\beta \tau_\beta \frac{|c^*|_{\beta\alpha}}{|c^*|} \eta_\beta^{(0)}, \qquad \eta_{\alpha}^{(4)} = \frac{1}{2} \sum_{\beta} \omega_\beta \tau_\beta \frac{|c^{**}|_{\beta\alpha}}{|c^{**}|} \eta_\beta^{(0)} \tag{2.2}$$

Здесь $\eta_{\alpha}^{(0)}$ — коэффициент вязкости частиц сорта α в отсутствие магнитного поля, $|c|$ — определитель с элементами $c_{\alpha\beta}$, а $|c|_{\beta\alpha}$ — алгебраическое дополнение элемента $c_{\beta\alpha}$ этого определителя, аналогичный смысл имеют $|c^*|$, $|c^{**}|$ и $|c^*|_{\beta\alpha}$, $|c^{**}|_{\beta\alpha}$. При этом элементы определителей $|c^*|$ и $|c^{**}|$ имеют вид

$$c_{\alpha\beta}^{*} = c_{\alpha\beta} + \frac{|c|_{\beta\alpha}}{|c|} \omega_\alpha \tau_\alpha \omega_\beta \tau_\beta, \qquad c_{\alpha\beta}^{**} = c_{\alpha\beta} + \frac{1}{4} \frac{|c|_{\beta\alpha}}{|c|} \omega_\alpha \tau_\alpha \omega_\beta \tau_\beta \tag{2.3}$$

Используя приведенные в § 1 значения коэффициентов $c_{\alpha\beta}$, можно заметно упростить общие выражения для коэффициентов вязкости (2.2). С точностью до величин порядка $\varepsilon^{3/2} \theta^{-1/2}$, по отношению к оставленным, определители $|c|$, $|c^*|$ и $|c^{**}|$ равны

$$|c| = \Delta = 1 - c_{ia} c_{ai}, \qquad |c^*| = \Delta\,(1 + \Delta^{-2} \omega_i{}^2 \tau_i{}^2)\,(1 + \omega_e{}^2 \tau_e{}^2)$$

$$|c^{**}| = \Delta \left(1 + \frac{\omega_e{}^2 \tau_e{}^2}{4}\right)\left(1 + \frac{\omega_i{}^2 \tau_i{}^2}{4\Delta^2}\right), \qquad \Delta = 1 - \left(4 \frac{\mu}{M}\right)^2 c_2{}^2 \frac{\tau_a \tau_i}{\tau_{ia} \tau_{ai}} \tag{2.4}$$

Выражения для $\eta_{\alpha}^{(p)}$ имеют тот же вид, что и формулы (3.3), (3.5), (3.6) работы [2]. Однако в данном случае вместо стоящих там величин ξ_a и ξ_i следует подставить

$$\xi_a = 1 + 4 \frac{\mu}{M} c_2 \frac{\tau_i}{\tau_{ai}}, \qquad \xi_i = 1 + 4 \frac{\mu}{M} c_2 \frac{\tau_a}{\tau_{ia}} \tag{2.5}$$

а выражение для Δ дается соответствующей формулой из (2.4).

§ 3. Решение системы (1.3) записывается следующим образом

$$\mathbf{h}^\alpha = \mathbf{h}_T^\alpha + \mathbf{h}_u^\alpha + \mathbf{h}_v^\alpha \tag{3.1}$$

Поток тепла, вызванный градиентами температур всех компонент смеси

$$\mathbf{h}_T^\alpha = -\sum_\beta [\lambda_{\alpha\beta}^{\parallel} \nabla_\parallel T_\beta + \lambda_{\alpha\beta}^{\perp} \nabla_\perp T_\beta + \lambda_{\alpha\beta}^{\Lambda} (\nabla T_\beta \times \varkappa)] \tag{3.2}$$

Диффузионный перенос тепла

$$\mathbf{h}_u^\alpha = \sum_\beta [\mu_{\alpha\beta}^{\parallel} \mathbf{J}_\parallel^\beta + \mu_{\alpha\beta}^{\perp} \mathbf{J}_\perp^\beta + \mu_{\alpha\beta}^{\Lambda} (\mathbf{J}^\beta \times \varkappa)] \tag{3.3}$$

Поток тепла за счет вязкого переноса импульса $\mathbf{h}_v^\alpha$ не будет здесь рассматриваться, так как в большинстве задач он мало существен.

