

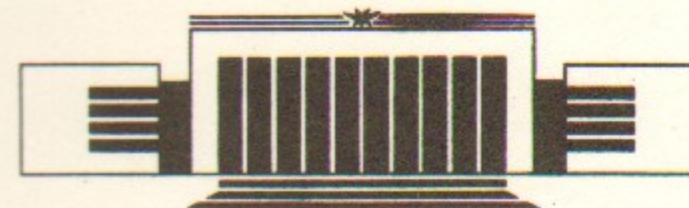


76  
Государственный научный центр  
Российской Федерации  
Институт ядерной физики  
им. Г.И. Будкера

В.Т.Астрелин, А.В.Бурдаков,  
П.В.Денисенко, Б.А.Князев, В.С.Койдан,  
С.В.Лебедев, К.В.Локонов, К.И.Меклер,  
П.И.Мельников, В.В.Поступаев,  
Р.В.Разилов, А.Ф.Ровенских,  
В.В.Филиппов, К.В.Цигуткин,  
О.А.Шевченко, М.А.Щеглов, Л.В.Юшкина

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ГЕНЕРАЦИИ  
УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
НА УСТАНОВКЕ ГОЛ-3

ИЯФ 94-105



НОВОСИБИРСК

6	Характеристики излучения	41
6.1	Временная и пространственная эволюция излучения в ВУФ диапазоне . . . . .	41
6.2	Результаты калориметрических измерений . . . . .	47
6.3	Измерение выхода рентгеновского К-излучения криптона . . . . .	47
6.4	Результаты спектрометрических измерений . . . . .	49
7	Заключение	52

---

## 1 Введение

### 1.1 Источники излучения в вакуумной ультрафиолетовой и мягкой рентгеновской областях спектра

Источники мощного излучения в вакуумной ультрафиолетовой и ближней рентгеновской областях (далее, для краткости, мы будем их называть ВУФ источниками) представляют значительный интерес для многих приложений (см., например, [1]). С другой стороны, получение достаточно мощного излучения в данном диапазоне представляет собой самостоятельную фундаментальную научную задачу. К настоящему времени выполнено большое число исследований самых различных типов источников как когерентного, так и некогерентного излучения.

Обзор исследований по ВУФ источникам, выполненных до 1976 года, можно найти в книге А.Н. Зайделя и Е.Я. Шрейдер "Вакуумная спектроскопия и ее применение" [2], а также в статье Р. Уэйнета и Р. Элтона "Обзор исследований в области лазеров коротковолнового излучения" [3]. В работе Ф.Б. Бункина, В.И. Держиева и С.И. Яковленко "О перспективах усиления света далекого УФ диапазона" [4] дан обзор теоретических и экспериментальных работ, проведенных до 1981 года, в которых исследовалась возможность усиления света далекого УФ диапазона на переходах многозарядных ионов.

В последующее время интерес к ВУФ источникам особенно возрос после получения генерации в вакуумной ультрафиолетовой и мягкой рентге-

новской областях. Была получена генерация, например, на переходах неоподобного селена ( $\text{SeXXV}$ , 182, 206 и 209 Å) в LLNL (Lawrence Livermore National Laboratory, USA) и NRL (Naval Research Laboratory, USA), на переходах водородоподобного иона углерода ( $\text{CVI}$ , 182 Å) в PPPL (Princeton Plasma Physics Laboratory, USA), на переходах неоподобного германия ( $\text{GeXXIII}$ , 286, 247, 236, 232, 196 Å) в LLNL, NRL, LLE (Laboratory for Laser Engineering, Univ. of Rochester, USA) и NRC (National Research Council of Canada). Во всех этих случаях активной средой служила плотная плазма, созданная мощными импульсными лазерами.

Современное состояние работ по рентгеновским лазерам представлено в книге Р. Элтона "X-ray lasers" [1], а также в обзорах [5, 6, 7, 8]. В то же время не исчезает интерес к некогерентным ВУФ источникам. В качестве примера приведем опубликованные недавно работы по получению в широкоапертурных импульсных газоразрядных лампах интенсивных вспышек излучения димеров благородных газов ( $\lambda = 1260, 1460$  и  $1720$  Å) [10] и оксиплексов галогенов и благородных газов ( $\lambda = 1930, 2220, 2490$  и  $3500$  Å) [9, 11].

Практически во всех предыдущих работах по получению интенсивного ВУФ излучения использовались только два механизма возбуждения рабочей среды: — (а) возбуждение атомных (ионных) уровней электронным ударом и (б) рекомбинационное возбуждение, возникающее на стадии распада плазмы. Другие методы, такие как фотовозбуждение или накачка верхних уровней путем ионизации атомов и ионов, менее эффективны и здесь не рассматриваются. Основными техническими средствами получения излучающей плазмы служили быстрый разряд вблизи поверхности в вакууме или плотном газе, взрыв тонких проволок, мощный импульс лазерного излучения, сфокусированного на поверхность мишени заданного элементного состава.

В настоящей работе предложен новый тип источника, отличающийся от вышеупомянутых как по способу создания излучающей среды, так и по характеристикам последней. Источником излучения в ВУФ диапазоне является горячая плазма, возникающая в семиметровом соленоиде установки ГОЛ-3 при коллективном взаимодействии мощного микросекундного релятивистского электронного пучка с газом или низкотемпературной плазмой. Эта система, успешно использовавшаяся для исследований по созданию и удержанию плотной плазмы в открытой термоядерной ловушке, при небольшой модификации может служить уникальным источником мощных импульсов ВУФ излучения.

## 1.2 Возможности установки ГОЛ-3 как источника ультрафиолетового излучения

На первой очереди установки ГОЛ-3 плазма в семиметровом соленоиде нагревается релятивистским электронным пучком (РЭП) с энергосодержанием до 100 кДж, длительностью импульса 3–5 микросекунд и мощностью до 30 ГВт. К.п.д. передачи энергии от пучка к плазме достигает 30%. Эти уникальные энергетические возможности могут быть использованы при соответствующем подборе параметров пучка и плазмы для генерации мощных вспышек излучения в УФ и рентгеновском диапазонах.



Рис. 1. Схема интенсивного источника УФ излучения на установке ГОЛ-3.

Горячая плазма, удерживаемая от поперечного разлета соленоидальным магнитным полем, сама по себе является источником коротковолнового излучения. Однако более эффективной схемой генерации УФ излучения для установки ГОЛ-3 представляется схема, изображенная на рис.1. Прежде всего в соленоиде создается длинный столб водородной плазмы с относительно низкой плотностью, обеспечивающей эффективную релаксацию электронного пучка за счет коллективных процессов. В центральной же части соноида на коротком участке создается плазма более высокой плотности с элементным составом, оптимальным для получения нужной "световой" вспышки. Энергия пучка, поглощенная в "редкой" плазме, передается надтепловыми плазменными электронами плотной плазме и "высвечивается" с высокой эффективностью в этом небольшом объеме. Тем самым достигаются две цели — высокий к.п.д. преобразования энергии пучка в энергию коротковолнового излучения (можно ожидать мощность  $\sim 1$  ГВт) и высокая яркость источника.

Если говорить о лазерных перспективах, то известно, что мощность накачки на единицу поперечного сечения плазменного столба, необходимая для достижения порога генерации, должна расти с уменьшением

длины волны как  $\lambda^{-4}$ . Следовательно, высокая мощность возбуждения среды на установке ГОЛ-3 является весьма благоприятным фактором для достижения порога генерации. Более того, топология установки, отличающейся большой ( $\sim 7$  метров!) длиной плазменного столба, также весьма благоприятна для получения на ней оптического усиления и генерации излучения в коротковолновой области, для которой затруднительно создать эффективные отражающие покрытия.

Представленная работа состоит из двух частей. В первой части теоретически рассмотрена возможность получения на установке ГОЛ-3 плазмы с инверсной заселенностью уровней, излучающих в вакуумном ультрафиолетовом диапазоне. Вторая часть описывает экспериментальные исследования по созданию на установке ГОЛ-3 плазмы с требуемыми параметрами и измерению ее излучательных характеристик.

## 2 Теоретические исследования возможности достижения порога лазерной генерации на установке ГОЛ-3

### 2.1 Возможные схемы накачки

Оценим возможность достижения лазерной генерации в ВУФ диапазоне применительно к установке ГОЛ-3 для некоторых перспективных элементов, имея в виду два способа накачки: столкновительную и рекомбинационную.

#### 1. Столкновительная накачка.

При столкновениях с электронами ионы возбуждаются в различные состояния, которые затем либо тушатся за счет столкновений, либо высвечиваются. Если при этом существует верхний уровень  $u$  с временем жизни, превышающим время жизни нижележащего уровня  $l$ , а скорости накачки этих уровней за счет столкновений есть величины одного порядка, то возникает инверсная заселенность этих уровней, которая потенциально может быть использована для получения лазерной генерации.

Весьма привлекательной системой для реализации этого механизма являются неоноподобные ионы. Во-первых, они имеют долгоживущие метастабильные  $3p$ -уровни, эффективно заселяемые за счет монополярного возбуждения. А, во-вторых, ввиду замкнутости внешней электронной оболочки, они являются преобладающим видом ионов над ионами

других зарядностей в широком диапазоне температур, что особенно существенно в импульсной плазме с изменяющейся со временем температурой. В качестве ионов, на которых можно получить лазерную генерацию в схеме столкновительной накачки при параметрах плазмы, характерных для установки ГОЛ-3, были рассмотрены алюминий, магний и кремний. Популяция неоноподобных ионов этих элементов имеет максимальную плотность в диапазоне температур  $20 - 100$  эВ, достижимом при существующей энергетике установки.

#### 2. Рекомбинационная накачка.

При остывании плазмы за счет рекомбинации образуются ионы с зарядностью на единицу меньшей и находящиеся в возбужденном состоянии. При этом распределение по возбужденным состояниям отличается от равновесного бальмановского, как правило, в сторону большей заселенности верхних уровней, что благоприятно для достижения инверсной заселенности. В качестве возможных кандидатов для реализации этого способа накачки нами были рассмотрены ионы CIV и NV. Это — литиеподобные ионы, у которых длины волн переходов между подходящими уровнями лежат в интервале  $1000 - 2000 \text{ \AA}$ . Инверсная заселенность соответствующих уровней может быть получена при рекомбинации гелиеподобных ионов CV и NVI, которые преобладают в плазме над ионами другой зарядности в диапазоне температур, характерном для плазмы установки ГОЛ-3.

### 2.2 Двухступенчатая схема формирования активной среды

Физическими процессами, используемыми для создания инверсной заселенности в газовых средах, часто являются ионизация и возбуждение электронным ударом. Известно большое число лазерных переходов в видимой и ультрафиолетовой областях спектра, генерация на которых получена при накачке электронными пучками, имеющими энергии в сотни килоэлектронвольт [12, 13]. В наших же экспериментах для накачки газовой смеси используется поток горячих электронов из плазмы, нагреваемой мощным релятивистским электронным пучком. Используемый механизм накачки известен как "двухступенчатая" схема нагрева плотной плазмы, исходно он был предложен для получения плотных сгустков горячей плазмы в соленоидальных магнитных ловушках (подробное описание метода см. в [14]). Кратко остановимся на физических процессах, лежащих в основе этого метода.

При инжекции релятивистского электронного пучка в плазму в ней возбуждаются резонансные с пучком ленгмюровские колебания. В случае, если инкремент пучковой неустойчивости

$$\Gamma = \omega_p \frac{n_b}{n} \frac{1}{\gamma} \frac{1}{\Delta\theta^2} \quad (1)$$

(здесь  $\omega_p$  — плазменная частота,  $n_b$  — плотность пучка,  $n$  — плотность плазмы,  $\gamma$  — релятивистский фактор,  $\Delta\theta$  — угловой разброс пучка) превышает частоту электрон-ионных столкновений  $\nu_{ei}$ , возможна (и достигнута в эксперименте) эффективная релаксация пучка на длине, много меньшей длины свободного пробега релятивистского электрона в такой плазме.

В типичных экспериментах по инжекции в плазму с плотностью  $10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$  мегавольтных пучков с плотностью тока  $1 - 10 \text{ кА/см}^2$  достигается к.п.д. передачи энергии масштаба 30% на длине в несколько метров (см., например, [15, 16, 17, 18]). Энергия от пучка передается главным образом электронам плазмы. При этом функция распределения электронов плазмы по энергиям является неравновесной. Кроме термализованных электронов в плазме существует большое количество надтепловых ("горячих") электронов, функция распределения которых имеет вид, близкий к степенному с показателем  $-2$  (см. [19]). В условиях описываемых экспериментов большая часть энергии, теряемой электронным пучком, передается именно надтепловым электронам с характерной энергией порядка десятков килоэлектронвольт (см. [20, 21]).

Приведенное выше условие  $\Gamma > \nu_{ei}$  означает, что при фиксированных параметрах электронного пучка существует предельная плотность плазмы, при которой взаимодействие перестает быть эффективным. В наших условиях эта плотность составляет  $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , что недостаточно для создания яркого источника излучения.

Получение горячего плазменного сгустка возможно по упомянутой выше "двухступенчатой" схеме. На сравнительно небольшом участке длинного соленоида импульсно формируется сгусток газа высокой плотности, с которым пучок электронов почти не взаимодействует. На большей же части установки плотность плазмы составляет  $3 \cdot 10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . В этой "основной", редкой плазме пучок эффективно релаксирует и передает свою энергию надтепловым электронам. Надтепловые электроны, разлетаясь вдоль силовых линий магнитного поля, попадают в плотный сгусток и передают ему свою энергию уже за счет кулоновских столкновений.

Таким образом, в основной плазме фактически происходит трансформация потока мегавольтных электронов исходного пучка в поток надтепловых плазменных электронов, имеющих (даже с учетом к.п.д. передачи энергии) гораздо большую плотность тока. Этот поток передает энергию плотному плазменному сгустку на относительно небольшой длине. Нагрев облака производится также и максвелловской компонентой основной плазмы за счет продольной электронной теплопроводности. Удельное вложение энергии на атом рабочей смеси в такой схеме получается значительно большим, чем в классических схемах с электронно-лучевой накачкой. При сравнимых параметрах электронного пучка это позволяет иметь излучающее рабочее тело с более высокими температурой и степенью ионизации, что дает основания рассчитывать на продвижение в более короткие длины волн.

### 2.3 Столкновительная накачка

Этот способ накачки описывается уравнением



где  $X^{i+}$  обозначает  $i$ -кратно ионизованный атом, в котором накачка происходит с уровня  $o$  в верхнее возбужденное состояние  $u$  этого же иона. Это также иллюстрируется на диаграмме энергетических уровней на рисунке 2. В данном случае начальное  $o$  и конечное  $f$  состояния совпадают, и, следовательно, населенность начального состояния пополняется за счет распада нижнего лазерного уровня  $l$ . Скорость накачки  $P_{ou}$  (далее обозначается через  $P_{cm}$ ) связанного электрона с уровня  $o$  на уровень  $u$  (разность энергий  $\Delta E_{ou}$ ) описывается следующей формулой (модифицированная формула Кулона-Борна для электрического дипольного перехода с пороговой к более высоким энергиям, коррекции бета-типа введены через полуэмпирический фактор Крамерса-Гаунта) [1]:

$$\begin{aligned} P_{cm} &= N_e C_{ou} = \\ &= 64\pi^2 \left(\frac{\pi}{3}\right)^{1/2} \frac{Ry}{h} a_0^3 N_e \left(\frac{Ry}{kT}\right)^{1/2} \left(\frac{Ry}{\Delta E_{ou}}\right) \times \\ &\quad \times f_{ou} \langle g_{ou} \rangle \exp\left(-\frac{\Delta E_{ou}}{kT_e}\right), \end{aligned}$$

или, для  $\Delta E_{ou}, kT_e$  в эВ,

$$P_{cm} = 1.6 \times 10^{-5} \frac{N_e f_{ou} \langle g_{ou} \rangle}{\Delta E_{ou} (kT_e)^{1/2}} \exp\left(-\frac{\Delta E_{ou}}{kT_e}\right) \text{ сек}^{-1}. \quad (2)$$

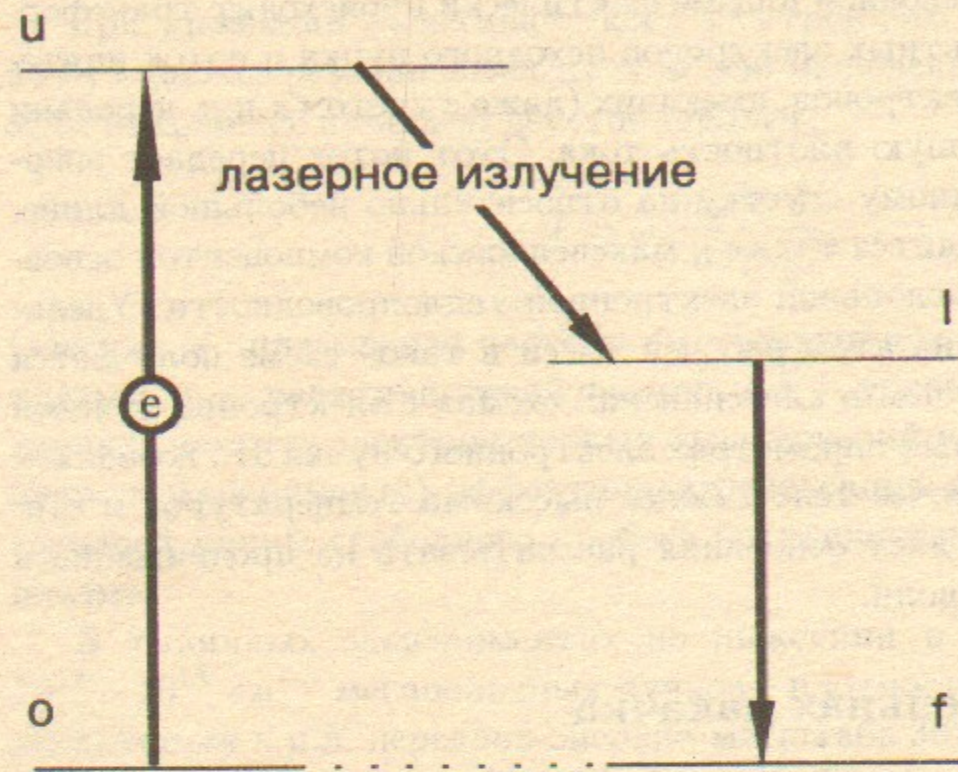


Рис. 2. Диаграмма энергетических уровней для электронно-столкновительной накачки.

Здесь  $C_{ou} = \langle \sigma_{ou} v \rangle_{\text{макс}}$  — коэффициент скорости возбуждения, усредненный по максвелловской электронной функции распределения для сечения  $\sigma_{ou}$  и скорости  $v$ ,  $f_{ou}$  — сила осциллятора для перехода  $o \rightarrow u$ ,  $\langle g_{ou} \rangle$  — эффективный фактор Гаунта, усредненный по максвелловскому распределению скоростей. Зависимость фактора Гаунта от  $\Delta E/kT$  приведена в [22]. Можно утверждать, что  $\langle g_{ou} \rangle \approx 0.2$  для многих ионов, по крайней мере когда  $n_u - n_o \geq 1$ .

Из (2) видно, что нижний уровень  $l$  будет возбуждаться за счет столкновений быстрее верхнего уровня  $u$ , поэтому в качестве верхнего нужно выбирать уровень, метастабильный по отношению к столкновительному и излучательному распаду. Существует успешная лазерная схема с электронно-столкновительной накачкой. В наиболее простой своей форме она включает  $2p \rightarrow 3p$  возбуждение валентного электрона, где уровень  $2p$  является основным состоянием в конфигурации  $1s^2 2s^2 2p^n$ . Уровень  $3p$  является метастабильным по отношению к прямому излучательному дипольному распаду в основное состояние, в то время как скорость столкновительного возбуждения монопольного перехода  $2p \rightarrow 3p$  сравнима со скоростями возбуждения дипольных переходов  $2p \rightarrow 3s$  или  $2p \rightarrow 3d$ , которые в свою очередь оцениваются по формуле (2).

Лазерная генерация появляется на переходе  $\Delta n = 0$  с уровня  $3p$  на  $3s$ .

В принципе может использоваться любая  $2p^n$  ( $n = 1$  до 6) изоэлектронная последовательность. Лучше всего себя зарекомендовала неоноподобная изоэлектронная последовательность с  $n = 6$ . Это связано, в частности, со стабильностью неоноподобных ионов в нестационарной плазме. Основные энергетические уровни и конфигурации неоноподобного иона, включенные в схему лазера, показаны на рисунке 3.

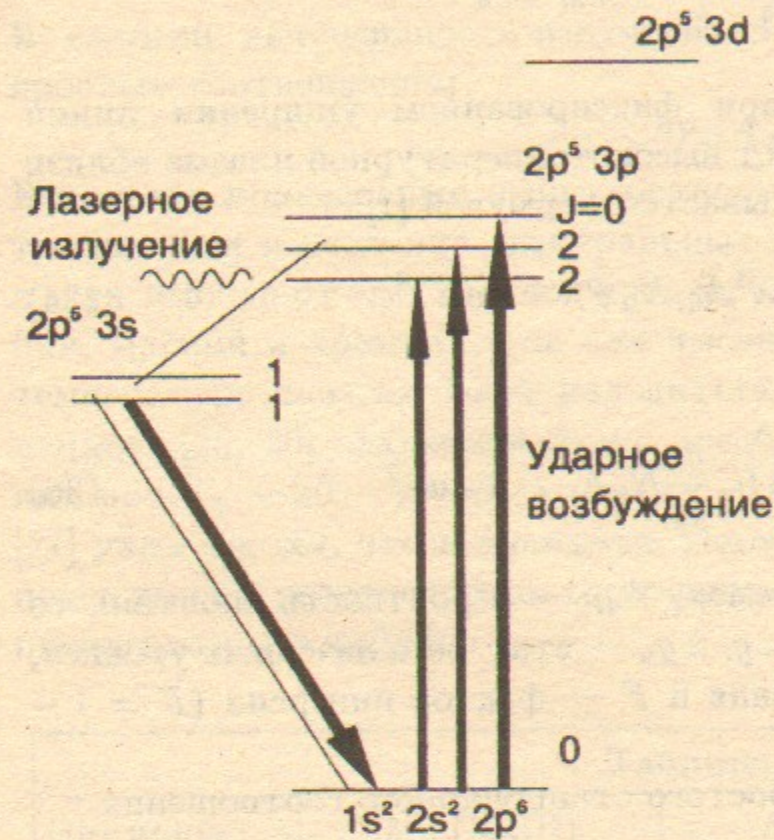


Рис. 3. Схема уровней и переходов неоноподобного иона

Приведем некоторые предварительные оценки для неоноподобных ионов. Эффективный заряд такого иона  $\xi = Z - 9$ . Выведем коэффициент скорости возбуждения  $C_{ou}$  как функцию от  $Z$ . Для начала предположим, что  $kT_e = \chi/3$ , где  $\chi$  — ионизационный потенциал. Вычисления [23, 24] показали, что скорость возбуждения  $2p \rightarrow 3p$  равна приблизительно половине скорости возбуждения  $2p \rightarrow 3d$ , которую можно оценить из уравнения (2). Данные атомной физики [23] показывают, что как  $\chi$ , так и энергия возбуждения  $\Delta E_{ou}$  (см. рис.2) перехода  $2p \rightarrow 3d$  имеют одинаковую степенную зависимость от  $\xi$ , а именно, эмпирически

$$\chi = 3kT_e \approx 17\xi^{1.5}, \quad \text{эВ, и } \Delta E_{ou} \approx 11\xi^{1.5}, \quad \text{эВ.}$$

Отсюда получаем  $\Delta E_{ou}/kT_e = 1.9$ , чему соответствует  $\langle g_{ou} \rangle = 0.2$  ([22]). Те же данные [23] дают среднее значение силы осциллятора для перехода

2p → 3d

$$f_{ou} \approx 1.6.$$

Подставив эти значения в уравнение (2) и разделив на два, получим коэффициент скорости возбуждения перехода 2p → 3p<sup>1</sup>S<sub>0</sub>

$$C_{ou} = \frac{1.5 \cdot 10^{-8}}{\xi^{2.25}}, \quad \text{см}^3 \text{сек}^{-1}.$$

Коэффициент усиления  $G$  при фиксированном уширении линии  $\Delta\lambda/\lambda = 3 \cdot 10^{-4}$  (что соответствует высокотемпературной плазме вблизи ионизационного равновесия) описывается формулой [1]:

$$G = 4.3 \cdot 10^{-33} \lambda^3 A_{ul} N_u F, \quad \text{см}^{-1}, \quad (3a)$$

или, через силу осциллятора,

$$G = 2.9 \cdot 10^{-17} \lambda f_{lu} \frac{g_l}{g_u} N_u F, \quad \text{см}^{-1}, \quad (3b)$$

где  $\lambda$  — длина волны в ангстремах,  $A_{ul}$  — вероятность спонтанного перехода,  $f_{lu}$  — сила осциллятора,  $g_l$  и  $g_u$  — стат. веса лазерных уровней,  $N_u$  — населенность верхнего уровня и  $F$  — фактор инверсии ( $F = 1 - N_l g_u / N_u g_l \leq 1$ ).

