ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXIII, № 12 *РАДИОФИЗИКА* *1980*

УДК 537.12

О ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ ПРИ НАЛИЧИИ СИЛЬНОЙ ИОННО-ЗВУКОВОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

М. А. Лившиц, В. А. Липеровский, В. М. Томозов

Вычисляется функция распределения электронов плазмы, находящейся в постоянном электрическом поле при внешней сильной ионно-звуковой турбулентности. В интеграле столкновений, описывающем взаимодействие ионно-звуковых волн с электронами, учитывается уширение резонансов, связанное с высоким уровнем ионно-звуковой турбулентности $\sqrt{\frac{m_e}{m_i}} < \frac{W}{nT} < 1$. Найдено, что при некоторых значениях скоростей $v_* > v > v_{**}$ функция распределения электронов $f \sim v^{-\gamma}$, где γ — число порядка единицы, зависящее от уровня турбулентности, а при $v_{**} < v < v_{***}$ спектр имеет вид $f \sim v^{-4}$. При $v > v_{***}$ стационарное решение отсутствует, и имеет место убегание электронов в электрическом поле. Оценена величина аномального сопротивления при заданной сильной ионно-звуковой турбулентности для тока неубегающих электронов.

1. В последние годы вновь усилился интерес к проблеме аномального сопротивления в плазме, в особенности в связи с задачами, возникающими в физике магнитосферы Земли и в физике Солнца. В значительной степени этот интерес стимулировался проведенными в магнитосфере Земли измерениями продольных электрических полей и токов вдоль силовых линий магнитного поля [1]. Измерения показали, что состояния с развитым аномальным сопротивлением систематически имеют место в ряде областей околоземного космического пространства.

Следует сказать, что в настоящее время не существует последовательной теории аномального сопротивления, учитывающей эффекты взаимодействия волн и частиц в достаточно больших пространственно-временных масштабах. Неясным и спорным является также вопрос, в каких условиях турбулентность, приводящая к аномальному сопротивлению, создается собственным током (самосогласованная задача), а когда она создается внешними источниками (внешняя турбулизация). Например, для объяснения эффекта аномального сопротивления в верхней полярной ионосфере концепция самосогласованного турбулентного состояния поддерживается в работах [1, 2], в то время как в работе [3] проводится идея внешней турбулизации.

В рамках общей проблемы актуальной является задача об аномальности сопротивления, обусловленного заданной ионно-звуковой турбулентностью. В качестве первого шага к решению этой общей проблемы в настоящей работе рассмотрено поведение изотропной плазмы ($B = 0$) в постоянном электрическом поле при наличии достаточно сильной $\left(\frac{m_e}{m_i} < \frac{W^s}{nT_e} < 1\right)$ ионно-звуковой турбулентности, возбужденной внешними источниками. Влияние сильной ионно-звуковой турбулентности на спектр электронов в отсутствие внешнего электрического поля теоретически рассматривается в работе [4]. Было показано, что уже относительно невысокий уровень энергии ионно-звуковых волн

$\frac{m_e}{m_i} < \frac{W^s}{nT_e} < 1$ может существенно изменить вид функции распределения электронов, в частности, при скоростях $v > v_* = v_{Te}\,(W/nT_e)^{1/4}$ существуют стационарные решения уравнения для регулярной части функции распределения $\Phi(v) \sim v^{-\gamma}$, где показатель степени γ определяется шириной спектра ионно-звуковых волн. Подчеркнем, что в отличие от работы [5] здесь рассматривается несамосогласованная задача в том смысле, что взаимодействие волн с электронами не сказывается на виде спектра и уровне энергии волн W/nT_e.

