

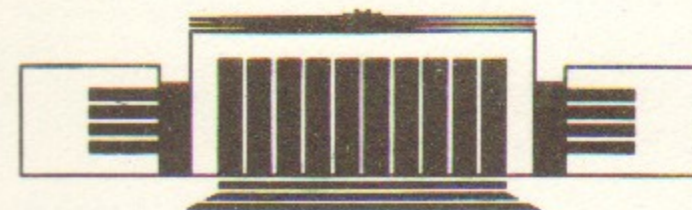


15
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

А.Н. Зиновьев, Е.Р. Кржижановский
А.А. Иванов, В.В. Клесов

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ
И ТЕМПЕРАТУРЫ ИОНОВ
ПО СПЕКТРАЛЬНЫМ ИЗМЕРЕНИЯМ
ИЗЛУЧЕНИЯ ВОДОРОДА
НА УСТАНОВКЕ ГДЛ**

ПРЕПРИНТ 90-20



НОВОСИБИРСК

Определение концентрации
и температуры ионов
по спектральным измерениям
излучения водорода на установке ГДЛ

А.Н. Зиновьев, Е.Р. Кржижановский
ЛФТИ им. А.Ф. Иоффе, Ленинград, USSR

А.А. Иванов, В.В. Клесов
Институт ядерной физики
630090, Новосибирск, СССР

АННОТАЦИЯ

В настоящей работе описывается диагностический комплекс для измерения параметров плазмы на установке ГДЛ по излучению линий водорода. В разделе 1 излагаются физические основы диагностического метода определения температуры ионов и описывается регистрирующая аппаратура. В разделе 2 обсуждаются результаты измерений на установке ГДЛ в условиях нагрева плазмы с помощью атомарной инжекции. В разделе 3 предложен метод измерения пространственного распределения плотности в сечении плазменного шнура и приводятся результаты предварительных экспериментов, показывающие принципиальную возможность его реализации.

Measurements of Plasma Density
and Ion Temperature
Using Beam Induced Radiation Spectroscopy
in the Gas-Dynamic Trap

A.N. Zinoviev, E.R. Krzhizhanovski
A.F. Ioffe Physico-Technical Institute
194021, Leningrad, USSR

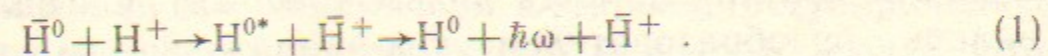
A.A. Ivanov, V.V. Klesov
Institute of Nuclear Physics
630090, Novosibirsk, USSR

ABSTRACT

Injection of hydrogen neutral beams into a plasma causes lines emission in visible spectrum. These lines are irradiated both excited beam particles and secondary neutrals resulting from charge exchange collisions with plasma ions. The experiments with neutral beam heating in the gas-dynamic trap have demonstrated that the beam induced radiation spectroscopy is a convenient way to measure plasma density and ion temperature. In the present paper the physical base for this diagnostics as well as experimental results obtained are discussed. The possibility of making use of this beam emission spectroscopy in larger scale devices is also considered.

© Институт ядерной физики СО АН СССР

1. Эффективным методом определения ионной температуры плазмы является измерение доплеровских уширений спектральных линий атомов водорода H_α (656,3 нм), H_β (486 нм), возникающих при перезарядке ионов плазмы на пучке инжектированных в нее атомов:



Первые эксперименты с использованием этой методики были проведены на установках Т-10 и ТУМАН-3 [1, 2], а в настоящее время она применяется на многих крупных токамаках [3, 4]. Применение этой методики на ГДЛ [5] имеет ряд специфических особенностей. В частности, низкая температура плазмы требует использования аппаратуры соответствующего спектрального разрешения. Величина доплеровского уширения линии $\Delta\lambda_D$ связана с температурой излучающих атомов водорода T следующим соотношением:

$$\Delta\lambda_D(\text{Å}) = 0,5 \cdot \sqrt{T(\text{эВ})} .$$

Отсюда следует, что в интересующем нас диапазоне температур 5—50 эВ требуется разрешение $\Delta\lambda \leq 1 \text{ Å}$. Помимо доплеровского, существует ряд других механизмов уширения линии в плазме. Величина штарковского уширения для параметров плазмы в ГДЛ ($T = 3 \div 30 \text{ эВ}$, $n = (1 \div 7) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$) не превышает 0,1 Å [6].

Коллективные (нетепловые) движения ионов в плазме приводят к отклонению их функции распределения по скоростям от максвелловской, поэтому по профилю спектральной линии можно

судить о существовании таких возмущений в плазме. Электрические поля различным образом уширяют линии H_α и H_β , поэтому одновременное измерение профилей обеих линий позволяет в принципе оценить вклад электрических полей в уширение линии H_α . Зеемановское расщепление в магнитном поле ловушки (0,15 Т) мало и не вносит заметного вклада в уширение линий.

В описываемых экспериментах регистрировалось излучение, возникающее при инжекции в плазму пучков атомов водорода с энергией 15 кэВ, используемых для нагрева плазмы в ловушке. Измерение профиля линии проводилось полихроматором (рис. 1а), изготовленным на базе монохроматора МДР-23, обладающего достаточным спектральным разрешением. На выходной щели монохроматора устанавливался световод-коллектор, состоящий из двенадцати каналов с размерами торца 40 мкм \times 20 мм каждый. Световоды разводились на ФЭУ, помещенные в многослойный магнитный экран. В качестве детекторов применялись ФЭУ-157, имеющие наибольшую среди известных отечественных ФЭУ чувствительность в красной области спектра. Фотокатод ФЭУ непрозрачный и располагается в глубине колбы, поэтому передача света к нему осуществлялась при помощи линзы (рис. 1в). Сигналы с ФЭУ усиливались преобразователем ток-напряжение и регистрировались 10-разрядными АЦП с минимальным шагом по времени 4 мкс.

Относительная калибровка каналов проводилась путем засветки входной щели источником с непрерывным спектром, равномерно заполнявшим апертуру полихроматора. Для абсолютной калибровки полихроматора использовалась вольфрамовая ленточная лампа. Неравномерность чувствительности каналов достигала 10 раз и была обусловлена, в основном, различием в квантовом выходе фотокатодов. Чувствительность канала на заданной длине волны определяется следующей формулой:

$$\eta(\lambda) = \frac{U}{N(\lambda)},$$

где $N(\lambda)$ — число фотонов в единицу времени на входе полихроматора; $U(B)$ — напряжение на выходе усилителя (при заданном напряжении питания ФЭУ). В свою очередь

$$N(\lambda) = N_\lambda^w(\lambda) S_w \frac{\omega}{4\pi} \Delta\lambda,$$

где $N_\lambda^w \left[\frac{\text{фотон}}{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{Å}} \right]$ — спектральная интенсивность излучения вольфрамовой лампы; S_w [см²] — площадь излучателя; ω [стр] — телесный угол, под которым видна входная щель; $\Delta\lambda$ — спектральный интервал регистрации. Телесный угол определялся шириной входной щели, а $\Delta\lambda$ — шириной канала регистрации. Типичная чувствительность «тонкого» коллектора (40 мкм/канал) составляла для $\lambda = 656$ нм $\eta = 1,1 \cdot 10^{-10} \frac{\text{В} \cdot \text{с}}{\text{фот}}$, для $\lambda = 486$ нм $\eta = 2,3 \cdot 10^{-10} \frac{\text{В} \cdot \text{с}}{\text{фот}}$. Постоянная времени усилителей составляла ~ 18 мкс, ею определялось временное разрешение в экспериментах.

Минимизация ширины аппаратной функции проводилась путем юстировки полихроматора с использованием водородной лампы, заполнявшей светом апертуру прибора при помощи конденсора. Вид типичной аппаратной функции на длине волны $\lambda = 656$ нм приведен на рис. 2, при этом спектральная ширина канала «тонкого» коллектора составляла 0,6 Å, полуширина аппаратной функции $\Delta\lambda_{\text{аф}} = 0,75$ Å. Относительное разрешение на линии $\lambda = 486$ нм такое же, как на линии $\lambda = 656$ нм. При юстировке регулировались расстояние от входной щели до объектива монохроматора и угол поворота коллектора вокруг оптической оси монохроматора.

