

13
И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН С С С Р

ИЯФ 19 - 71

Г.Г.Долгов - Савельев, В.Н.Карнюшин

РАЗЛЁТ И ДИФФУЗИЯ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ
В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Новосибирск

1971

Г.Г.Долгов-Савельев, В.Н.Карнюшин

РАЗЛЕТ И ДИФФУЗИЯ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В МАГНИТНОМ
ПОЛЕ

АННОТАЦИЯ

Излагаются результаты экспериментального изучения плазмы, создаваемой при облучении импульсом Nd^{3+} лазера отдельных частиц LiH , инжектируемых в область фокуса. Получены фотографии разлета светящейся границы и данные о вытеснении магнитного поля в начальной стадии. Электронная температура ~ 20 э-в найдена по результатам исследования мягкого рентгеновского излучения плазмы. Для изучения характера распада плазмы в пробочном и встречных магнитных полях использовался метод отсечки СВЧ излучения.

1. Введение

Одним из интересных аспектов в изучении лазерной плазмы является исследование возможности заполнения магнитных ловушек горячей плазмой, образующейся при облучении лазером отдельных твердотельных частиц в вакууме. Относительно малая доля выполненных в этом направлении экспериментальных работ объясняется, по-видимому, целым рядом специфических трудностей, возникающих при постановке подобного рода экспериментов. Часть из них связана с основным требованием — для заполнения ловушки значительного объема необходимо нагреть и ионизировать достаточно большое число атомов мишени. Например, для заполнения объема в 10^4 см^3 плазмой с плотностью 10^{14} см^{-3} при полном "сгорании" облучаемой частицы диаметр её должен составлять $\sim 0,35 \text{ мм}$ при плотности твердого тела $5 \cdot 10^{22}$ атомов в см^3 . Это означает, что диаметр лазерного пучка должен быть $\sim 0,5 \text{ мм}$, в то время как в обычных экспериментах с плазмой типа лазерного факела этот размер можно сделать на порядок меньше [1] и, следовательно, повысить на два порядка плотность потока излучения, что дает возможность получить значительно более высокую температуру плазмы при данной мощности лазера. (Теоретические оценки и данные ряда экспериментальных работ дают зависимость электронной температуры плазмы T_e от плотности потока лазерного излучения в фокусе линзы q в виде $T_e \sim q^{\alpha}$, где $\alpha \approx \frac{1}{3} \div \frac{2}{3}$). Это обстоятельство совместно с учётом адиабатического охлаждения разлетающейся плазмы приводит к выводу о необходимости ориентироваться с самого начала на дополнительный нагрев захваченной в ловушку плазмы независимым способом.

Специфические требования возникают также по отношению к длительности лазерного импульса, так как образующаяся у поверхности твердого тела плотная плазма экранирует лазерное излучение и скорость процесса плазмообразования определяется фактически скоростью движения границы зоны непрозрачности v . Простые оценки показывают, что при $v \sim 5 \cdot 10^6 \text{ см/сек}$ и критической плотности $n_c \sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$ процесс испарения и ионизации мишени указанных размеров длится десятки наносекунд. Порождаемая этим

обстоятельством трудность заключается в том, что пороги разрушения материала активной части ОКГ по уровню плотности излучения понижаются с увеличением длительности генерации.

Очередная неприятность заключается в асимметричной структуре облака плазмы, образующейся при размерах мишени в десятые доли миллиметра (2, 3), что может привести к развитию конвективной неустойчивости (4) и быстрому уходу плазмы из объёма магнитной ловушки. Частично эта трудность может быть преодолена при одновременном облучении мишени несколькими лазерными пучками с разных сторон, что можно осуществить способом, аналогичным использованному авторами в экспериментах с неподвижной мишенью (3).

Существует также чисто техническая трудность инжектирования отдельных частиц в область фокуса с достаточной точностью, так как при работе с ловушками больших размеров пролётные расстояния будут составлять десятки сантиметров. К настоящему времени апробированы методы инжектирования частиц твердого водорода ударной волной (2) и механическим способом (5) и частиц LiH с помощью электростатического инжектора (6).

Ниже излагаются результаты исследования плазмы, образующейся при облучении излучением Nd^{3+} лазера отдельных частиц LiH в магнитных ловушках с пробочным и встречными полями.

II. Эксперимент

Устройство для сбрасывания частиц LiH в область фокуса описано в работе (6). Схема эксперимента представлена на рис.1. Рассеянный движущейся частицей свет гелий-неонового лазера (1) регистрируется фотоумножителем (5), сигнал с которого поступает на блок синхронизации (4), осуществляющий запуск основной лазерной системы (3), состоящей из Nd^{3+} генератора с одним каскадом усиления. Модуляция добротности резонатора ОКГ осуществлялась ячейкой Керра, полуширина лазерного импульса ~ 30 нсек, пиковая мощность $2 \cdot 10^8$ вт. Диаметр лазерного пучка в фокусе линзы - 0,6 мм, диаметр пучка гелий-неонового лазера в центре камеры - 0,4 мм, размеры сбрасываемых частиц - 0,1 ÷ 0,3 мм, пролётное расстояние - 20 см.