2. Обратимся к выводу нестационарного кинетического уравнения, описывающего поведение электронов в электрическом поле при заданной ионно-звуковой турбулентности. Исходное уравнение запишем аналогично [5]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{eE}{m}\left(\cos\theta\,\frac{\partial f}{\partial v} - \frac{\sin\theta}{v}\,\frac{\partial f}{\partial\theta}\right) = \tag{1}$$
$$= \frac{1}{v^3\sin\theta}\,\frac{\partial}{\partial\theta}\sin\theta\,\tilde{A}\,\frac{\partial f}{\partial\theta} + I(f(v,\,\theta,\,t)).$$

В этой записи вместо члена, содержащего коэффициент D [5], выписан член $I(f)$, описывающий слабое неупругое взаимодействие электронов с сильной ионно-звуковой турбулентностью (аналогично [4]), а членами с коэффициентами B [5] можно пренебречь по сравнению с $I(f)$, если $\tilde{\nu} > \sqrt{\omega\, k v_{Te}}$, где $\tilde{\nu} \sim \omega_{pe}\sqrt{W/nT_e}$, т. е. $W/nT > \omega\, k v_{Te}/\omega_{pe}^2$, причем $\frac{\omega\, k v_{Te}}{\omega_{pe}^2} \leqslant \sqrt{\frac{m_e}{m_i}}$.

Исходную регулярную часть функции распределения электронов удобно разбить на две части: $f(v,\,\theta,\,t) = \Phi(v,\,t) + f_1(v,\,\theta,\,t)$. Здесь предполагается, что анизотропная добавка к $\Phi(v)$, обусловленная наличием электрического поля, является малой, т. е. $f_1(v,\,\theta,\,t) \ll \Phi(v,\,t)$, а $\Phi(v,\,t)$ — изотропна.

Первый член справа в (1), связанный с угловым рассеянием, является главным в уравнении, поэтому явный вид поправки $f_1(v,\,\theta,\,t)$ и уравнение для $\Phi(v,\,t)$ можно получить аналогично [5]:

$$\frac{\partial\Phi}{\partial t} = \frac{M}{v^2}\,\frac{\partial}{\partial v}\,v^5\,\frac{\partial\Phi}{\partial v} + \frac{N}{v^2}\,\frac{\partial}{\partial v}\,v^5\left[\frac{1}{v^n}\,\frac{\partial}{\partial v}\,\hat{D}(v)\,\frac{\partial\Phi}{\partial v}\right] + \tag{2}$$
$$+ \frac{1}{v^n}\,\frac{\partial}{\partial v}\hat{D}(v)\,\frac{\partial\Phi}{\partial v};$$

$$f_1(v,\,\theta,\,t) = \int\left[\frac{e}{2m}\,\frac{E}{\tilde{A}}\,v^3\sin\theta\,\frac{\partial\Phi}{\partial v} + \right.$$
$$\left. + \frac{1}{v^{n-3}}\,\frac{1}{\tilde{A}}\,\frac{\partial}{\partial v}\,\hat{D}'(v)\,\frac{\partial\Phi}{\partial v}\,\frac{\cos\theta}{\sin\theta}\right]d\theta,$$

где

$$M = -\frac{1}{4}\left(\frac{eE}{m}\right)^2\int_0^\pi \sin\theta\cos\theta\,d\theta\int^{\theta}\frac{\sin\theta'\,d\theta'}{\tilde{A}(v,\,\theta')},$$

$$N = -\frac{1}{2}\,\frac{eE}{m}\int\limits_0^{\pi}\sin\theta\cos\theta\,d\theta\int\limits^{\theta}\frac{\cos\theta'\,d\theta'}{\tilde{A}(v,\,\theta')\sin\theta'}\,.$$

Выражение $\hat{D}(v)$ и значения n приведены в [4], коэффициент $\tilde{A}(v,\ \theta)$ описывает процесс упругого рассеяния электронов по углам, его запишем в форме [5]

$$\tilde{A}(v,\,\theta) = \pi\left(\frac{e}{m}\right)^2\int k_\theta^2\,|\,\varphi_k\,|^2\,\delta(\omega - \boldsymbol{kv})\,vd\boldsymbol{k}\,.$$