Мы можем получить  $N_u$  из простого стационарного соотношения

$$N_u = N_o \frac{P_{ou}}{D_u},$$

где  $D_u$  — скорость распада верхнего уровня.

Для столкновительной накачки

$$N_u = N_o \frac{P_{cm}}{A_{ul} + N_e C_{ud}}.$$

Начальная концентрация  $N_o$  неонподобных ионов в основном состоянии связана с электронной концентрацией через соотношение  $N_o = N_e / 3(Z - 10)$ . Коэффициент  $C_{ud}$  столкновительного распада верхнего уровня в близлежащие 3d уровни (которые в свою очередь быстро высвечиваются в основное состояние) определяется по формуле (2), где  $\langle g_{ud} \rangle = 1.5$ ,  $f_{ud} = 0.16$ ,  $\Delta E_{ud} = 2.5(Z - 9)$  (см. [23]). В результате

$$N_e C_{ud} = 6.5 \cdot 10^{-7} (Z - 9)^{-7/4} \exp(-0.4(Z - 9)^{-1/2}), \quad \text{сек}^{-1}.$$

Вероятность спонтанного перехода  $A_{ul}$  определяется выражением

$$A_{ul} = \frac{8\pi^2 r_0 c}{\lambda^2} \frac{g_l}{g_u} f_{lu} = \frac{6.6 \cdot 10^{15}}{\lambda^2} \frac{g_l}{g_u} f_{lu}, \quad \text{сек}^{-1}, \quad (4)$$

где  $r_0$  — классический радиус электрона. В нашем случае  $f_{lu} = 0.040$  и  $g_l/g_u = 3$ . Тогда

$$A_{ul} = 7.9 \cdot 10^{14} \lambda^{-2}, \quad \text{сек}^{-1}.$$

И, наконец, интенсивность излучения спектральной линии определяется простым соотношением

$$I_{ul} = h\nu_{ul} A_{ul} N_u. \quad (5)$$

Используя приведенные выше соотношения, можно сделать оценки интенсивности и усиления спектральных линий для некоторых элементов в зависимости от электронной плотности  $N_e$ . Были рассмотрены алюминий, магний и кремний, так как именно эти элементы при ожидаемой температуре плазмы будут находиться в неонподобном состоянии. По данным [25, 26] алюминий будет преобладать в неонподобном состоянии при  $T_e \sim 20 - 50$  эВ, а магний — почти от нуля до  $15 - 20$  эВ. В [27] указывается, что в диапазоне температур  $5 - 15$  эВ кремний будет находиться в неонподобном состоянии. Результаты проведенных оценок представлены в таблице 1.

Таблица 1

Элемент	Mg (MgIII)	Al (AlIV)	Si (SiV)			
Z	12	13	14			
ξ	3	4	5			
λ, Å	1551	1481	874			
A <sub>ul</sub> , с <sup>-1</sup>	3.3 · 10 <sup>8</sup>	3.6 · 10 <sup>8</sup>	1 · 10 <sup>9</sup>			
C <sub>ou</sub> , с <sup>-1</sup> см <sup>-3</sup>	1.3 · 10 <sup>-9</sup>	6.6 · 10 <sup>-9</sup>	4 · 10 <sup>-10</sup>			
C <sub>ud</sub> , с <sup>-1</sup> см <sup>-3</sup>	7.5 · 10 <sup>-8</sup>	4.7 · 10 <sup>-8</sup>	3.3 · 10 <sup>-8</sup>			
N <sub>e</sub> , см <sup>-3</sup>	10 <sup>16</sup>	10 <sup>17</sup>	10 <sup>16</sup>	10 <sup>17</sup>		
P <sub>ou</sub> , с <sup>-1</sup>	1.3 · 10 <sup>7</sup>	1.3 · 10 <sup>8</sup>	6.6 · 10 <sup>6</sup>	6.6 · 10 <sup>7</sup>	4 · 10 <sup>6</sup>	4 · 10 <sup>7</sup>
N <sub>e</sub> C <sub>ud</sub> , с <sup>-1</sup>	7.5 · 10 <sup>8</sup>	7.5 · 10 <sup>9</sup>	4.7 · 10 <sup>8</sup>	4.7 · 10 <sup>9</sup>	3.3 · 10 <sup>8</sup>	3.3 · 10 <sup>9</sup>
N <sub>u</sub> , см <sup>-3</sup>	2 · 10 <sup>13</sup>	2.8 · 10 <sup>14</sup>	8.8 · 10 <sup>12</sup>	1.4 · 10 <sup>14</sup>	2.5 · 10 <sup>12</sup>	9.8 · 10 <sup>13</sup>
G, см <sup>-1</sup>	3.5 · 10 <sup>-2</sup>	4.9 · 10 <sup>-1</sup>	1.5 · 10 <sup>-2</sup>	2.3 · 10 <sup>-1</sup>	2.4 · 10 <sup>-3</sup>	9.4 · 10 <sup>-2</sup>
I <sub>ul</sub> , Вт/см <sup>3</sup>	8.4 · 10 <sup>3</sup>	1.2 · 10 <sup>5</sup>	4.2 · 10 <sup>3</sup>	6.8 · 10 <sup>4</sup>	5.7 · 10 <sup>3</sup>	2.2 · 10 <sup>5</sup>

Следует отметить, однако, что эти оценки сделаны для плазмы, состоящей только из ионов данного элемента. Если рассматривать выбранный элемент как примесь в водородной плазме, то удобно ввести константу  $\eta = N_A/N_H$ , обозначающую относительную концентрацию данного сорта ионов. Здесь  $N_A$  — начальная концентрация атомов этого элемента, а  $N_H$  — начальная концентрация атомов водорода. Тогда, в предположении, что все ионы примеси находятся в неоноподобном состоянии, получаем

$$N_e = N_H + (Z - 10)N_A = N_H (1 + (Z - 10)\eta) = N_A \frac{1 + (Z - 10)\eta}{\eta},$$

где  $(Z - 10)$  — количество электронов, оторванных от неоноподобного иона. Получаем

$$N_A = N_e \frac{\eta}{1 + (Z - 10)\eta}.$$

Опять предполагаем, что в основном состоянии находится примерно треть ионов, то есть  $N_o = N_A/3$ . Тогда

$$N'_u = \frac{\eta}{3(1 + (Z - 10)\eta)} N_e \frac{P_{cm}}{A_{ul} + N_e C_{ud}}.$$

Можно ввести константу  $k = (Z - 10)\eta / (1 + (Z - 10)\eta)$ , которая фактически является отношением концентрации электронов примеси к общей концентрации электронов. Тогда новые  $N'_u$ ,  $G'$ ,  $I'_{ul}$  выражаются через приведенные для полностью неводородной плазмы следующим образом:

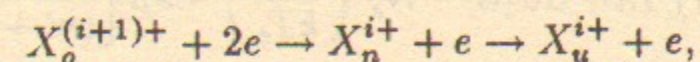
$$N'_u = kN_u, \quad G' = kG, \quad I'_{ul} = kI_{ul},$$

что и указано в таблице 2.

Таблица 2					
Элемент	$\lambda, \text{Å}$	$N_e, \text{см}^{-3}$	$N_u, \text{см}^{-3}$	$G, \text{см}^{-1}$	$I_{ul}, \text{Вт/см}^3$
MgIII	1551	$10^{16}$	$2 \cdot 10^{13} k$	$3.5 \cdot 10^{-2} k$	$8.4 \cdot 10^3 k$
		$10^{17}$	$2.8 \cdot 10^{14} k$	$4.9 \cdot 10^{-1} k$	$1.2 \cdot 10^5 k$
AlIV	1481	$10^{16}$	$8.8 \cdot 10^{12} k$	$1.5 \cdot 10^{-2} k$	$4.2 \cdot 10^3 k$
		$10^{17}$	$1.4 \cdot 10^{14} k$	$2.3 \cdot 10^{-1} k$	$6.8 \cdot 10^4 k$
SiV	874	$10^{16}$	$2.5 \cdot 10^{12} k$	$2.4 \cdot 10^{-3} k$	$5.7 \cdot 10^3 k$
		$10^{17}$	$9.8 \cdot 10^{13} k$	$9.4 \cdot 10^{-2} k$	$2.2 \cdot 10^5 k$

## 2.4 Рекомбинационная накачка

Столкновительная рекомбинация, иногда называемая трехчастичной рекомбинацией, является процессом, обратным электронно-столкновительной ионизации из возбужденных состояний. Процесс рекомбинации и последующего каскада описывается уравнением



и иллюстрируется на диаграмме энергетических уровней на рисунке 4.

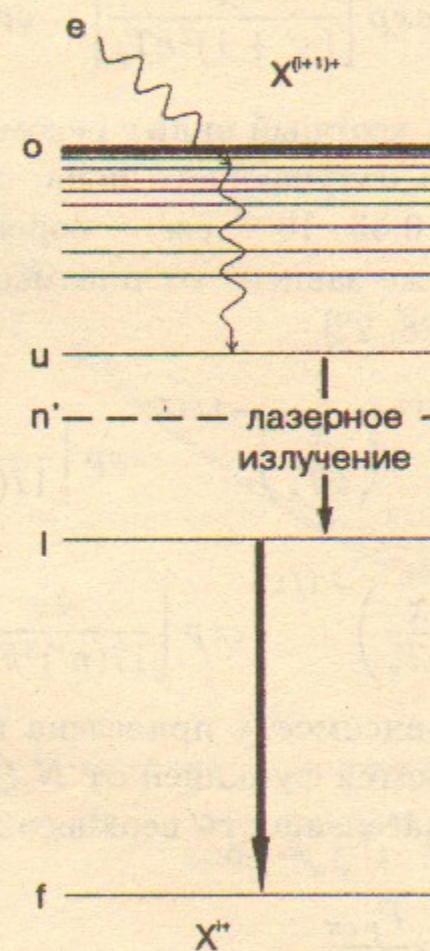


Рис. 4. Диаграмма энергетических уровней для рекомбинационной накачки.

Для количественного описания этого процесса удобно ввести эффективный уровень  $n'$  такой, что для него выполняется следующее: у более высоких квантовых состояний скорость столкновительного возбуждения больше или порядка скорости высвечивания, а у уровней, лежащих ниже  $n'$ , преобладает излучательный распад (высвечивание). Таким образом, может быть достигнута инверсная населенность между уровнем  $u$ , лежащим выше  $n'$ , и уровнем  $l$ , лежащим ниже  $n'$ . Иначе можно сказать,



что уровень  $u$  и вышележащие связаны с ионом следующей зарядности, а уровень  $l$  и нижележащие связаны с основным состоянием излучающего иона. Скорость трехчастичной рекомбинации описывается уравнением [28, 22]

$$P_{рек} = (4\pi)^2 (n')^6 \alpha a_0^5 c \xi^{-6} N_e^2 \left( \frac{\chi}{kT_e} \right)^2 \exp \left[ \frac{\chi}{(n'+1)^2 kT_e} \right], \quad (6a)$$

или, численно,

$$P_{рек} = 1.4 \cdot 10^{-31} \xi^{-6} N_e^2 \left( \frac{\chi}{kT_e} \right)^2 \exp \left[ \frac{\chi}{(n'+1)^2 kT_e} \right] \text{ сек}^{-1}. \quad (6b)$$

Здесь  $\xi$  — эффективный заряд иона, который видит рекомбинирующий электрон,  $\chi$  — потенциал ионизации излучающего иона,  $\alpha = 1/137$  — постоянная тонкой структуры,  $a_0 = 0.53 \cdot 10^{-8}$  см — боровский радиус атома. Эффективный уровень  $n'$  также зависит от плазменных параметров и определяется соотношением [28, 22]

$$n' = \frac{\xi^{14/17} (\alpha)^{6/17} (N_e)^{-2/17} \left( \frac{\chi}{kT_e} \right)^{-1/17} \exp \left[ \frac{4\chi}{17(n')^3 kT_e} \right]}{2^{2/17} \pi^{1/17} (a_0)^{6/17} \left( \frac{\chi}{\xi^7} \right)}$$

или

$$n' = 1.26 \cdot 10^2 \left( \frac{N_e}{\xi^7} \right)^{-2/17} \left( \frac{\chi}{kT_e} \right)^{-1/17} \exp \left[ \frac{4\chi}{17(n')^3 kT_e} \right].$$

Вычисленная из этого выражения зависимость приведена на рисунке 5, откуда видно, что  $n'$  в основном является функцией от  $N_e \xi^{-7}$ .

При рекомбинационной накачке населенность верхнего лазерного состояния  $u$  равна

$$N_u = N_o \frac{P_{рек}}{A_u},$$

где  $A_u$  — скорость излучательного распада уровня  $u$ .

$$A_u = \sum_{m < u} A_{mu} = 1.6 \cdot 10^{10} (Z')^4 u^{-9/2}, \quad \text{сек}^{-1},$$

где  $Z' = Z - 2$  — общий заряд иона.

Вероятность лазерного перехода  $A_{ul}$  для оценок возьмем равной одной четверти от  $A_u$  (для углерода  $A_5 = 2.9 \cdot 10^9 \text{ сек}^{-1}$ , а  $A_{54} = 7.4 \cdot 10^8 \sim 1/4 A_5 \text{ сек}^{-1}$ ). Также для оценок положим, что  $\chi/kT_e \sim 10$ . Используя приведенные выше и в предыдущем разделе соотношения, можно сделать

оценки интенсивности и усиления спектральных линий для некоторых элементов.

Нами были рассмотрены ионы CIV и NV. Это — литиеподобные ионы, у которых длины волн переходов  $u \rightarrow l$  ( $u > n'$ , а  $l < n'$ ) лежат в диапазоне 1000 — 2000 Å. Инверсная заселенность возникает при рекомбинации гелиеподобных ионов CV и NVI, которые преобладают в плазме над ионами других зарядностей в диапазоне температур 10 — 50 эВ. В

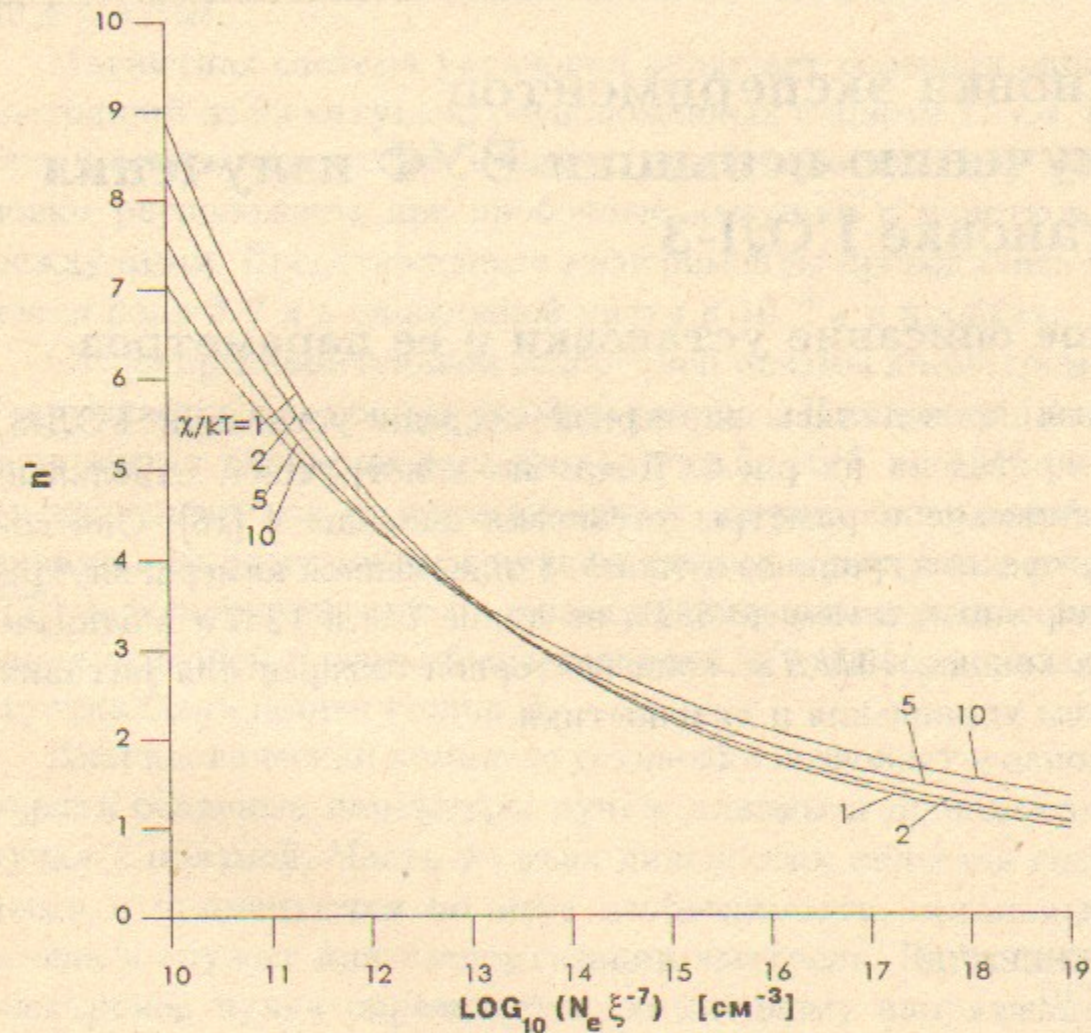


Рис. 5. Зависимость  $n'$  от  $N_e \xi^{-7}$  для различных значений  $\chi/kT$  ( $N_e$  в  $\text{см}^{-3}$ ). Рисунок из работы [1].

[29] приведен график ионизационного равновесия для ионов азота, из которого следует, что азот будет находиться в гелиеподобном состоянии при  $T_e \sim 20 - 100$  эВ. В [30] указывается, что более 99% атомов углерода будет ионизировано до гелиеподобного состояния в диапазоне температур 12 — 45 эВ. Результаты проведенных оценок для электронной плотности  $N_e = 10^{17} \text{ см}^{-3}$  представлены в таблице 3. Рассматривался переход между близлежащими к  $n'$  уровнями (для NV  $u = 5$ , а  $l = 4$ ).

Для гелиеподобных ионов было принято  $\xi \sim Z - 1$ .

Таблица 3

Элемент	$n'$	$\lambda, \text{Å}$	$A_u, \text{с}^{-1}$	$P_{\text{рек}}, \text{с}^{-1}$	$N_u, \text{см}^{-3}$	$G, \text{см}^{-1}$	$I_{ul}, \text{Вт/см}^3$
CIV	4.5	2530	$2.9 \cdot 10^9$	$1 \cdot 10^5$	$2.9 \cdot 10^{11} k$	$5 \cdot 10^{-3} k$	$1.7 \cdot 10^2 k$
NV	5	1620	$7.2 \cdot 10^9$	$6.1 \cdot 10^4$	$5.7 \cdot 10^{10} k$	$6.3 \cdot 10^{-4} k$	$1.3 \cdot 10^2 k$

### 3 Постановка экспериментов по получению вспышки ВУФ излучения на установке ГОЛ-3

#### 3.1 Краткое описание установки и ее параметров

Эксперименты проводились на первой очереди установки ГОЛ-3, схема которой приведена на рис.6. Подробно конструкция, отдельные системы и технические параметры установки описаны в [16]. Она состоит из генератора электронного пучка У-3; плазменной камеры внутри соленоида с однородным полем до 6 Тл на длине 7 м и 12 Тл в одиночных пробках на концах; 10 МДж конденсаторной батареи для питания соленоида; систем управления и диагностики.

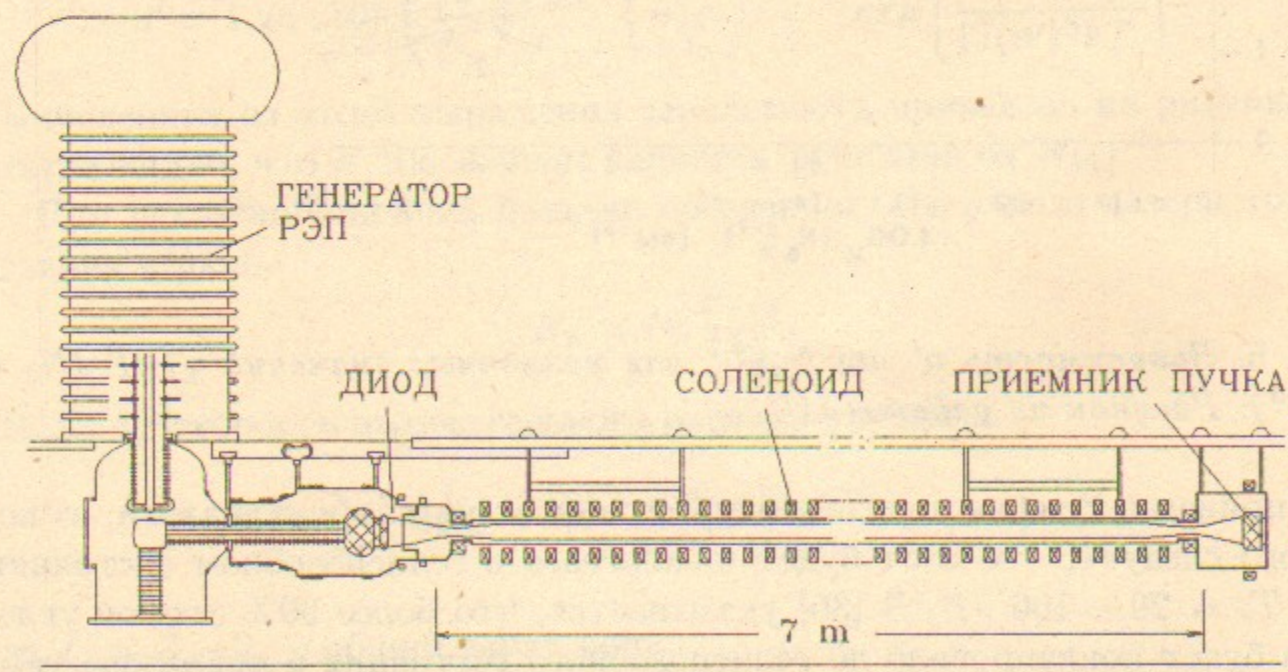


Рис. 6. Схема установки ГОЛ-3.