Здесь

$$\lambda_{\alpha\beta}^{\parallel} = \frac{|f|_{\beta\alpha}}{|f|} \lambda_\beta, \qquad \mu_{\alpha\beta}^{\parallel} = \sum_\gamma \frac{\lambda_{\alpha\gamma}^{\parallel} d_{\gamma\beta} \tau_\gamma^*}{\lambda_\gamma}$$
$$\lambda_{\alpha\beta}^{\perp} = \frac{|f^*|_{\beta\alpha}}{|f^*|} \lambda_\beta, \qquad \lambda_{\alpha\beta}^{\Lambda} = \sum_\gamma \omega_\gamma \tau_\gamma^* \frac{\lambda_{\alpha\gamma}^{\perp} \lambda_{\gamma\beta}^{\parallel}}{\lambda_\gamma} \tag{3.4}$$

где τ_γ^* даются формулами (1.12), а выражения для коэффициентов $\mu_{\alpha\beta}^{\perp}$, $\mu_{\alpha\beta}^{\Lambda}$ получаются из формулы (3.4) путем замены значка $\parallel$ соответственно на $\perp$, Λ.

Элементы определителя $|f^*|$

$$f_{\alpha\beta}^* = f_{\alpha\beta} + \frac{|f|_{\beta\alpha}}{|f|} \omega_\alpha \tau_\alpha^* \omega_\beta \tau_\beta^* \tag{3.5}$$

В рассматриваемом случае определители $|f|$ и $|f^*|$, с точностью до величин порядка $\varepsilon^{5/2}\,\theta^{3/2}$, равны

$$|f| = 1 - f_{ia} f_{ai} = \Delta_1, \qquad |f^*| = \Delta_1 (1 + \omega_e^2 \tau_e^{*2})(1 + \Delta_1^{-2} \omega_i^2 \tau_i^{*2})$$
$$\Delta_1 = 1 - \left(4 \frac{\mu}{M}\right)^3 f_1^2 \frac{\tau_i^* \tau_a^*}{\tau_{ia} \tau_{ai}} \tag{3.6}$$

Из (3.2) следует, что выражение для $\mathbf{h}_T^\alpha$ в общем случае содержит члены, пропорциональные градиентам температур всех компонент. Однако анализ соответствующих коэффициентов показывает [2], что в электронном тепловом потоке $\mathbf{h}_T^e$ основной вклад дают члены, зависящие лишь от ∇T_e. Поэтому

$$\mathbf{h}_T^e = -\lambda_e^{\parallel} \nabla_\parallel T_e - \lambda_e^{\perp} \nabla_\perp T_e - \lambda_e^{\Lambda} (\nabla T_e \times \varkappa) \tag{3.7}$$

Аналогичные оценки в выражениях для ионного и нейтрального тепловых потоков позволяют, при некоторых условиях, опустить в них члены, пропорциональные ∇T_e. Тогда

$$\mathbf{h}_T^{i,a} = -\lambda_{i,a}^{\parallel} \nabla_\parallel T - \lambda_{i,a}^{\perp} \nabla_\perp T - \lambda_{i,a}^{\Lambda} (\nabla T \times \varkappa) \tag{3.8}$$

Внешний вид коэффициентов $\lambda_\alpha^{\parallel}$, $\lambda_\alpha^{\perp}$, λ_α^{Λ} такой же, как и в формулах (4.4), (4.6), (4.7) работы [2], только вместо используемого там δ следует подставить Δ_1 и, кроме того, здесь

$$\xi_i^* = 1 + 8 \frac{\mu m_i}{M^2} f_1 \frac{\tau_a^*}{\tau_{ia}}, \qquad \xi_a^* = 1 + 8 \frac{\mu m_a}{M^2} f_1 \frac{\tau_i^*}{\tau_{ai}}$$

Рассмотрим теперь диффузионный перенос тепла в каждой из компонент плазмы.

