

ГЕНЕРАЦИЯ ТОКА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ПЛАЗМОЙ ПУЧКА УСКОРЕННЫХ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ

А.В.Гуревич

Показано, что при торможении в плазме компенсированного пучка быстрых Z -ионов возникает сильный электронный ток, который может приблизительно в Z раз превосходить ток многозарядных ионов.

При торможении в плазме пучка быстрых многозарядных ионов, благодаря особенностям кулоновского взаимодействия, значительная часть импульса передается электронам. Это приводит к возникновению электронного тока, который, как будет показано ниже, может на один – два порядка превосходить ток многозарядных ионов. На возможность такого механизма усиления тока в плазме обратил внимание автора Г.Фюрт. Теоретическому исследованию этого явления посвящена настоящая работа¹⁾.

Рассмотрим заполненное плазмой полупространство $x > 0$, с втекающим в него со скоростью v_0 в направлении x компенсированным пучком Z -ионов массы M_z . Концентрация электронов и ионов плазмы N много больше плотности Z -ионов: $N \gg N_z$. Поэтому процесс торможения Z -ионов в плазме не зависит от взаимодействия между ними, т. е. носит линейный характер. Учитывая, кроме того, что здесь рассматриваются лишь быстрые многозарядные ионы, скорость которых порядка тепловой скорости электронов, можно пренебречь в первом приближении движением основных ионов плазмы. Торможение Z -ионов, т. е. изменение их скорости v_z и концентрации N_z по мере углубления пучка в плазму описывается тогда уравнением [1, 3]:

$$\frac{dv_z}{dx} = - \left[\frac{M_z}{m} G(y) + \frac{M_z}{M} \right] v_z, \quad N_z = N_{z0} v_0 / v_z ;$$

$$y = v_z (m/2T_e)^{1/2}, \quad G(y) = \Phi(y) - 2\pi^{-1/2} y e^{-y^2}, \quad \Phi(y) = \frac{2}{\pi^{1/2}} \int_0^y e^{-t^2} dt, \quad (1)$$

$$v_z = \frac{4\pi e^4 N Z^2 \ln \Lambda}{M_z^2 v_z^3}, \quad v_z \Big|_{x=0} = v_0.$$

Решение уравнения (1), определяющее в неявном виде функцию $y(x)$, т. е. скорость ионов $v_z(x)$, есть:

$$\Psi(y) = \Psi(y_0) - \frac{\zeta}{L}, \quad \Psi(y) = \int_0^y \frac{y^3 dy}{G(y) + m/M}, \quad \zeta = \int_0^x \frac{N(x)}{N_0} dx.$$

$$L = \frac{Ml}{mZ^2}, \quad l = T_e^2 / \pi e^4 N_0 \ln \Lambda, \quad y_0 = v_0 (m/2T_e)^{1/2}. \quad (2)$$

Рассмотрим теперь, как возбуждается электронный ток. Как видно из (2), характерная длина торможения Z -ионов в плазме L много больше длины свободного пробега электронов l . Поэтому, при определении возмущения функции распределения электронов можно ограни-

¹⁾ По характеру рассматриваемое явление аналогично увлечению многозарядных ионов в плазме потоком электронов (убегание многозарядных ионов), рассматривавшемуся в [1, 2].

читься локально однородной задачей, считая, что скорость v_z и концентрация N_z заданы в каждой точке x согласно (1), (2). Кинетическое уравнение для электронов записывается в системе координат, движущейся со скоростью равной средней скорости основных ионов плазмы. Оно имеет вид

$$S_{ee} + S_{ei} = -S_{ez}, \quad (3)$$

где S_{ee} , S_{ei} и S_{ez} — интегралы столкновений электронов между собой, с основными ионами плазмы и с Z -ионами.

