

ПУЧКОВЫЙ НАГРЕВ В "ПЛАЗМЕННОМ ФОКУСЕ"

В. А. Грибков, О. Н. Крохин, Г. В. Склизков,
Н. В. Филипов, Т. И. Филипова

В работе методами скоростной интерферометрии показано, что на заключительной стадии в плазменном фокусе происходит образование мощных электронных пучков, которые подвергаются шланговой неустойчивости и фокусировке в плазме. Аномальное рассеяние диагностицирующего лазерного излучения и мощное рентгеновское излучение плазмы из области фокусировки пучков свидетельствует о развитии двухпучковой неустойчивости и сильном нагреве плазмы в этом районе, что объясняет основной нейтронный импульс этой установки.

1. В настоящее время в одной из наиболее мощных по термоядерному нейтронному выходу установке – в "плазменном фокусе" (ПФ) [1] до сих пор не ясен механизм генерации основной массы нейтронов [2]. Спектральные исследования нейтронного излучения показывают, что до 80% нейтронов от полного выхода могут иметь тепловое происхождение [3], однако полученная из этих измерений температура плазмы (~ 20 кэВ) часто вызывает сомнения из-за несоответствия плотности плазмы в ПФ ($\sim 10^{19}$ см $^{-3}$) нейтронному выходу.

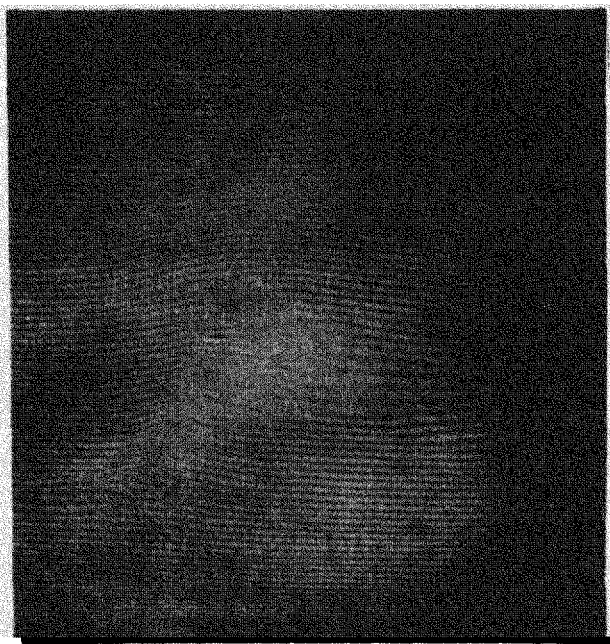


Рис. 1. Интерференграмма плазменного волновода (слева внизу) и плазменного катода (перетяжки – вверху в центре).

В различных работах были предприняты попытки объяснить нагрев плазмы во "втором сжатии" пучковой неустойчивостью [4], макроскопической турбулентностью [5], ионнозвуковой неустойчивостью [6] и

пр. Однако нет прямых экспериментальных данных, позволяющих выбрать какой-либо из механизмов турбулентности.

2. В работе [4] было показано, что в течение ~ 100 нсек после первого сжатия плотность плазмы оказывается порядка 10^{18} см $^{-3}$. Исследования дальнейших процессов, протекающих в ПФ, с помощью интерферометрической установки, описанной в работе [7], показали, что в момент максимума нейтронного импульса ПФ представляет собой (см. рис. 1) "свисающую" перетяжку, под которой видно трубчатое конусовидное образование, вершиной направленное к аноду камеры. Плотность на его оси меньше 10^{16} см $^{-3}$, а в "стенках" конуса $\sim 10^{18}$ см $^{-3}$. В основании конуса наблюдается исчезновение полос интерференции и слабая засветка пленки, а в вершине часто имелось темное пятно пересветки фотоматериала размером ~ 1 мм, вызванное повышенной светимостью плазмы в этом месте.

Из описанного ясно, что в данном случае мы имеем дело с типичным плазменным волноводом, образованным из остаточной плазмы пучком электронов, который вытягивается из свисающей перетяжки ("плазменного катода"). При этом исчезновение полос интерференции в основании конуса вызывается аномальным рассеянием лазерного излучения при частичном накоплении энергии ленгмюровских колебаний, раскачиваемых пучком при входе его в плазму, а повышенное свечение в вершине конуса – наличием примесей (в нашем случае – азот и ксенон).

Из экспериментальных данных можно оценить длину фокусировки пучка [8], когда сила магнитного сжатия уравнивается силой давления пучка:

$$\ell \approx R \left(\frac{\sigma_0 p_0}{j_0^2 t} \right)^{1/5} \left(\frac{N_{e_b} m_e c^2}{p_0} \right)^{1/2} \approx 3 \text{ мм} , \quad (1)$$

где T – температура плазмы, p_0 – давление плазмы, $N_{e_b} = 3 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$ – плотность пучка, σ_0 – проводимость плазмы, $I \approx 10^6$ а – ток пучка, $N_{e_p} \approx 10^{18}$ см $^{-3}$ – плотность плазмы, $R = 1,5$ мм – начальный радиус пучка, $t \approx 10^{-7}$ сек – время инъекции.

Из размеров минимального радиуса (r) сфокусированного пучка и длины фокусировки ℓ можно оценить средний начальный угловой разброс электронов в пучке $\langle \theta_0 \rangle$ и инкремент шланговой неустойчивости, которой, как видно из рис. 1, подвергается пучок [8]:

$$\langle \theta_0 \rangle \sim \frac{r}{\ell} \sim 0,07 \quad (2)$$

$$r = \frac{1}{\gamma} = \left(\frac{N_{e_p} \ell M_i}{N_{e_b} m} \right)^{1/2} \frac{r}{c < \theta} \sim 2,4 \cdot 10^{-8} \text{ сек} . \quad (3)$$

Порядок величин (1), (3), соответствует экспериментальным значениям.

