

КИНЕТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ПЛАЗМЕННОМ РЕЗОНАНСЕ
В СЛАБЫХ ПОЛЯХ

В. И. Баринов

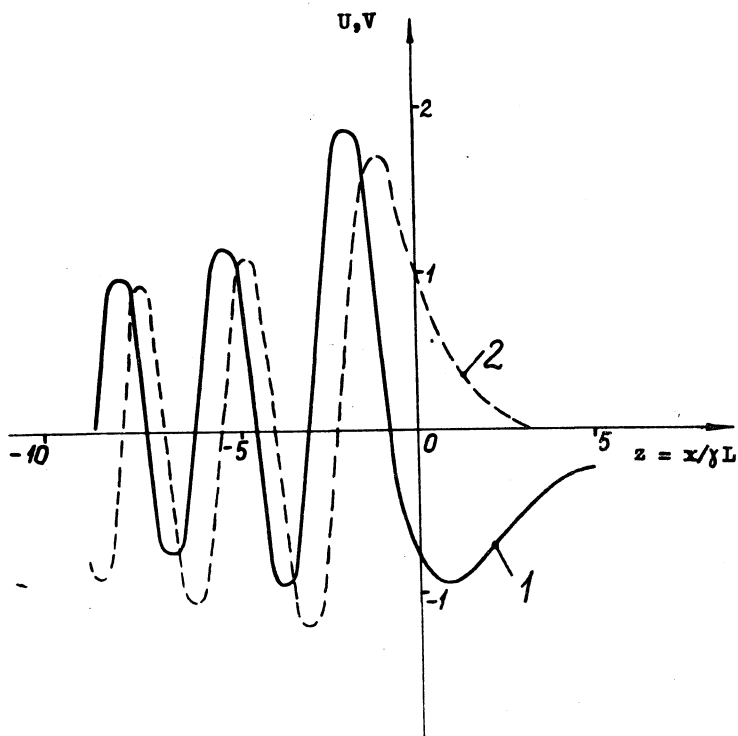
УДК 533.9

В работе проведено численное моделирование движения электронов в электрических полях, возникающих при плазменном резонансе. Показано, что существует резкая направленность бесстолкновительного ускорения надтепловых электронов в сторону разреженной плазмы непосредственно в окрестности особой точки.

В работах /1,2/ в условиях плазменного резонанса была экспериментально обнаружена резкая направленность бесстолкновительного ускорения электронов в сторону разреженной плазмы для таких слабых внешних полей $E_{ох}$, когда стрикционные или другие нелинейные эффекты /3,4/ согласно оценкам не оказывают существенного влияния на структуру поля в окрестности точки с критической концентрацией n_c . Предполагалось, что такая направленность ускорения связана с видом поля при $n \sim n_c$ $E = E_{ох} \gamma^{-1} (U(x) + iV(x)) \times \exp(i\omega t + \varphi_0)$ (здесь $\gamma = (r_{De}/L)^{2/3}$, $n = n_c (1 + x/L)$, $L \ll 2\pi c/\omega$, /5,6/, близким по характеру к бегущей в сторону разреженной плазмы продольной волне. Однако быстрое изменение фазовой скорости и амплитуды этой волны, затрудняя оценку эффективности ее взаимодействия с электронами, требует более тщательного обоснования причины направленности ускорения с привлечением численных методов для расчета возможного приращения энергии электронов $\Delta \epsilon_e$. Поэтому в данной работе, которую можно рассматривать как продолжение обсуждения результатов эксперимента /1,2/, приведены данные по численному моделированию на ЭВМ движения электронов в указанных полях при параметрах плазмы, близких к реализованным в эксперименте ($L = 1$ см, $T_e = 3$ эВ, $\gamma = 0,03$, $\omega = 1,2 \cdot 10^{10}$ с⁻¹, $E_{ох} = 3$ В/см). Это же позволяет, в конечном итоге, сделать вы-

30

вод о возможности достижения при таком механизме ускорения энергий электронов, соответствующих экспериментально наблюдаемым ($\bar{\epsilon}_e \approx eE_{ох}L$, $\epsilon_{e \max} \approx 5\bar{\epsilon}_e$) вне плазмы.