Представим, как и в [2], $\mathbf{h}_u{}^\alpha$ в виде

$$\mathbf{h}_u{}^\alpha = \mathbf{h}_j{}^\alpha + \mathbf{h}_s{}^\alpha \tag{3.9}$$

Здесь

$$\begin{gathered}\mathbf{h}_j{}^\alpha = -\chi_\alpha{}^{\parallel}\mathbf{j}_{\parallel} - \chi_\alpha{}^{\perp}\mathbf{j}_{\perp} - \chi_\alpha{}^{\Lambda}(\mathbf{j}\times\boldsymbol{\varkappa}), \qquad \mathbf{j} = \sum_\alpha e_\alpha n_\alpha \mathbf{u}^\alpha \approx e n_e(\mathbf{u}^i - \mathbf{u}^e) \\ \mathbf{h}_s{}^\alpha = -\mu_\alpha{}^{\parallel}\mathbf{s}_{\parallel} - \mu_\alpha{}^{\perp}\mathbf{s}_{\perp} - \mu_\alpha{}^{\Lambda}(\mathbf{s}\times\boldsymbol{\varkappa}), \qquad \mathbf{s} = \mathbf{u}^i - \mathbf{u}^a\end{gathered} \tag{3.10}$$

Для вычисления коэффициентов $\chi_\alpha^{(q)}$ и $\mu_\alpha^{(q)}$ ($q = \parallel, \perp, \wedge$) преобразуем $\mathbf{h}_u^{\alpha(q)}$ к виду[2]

$$\mathbf{h}_u^{\alpha(q)} = -\frac{\mu_{\alpha e}^{(q)} m_e}{e}\mathbf{j}_{(q)} - \left[\mu_{\alpha a}^{(q)}\rho_a + 2(1-\alpha^*)\sum_\gamma \lambda_{\alpha\gamma}^{(q)}\zeta_\gamma\right]\mathbf{s}_{(q)} \tag{3.11}$$

$$\begin{gathered}\zeta_e = \varepsilon m_e(1-\theta)\tau_0{}^{*-1}, \qquad \zeta_i = -\theta^{-1}(1-\theta)m_e\tau_{ie}{}^{-1} \\ \zeta_a = -\theta^{-1}(1-\theta)m_e\tau_{ae}{}^{-1}, \qquad \tau_0{}^{*-1} = \varepsilon^{-1}(\varepsilon\tau_{ei}{}^{-1} + \delta\tau_{ea}{}^{-1}) \\ \alpha^* = \frac{m_i n_i}{m_a n_a + m_i n_i} = \frac{\rho_i}{\rho_a + \rho_i}\end{gathered} \tag{3.12}$$

Выпишем окончательные выражения для коэффициентов $\chi_\alpha^{(q)}$ и $\mu_\alpha^{(q)}$. Диффузионный перенос тепла электронами

$$\chi_e{}^{\parallel} = -\frac{5}{2}\frac{T_e}{e}\frac{\tau_e{}^*}{\tau_1}, \qquad \chi_e{}^{\perp} = \frac{\chi_e{}^{\parallel}}{1+(\omega_e\tau_e{}^*)^2}, \qquad \chi_e{}^{\Lambda} = -\frac{\omega_e\tau_e{}^*}{1+(\omega_e\tau_e{}^*)^2}\chi_e{}^{\parallel} \tag{3.13}$$

$$\begin{gathered}\mu_e{}^{\parallel} = 2.5 p_e\tau_e{}^*\left[\frac{b_2}{\tau_{ea}} + 2\varepsilon\frac{(1-\theta)(1-\alpha^*)}{\tau_{ei}}\right] \\ \mu_e{}^{\perp} = \frac{\mu_e{}^{\parallel}}{1+(\omega_e\tau_e{}^*)^2}, \qquad \mu_e{}^{\Lambda} = -\frac{\omega_e\tau_e{}^*}{1+(\omega_e\tau_e{}^*)^2}\mu_e{}^{\parallel}\end{gathered} \tag{3.14}$$

В (3.13) вычисления выполнены с точностью до членов порядка $\varepsilon^{3/2}\theta^{-1/2}$, а в (3.14) — до членов порядка $\varepsilon^{1/2}$.