Электронный пучок с энергией 0.8 – 0.9 МэВ и длительностью 3 – 5 нс генерируется в квазиплоском диоде с графитовым катодом диаметром 20 см, при этом на катоде плотность тока пучка достигает  $200 \text{ А/см}^2$ . Для увеличения плотности тока пучок затем сжимается в магнитном поле пробочной конфигурации и инжектируется в плазменную камеру. В описываемых экспериментах плотность тока пучка в плазме составляла  $1 - 2 \text{ кА/см}^2$  при его диаметре 4 см, а его энергосодержание  $40 \pm 5 \text{ кДж}$ .

Магнитная система установки включает соленоид однородного поля, состоящий из 62 катушек, расположенных с шагом 11 см, магнитную систему генератора пучка, входную пробочную катушку. На выходе установки расположены две пробочные катушки с участком слабого поля между ними. Представленные эксперименты проводились при напряженности поля 5 Тл в однородной части и 10 Тл в пробках.

Столб предварительной водородной плазмы диаметром 5 см и длиной 7 м создается с помощью прямого разряда. Плотность плазмы в этих экспериментах варьировалась в пределах  $3 \cdot 10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . В отличие от экспериментов по коллективному нагреву однородной плазмы релятивистским электронным пучком, проведенных ранее на установке (см. [17]), в экспериментах с плотным плазменным сгустком начальная ионизация основной плазмы была неполной, а степень ионизации собственно сгустка была незначительной.

Диагностический комплекс установки позволяет в одном выстреле измерять основные параметры пучка, плазмы и процесса взаимодействия пучка с плазмой. Часть из этих диагностик является специализированными и применяются по мере необходимости, остальные включаются всегда и служат для паспортизации выстрела. Первоначальная энергия электронов пучка определяется по диодному напряжению, токи пучка в разных частях установки измеряются поясами Роговского. Энергосодержание прошедшего пучка определяется с помощью графитового калориметра, а также вычислением интеграла  $\int U_d I_b dt$ . По разнице между этими двумя величинами определяется величина потери энергии пучком. Для измерения параметров плазмы использовался оптический интерферометр с  $\lambda = 3.39 \text{ мкм}$ , несколько диамагнитных датчиков, многоканальный детектор мягкого рентгеновского излучения. Измерение энергетического спектра пучка на выходе проводилось при помощи двух разных по принципу действия анализаторов и многослойного калориметра. Диагностики, специально подготовленные для измерения параметров плотного плазменного сгустка и его излучательных характеристик (см. рис.7), будут обсуждаться ниже. Более подробно диагностический комплекс уста-

новки описан в [31].

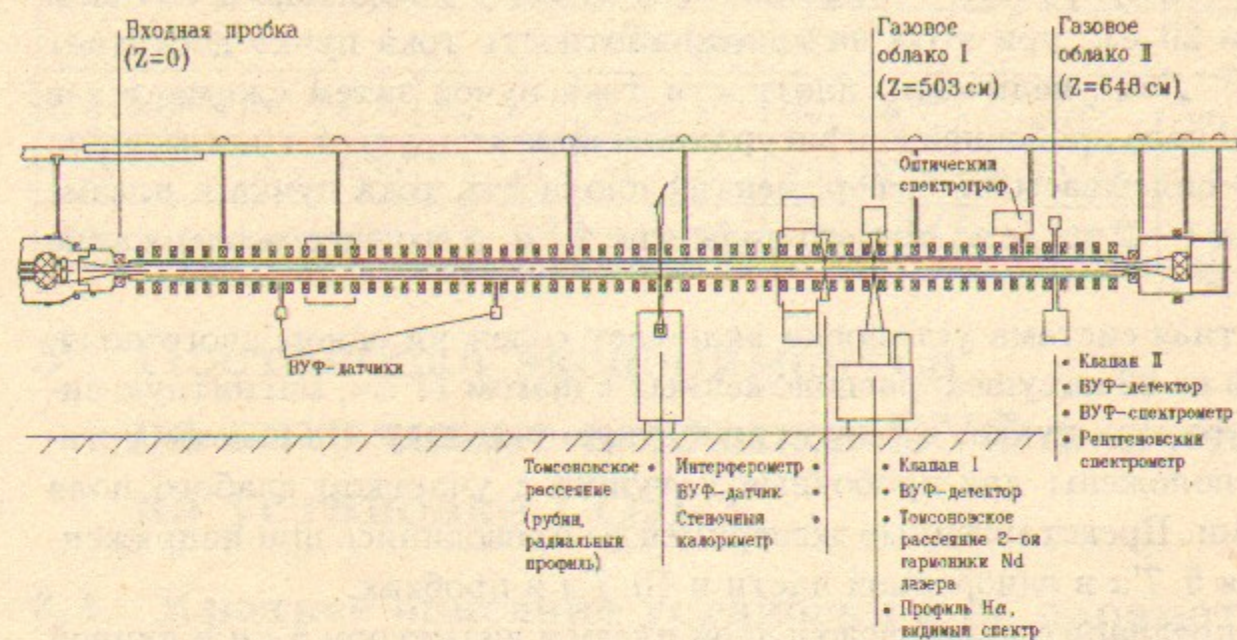


Рис. 7. Схема расположения участков разрядной камеры для генерации ВУФ излучения на установке ГОЛ-3. Показаны специальные диагностики для определения параметров активной среды и излучения из плазмы.

### 3.2 Специализированные участки камеры для генерации ВУФ излучения и расположение диагностической аппаратуры

Для генерации ВУФ излучения оборудованы два специальных участка камеры. Один из них (см. рис.7), расположенный на  $Z=503$  см (здесь и далее  $Z$  означает расстояние от входной пробки установки), состоит из блока импульсного напуска газа, совмещенного с 4-х канальным детектором ВУФ излучения, системы томсоновского рассеяния излучения второй гармоники неодимового лазера и приемной части (объектив и световоды) аппаратуры для измерения спектра в видимой области (см. рис.8,13). На расстоянии 35 см в сторону входа от места напуска газа расположены (также в одном сечении вакуумной камеры) интерферометр на длине волны 3.39 мкм, датчик ВУФ излучения и стеночный калориметр.

На расстоянии  $Z=648$  см располагается второй импульсный клапан для напуска облака газа. В этом же сечении установлены детекторы ВУФ излучения, вакуумный спектрометр ВУФ диапазона, спектрограф УФ и

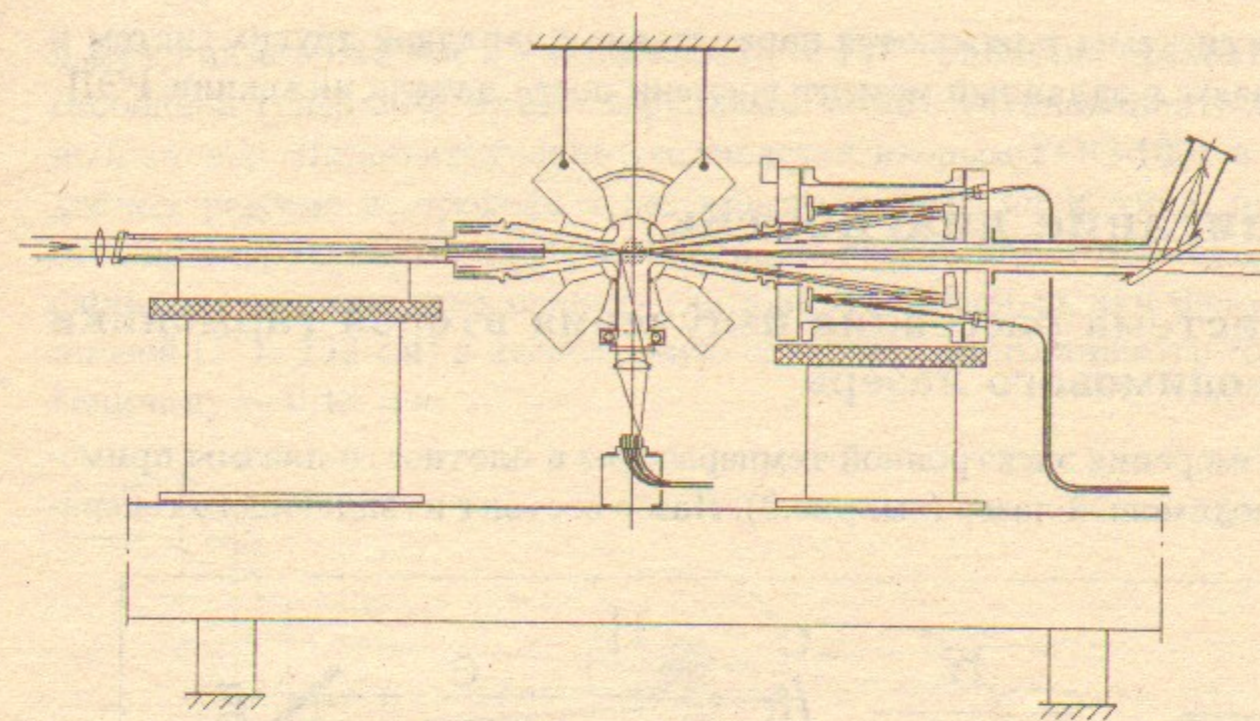


Рис. 8. Система томсоновского рассеяния излучения 2-ой гармоники неодимового лазера.

видимого света, рентгеновский спектрограф с рентгеновским электронно-оптическим преобразователем (РЭОП).

В зависимости от цели эксперимента включался либо клапан на  $Z=503$  см, либо клапан на  $Z=648$  см.

### 3.3 Сценарий эксперимента

Временная последовательность срабатывания различных узлов установки является следующей. Предварительно откачанная разрядная камера через прогреваемый палладиевый натекаль (который служит для очистки технического водорода от имеющихся в нем примесей) заполняется водородом до концентрации  $10^{14} - 10^{15}$  см<sup>-3</sup>. Затем включается система питания магнитного поля. Перед максимумом магнитного поля соленоида срабатывает импульсный клапан, напускающий локальное облако газа с заданным составом в разрядную камеру. Затем, через 500–1000 мкс, зажигается прямой разряд, создающий предварительную ионизацию. Изменением давления рабочей смеси и временного интервала между запуском клапана и началом прямого разряда выбирается требуемое распределение плотности облака газа по длине установки. Через 25–30 мкс после начала разряда в плазму инжектируется пучок электронов из предварительно подготовленного к запуску ускорителя У-3.

Лазерные системы заряжаются параллельно с зарядкой других систем и срабатывают в заданный момент времени после начала инъекции РЭП.

## 4 Описание диагностик

### 4.1 Система рассеяния излучения второй гармоники неодимового лазера

Для измерения электронной температуры и плотности плазмы применяется неодимовый лазер (см. рис.9). Лазер состоит из задающего генера-

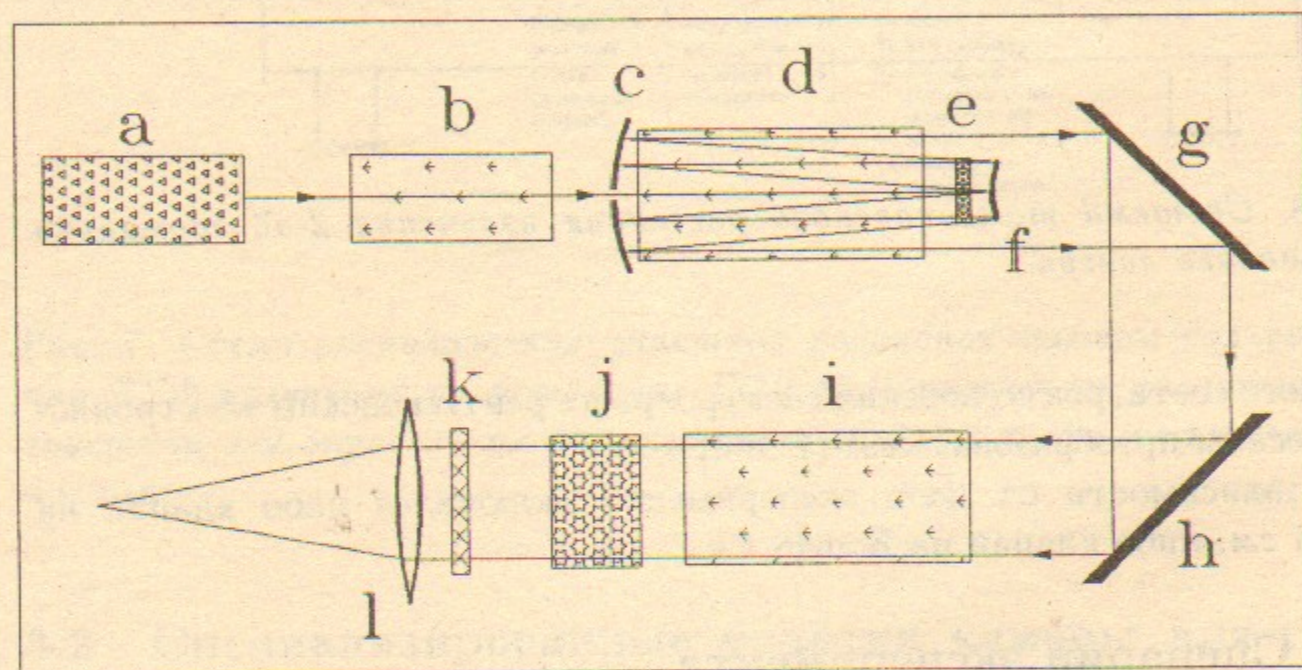


Рис. 9. Схема неодимового лазера. *a* — задающий генератор; *b* — первый усилитель; *c, f* — сферические зеркала неустойчивого резонатора с радиусами кривизны  $R_1 = 310.3$  и  $R_2 = 72$  см, соответственно; *d* — первый ГОС-1001; *e* — пассивный затвор; *g, h* — поворотные зеркала; *i* — второй ГОС-1001; *j* — кристалл КДР; *k* — светофильтр, отсекающий первую гармонику; *l* — фокусирующая линза.

тора, первого усилителя и двух усилителей на основе лазеров ГОС-1001. Узкий пучок лазерного излучения задающего генератора, усиливаясь первым усилителем, входит в первый ГОС-1001 через небольшое (диаметр 2.25 мм) осевое отверстие 100% сферического зеркала. На выходе из первого ГОС-1001 он отражается от другого 100% сферического зеркала диаметром 11 мм. Оба зеркала составляют телескопическую систему, увеличивая диаметр пучка после каждого отражения от входного зеркала в  $R_1/R_2 = 4.3$  раз так, что на выходе первого ГОС-1001 лазерный луч

имеет диаметр 42 мм и расходимость  $\sim 10^{-4}$  рад. Для предотвращения свободной генерации между зеркалами может устанавливаться пассивный затвор. Далее излучение усиливается вторым ГОС-1001 в однопроводном режиме и, проходя через кристалл КДР ООЕ типа, преобразуется во вторую гармонику с эффективностью  $\sim 30\%$ . После прохождения фильтра, отсекающего первую гармонику, лазерный луч фокусируется линзой ( $F = 132$  см) в исследуемую область, где его диаметр составляет величину  $\sim 0.13$  мм.

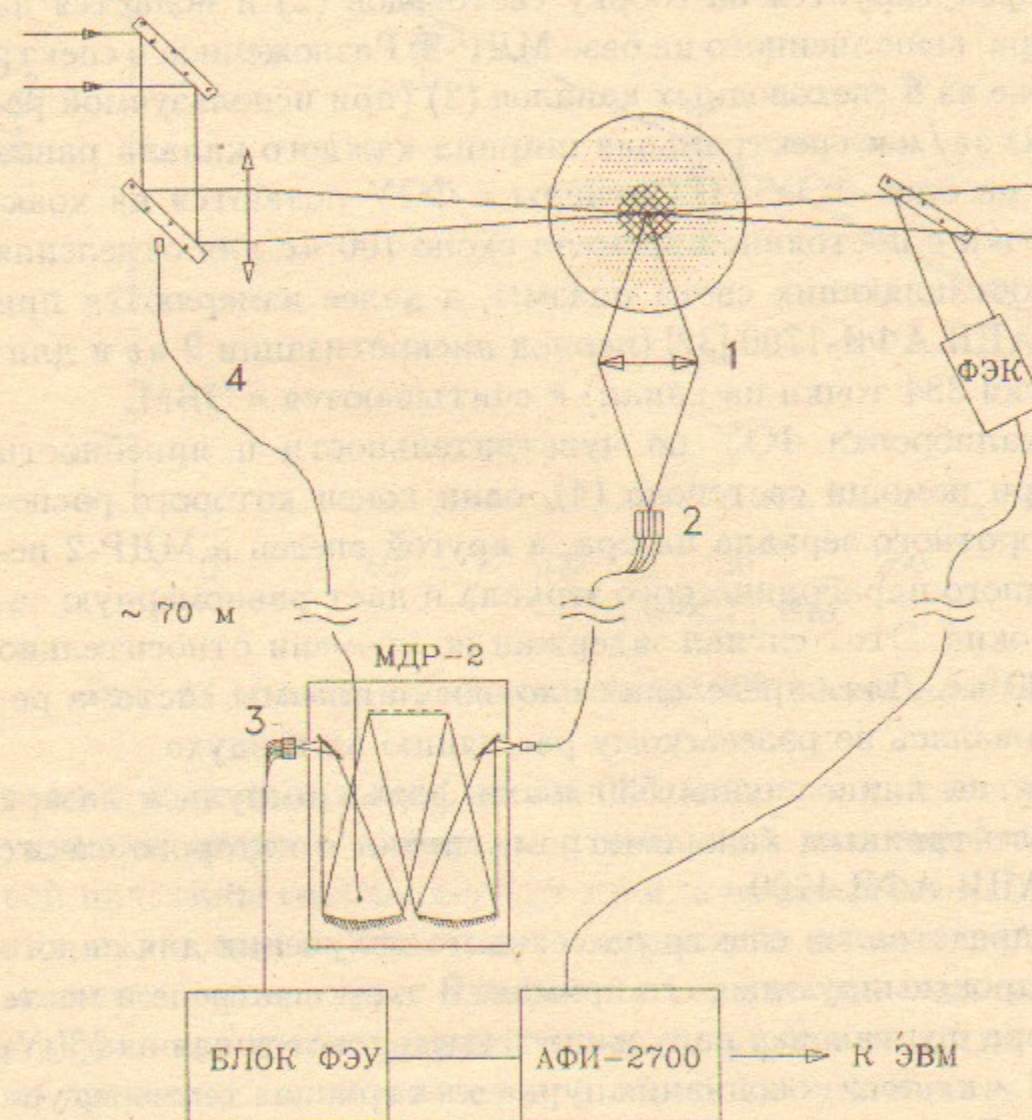


Рис. 10. Схема регистрации  $90^\circ$  томсоновского рассеяния. *1* — объектив; *2* и *3* — сборки световодов; *4* — калибровочный световод.

В задающем генераторе используется Y-Sc-Ga-гранат, обогащенный Nd и Cr. Длина волны генерации этого кристалла равна 1.058 мкм. Неодимовое стекло первого ГОС-1001 марки ГЛС-21 имеет максимальную люминесценцию на длине волны 1.055 мкм, тогда как стекло ГЛС-6, используемое во втором ГОС-1001 и имеющее большую прочность,

люминесцирует на длине волны 1.060 мкм. Энергия лазера в режиме гигантского импульса без пассивного затвора составляет 10 – 15 Дж. После преобразования во вторую гармонику энергия импульса с  $\lambda = 0.53$  мкм составляет 3 – 5 Дж. При длительности импульса  $\sim 10$  нс плотность мощности лазерного излучения в точке фокусировки составляет 2.3 – 3.8 ТВт/см<sup>2</sup>.

Система регистрации 90° томсоновского рассеяния представлена на рисунке 10. Рассеянный на электронах плазмы свет объективом (1) с уменьшением 1:2 фокусируется на сборку световодов (2) и подается на вход полихроматора, выполненного на базе МДР-2. Разложенное в спектр излучение по сборке из 8 световодных каналов (3) (при используемой решетке 1200 штрихов/мм спектральная ширина каждого канала равна 4 нм) передается на блок ФЭУ-84. Сигналы с ФЭУ подаются на коаксиальные РС цепочки с постоянной времени около 100 нс для отделения низкочастотных составляющих света плазмы, а далее измеряются при помощи быстрых АЦП АФИ-1700 [32] (период дискретизации 2 нс и длительность развертки 384 точки на канал) и считываются в ЭВМ.

Оперативная калибровка ФЭУ по чувствительности и линейности осуществляется при помощи световода (4), один конец которого расположен позади поворотного зеркала лазера, а другой введен в МДР-2 неподалеку от выходного параболического зеркала и дает равномерную засветку выходного окна. Этот сигнал задержан по времени относительно измеряемого на 220 нс. Для определения плотности плазмы система регистрации калибровалась по рэлеевскому рассеянию на воздухе.

Полная энергия на длине волны 530 нм и форма импульса лазера измерялись фотоэлектронным калориметром, сигнал с которого также регистрировался АЦП АФИ-1700.

На рисунке 11 представлен спектр рассеянного излучения для одного из выстрелов и аппроксимирующая его прямая. В этом выстреле в месте расположения лазера в установку напускалась смесь, состоящая из 5% N<sub>2</sub> и 95% H<sub>2</sub>. Через 1.1 мкс после окончания пучка электронная температура составляла  $49 \pm 4$  эВ, а плотность электронов —  $(2.9 \pm 0.9) \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>.

## 4.2 Стеночный калориметр

Для непосредственного измерения поперечных потерь энергии из плазмы установки ГОЛ-3 был разработан и изготовлен стеночный калориметр (см. рис.12), в котором тонкая графитовая пластина использована в качестве приемника энергии, падающей на стенку плазменной

камеры. Поскольку внутренняя поверхность камеры практически идентична по составу материалу приемной пластины калориметра, то удель-

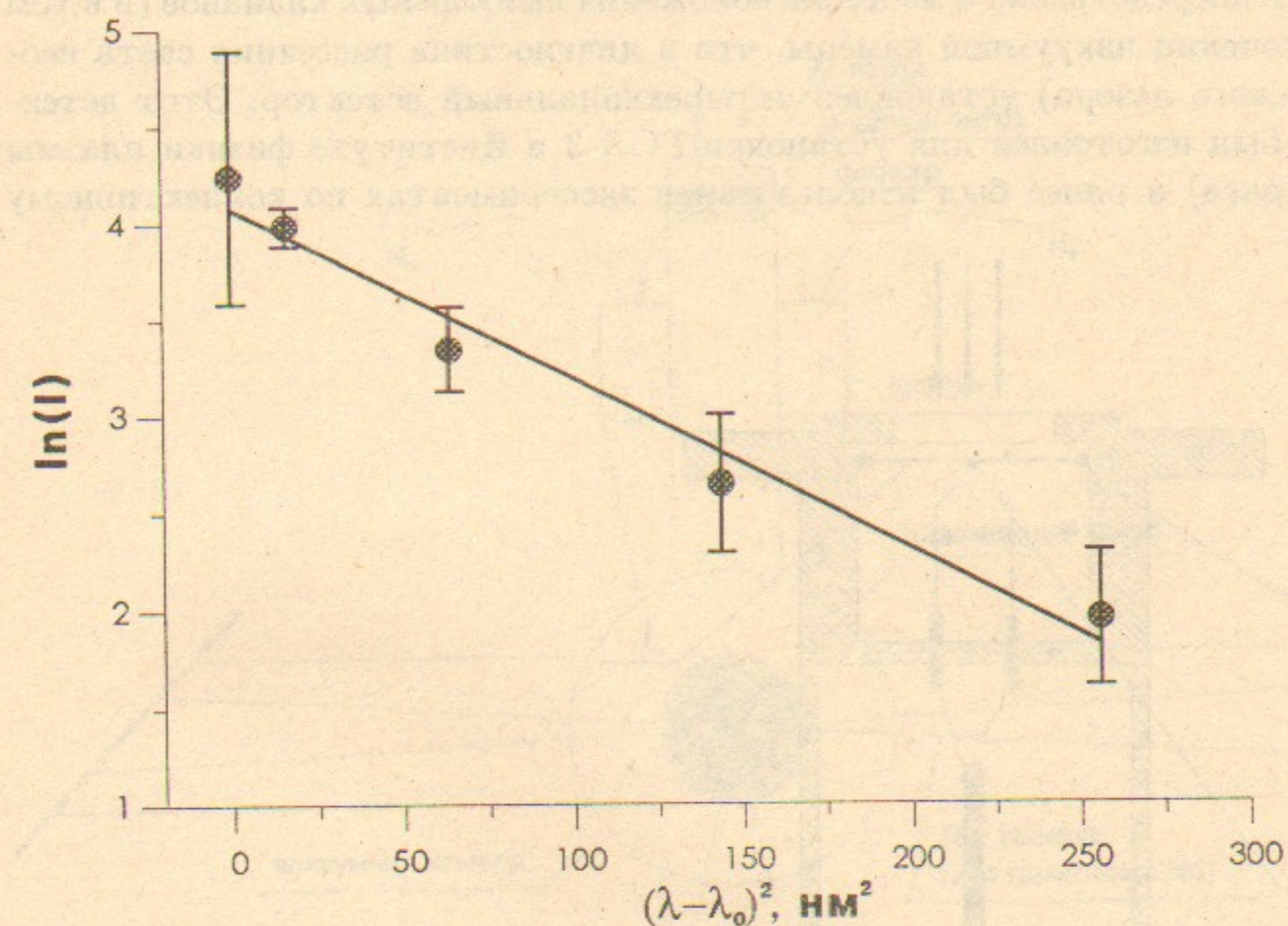


Рис. 11. Спектр рассеянного на 90° света неодимового лазера.