При изотропной ионно-звуковой турбулентности $\tilde{A}(v,\ \theta)$ не зависит от углов, при этом N обращается в нуль. Нас интересует существование стационарных решений уравнения (2). Уравнение (2), как указывалось, получено в предположении $f_1(v,\ \theta,\ t) \ll \Phi(v,\ t)$. В тех областях пространства скоростей, где это неравенство нарушается, возникает поток убегающих электронов. Поэтому, строго говоря, стационарных решений уравнения (1) во всем пространстве скоростей в безграничной плазме не существует. Однако можно предполагать, что влияние области убегания скажется в существовании малой нестационарной добавки к стационарному решению уравнения (2), которая тем меньше, чем шире область его применения. Именно такой смысл вкладывается в полученное ниже стационарное решение уравнения (2).

Вместе с тем, можно думать, что реально осуществима ситуация, когда возникающие нестационарности во времени (в первую очередь, для убегающих электронов в хвосте функции распределения) могли бы быть скомпенсированы слабой неоднородностью в пространстве (обусловленной, например, большими, но конечными размерами области плазмы с наложенным электрическим полем).

3. Решение (2) в стационарном случае находим методом возмущений. В области «больших» скоростей $v \gg v_{**}$ или в сильном электрическом поле E (критерий приведен ниже) основным является первый член справа в (2):

$$I_0(\Phi(v)) = \frac{M}{v^2}\,\frac{\partial}{\partial v}\,v^5\,\frac{\partial\Phi}{\partial v}. \tag{4}$$

Оставшийся член в (2) является поправочным I_1. Разобьем $\Phi(v)$ на два слагаемых: $\Phi(v) = \Phi_0(v) + \Phi_1(v)$, причем $\Phi_1(v) \ll \Phi_0(v)$. Поправку $\Phi_1(v)$ учитываем только в главном члене $I_0(\Phi(v))$:

$$I_0(\Phi_0(v) + \Phi_1(v)) + I_1(\Phi_0(v)) = 0. \tag{5}$$

В итоге решение уравнения (2) при $v \gg v_{**}$ имеет вид

$$\Phi(v) = \frac{P_1}{v^4}\left\{1 - \frac{210A - 30B + 5C - D}{24Mv^8}\right\}, \qquad P_1 = \mathrm{const}. \tag{6}$$

Выражения A, B, C, D приведены в [4]. Главный член в (6) совпадает со «стационарным» спектром [5] (см. также [6]).

В противоположном случае «малых» скоростей $v_* \ll v \ll v_{**}$ или в «слабом» электрическом поле основным является последний член справа в (2), и решение, получаемое аналогичным образом, имеет вид

$$\Phi(v) = \frac{P}{v^\gamma}\left\{1 + \frac{\gamma(4-\gamma)Mv^8}{(\gamma-8)[A(\gamma-7)(\gamma-6)(\gamma-5) - B(\gamma-7)(\gamma-6) + C(\gamma-7) - D]}\right\} \equiv \equiv \frac{P}{v^\gamma}(1 + Lv^8). \tag{7}$$

Значения γ найдены в [4], где были оставлены только значения $\gamma>0$, исходя из требования сходимости полного числа электронов $\int \Phi(v)\,dv$ на бесконечности. В нашем случае спектр (7) имеет место при скоростях $v<v_{**}$, так что, в принципе, можно было бы рассматривать и значения $\gamma<0$. Однако это представляется физически мало реальным, так как даже в областях $v_* \gg v_{**}$, где преобладающим в формировании спектра является действие электрического поля, нет радикального изменения характера спектра — он остается падающим (см. (6)).