Диффузионный перенос тепла ионами

$$\begin{gathered}\chi_i{}^{\parallel} = \frac{\varepsilon^2 p_i\tau_i{}^*}{en_e\Delta_1}\left[\frac{\delta_2}{\tau_{ie}} + (\xi_i{}^* - 1)\frac{m_i}{m_a}\frac{\delta_1}{\theta\tau_{ae}}\right] \\ \chi_i{}^{\perp} = \frac{\varepsilon^2 p_i\tau_i{}^*}{en_e\Delta_1}\frac{1}{1+\Delta_1{}^{-2}(\omega_i\tau_i{}^*)^2}\left[\frac{\delta_2{}^{\perp}}{\tau_{ie}} + (\xi_i{}^* - 1)\frac{m_i}{m_a}\frac{\delta_1{}^{\perp}}{\theta\tau_{ae}}\right] \\ \chi_i{}^{\Lambda} = \frac{\varepsilon^2 p_i\tau_i{}^*}{en_e\Delta_1{}^2}\frac{\omega_i\tau_i{}^*}{1+\Delta_1{}^{-2}(\omega_i\tau_i{}^*)^2}\left[\frac{\delta_2{}^{\Lambda}}{\tau_{ie}} + (\xi_i{}^* - 1)\frac{m_i}{m_a}\frac{\delta_1{}^{\Lambda}}{\theta\tau_{ae}}\right]\end{gathered} \tag{3.15}$$

$$\begin{gathered}\mu_i{}^{\parallel} = \frac{5p_i\tau_i{}^*}{2\Delta_1}\left\{\left(2\frac{m_a}{M}\right)^2\frac{b_1}{\tau_{ia}}\left[1 - \left(2\frac{m_i}{M}\right)^3 f_1\frac{\tau_a{}^*}{\tau_{ai}}\right] - 2\varepsilon\frac{1-\theta}{\theta}\left[\frac{(1-\alpha^*)}{\tau_{ie}} - \frac{\alpha^*(\xi_i{}^*-1)}{\tau_{ae}}\right]\right\} \\ \mu_i{}^{\perp} = \frac{\mu_i{}^{\parallel}}{1+\Delta_1^{-2}(\omega_i\tau_i{}^*)^2}, \qquad \mu_i{}^{\Lambda} = \frac{\omega_i\tau_i{}^*}{1+\Delta_1{}^{-2}(\omega_i\tau_i{}^*)^2}\mu_i{}^{\parallel}\end{gathered} \tag{3.16}$$

При вычислении коэффициентов $\chi_i^{(q)}$ сохраняются все члены, входящие в $\mu_{ie}^{(q)}$, поскольку они имеют одинаковый порядок. Коэффициенты $\mu_i^{(q)}$ вычислены с точностью $\varepsilon^{3/2}\theta^{-3/2}$.

[2] Это выражение получено В. А. Полянским (см. сноску 1).

Диффузионный перенос тепла нейтралами

$$\chi_a^{\parallel} = \frac{\delta^2 p_a \tau_a^*}{e n_e \Delta_1}\left[\frac{\delta_1}{\theta\tau_{ae}} + (\xi_a^* - 1)\frac{m_a}{m_i}\frac{\delta_2}{\tau_{ie}}\right]$$

$$\chi_a^{\perp} = \frac{\delta^2 p_a \tau_a^*}{e n_e \Delta_1}\frac{1}{1+\Delta_1^{-2}(\omega_i\tau_i^*)^2}\left[\frac{\delta_1^{\perp *}}{\theta\tau_{ae}} + (\xi_a^* - 1)\frac{m_a}{m_i}\frac{\delta_2^{\perp}}{\tau_{ie}}\right] \qquad (3.17)$$

$$\chi_a^{\Lambda} = \frac{\delta^2 p_a \tau_a^*}{e n_e \Delta_1^2}\frac{\omega_i\tau_i^*}{1+\Delta_1^{-2}(\omega_i\tau_i^*)^2}\left[\frac{\delta_1^{\Lambda *}}{\theta\tau_{ae}} + (\xi_a^* - 1)\frac{m_a}{m_i}\frac{\delta_2^{\Lambda}}{\tau_{ie}}\right]$$

$$\mu_a^{\parallel} = \frac{5 p_a \tau_a^*}{2\Delta_1}\left\{\frac{b_1}{\tau_{ai}}\left(2\frac{m_i}{M}\right)^2\left[1 - \left(2\frac{m_a}{M}\right)^3 f_1 \frac{\tau_i^*}{\tau_{ia}}\right] - 2\frac{\delta(1-\theta)}{\theta}\left[\frac{\alpha^*}{\tau_{ae}} - \frac{(1-\alpha^*)(\xi_a^*-1)}{\tau_{ie}}\right]\right\}$$

