

000  
к-96

ТЛФ; ЭЛФ.

21

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ



В. В. Кушин, В. К. Ляпидевский, В. Б. Пережогин

# ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ

МОСКВА 1983.

533  
к-96

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО  
ОБРАЗОВАНИЯ СССР

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

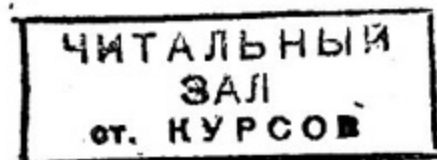
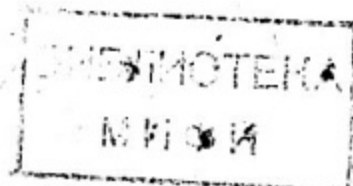
---

В.В. Кушин, В.К. Ляпидевский, В.Б. Пережогин

ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ  
ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ

Утверждено  
редсоветом института  
в качестве учебного пособия

Москва 1985



Кушин В.В., Ляпидевский В.К., Пережогин В.Б. Ядерно-физические методы диагностики плазмы. - М.: Изд. МИФИ, 1985.  
- 96 с.

Учебное пособие посвящено ядерно-физическим методам диагностики плазмы. В нем описано применение экспериментальных методов ядерной физики для определения параметров термоядерной плазмы. Подробно рассмотрены методики измерения характеристик излучения продуктов термоядерных реакций и рентгеновского излучения из термоядерной плазмы.

Пособие предназначено для студентов, специализирующихся по физике плазмы и экспериментальной ядерной физике и прослушавших ранее курсы "Физика плазмы" и "Методы регистрации излучений".

Рецензенты: Ю. А. Михайлов, В. А. Храбров.

## В в е д е н и е

В настоящее время вступают в решающую фазу эксперименты по осуществлению управляемого термоядерного синтеза (УТС). На нескольких установках получена плазма с параметрами, близкими к тем, которые удовлетворяют критерию Лоусона. Определились главные направления развития работ по УТС: получение термоядерной плазмы с магнитным удержанием и инерциальный термоядерный синтез (ИТС). Плазма, получаемая на установках с магнитным удержанием, характеризуется временем жизни порядка 1 с и плотностями  $10^{14} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Основные успехи в этом направлении достигнуты на установках типа токамак, хотя определенные результаты получены также на адиабатических магнитных ловушках. В схеме инерциального удержания для быстрого сжатия и нагрева топлива до плотностей и температур, соответствующих зажиганию термоядерного горючего ( $n = 10^{23} - 10^{25} \text{ см}^{-3}$ ,  $T = 10 \text{ кэВ}$ ), используется мощное лазерное излучение или пучки заряженных частиц. Время существования плазмы определяется временем разлета топливной капли и составляет  $10^{-9} - 10^{-10}$  с. Основное развитие в программе ИТС получил в настоящее время лазерный термоядерный синтез (ЛТС).

Развитие работ по УТС связано с разработкой и совершенствованием методов диагностики плазмы, важное место в которых занимает исследование корпускулярного и рентгеновского излучения плазмы.

\* \* \*

Авторы выражают благодарность профессору С.Ю. Лукьянову за внимательное чтение рукописи и ценные замечания.

## Глава 1. ТЕРМОЯДЕРНАЯ ПЛАЗМА

### 1.1. Термоядерные реакции

Термоядерными реакциями называются ядерные реакции между легкими атомными ядрами, протекающие при очень высоких температурах ( $\sim 10^8$  К и выше). Высокие температуры, т.е. достаточно большие относительные энергии сталкивающихся ядер, необходимы для преодоления электростатического кулоновского барьера. Без этого невозможно сближение ядер на расстояние порядка радиуса действия ядерных сил, а следовательно, и "перестройка" ядер, происходящая при термоядерных реакциях. Поэтому термоядерные реакции в природных условиях протекают лишь в недрах звезд, а для их осуществления на Земле необходимо сильно разогреть вещество либо ядерным взрывом, либо мощным газовым разрядом, либо гигантским импульсом лазерного излучения, либо бомбардировкой интенсивным пучком частиц. При этом образуется так называемая термоядерная плазма, характеризующаяся высокой температурой (десятки миллионов градусов), при которой сечение термоядерных реакций приобретает заметное значение.

Термоядерные реакции представляют процессы образования сильно связанных ядер из более рыхлых и поэтому сопровождаются выделением в продуктах реакции избыточной кинетической энергии, равной увеличению суммарной энергии связи. При этом сам механизм экзотергического сдвига к средней части периодической системы элементов Менделеева здесь противоположен тому, который имеет место при делении тяжелых ядер. Поэтому все практически важные термоядерные реакции — это реакции слияния (синтеза) легких ядер в более тяжелые.