Интеграл S_{ez} является источником возмущения функции распределения электронов. Разложим, как обычно, функцию распределения в ряд по полиномам Лежандра $P_k(\cos\theta)$:

$$f(v) = f_0(v) + f_1(v)\cos\theta + f_2(v)P_2(\cos\theta) + \dots$$

где θ — угол с осью x . Исходя из интеграла Ландау [4], приходим к следующим выражениям для S_{ez} :

$$S_{ez0} = -\frac{v_z^2}{3v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left\{ v^2 \frac{\partial f_0}{\partial v} \left[\begin{array}{l} v_{ez}(v), \text{ при } v > v_z \\ v_{ez}(v_z), \text{ при } v < v_z \end{array} \right] \right\},$$

$$S_{ez1} = -\frac{3v_z^2}{5v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left\{ v^2 \frac{\partial f_0}{\partial v} \left[\begin{array}{l} \frac{v_z}{v} v_{ez}(v), \text{ при } v > v_z \\ \frac{v}{v_z} v_{ez}(v_z), \text{ при } v < v_z \end{array} \right] \right\} +$$

$$+ v_z \frac{\partial f_0}{\partial v} \left[\begin{array}{l} v_{ez}(v) \left(1 - \frac{3}{5} \frac{v_z^2}{v^2} \right) \text{ при } v > v_z \\ \frac{2}{5} v_{ez}(v_z), \text{ при } v < v_z \end{array} \right].$$

$$v_{ez} = \frac{4\pi e^2 Z^2 N_z \ln \Lambda}{m^2 v^3}, \quad S_{ezk} = \frac{2k+1}{2} \int_{-1}^1 S_{ez} P_k(\cos\theta) d(\cos\theta). \quad (4)$$

Решая теперь обычным методом [3] уравнение (3), при известной правой части S_{ez} (4), находим симметричную $f_0(v)$ и направленную $f_1(v)$ части функции распределения и, следовательно, определяем нагрев электронов и среднюю скорость движения электронов относительно ионов, т. е. электронный ток. Его можно представить в виде

$$j_e = -Z j_{z0} F(\gamma), \quad j_{z0} = eZN_z v_z = eZN_{z0} v_0, \quad \gamma = v_z (m/2T_e)^{1/2}. \quad (5)$$

Функция $F(\gamma)$ приведена на рисунке. При $\gamma \rightarrow 0$: $F(\gamma) = 1 + 0(\gamma^2)$, при $\gamma \gg 1$: $F \approx 4,80/\gamma^3$. Максимальное значение $F_m \approx 1,18$ достигается при

$y \approx 0,8$. Приведем аналитическое выражение для $F(y)$, полученное во втором порядке разложения функции распределения по полиномам Лагерра:

$$F(y) = 1,950F_0(y) - 0,5545F_1(y) - 0,06295F_2(y),$$

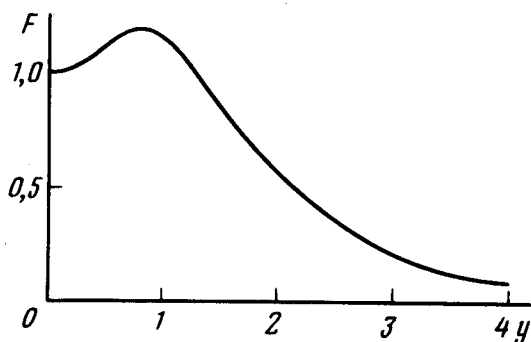
$$F_0(y) = \frac{3\pi^{1/2}}{4} \Phi(y) - \frac{3}{2} ye^{-y^2}, \quad F_1(y) = -\frac{9\pi^{1/2}}{4} \Phi(y) + \frac{9}{2} ye^{-y^2}(1+y^2),$$

(6)

$$F_2(y) = \frac{15}{8} y^3 e^{-y^2}(1-2y^2).$$

Точность формулы (6): $1 \div 2\%$.

В формуле (5) j_{z_0} — плотность тока многозарядных ионов. Из (5) видно, что электронный ток, возникающий в плазме, приблизительно в Z раз превосходит ток Z -ионов.