$$\mu_a^{\perp} = \frac{1}{1+\Delta_1^{-2}(\omega_i\tau_i^*)^2}\left\{\mu_a^{\parallel} - \frac{5 p_a\tau_a^*}{2\Delta_1^2}(\omega_i\tau_i^*)^2\left[\left(2\frac{m_i}{M}\right)^2\frac{b_1}{\tau_{ai}} - 2\frac{\delta(1-\theta)\alpha^*}{\theta\tau_{ae}}\right]\right\}$$

$$\mu_a^{\Lambda} = \frac{\omega_i\tau_i^*\Delta_1^{-1}}{1+\Delta_1^{-2}(\omega_i\tau_i^*)^2}\left\{\mu_a^{\parallel} + \frac{5}{2}p_a\tau_a^*\left[\left(2\frac{m_i}{M}\right)^2\frac{b_1}{\tau_{ai}} - 2\frac{\delta(1-\theta)\alpha^*}{\theta\tau_{ae}}\right]\right\} \qquad (3.18)$$

Как и выше, формулы (3.17) содержат все члены, входящие в $\mu_{ae}^{(q)}$, а выражения (3.18) вычислены с точностью $\varepsilon^{3/2}\theta^{-3/2}$.

Обозначения в формулах (3.15) — (3.18)

$$\delta_1 = d_1 - 2.5 f_3 \tau_1^{-1}\tau_e^*, \qquad \delta_2 = d_2 - 2.5 f_4 \tau_1^{-1}\tau_e^*$$

$$\delta_1^{\perp} = d_1 - 2.5 f_3 \tau_1^{-1}\tau_e^*\varphi_1, \qquad \delta_2^{\perp} = d_2 - 2.5 f_4 \tau_1^{-1}\tau_e^*\varphi_1 \qquad (3.19)$$

$$\delta_1^{\perp *} = d_1(1 + \Delta_1^{-1}\omega_i^2\tau_i^{*2}) - 2.5 f_3\tau_1^{-1}\tau_e^*\varphi_2, \qquad \delta_1^{\Lambda} = d_1 - 2.5 f_3\tau_1^{-1}\tau_e^*\varphi_3$$

$$\delta_2^{\Lambda} = d_2 - 2.5 f_4\tau_1^{-1}\tau_e^*\varphi_3, \qquad \delta_1^{\Lambda *} = d_1(1 - \Delta_1) + 2.5 f_3\tau_1^{-1}\tau_e^*\varphi_4$$

при этом

$$\varphi_1 = \frac{1 + \Delta_1^{-1}\omega_i\tau_i^*\omega_e\tau_e^*}{1 + (\omega_e\tau_e^*)^2}, \qquad \varphi_2 = \frac{1 - (1 - \Delta_1^{-1})\,\omega_i\tau_i^*\omega_e\tau_e^* + \Delta_1^{-1}(\omega_i\tau_i^*)^2}{1 + (\omega_e\tau_e^*)^2}$$

$$\varphi_3 = \frac{\Delta_1(\Delta_1^{-1}\omega_i\tau_i^* - \omega_e\tau_e^*)}{\omega_i\tau_i^*(1 + \omega_e^2\tau_e^{*2})}, \qquad \varphi_4 = \frac{\omega_e\tau_e^*(1 + \Delta_1^{-2}\omega_i^2\tau_i^{*2})}{\omega_i\tau_i^*\Delta_1^{-1}(1 + \omega_e^2\tau_e^{*2})}. \qquad (3.20)$$

§ 4. Решая совместно систему уравнений (1.1) и (1.3), получим, что диффузионный поток массы каждой из компонент складывается из нескольких частей [3]:

$$\mathbf{J}^{\alpha} = \mathbf{J}_{\rho}^{\alpha} + \mathbf{J}_{T}^{\alpha} + \mathbf{J}_{v}^{\alpha} + \mathbf{J}_{E}^{\alpha} \qquad (4.1)$$

Выражения для переноса массы, вызванного градиентами плотностей компонент смеси J_{ρ}^{α}, термодиффузионного переноса массы J_T^{α}, потока массы за счет вязкого переноса импульса J_v^{α} и переноса массы электромагнитным полем J_E^{α}, даются соответственно формулами (1.14), (1.16), (1.17) работы [3].