В табл. 1.1 для ряда термоядерных реакций приведены значения энерговыделения, максимального сечения ( $\sigma_{\text{МАКС}}$ ) основной величины, характеризующей вероятность термоядерной реакции, и соответствующей энергии налетающей частицы (в формуле реакции — первая слева). Реакция 1 является основной реакцией протонного топливного цикла, происходящего в недрах большинства звезд и в том числе Солнца. Ничтожно малое сечение этой реакции ( $\sigma_{\text{МАКС}} = 10^{-23}$  б) не позволяет осуществить ее в лабораторных условиях. Реакции 2 — 6 считаются перспективными с точки зрения управляемого термоядерного синтеза.

Т а б л и ц а 1.1

Реакция	Энерго-выделение, МэВ	$\sigma_{\text{МАКС}}, \delta$	Энергия налетающей частицы, соответствующая $\sigma_{\text{МАКС}}, \text{МэВ}$ .
1. $p+p \rightarrow d+e^++\nu$	2,2	$10^{-28}$	-
2. $d+d \rightarrow t+p$	4,0	0,16	2,0
$d+d \rightarrow {}^3\text{He}+n$	3,3	0,09	1,0
3. $d+t \rightarrow {}^4\text{He}+n$	17,6	5,0	0,195
4. $\alpha+{}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He}+p$	18,4	0,71	0,47
5. $p+{}^6\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He}+{}^3\text{He}$	4,0	$10^{-4}$	0,3
6. $p+{}^{11}\text{B} \rightarrow 3{}^4\text{He}$	8,7	0,6	0,675

Основное внимание в современных концепциях развития термоядерного синтеза уделяется  $DT$ - ,  $DD$ - и  $D^3\text{He}$ -реакциям

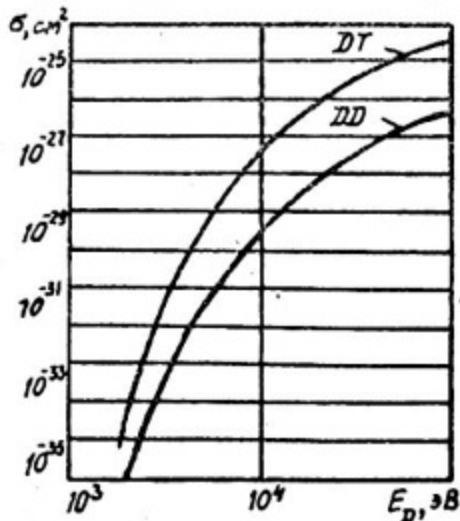


Рис. 1.1. Зависимость эффективного сечения от энергии дейтона

синтеза, так как они характеризуются заметной скоростью при температурах меньше 100 кэВ. Подробнее об этом будет сказано ниже.

В общем случае зависимость сечения реакции синтеза от энергии можно приближенно представить в рамках барьерной модели Гамова выражением

$$\sigma(E) \sim \frac{A}{E} \exp\left(-\frac{B}{\sqrt{E}}\right), \quad (1.1)$$

где  $E$  - энергия взаимодействия ядер в системе центра масс;  $A$  и  $B$  - константы, определенные для каждого конкретного типа ядерной реакции синтеза.

На рис. 1.1. изображены зависимости суммарного эффективного сечения для реакций  $D(d,p)T$  и  $T(d,n){}^4\text{He}$  от энергии дейтона  $E_D$  (в лабораторной системе координат). При этом вто-

рые реагирующие ядра предполагаются покоящимися. Эти зависимости с достаточной точностью выражаются эмпирическими формулами:

$$\sigma_{DD} = 2,4 \cdot 10^{-19} \frac{1}{E_D} \exp\left(-\frac{1,4 \cdot 10^3}{\sqrt{E_D}}\right), E_D < 1,5 \cdot 10^2 \text{ кэВ}; \quad (1.2)$$

$$\sigma_{DT} = \frac{6 \cdot 10^{-17}}{E_D} \left[ 1 + \frac{(E_D - 1 \cdot 10^5)^2}{3 \cdot 10^{10}} \right]^{-1} \exp\left(-\frac{1,5 \cdot 10^3}{\sqrt{E_D}}\right), \quad (1.3)$$

$E_D < 10^3 \text{ кэВ}.$

Зная зависимость эффективных сечений для элементарных актов взаимодействия от энергий частиц, можно вычислить скорость термоядерных реакций, т.е. число реакций данного типа в 1 см<sup>3</sup> за 1 с:

$$R = n_1 n_2 \langle \sigma \sigma_{12} \rangle, \quad (1.4)$$

где  $n_1$  и  $n_2$  — концентрации ядер обеих реагирующих компонентов вещества;  $\langle \sigma \sigma_{12} \rangle$  — произведение относительной скорости ядер на эффективное сечение реакции, усредненное по распределению скоростей.