ная энергия на единицу площади, падающая на стенку камеры, близка к удельной энергии, собираемой приемной пластиной. Толщина графитовой пластины составляет 125 мкм, а ее масса всего 0.1 г, поэтому энергия, падающая на пластину, нагревает ее до заметной температуры. Изменение температуры измеряется термопарой медь-константан. Сигнал с термопары регистрируется высокочувствительным АЦП с разверткой по времени, что позволяет при обработке учитывать теплообмен между приемной пластиной и ее креплением.

## 4.3 Детекторы вакуумного ультрафиолетового излучения

Для регистрации вакуумного ультрафиолетового излучения плазмы на установке применяются вакуумные фотодиоды с алюминиевыми фотокатодами. Характеристики подобных датчиков хорошо известны (см.,

например, [33]). В описываемых экспериментах использовались два типа детекторов.

Непосредственно в месте расположения импульсных клапанов (и в том же сечении вакуумной камеры, что и диагностика рассеяния света неодимового лазера) установлен четырехканальный детектор. Этот детектор был изготовлен для установки ГОЛ-3 в Институте физики плазмы (г.Прага) и ранее был использован в экспериментах по коллективному

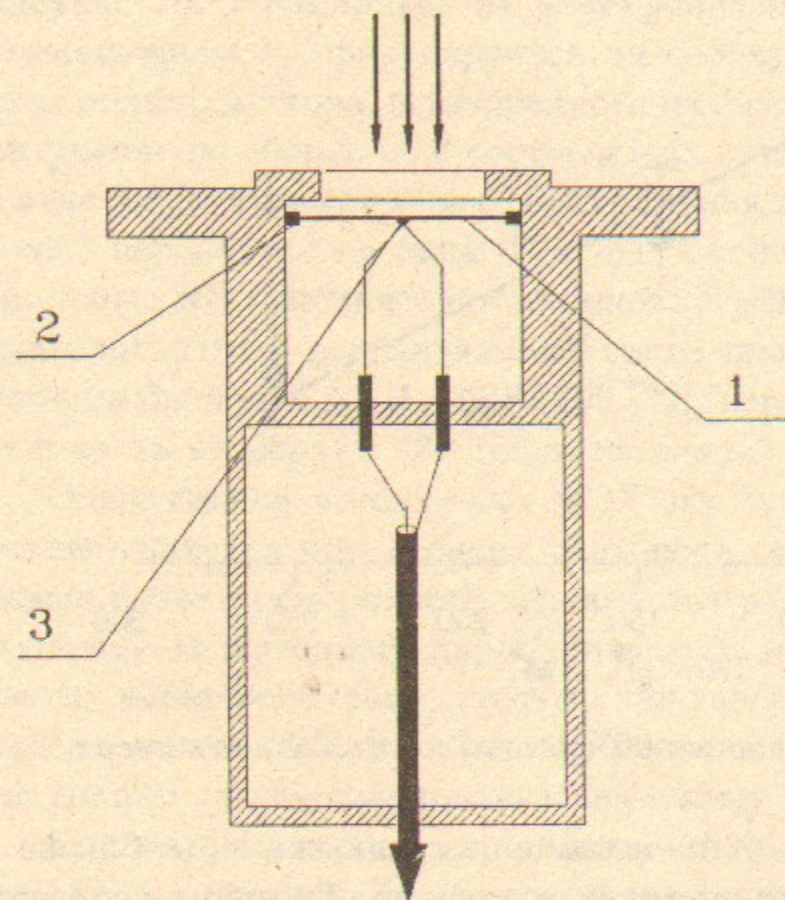


Рис. 12. Схема стенового калориметра. 1—приемная пластина, 2—теплоизолятор, 3—термонара

взаимодействию пучка с однородной плазмой. Конструкция детектора подробно описана в [34], а полученные с его помощью результаты — в [35]. Детектор был специально адаптирован для совместной работы со сборкой импульсных клапанов (схема узла напуска газового облака и детектирования ВУФ излучения представлена на рисунке 13). Был изготовлен также новый набор фильтров для ближней ВУФ области спектра ( $\text{LiF}$ ,  $\text{MgF}_2$ ,  $\text{CaF}_2$ , кварц, алюминий).

Второй аналогичный четырехканальный детектор располагался ближе к выходной пробке установки ( $Z=648$  см), в месте расположения спектрометров (см. ниже). В том же месте находился второй электромагнитный клапан.

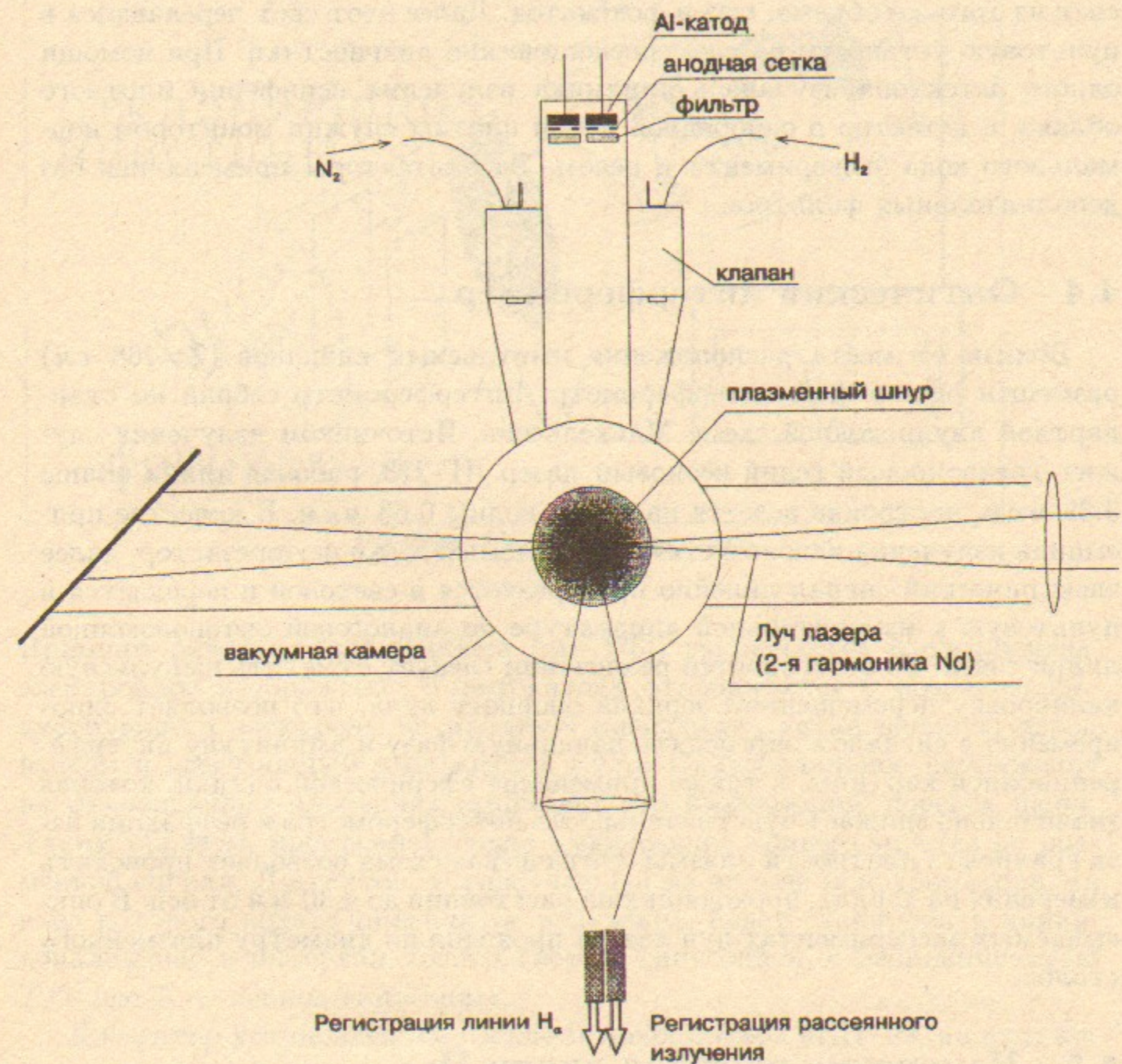


Рис. 13. Схема расположения узла для формирования облака активной среды и детектирования ВУФ излучения плазмы.

Два других одноканальных детектора одинаковой конструкции располагались на  $Z=468$  см (35 см от центра облака) и  $Z=72$  см (в однородной части плазмы). По оси детектора расположен световод, принимающий свет из того же объема, что и фотокатод. Далее этот свет передавался в пульттовую установки на спектроскопические диагностики. При помощи одного детектора изучалась динамика излучения периферии плотного облака, а детектор в однородной части плазмы служил монитором нормального хода эксперимента в целом. Эти детекторы применялись без дополнительных фильтров.

#### 4.4 Оптический интерферометр

Вблизи от места расположения импульсных клапанов ( $Z=468$  см) размещен оптический интерферометр. Интерферометр собран по стандартной двупроходной схеме Майкельсона. Источником излучения служит трехволновый гелий-неоновый лазер ЛГ-213, рабочая длина волны 3.39 мкм, настройка ведется на длине волны 0.63 мкм. В качестве приемника излучения используется охлаждаемый Si-Au фоторезистор, далее электрический сигнал линейно преобразуется в световой и передается в пульттовую к измерительной аппаратуре по аналоговой оптоволоконной линии связи. Из особенностей реализации следует отметить импульсную калибровку перемещением зеркала опорного луча, что позволяет одновременно с сигналом определять начальную фазу и амплитуду интерференционной картины, а также применение сферической оптики, которая значительно снижает чувствительность интерферометра к рефракции из-за градиента плотности плазмы. Оптическая схема позволяет проводить измерения на хордах, проходящих на расстоянии до  $\pm 30$  мм от оси. В описываемых экспериментах луч лазера проходил по диаметру плазменного столба.

#### 4.5 Измерение профиля линии $H_{\alpha}$

Для наблюдения временной эволюции свечения отдельных линий или группы линий, расположенных в узком спектральном интервале, применялся спектральный прибор МДР-23 с диссектором в качестве регистратора изображения. Свет из плазмы собирался объективом, используемым для регистрации рассеянного излучения второй гармоники неодимового лазера. Изображение плазмы фокусировалось на вход кварцевого световода длиной 65 м и затем передавалось к спектральному прибору МДР-23. На выходе спектрографа располагался диссектор (рис.14).

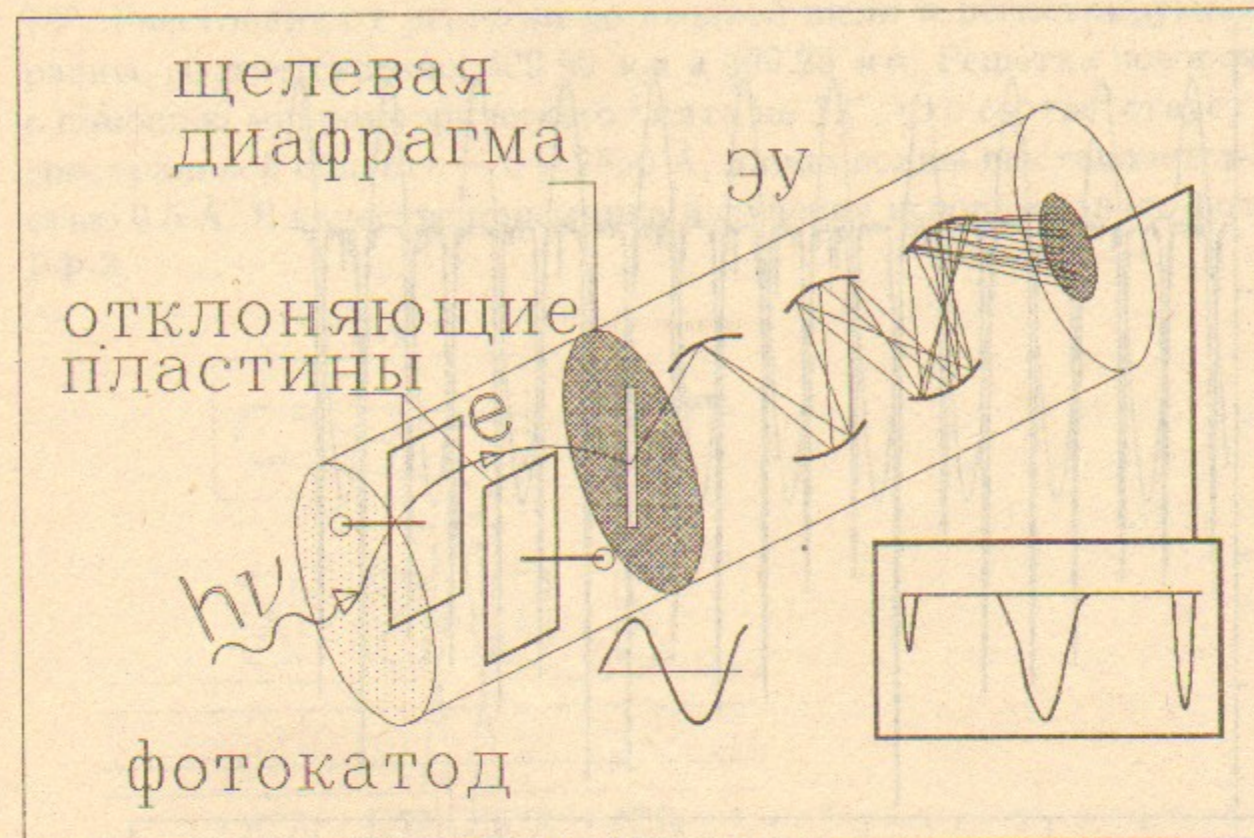


Рис. 14. Схема диссектора.

Принцип работы этого прибора (см. [36]) заключается в следующем: электронное изображение с фотокаатода отображается с помощью фокусирующего электрода на щелевую диафрагму, установленную перед входом в электронный умножитель (ЭУ). Синусоидальное напряжение на отклоняющих пластинах сканирует это изображение поперек щели. Таким образом, пространственное изображение конвертируется во временной сигнал. Диссектор, установленный на выходе монохроматора, на вход которого подано линейчатое излучение, будет сканировать линии, попадающие в интервал, охватываемый синусоидой, с периодичностью  $T/2$ , где  $T$  — период синусоиды.

Диссектор установлен на выходе монохроматора МДР-23, на вход которого световодом (длиной 65 м) подается излучение из исследуемого объема (см. рис.13).

На рис.15 приведена осциллограмма сигнала диссектора при освещении входа монохроматора He-Ne лазером. Диссектор съюстирован таким образом, что нулевое отклоняющее напряжение соответствует длине волны счетчика монохроматора, положительная часть синусоиды соответствует более коротким длинам волн, а отрицательная — более длинным. Коэффициент соответствия между смещением длины волны и напряжением сигнала синусоиды составляет  $15 \text{ \AA}/V$ , а спектральный ин-

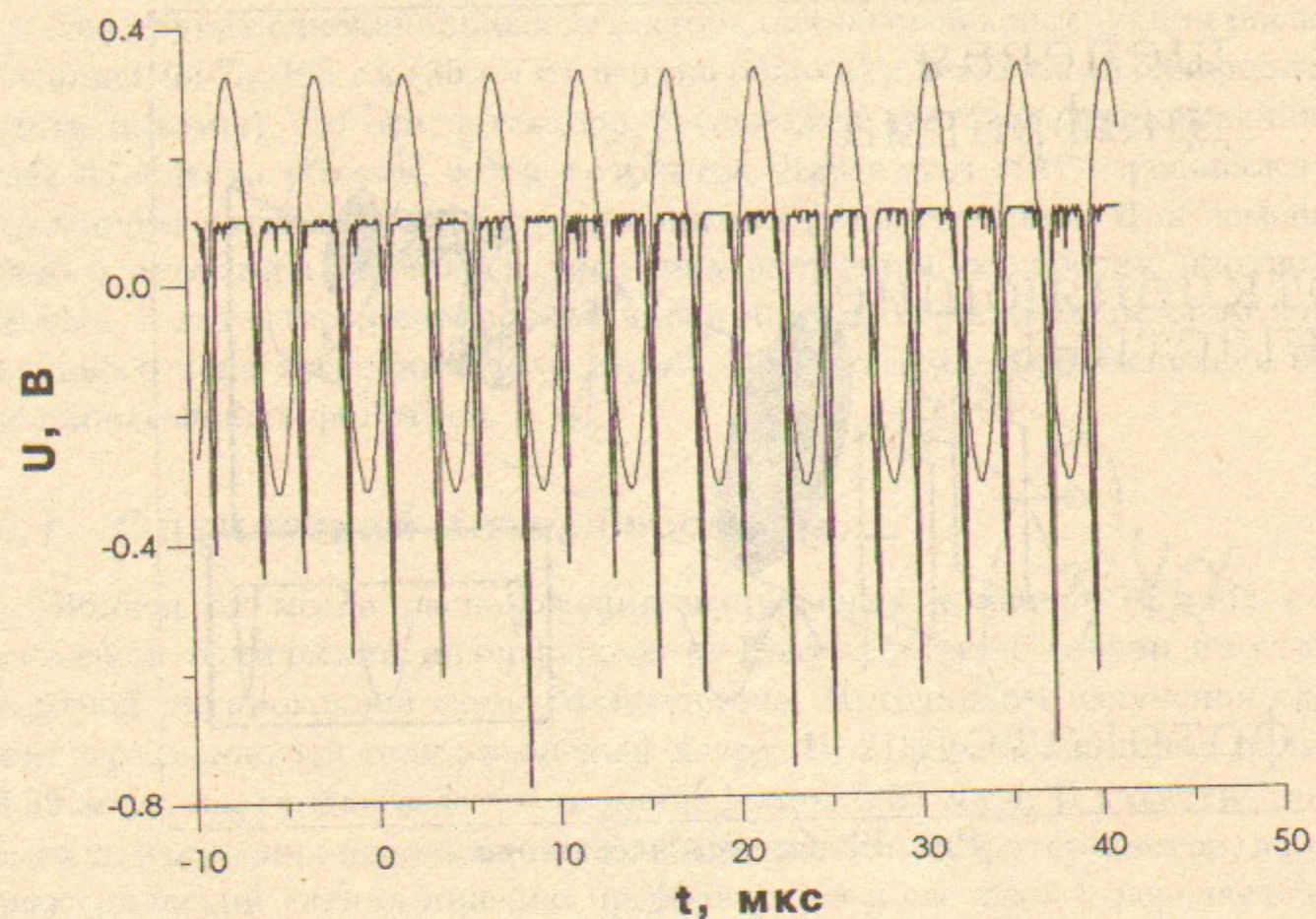


Рис. 15. Сигнал диссектора для He-Ne лазера.

тервал —  $20 \text{ \AA}$ . При частоте синусоиды  $0.22 \text{ МГц}$  периодичность развертки линии с длиной волны, совпадающей с показанием счетчика монохроматора, составляет  $2.27 \text{ мкс}$ . Спектральное разрешение определяется в основном шириной щели диафрагмы диссектора и равно  $1.5 \text{ \AA}$ .

#### 4.6 Спектрометры для видимого и УФ излучения

Регистрация спектра в ультрафиолетовой области производилась с помощью вакуумного монохроматора МВЗ, переделанного в спектрограф. Этот прибор (см. рис.16) собран по схеме Сейя-Намиока. Спектр сканируется поворотом решетки вокруг вертикальной оси, а угол между падающим и дифрагированным лучами постоянен.

Прибор собран в стальном цилиндрическом корпусе с патрубками для входной щели, регистрирующей части и системы поворота решетки. В монохроматоре используется алюминиевая решетка с покрытием из  $\text{MgF}_2$ , имеющая  $1200 \text{ штрихов/мм}$ , радиус кривизны  $50 \text{ см}$ , величину заштрихованной части  $5 \times 4 \text{ см}^2$  и концентрацию света в первом порядке. Угол между падающим и дифрагированным лучами составляет

$70^\circ$ . Расстояния от решетки до входной щели и регистрирующей части равны, соответственно,  $409.90 \text{ мм}$  и  $409.25 \text{ мм}$ . Решетка поворачивается с помощью микрометрического винта на  $12^\circ$ , что соответствует ширине спектральной области  $\sim 0 - 2850 \text{ \AA}$ , длина волны выставляется с точностью  $0.5 \text{ \AA}$ . В качестве приемника излучения использовалась фотопленка РФ-3.

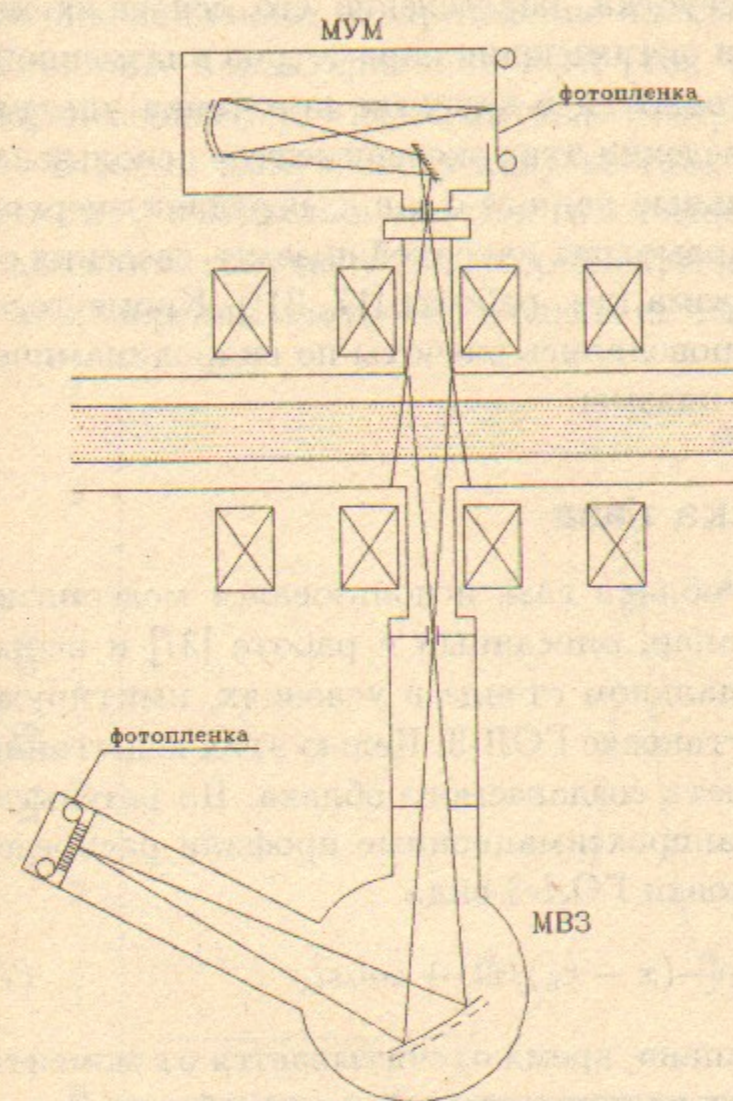


Рис. 16. Системы регистрации видимого и УФ излучения плазмы.