Р и с. I. Распределение поля E в окрестности плазменного резонанса.
Кривая 1 - U , кривая 2 - V

Поскольку при расчетах использовалась аналитическая форма записи поля, то значения $U(x)$ и $V(x)$, которые в явном виде удастся представить обычно только в виде таблиц или графиков (см. рис. I), аппроксимировались на отдельных участках траектории электрона разными функциями. Так, от $z = 3$ до $z = -4$, где $z = x/\gamma L$, использовались полиномы 8-й степени от z , коэффициен-

ты которых подбирались ЭВМ по принципу наименьшей среднеквадратичной ошибки (для заданных с равномерным шагом пятнадцати значений функций). При $z < -4$ поля уже могут быть хорошо выражены с помощью асимптотических представлений функций Эйри /7/ и имеют вид:

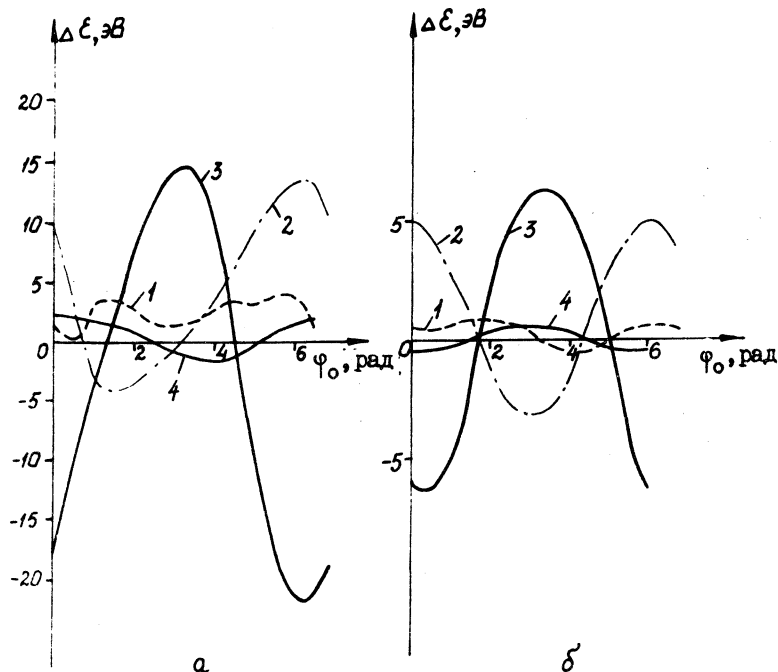
$$U = -1,6(-z)^{-1/4} \cos\left[\frac{2}{3}(-z)^{3/2} + \pi/4\right] - 0,7/z,$$

$$V = 1,6(-z)^{-1/4} \sin\left[\frac{2}{3}(-z)^{3/2} + \pi/4\right].$$

Интегрирование уравнений движения в случае начальной скорости, направленной в сторону разреженной плазмы, производилось от $z = 3$ до $z = -10$, т.е. $n = 0,7n_0$, где значения поля должны резко уменьшаться из-за сильного затухания Ландау /5/ на электронах с тепловой скоростью $v_{Te} \sim \sqrt{T_e/m} \approx 8 \cdot 10^7$ см/с. Изучалось также движение в сторону плотной плазмы от $z = -10$ до $z = +3$.