Замена «тонкого» коллектора на 20-канальный коллектор с площадью торца канала 1 \times 20 мм позволяла при незначительных изменениях оптической схемы измерять пространственный профиль свечения плазмы в свете водородных или примесных линий. Оптические схемы засветки полихроматора приведены на рис. 1. Для измерения уширения линий водорода использовалась схема рис. 1а, позволявшая проводить измерения вдоль различных хорд при повороте зеркала 5. При этом свет собирался вдоль хорды с площадью поперечного сечения 15 \times 0,04 мм. Для измерения пространственного профиля свечения плазмы в различных линиях использовалась схема рис. 1б. В зависимости от фокусного расстояния сменной линзы 9 пространственное разрешение составляло 1—3 см./канал. При размещении «толстого» коллектора вдоль щели монохроматора можно было регистрировать обзорный спектр излучения плазмы со спектральным разрешением 12 Å/канал.

Кроме этого, для регистрации излучения водорода в различных сечениях установки использовались коллимированные фотодиоды с интерференционными фильтрами (ИФ). Типичные параметры ИФ: пропускание на линии H_α 32%, полуширина полосы пропускания

26 Å. Диаметр области сбора света на оси плазменного шнура 2 см.

Размещение спектроскопической аппаратуры на установке ГДЛ показано на рис. 3.

2. Первоначально эксперименты проводились с диагностическим инжектором атомов водорода ДИНА [7] (энергия пучка $E = 10$ кэВ, плотность тока в плазме $0,15$ экв.А/см², сечение пучка 3×3 см, угол между пучком и лучом наблюдения 45°). Измеренная интенсивность света пучка в плазме на линии H_α ($\lambda = 658,6$ нм, смещена из-за эффекта Доплера) оказалась более чем в 10 раз ниже оцененной из скорости возбуждения атомов электронным ударом. Прирост интенсивности излучения плазмы на линии H_α благодаря свету атомов перезарядки (1) должен был составить по оценке $\sim 1,5\%$, что недостаточно для измерения температуры ионов по свету атомов перезарядки. Дальнейшие эксперименты проводились с инжекторами атомов СТАРТ [8] ($E = 15$ кэВ, $I = 40$ экв.А, длительность инжекции $T = 200$ мкс). На рис. 4 приведена временная зависимость интенсивности линии H_α во время инжекции пучков. Профили линии до и во время инжекции вместе с аппаратной функцией показаны на рис. 5а. Измерения профилей линий проводились по схеме рис. 1а из области пересечения пучков с плазмой.

Определим связь между температурой ионов T_i и уширением спектральной линии. Временные зависимости света плазмы во время инжекции и света пучка показывают запаздывание фронта света плазмы. Это говорит о том, что перезарядка (1) не вносит значительного вклада в прирост интенсивности линии H_α . В то же время временной ход света плазмы близок к зависимости от времени электронной температуры. Эксперименты с диагностическим инжектором также свидетельствуют, что процесс перезарядки на атомах пучка не вносит определяющего вклада в наблюдаемый свет плазмы. Возбужденные уровни водорода $n = 3, 4$ (n — главное квантовое число), соответствующие наблюдаемым линиям излучения, в исследуемой плазме находятся в состоянии, близком к локальному термодинамическому равновесию (ЛТР), когда вероятность перехода между возбужденными состояниями сравнима с излучательной вероятностью. При этом интенсивность излучения линии связана не с накачкой отдельного уровня, а с полной концентрацией атомов в плазме. Источниками атомов являются рекомбинация и потоки атомов с периферии. По нашим расчетам,

для данных параметров плазмы поток атомов с периферии дает незначительный вклад в популяцию атомов в возбужденном состоянии во внутренних областях шнура. Величина их плотности определяется, в основном, равновесием процессов возбуждения, девозбуждения, ионизации и рекомбинации. Этот вывод подтверждает пространственное распределение излучения линии H_α , которое близко к распределению плотности плазмы (рис. 6). Таким образом, спектр излучения атомов соответствует функции распределения ионов плазмы по скоростям.

Типичные функции распределения, измеренные до и в конце инжекции, показаны на рис. 5б. Энергия атомов E связана с длиной волны выражением

$$E(\text{эВ}) = 10,9 \cdot (\lambda - \lambda_0)^2 [\text{Å}],$$

где λ_0 — координата центра тяжести линии. Поскольку профиль линии и аппаратная функция близки к гауссовым, температуру ионов можно было определять либо по формуле

$$T_i(\text{эВ}) = 3,94 \cdot \sqrt{\Delta\lambda^2 - \Delta\lambda_{\text{АФ}}^2}, \quad (2)$$

где $\Delta\lambda$ — полуширина профиля линии в Å; $\Delta\lambda_{\text{АФ}}$ — полуширина аппаратной функции; либо по наклону зависимости $\ln I(E)/I_0$ [2]:

$$T_i = T_{\text{изм}} - T_{\text{АФ}},$$

где $T_{\text{изм}}$ — температура определенная из графика; $T_{\text{АФ}}$ — эффективная «температура» аппаратной функции.

Для определения влияния на профиль линии электрических полей измерялся профиль линии H_α . В пределах точности измерений такое влияние не было обнаружено. Анализируемый свет плазмы собирался вдоль хорды, поэтому при существовании градиента T_i поперек плазменного шнура измеряемая функция распределения должна отличаться от максвелловской. Из вида измеренной функции распределения можно сделать вывод об отсутствии заметного градиента температуры ионов. Значения температуры, измеренные вдоль различных хорд, показаны на рис. 7. Кривая 1 соответствует моменту времени до инжекции, кривая 2 — концу инжекции. В обоих случаях плазма характеризуется радиальным распределением температуры, близким к однородному. Величина ионной температуры, измеренная другими способами (резерфор-

довское рассеяние быстрых атомов, диамагнетизм), совпадает со спектроскопическими измерениями в пределах точности.

Высокая чувствительность полихроматора позволяла регистрировать временную зависимость температуры ионов с разрешением ~ 20 мкс. На рис. 8 показаны зависимости T_i и T_e типичного разряда как функции времени. Температура электронов измерена тройным ленгмюровским зондом. Нагрев плазмы захваченными быстрыми ионами шел через электроны, однако время выравнивания температур составляло 30—50 мкс, поэтому зависимость от времени T_i и T_e примерно одинакова.

В экспериментах наблюдались значительные смещения и вынос плазменного шнура в поперечном направлении при несимметричной инжекции атомарных пучков (2 инжектора с одной стороны). На рис. 9 приведены радиальные профили свечения плазмы на линии H_α , измеренные в разные моменты времени. Учитывая геометрию наблюдения, можно оценить время смещения плазменного шнура на величину порядка радиуса: $\tau \approx 0,2$ мс.

