

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЫ, ИНЖЕКТИРОВАННОЙ В МАГНИТНУЮ ЛОВУШКУ С ПОМОЩЬЮ КОНИЧЕСКОГО Θ -ПИНЧА

Н. И. Алиновский, А. М. Искольдский, Ю. Е. Нестерихин
и А. Г. Пономаренко

Известно, что отклонение от термодинамического равновесия в разреженной плазме сопровождается возбуждением коллективных плазменных колебаний [1]. Возникновение колебаний, как правило, существенно сказывается на релаксационных процессах, явлениях переноса и т. д. Коллективные колебания являются основным фактором, влияющим на формирование структуры фронта сильных бесстолкновительных ударных волн [2]. Именно в силу „коллективных“ свойств плазмы возможно существование в разреженной плазме специфических ударных волн с шириной фронта, значительно меньшей длины свободного пробега. Экспериментальное подтверждение существования таких ударных волн было приведено в работе [3].

В настоящей работе описывается способ создания плазмы, инжектировавшейся в ловушку в описанных в [3] опытах.

Плазма с плотностью ионов $n \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$ создавалась с помощью конического Θ -пинча. Соответствующее количество нейтрального газа (примерно 0.1 см^3) впрыскивалось в вакуумную камеру с помощью электродинамического клапана. За время порядка $300 \div 400$ мксек. газ успевал равномерно распределиться в области под ионизирующим витком, на который разряжался конденсатор емкостью 2 мкф , заряженный до $20 \div 40 \text{ кв}$ (период равнялся 4.2 мксек.). Нагретая плазма проникала в магнитную ловушку сквозь ближайшую пробку и заполняла стеклянную камеру диаметром 16 и длиной около 150 см . Для того чтобы предотвратить быстрый уход инжектируемой в пробкотрон плазмы, напряженность поля во второй пробке была увеличена в 1.3 раза по сравнению с первой. Период изменения поля составлял 5.2 мсек. , $H_0 \leq 3 \text{ кэ}$, пробочное отношение α равнялось примерно 1.4 . Конический источник срабатывал обычно примерно в момент достижения максимума магнитного поля H_0 .

Исследование параметров плазмы проводилось в основном с помощью зондирования СВЧ излучением в диапазоне длины волны $0.4, 0.8$ и 3 см , детекторов рентгеновского излучения и электростатического анализатора. В области второй пробки располагалась ионная ловушка, подобная описанной в работе [4], представляющая собой заземленный цилиндр (рис. 2, б) из нержавеющей стали с толщиной стенок 300 мм . Торец цилиндра был закрыт фольгой, имеющей несколько десятков отверстий диаметром $20 \div 30 \text{ мк}$. Внутри цилиндра находился коллектор, расстояние которого от торца могло изменяться от 0.5 до 5 см . Ось цилиндра была перпендикулярна направлению магнитного поля ловушки. На коллектор могли попадать только ионы, ларморовский радиус которых был больше, чем расстояние от коллектора до фольги. При фиксированной напряженности поля и указанных изменениях положения коллектора пороговая энергия ионов дейтерия, регистрируемых ловушкой, изменялась соответственно от десятков до сотен электронвольт.