На рис.2а представлены результаты расчета зависимости приращения энергии электронов $\Delta\epsilon$ с начальными скоростями $v_0 = 10^8$ см/с, $2 \cdot 10^8$ см/с, $3 \cdot 10^8$ см/с (соответственно с начальными энергиями $\epsilon_0 = 3,2$ эВ, 13 эВ, 29 эВ) в от начальной фазы φ_0 . Видно, что значительная часть ($\sim 50\%$) надтепловых электронов испытывает ускорение, причем имеется четко выраженная направленность в сторону разреженной плазмы и положительное приращение энергии в среднем составляет $\Delta\epsilon_+ \approx 5$ эВ $\approx eE_{ox}L$. Максимальная величина $\Delta\epsilon$ увеличивается с ростом v_0 . Почти весь набор энергии электронами с $v_0 > v_T = 2 \cdot 10^8$ см/с $\approx 2v_{Te}$ происходит непосредственно в узкой области вблизи n_c , имеющей $|z| < 4$. Такие электроны, ранее удерживаемые в плазме потенциальным барьером (в эксперименте $W \sim 5T_e$), теперь могут покидать ее, теряя на преодоление барьера энергию порядка начальной ϵ_0 , но сохраняя в основном энергию $\Delta\epsilon_+$, полученную в высокочастотном поле. В то же время реальный прирост энергии электронов со скоростью $v_0 = 10^8$ см/с, близкой к тепловой, меньше, чем согласно кривой I, так как происходит в основном при $z < -4$, где уже должно сказываться их коллективное воздействие на поле, т.е. затухание Ландау. Обладая относительно малой начальной энергией ϵ_0 и получая небольшой прирост энергии в ВЧ поле, такие электроны, видимо, не могут покинуть плазму из-за

ее объемного заряда, создающего потенциальный барьер для электронов с околотепловыми скоростями. Согласно оценке в предположении максвелловского распределения в ускорении может участвовать



Р и с. 2. Зависимость приращения энергии электронов $\Delta \epsilon_e$ от начальной фазы поля φ_0 и начальной скорости v_0 . Кривые 1, 2, 3 соответствуют $v_0 = 10^8$ см/с, $2 \cdot 10^8$ см/с, $3 \cdot 10^8$ см/с; движение в сторону разреженной плазмы. Кривая 4 соответствует $v_0 = 3 \cdot 10^8$; движение в сторону плотной плазмы; а) бесстолкновительная плазма $E_{ox} = 3$ В/см, б) столкновительная плазма $E_{ox} = 5$ В/см

$\eta \sim 0,1 \cdot v_{Te} v_{Tc}^{-1} \cdot \exp(-v_{Tc}^2/v_{Te}^2) \sim 10^{-3}$ электронов, находящихся в области критической концентрации n_c . Численный счет при других значениях поля E_{ox} показал, что рассмотренный механизм ускорения не имеет порогового по полю характера, т.е. возможен и при

$E_{ox} \ll 3$ В/см, что так же, как и величина приращения энергии, согласуется с экспериментальными данными /1,2/.

Интересно отметить, что подобная вышеуказанной направленность ускорения должна существовать и при ограничении поля в резонансе за счет столкновений /1/, например, в достаточно низкотемпературной или малононизованной плазме, т.е. когда поле можно записать в виде /5/ $E = E_{ox} \exp(i\omega t) / (-x/L - i\gamma_{ст})$, где $\gamma_{ст} = \nu_{ст}/\omega$. Вводя обозначения $\alpha = \omega L/v_0$, $y = x/L$, приращение энергии для электрона, движущегося в слабых полях в сторону разреженной плазмы $x = x_0 - v_0 t$, можно записать в виде:

$$\Delta \epsilon_e = \text{Re} \left(e E_{ox} L \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp[i\alpha(y_0 - y)](-y + i\gamma)}{y^2 + \gamma^2} dy \right) = e E_{ox} L (J_1 + J_2),$$

где

$$J_1 = \int_{-\infty}^{\infty} y \cos(\alpha y_0 - \alpha y) dy / (y^2 + \gamma^2);$$

$$J_2 = \int_{-\infty}^{\infty} (-y) \sin(\alpha y - \alpha y_0) dy / (y^2 + \gamma^2).$$

