УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ И ИОНОВ В СВОБОДНО РАСШИРЯЮЩЕЙСЯ ПЛАЗМЕ

В. В. Васьков, А. В. Гуревич

УДК 533.9.01

Рассмотрено одновременное ускорение электронов и ионов в расширяющейся плазме, создаваемой электромагнитной волной.

При распространении мощной электромагнитной волны в слое неоднородной плазмы в области плазменных резонансов интенсивно возбуждаются ленгмюровские колебания, бесстолкновительная диссипация которых приводит к эффективному ускорению электронов /1,2/. В /3/ было показано, что значительное влияние на ускорение электронов в области резонанса могут оказать соударения. Действительно, соударяясь с тепловыми частицами плазмы вне резонансной области, ускоренный электрон отдает им часть приобретенной энергии, но зато изменяет свою траекторию и может вернуться и вновь пересечь ускоряющий слой. В результате многократного пересечения слоя эффект ускорения электронов значительно усиливается.

Причиной возвращения электронов к ускоряющему слою может быть и отражение электрическим полем, возникающим при расширении плазмы в вакуум /4/. Такая ситуация осуществляется при расширении плазмы, образованной распылением плотной мишени под действием интенсивной электромагнитной волны /5/. Отражающиеся полем электроны передают свой импульс ионам, то-есть ускоряют их. Анализу одновременного ускорения электронов и ионов в этих условиях посвящена настоящая работа.

Задача ставится следующим образом. Плоская электромагнитная волна частоты ω падает из области $z \to -\infty$. Координату z будем отсчитывать от точки плазменного резонанса $\omega = \omega_0(z) = \sqrt{4\pi e^2 N(z)/m}$, где $N(z)$ – концентрация электронов плазмы. В области $z \geqslant 0$ располагается разреженная, свободно расширяющаяся плазма; в области $z < 0$ – плотная плазма и остатки твердой мишени; ускоряющий слой расположен в области разреженной плазмы вблизи ее границы с плотной.

Рассмотрим вначале область $z > 0$. При свободном расширении плазмы в вакуум можно считать, что концентрация электронов (и ионов) N, а также потенциал электрического поля φ зависят только от автомодельной переменной $\tau = z/t$. Здесь $t = 0$ – начальный момент образования и разлета плазмы. Движение ионов и электронов в автомодельном потенциале $\varphi(\tau)$ описывается известными уравнениями /4/. При этом зависимость гидродинамической скорости ионов V и переменной τ от потенциала $e\varphi(\tau)$ определяется соотношениями /6/

$$V - \tau = (N/\tilde{M}N')^{1/2}, \qquad \frac{d\tau}{d(e\varphi)} = -\frac{1}{\sqrt{\tilde{M}}}\left\{\sqrt{\frac{N'}{N}} + \left(\sqrt{\frac{N}{N'}}\right)'\right\}, \qquad (1)$$

где $\tilde{M} = M/Z$ – приведенная масса иона, штрихом обозначены производные от N по $e\varphi$. Потенциал электрического поля φ, в свою очередь, определяется условием квазинейтральности, которое приводит к соотношению

$$N(e\varphi) = \sqrt{2/m}\int_0^{\infty} f_0(E_{\parallel} - e\varphi)\,dE_{\parallel}/\sqrt{E_{\parallel}}, \quad E_{\parallel} = mv_{\parallel}^2/2. \qquad (2)$$

Здесь $f_0(E_{\parallel})$ – функция распределения электронов по скорости $v_{\parallel}$ в точке $\tau \to 0$, то-есть вблизи ускоряющего слоя, и $\varphi(\tau = 0) = 0$. Отсюда следует, что процесс расширения плазмы существенно зависит от конкретного вида функции распределения электронов

$f_0(E_{\parallel})$. Последняя определяется ускорением электронов в плазменном резонансе $\tau \to 0$, а также потерями их энергии при соударениях в плотной плазме и при отражении от самосогласованного электрического поля. Полевые потери связаны с нестационарностью потенциала $\varphi(\tau)$. Согласно (I), (2) в первом приближении по малому параметру $\sqrt{m/\tilde{M}} \ll 1$ полевые потери при возвращении электрона в точку $z = \tau = 0$ равны

$$\delta E_{\varphi}(E_{\parallel}) = 2\sqrt{2m/\tilde{M}} \int_{-E_{\parallel}}^{0} \sqrt{E_{\parallel} + e\varphi}\left\{\sqrt{N'/N} + (\sqrt{N/N'})'\right\} d(e\varphi); \quad e\varphi(\tau_{E_{\parallel}}) = -E_{\parallel}. \tag{3}$$