3. При прохождении электронного пучка через плазму с плотностью большей, чем плотность пучка, в ней быстрее всего раскачиваются продольные ленгмюровские колебания [9]. О сильном нагреве плазмы в точке фокусировки пучка свидетельствуют полученные нами обскуро-

граммы ПФ в мягком рентгеновском излучении (рис. 2). На этих обскурограммах видны небольшие образования ("четки"), обычно имеющие трубчатую структуру. Интересно, что часто эти "четки" следовали одна за другой, что делало картину фокусировки электронного пучка похожей на случай так называемой "банановой" самофокусировки лазерного луча [10].

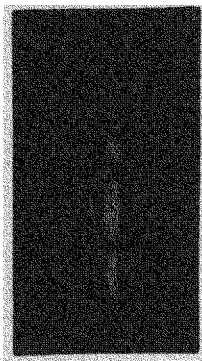


Рис. 2. Обскурограмма точек фокусировки пучка, полученная в мягком рентгеновском излучении

4. Механизм образования мощных электронных пучков в заключительной стадии ПФ для применявшихся нами добавок к дейтерию азота и ксенона оказался различным. В первом случае анализ аномального рассеяния просвечивающего лазерного излучения в скин-слое показал, что перед первым сжатием в нем развиваются плазменные колебания, оценка отношения плотности энергии которых к тепловой энергии дала величину порядка 0,2. В дальнейшем плотность энергии колебаний, по-видимому, продолжает в этот период увеличиваться до тех пор, пока амплитуда осциллирующих электронов в этих продольных колебаниях не станет сравнимой с токовой скоростью электронов в оболочке ("сильная турбулентность"). Это приводит к обрыву тока в скин-слое, образованию больших электрических полей [4] по окружности ПФ вблизи скин-слоя, и в дальнейшем ток в ПФ переносится трубчатым электронным пучком, образующимся в индуцируемых электрических полях.

В случае ксеноновой добавки разрывы в токовой оболочке обычно не наблюдаются. Но интерферограммы показывают, что при схождении оболочки к оси в этих разрядах ударная волна практически не отрывается от оболочки, так что плотность вблизи оси весьма мала. Это делает возможным выполнение драйсеровского критерия для "убегающих" электронов в плазме на оси ПФ в этом случае.

5. Условия "проводки" пучка сильно меняются от разряда к разряду. Чаще всего пучок разбивается на несколько нитей, которые подвергаются шланговой неустойчивости (рис. 3). Однако в некоторых случаях (как правило, при ксеноновой добавке) пучок без искажений доходит до анода (рис. 4) ("перекомпенсированный пучок, пропускаемый через Z-пинч"). При этом разряды сопровождались аномально большой вспышкой рентгеновского излучения.

Таким образом, приведенные результаты демонстрируют важную роль пучкового механизма нагрева в последней стадии развития ПФ.



Рис. 3. Шланговая неустойчивость пучка.

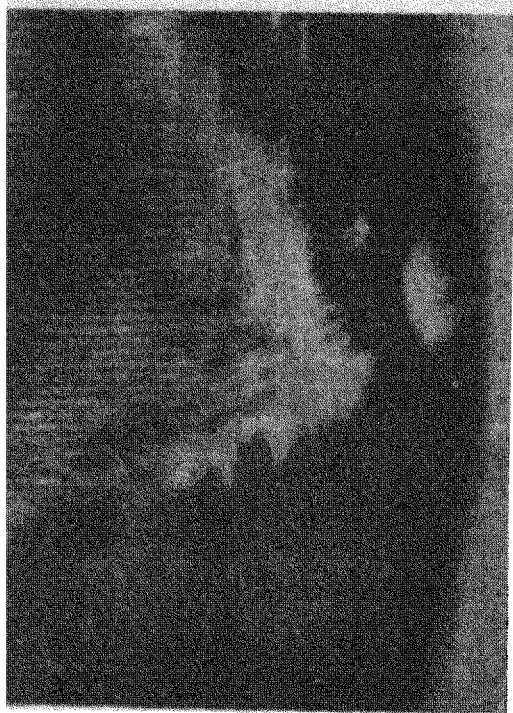


Рис. 4. Случай хорошей транспортировки пучка.

верх.

В заключение авторы выражают благодарность Н.Г.Басову, за поддержку работы и В.С.Имшеннику, В.В.Пустовалову за обсуждения. Подробное описание процессов, протекающих в ПФ, будет дано в специальной статье.

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

Поступила в редакцию
8 мая 1973 г.

Литература

- [1] Н.В.Филиппов и др. Nuclear Fusion, Supplement, part 2, 577, 1962.
 - [2] Е.П.Велихов. Обзорный доклад по быстрым процессам на сессии отделения общей физики и астрономии АН СССР, март 1973.
 - [3] Ch. Maisonnier et al. 4th Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nuclear Fus. Res., IAEA, CN-28/D-2, Madison, USA (1971)
 - [4] В.А.Грибков и др. Письма в ЖЭТФ, 15, 329, 1972.
 - [5] Ch. Maisonnier et al, 5th European Conf. on Contr. Fus. and Plasma Phys., v.2, 183, Grenoble, France, 1972.
-