Если взаимодействуют тождественные частицы (дейтоны с дейтонами), то формула для скорости реакции примет вид

$$R = \frac{1}{2} n^2 \langle \sigma \sigma_D \rangle. \quad (1.5)$$

Коэффициент  $\frac{1}{2}$  появляется в (1.5) потому, что одни и те же частицы не должны подсчитываться дважды.

В случае максвелловского распределения величина  $\langle \sigma \sigma \rangle$  может быть рассчитана для известной зависимости  $\sigma(\sigma)$ :

$$\langle \sigma \sigma \rangle = \frac{1}{n_1 n_2} \int d^3 \vec{v}_1 \int d^3 \vec{v}_2 \sigma_{отн} \sigma(\sigma_{отн}) N_1(\vec{v}_1) N_2(\vec{v}_2), \quad (1.6)$$

где

$$N(\vec{v}) = n \left( \frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m v^2}{2kT}\right) - \quad (1.7)$$

распределение Максвелла и  $\sigma_{отн} = \vec{v}_1 - \vec{v}_2$ .

На рис. 1.2 приведены зависимости  $\langle \sigma \sigma \rangle$  от температуры, полученные для наиболее интересных с точки зрения синтеза реакций. При температурах ниже 10 кэВ скорости DD- и DT-реакций могут быть приближенно выражены следующим образом:

$$R_{DD} = 7 \cdot 10^{-10} \frac{n_D^2}{T^{2/3}} \exp\left(-\frac{4,25 \cdot 10^3}{T^{1/3}}\right); \quad (1.8)$$

$$R_{DT} = 1,6 \cdot 10^{-7} \frac{n_D \cdot n_T}{T^{2/3}} \cdot \exp\left(-\frac{4,52 \cdot 10^3}{T^{1/3}}\right). \quad (1.9)$$

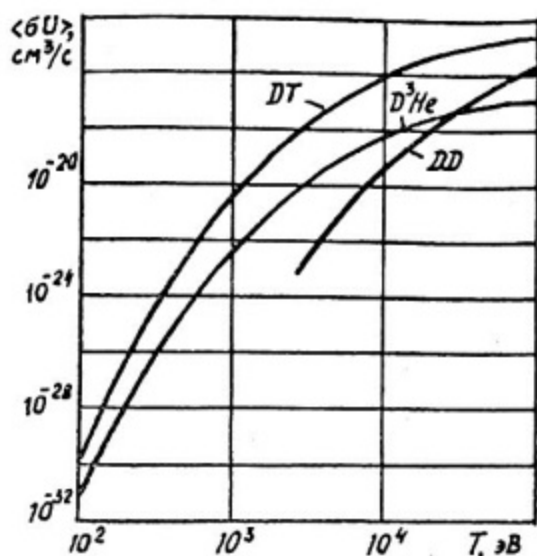


Рис. 1.2. Усредненные значения  $\langle \nu \sigma \rangle$  для реакций  $(D, D)$  и  $(D, T)$  при максвелловском распределении энергии частиц в плазме [1]

Из рисунка видно, что при температурах топлива 10 кэВ  $DT$ -реакция протекает со скоростью, почти на 2 порядка большей, чем  $DD$ -реакция (или любые другие варианты синтеза). Поэтому именно этой реакции уделяется наибольшее внимание в исследованиях по термоядерному синтезу.

Необходимо отметить, что в то время как сечение реакции имеет максимум при довольно высоких энергиях сталкивающихся частиц, усредненный по распределению Максвелла параметр скорости реакции

$\langle \nu \sigma \rangle$  достигает заметного значения при значительно более низких температурах, например при 10 кэВ в случае  $DT$ -реакции. Причина этого заключается в том, что наибольший вклад в скорость реакции дают частицы, имеющие в распределении Максвелла большую энергию. Таким образом, скорость реакции синтеза определяется частицами из "хвоста" распределения Максвелла с энергиями, во много раз превышающими тепловую. Можно также сделать вывод, что скорость реакции сильно зависит от вида распределения по скоростям реагирующих частиц.