Особенность экспериментов по нагреву плазмы в ГДЛ состоит в том, что при инжекции в плазму, удерживаемую в магнитном поле 1,5 кГс, орбиты быстрых ионов с энергией ~ 10 кэВ выходят за пределы плазменного шнура. Второй особенностью является то, что период азимутального магнитного дрейфа быстрых ионов $\sim 0,4$ мс, и существенно превышает время торможения быстрых ионов в мишенной плазме $\sim 0,1$ мс. При этом азимутальная асимметрия инжекции приводит к азимутальной асимметрии распределения захваченных в ловушку быстрых ионов. Вследствие этого появляются нескомпенсированные силы, действующие на мишенную плазму со стороны тормозящихся в ней быстрых ионов. В пренебрежении магнитным дрейфом быстрых ионов величина поперечной силы при инжекции одного пучка, может быть оценена из поглощаемого плазмой поперечного импульса:

$$F_{\perp} = \frac{IMv \sin \theta}{e},$$

где I — ток захваченных ионов, M — их масса, v — скорость, e — заряд и θ — угол инжекции. Предполагается, что ларморовский радиус быстрых ионов много больше радиуса плазменного шнура. Характерным масштабом для оценки влияния поперечной силы, действующей на плазму при несимметричной инжекции, является сила $F_{\text{мгд}}$, с которой плазменный шнур, смещенный с оси на расстояние порядка его радиуса, выталкивается в результате разви-

тия желобковой неустойчивости без учета стабилизирующего влияния расширителей. Эта сила по порядку величины равна

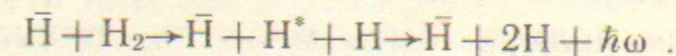
$$F_{\text{мгд}} \approx \frac{W_p a}{L^2},$$

где W_p — полная энергия плазмы, a — ее радиус, L — расстояние между пробками. Расчетная величина поперечной силы F_{\perp} на порядок превосходит величину $F_{\text{мгд}}$ для параметров эксперимента. При этом смещение плазмы на величину порядка ее радиуса должно происходить за время

$$\tau_{\perp} \approx \left(\frac{\pi a^3 L n_e M}{F_{\perp}} \right)^{1/2} \approx 0,1 \text{ мс},$$

что согласуется по порядку величины с наблюдаемым в эксперименте.

Обзорный спектр излучения плазмы вблизи линии H_α до и во время инжекции, снятый световодом-коллектором с разрешением 12 Å за один импульс, показан на рис. 10. Относительный рост интенсивности линий углерода во время инжекции больше, чем линий водорода, что объясняется увеличением эффективности ионизации и возбуждения ионов углерода с ростом температуры. Обзорный спектр при инжекции пучков в установку, наполненную водородом, приведен на рис. 11. Видны спектрально смещенные линии свечения пучков (при этом работало 2 инжектора). В этом случае нормированные зависимости от времени света газа в линии H_α (6-й канал) и света пучков (4-й и 8-й каналы) совпадают. Небольшой сигнал в каналах 5 и 7 обусловлен крыльями аппаратной функции канала. Спектр света газа в линии H_α при прохождении водородных пучков с энергией 15 кэВ показан на рис. 2. Уширение линии H_α вызвано эффектом Доплера при разлете возбужденных осколков молекулы в процессе



Эффективная температура возбужденных атомов составила (2) $T_{\text{эф}} = 2,2 \pm 1,0$ эВ. Измерения других авторов на пучках несколько большей энергии дают $T_{\text{эф}} = 2,7$ эВ [9] и $T_{\text{эф}} = 1,6$ эВ [10].

3. В настоящее время отсутствуют достаточно простые методики определения пространственного распределения плотности в сечении плазменного шнура в плазменных установках. В то же

время эта информация является чрезвычайно важной. Традиционно применяются методы, основанные на многохордовых измерениях с последующей томографической обработкой. Высокие требования к точности исходных данных, большое количество необходимых хорд, сложность алгоритма восстановления делают эту задачу зачастую трудновыполнимой. Такие методы измерения локальной плотности плазмы, как томсоновское рассеяние, зондирование пучками тяжелых ионов технически достаточно сложно применить для измерения пространственного распределения плотности в сечении плазмы. Как нам кажется, развитие инжекторов атомарных пучков позволяет создать такую диагностику относительно простым способом. Обсуждаемая возможность измерения распределения плотности основана на том, что излучение возбужденных атомов инжектируемого в плазму пучка при определенных условиях пропорционально локальной плотности плазмы.

Таким образом, интенсивность излучения ленточного пучка, пересекающего плазменный шнур, будет соответствовать пространственному распределению плотности плазмы в сечении шнура. Сходный способ определения локальной плотности плазмы по излучению пучка атомов лития ранее был предложен в [11] и реализован в [12]. Преимуществом предлагаемого метода является малое ослабление водородного диагностического пучка по сравнению с литиевым, что делает его применение удобным на крупных установках с плотной плазмой.

Пучок атомов, проходящий сквозь плазму, возбуждается за счет столкновений с электронами и ионами плазмы. Полные эффективные сечения возбуждения линий водорода в зависимости от температуры плазмы для нескольких энергий пучка приведены на рис. 12. Выбор рабочего вещества пучка, энергии инжекции, угла наблюдения и линии излучения должен удовлетворять следующим требованиям:

- а) произведение скорости атомов v_b на время жизни τ^* возбужденного уровня должно быть мало по сравнению с характерным масштабом изменения плотности $v_b \tau^* \ll n / \nabla n$;
- б) полная скорость возбуждения атомов должна слабо зависеть от температуры плазмы в интересующей нас области параметров;
- в) ослабление пучка должно быть малым (впрочем это условие не является жестким, так как ослабление пучка можно легко учесть);

г) смещенная благодаря эффекту Доплера линия пучка не должна попадать на линии примесей.

Удобной для регистрации и удовлетворяющей приведенным требованиям является линия водорода H_α . Чтобы отстроиться по длине волны от света, излучаемого плазмой на линии H_α , и света возникающих при инжекции атомов перезарядки, угол между пучком и линией наблюдения должен быть небольшим, а энергия пучка много больше температуры ионов плазмы. Существует некоторый оптимальный угол наблюдения θ и энергия инжекции E , так как уменьшение θ ухудшает пространственное разрешение (из-за конечной ширины пучка), а увеличение энергии приводит к увеличению длины высвечивания $v_b \tau^*$.

Для демонстрации возможности измерения распределения плотности плазмы по излучению атомов инжектируемого пучка нами был измерен профиль свечения пучка атомов инжектора СТАРТ при инжекции в плазму газодинамической ловушки. Параметры пучка и плазмы следующие: плотность плазмы в центре $n = 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, профиль плотности плазмы близок к гауссовому с характерным радиусом $a = 6,5 \text{ см}$, температура плазмы $5-8 \text{ эВ}$, угол инжекции пучка $\theta = 45^\circ$, энергия атомов водорода 15 кэВ , эквивалентный ток в атомах 50 экв.А , профиль пучка гауссовский с характерным радиусом $R = 9 \text{ см}$. Регистрировалось излучение пучка на линии H_α с доплеровским сдвигом 20 \AA . Надо отметить, что при столь низкой энергии пучка возбуждение атомов происходит преимущественно электронным ударом. Пространственный профиль излучения возбужденных атомов пучка по хордам представлен на рис. 13. Его полуширина соответствует профилю плотности плазмы (с учетом профиля тока в используемом пучке).

Рассмотрим возможность применения такой диагностики в открытых ловушках с более высокой электронной температурой. Примем для оценок следующие параметры плазмы: радиус шнура $a = 12 \text{ см}$, плотность плазмы в максимуме $n = 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, температура $T_i = T_e = 50 \div 500 \text{ эВ}$. Параметры диагностического ленточного пучка принимались близкими к параметрам диагностического инжектора [7]: энергия 30 кэВ , сечение пучка $1 \times 25 \text{ см}$, полный ток атомов 3 экв.А , плотность тока 100 мА/см^2 , угол наблюдения $\theta = 45^\circ$. В этом случае доплеровский сдвиг линии излучения атомов пучка составит:

$$\Delta\lambda = \lambda_0 \frac{v}{c} \cos \theta \approx 40 \text{ \AA}.$$

Реальное пространственное разрешение будет определяться конечной шириной ленточного пучка (h) и временем жизни возбужденного состояния (τ^*):

$$\Delta = h \cos \theta + v_b \tau^* \approx 2 \text{ см.}$$

Для плазменного шнура с радиусом 12 см такое разрешение кажется удовлетворительным. Ситуация значительно улучшается, если перейти к вакуумному ультрафиолету и регистрировать линию L_α , $\lambda = 1024 \text{ \AA}$, (время высвечивания которой на порядок меньше). Оценим число фотонов, попадающих в один канал регистрирующей аппаратуры для линии H_α :

$$I = n_b n_p \sigma_{\text{эф}} v_b \frac{d\Omega}{4\pi} dV \xi = \frac{j_b}{e} n_p \sigma_{\text{эф}} \frac{d\Omega}{4\pi} \xi dV,$$

$$I \approx 3 \cdot 10^{10} \frac{\text{фот}}{\text{с} \cdot \text{канал}}$$

Здесь $n_p = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $j_b = 0,1 \text{ А/см}^2$, $\sigma_{\text{эф}} = 10^{-17} \text{ см}^2$, $d\Omega = 10^{-3} \text{ ср}$, $dV = 3 \times 3 \times 1,5 \text{ см}$, $\xi = 0,5$ — пропускание оптической системы. Интенсивности вполне достаточно, чтобы можно было использовать фотодиоды в качестве приемников излучения. Таким образом, регистрирующая аппаратура может быть сделана достаточно простой и компактной и состоять из собирающей оптической системы, интерференционного фильтра и матрицы фотодиодов (см. рис. 14).