Для создания магнитного поля использовались две катушки с внутренним диаметром 25 мм, расположенные горизонтально на расстоянии 40 мм (между центрами) друг от друга. Излучение лазера фокусировалось в центре зазора между катушками, частицы инжектировались сверху через отверстие в верхней катушке. Магнитное поле создаётся при разряде батареи конденсаторов и имеет вид затухающей синусоиды с полупериодом 130 мксек.

Изменение пространственной конфигурации поля от пробочной к антипробочной осуществляется изменением направления тока в одной из катушек. Типичное значение магнитного поля в максимуме - 30 кгс в центре каждой катушки и 13 кгс - в центре камеры для пробочной конфигурации. Лазерный импульс синхронизован во времени с первым максимумом магнитного поля. Призма полного внутреннего отражения (6) используется для дополнительного облучения мишени с обратной стороны частью лазерного излучения, не поглощенной при прямом прохождении через область фокуса. Начальное давление в камере $5 \cdot 10^{-6}$ тор.

Для исследования начальной стадии разлёта плазмы производились съёмки развертки свечения плазмы однокаскадной камерой ЭОП, магнитозондовые и интерферометрические измерения. Регистры свечения плазмы без магнитного поля, полученные при дистанциях 0,5 и 2 м, представлены на рис.2. Съёмки с близких расстояний позволяют выявить две внешние слабосветящиеся зоны, расширяющиеся со скоростями $\sim 2 \cdot 10^7$ см и $(2 \div 3) \cdot 10^6$ см/сек. Сравнение со снимками с дальней дистанции указывает на существование яркосветящейся центральной зоны с довольно резкой границей, расширяющейся со скоростью $\sim 2 \cdot 10^6$ см/сек.

Свечение внешней быстрой зоны заметно только в стадии облучения мишени лазерным излучением и связано, по-видимому, с образованием горячей плазмы за счёт поглощения лазерного излучения в периферийных областях центральной зоны более холодной плотной плазмы. Вторая медленно разлетающаяся зона слабосветящейся плазмы формируется непосредственно после окончания лазерного импульса и может быть вызвана как результат действия волны разгрузки при прекращении процесса образования первой зоны. В экспериментах с магнитным полем съёмки свечения производились только с больших расстояний (~ 2 м) из-за сильных наводок

на камеру ЭОП. При этом из-за малой апертуры регистрируется только свечение яркой центральной зоны, и получаемые снимки аналогичны регистрограммам, снятым в тех же условиях без магнитного поля.

Более точные данные о скорости разлёта границы плазмы в отсутствие магнитного поля получены методом времяпролётных измерений с помощью коллектора зарядов, состоящего из трёх последовательно расположенных пар электродов и ограничивающей диафрагмы диаметром 1 мм (рис.3). Детектор устанавливался в горизонтальной плоскости под углом $\alpha = 45^\circ$ и $\alpha = 135^\circ$ к оси лазерного пучка на расстоянии 13 см от центра камеры. На полученных осциллограммах (рис.3) электронный ток для каждой пары электродов в $6 \div 10$ раз превышает ионный, что объясняется, по-видимому, большей тепловой скоростью электронов на входе в детектор и большей их подвижностью в электрическом поле коллектора. Скорости разлёта, найденные по времени пролёта до коллектора и по временному сдвигу сигналов с различных пар электродов составляют $\sim 1,5 \cdot 10^7$ см/сек для $\alpha = 45^\circ$ и $\sim 10^7$ см/сек для $\alpha = 135^\circ$, что соответствует энергиям ионов ~ 50 э-в для водорода и 350 э-в для лития. Полное число ионов с указанными энергиями, полученное при обработке ионных сигналов, составляет $\sim 5 \cdot 10^{16}$, если считать $Z = 1$. Сравнение с полным числом атомов в мишени диаметром 0,2 мм ($N \sim 4 \cdot 10^{17}$) показывает, что значительная доля вещества мишени не успевает, по-видимому, прогреться до высоких температур за время лазерного импульса из-за поглощения излучения в граничных слоях и процессы рекомбинации приводят к быстрому уничтожению центрального сгустка холодной плотной плазмы после окончания лазерного импульса.

Для измерения электронной плотности образующейся плазмы проводились интерферометрические измерения с использованием интерферометра Маха-Цендера-Рождественского и рубинового лазера с немгновенным выключением потерь в качестве источника подсветки. Регистрация смещения полос осуществлялась камерой ЭОП. Типичные интерферограммы и контур электронной плотности, полученный в предположении цилиндрической симметрии для момента 50 нсек от начала лазерного импульса приведены на рис.4. Общий характер интерферограмм одинаков в случае наложения и отсутствия внешних магнитных полей.