Будем считать, что анизотропией явлений переноса можно пренебречь ($\omega_e\tau_e^* \ll 1$). Тогда в нашем случае с точностью до величин порядка $\varepsilon^{1/2}\theta^{1/2}$, по отношению к оставленным, элементы определителя $|a^{(p)}|$, выписанные для произвольной многокомпонентной плазмы в работе [3] (формулы (1.20)), принимают вид:

$$a_{ai}^{(0)} = \frac{a_1^*}{\alpha\tau_{ai}} + \frac{\delta a_5}{\tau_{ae}}, \qquad a_{ea}^{(0)} = \frac{a_0}{\tau_0}, \qquad a_{ei}^{(0)} = \frac{a_0}{\tau_0} \qquad (4.2)$$

$$a_{ia}^{(0)} = \frac{a_1^*}{\alpha\tau_{ai}} + \frac{\varepsilon a_4}{\tau_{ie}}, \qquad a_{ie}^{(0)} = \frac{m_a}{M}\frac{a_1}{\tau_{ia}} + \frac{a_2}{\tau_{ei}}, \qquad a_{ae}^{(0)} = \frac{m_i}{M}\frac{a_1}{\tau_{ai}} + \frac{a_3}{\tau_{ea}}$$

Здесь

$$\alpha = \frac{n_i}{n_a + n_i}, \quad a_1{}^* = \frac{m_a + \alpha\,(m_i - m_a)}{M}\,\bar{a}_1, \quad \bar{a}_r = 1 - g_r \quad (r = 0, 1, \ldots, 5)$$

$$g_0 = 2.5\,\tau_1{}^{-2}\tau_e{}^*\tau_0, \quad g_2 = -1.5\,\tau_1{}^{-1}\tau_e{}^*, \quad g_3 = 2.5\,b_2\tau_e{}^*\tau_1{}^{-1} \tag{4.3}$$

$$g_1 = 5\,\frac{b_1{}^2}{\Delta_1}\left[\left(2\,\frac{m_a}{M}\right)^3\frac{\tau_i{}^*}{\tau_{ia}} + \left(2\,\frac{m_i}{M}\right)^3\frac{\tau_a{}^*}{\tau_{ai}} - 2\left(4\,\frac{\mu}{M}\right)^3 f_1\,\frac{\tau_a{}^*\tau_i{}^*}{\tau_{ia}\tau_{ai}}\right]$$

$$g_4 = 1.5\,\frac{n_i}{n_e}\,\frac{m_i}{m_a}\,\frac{\tau_e{}^*}{\tau_2}, \quad g_5 = 2.5\,\frac{n_a}{n_e}\,\frac{b_2\tau_e{}^*}{\tau_2}; \quad \frac{1}{\tau_2} = \frac{b_2}{\tau_{ae}} + \frac{m_a}{m_i}\,\frac{0.6}{\tau_{ie}}$$

Определитель $|a^{(0)}|$ с точностью до величин порядка $\varepsilon^{1/2}\theta^{-3/2}$ по отношению к оставленным имеет вид (4.4)

$$|a^{(0)}| = \frac{a_0{}^2 a_1{}^*(1 + \Delta_2)}{2\alpha\tau_0{}^2\tau_{ai}}, \quad \Delta_2 = \frac{2m_e}{\mu}\,\frac{(1 - 2.5\,\tau_e{}^*\tau_3{}^{-1})\,\tau_0\tau_{ai}}{a_0 a_1 \tau_{ae}\tau_{ei}}, \quad \frac{1}{\tau_3} = \frac{b_2{}^2}{\tau_{ea}} + \frac{0.36}{\tau_{ei}}$$