4. Для оценки граничной скорости v_{**}, разделяющей два полученных решения, рассмотрим подробно решение (7). Расчеты проведем для конкретного вида спектра, имеющего место, когда генерация ионного звука происходит в узкой области пространства волновых чисел вблизи $k=k_*$, а при $k<k_*$ спектр определяется нелинейным рассеянием волн на ионах [7]:

$$I_k=\frac{W_0}{k}\ln\frac{k}{k_0}\begin{cases}0, & k>k_*\\ 1, & k<k_*\end{cases}. \tag{8}$$

Коэффициент A равен (приведен в [4])

$$\begin{aligned}A&=\frac{4}{3}\pi^3\left(\frac{e}{m}\right)^4 W_0^2 F\left(\ln\frac{k_*}{k_0}\right)k_*\begin{cases}1\\ \dfrac{1}{2}\left(\dfrac{\Delta k}{k_*}\right)^4\end{cases}=\\ &=\frac{k_*}{192\pi}\left(\frac{W}{nT_e}\right)^2 v_{Te}^8\begin{cases}\ln^{-4}\dfrac{k_*}{k_0}, & k_*\gg k_0,\\ \dfrac{1}{2}\qquad, & k_*\gtrsim k_0,\quad \Delta k=k_*-k_0,\end{cases}\end{aligned} \tag{9}$$

где $F\left(\ln\dfrac{k_*}{k_0}\right)$ — порядка единицы, и этот множитель в дальнейшем опускается, а плотность энергии ионно-звуковой турбулентности

$$\begin{aligned}W&=\int I_k\,dk\left|\omega\frac{\partial\varepsilon}{\partial\omega}\right|=4\pi\int I_k\,dk\,\frac{2\omega_{pe}^2}{v_{Te}^2}=\\ &=\begin{cases}4\pi W_0\left(\dfrac{\omega_{pe}}{v_{Te}}\ln\dfrac{k_*}{k_0}\right)^2, & k_*\gg k_0\\ 4\pi W_0\left(\dfrac{\Delta k}{k_*}\,\dfrac{\omega_{pe}}{v_{Te}}\right)^2, & k_*\gtrsim k_0\end{cases}.\end{aligned} \tag{10}$$

Коэффициент $\tilde{A}$ рассчитывается аналогично (13) из работы [5] и в случае изотропной ионно-звуковой турбулентности не зависит от углов:

$$\tilde{A}=\pi^2\left(\frac{e}{m}\right)^2\int k^3\,|\varphi_k|^2 dk=\pi^2\left(\frac{e}{m}\right)^2\int k I_k\,dk=$$

$$=\begin{cases}\pi^2\left(\dfrac{e}{m}\right)^2 k_* W_0\ln\dfrac{k_*}{k_0}\approx\pi^2\left(\dfrac{e}{m}\right)^2\dfrac{W}{4\pi k_*}\left(\dfrac{k_* v_{Te}}{\omega_{pe}}\right)^2\ln^{-1}\dfrac{k_*}{k_0} & \text{при } k_*\gg k_0\\ \pi^2\left(\dfrac{e}{m}\right)^2\dfrac{W_0}{2}\dfrac{(\Delta k)^2}{k_0}\approx\dfrac{\pi}{8}\left(\dfrac{e}{m}\right)^2\dfrac{W}{k_*}\left(\dfrac{k_* v_{Te}}{\omega_{pe}}\right)^2 & \text{при } k_*\gtrsim k_0\end{cases}.$$

Величину M, входящую в (3), можно оценить так:

$$M = \left(\frac{eE}{m}\right)^2 \Big/ \tilde{A} = \frac{4}{\pi} \frac{k_* E^2}{W} \left(\frac{\omega_{pe}}{k_* v_{Te}}\right)^2 \begin{cases} \ln \dfrac{k_*}{k_0}, & k_* \gg k_0 \\ 2, & k_* \not> k_0 \end{cases}.$$

Решение (7) имеет место, если $Lv^8 \ll 1$, т. е. $Mv^8 \ll A$. Отсюда видно, что должно быть выполнено неравенство

$$\frac{E^2}{W} \ll \frac{1}{3} \left(\frac{v_{Te}}{2v}\right)^8 \left(\frac{k_* v_{Te}}{\omega_{pe}}\right)^2 \left(\frac{W}{nT_e}\right)^2 \begin{cases} \ln^{-5}\left(\dfrac{k_*}{k_0}\right), & k_* \gg k_0 \\ 1/4, & k_* \not> k_0 \end{cases}. \quad (11)$$

