

РЕЛАКСАЦИЯ ИОННОГО ПУЧКА, ИНЖЕКТИРУЕМОГО В ПЛАЗМУ ПОПЕРЕК МАГНИТНОГО ПОЛЯ

А.Г.Борисенко, Г.С.Кириченко

Двухпотоковая ионная неустойчивость, возбуждаемая в плазме ионным пучком [1,2], является эффективным механизмом релаксации пучка и нагрева плазмы [3 – 6]. Однако свободное движение электронов вдоль силовых линий магнитного поля стабилизирует ион-ионную неустойчивость в широком диапазоне скоростей пучка: $V > c_s$ при $\cos \theta^2 > m/M$ (c_s – скорость неизотермического ионного звука, θ – угол между волновым вектором \mathbf{k} и магнитным полем \mathbf{H} ; m, M – масса электрона, иона. При инъекции ионного пучка перпендикулярно направлению магнитного поля ($\theta \sim \pi/2$) и в условиях

$$k^2 \rho_e^2 \ll 1 \ll k^2 \rho_i^2 \quad (1)$$

($\rho_{e,i}$ – средний ларморовский радиус электронов, ионов) такая неустойчивость может развиваться при скоростях пучка вплоть до альфвеновской, причем условие неизотермичности плазмы в этом случае не обязательно [1,2,7 – 10]. Нелинейная теория [7] и численные эксперименты [8,9] показывают, что в результате развития в такой системе продольных низкочастотных колебаний ($\omega_{Hi} \ll \omega \ll \omega_{He}, \omega_{Hi}, \omega_{e}$ – циклотронная частота ионов, электронов) достигается аномально быстрая трансформация энергии направленного движения ионов в тепловую. В настоящей работе показано экспериментально, что при выполнении условий (1) реализуется эффективная термализация ионного пучка, вводимого в плазму поперек магнитного поля.

Схематически экспериментальное устройство представлено на рис. 1. Аргоновая плазма 1 поддерживалась с помощью разряда с накаленным катодом в магнитном поле, создаваемом катушками 2. Пористый вольфрамовый ионизатор 3 и ускоряющая сетка 4 с высоким отрицательным потенциалом (~ 500 в) позволяли получать пучок ионов калия и вводить его в плазму поперек магнитного поля. Энергия пучка ϵ задавалась разностью потенциалов ионизатора и плазмы. Подвижный электростатический анализатор 5 позволял исследовать функцию распределения скоростей пучка на различных расстояниях h от источника. Функция определялась путем графического дифференцирования кривой задержки – зависимости тока коллектора I_K от тормозящего потенциала U_T . Параметры плазмы определялись одиночным зондом. Типичные условия эксперимента: ток ионного пучка ~ 1 ма, $\epsilon = 0 - 200$ эв, максимальное пролетное расстояние $h = 15$ см, концентрация плазмы $n \sim 5 \cdot 10^9$ см $^{-3}$, температура электронов ~ 8 эв, давление аргона 10^{-4} мм рт.ст., $H = 0 - 50$ э.

Эксперименты показали, что наложение на систему плазма – ионный пучок даже относительно слабого поперечного магнитного поля приводит к эффективной релаксации пучка. На рис. 2 представлены