На рис. 15 представлены графики эффективных коэффициентов возбуждения для различных линий инжектированных быстрых атомов водорода в зависимости от концентрации плазмы. Видно сильное падение коэффициентов возбуждения линии H_α для плотностей больших $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Нелинейная зависимость от плотности приводит к ухудшению чувствительности, поэтому для измерения в плазме с плотностью большей $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ более подходящей может оказаться линия L_α . Для этой области спектра нет интерференционных фильтров, однако применение кислородного фильтра в сочетании с модулированным диагностическим пучком (для учета фонового излучения плазмы) представляется вполне реальным.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлено описание аппаратуры для спектроскопических измерений температуры ионов на установке ГДЛ и приведены результаты экспериментов по нагреву плазмы пучками атомов.

Предложен метод измерения пространственного распределения плотности плазмы по излучению атомов диагностического пучка, сделаны оценки на требуемые параметры пучка и системы регистрации. Описаны экспериментальные результаты, подтверждающие возможность создания такой диагностики для крупных открытых ловушек.

ЛИТЕРАТУРА

1. Березовский Е.Л. и др. Письма в ЖЭТФ, 1982, т.8, с.1382—1385.
2. Григорьев А.В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1984, т.10, вып.2, с.76—80.
3. Weisen H. et al. Nuclear Fusion, v.29, N 12, p.2187—2197.
4. Boileau A., von Hellermann M. et al. J. Phys. B, 1989, v.22, N 7, L145—L152.
5. Bagrynskii P.A., Ivanov A.A., Klesov V.V. et al. Proceedings of the Eleventh Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion, Kyoto, 1986, v.3, p.467.
6. Гримм Г. Уширение спектральных линий в плазме. — М.: Мир, 1978.
7. Давыденко В.И., Морозов И.И., Росляков Г.В. Физика плазмы, 1981, т.7, № 2, с.464—469.
8. Давыденко В.И., Росляков Г.В., Савкин В.Я. В сб. Вопросы атомной науки и техники, сер. Термоядерный синтез, 1983, вып.2 (12), с.67.
9. Cottrel G.A., Martin A.R., Radgett C. Proc. 2nd Joint Grenoble-Varennas Int. Symp., 3—12 Sept., 1980, v.2, p.945.
10. Bonnal J.F. et al. J. Phys. D, 1982, v.15, p.805—822.
11. Kadota K. et al. Japan J. Appl. Phys., 1982, 21, p.L260—L265.
12. Вагнер Ф. и др. В сб. Диагностика плазмы, 1986, вып.5, с.21.

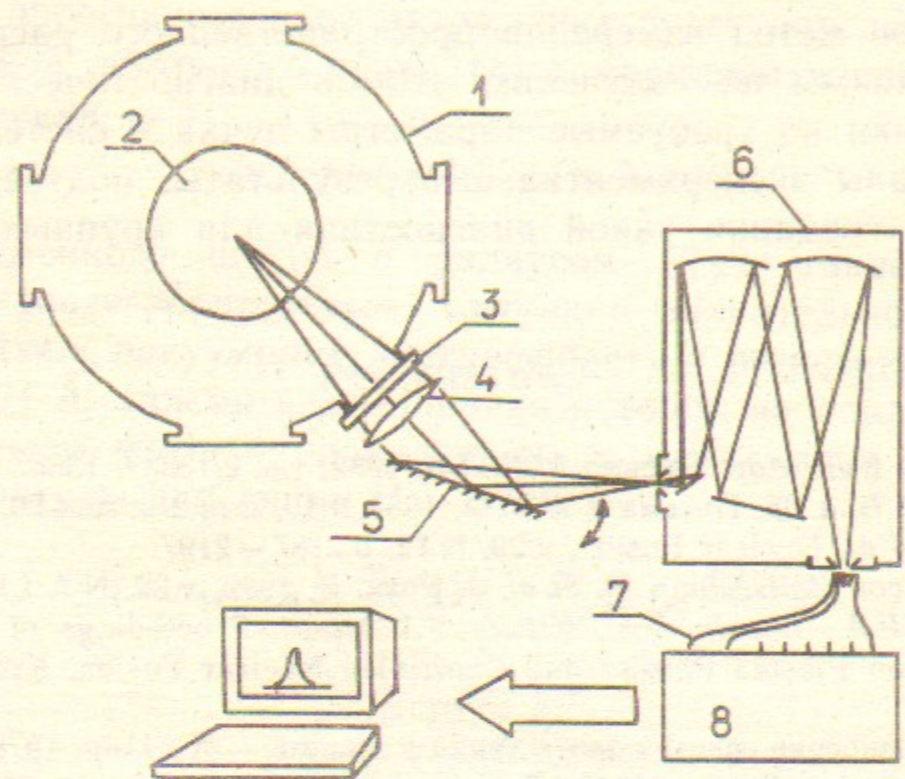


Рис. 1а. Оптическая схема засветки полихроматора для измерения профиля линии.

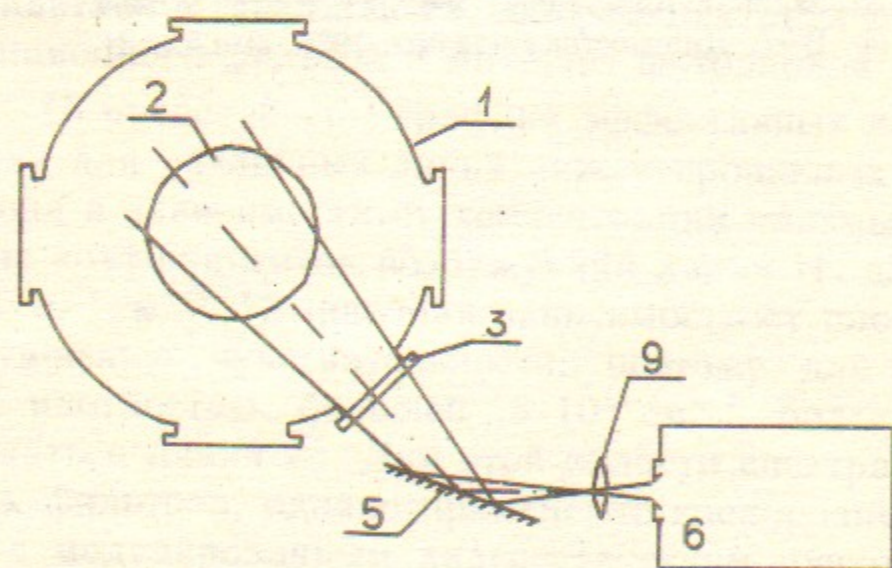


Рис. 1б. Оптическая схема для регистрации радиального профиля излучения плазмы:

1 — вакуумная камера; 2 — плазма; 3 — кварцевое окно; 4 — линза; 5 — зеркало; 6 — монохроматор МДР-23; 7 — световод-коллектор; 8 — блок ФЭУ с усилителями; 9 — сменная линза.