Полученные результаты дают оценку электронной плотности $N_e \approx (3 - 5) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ в центре плазменного образования и указывают на существование значительных градиентов концентрации плазмы в этой области. Полное число электронов плазмы, по данным интерферометрических измерений составляет $(4 \div 6) \cdot 10^{16}$, что хорошо согласуется с коллекторными измерениями ионного заряда.

Оценка температуры плазмы произведена по измерениям поглощения мягкого рентгеновского излучения плазмы. Методика измерений описана в работе /7/. Полученное значение максимальной температуры составляет ≈ 20 э-в.

Приведенные значения температуры и плотности плазмы показывают, что в начальной стадии газодинамическое давление плазмы $nkT \gg \frac{B^2}{8\pi}$ и разлетающаяся плазма вытесняет магнитное поле. Характер вытеснения магнитного поля исследовался с помощью магнитных зондов. Результаты приведены на рис.5 и могут быть резюмированы следующим образом:

1. Торможение и остановка границы внешней зоны быстроразлетающейся плазмы происходит на расстояниях ≤ 5 мм от центра.
2. Граница между плазмой и магнитным полем является существенно размытой.
3. Магнитное поле токов в расширяющейся плазме можно аппроксимировать как поле диполя. Оценка величины магнитного поля в центре плазменного облака при такой аппроксимации указывает на полное вытеснение магнитного поля в области радиусом ~ 2 мм (пунктирная кривая на рис.5б).

Для изучения характера распада плазмы в магнитных полях применялся метод отсечки СВЧ излучения на длине волны $\lambda = 3,9$ мм. Электрический вектор зондирующей электромагнитной волны параллелен силовым линиям магнитного поля пробочной конфигурации.

Типичные осциллограммы приведены на рис.6. Изучение полученных осциллограмм позволяет сделать следующие выводы:

1. В случае пробочного поля распад плазмы в большинстве случаев происходит резко немонотонным образом и сопровождается значительными коллективными движениями в плазме. Причиной это-

го может являться развитие желобковой неустойчивости, характерной для магнитных полей выпуклых конфигураций и легко возникающей при асимметричной структуре плазменного облака.

2. Распад во встречных полях происходит без заметных колебаний плотности плазмы. Время распада плотности до уровня $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (критическая плотность для $d = 3,9 \text{ мм}$) составляет $\sim 30\text{--}40$ мксек и сравнимо со временем существования магнитного поля. Это свидетельствует о достаточно хорошем заполнении и удержании лазерной плазмы в магнитной ловушке типа антипробкотрона.

3. Обработка плавных осциллограмм (рис. 6), полученных для пробочного поля, показывает, что в этих случаях время уменьшения плотности плазмы от $10^{15} \div 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (значение плотности, при которой можно предполагать захват плазмы полем при температуре в несколько электроновольт) до уровня 10^{14} см^{-3} примерно совпадает со временем ухода плазмы через торцы ловушки и сравнимо со временем существования магнитного поля. Малая доля таких случаев свидетельствует, по-видимому, о более жестких требованиях к симметрии начального плазменного образования при заполнении магнитной ловушки пробочной конфигурацией.

III. Заключение

Проделанные эксперименты позволяют сделать достаточно надежные оценки температуры и плотности плазмы на стадии поглощения лазерного излучения и быстрого разлета. Скорости разлета внешней слабосветящейся границы $\sim 2 \cdot 10^7 \text{ см/сек}$ находятся в разумном согласии с данными времяпролётных измерений с коллекторами зарядов и результатами экспериментов по оптической интерферометрии, дающими значения скорости разлёта $\sim 1,5 \cdot 10^7 \text{ см/сек}$.

Оценка температуры плазмы по данным магнитозондовых измерений даёт значения, близкие полученным из рентгеновских измерений. Результаты экспериментов по измерению полного числа образующихся ионов и изучению распада плазмы на поздних стадиях говорят о возможности использования лазерной плазмы в качестве эффективного метода заполнения магнитных ловушек.

Авторы благодарны В.И.Секерину за помощь в проведении ряда экспериментов по оптической диагностике.

Л и т е р а т у р а

1. J.L. Bobin, F. Delobeau, G. De Giovanni, C. Fauquignon, F. Flux. *Nucl. Fusion*, 9, 115, 1969

2. U. Ascoli-Bartoli, B. Brunelli et al.

Доклад № CN-24/P-6 на 3-й Межд. конф. по физике плазмы и упр. ядерному синтезу. Новосибирск, 1968.

3. Г.Г.Долгов-Савельев, В.Н.Кардюшин, В.И.Секерин. *ЖЭТФ*, 58, 535, 1970.

4. Л.А.Арцимович. Управляемые термоядерные реакции. Физматгиз, 1961.

5. G. Francis, D.W. Atkinson et al. *Phys. Letters*, 25A, 486, 1967.

6. Г.Г.Долгов-Савельев, В.Н.Кардюшин. *ПТЭ*, 3, 220, 1970.

7. Г.Г.Долгов-Савельев, В.Н.Кардюшин.