Изменение функции распределения при отражении электронов из-за соударений в плотной плазме ($z < 0$) описывается аналогично работе /3/. При этом оказывается, что потери энергии при соударениях всегда превышают полевые, (см. ниже (5)). В пренебрежении последними задача нахождения функции распределения сводится к решенной /3/. Функция распределения в области больших энергий носит квазимаксвелловский характер с эффективной температурой T_{ef_1} в $\sqrt{2}$ раз больше, чем в /3/ (учтено, что при возвращении в плотную плазму ($z < 0$) электрон пересекает ускоряющий слой дважды). Температура T_{ef_1} слабо зависит от энергии электронов E. Распределение ускоренных ионов описывается в этом случае известными формулами /4,6/:

$$N(V) \backsim \exp(-V\tilde{M}^{1/2}/T_{ef_1}^{1/2}). \tag{4}$$

Отношение мощности W_i, расходуемой электронами на ускорение ионов, к мощности W_T, теряемой ими при соударениях, равно

$$W_i/W_T \simeq \delta_{\varphi}/\sqrt{\delta} \ll 1, \quad \delta_{\varphi} = \sqrt{2m/\tilde{M}}. \tag{5}$$

Здесь δ_{φ} – доля энергии, теряемой электроном при одном отражении от поля (см. (3)), δ – средняя доля энергии, теряемой при одном соударении в плотной плазме. Например, в полностью Z-кратно ионизованной плазме $\delta \simeq 1/(Z + 1)$. Из (5) видно, что на ускорение ионов может уходить $\sim$ (3 – 20)% общей мощности, затрачиваемой на ускорение электронов.

Рассмотрим теперь другой случай, когда вся мишень превратилась в плазму, расширяющуюся в обе стороны: и в область $z > 0$ и в область $z < 0$. Примем также, что быстрые электроны свободно проходят сквозь плазму практически без соударений и без энергетических потерь. Тогда основное влияние на формирование функции распределения быстрых электронов оказывают отражения от самосогласованного поля как при $z > 0$, так и при $z < 0$. Функция распределения $f_0(E_\parallel)$ зависит в этом случае от автомодельного потенциала $\varphi(\tau)$. Согласно /3/ она определяется уравнением

$$\frac{1}{2}\frac{d}{dE_\parallel}\left[\langle \Delta E^2\rangle \frac{df_0}{dE_\parallel}\right] + \delta E_\varphi \frac{df_0}{dE_\parallel} = 0, \tag{6}$$

где $\langle \Delta E^2\rangle$ – среднеквадратичное приращение энергии электрона, пересекающего ускоряющий слой, δE_φ – потери энергии при отражении от самосогласованного электрического поля (3). Из (6) следует, что функция распределения ускоренных электронов при $\tau = 0$ имеет вид

$$f_0(E_\parallel) = C\int_{E_\parallel}^{\infty} dE_\parallel \exp\left[-\frac{2}{\langle \Delta E^2\rangle}\int_0^{E_\parallel}\delta E_\varphi(E_\parallel)\,dE_\parallel\right], \quad \langle \Delta E^2\rangle \approx \text{const}. \tag{7}$$

Для концентрации электронов получаем тогда согласно (7), (2):

$$N(\tilde\varphi) = 2C\sqrt{2T_{ef}/m}\,F(\tilde\varphi),$$

$$F(\tilde\varphi) = \int_{-\tilde\varphi}^{\infty} d\tilde E_\parallel \sqrt{\tilde E_\parallel + \tilde\varphi}\,\exp\left\{-\beta^2\int_{-\tilde E_\parallel}^{0}(\tilde E_\parallel + \tilde\varphi_1)^{3/2}\left[\sqrt{N'/N} + (\sqrt{N/N'})'\right]d\tilde\varphi_1\right\}, \tag{8}$$

где $\beta^2 = (8/3)\delta\varphi\, T_{ef}^2/\langle \Delta E^2\rangle$, $\tilde\varphi = e\varphi/T_{ef}$, $\tilde E_\parallel = E_\parallel/T_{ef}$, T_{ef} – константа, определенная ниже (9).