Спектр в видимой области регистрировался малогабаритным универсальным монохроматором МУМ, расположенным позади окна из  $\text{CaF}_2$ . На выходе монохроматора была прорезана длинная щель и установлена кассета с пленкой РФ3 (МУМ использовался в режиме спектрографа). При решетке  $1200 \text{ штрихов/мм}$  величина обратной линейной дисперсии составляет  $28 \text{ \AA/мм}$  и может регистрироваться участок спектра в диапазоне от  $2200 \text{ \AA}$  до  $6500 \text{ \AA}$ .



## 5 Эксперименты по формированию плотного облака плазмы как источника излучения

Одной из задач, которая решалась экспериментально, было формирование плотного плазменного сгустка, определение его основных характеристик, динамики разлета и оптимизация параметров плазменного сгустка с точки зрения его пригодности в качестве источника ультрафиолетового излучения. При проведении этих экспериментов использовались предыдущие экспериментальные данные о к.п.д. передачи энергии от пучка к однородной плазме, параметрах нагретой плазмы, сведения об энергобалансе системы пучок-плазма (см. работы [17, 21]). Кроме того, для описания динамики облака проводились расчеты по гидродинамической модели нагрева и динамики плазмы.

### 5.1 Формирование облака газа

Для формирования плотного облака газа использовался модернизированный электромагнитный клапан, описанный в работе [37] и испытанный предварительно на специальном стенде в условиях, имитирующих условия экспериментов на установке ГОЛ-3. Целью этих испытаний было определение динамики разлета создаваемого облака. По результатам этих испытаний строились аппроксимационные профили распределения плотности вдоль оси установки ГОЛ-3 вида

$$n(x, t) = n_0 \times \exp[-(x - x_0)/vt] + const, \quad (7)$$

где  $x_0$  — место расположения клапана, время отсчитывается от момента запуска клапана,  $const$  учитывает наличие газовой исходной подложки, составляющей  $0.6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Для каждого эксперимента величина  $n_0$  определялась как измеренное в точке напуска значение;  $v = 6 \cdot 10^4 \text{ см/с}$  подбиралось по данным для  $t = 250 \text{ мкс}$ , и для других моментов времени ширина определялась этой скоростью. На рисунке 17 представлен начальный профиль плотности газа для выстрела PL1448, где  $t = 1000 \text{ мкс}$ ,  $n_0 = 5.75 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . В данном выстреле в качестве напускаемого газа использовалась смесь  $5\% \text{ N}_2 + 95\% \text{ H}_2$ . Соответственно, скорость разлета составляла  $v = 4 \cdot 10^4 \text{ см/с}$ . Кроме того, учитывалось, что газу требуется время на пролет по патрубку от клапана до вакуумной камеры (между открытием клапана и началом формирования облака проходило время  $\sim 200 \text{ мкс}$ ).

### 5.2 Экспериментальные данные

Рассмотрим результаты измерений параметров плазменного сгустка, полученные в типичных для описываемых экспериментов условиях. В этих экспериментах облако газовой смеси (водород с 2–5% примесью азота) формировалось на расстоянии 5 м от входа пучка в установку. Типичное начальное распределение плотности газа представлено на рис.17. Типичные характеристики РЭП (ток, напряжение) и давления плазмы, определенного по диамагнитным измерениям, представлены на рис.18.

В месте импульсного напуска газа (в максимуме начальной плотности газа) измерялись плотность и температура плазмы по томсоновскому рассеянию излучения на второй гармонике неодимового лазера. Результат измерения плотности в одном из выстрелов показан на рис.17 (ромб).

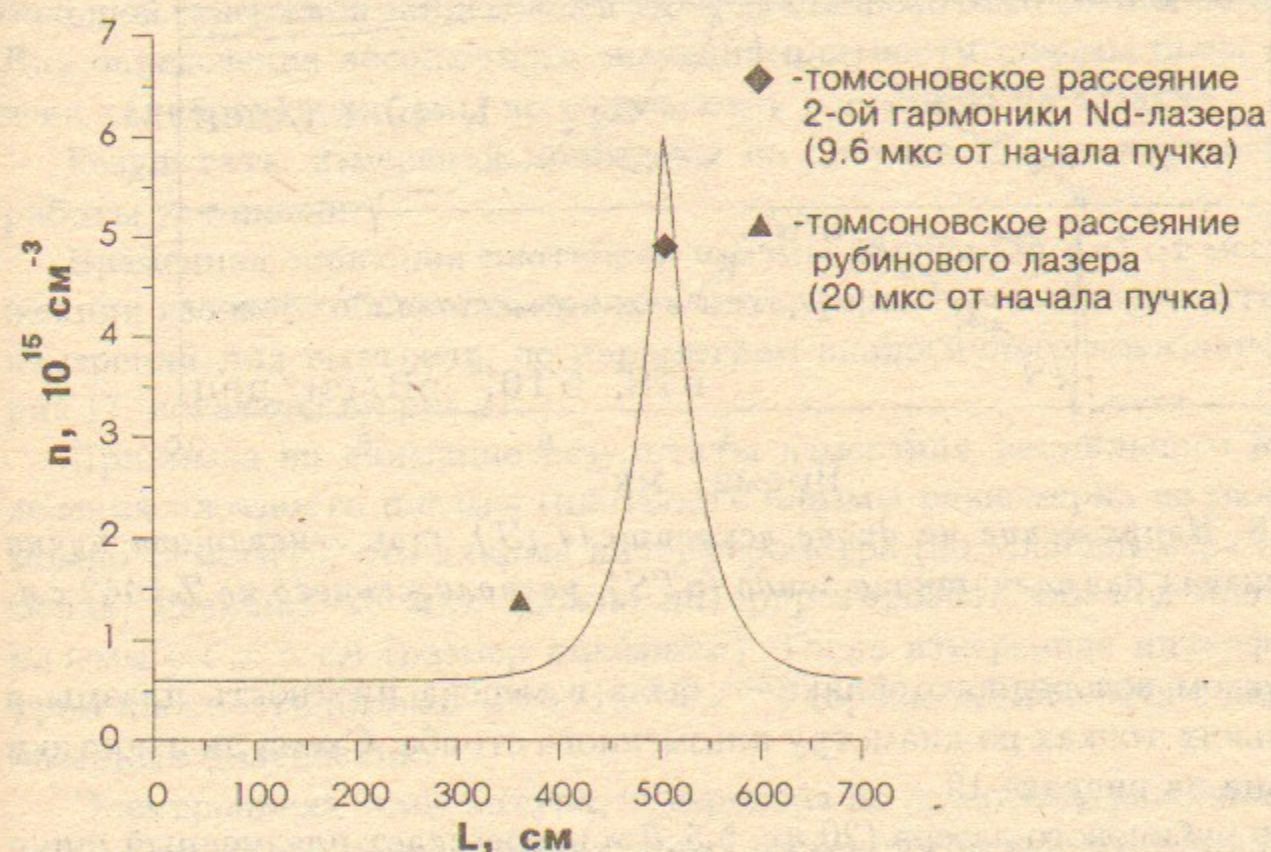


Рис. 17. Распределение исходной плотности плазмы по длине установки при инжекции облака водорода с 5% примесью азота. Задержка инжекции пучка относительно срабатывания клапана 1000 мкс. Сплошная линия — расчет.

В зависимости от режима работы импульсного клапана измеренная плотность менялась от  $(0.5 - 0.6) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  в режиме без напуска газа до  $8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  с облаком.

Измеренная температура плазмы в облаке, состоящем из 95% водорода и 5% азота составила  $20 \div 80 \text{ эВ}$  в различные моменты времени

после окончания инъекции электронного пучка.

Для определения радиального профиля плотности плазмы использовалась система 90-градусного томсоновского рассеяния на рубиновом лазере. Для двух режимов работы установки — с однородной плазмой и

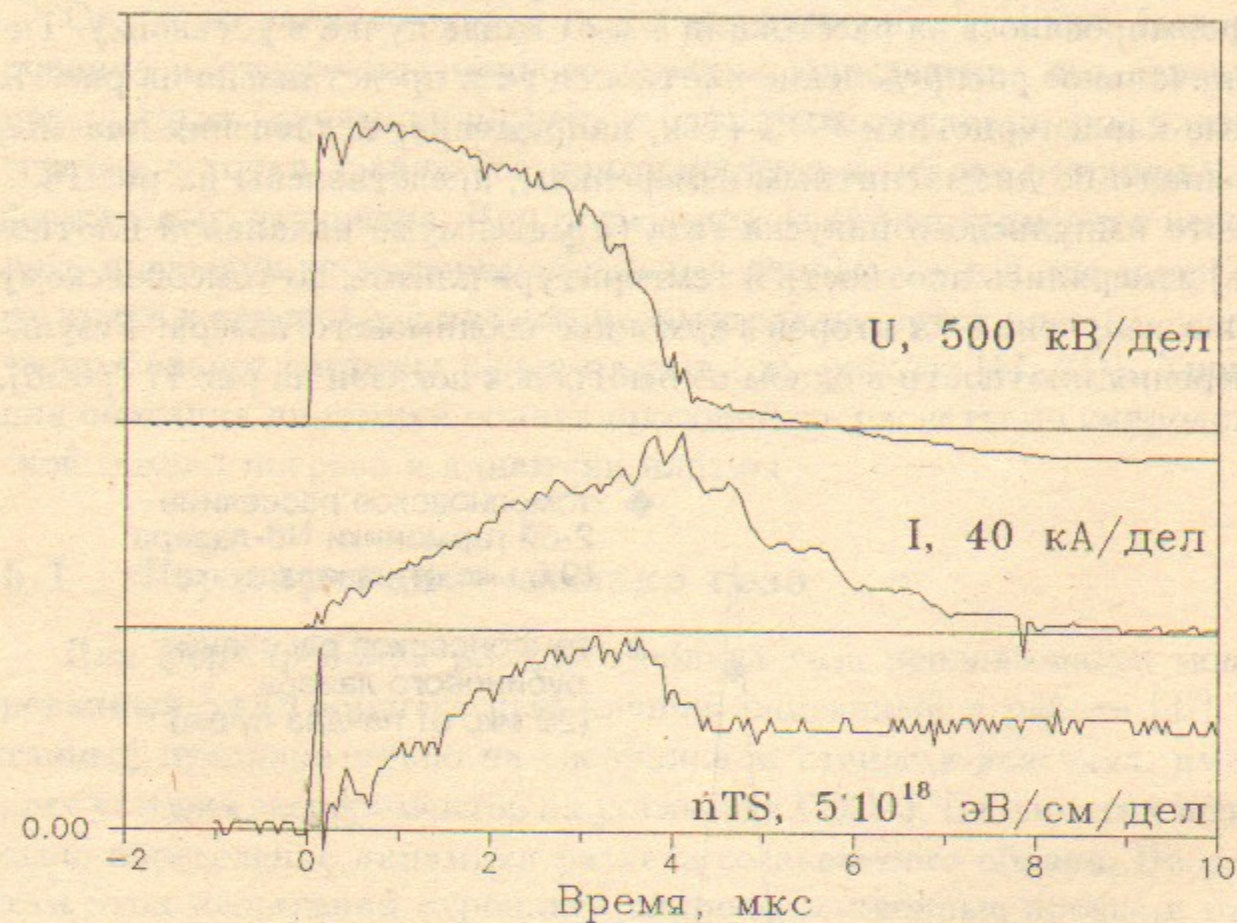


Рис. 18. Напряжение на диоде ускорителя ( $U$ ), ток генератора пучка ( $I$ ) и сигнал диамагнитного зонда ( $nTS$ ), расположенного на  $Z=442$  см.

с напуском водородного облака — была измерена плотность плазмы в нескольких точках по диаметру плазменного столба. Схема диагностики показана на рисунке 19.

Луч рубинового лазера (20 нс, 5.5 Дж) пересекает плазменный шнур по диаметру на расстоянии  $Z=368$  см. Объектив образует изображение лазерного луча на блоке световодов в свете излучения, рассеянного электронами плазмы. Размер световода и увеличение объектива определяют пространственное разрешение, которое составляло 4 мм по диаметру плазменного шнура. По световодам изображение передается в пульттовую на расстояние  $\sim 70$  м и принимается на многоканальный коллектор с фотоумножителями. Сигнал с каждого канала записывается на АЦП АФИ-1700 с шагом 2 нс и пропорционален плотности плазмы в соответствующей точке по диаметру плазменного столба. Чтобы учесть

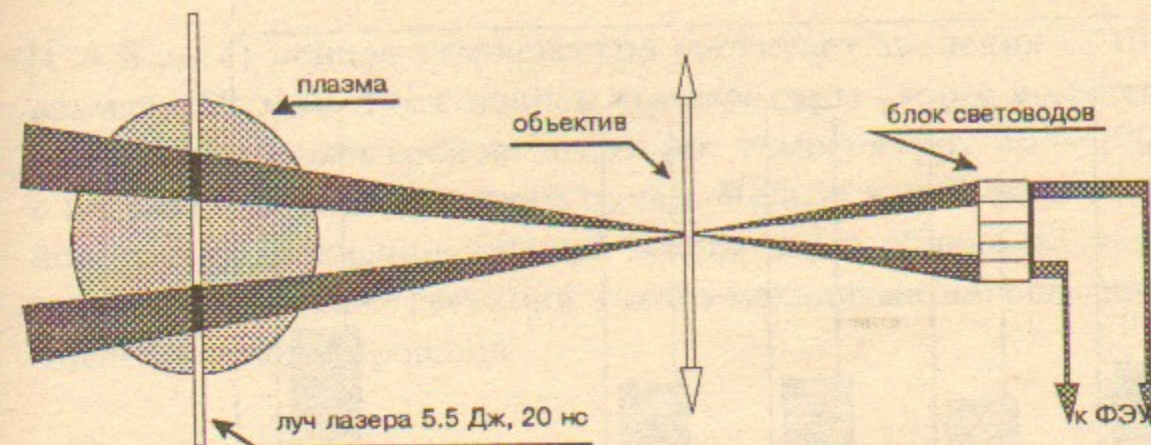


Рис. 19. Схема измерения радиального профиля плазмы.

различие в чувствительности различных каналов, на каждый канал с небольшой задержкой записывался также калибровочный сигнал от лазера. Для определения абсолютного значения плотности плазмы была проведена калибровка системы по рэлеевскому рассеянию на воздухе.

Результаты измерений приведены на рисунке 20 для двух режимов работы установки.

Временная эволюция плотности плазмы вблизи (35 см) от места инъекции газового облака измерялась интерферометром. Результаты этих измерений для выстрела, по параметрам аналогичного показанному на рис.17, показаны на рис.21.

Принимая во внимание результаты измерения радиального распределения плотности плазмы (плотность плазмы равномерна по радиусу), можно отметить, что данные интерферометра (по крайней мере на временах, меньших 20 мкс) можно интерпретировать как ход плотности плазмы с  $l = 5$  см (размер диафрагм). Тогда измеренная интерферометром плотность плазмы ( $\approx 5 \cdot 10^{15}$  см $^{-3}$ ) хорошо согласуется с данными лазерных диагностик.

Электронная температура, измеренная по лазерному рассеянию, как уже отмечалось, возрастает во время инъекции пучка до величин  $50 \div 100$  эВ и затем в течение по крайней мере 10 мкс остается в пределах  $30 \div 80$  эВ. Заметим, что эти данные получены в различных выстрелах при различных задержках срабатывания лазера по отношению к началу инъекции пучка. Поэтому в настоящее время построить корректно динамику электронной температуры еще не представляется возможным.

Ионная температура была измерена с помощью диссектора по доплеровскому уширению линии  $H_{\alpha}$ . Результаты этих измерений показаны на рис.22. Как видно из рисунка, после окончания инъекции пучка

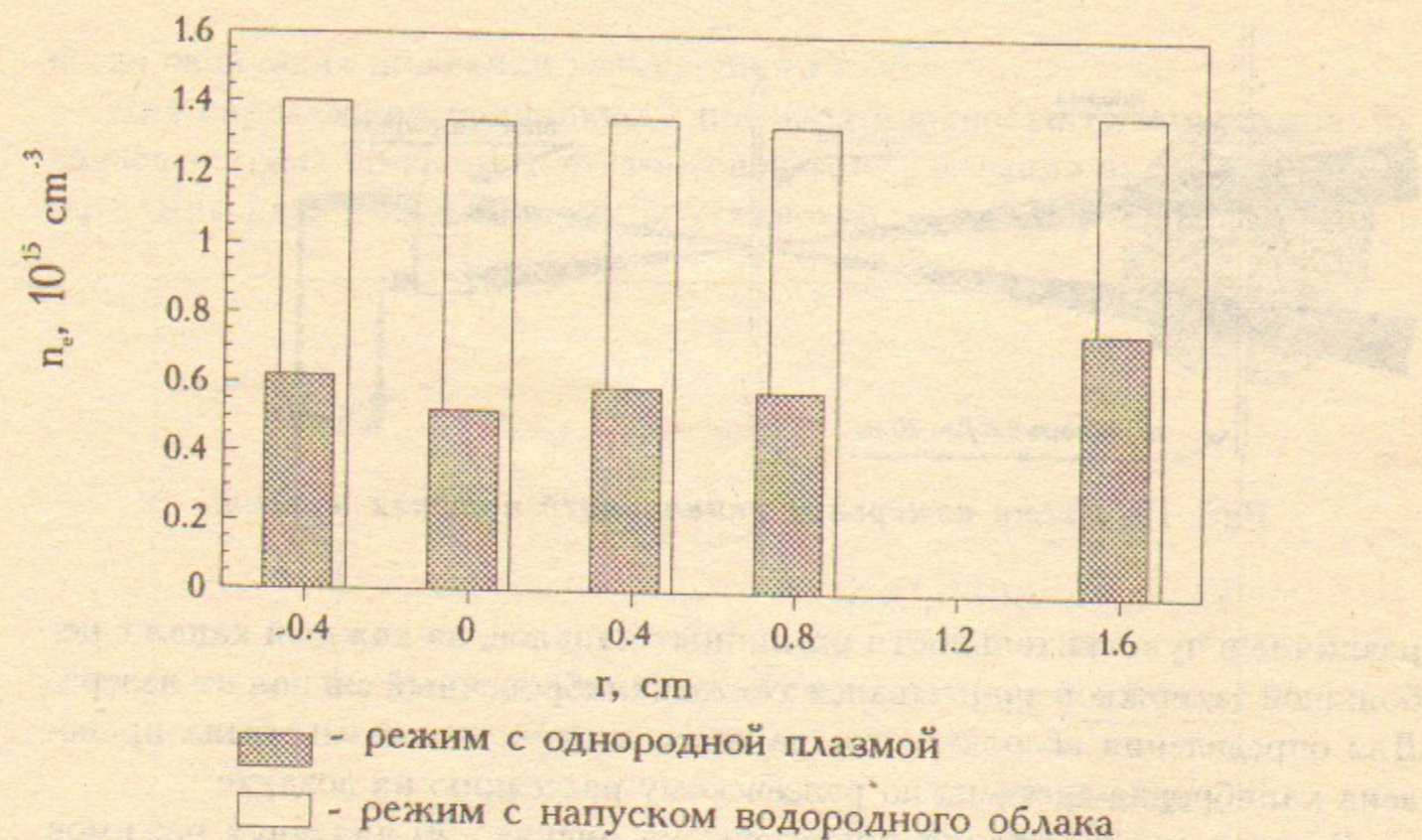


Рис. 20. Профиль плотности плазмы по лазерному рассеянию. По оси абсцисс отложено расстояние от оси плазменного столба в сантиметрах ( $Z=368$  см).

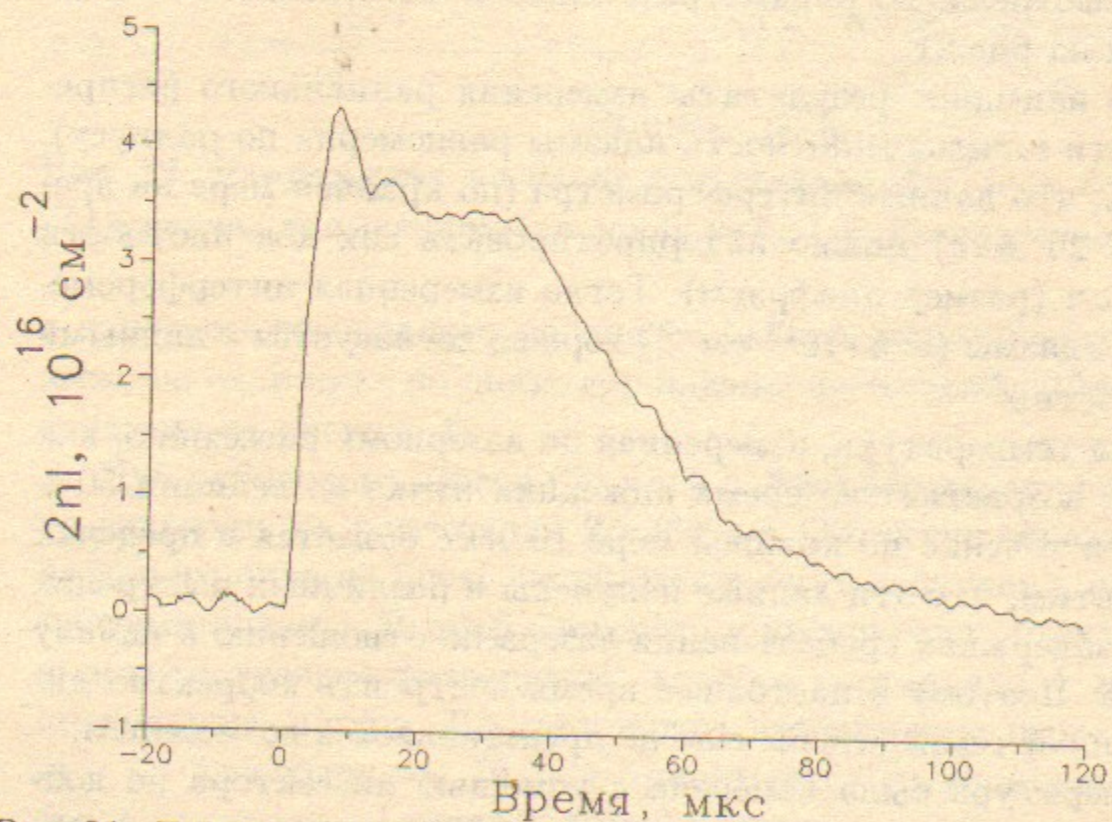


Рис. 21. Динамика изменения плотности плазмы по интерферометрическим измерениям. Начало инжекции пучка в момент  $t = 0$  ( $Z=458$  см).

( $t = 5$  мкс) ионная температура достигает значения  $\sim 10$  эВ в момент времени 30 мкс. Рост ионной температуры скорее всего связан с теплопередачей от электронов, имеющих температуру 50 – 100 эВ, а также с нагревом обратным током пучка. Нельзя исключить также нагрев ионов при прохождении ударной волны через облако плотной плазмы. На возможность существования такого механизма нагрева ионов указывает численное моделирование.