Определение температуры лазерной плазмы по мягкому рентгеновскому излучению. Препринт 77-70, ИЯФ, 1970.

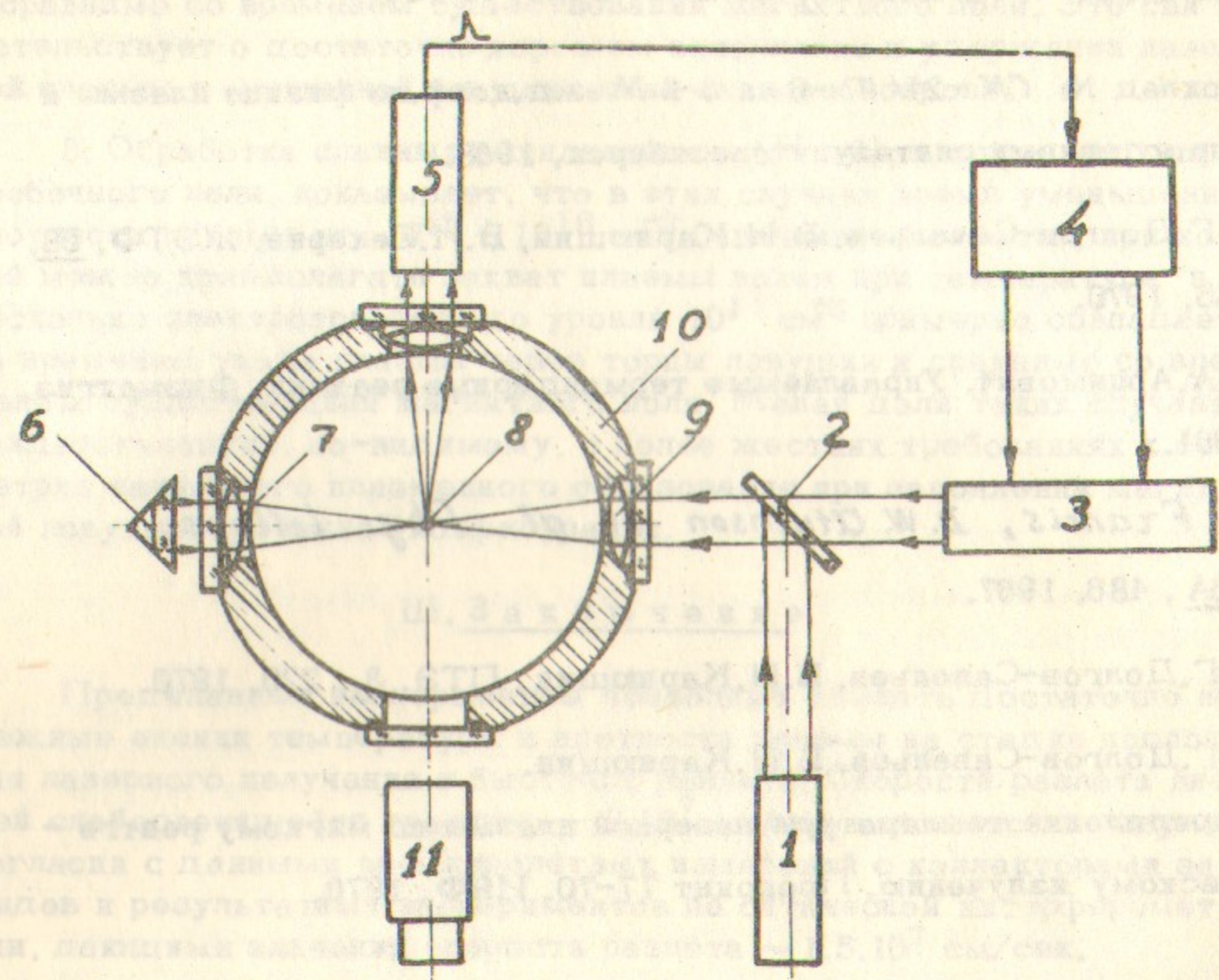


Рис.1. Схема эксперимента. 1 - гелий-неоновый лазер, 2 - стеклянная пластина, 3 - Nd^{3+} лазер, 4 - блок синхронизации, 5 - ФЭУ, 6 - призма полного внутреннего отражения, 7, 9 - линзы, 8 - мишень, 10 - вакуумная камера, 11 - ЭОП.