Здесь возможно расширение пределов интегрирования до $\pm\infty$, так как относительно сильное ускоряющее поле существует только в малой окрестности точки $x = 0$. Интегралы J_1, J_2 легко сводятся к табличным /8/, и окончательно, после сравнительно несложных преобразований, можно получить: $J_1 = J_2 = \pi \sin(\alpha y_0) \exp(-\alpha \gamma)$ и соответственно, $\Delta \epsilon_e = 2\pi e E_{ox} L \sin(B) \exp(-\gamma \omega L/v_0)$, где $B = \omega x_0/v_0$ играет роль начальной фазы поля.

Так же можно показать, что при движении в обратном направлении $\Delta \epsilon_e \sim (J_1 - J_2) = 0$. Эффективное ускорение в сторону разреженной плазмы с приращением энергии $\Delta \epsilon_e \text{ max} \geq e E_{ox} L$ происходит при $v_0 \geq \gamma \omega L/2 = v_T$. Данные аналитические выражения нужно рассматривать как первое приближение, так как не учитывалось изменение скорости электрона в процессе движения. Однако для слабых внешних полей оно вполне удовлетворительно, что подтверждается результатами численного интегрирования уравнений движения электронов, имеющих разные начальные скорости v_0 и фазы φ_0 .

Для $E_{ox} = 5$ В/см; $L = 1$ см, $T_e \leq 3$ эВ, $\gamma = 0,03$ эти данные приведены на рис. 2б; начальные значения $x_0 = \pm 0,5$ см, а окончание расчета происходило в момент, когда $|x| = 0,7$ см. Видно, что $\Delta \epsilon_e$, как и в аналитическом выражении, синусоидально зависит от φ_0 , а абсолютное значение $\Delta \epsilon_{max}$ не менее $eE_{ox}L$, если движение происходит в сторону разреженной плазмы и $v_0 > 2 \cdot 10^8$ см/с. Последнее число соответствует аналитической оценке v_T , причем $v_T > v_{Te}$. В этом случае положительные приращения $\Delta \epsilon_+$ несколько больше по абсолютной величине отрицательных $\Delta \epsilon_-$. Указанная разница быстро увеличивается с ростом поля и при $E_0 = 30$ В/см уже $\Delta \epsilon_+ - |\Delta \epsilon_-| \approx \Delta \epsilon_+ \approx 100$ эВ. Однако в этом последнем случае приведенное рассмотрение справедливо только в течение времени, пока не развились стрикционные явления.

Итак, в слабых полях, когда еще можно пренебречь их влиянием на структуру нелинейных явлений, существует бесстолкновительное ускорение надтепловых электронов непосредственно в области плазменного резонанса, причем оно не носит порогового по полю характера и направлено преимущественно в сторону разреженной плазмы. Приrost энергии $\Delta \epsilon \sim eE_{ox}L$.

Указанные выводы, основанные на учете кинетического распределения электронов по скоростям, соответствуют имеющимся экспериментальным данным /1,2/ для бесстолкновительной плазмы.

Поступила в редакцию
4 мая 1977 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. И. Баринov, Препринт ФИАН № 81, 1976 г.
2. В. И. Баринov, Физика плазмы 3, № 2, 239 (1977).
3. G. I. Morales, Y. C. Lee, Phys. Rev. Lett., 33, 1016 (1974).
4. С. В. Буланов, Л. М. Коврижных, Физика плазмы, 2, 105 (1976).
5. В. Л. Гинзбург, "Распространение электромагнитных волн в плазме", М., 1961 г.
6. В. Б. Гильденбург, Г. М. Фрайман, ЖЭТФ, 69, 1601 (1975).
7. В. А. Фок, "Дифракция радиоволн вокруг земной поверхности", М., 1946 г.
8. Г. Б. Двайт, "Таблицы интегралов и другие математические формулы", М., 1969 г.