### 5.3 Сравнение с моделью

В ходе нагрева неоднородной плазмы динамика ее параметров во многом определяется процессами энерго- и массопереноса. Эти процессы исследовались численными методами при помощи специально разработанной модели двухступенчатого нагрева неоднородной плазмы в соленоиде, включающей в себя одномерную систему уравнений движения, непре-

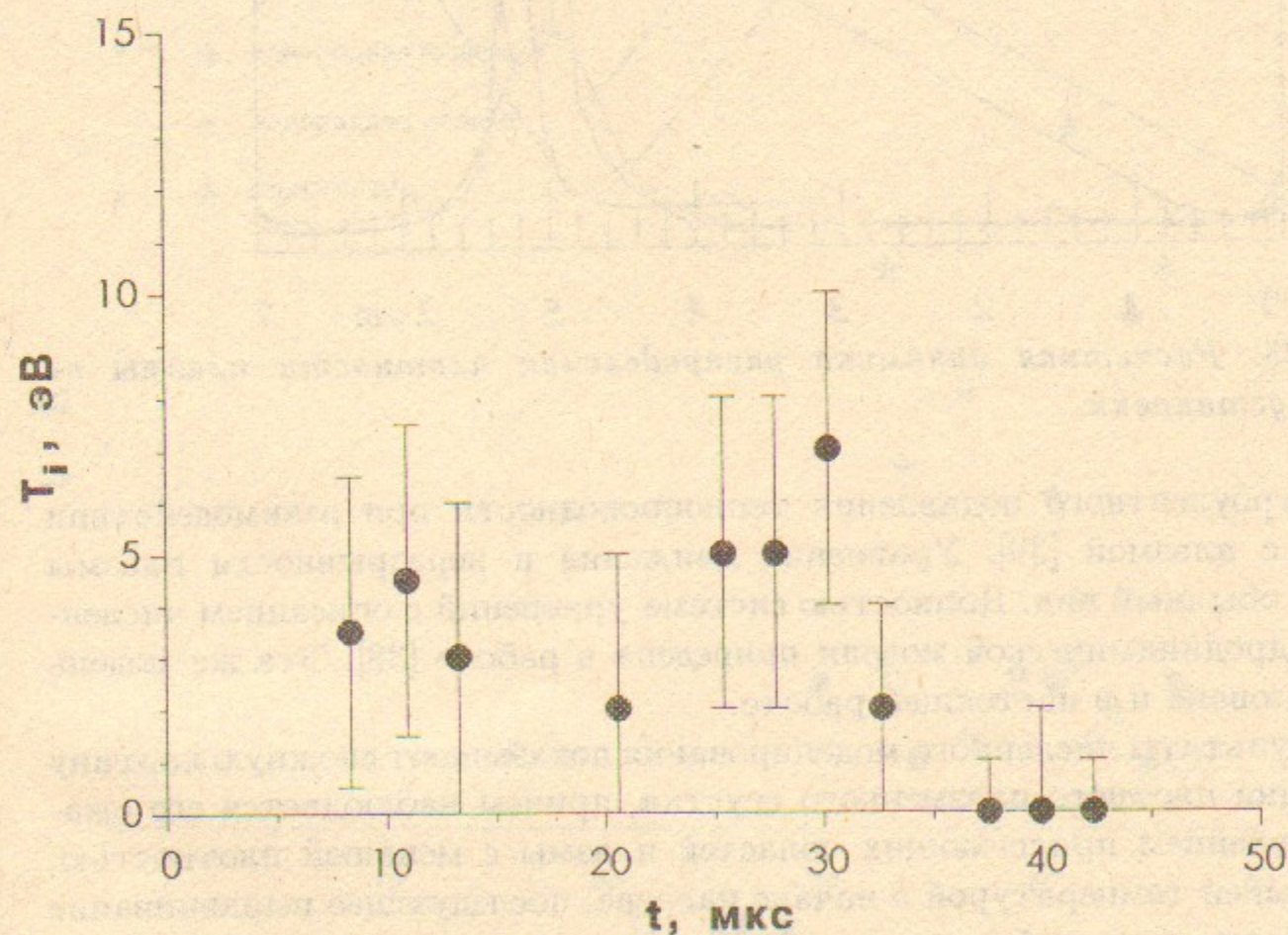


Рис. 22.  $T_i(t)$  для выстрела с водородной плазмой PL1419 ( $Z=503$  см).

рывности и теплопроводности для плазмы с начальными распределениями плотности и температуры по длине, соответствующими экспериментальным данным. Уравнение теплопроводности с граничными условиями

на температуру в качестве источника тепла содержало энерговыделение пучка по длине системы с длиной релаксации, соответствующей теоретическому для пучка с конечным угловым разбросом и учитывающее экспериментально определенную зависимость эффективности поглощения энергии пучка от плотности плазмы. Источник тепла включал также прогрев плотной плазмы за счет торможения в ней "хвоста" быстрых плазменных электронов, образующихся при взаимодействии пучка с плазмой низкой плотности ( $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ). Расчеты проводились с уче-

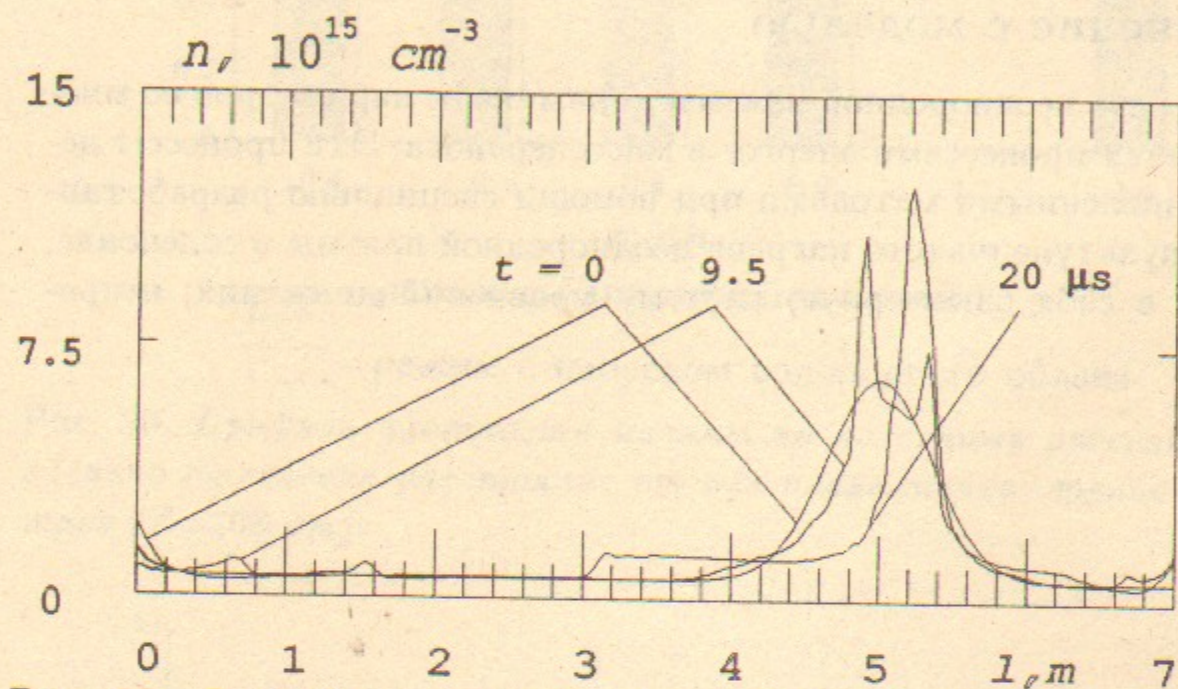


Рис. 23. Расчетная динамика распределения плотности плазмы по длине установки.

том турбулентного подавления теплопроводности при взаимодействии пучка с плазмой [39]. Уравнения движения и неразрывности плазмы имеют обычный вид. Полностью система уравнений с описанием численной гидродинамической модели приведена в работе [38]. Эта же модель использована и в настоящей работе.

Результаты численного моделирования показывают сложную картину эволюции плотного плазменного сгустка, причем наблюдается его сжатие давлением прилегающих областей плазмы с меньшей плотностью, но большей температурой в начале нагрева, последующее выравнивание температур основной плазмы и сгустка и дальнейший разлет сгустка. Типичные результаты расчета профиля плотности по длине установки в разные моменты времени приведены на рис.23. Параметры расчета соответствуют параметрам эксперимента, приведенного на рис.17. Отметим, что измеренная системой томсоновского рассеяния плотность плазмы на

$Z=358 \text{ см}$  через  $20 \text{ мкс}$  после начала пучка превышает исходную и хорошо соответствует расчету (ср. рисунки 23 и 17).

Моделирование показывает также появление направленной скорости плазмы, достигающей величины  $\sim 10^7 \text{ см/с}$ . Скорость движения соответствует локальной скорости ионно-звуковой волны. Эта волна наблюдается также и в эксперименте появлением второго максимума давления на сигналах диамагнитных датчиков. В целом расчеты подтверждают эффект концентрации энергии плазмы в плотном облаке за счет нагрева горячей компонентой плазмы и электронной теплопроводности.

## 6 Характеристики излучения

### 6.1 Временная и пространственная эволюция излучения в ВУФ диапазоне

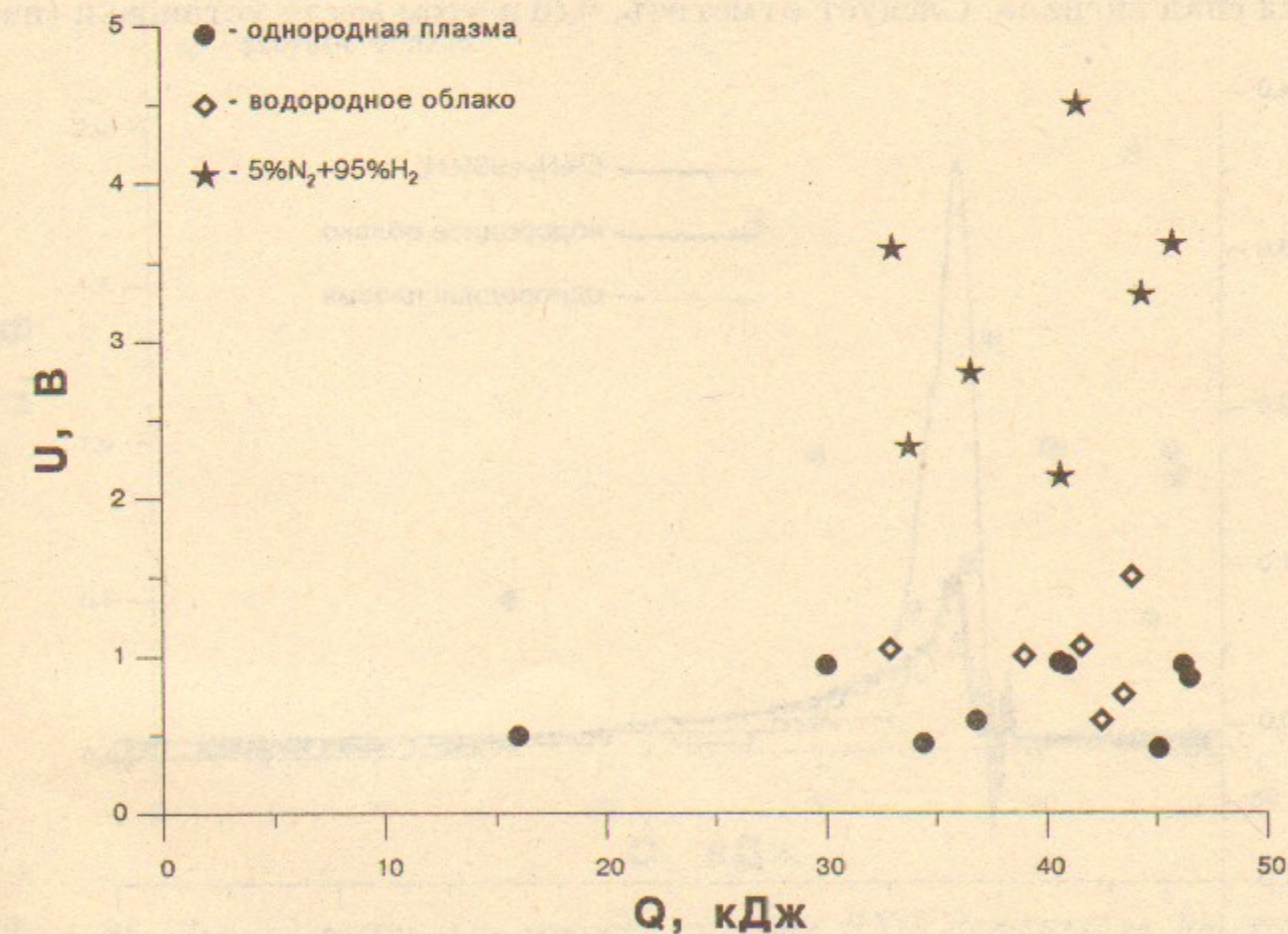


Рис. 24. Зависимость амплитуды сигнала ВУФ детектора от энергии пучка ( $Z=503 \text{ см}$ ).

Регистрация излучения плазмы с помощью четырехканальных ВУФ детекторов проводилась в различных режимах работы установки: с однородной плазмой, при напуске водородного облака, при напуске смеси газов  $5\%N_2+95\%H_2$ . На рисунке 24 представлены зависимости амплитуды сигнала ВУФ детектора от энергии пучка в этих трех режимах. Из этого рисунка видно, что уровень излучения однородной плазмы практически не зависит от энергии пучка и всегда примерно одинаков (амплитуда сигнала  $\sim 1$  В). Уровень сигналов возрастает при напуске водородного облака (что связано с увеличением концентраций электронов и излучающих ионов  $H^+$ ). Это можно объяснить ростом электронной и ионной концентраций в связи с увеличением вкладываемой в плазму энергии. В случае же однородной плазмы (облако отсутствует) все уже ионизировано и энергия уходит только на нагрев. При напуске же смеси  $5\% N_2+95\% H_2$  сигналы возрастают в  $4 \div 5$  раз. Типичные сигналы для этих трех режимов работы приведены на рисунке 25. Моменту времени "0" соответствует начало пучка, через  $5$  мкс пучок заканчивается и наблюдается спад сигнала. Следует отметить, что в этом месте установки (на

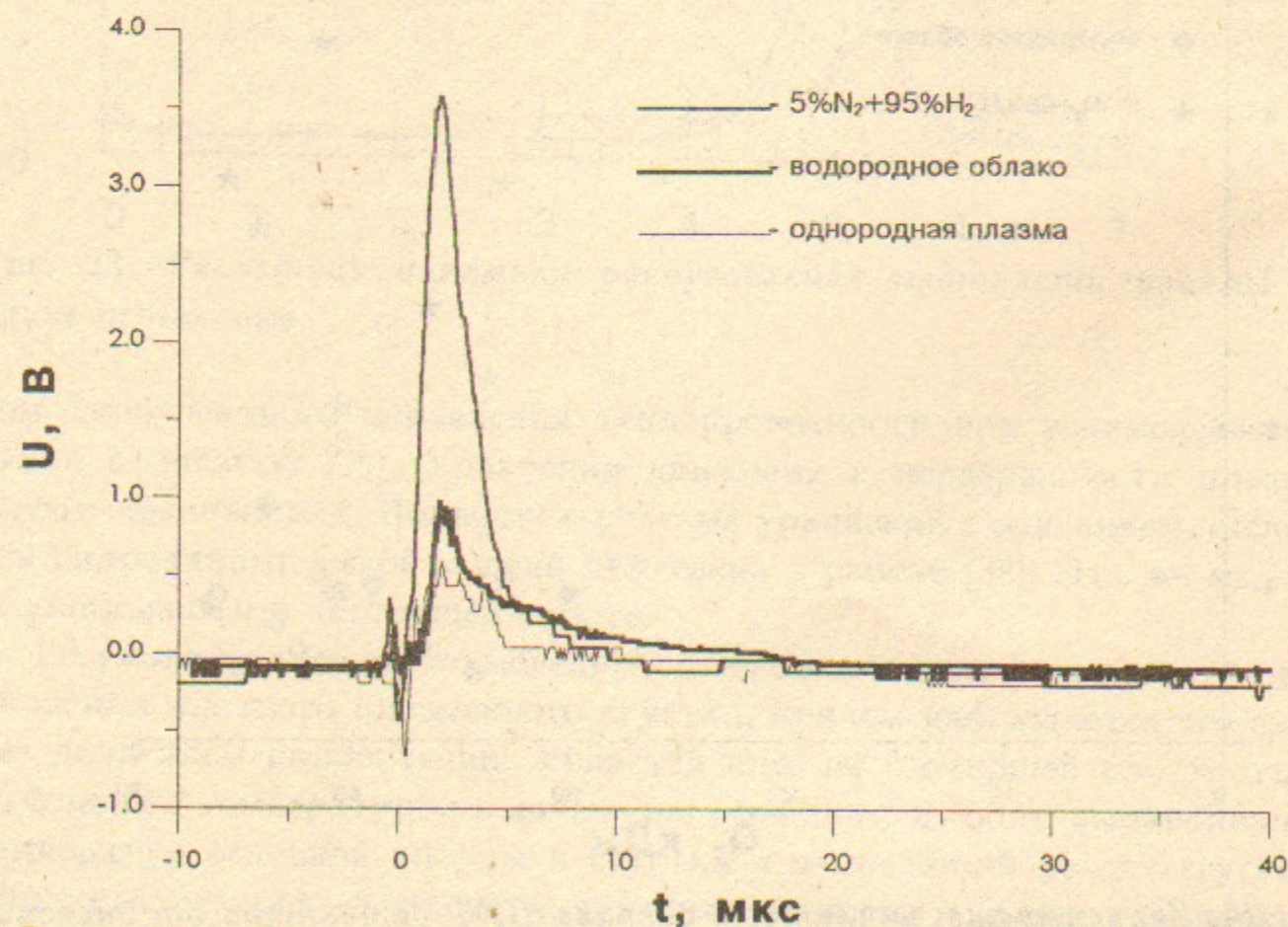


Рис. 25. Осциллограммы сигналов детектора ВУФ излучения ( $Z=503$  см).

расстоянии  $532$  см от места входа пучка) излучение плазмы было жестче, чем  $1050 \text{ \AA}$ , так как оно не проходило через фильтры ( $LiF$ ,  $CaF_2$ ,  $MgF_2$ , кварц). По форме этих сигналов видно, что ВУФ излучение плазмы имеет максимальную интенсивность во время инъекции пучка. Это указывает на следующий характер излучения: происходит возбуждение атомных и ионных уровней электронным ударом с последующим их высвечиванием. Мощность ВУФ излучения плазмы определяется в основном линиями примесей, а при напуске смеси  $5\% N_2+95\% H_2$  еще и азотными линиями.

Была проведена оценка мощности ВУФ излучения плазмы. Длина волны излучения короче  $1000 \text{ \AA}$ , так как оно не проходило через фильтр из  $LiF$ , имеющий границу пропускания  $1050 \text{ \AA}$ . Чувствительность детекторов к излучению с длиной волны короче  $1000 \text{ \AA}$  изменяется от  $10^{-2}$  до  $10^{-4}$  А/Вт с уменьшением длины волны до  $\sim 100 \text{ \AA}$  [34], поэтому

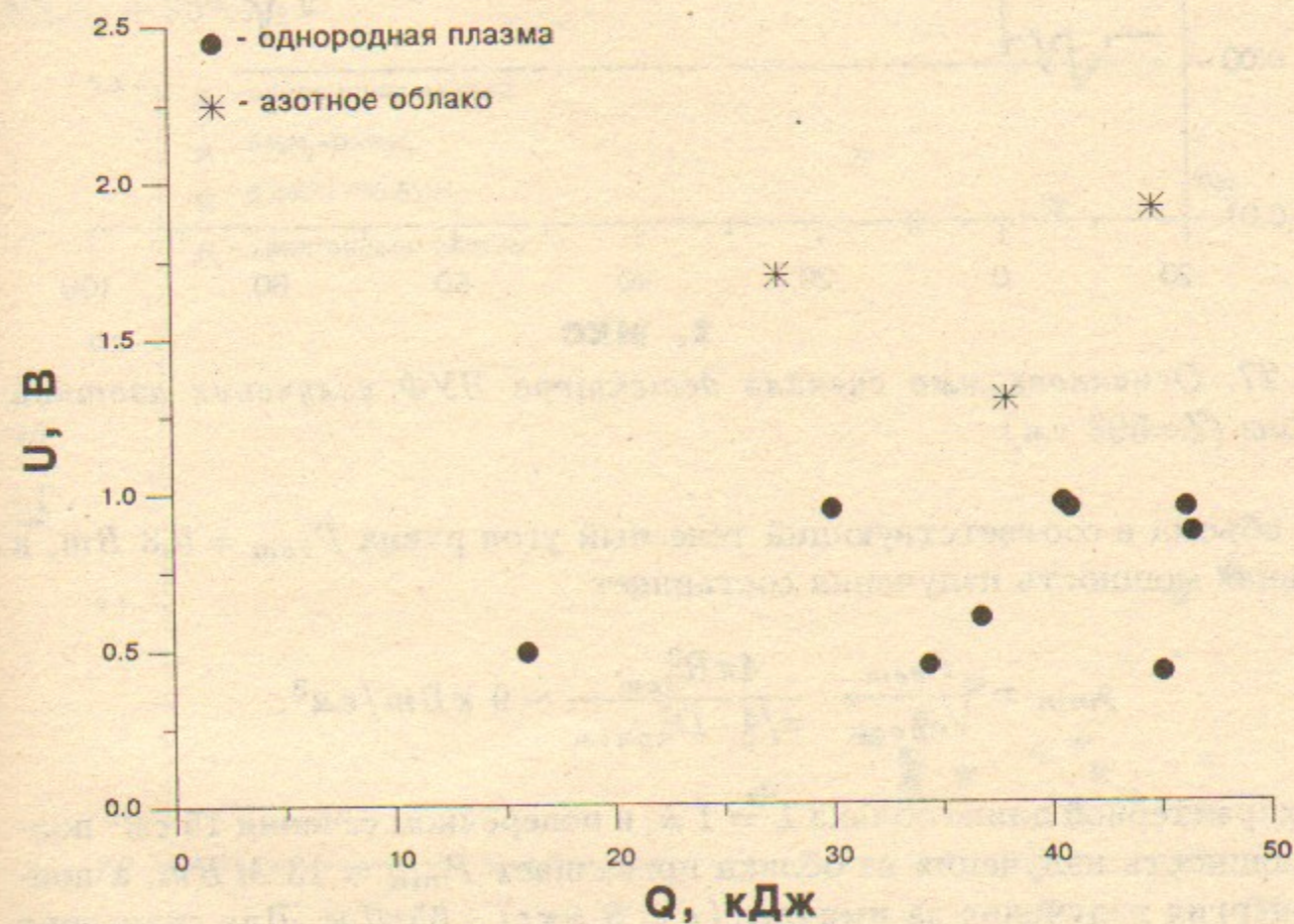


Рис. 26. Зависимость амплитуды сигнала ВУФ детектора от энергии пучка ( $Z=503$  см).