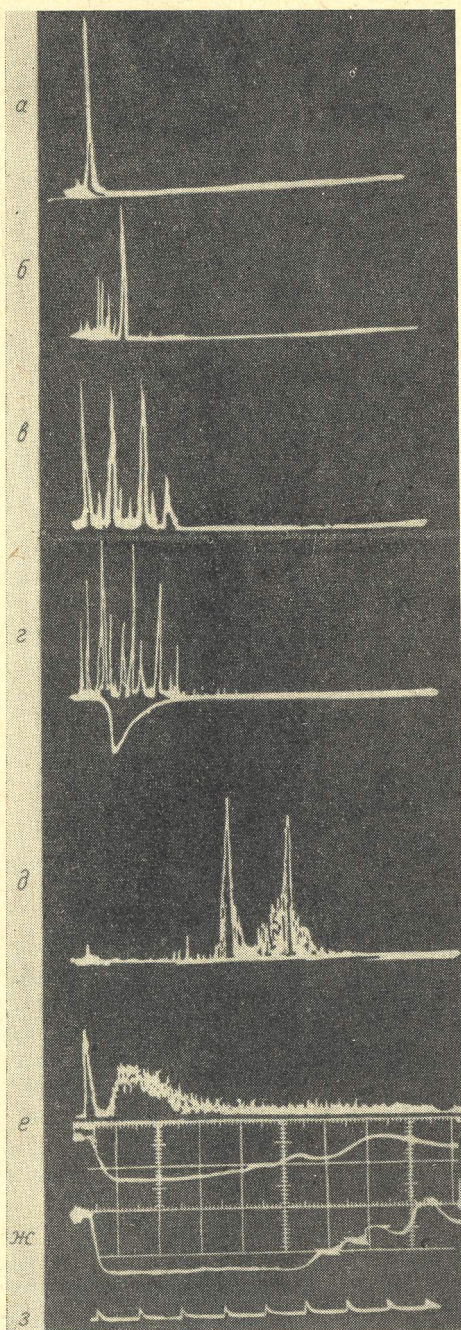


Рис. 1. Спектрограммы ионов с энергией 2 кв (а), 500 эв (б), 100 эв (в), 25 эв (д) и электронов 100 эв (е).

е — рентгеновское излучение, вызванное уходом электронов поперек магнитного поля; ж — записывание СВЧ сигнала ($\lambda = 0.8$ см и 3 см); з — метки времени через 50 мксек. Газ — D_2 .

Электронный ток на коллектор практически отсутствовал вследствие малости ларморовского радиуса электронов.

На рис. 1 приведены осциллограммы, полученные с помощью описанных выше методов диагностики. Максимальная энергия продольного движения ионов и электронов, измеренная при помощи анализатора заряженных частиц, оказалась равной 5 кв. Как показала скоростная фоторегистрация, проведенная с помощью электронно-оптического преобразователя (щель ориентировалась перпендикулярно движению плазмы), и зондовые измерения ($n \leq 10^{14}$ см $^{-3}$, рабочий газ — гелий), появление столь быстрых частиц связано с образованием плазменных сгустков в коническом источнике в течение первых полупериодов разряда. Концентрация частиц в них оказалась незначительной: $n = 10^{10} \div 10^{11}$ см $^{-3}$.

Результаты обработки спектрограмм, соответствующих промежутку времени 100 \div 120 мксек. от момента инъекции (рис. 1, б, в, з), показали, что большинство заряженных частиц внутри пробкотрона имеют продольную энергию порядка 100 эв.

Поперечные энергии ионов измерялись с помощью ионной ловушки. При фиксированном магнитном поле $H_0 = 1$ кэ (рис. 2) увеличение расстояния от фольги до собирающего коллектора приводило к уменьшению амплитуды сигнала и его длительности. Обработка полученных осциллограмм показывает, что основная доля ионов плазмы после прихода и отражения ее от второй пробки имеет в течение времени 100 \div 120 мксек. энергию в 100 \div 150 эв. Из рис. 2 также видно, что передний фронт основной плазмы, фиксируемый по моменту отсечки микроволнового сигнала ($\lambda = 3$ см), имеет скорость $v \approx 10^7$ см/сек. Этот факт хорошо согласуется с результатами приведенных выше энергетических измерений.

Результаты рентгеновских измерений показали, что начиная с момента инъекции на стенку камеры поперек магнитного поля H_0 выходят горячие электроны. Используя набор алюминиевых фольг, оказалось возможным оценить энергию γ -квантов. Максимальное значение энергии в первые моменты после инъекции оказалось равным 1 \div 2 кв.

Время жизни плазмы в магнитной ловушке определялось с помощью осциллограмм, аналогичных приведенным на рис. 1, б, в, г. Считая, что момент времени, при котором сигналы на спектрограмме уже отсутствовали, соответствует исчезновению в плазме ионов данной энергии, можно было построить зависимость $W(t)$ (где W — продольная энергия ионов и электронов в ловушке). Эта зависимость оказалась экспоненциальной с характерным временем $t = 80 \div 90$ мксек. в интервале энергий $200 \div 20$ эв. Предполагая, как это обычно делается^[5], что $T \sim$