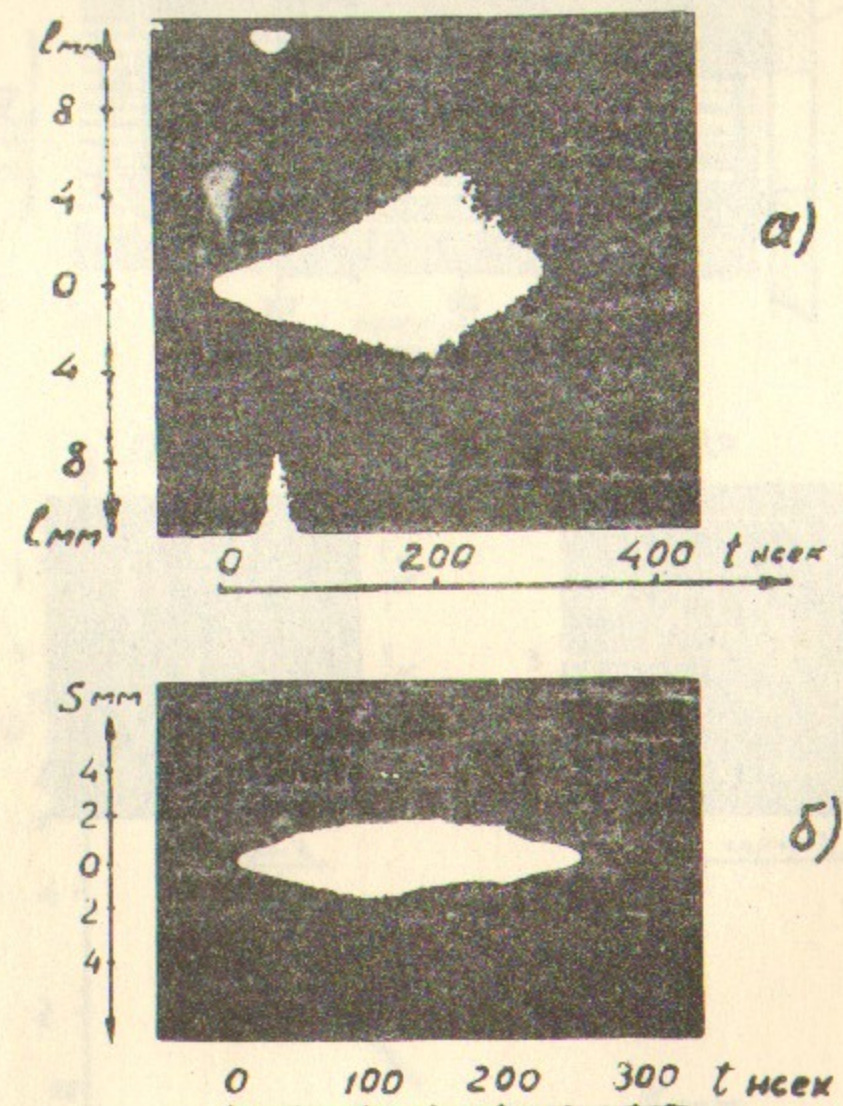


Рис.2. Развертка свечения плазмы. Щель ориентирована перпендикулярно лазерному лучу. а) - дистанция 0,5 м., б) - дистанция 2 м.