можно произвести оценку снизу, взяв максимальную чувствительность. Располагаясь на расстоянии  $R_{дет} \sim 50$  см от плазмы, детекторы имели диаметр приемной части катода  $D_{прием} = 0.7$  см и просматривали объем

$V_{просм} = 50 \text{ см}^3$ . При характерной амплитуде сигнала ВУФ детекторов  $4 \text{ В}$  для смеси  $5\%N_2 + 95\%H_2$  мощность излучения из просматриваемого

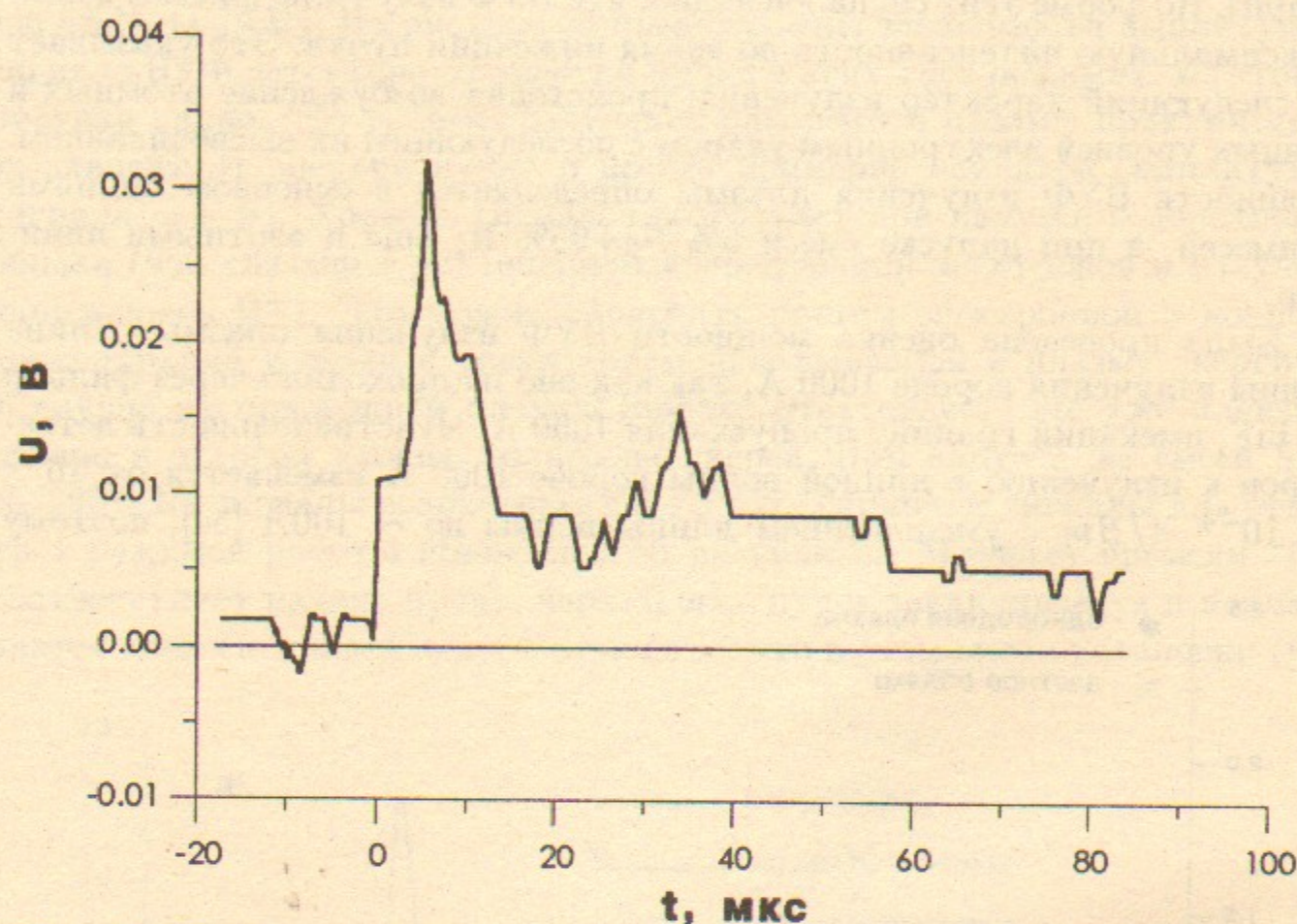


Рис. 27. Осциллограмма сигнала детектора ВУФ излучения азотной плазмы ( $Z=503 \text{ см}$ ).

мого объема в соответствующий телесный угол равна  $P_{дет} = 5.3 \text{ Вт}$ , а удельная мощность излучения составляет

$$P_{min} = \frac{P_{дет}}{V_{просм}} \cdot \frac{4\pi R_{дет}^2}{\pi/4 \cdot D_{прием}^2} \sim 9 \text{ кВт/см}^3.$$

При характерной длине облака  $L = 1 \text{ м}$ , и поперечном сечении  $15 \text{ см}^2$  полная мощность излучения из облака превышает  $P_{min} = 13 \text{ МВт}$ , а полная энергия излучения за импульс ( $\tau = 5 \text{ мкс}$ ) —  $65 \text{ Дж}$ . Для сравнения с результатами калориметрии интересно посчитать погонную энергию излучения, минимальная величина которой составляет  $0.65 \text{ Дж/см}$ .

Проводились также эксперименты с напуском чисто азотного облака. Амплитуда сигналов зависела от времени открывания клапана, полного количества атомов азота в облаке к моменту инъекции пучка. Наилучшие результаты были получены при задержке инъекции пучка относи-

тельно момента срабатывания клапана  $500 \text{ мкс}$ , что соответствует, по-видимому, оптимальному профилю концентрации азота. Сигналы при этом превышали уровень излучения однородной плазмы примерно в 2 раза (см. рис.26).

При нагреве пучком чисто азотной однородной плазмы уровень излучения упал примерно на порядок по сравнению с однородной водородной плазмой, но длительность сигнала возросла более чем в 10 раз ( $\sim 70 \text{ мкс}$ ), что соответствовало рекомбинационному излучению азотной плазмы. Характерный сигнал приведен на рисунке 27.

В экспериментах с отдельным напуском азота и водорода с помощью сборки из двух клапанов амплитуды сигналов ВУФ детекторов были чувствительны к парциальному давлению азота и к задержке запуска клапанов, что также связано с различным количеством азота в облаке. При этом максимальные сигналы не превышали половины от сигналов, полученных в выстрелах с напуском предварительно подготовленной смеси  $5\%N_2 + 95\%H_2$ .

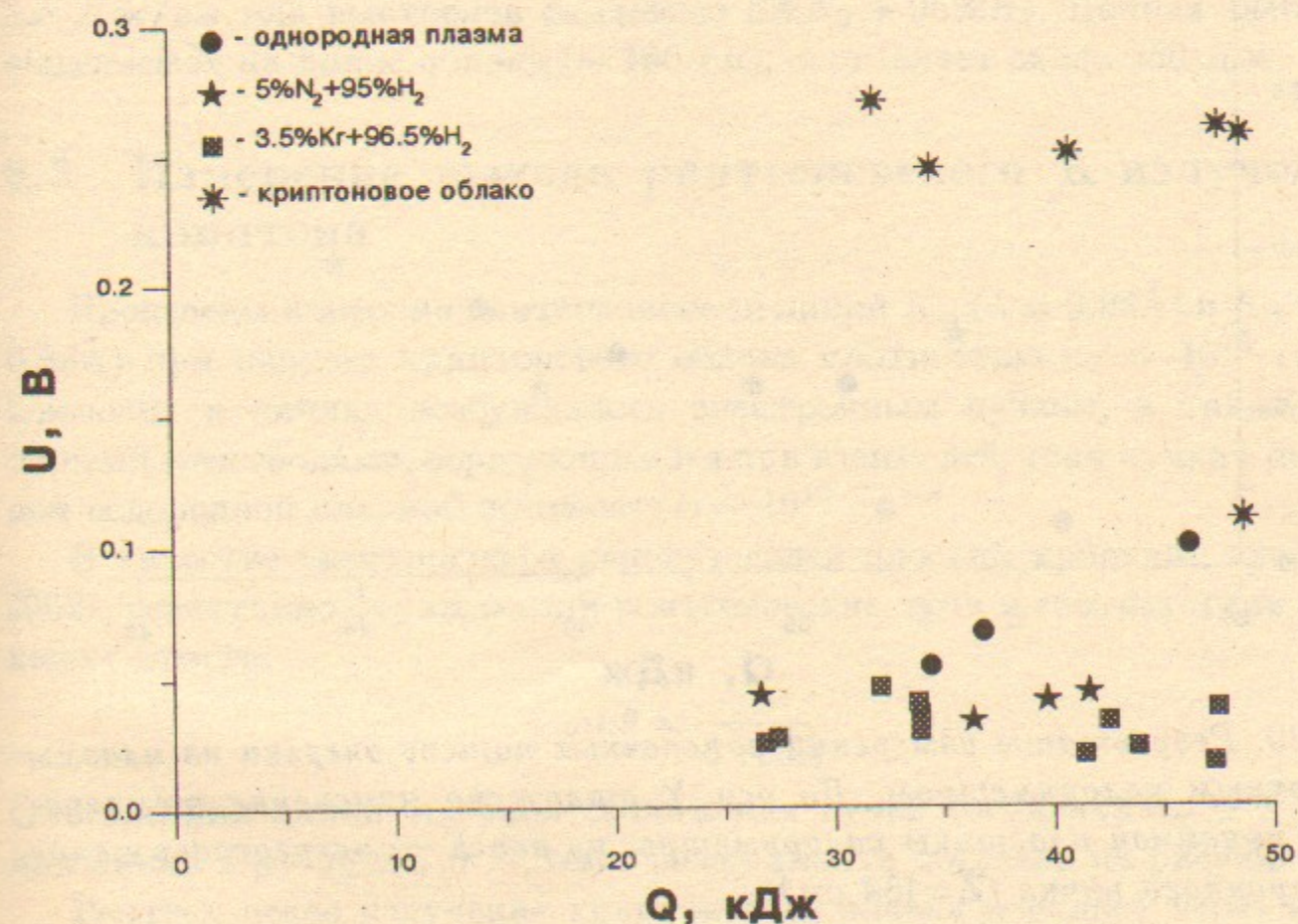


Рис. 28. Зависимость амплитуды сигнала ВУФ детекторов от энергии пучка ( $Z=648 \text{ см}$ ).

Вторая серия экспериментов проводилась при напуске облака в конце

установки ( $Z=677$  см), в месте расположения вакуумного монохроматора и РЭОП. Там же детектировалось излучение плазмы аналогичным четырехканальным ВУФ детектором. На рисунке 28 приведены зависимости амплитуды сигнала от энергии пучка при следующих режимах работы установки: с однородной плазмой и при напуске облаков из смеси  $5\%N_2+95\%H_2$ ,  $3.5\%Kr+H_2$  и из чистого криптона. Излучение в этом месте установки носит более мягкий характер (через фильтр  $CaF_2$ , с границей пропускания  $1200 \text{ \AA}$ , проходит более половины потока излучения из плазмы). Это можно объяснить тем, что плазма здесь более холодная и быстрее остывает из-за близости торца установки. Следовательно, степень ионизации ионов меньше и переходы более длинноволновые.

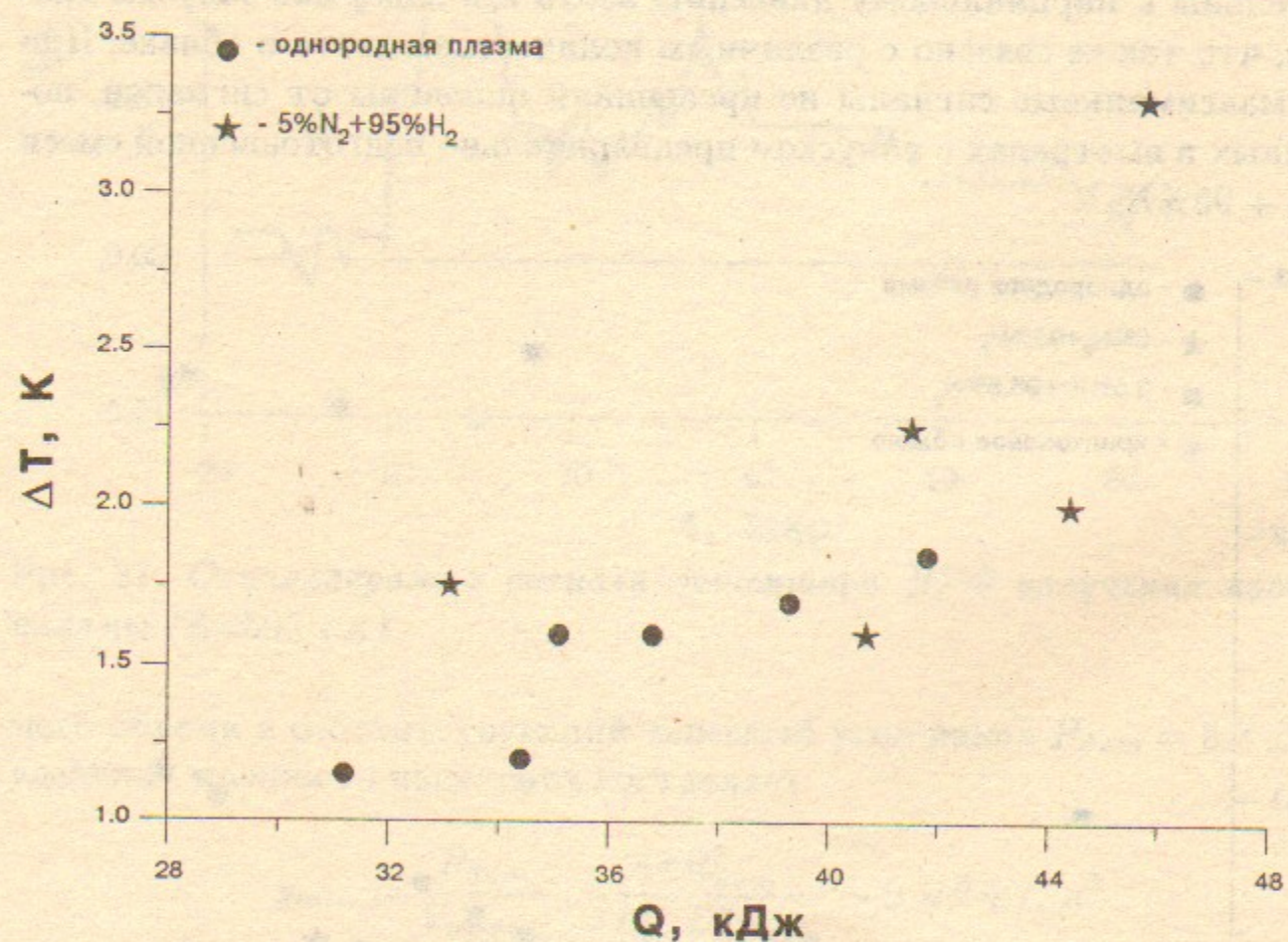


Рис. 29. Результаты измерений поперечных потерь энергии из плазмы стеночным калориметром. По оси  $Y$  отложено изменение температуры приемной пластины калориметра, по оси  $X$  — энергосодержание электронного пучка ( $Z=468$  см).

Соответственно, добавка азота меньше влияет на мощность излучения плазмы.

## 6.2 Результаты калориметрических измерений

Энергия, идущая на стенку камеры, измерялась при помощи калориметра. На рисунке 29 приведены результаты измерений нагрева приемной пластины калориметра для двух режимов — взаимодействие пучка с однородной плазмой и с газовым облаком ( $5\%N_2 + 95\%H_2$ ). По результатам этих измерений можно сделать оценку сверху на возможную мощность ультрафиолетового излучения из плазмы (поскольку стеночный калориметр регистрирует перенос энергии излучения во всем спектре, начиная от видимого света и заканчивая рентгеновским излучением, а также перенос энергии нейтральными частицами). Это завышение не может быть, однако, значительным, поскольку по данным рентгеновских измерений и спектроскопии в видимом диапазоне энергия переноса в данных диапазонах не превышает энергию в ультрафиолетовом диапазоне. Максимальный измеренный нагрев приемной пластины за импульс составил  $3.3 \text{ K}$ , что дает оценку погонной энергии, попадающей на стенку,  $2.5 \text{ Дж/см}$  для выстрелов со смесью  $5\%N_2 + 95\%H_2$ . Полная энергия, выделяемая на длине облака ( $\sim 100 \text{ см}$ ), составляет около  $250 \text{ Дж}$ .

## 6.3 Измерение выхода рентгеновского $K$ -излучения криптона

Проведены измерения интенсивности линий  $K_\alpha$  ( $\lambda = 0.98 \text{ \AA}$ ) и  $K_\beta$  ( $\lambda = 0.88 \text{ \AA}$ ) при напуске криптонового облака плотностью  $n_0 \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Свечение в линиях возбуждалось электронным пучком, а также быстрыми электронами, образующимися при взаимодействии пучка с основной водородной плазмой плотностью  $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

В качестве спектрографа использовался плоский кристалл графита (002), селективно отражающий рентгеновские лучи в соответствии с законом Брэгга:

$$\sin\theta = \frac{\lambda}{6.708 \text{ \AA}} \quad (8)$$

Отсюда, для линии  $K_\alpha$  угол скольжения лучей составлял  $\theta_\alpha \simeq 8.4^\circ$ , а для линии  $K_\beta$  —  $\theta_\beta \simeq 7.5^\circ$ . Схема эксперимента показана на рисунке 30.

Рентгеновское излучение криптонового облака попадает через входную щель (1) на кристалл-спектрограф (2). Входная щель видна из центра кристалла под углом около  $8$  градусов и расположена параллельно отражающим плоскостям кристалла. В соответствии с вышесказанным кристалл формирует изображение входной щели в свете линии  $K_\alpha$  под

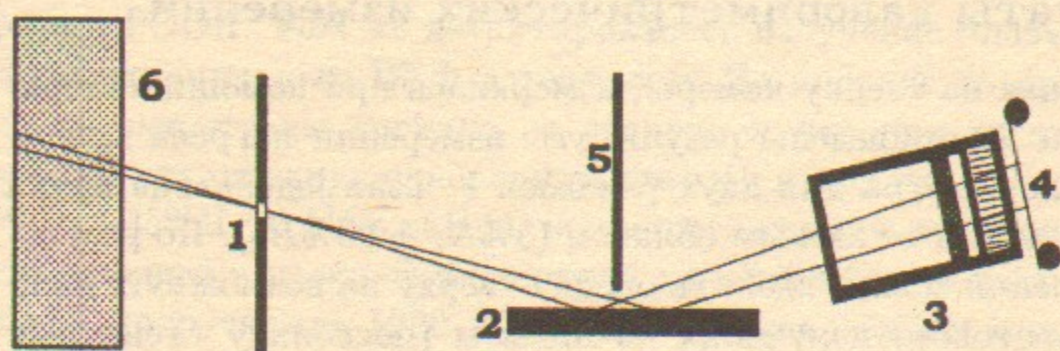


Рис. 30. Схема эксперимента по измерению выхода рентгеновского К-излучения криптона. 1 — входная щель, 2 — кристалл-спектрограф, 3 — рентгеновский электронно-оптический преобразователь, 4 — фотопленка, 5 — диафрагма, 6 — плазма.

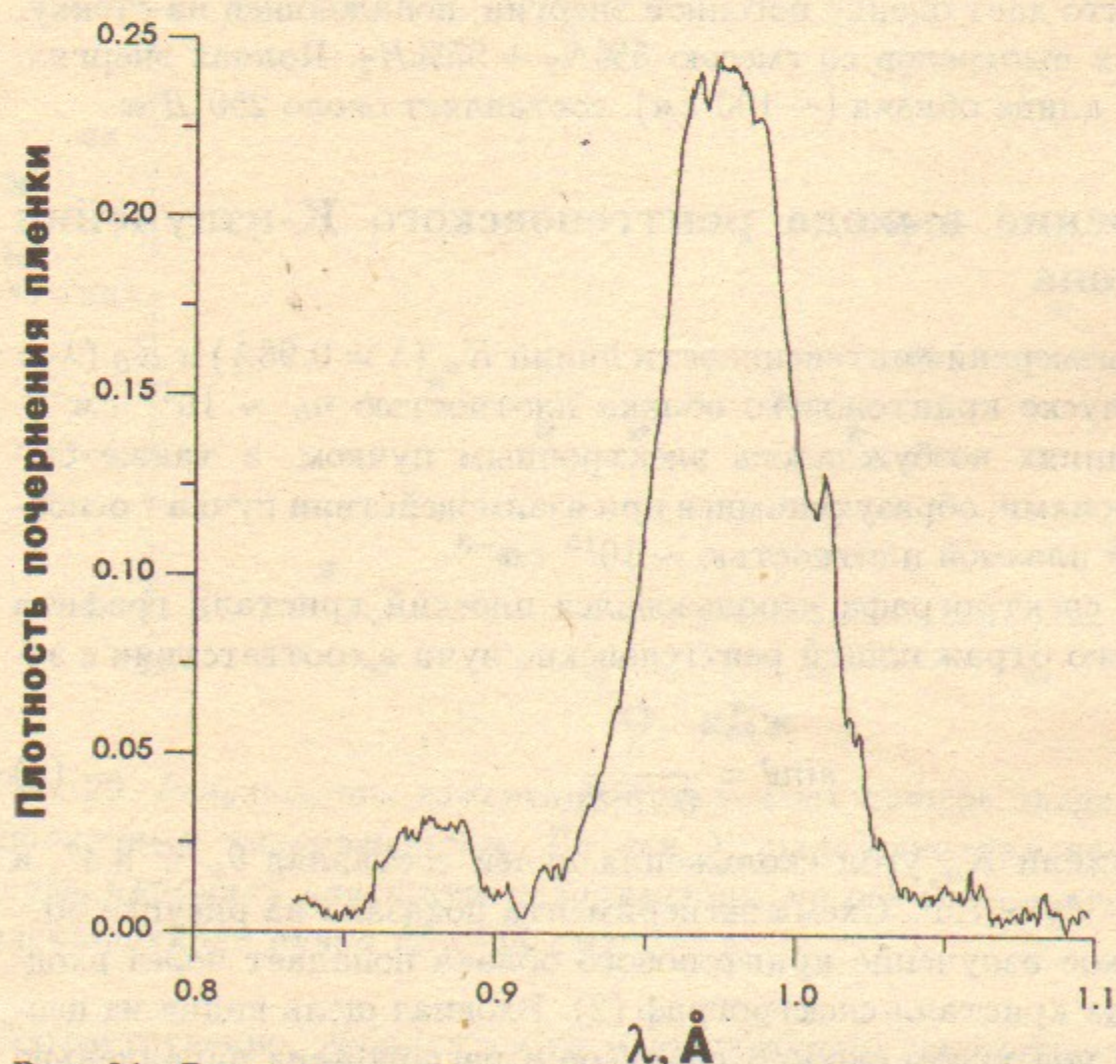


Рис. 31. Результаты фотометрирования фотографического изображения щели в свете К-излучения криптона ( $Z=648$  см).

углом  $\theta_\alpha$ , в свете линии  $K_\beta$  под углом  $\theta_\beta$ . Рентгеновский электронно-оптический преобразователь (РЭОП) (3), описанный в работе [40], служит конвертором рентгеновского изображения в оптическое, которое регистрируется на фотопленке (4) интегрально за импульс. Диафрагма (5) экранирует прямой поток излучения. Таким образом, изображение входной щели на фотопленке состоит из двух полос, соответствующих линиям  $K_\alpha$  и  $K_\beta$  криптона.

Результаты фотометрирования, выполненного поперек полос, приведены на рисунке 31 и показывают относительную интенсивность линий. Кроме того, была вычислена и абсолютная величина интенсивности. Для этого мы использовали результаты работы [41], в которой проведена абсолютная калибровка РЭОП в соответствующем диапазоне. Учитывая также коэффициент отражения излучения от кристалла и чувствительность фотопленки, мы получили, что интенсивность К-излучения, определяемая в основном линией  $K_\alpha$ , составляет  $\sim 1$  кВт/см<sup>3</sup> (при объеме облака  $\sim 2 \cdot 10^3$  см<sup>3</sup> полная мощность К-излучения  $\sim 2$  МВт, что соответствует излучаемой за импульс энергии  $\sim 10$  Дж).