Электронный ток (5) имеет отличную от нуля дивергенцию, что должно приводить к возникновению в плазме сильного электростатического поля. Однако, в условиях $D \ll R_0, L$ (R_0 — радиус пучка, D — дебаевский радиус) плазма квазинейтральна $N_e \approx N_i$. Это означает, что суммарный электрический ток, определяющийся действием Z -ионов и электростатического поля $E = -\nabla\phi$, является бездивергентным $\nabla(j_e + j_E) = 0$. Отсюда следует уравнение квазинейтральности, определяющее потенциал электростатического поля, генерируемого в плазме [5]:

$$\nabla(\hat{\sigma} \nabla \phi) = \nabla j_e. \quad (7)$$

Здесь $\hat{\sigma}$ — тензор проводимости плазмы, j_e — ток источника (5). Если пренебречь влиянием на проводимость магнитного поля, возникающего в плазме, и изменением температуры электронов, то σ — константа, и уравнение (7) — тождественно уравнению Пуассона. Его решение находится разложением по сферическим функциям. В случае осесимметричного ионного пучка имеем для электрического и магнитного полей:

$$\phi = \sum \phi_k(r) P_k(\mu), \quad H_\phi = \sum H_{\phi k}(r) P_k(\mu),$$

$$\phi_k(r) = - \frac{4\pi}{2k+1} \left\{ r^k \int_0^{R_0} t^{-k+1} \rho_k(t) dt + r^{-k-1} \int_0^r t^{k+2} \rho_k(t) dt \right\}, \quad (8)$$

$$H_{\phi k} = - \frac{4\pi r}{c k(k+1)} \left(\frac{d\phi_k}{dr} + j_{er k} \right), \quad \rho_k = \frac{2k+1}{8\pi} \int_{-1}^1 \left[\frac{\partial j_e}{\partial x} + \frac{\partial j_e^-}{\partial x} \right]_{r, \theta} P_k(\mu) d\mu. \quad (9)$$

Здесь r, θ, ϕ – сферическая система с началом координат в центре ионного пучка на границе плазмы $x = 0$ и углом θ , отсчитываемым от оси x , $\mu = \cos \theta$, j_{er} – радиальная компонента тока j_e (5), $\partial j_e^- / \partial x$ – фиктивный источник в области $x < 0$ (вне плазмы), возникающий из-за условия непротекания тока через границу плазмы $x = 0$ ($j_e^-(-x) = -j_e(x)$). В формулах (9) существенную роль играют разрывы тока j_e , возникающие на границе плазмы $x = 0$ и в точке остановки потока Z -ионов: $\zeta_k = L \Psi(\gamma_0)$ (см. (2) и рисунок); фактически, области разрыва размазаны на расстояния порядка l .

Полный электронный ток согласно (5), (8), (9) образует замкнутую конфигурацию. В области, занятой пучком ионов он направлен, как и поток ионов, в сторону $x > 0$ – здесь доминирует ток источника (5). Вне этой области электронный ток имеет обратное направление, он вызывается электростатическим полем. Плотность тока резко возрастает вблизи границы плазмы $x \approx 0$ и в месте остановки пучка $x \approx x_k$. Магнитное поле суммарного тока имеет только компоненту H_{ϕ} (8). Оно носит кольцевой характер, замыкаясь вокруг ионного пучка. Максимальное значение $H_{\phi m} \sim \pi R_0 Z j_{z0} / c$.

Оценки показывают, что возникающие в плазме ток и магнитное поле могут иметь значительную величину в реальных условиях [6–8]. Условие возникновения сильного тока $l < R_0 < L$.

Автор признателен В.Л.Гинзбургу и Г.Фюрту за полезное обсуждение.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
7 апреля 1977 г.

Литература

- [1] А.В.Гуревич. ЖЭТФ, 40, 1825, 1961.
- [2] Н.Р. Furth, Р.Н. Rutherford. Phys. Rev. Lett., 28, 545, 1972.
- [3] И.Шкарофский, Т.Джонстон, М.Бачинский. Кинетика частиц плазмы. М., Атомиздат, 1969.
- [4] А.Д.Ландау. ЖЭТФ, 7, 203, 1977.
- [5] А.В. Gurevich, А.Л. Krylov, Р.Е. Tsediliha. Space Sci. Rev., 19, 59, 1976.
- [6] С.Л. Olson. Sandia Labor. Rep. SAND-76-0292, 1976.
- [7] А.В. Maschke. 1975 Part Accel. Conf., Washington D.C. March 12–14, 1976.
- [8] R.N. Sudan, Cornell Univ., Report LPS 200, 1976.