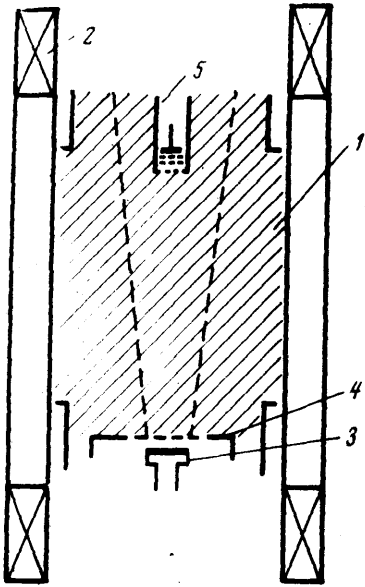


Рис. 1

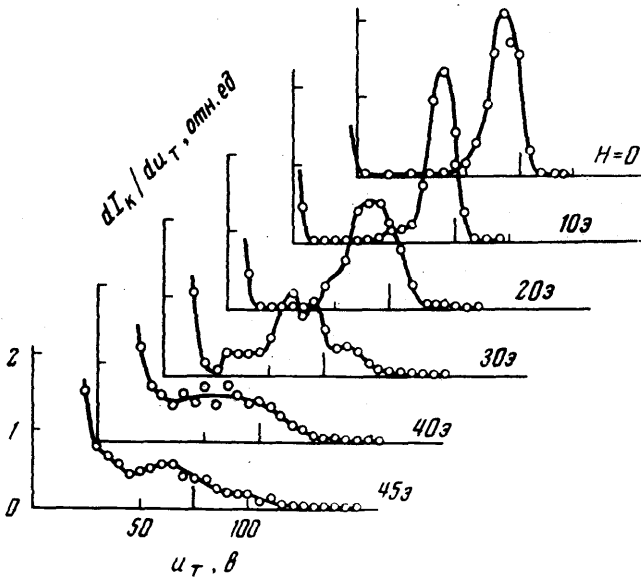


Рис. 2

функции распределения пучка в зависимости от величины напряженности магнитного поля ($h = 14$ см). В отсутствии магнитного поля ионный пучок ($\epsilon = 70$ эв) на указанном пролетном расстоянии с плазмой практически не взаимодействует. В магнитном поле $H > 40$ э в аналогичных условиях наблюдается эффективное торможение основной части ионов, т.е. рассеяние их энергии в плазме. Одновременно регистрируются частицы, ускоренные вплоть до удвоенной начальной энергии пучка. Рис. 3 демонстрирует пространственное развитие деформации функции распределения ионов пучка ($H = 45$ э). Описанные эффекты наблюдаются в условиях возбуждения в плазме шумового спектра колебаний с частотами $100 - 500$ кГц, т.е. в области нижнего гибридного резо-

нанса. Бесстолкновительный характер взаимодействия ионного пучка с плазмой следует непосредственно из экспериментальных данных (верхние кривые на рис. 2, 3) и подтверждается оценкой длины свободного пробега ионов относительно парных столкновений (перезарядка, упругое рассеяние), на порядок величины превышающей путь релаксации пучка.

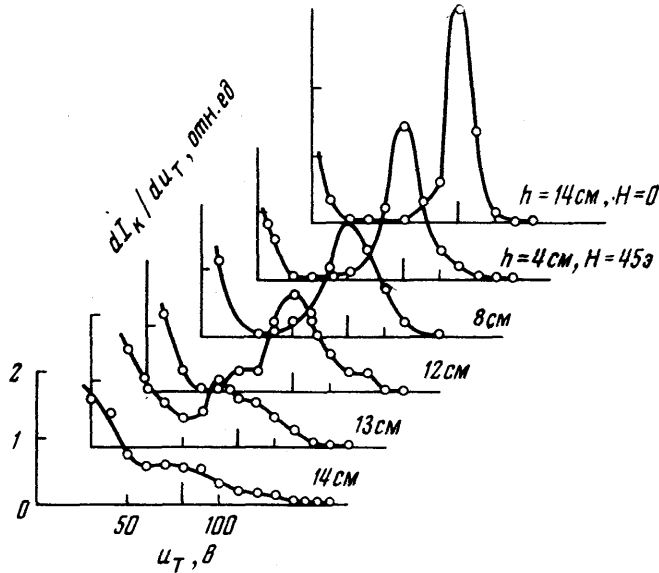


Рис. 3

При указанных значениях напряженности магнитного поля последнее практически не возмущает движения ионов, но ограничивает движение электронов перпендикулярно \mathbf{H} , т.е. создаются условия для развития ионной пучковой неустойчивости. Максимальный линейный гидродинамический инкремент нарастания колебаний, возбуждаемых ионным пучком [7,8].

$$\gamma_m \sim (1/2) \omega (n'/n)^{1/2} = \{ \omega_{oi} / 2 [1 + (\omega_{oe}^2 / \omega_{He}^2)]^{1/2} (n'/n)^{1/2} \}$$