Таким образом, коэффициенты диффузии с точностью $\varepsilon^{1/2}\theta^{-3/2}$ принимают следующий вид

$$\begin{gathered}
D_{ae}^{\parallel} = \frac{T}{m_a}\,\delta^*\left(\frac{m_a}{M}\,\frac{a_1}{\tau_{ia}} + \frac{a_4}{\tau_{ei}}\right), \quad D_{ea}^{\parallel} = \frac{T_e}{m_e}\,\delta^*\left(\frac{a_1{}^*}{2\alpha\tau_{ai}} + \frac{\varepsilon a_4}{\tau_{ie}}\right) \\
D_{ai}^{\parallel} = \frac{T}{m_a}\,\frac{2\alpha\tau_{ai}}{a_1{}^*(1 + \Delta_2)}, \quad D_{ia}^{\parallel} = \frac{T}{m_i}\,\frac{2\alpha\tau_{ai}}{a_1{}^*(1 + \Delta_2)} \\
D_{ei}^{\parallel} = \frac{T_e}{m_e}\,\delta^*\left(\frac{a_1{}^*}{2\alpha\tau_{ai}} + \frac{\delta a_5}{\tau_{ae}}\right), \quad D_{ie}^{\parallel} = \frac{T}{m_i}\,\delta^*\left(\frac{m_i}{M}\,\frac{a_1}{\tau_{ai}} + \frac{a_3}{\tau_{ea}}\right) \\
D_{\alpha\beta}^{\perp} \approx D_{\alpha\beta}^{\parallel}, \qquad D_{\alpha\beta}^{\wedge} \ll D_{\alpha\beta}^{\parallel} \qquad \left(\delta^* = \frac{2\alpha\tau_{ai}\tau_0}{a_0 a_1{}^*(1 + \Delta_2)}\right)
\end{gathered} \tag{4.5}$$

Подвижности заряженных частиц (считая для простоты $Zn_i = n_e$)

$$K_i^{\parallel} = \frac{Ze}{T}\,D_{ie}^{\parallel}, \qquad K_e^{\parallel} = \frac{e}{T_e}\,D_{ei}^{\parallel} \tag{4.6}$$

Пользуясь выражением [3] $\sigma^{\parallel} = -\sum\limits_{\alpha} e_\alpha n_\alpha K_\alpha{}^{\parallel}$, получаем

$$\sigma^{\parallel} = \frac{e^2 n_e \delta^*}{m_e}\left[\frac{a_1{}^*}{2\alpha\tau_{ai}} + \frac{\varepsilon}{\tau_{ae}}\left(\frac{m_i}{m_a}\,\bar{a}_5 + \frac{Zn_a}{n_e}\,\bar{a}_3\right)\right] \tag{4.7}$$

Полагая $\varepsilon^{1/2}\theta^{-1/2} \ll 1$, находим

$$\sigma^{\parallel} = \frac{e^2 n_e \tau_0}{m_e\,(1 - 2.5\,\tau_1{}^{-2}\tau_e{}^*\tau_0)} \tag{4.8}$$

§ 5. В табл. 1 приведены численные значения коэффициентов переноса для принятой здесь модели плазмы с $m_i \neq m_a$.

Таблица 1

	1	2		1	2		1	2
$\eta_e^{(0)}$	$40.61\cdot 10^{-11}$	$22.11\cdot 10^{-11}$	$\eta_a^{(0)}$	$10.61\cdot 10^{-4}$	$33{,}39\cdot 10^{-3}$	$\mu_i^{\parallel}$	$-93{,}27\cdot 10^{-3}$	3.615
$\eta_e^{(1)}$	$12.97\cdot 10^{-11}$	$13.48\cdot 10^{-11}$	$\lambda_e^{\parallel}$	$10.32\cdot 10^{17}$	$5.62\cdot 10^{17}$	$\mu_a^{\parallel}$	8.56	0.953
$\eta_e^{(2)}$	$26.54\cdot 10^{-11}$	$19.03\cdot 10^{-11}$	$\lambda_e^{\perp}$	$7.07\cdot 10^{17}$	$4.93\cdot 10^{17}$	$\mu_e^{\parallel}$	18.16	27.39
$\eta_e^{(3)}$	$19.09\cdot 10^{-11}$	$10.78\cdot 10^{-11}$	$\lambda_e^{\wedge}$	$4.81\cdot 10^{17}$	$1.82\cdot 10^{\cdot 7}$	$\chi_e^{\parallel}$	$87.13\cdot 10^{-5}$	$10.88\cdot 10^{-5}$
$\eta_e^{(4)}$	$19.49\cdot 10^{-11}$	$7.62\cdot 10^{-11}$	$\lambda_i^{\parallel}$	$28.81\cdot 10^{13}$	$94.64\cdot 10^{13}$	σ_0	$1.25\cdot 10^{9}$	$67.75\cdot 10^{9}$
$\eta_i^{(0)}$	$26.34\cdot 10^{-8}$	$28.50\cdot 10^{-9}$	$\lambda_a^{\parallel}$	$62.18\cdot 10^{18}$	$9.35\cdot 10^{17}$	r_0	$4.03\cdot 10^{-8}$	$1.20\cdot 10^{-8}$

