

ОСОБЕННОСТИ НАГРЕВА ПЛАЗМЫ,
СОДЕРЖАЩЕЙ МНОГОЗАРЯДНЫЕ ИОНЫ, В Z-ПИНЧЕ

Ю.А.Быковский, В.Б.Лагода, Г.А.Шерозия

Исходя из предположения о сжатии плазменного столба до размера ларморовского радиуса, описываемого ионом в собственном магнитном поле разряда, и соотношения Беннета получены выражения для температуры и линейной плотности плазмы. Показано, что нагрев плазмы осуществляется при возбуждении ионно-звуковой турбулентности.

В настоящее время большое количество работ посвящается исследованию коллективных явлений в плазме [1]. С этой точки зрения представляет интерес рассмотрение плотных плазменных сгустков с малыми поперечными размерами ($10^{-3} \div 10^{-2}$ см), зарегистрированных в экспериментах с малоиндуктивной вакуумной искрой и взрывающимися проводниками [2 — 4]. В исследованиях, посвященных изучению малоиндуктивной искры, проведены измерения температуры $T_e \sim T_i \sim 10$ кэВ и плотности плазмы $n_e \sim 10^{21}$ см $^{-3}$. Обнаружено, что плотные плазменные точки (ПТ) являются источниками излучения спектральных линий гелио- и водородоподобных ионов для элементов группы железа, а также жесткого рентгеновского и микроволнового излучения. В работе [4] сообщается об обнаружении эффективной эмиссии из ПТ тяжелых ионов с $Z \leq 25$. Уникальные физические свойства малоиндуктивной искры привлекают к этому объекту внимание многих исследовательских групп [5], однако, основные особенности этого интересного явления до настоящего времени не нашли объяснения.

При описании нагрева плазмы в устройствах типа "Z-пинч" обычно используются магнито-гидродинамические уравнения [6]. Однако, в нашем случае применимость этих уравнений, в силу малого поперечного размера плазменного столба, ограничена.

Очевидно, что для среднего ларморовского радиуса, описываемого ионом, можно записать:

$$\rho_i = \frac{v_i M c}{Z e B}, \quad (1)$$

где M — масса иона, $v_i \sim \sqrt{T_i / M}$, Z — усредненный по плазменному сгустку заряд иона, B — величина магнитного поля ($B \sim J / cr$, где J — разрядный ток, r — поперечный радиус ПТ). Введем параметр $a = r / \rho_i$. Подставляя значения v_i и B , легко видеть, что (1) есть условие, накладываемое на температуру ионов:

$$T_i = \frac{Z^2 e^2 J^2}{M c^4 a^2}. \quad (2)$$

Рассмотрим соотношение Беннета:

$$(N_i T_i + N_e T_e) = \frac{J^2}{2 c^2}, \quad (3)$$

где $N = \pi r^2 n$ — линейная плотность частиц. Очевидно, что для нейтральной плазмы, состоящей из многозарядных ионов и электронов, $N_e \gg N_i$ и (3) можно записать в виде:

$$N_e T_e = \frac{J^2}{2 c^2}. \quad (4)$$

Учитывая, что $\rho_e \ll r$, можно предположить справедливость (4) и в случае плазмы ПТ. Применимость соотношения Беннета в виде (4) к плазме ПТ подтверждается также прямыми экспериментами [2]. Предполагая теперь, что $T_e = T_i = T$ имеем:

$$N_e = \frac{M c^2 a^2}{2 Z^2 e^2}. \quad (5)$$

Используя соотношения (2) и (5), для величины тока, протекающего через плазму, получаем:

$$J = 2 Z e N_e \frac{1}{a} \sqrt{\frac{T}{M}} \sim N_e e c_s \frac{1}{a}, \quad (6)$$

где c_s — скорость распространения ионного звука. Таким образом, с точностью до коэффициента $1/a$ получается выражение соответствующее величине тока в плазме в случае возбуждения ионно-звуковой тур-