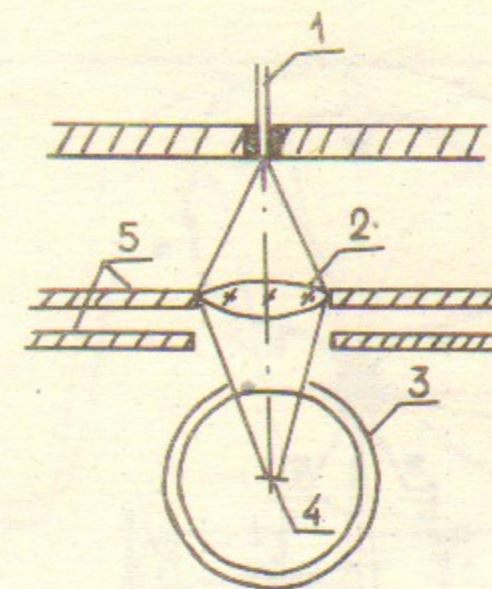


Рис. 1в. Схема согласования световода с ФЭУ:
1 — световод; 2 — линза; 3 — колба ФЭУ; 4 — фотокатод.

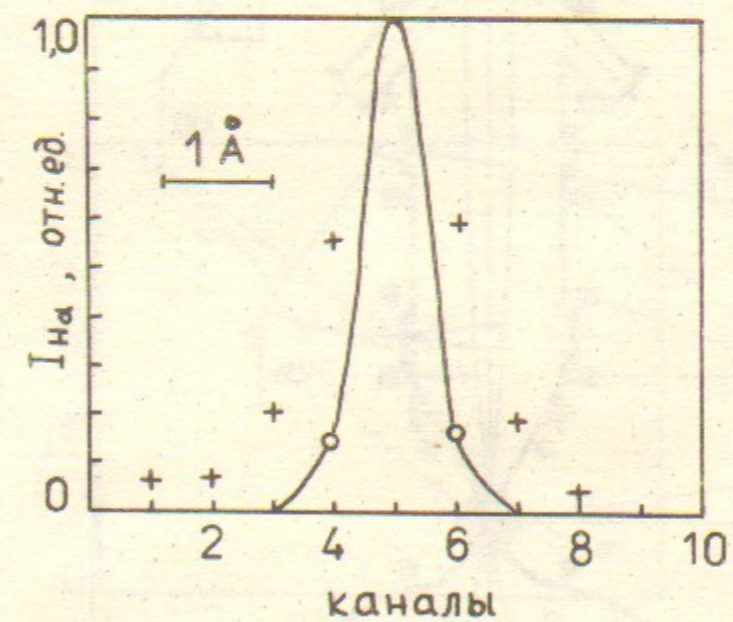


Рис. 2.

1 — аппаратная функция полихроматора на линии H_{α} ; 2 — спектр линии H_{α} при прохождении сквозь водород пучка атомов H^0 с энергией 15 кэВ.

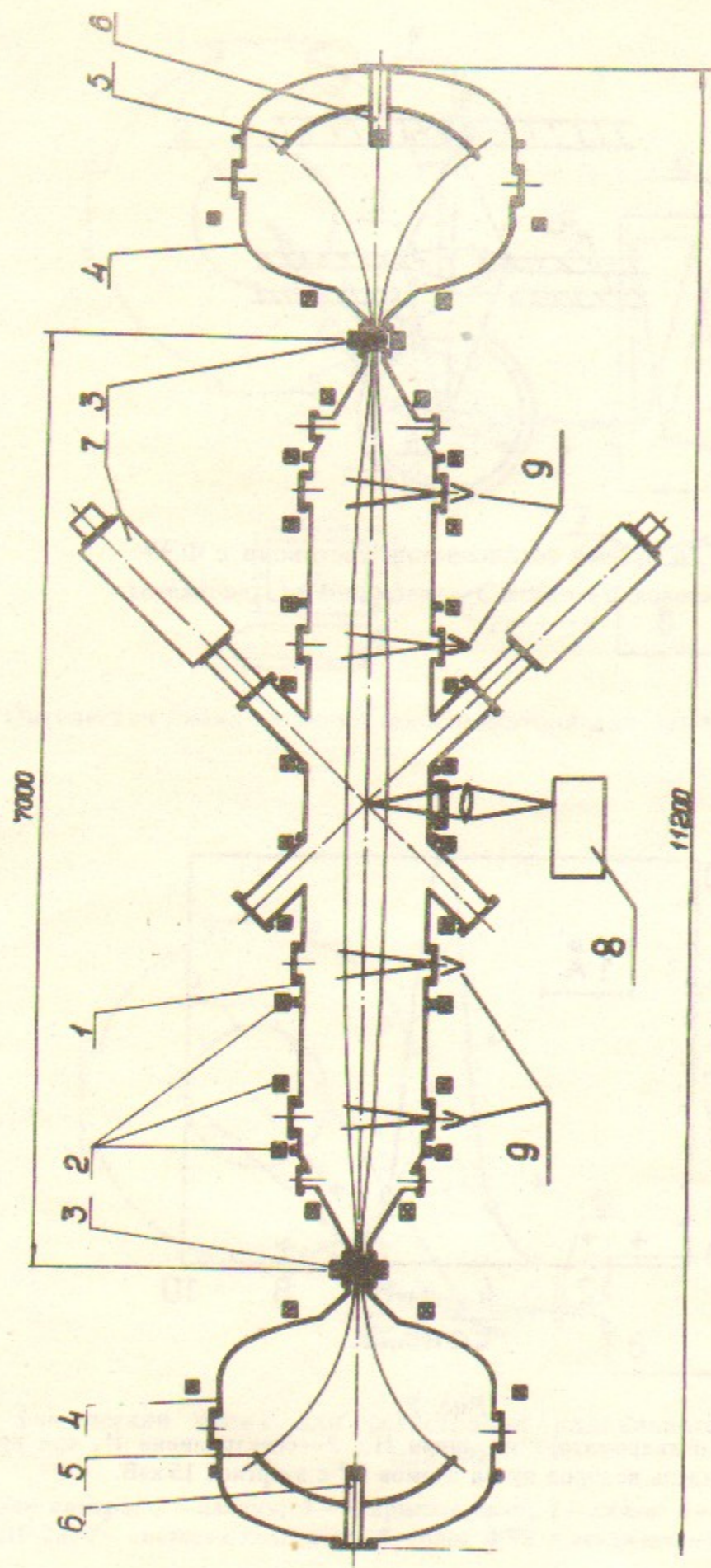


Рис. 3. Размещение спектроскопической аппаратуры на ГДЛ:

1, 4 — вакуумная камера; 2, 3 — катушки магнитного поля; 5 — приемники плазмы; 6 — плазменная пушка; 7 — инжекторы атомарных пучков СТАРТ; 8 — полихроматор; 9 — коллимированные фотодiodы с интерференционными фильтрами.

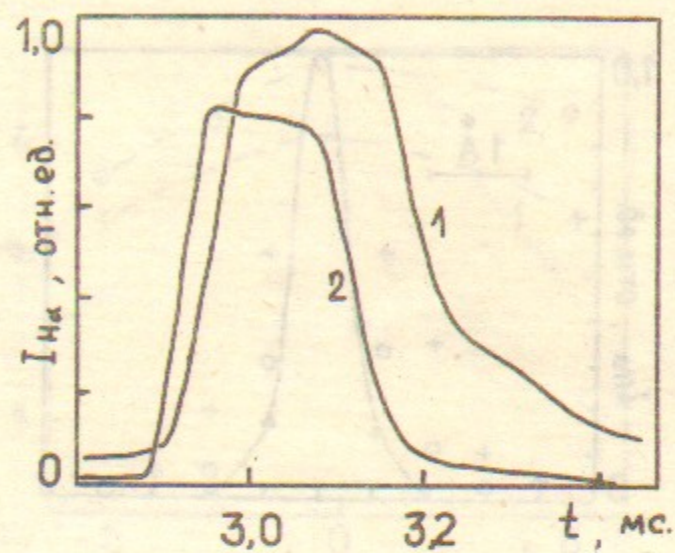


Рис. 4. Зависимость интенсивности линии H_{α} плазмы (1) и света пучков (2) во время инъекции пучков.