Окончательно получаем, что выражение для функции распределения (7) справедливо в интервале скоростей $v_* \ll v \ll v_{**}$, где

$$v_{**} = v_* \left(\frac{W}{E^2}\right)^{1/8} \left(\frac{k_* v_{Te}}{\omega_{pe}}\right)^{1/4} \frac{1}{2\sqrt[8]{3}} \begin{cases} \ln^{-5/2}(k_*/k_0), & k_* \gg k_0 \\ 4^{-1/8}, & k_* \not> k_0 \end{cases}, \quad (11a)$$

$v_* = v_{Te}(W/nT_e)^{1/4}$. При $v \gg v_{**}$ функция распределения электронов описывается выражением (6).

Обратимся теперь к условию применимости полученных решений $f_1(v, \theta, t) \ll \Phi(v, t)$. Очевидно, что это неравенство нарушается в области больших скоростей, где основную роль играет первый член под интегралом в (3). Сравнение с $\Phi(v)$ приводит к условию

$$v \ll v_{***} = v_{**} \left(\frac{W}{E^2}\right)^{1/8} \left(\frac{k_* v_{Te}}{\omega_{pe}}\right)^{1/4} \pi^{1/4} 3^{1/8} \begin{cases} \ln^{1/8}(k_*/k_0), & k_* \gg k_0 \\ 2^{-1/4}, & k_* \not> k_0 \end{cases}, \quad (12)$$

ограничивающему сверху область применимости решения (6).

Легко видеть, что решение (6) имеет область применимости для достаточно слабого электрического поля, так как $v_{**} < v_{***}$ имеет место при

$$\frac{W}{E^2} > \frac{1}{3\pi^2} \left(\frac{\omega_{pe}}{k_* v_{Te}}\right)^2 \begin{cases} \ln^{-1} \dfrac{k_*}{k_0}, & k_* \gg k_0 \\ 4, & k_* \not> k_0 \end{cases}. \quad (12a)$$

Если нарушено условие $v_{**} < v_{***}$, то нарушается условие $v_* < v_{**}$.

5. Полученные результаты, как следует из условия (12), справедливы при условии достаточно сильной внешней ионно-звуковой турбулентности или достаточно слабого электрического поля. При этом уровень собственной турбулентности должен быть мал: $W^{\text{собств}} \ll W^{\text{вн}}$. Оценка $W^{\text{собств}}$ (см., например, [8]) при $u > u_{\text{кр}} \sim v_s$ имеет вид

$$W^{\text{собств}} \approx 0{,}1\, nT_e (T_e/T_i)^{1/2} E^{1/2} (4\pi nT_e)^{-1/4}. \quad (13)$$

Таким образом, полученные результаты справедливы при выполнении условия $W^{\text{вн}} > 0{,}1\ E^{1/2}\ (T_e/T_i)^{1/2}\ (nT_e)^{3/4}\ (4\pi)^{-1/4}$ при

$$\begin{aligned} E < E_* &\equiv (nT_e)^{1/2}\ (T_e/T_i)^{1/3}\ (4\pi)^{-1/6}, \\ W^{\text{вн}} &> 0{,}1\, E^2 \ \text{при}\ E > E_*. \end{aligned} \quad (14)$$

Стоит сказать, что условия (14) не противоречат условию $W^s < nT_e$ при не очень высокой степени неизотермичности. К примеру, для второго из условий (14) $nT_e > W^s > 0{,}1\, E^2$ при $T_e/T_i < 10^2$, что выполняется в практически важных случаях.