соответствует волновым числам $k_n \sim \omega / V$ (n' — плотность ионов пучка, ω_{oi}, e — ленгмюровская частота ионов, электронов плазмы). В условиях эксперимента $\omega_{oe}^2 / \omega_{He}^2 \gg 1$ и

$$\gamma_m \sim (1/2) (\omega_{He} \omega_{ni})^{1/2} (n'/n)^{1/2},$$

т.е. инкремент возрастает с увеличением магнитного поля. Оценка пространственного масштаба линейного развития колебаний $L \sim V / \gamma_m = 3,3 \text{ см}$ (при $H = 40 \text{ э}$, $V = 2 \cdot 10^6 \text{ см/сек}$ и среднему по пролетному пути $n'/n \sim 0,1$) находится в качественном согласии с наблюдаемым расстоянием релаксации пучка. При этом $k_m^2 \rho_e^2 \sim 0,1$, $k_m^2 \rho_i^2 \sim 10^2$, если принять для температуры ионов плазмы величину $0,1 \text{ эв}$.

Таким образом, в настоящей работе получено экспериментальное доказательство того, что двухпоточковая ионная неустойчивость в поперечном магнитном поле является эффективным бесстолкновитель-

ным механизмом термализации ионного пучка в плазме. Такая неустойчивость предполагается как основной механизм нагрева ионов при многоскоростном их движении на фронте ударной волны [11], а также как одна из возможностей термализации быстрых ионов, накапливаемых в ловушках с инъекцией нейтральных атомов [12]. В связи с последним необходимо обратить внимание на то, что численный эксперимент по исследованию квазилинейной релаксации в плазме группы ионов с большой поперечной энергией в двумерном пространстве скоростей ("случайное" распределение по фазам ларморовского вращения), показал деформацию функции распределения ионов, подобную полученной в настоящей работе.

Институт ядерных исследований
Академии наук УССР

Поступила в редакцию
7 июля 1972 г.

Литература

- [1] Б.Б.Кадоццев. Сб. "Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций", М., изд. АН СССР, 1958 г. стр. 364.
- [2] А.А.Веденов, Е.П.Велихов, Р.З.Сагдеев. УФН, 73, 701, 1961.
- [3] А.Г.Борисенко, Г.С.Кириченко. ЖЭТФ, 60, 384, 1971.
- [4] А.Г.Борисенко, Г.С.Кириченко, В.Г.Хмарук. Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res. Proc. 4th Int. Conf. Madison, USA, 1971. Vol. 2. Vienna, 1971, p. 141.
- [5] B.D.Fried, C.F.Kennel, K.Mackenzie, F.V.Coroniti, I.M.Kindel, R.Stenzel, R.J.Taylor, R.White, A.Y.Wong, W.Bernstein, J.M.Sellen, Jr.D.Forslund, R.L.Sagdeev. Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res. Proc. 4th Int. Conf. Madison, USA, 1971. Vol. 2. Vienna, 1971, p. 55.
- [6] Г.С.Кириченко, В.Г.Хмарук. ЖЭТФ, 63, 107, 1972.
- [7] В.Л.Сизоненко, К.Н.Степанов. Письма в ЖЭТФ, 8, 592, 1968.
- [8] K.Papadopoulos, R.C.Davidson, J.M.Dawson, I.Haber, D.A.Hammer, N.A.Krall, R.Shanny. Phys. Fluids, 14, 849, 1971.
- [9] С.Е.Wagner, K.Papadopoulos, I.Haber. Phys. Lett., 35A, 440, 1971.
- [10] P.J.Barrett, R.J.Taylor. Proc. X Int. Conf. on Phenom. in Ionized Gases, Rep. 4. 3. 12. 1, Oxford, 1971, p. 353.
- [11] Р.З.Сагдеев. Сб. "Вопросы теории плазмы", М., Атомиздат, 1964, вып. 4, стр. 20.
- [12] V.M.Kulygin, A.B.Mikhailovskii, E.S.Tsapelkin. Plasma Phys., 13, 1111, 1971.