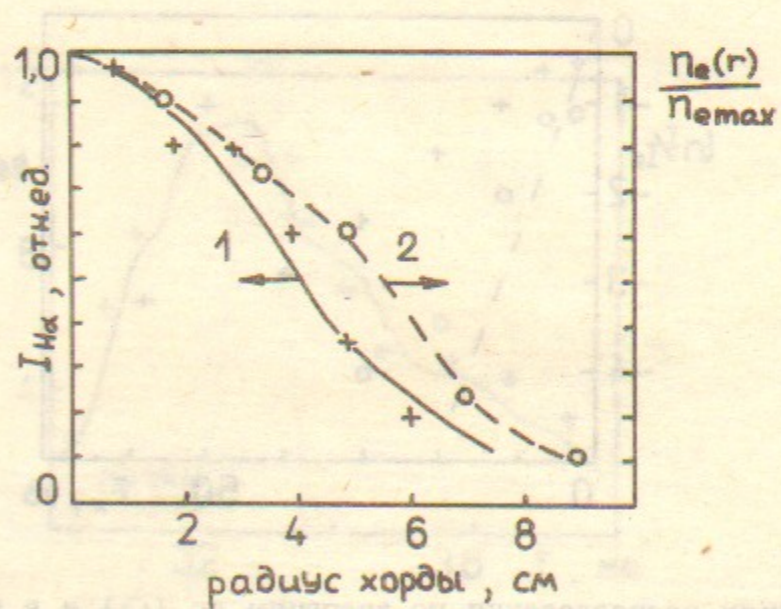


Рис. 6. Профиль по хордам излучения плазмы на линии H_{α} (1) и профиль плотности плазмы (2).

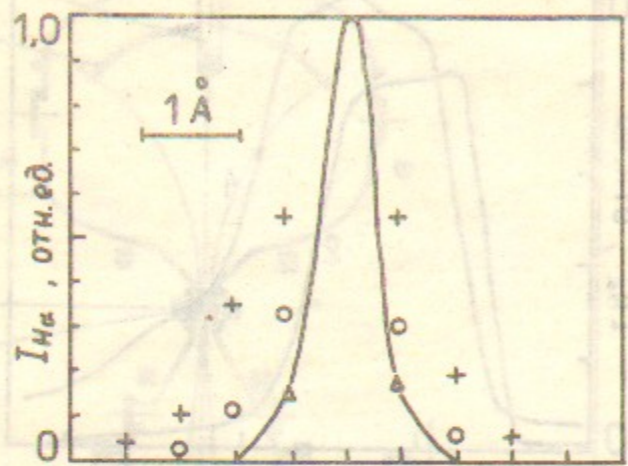


Рис. 5а. Профиль линии H_{α} до (○) и в конце инъекции пучков (+), а также аппаратная функция полихроматора (Δ).

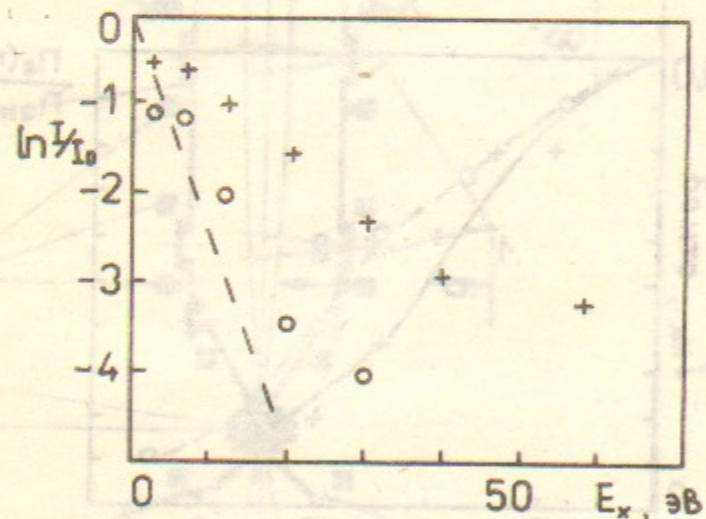


Рис. 5б. Функции распределения по энергиям до (○) и в конце инъекции (+). Штриховой линией показан вклад аппаратной функции.

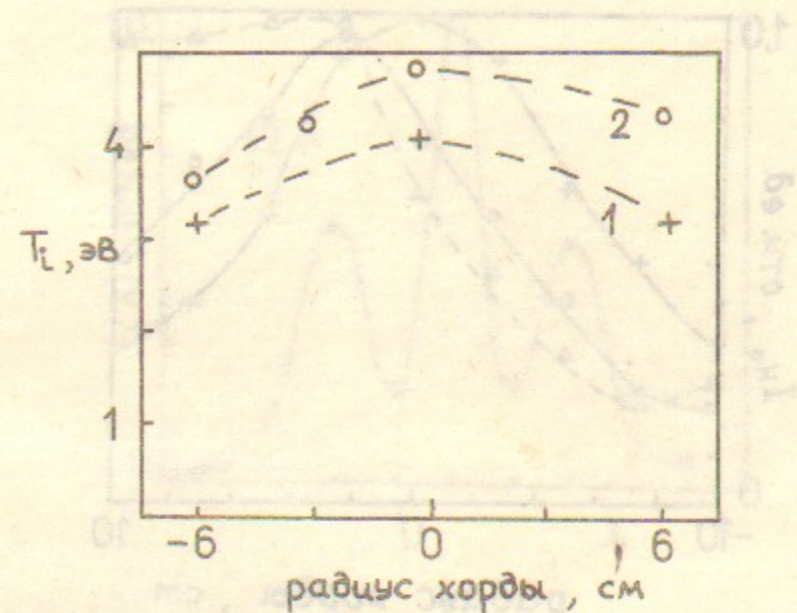


Рис. 7. Профиль температуры ионов измеренный вдоль различных хорд. Данные 1 соответствуют моменту времени до инъекции, данные 2 — после инъекции.

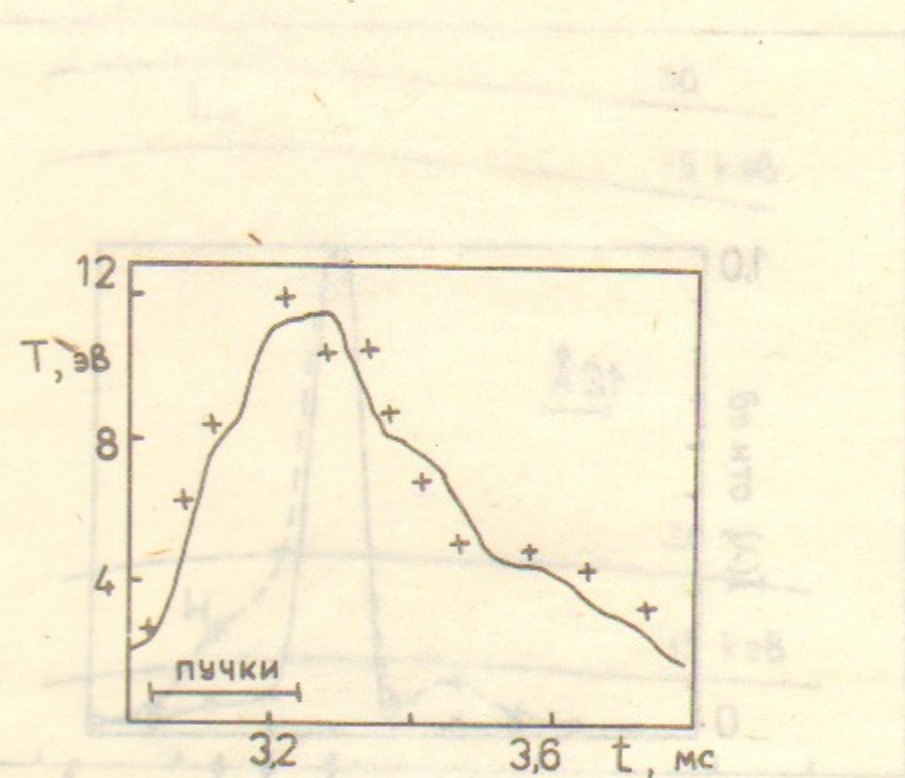


Рис. 8. Ход электронной (сплошная линия) и ионной (+) температур во время инъекции.