6. Для практических приложений, особенно для геофизических, важнейшим, безусловно, является вопрос о том, какой вид примет зависимость $j=j(E)$ для рассматриваемого случая сильной турбулентности. Подчеркнем, что приводимые в данном пункте рассуждения и оценки являются очень грубыми, поскольку развитая теория сильной турбулентности [4] не применима в области $v<v_*$, а наличие тока убегающих электронов в области $v>v_{***}$ приводит к тому, что приводимая оценка тока является заниженной. Условие сшивки $\Phi(v<<v_{***})|_{v_{**}}=\Phi(v>v_{**})|_{v_{**}}$ дает
к соотношению

$$P=P_1 v_{**}^{\gamma-4}$$

при усеченном условии нормировки

$$\int\limits_{v_*}^{v_{***}}\Phi(v)\,dv=n_1, \tag{15}$$

где $n_1\leqslant n_0$ — полной плотности электронов. Использование условия (15) вызвано тем, что нам неизвестна функция распределения электронов при $v<v_*$ и $v>v_{***}$. При этом предполагается, что $n_1\approx n_0$, причем тем точнее, чем шире область применимости уравнения (2), т. е. чем дальше расположена область убегания.

Решения имеют окончательный вид:

$$\Phi(v)=\frac{n_1}{4\pi}\frac{1}{v_{**}^{3-\gamma}}\frac{\gamma-3}{\gamma-4}\frac{1}{v^\gamma}\left[1-\frac{1}{4-\gamma}\left(\frac{v_*}{v_{**}}\right)^{3-\gamma}\right]^{-1}\quad (v_*<v<v_{**}),$$

$$\Phi(v)=\frac{n_1}{4\pi}\frac{v_{**}}{v^4}\frac{\gamma-3}{\gamma-4}\left[1-\frac{1}{4-\gamma}\left(\frac{v_*}{v_{**}}\right)^{3-\gamma}\right]^{-1}\quad (v_{**}<v<v_{***}). \tag{16}$$

Величина плотности тока электронов ее скоростями $v_*<v<v_{***}$ определяется при $k_*\geqslant k_0$ выражением

$$j_z=\frac{e^2E}{3m\tilde{A}}\int\limits_{v_*}^{v_{***}}v^6\frac{\partial\Phi}{\partial v}dv=\frac{e^2E}{3m\tilde{A}}\left\{\int\limits_{v_*}^{v_{**}}v^6dv\frac{\partial}{\partial v}\frac{P}{v^\gamma}+\right.$$

$$\left.+\int\limits_{v_{**}}^{v_{***}}v^6dv\frac{\partial}{\partial v}\frac{P_1}{v^4}\right\}=\frac{e^2EP_1}{3m\tilde{A}}\left\{\frac{\gamma}{\gamma-6}(v_{**}^2-v_{**}^{\gamma-4}v_*^{6-\gamma})-2(v_{***}^2-v_{**}^2)\right\}\sim \tag{17}$$

$$\sim\frac{4\pi e^2EP_1v_{***}^2}{3m\tilde{A}}\sim 0{,}1\,en_1v_{Te}\left(\frac{W}{nT_e}\right)^{1/4}\left(\frac{W}{E^2}\right)^{1/8}\left(\frac{k_*v_{Te}}{\omega_{pe}}\right)^{1/4}.$$

Подчеркнем еще раз, что здесь речь идет о плотности тока только неубегающих электронов в области скоростей $v_*<v<v_{***}$, ширина которой уменьшается с увеличением электрического поля. Что касается тока убегающих электронов, то он, очевидно, растет с ростом E, что будет детально исследовано в следующей работе.

Оценка величины аномального сопротивления, получаемая из (17), имеет вид

$$\rho_*=\sigma_*^{-1}=\frac{E}{j}=\left[0{,}1\,en_1v_{Te}\left(\frac{W}{nT_e}\right)^{1/4}\left(\frac{W}{E^2}\right)^{1/8}\left(\frac{k_*v_{Te}}{\omega_{pe}}\right)^{1/4}+j_r\right]^{-1}E. \tag{18}$$

Учет тока убегающих электронов j_r может только понизить ρ_*.

Полезно отметить, что сравнение величины ρ_* с оценкой, получающейся при экстраполяции формул теории слабой турбулентности $\rho_*^0 \approx \approx 4\pi\omega_{pe}^{-1} (W/nT_e)$ приводит к выводу, что в случае заданной «сильной» турбулентности аномальное сопротивление, достигнув некоторого уровня, оказывается во всяком случае меньше ρ_*^0 при $E < (W/nT_e)^{3/5}\sqrt{W}$.