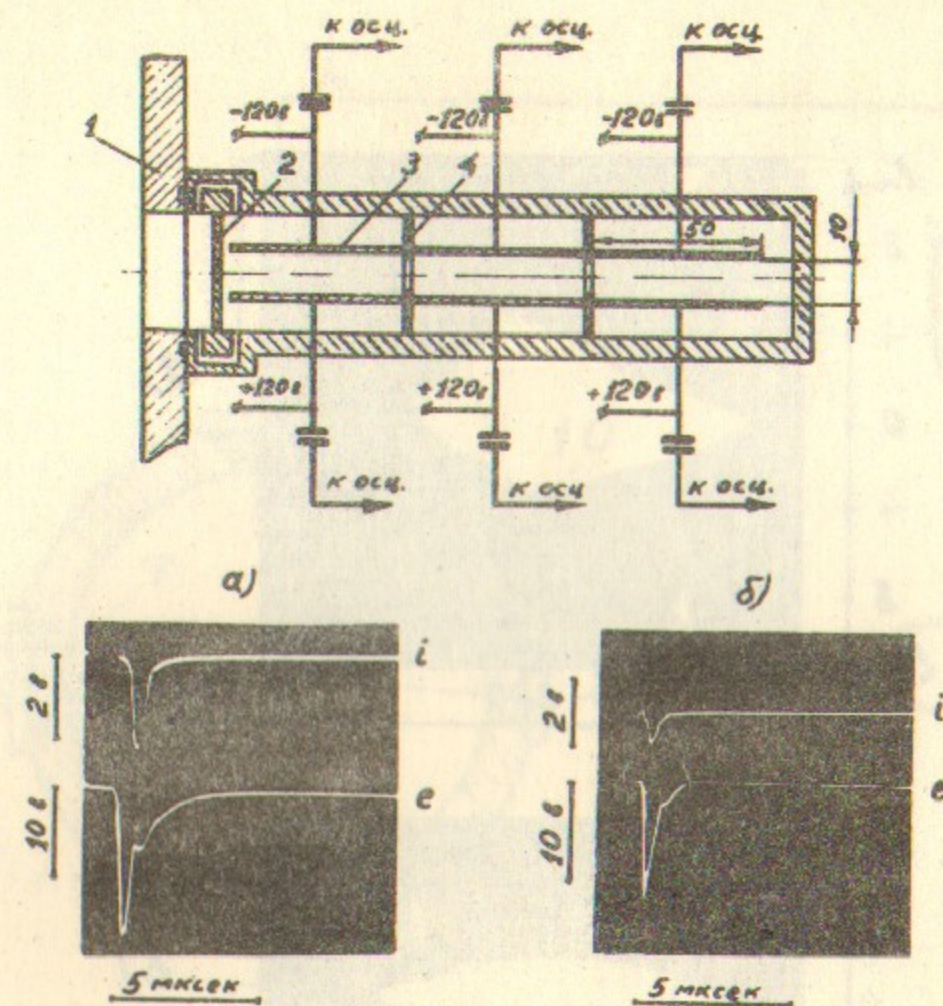


Рис.3. Вверху схема устройства коллектора: 1 - стенка камеры, 2 - диафрагма, 3 - электрод, 4 - изолятор. Внизу - осциллограммы ионных (i) и электронных (e) сигналов на первой (а) и второй (б) парах электродов.

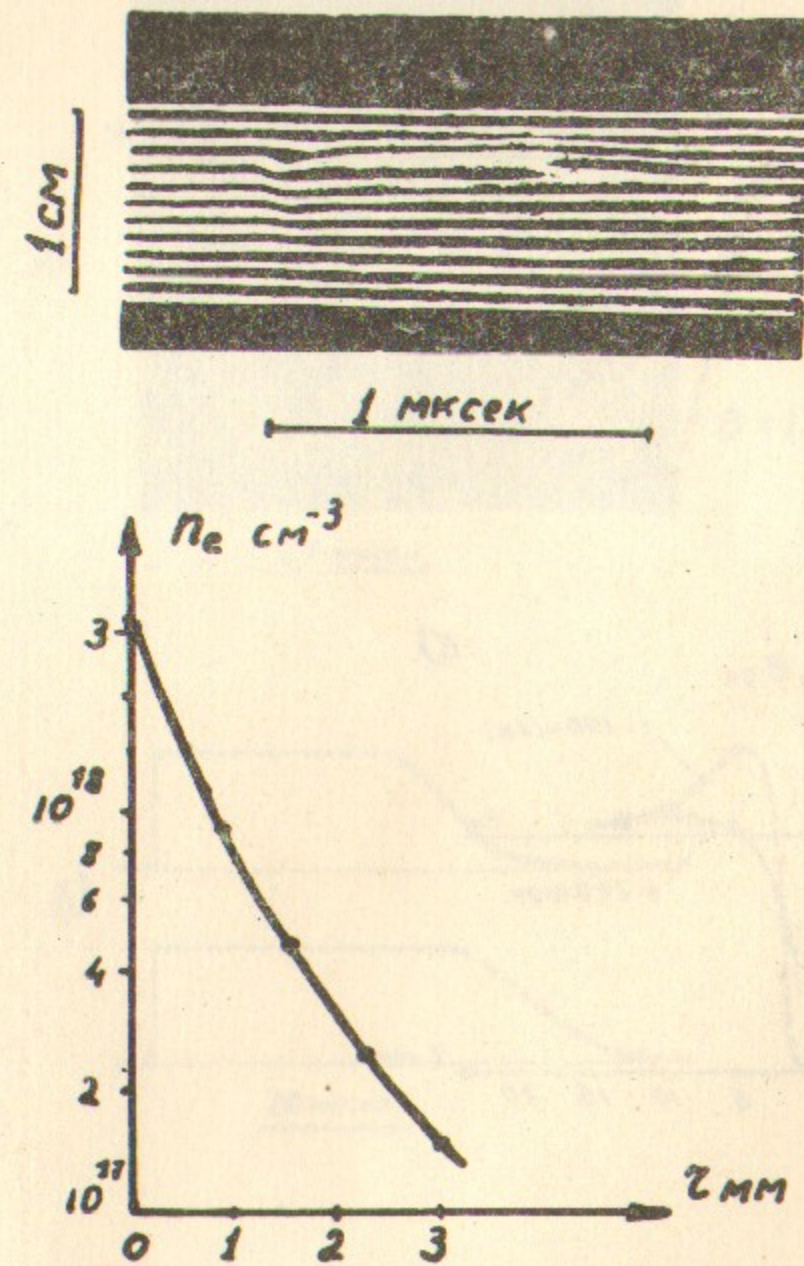


Рис.4. Интерферограмма разлёта плазмы вдоль лазерного луча и профиль электронной плотности, построенный для момента $t = 50$ нсек от начала лазерного импульса.