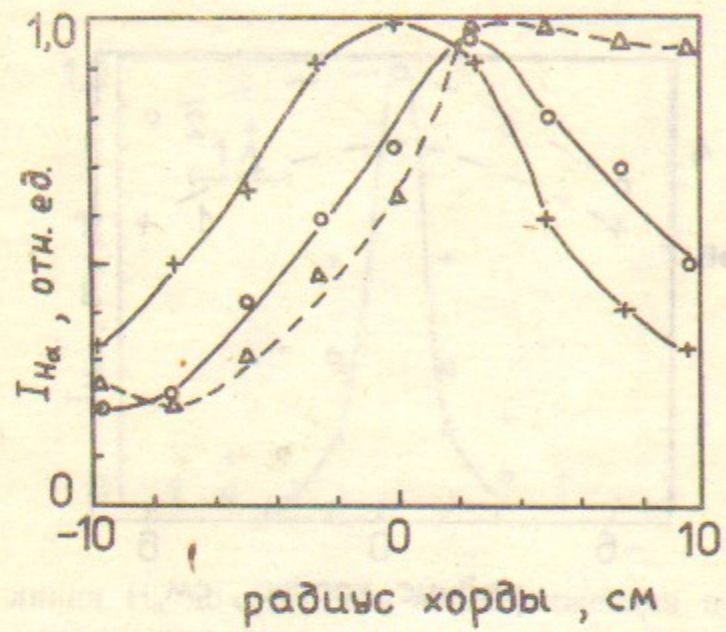


Рис. 9. Профили свечения плазмы в различные моменты времени при односторонней инжекции:
 1—до начала инжекции; 2—100 мкс после начала инжекции; 3—170 мкс после начала инжекции.

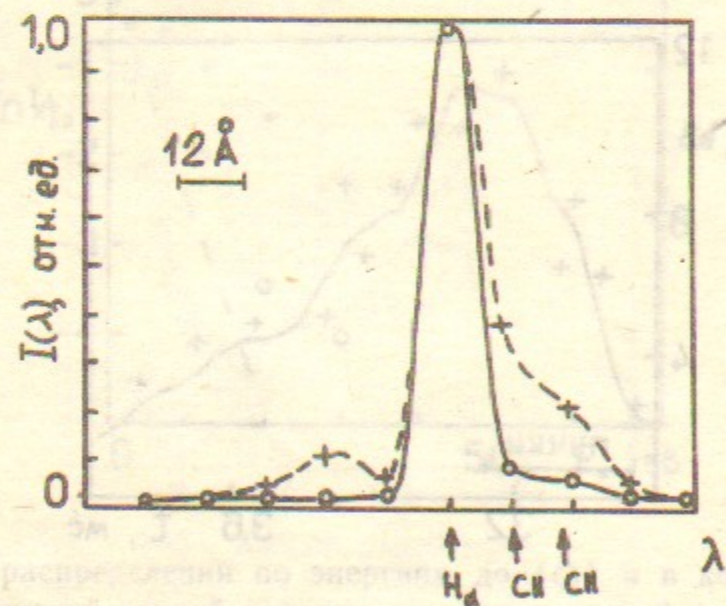


Рис. 10. Обзорный спектр излучения плазмы вблизи линии до (O) и во время инжекции (+).

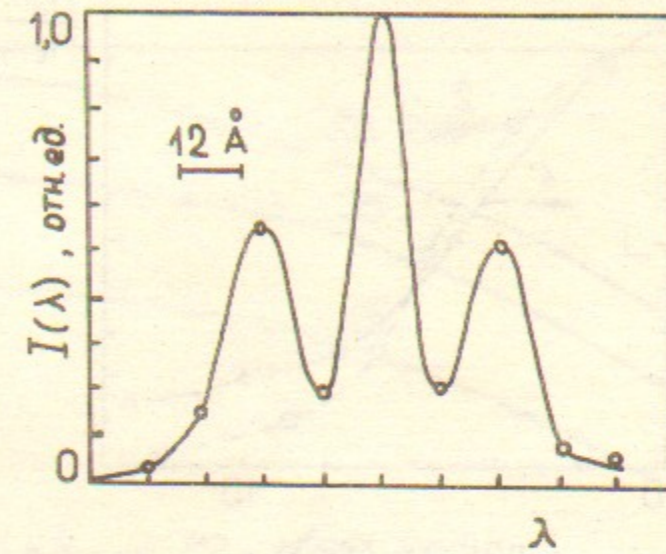


Рис. 11. Обзорный спектр при инжекции пучков в установку, заполненную водородом ($P_{H_2} = 1 \cdot 10^{-4}$ Торр).

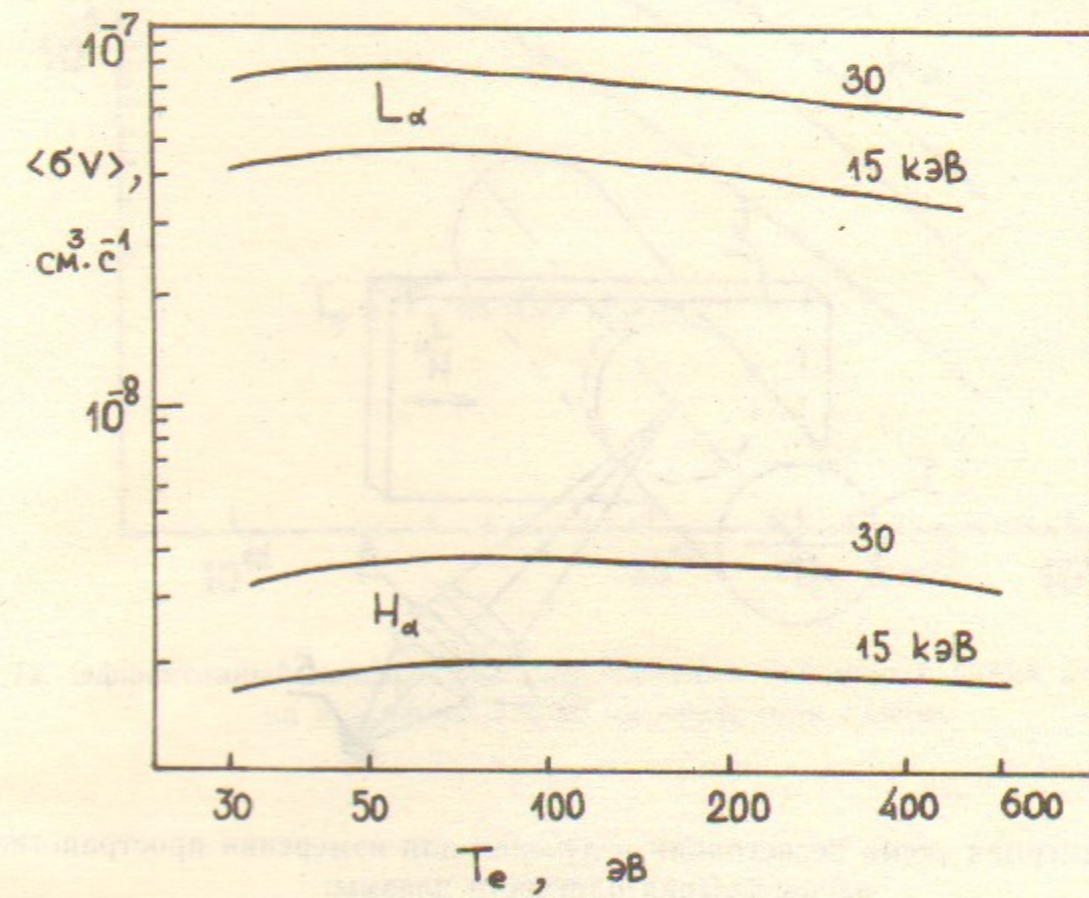


Рис. 12. Эффективные сечения возбуждения линий пучка атомов водорода в зависимости от температуры плазмы для нескольких энергий пучка.