В случае (1) рассматривается нейтральный гелий ($m_a = 6.4 \cdot 10^{-23}$ *г*) с присадкой цезия ($m_i = 212.6 \cdot 10^{-23}$ *г*); таким образом, имеем $m_i > m_a$. В случае (2) — нейтральный криптон ($m_a = 133.9 \cdot 10^{-23}$ *г*) с присадкой лития ($m_i = 11.1 \cdot 10^{-23}$ *г*), т. е. $m_a > m_i$. Частицы предполагаются жесткими упругими сферами (т. е. $Q_{\alpha\beta} = \pi (r_\alpha + r_\beta)^2$; r_α, r_β — радиусы сфер) при столкновении заряженной с нейтральной, а также двух нейтральных частиц. Кроме того, вместо коэффициентов диффузии (4.5) в таблице приведены введенные в [4] коэффициенты проводимости $\sigma_0 = n_e e^2 \tau_0 / m_e$ и скольжения $r_0 = 2\delta\tau_{ai} / e n_a \tau_{ea}$, так как именно они фигурируют в упрощенной системе уравнений движения.

Основные параметры плазмы, необходимые для вычисления, считались следующими: $B = 10^4$ *гс*, $T = 2 \cdot 10^{-13}$ *эрг*; $T_e = 10^{-12}$ *эрг*, $n_a = 3 \cdot 10^{18}$ *см*$^{-3}$, $n_e = 10^{14}$ *см*$^{-3}$.

Таблица 2

	1	2
$\eta_i^{(0)}$	$29.52 \cdot 10^{-9}$	$30.18 \cdot 10^{-8}$
$\lambda_i^{\parallel}$	$18.10 \cdot 10^{14}$	$14.40 \cdot 10^{14}$
$\mu_i^{\parallel}$	2.173	3.13
$\mu_a^{\parallel}$	3.724	62.03
r_0	$6.17 \cdot 10^{-8}$	$6.89 \cdot 10^{-8}$

Представляет интерес сравнение данных, приведенных в табл. 1, с данными, полученными по заведомо неправильным для принятой здесь модели плазмы ($m_i \neq m_a$) формулам работ [2-3], справедливым лишь при $m_i = m_a = m$. При этом расчеты здесь производились таким образом, как если бы нам ничего не было известно об ионах, т. е. всюду считалось $m = m_a$, а в формуле $Q_{\alpha\beta} = \pi (r_a + r_i)^2$ было положено $r_i = r_a$. Полученные результаты приведены в табл.2.

Все остальные коэффициенты переноса получаются такими же, как и в табл. 1.

Как видно из сравнения приведенных выше таблиц, большинство коэффициентов переноса можно было считать по формулам работ [2-3], всюду заменив входящую туда массу m на m_a. Однако для вычисления коэффициентов μ, r_0, η_i, λ_i необходимо пользоваться формулами, полученными в данной работе: вычисление их по формулам указанных выше работ, когда $m_i \neq m_a$, может привести к значительным ошибкам (так, например, в случае (2) при вычислении коэффициента скольжения можно ошибиться почти в шесть раз!).

В заключение автор благодарит В. В. Гогосова, под руководством которого выполнена эта работа.

Поступила 25 X 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. Алиевский М. Я., Жданов В. М. Уравнения переноса для неизотермической многосортной плазмы. ПМТФ, 1963, № 5.
2. Алиевский М. Я., Жданов В. М., Полянский В. А. Тензор вязких напряжений и тепловой поток в двутемпературном частично ионизованном газе. ПМТФ, 1964, № 3.
3. Полянский В. А. Диффузия и проводимость в частичноионизованной многотемпературной газовой смеси. ПМТФ, 1964, № 5.
4. Коровин В. М. О возможных упрощениях уравнений двутемпературной частично ионизованной плазмы. ПМТФ, 1965, № 6.
5. Брагинский С. Н. Явления переноса в плазме. Сб. «Вопросы теории плазмы». Госатомиздат, 1963, вып. 1.