Из (8) видно, что задача определения $N(\tilde{\varphi})$ становится теперь существенно нелинейной и нелокальной. Записывая (8) в форме $N'/N = (dF/d\tilde{\varphi})/F$, где $N' = dN/d\tilde{\varphi}$, находим, что уравнение (8), по-существу, не содержит параметров и определяет универсальную функцию $N'/N = \beta\psi(\beta\tilde{\varphi})$. Асимптотически она носит степенной характер. Разыскивая ее в виде $\psi(x) = \alpha x^{\gamma}$, находим, при $|\tilde{\varphi}| > 1$:

$$N'/N = -4\tilde{\varphi}^3, \quad N(\tilde{\varphi}) \backsim e^{-\tilde{\varphi}^4}, \quad \beta^2 = 64/3\pi,$$
$$T_{ef} = \left[(8/\pi)\sqrt{\tilde{M}/2m}\langle\Delta E^2\rangle\right]^{1/2}. \tag{9}$$

Величина характерной энергии электронов T_{ef} (9) значительно выше эффективной температуры T_{ef_1} /3/. Однако, функция распределения электронов в рассматриваемом случае (7) убывает с энергией гораздо быстрее и носит существенно немаксвелловский характер:

$$f_0(E_{\parallel}) \backsim \exp\left[-(E_{\parallel}/T_{ef})^4\right], \quad E_{\parallel}/T_{ef} > 1. \tag{10}$$

Соответственно, для распределения ускоренных ионов получаем выражение

$$N(V) \backsim \exp\left[-(5V/4S_0)^{8/5}\right], \quad V/S_0 \cong (4/5)|\tilde{\varphi}|^{5/2} > 1, \quad S_0 = \sqrt{T_{ef}/\tilde{M}}, \tag{11}$$

которое также существенно отличается от $\exp(-V/S_0)$ (4).

Подчеркнем, что в реальных физических установках значение потенциала поля всегда ограничено: $|\varphi| \leqslant |\varphi_c|$. Величина φ_c определяется условиями протекания электрического тока в системе; обычно $|\tilde{\varphi}_c| = |e\varphi_c|/T_{ef} \gg 1$ /7/. Электроны, имеющие энергию $E > |e\varphi_c|$, не удерживаются электрическим полем в плазме и свободно выходят на стенки камеры. Функция распределения таких электронов по скоростям зависит от механизма их ускорения и может быть существенно несимметричной по направлению. Такие электроны наблюдались, например, в /8,9/. Их вклад в ускорение ионов незначителен, поскольку их общее число невелико. Отметим, что предельная энергия ускоренных в процессе расширения плазмы ионов E_{ci} зависит от потенциала φ_c. В условиях (II) она оказывается весьма значительной

$$E_{ci} = \frac{8}{25} T_{ef} \left(\frac{|e\varphi_c|}{T_{ef}} \right)^5, \quad |e\varphi_c|/T_{ef} > 1.$$

По измерениям спектра ускоренных ионов согласно (9), (I0) можно восстановить распределение захваченных электронов (с энергией $E < |e\varphi_c|$) и потенциала самосогласованного поля $\varphi(\tau)$.

Авторы признательны В. П. Силину и Я. С. Диманту за полезное обсуждение.

Поступила в редакцию
23 декабря I982 г.
После переработки
27 января I983 г.

Литература

I. Л. М. Коврижных, А. С. Сахаров, в кн. Взаимодействие сильных электромагнитных волн с бесстолкновительной плазмой, изд. ИПФ АН СССР, Горький, I980 г., с. II7.
2. Н. Е. Андреев, В. П. Силин, Г. Л. Стенчиков, там же, с. I56.
3. В. В. Васьков, А. В. Гуревич, Я. С. Димант, ЖЭТФ, 84, 536 (I983).
4. А. В. Гуревич, Л. П. Питаевский, в кн. Вопросы теории плазмы. Атомиздат., М., I980 г., вып. I0, с. 3.
5. C. M. Armstrong et al., J. Appl. Phys., 50, 5233 (1979).
6. А. В. Гуревич, А. П. Мещеркин, ЖЭТФ, 80, I8I0 (I98I).
7. А. В. Гуревич, А. П. Мещеркин, Препринт ФИАН № I53, М., I982 г.
8. N. A. Ebrahim, C. Joshi, Phys. Fluids, 24, 138 (1981).
9. C. Joski et al., Phys. Rev. Lett., 47, 1285 (1981).