булентности. Известно, что величина тока, протекающего через плазму, не может превысить $N_e e c_s$ в случае не очень больших значений напряженности электрического поля [1]:

$$E^2 < 8 \pi n T \left(\frac{m_e}{M} \right)^2. \quad (7)$$

Для большинства работ, в которых наблюдались ПТ, это соотношение, по-видимому, выполняется. Следовательно, можно считать, что $a \gtrsim 1$, а $r \gtrsim \rho_i$. Случай $a < 1$, очевидно, выходит за рамки применимости полученных формул и соответствует, по-видимому, эффектам убления частиц [7]. Простым способом варьирования параметра a является изменение линейной плотности частиц, что наиболее корректно можно осуществить в экспериментах с взрывающимися проволочками. Так, например, в работе [3], при варьировании диаметра взрывающейся проволочки, был обнаружен ряд особенностей физических характеристик (всплеск нейтронного излучения) при диаметрах проволочек обеспечивающих $a \sim 1$.

Приведем оценку величины a для ПТ в экспериментах с малоиндуктивной искрой:

$$a = \frac{r}{\rho_i} = \frac{J Z e}{\sqrt{T M} c^2} \approx 1$$

для типичных параметров: $J = 10^5$ А, $Z \approx 7$, $T \sim 10$ кэВ, $M = 10^{-22}$ г (ион элемента группы железа). Вычисления, проведенные по формулам (2) и (5), при $a = 1$ дают значения $T \approx 6$ кэВ, $N_e \approx 5 \cdot 10^{15}$ см $^{-1}$, что хорошо соответствует параметрам ПТ. Выполненные оценки, а также выражение для разрядного тока (6) позволяют сделать вывод о том, что в экспериментах с ПТ достигается сжатие плазменного столба до размера ларморовского радиуса описываемого ионом в магнитном поле разрядного тока, а нагрев плазмы осуществляется благодаря возбуждению ионно-звуковой турбулентности. Возможной причиной возникновения столь сжатых состояний плазменного сгустка может являться интенсивное радиационное охлаждение из-за наличия в плазме многозарядных ионов [8]. Отметим, что обычно накладываемое условие $T_e \gg \gg T_i$, необходимое для раскачки ионно-звуковых колебаний, в случае плазмы, содержащей многозарядные ионы, смягчается, так как электронное давление значительно превышает ионное даже при $T_e = T_i$ в силу $N_e \gg \gg N_i$. Экспериментальным подтверждением факта возбуждения в ПТ ионно-звуковых колебаний можно считать обнаружение в ряде исследований электромагнитного излучения СВЧ диапазона, испускаемого плазмой в момент образования ПТ [2].

В заключение необходимо отметить, что рассмотренная ситуация может реализоваться в случае возникновения на заключительной стадии сжатия плазмы квазистационарного состояния. Основанием для последнего предположения может служить значительное превышение времени жизни ПТ ($\sim 10^{-9}$ сек) над характерными временами столкновений ($\sim 10^{-12}$ сек).

Авторы выражают благодарность М.Г.Войтику за полезные обсуждения.

Московский
инженерно-физический институт

Поступила в редакцию
19 октября 1979 г.

Литература

- [1] Б.Б.Кадомцев. Коллективные явления в плазме. М., изд. Наука, 1976.
 - [2] T.N.Lee. *Astrophysical J.*, **190**, 467, 1974.
 - [3] F.C.Young, S.J.Stephanakis, D.Mosher. *J. of Appl. Phys.*, **48**, 3642, 1977.
 - [4] Ю.А.Быковский, В.Б.Лагода, Г.А.Шерозия. Письма в ЖЭТФ, **30**, 489, 1979.
 - [5] Е.Д.Короп, Б.Э.Мейерович, Ю.В.Сидельников, С.Т.Сухоруков. УФН, **129**, 87, 1979.
 - [6] С.И.Брагинский. ЖЭТФ, **33**, 645, 1957.
 - [7] К.В.Суладзе, А.А.Плютто. ЖТФ, **37**, 72, 1967.
 - [8] I.W. Shearer. *Phys. Fluids*, **19**, 1426, 1976.
-