#### 6.4 Результаты спектрометрических измерений

Излучение плазмы в области длин волн 2300 – 2700 Å, регистрировавшееся вакуумным монохроматором МВЗ, расположенным на расстоянии  $Z=677$  см, представлено на рисунке 32. Можно отметить, что в этом диапазоне преобладают линии примесей, и спектры сильно зависят от степени чистоты плазмы. Видимые спектры (2300–4000, 3000–6000, 4000–7000 Å), измеренные спектрографом МУМ, расположенным там же, приведены на рисунке 33.

В экспериментах с напуском криптоновой смеси и криптонового облака в этом месте устанавливался РЭОП, поэтому спектрометр видимого спектра был перемещен, и спектр регистрировался в 44 см от места напуска облака ( $Z=604$  см). Полученный в этом случае спектр показан на рисунке 33с—е.



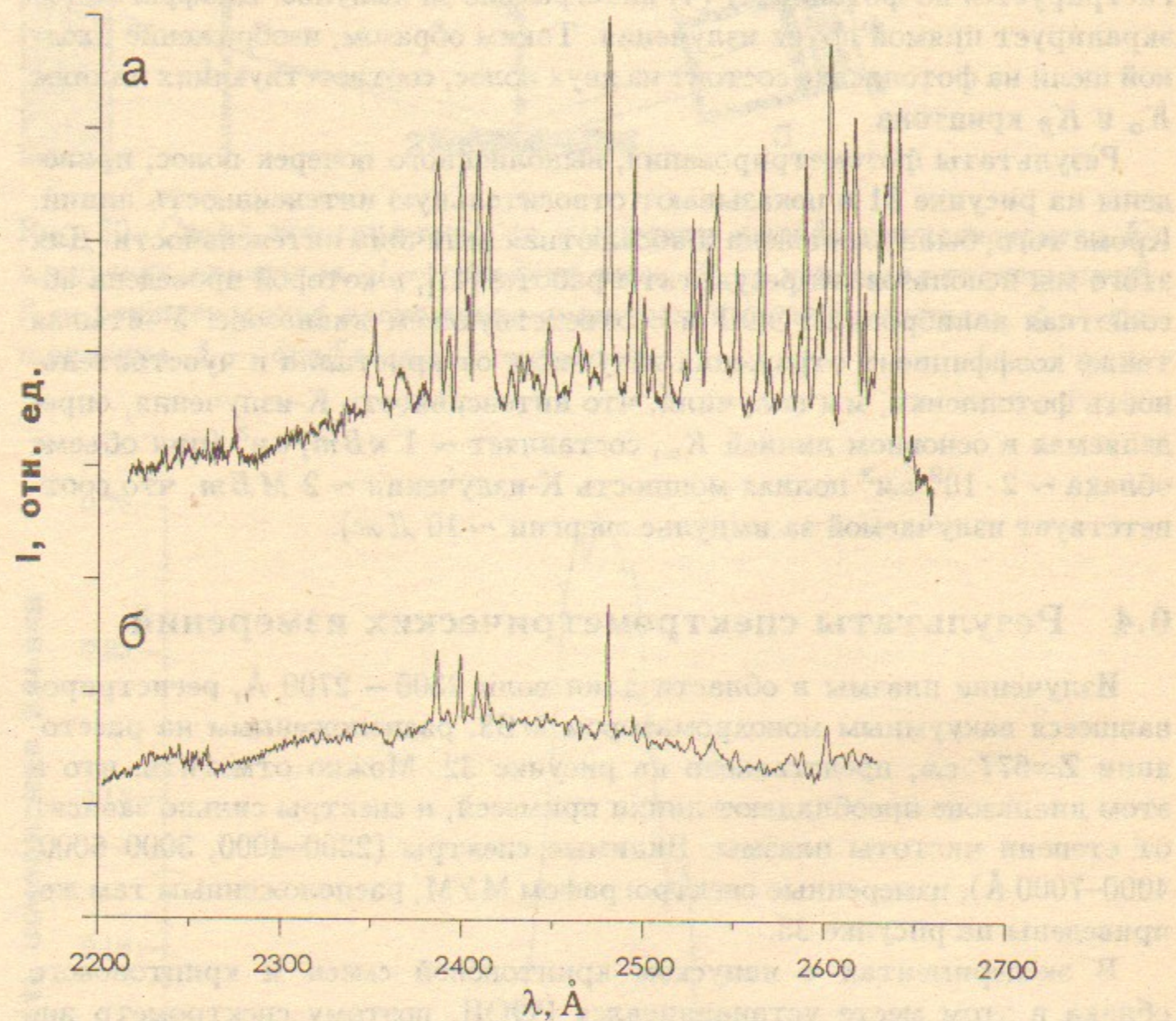


Рис. 32. Спектр излучения плазмы в области длин волн 2300–2700 Å. Приведены результаты двух выстрелов с водородной плазмой: а — выстрел PL1449, б — выстрел PL1418 (в котором была более чистая плазма).

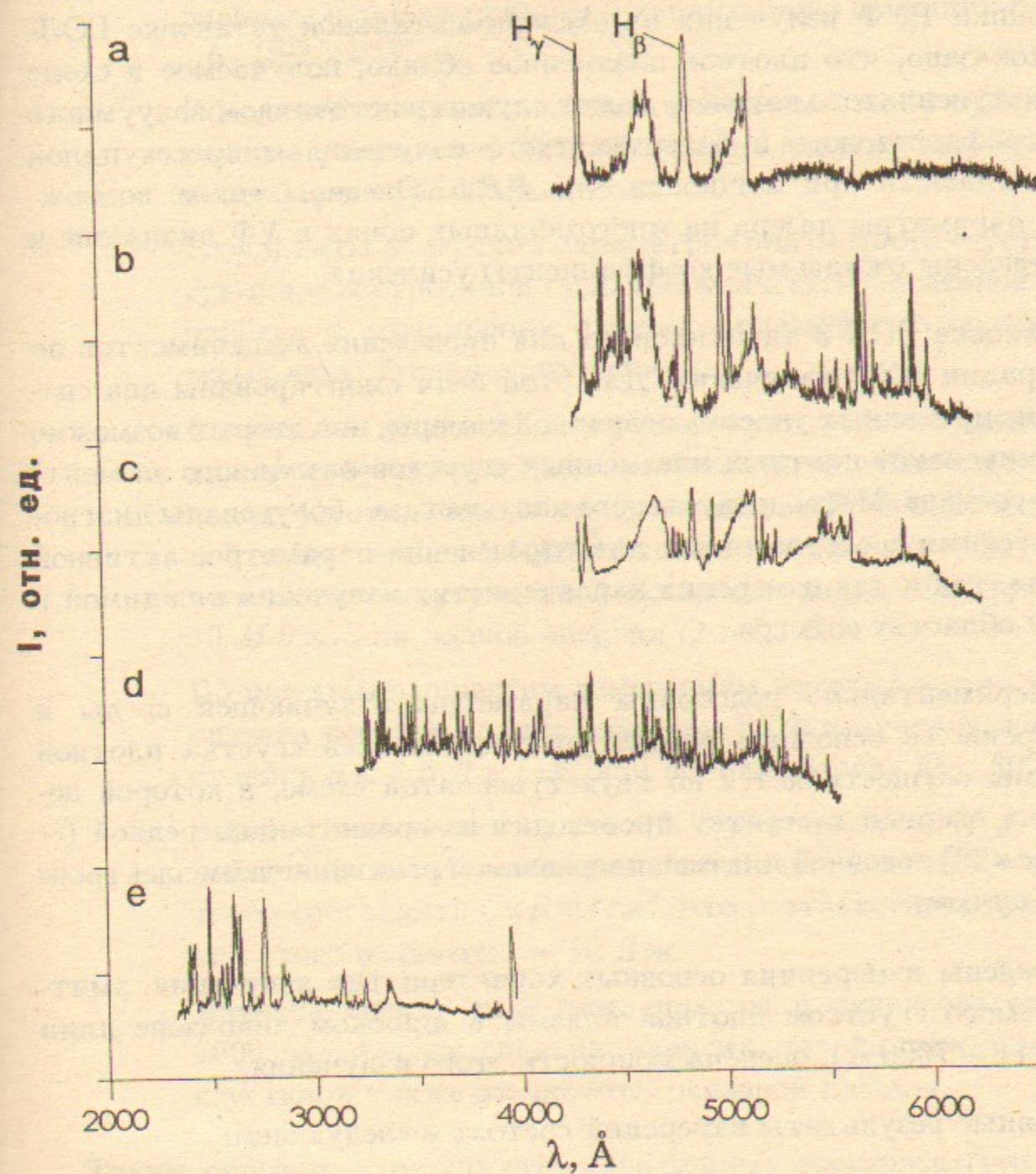


Рис. 33. Интегральные по времени спектры в видимом и ближнем ультрафиолетовом диапазонах. Выстрелы: а — PL1427 (однородная плазма), б — PL1428 ( $N_2$ ), в — PL1460 (3.5%Kr+96.5% $H_2$ ), д — PL1468 (Kr), е — PL1456 (3.5%Kr+96.5% $H_2$ ).

## 7 Заключение

1. Проведен теоретический анализ возможности получения мощной вспышки ВУФ излучения на экспериментальной установке ГОЛ-3. Показано, что плотное плазменное облако, получаемое в схеме двухступенчатого нагрева, может служить источником вакуумного ультрафиолетового и более жесткого излучения микросекундной длительности при мощности  $\sim 1 \text{ ГВт}$ . Оценены также возможные параметры лазера на многозарядных ионах в УФ диапазоне и определены ожидаемые коэффициенты усиления.
2. Установка ГОЛ-3 адаптирована для проведения экспериментов по генерации ВУФ излучения. Для этой цели смонтированы два специализированных участка разрядной камеры, на которых возможно формирование плотных плазменных сгустков различного элементного состава. Места импульсного напуска газа оборудованы диагностическими средствами как для определения параметров активной среды, так и для измерения характеристик излучения в видимой и ВУФ областях спектра.
3. Экспериментально подобраны параметры излучающей среды и измерены ее основные характеристики. Нагрев сгустка плотной плазмы осуществляется по двухступенчатой схеме, в которой передача энергии к сгустку происходит из сравнительно редкой ( $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ) основной плазмы, нагреваемой релятивистским электронным пучком.
4. Проведены измерения основных характеристик излучения, эмиттируемого сгустком плотной плазмы в широком диапазоне длин волн ( $1 - 7000 \text{ \AA}$ ), оценена мощность этого излучения.
5. Основные результаты измерений состоят в следующем:
  - С помощью системы томсоновского рассеяния излучения на второй гармонике неодимового лазера измерены плотность и температура плазменного сгустка в точке импульсного напуска газа. Характерные величины составляют: плотность  $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , температура  $\sim 50 \text{ эВ}$ . Эти параметры благоприятны для проведения на установке ГОЛ-3 экспериментов по оптимизации излучательной способности плазменного сгустка в разных диапазонах длин волн.

- Профиль плотности плазмы на расстоянии  $145 \text{ см}$  от точки импульсного напуска газа, измеренный с помощью томсоновского рассеяния света рубинового лазера, имеет равномерное распределение по радиусу и характерную величину плотности  $1.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .
- Поведение плотности плазмы в зависимости от времени измерено на расстоянии  $35 \text{ см}$  от места напуска газа с помощью интерферометра Майкельсона.
- Результаты измерений параметров плазменного сгустка согласуются с построенной гидродинамической численной моделью нагрева и расширения плотного плазменного образования в схеме двухступенчатого нагрева.
- С помощью детекторов вакуумного ультрафиолетового излучения определена временная эволюция интенсивности этого излучения. Сделана оценка снизу мощности ВУФ излучения с длиной волны меньшей  $1000 \text{ \AA}$ , которая составляет  $\sim 10^4 \text{ Вт/см}^3$ , что соответствует полной мощности излучения сгустка  $P > 10 \text{ МВт}$ , или полной энергии  $Q > 50 \text{ Дж}$ .
- По калориметрическим измерениям потока энергии на стенку оценена верхняя граница энергии ВУФ излучения, которая составила  $q < 2.5 \text{ Дж/см}$ , или полная энергия  $Q < 300 \text{ Дж}$ .
- Зарегистрировано излучение К-серии криптона ( $K_\alpha, K_\beta$  с длиной волны  $\sim 1 \text{ \AA}$ ), оценена интенсивность свечения линий, которая составляет  $1 \text{ кВт/см}^3$ , что соответствует полной энергии этого излучения  $\sim 10 \text{ Дж}$ .
- Измерен спектр излучения плазмы в диапазоне от  $2000$  до  $7000 \text{ \AA}$ , форма спектра зависит от состава плазменного сгустка, а также от чистоты основной плазмы.

Таким образом, в результате проведенных экспериментов получена вспышка ультрафиолетового излучения плазмы, нагреваемой с помощью электронного пучка. Энергосодержание ВУФ излучения оценивается как  $50 - 300 \text{ Дж}$  при энергосодержании в пучке  $\sim 40 \text{ кДж}$ . Такие результаты внушают определенный оптимизм с точки зрения следующих шагов в эксперименте, в частности по оптимизации параметров активной среды. Важным представляется также поиск условий, приводящих к увеличению энерговклада в сгусток плотной плазмы, имеющий целью увеличение концентрации многозарядных ионов при сохранении температуры

и других параметров излучающего сгустка. На основании проделанной работы имеются предложения по проведению следующих этапов экспериментов и построению УФ лазера.

Авторы благодарны Д.Д. Рютову и В.В. Чикунову за участие в работе на ее начальном этапе.

## Список литературы

- [1] *R.C. Elton*. X-ray lasers. NY: Academic Press, 1990.
- [2] *А.Н. Зайдель, Е.Я. Шрейдер*. Спектроскопия вакуумного ультрафиолета. М.: Наука, 1967.
- [3] *Р.У. Уэйнеит, Р.С. Элтон*. Обзор исследований в области лазеров коротковолнового излучения // ТИИЭР, т.64, No.7, 1976, с.44–85.
- [4] *Ф.Б. Бункин, В.И. Держиев, С.И. Яковленко*. О перспективах усиления света далекого УФ диапазона // Квантовая электроника, т.8, No.8, 1981, с.1641–1649.
- [5] *М.Н. Кей*. XUV laser action in plasmas // Nature, Vol.316, 1985, p.314.
- [6] *N.M. Ceglio*. Revolution in X-ray optics // Journal of X-ray science and technology, Vol.1, 1989, p.7–78.
- [7] *C.H. Skinner*. Review of soft X-ray lasers and their applications, — Princeton, 1991. — (Preprint/Princeton Plasma Physics Laboratory; PPPL — 2741).
- [8] *S.I. Yakovlenko*. Plasma lasers // Laser Physics, Vol.1, No.6, 1991, p.565–589.
- [9] *А.А. Кузнецов, В.С. Скакун, В.Ф. Тарасенко, Е.А. Фомин*. Импульсный источник мощного спонтанного излучения в ВУФ области спектра // Оптика атмосферы и океана, т.6, В.6, 1993, с.694–698.
- [10] *Б.А. Коваль, В.С. Скакун, В.Ф. Тарасенко, Е.А. Фомин, Е.Б. Янкевич*. Мощная широкоапертурная эксиплексная лампа // ПТЭ, В.4, 1992, с.244–245.
- [11] *А.М. Boichenko, V.S. Skakun, V.F. Tarasenko, E.A. Fomin, S.I. Yakovlenko*. Powerful exciplex Flashlamps // Laser Physics, Vol.3, No.4, 1993, p.838–843.
- [12] Физические величины: Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. — М.: Энергоатомиздат, 1991.
- [13] Справочник по лазерам / Под ред. А.М. Прохорова, М.: Сов. радио, 1978.

- [14] *D.D. Ryutov*. E-beam heating of a dense plasma in solenoids (two-stage heating scheme) // *Physics of Alternative Magnetic Confinement Schemes (Proc. 8<sup>th</sup> Internat. School of Plasma Physics)*, — Varenna, 1990. — p.1–12.
- [15] *A.V. Arzhannikov, A.V. Burdakov, V.S. Burmasov, V.S. Koidan, V.V. Konyukhov, K.I. Mekler, A.I. Rogozin, L.N. Vyacheslavov*. Plasma heating in a solenoid by a relativistic electron beam // *Proc. 3<sup>rd</sup> Intern. Conf. on High Power Electron and Ion Beam Research and Technology*. — Novosibirsk, 1979. — Vol.1, p.29–42.
- [16] *A.V. Arzhannikov, A.V. Burdakov, V.A. Kapitonov, V.S. Koidan, V.V. Konyukhov, S.V. Lebedev, K.I. Mekler, V.S. Nikolaev, V.V. Postupaev, D.D. Ryutov, M.A. Shcheglov, S.L. Sinitskij, S.G. Voropaev, L.N. Vyacheslavov*. New experimental results on beam-plasma interaction in solenoids // *Plasma Physics and Contr. Fusion (Proc. 15<sup>th</sup> Europ. Conf., Dubrovnik, 1988)*. — Vol.30, No.11, p.1571–1588.
- [17] *A.V. Arzhannikov, A.V. Burdakov, V.V. Chikunov, V.A. Kapitonov, B.A. Knyazev, V.S. Koidan, V.V. Konyukhov, S.V. Lebedev, K.I. Mekler, P.I. Melnikov, V.S. Nikolaev, V.V. Postupaev, D.D. Ryutov, E.P. Semenov, M.A. Shcheglov, S.L. Sinitskij, S.G. Voropaev, M.V. Yushkov*. GOL-3 programme // *Proc. 8<sup>th</sup> Intern. Conf. on High-Power Particle Beams*. — Novosibirsk, 1990. — Vol.1, p.14–25.
- [18] *В.С. Койдан*. Нагрев плазмы и коллективное "газодинамическое" ускорение ионов сильноточным релятивистским электронным пучком: Дисс. на соиск. ученой степени доктора физ.-мат. наук — Новосибирск, 1984. — 326 с.
- [19] *A.V. Arzhannikov, A.V. Burdakov, O.I. Meshkov, V.S. Koidan, V.V. Postupaev, S.L. Sinitskij, L.N. Vyacheslavov*. Experimental studies of the plasma heating due to beam-induced turbulence // *Proc. 1984 Intern. Conf. on Plasma Physics*, — Lausanne, Switzerland, 1984. — Invited Papers, Vol.1, p.285–308.
- [20] *Б.А. Князев, П.И. Мельников, А.А. Нукифоров, В.В. Чикунов*. Измерение энергетического спектра мощного микросекундного РЭП в пучково-плазменных экспериментах многофольговым анализатором // *ЖТФ*, т.63, No.6, 1993, с.179–188.
- [21] *А.В. Бурдаков, С.Г. Воронаев, А.Ф. Губер, А.В. Карюкин, В.С. Койдан, С.В. Лебедев, К.И. Меклер, П.И. Мельников, А.А. Нукифоров, В.В. Поступаев, В.В. Чикунов, М.А. Щеглов*. Эксперименты по двухступенчатому нагреву плотной плазмы на установке ГОЛ-3. — Новосибирск, 1992. — 56 с. — (Препринт/Институт ядерной физики СО АН СССР; ИЯФ 92-12).
- [22] *R.C. Elton*. Atomic processes. In: *Methods of experimental physics. Plasma Physics, Vol.9* / eds. H.R. Griem and R.H. Lovberg. — NY: Academic Press, 1970.
- [23] *A.K. Bhatia, U. Feldman, J.F. Seely*. Atomic data and spectral lines intensities for the neon isoelectronic sequence (SiV through KrXXVII) // *Atomic Data and Nuclear Data Tables, Vol.32*, 1985, p.435.
- [24] *P.L. Hagelstein, R.K. Jung*. // *Atomic Data and Nuclear Data Tables, Vol.37*, 1987, p.121.
- [25] *J.C. Moreno, S. Goldsmith, H.R. Griem, Leonard Cohen, J. Knauer*. Identification of hydrogenlike and heliumlike transitions in the spectrum of laser-produced magnesium plasmas // *J. Opt. Soc. Am. B, Vol.7, No.5*, 1989, p.704–707.
- [26] *H. Shiraga, T. Endo, Y. Kato, C. Yamanaka*. Soft X-ray radiation transport by ionization burnthrough in hot dense plasmas // *Short-Wavelength Lasers and their applications (Proc. Int. Symp.)*, Osaka, Japan, 1987, p.254–260.
- [27] *Ф.Я. Крафтмакер, Н.Г. Никулин, Б.М. Смирнов*. Расчет параметров коротковолнового лазера на переходе неоподобного иона кремния. — Новосибирск, 1985. — 20 с. — (Препринт/Институт теплофизики СО АН СССР; ИТФ 135-85).
- [28] *H.R. Griem*. *Plasma spectroscopy*. NY: McGraw-Hill Publ. Co., 1964.
- [29] *J. Rauš, A. Krejci, V. Piffi*. XUV emission of nitrogen-puff Z-pinch // *Czech. Journ. Phys.*, 1991.
- [30] *R.U. Datla, J.R. Roberts, W.T. Silfvast, O.R. Wood II*. Population inversions in CIV in a recombining theta-pinch plasma // *Optics Letters, Vol.12, No.9*, 1987, p.675–677.

- [31] *А.В. Бурдаков, С.Г. Воропаев, В.С. Койдан, В.В. Конюхов, С.В. Лебедев, К.И. Меклер, П.И. Мельников, А.А. Никифоров, В.В. Поступаев, М.А. Щеглов.* Диагностический комплекс установки ГОЛ-3 // *Физика плазмы*, т.20, No.2, 1994, с.223-225.
- [32] *Э.А. Купер, А.Е. Плотников, А.А.Шейнгейзигт, Ю.П. Дергач, С.В. Коринец.* Регистратор формы однократных наносекундных сигналов АФИ-1700. — Новосибирск, 1988. — 20 с. — (Препринт/Институт ядерной физики СО АН СССР; ИЯФ 88-150).
- [33] *R.H. Day.* Photoemission measurements for low-energy X-ray detector applications // *Low Energy X-ray Diagnostics (AIP Conf. Proc. No.75, Monterey, 1981).* — p.44-58.
- [34] *А.В. Бурдаков, В. Пиффл, В.В. Поступаев, Я. Рауш.* Измерение излучения плазмы, нагреваемой микросекундным электронным пучком. — Новосибирск, 1992. — 29 с. — (Препринт/Институт ядерной физики СО АН СССР; ИЯФ 92-24).
- [35] *J. Rauš, V. Piffł.* Ultrasoft X-ray diagnostic of short-living plasmas // *Czech. Journ. Phys, Vol.B38, 1988, p.1222-1229.*
- [36] *В.М. Ефимов, А.М. Искольдский, Ю.Е. Нестерихин.* Электронно-оптическая фотосъемка в физическом эксперименте. Новосибирск: Наука, 1978.
- [37] *Г.Е. Деревянкин, В.Г. Дудников, П.А. Журавлев.* Электромагнитный затвор для импульсного напуска газа // *ПТЭ*, No.5, 1975, с.168.
- [38] *В.Т. Астрелин, А.В. Бурдаков.* Моделирование процессов энерго- и массо-переноса при нагреве однородной плазмы в эксперименте на установке ГОЛ-3. — Новосибирск, 1994. — 24 с. (Препринт/Ин-т ядерной физики СО РАН; ИЯФ 94-91).
- [39] *А.В. Бурдаков, В.В. Поступаев.* Особенности переноса тепла при пучковом нагреве плазмы в экспериментах на установке ГОЛ-3. — Новосибирск, 1992. — 23 с. — (Препринт/Ин-т ядерной физики СО РАН; ИЯФ 92-9).
- [40] *Н.В. Баскаков, И.Р. Борисенко, Г.И. Брюхневич.* Планарные электронно-оптические преобразователи с микроканальной пластиной в качестве катода // *ПТЭ*, No.1, 1987, с.220.

- [41] *I.P. Dolbnya, G.G. Feldman, B.A. Knyazev, V.P. Simonov.* Measuring of absolute sensitivity of an X-ray electron-optic converter in the range of 7-20 keV // *Nucl. Instr. Meth., Vol.A308, 1991, p.435-437.*