7. Отметим, что «внешняя» ионно-звуковая турбулизация, приводящая к коллективным столкновениям и далее к аномальной диффузии неоднородной плазмы в магнитном поле, рассматривалась в работе [9], а «внешняя» ионно-звуковая турбулизация, приводящая к аномальному затуханию альфвеновских волн, — в работах [10, 11]. Эффекты внешней турбулизации в плазме во внешнем электрическом поле применительно к продольным магнитосферным токам в авроральной верхней ионосфере рассматривались в [3].

В цитированных работах в качестве механизмов турбулизации перечисляются турбулизация при прохождении мощных ударных волн солнечного происхождения [12] и турбулизация, осуществляемая пучком быстрых электронов, создающим высокочастотные волны, генерирующие в свою очередь ионно-звуковые при $l \to l' + s$ распадных процессах и процессах нелинейного рассеяния при условии неизотермичности плазмы. Отмеченные механизмы турбулизации могут создать достаточно высокий уровень ионно-звуковой турбулентности и привести к эффектам, рассматриваемым в настоящей работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Mozer F. S. Anomalous resistivity and parallel electric fields.— In: Magnetosphere Particles and Fields. / Ed. by B. M. McCormac.— Holland: Reidel Dordrecht, 1976.
2. Kindel J. M., Kennel C. F.— JGR, 1971, **76**, p. 3055.
3. Papadopoulos K., Coffey T.— JGR, 1974, **79**, p. 674.
4. Лившиц М. А, Томозов В. М., Федорюк М. В., Цытович В. Н.— ЖЭТФ, 1977, **72**, с. 1414.
5. Рудаков Л. И., Кораблев Л. В. — ЖЭТФ, 1966, **50**, с. 220.
6. Kruskal M. D, Bernstein I. B.— Phys. Fluids., 1974, **7**, p. 407.
7. Цытович В. Н. Теория турбулентной плазмы. — М.: Атомиздат, 1972.
8. Галеев А. А., Сагдеев Р. З. Нелинейная теория плазмы. В кн.: Вопросы теории плазмы. — М.: Атомиздат, 1973. — Вып. 7.
9. Гудкова В. А., Липеровский В. А., Шалимов В. П. — Космические исследования, 1975, **13**, с. 687.
10. Липеровский В. А., Мартьянов С. А. — Геомагнетизм и аэрономия, 1973, **13**, с. 311.
11. Липеровский В. А., Хакимова М. — Изв. вузов — Радиофизика, 1975, **18**, с. 335.
12. Гриб С. А. — Геомагнетизм и аэрономия, 1973, **13**, с. 788.

Институт космических исследований
АН СССР

Поступила в редакцию
20 ноября 1978 г.,
после доработки
6 июня 1980 г.

DISTRIBUTION FUNCTION OF ELECTRONS IN AN ELECTRIC FIELD IN THE PRESENCE OF A STRONG ION SOUND TURBULENCE

M. A. Livshits, V. A. Liperovskij, V. M. Tomozov

A distribution function of plasma electrons is calculated in a constant electric field in the presence of a strong ion-sound turbulence. In the collision integral describing interaction between ion-sound waves and electrons, resonance broadening is taken into account which is associated with a high level of ion-sound turbulence $\sqrt{\frac{m_e}{m_i}} < \frac{W}{nT} < 1$. It is found, that at a certain values of velocities $v_* > v > v_{**}$ the function of electron distribution $f \sim v^{-\gamma}$, where γ is the number of the unity order depending on the turbulence level and for $v_{**} < v < v_{***}$ the spectrum has the form $f \sim v^{-4}$. When $v > v_{***}$ the stationary solution is absent and electron escaping in the electric field takes place. The value of the anomalous resistence is estimated with the given strong ion-sound turbulence for the current of nonescaping electrons.