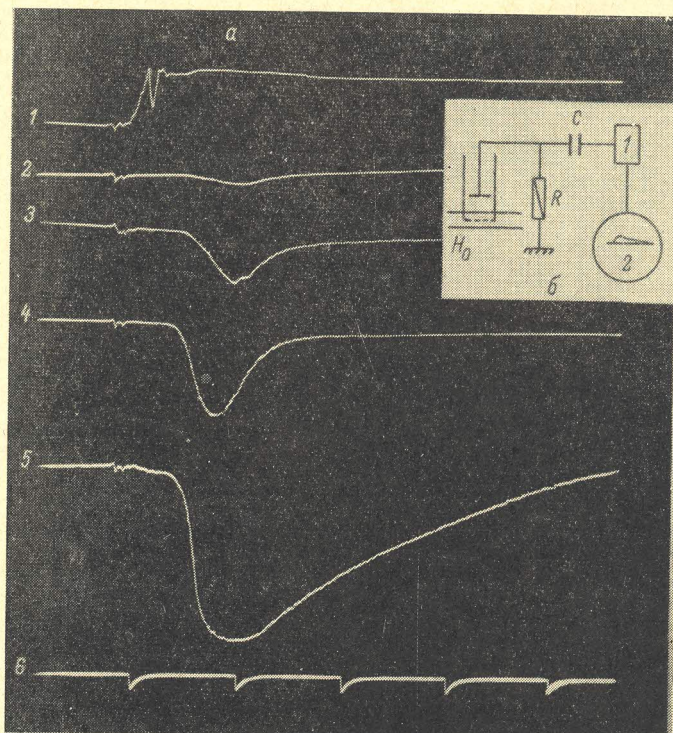


Рис. 2.

1 — записание СВЧ сигнала ($\lambda = 3$ см). Сигналы с ионной ловушки: 2 — расстояние от сетки до коллектора $l = 4.5$, 3 — 3.5 см, 4 — 2.5, 5 — 1.5 см, 6 — метки времени через 50 мксек. Газ — D_2 .

$\sim 2\alpha t_{ii}$ (где α — пробочное отношение, а t_{ii} время ионных столкновений), получаем значение $t_{ii} = 20 \div 30$ мксек., что отличается от расчетного примерно в $2 \div 3$ раза^[5].

Из осциллограмм рис. 1 видно, что концентрация заряженных частиц убывает в 10 раз за время t порядка 180 мксек. Из соотношения $n \sim n_0 \frac{t_{ii}}{t + t_{ii}}$ находим, что $t_{ii} \sim 18$ мксек. Совпадение результатов определения величины t_{ii} двумя независимыми методами позволяет заключить, что плазма в магнитной ловушке, по-видимому, устойчива, а отклонение измеренного значения t_{ii} от расчетного может быть объяснено наличием контакта с холодной плазмой со стороны инжектора.

Таким образом, с помощью внешней инъекции (быстрый Θ -пинч) в магнитной ловушке с $H_0 = 1 \div 3$ кэ может быть получена плазма с концентраций $n \approx 10^{13}$ см⁻³ и средней энергией электронов и ионов порядка 100 эв. Плазма с указанными параметрами может быть использована при изучении физики бесстолкновительных ударных волн.

Авторы выражают свою признательность Р. З. Сагдееву за постоянное внимание и интерес к работе и В. Пильскому за помощь в измерениях.

Литература

- [1] Л. А. Арцимович. Управляемые термоядерные реакции. Физматгиз, М., 1961. — [2] Р. З. Сагдеев. Сб. „Вопросы теории плазмы“, т. 4. Атомиздат, 1964. — [3] А. М. Искольдский, Р. Х. Куртмуллаев, Ю. Е. Нестерихин, А. Г. Пономаренко. ЖЭТФ, 47, вып. 8, 1964. — [4] М. В. Бабыкин, П. П. Гаврин, Е. К. Завойский, Л. И. Рудаков, В. А. Скорюпин, Г. Ф. Шолин. ЖЭТФ, 46, вып. 2, 511, 1964. — [5] Р. Пост. Высокотемпературная плазма и управляемые термоядерные реакции, стр. 19, § 2, ИЛ, 1961.

Поступило в Редакцию
21 мая 1965 г.