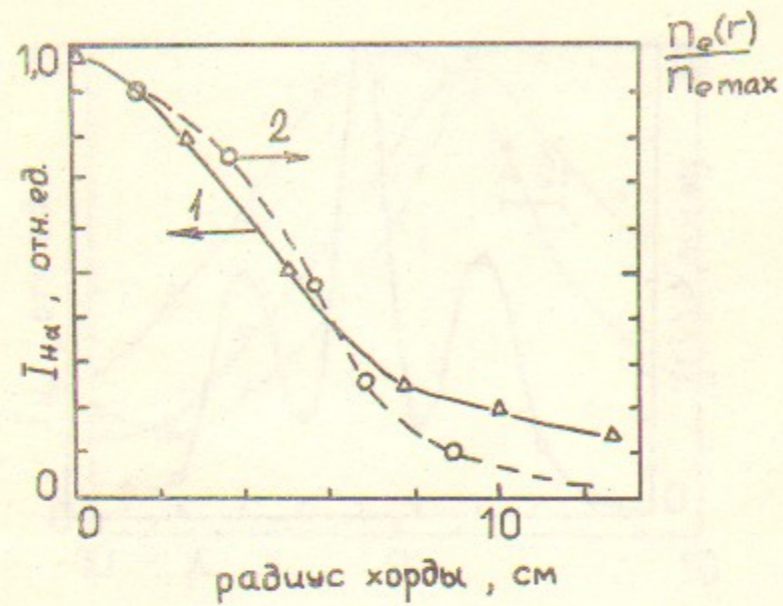


Рис. 13. Профиль излучения атомов пучка СТАРТ на линии $H\alpha$ при прохождении сквозь плазму (1) и радиальный профиль плотности плазмы (2).

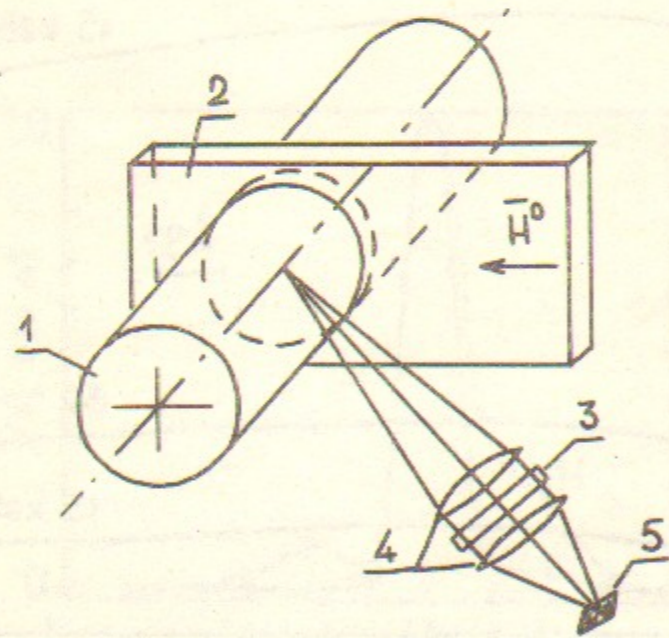


Рис. 14. Примерная схема регистрации излучения для измерения пространственного распределения плотности плазмы:

1 — плазма; 2 — ленточный диагностический пучок; 3 — интерференционный фильтр; 4 — оптическая система; 5 — матрица фотодиодов.

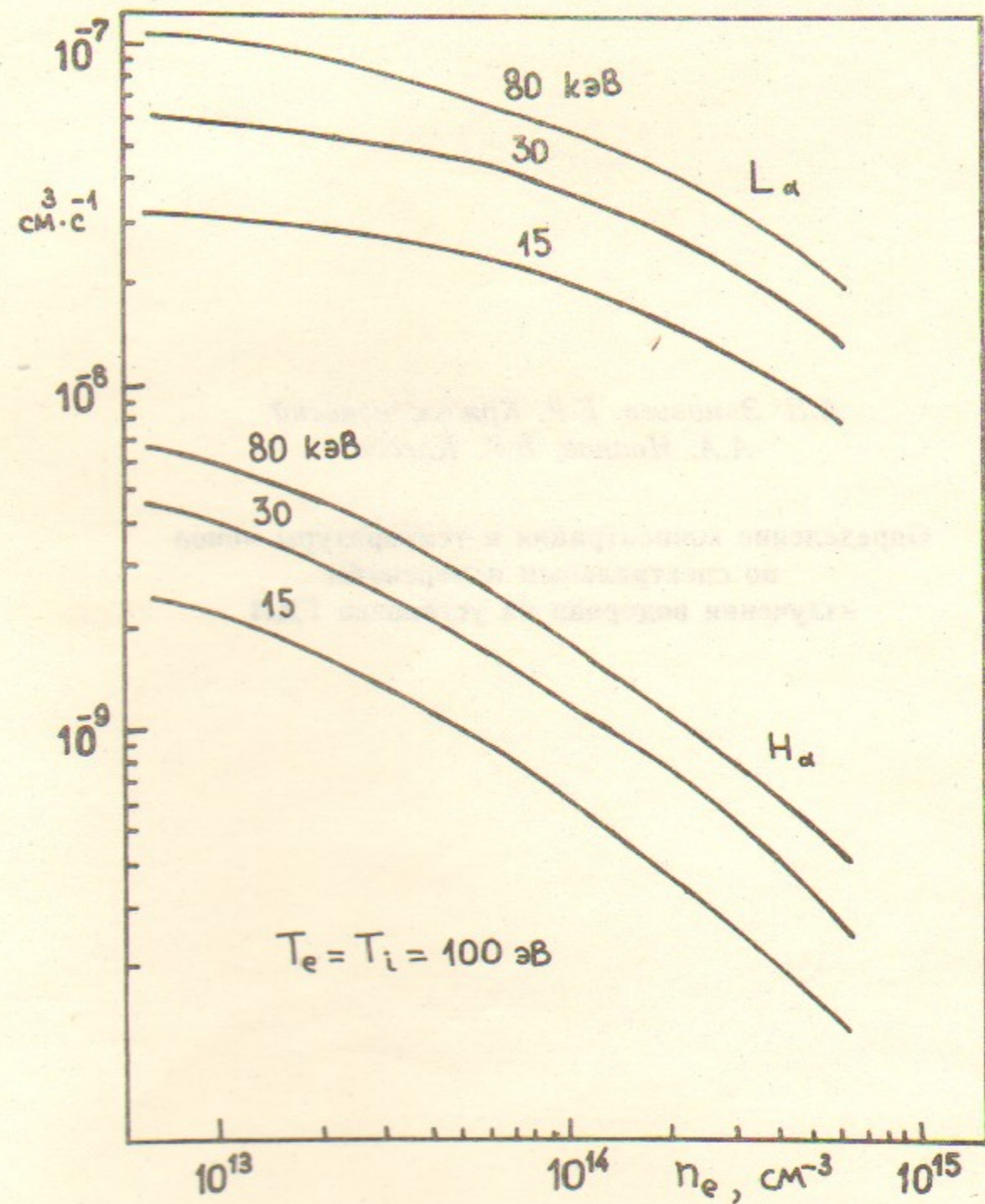


Рис. 15. Эффективный коэффициент возбуждения различных линий атомов H^0 пучка в зависимости от концентрации плазмы.

*А.Н. Зиновьев, Е.Р. Кржижановский,
А.А. Иванов, В.В. Клесов*

**Определение концентрации и температуры ионов
по спектральным измерениям
излучения водорода на установке ГДЛ**

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

Работа поступила 9 февраля 1990 г.
Подписано в печать 21.02 1990 г. МН 08411
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 2,3 печ.л., 1,9 уч.-изд.л.
Тираж 200 экз. Бесплатно. Заказ № 20

*Набрано в автоматизированной системе на базе фото-
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и
отпечатано на ротапинтере Института ядерной физики
СО АН СССР,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.*