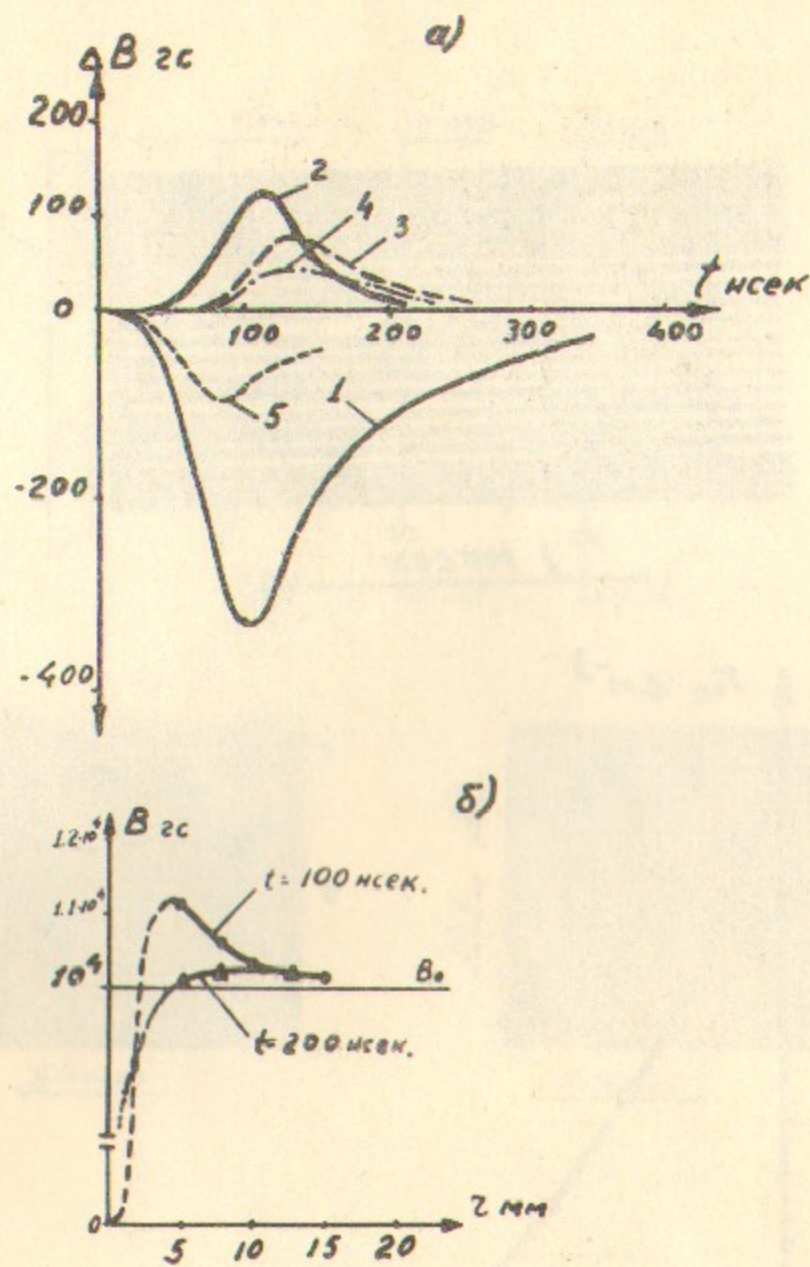


Рис.5. Магнитозондовые измерения: а) кривые 1,2,3,4 получены при расстоянии от центра зонда до оси камеры 0,5, 10 и 15 мм соответственно, 5 - вариация среднего потока для зонда диаметром 2 см; б) - кривые пространственного изменения магнитного поля.

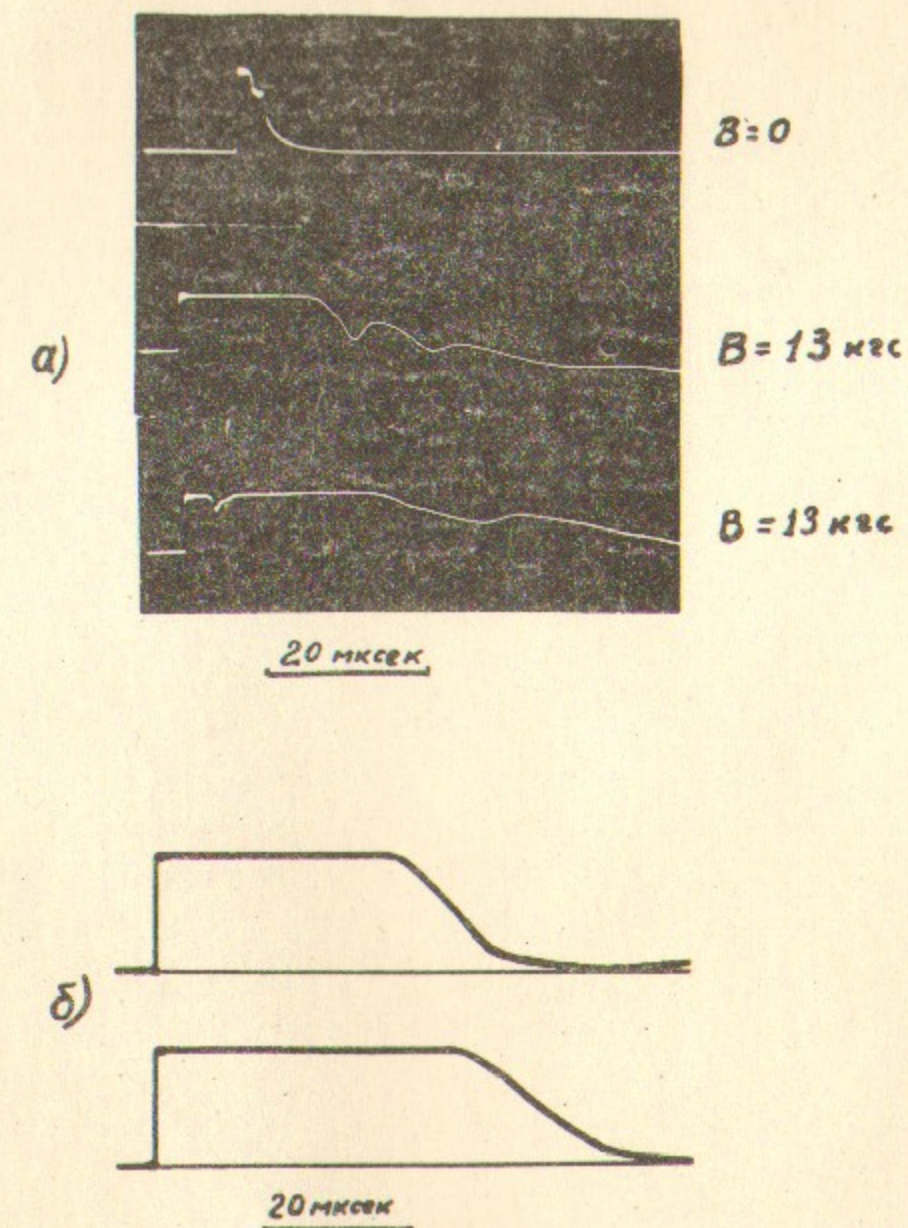
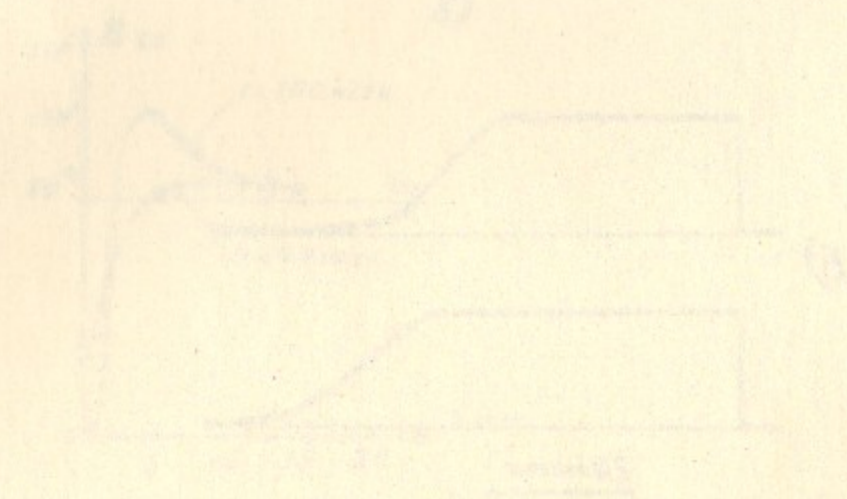
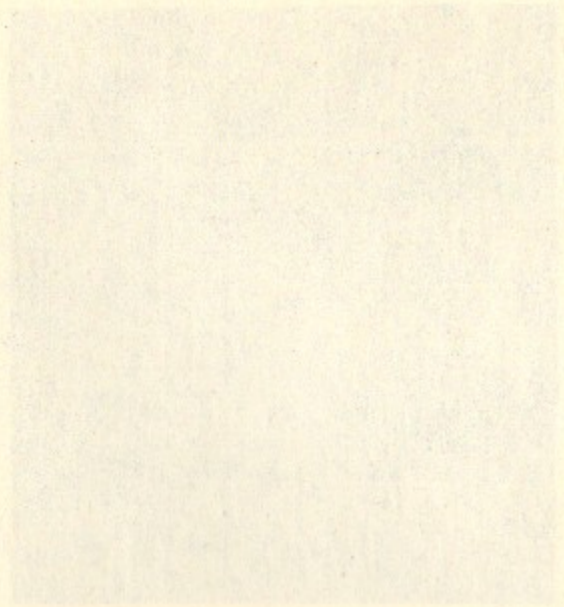


Рис.6. Осциллограммы сигнала отсечки, а) плазма без поля и в пробочном поле; б) - плавная осциллограмма для плазмы в пробочном поле (вверху) и типичная осциллограмма отсечки во встречных полях (внизу).



Ответственный за выпуск В.Н.Карнюшин

Подписано к печати 16.11-1971г.

Усл. 07 печ.л., тираж 200 экз. Бесплатно.

Заказ № 19 . ПРЕПРИНТ.

Отпечатано на ротапринте в ИЯФ СО АН СССР, нв.