Предполагается, что при процессах большой длительности в веществе, нагретом до высокой температуры (термоядерная плазма с магнитным удержанием), устанавливается максвелловское распределение скоростей. Однако это предположение оправдано далеко не во всех случаях, которые могут нас интересовать. При импульсных процессах малой длительности в плазме с не очень высокой плотностью для установления максвелловского распределения может не хватить времени. Не исключено, что такой вариант может реализоваться в плазме, получаемой на некоторых установках ИТС. Но в тех случаях, когда достигается высокая степень сжатия горючего (до плотностей

порядка и больше плотности твердого тела, т.е. в  $10^3$  и больше раз), считается, что реагирующие частицы имеют максвелловское распределение, характеризующееся температурой плазмы  $T$ .

Здесь необходимо сделать следующее замечание. Введение величины  $T$  в качестве температуры плазмы оправдано только в том случае, если средняя кинетическая энергия электронов и ионов одинакова. В общем случае в плазме следует различать по меньшей мере две температуры: электронную  $T_e$  и ионную  $T_i$ . Различие между  $T_e$  и  $T_i$  обусловлено громадной разницей в величине массы электронов и ионов. Как правило, внешние источники энергии, с помощью которых создается плазма, передают энергию электронной компоненте плазмы. Ионы приобретают тепловую энергию благодаря столкновениями с быстро движущимися электронами. При таких столкновениях относительная доля кинетической энергии электрона, которая может быть передана иону, не может превосходить  $4 \frac{m_e}{m_i}$ , где  $m_e$  и  $m_i$  — массы электрона и иона. Поскольку  $m_e \ll m_i$ , то электрон должен испытать очень много (несколько тысяч) столкновений, чтобы полностью отдать имеющийся у него излишек энергии.

Таким образом, установление равновесия между ионной и электронной компонентами плазмы — значительно более медленный процесс, чем установление максвелловского распределения для одних только электронов или для одних только ионов. Поэтому в плазме с произвольными начальными распределениями скоростей электронов и ионов кулоновские столкновения очень быстро приводят к установлению практически максвелловских распределений скоростей электронов и ионов, тогда как установление теплового равновесия между электронами и ионами наступает значительно позднее. В результате возникает квазистационарное состояние, характеризующееся двумя температурами: электронной  $T_e$  и ионной  $T_i$ . При этом времена установления соответствующих температур  $\tau^{ee}$  и  $\tau^{ii}$  и время выравнивания температур  $\tau^{ei}$  относятся между собой как

$$\tau^{ee} : \tau^{ii} : \tau^{ei} \approx 1 : \left(\frac{m_i}{m_e}\right)^{1/2} \cdot \left(\frac{T_i}{T_e}\right)^{3/2} : \frac{m_i}{m_e} \quad (1.10)$$

Приведем теоретически рассчитанные времена релаксации для двух случаев: достаточно редкой дейтериевой плазмы с параметрами  $n = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e = T_i = 10 \text{ кэВ}$ , характерными для плазмы, получаемой на установках с магнитным удержанием, и плазмы с плотностью порядка плотности твердого тела

( $n = 10^{23} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e = T_i = 10 \text{ кэВ}$ ), возникающей в результате лазерного облучения сферических мишеней на установках ИТС. В первом случае  $\tau^{ee} \approx 2 \cdot 10^{-4} \text{ с}$ ,  $\tau^{ii} \approx 10^{-2} \text{ с}$ ,  $\tau^{ei} \approx 0,36 \text{ с}$ .

При этом характерное время существования плазмы  $\tau \approx 1 \text{ с}$ . Во втором случае  $\tau^{ee} \approx 10^{-13} \text{ с}$ ,  $\tau^{ii} \approx 10^{-11} \text{ с}$ ,  $\tau^{ei} \approx 10^{-9} \text{ с}$ . Время существования плазмы на установках ИТС  $\tau = 10^{-10} - 10^{-9} \text{ с}$ .

Более точные расчеты дает для плазмы с временем существования  $\tau \approx 10^{-10} \text{ с}$  следующее отношение между электронной и ионной температурами [6]

$$T_i \approx 0,135 T_e. \quad (1.11)$$

Таким образом, в (1.7) – (1.9) под температурой плазмы  $T$  понимается ионная температура  $T_i$ .

### 1.2. Критерий Лоусона

Критерий получения положительного выхода энергии для термоядерного синтеза, так называемый критерий Лоусона, получается из баланса энергии, выделяющейся в процессе синтеза, тепловой энергии топлива при нагреве его до термоядерной температуры и энергиях потерь на излучение (тормозное и циклотронное) [4]:

$$E_{\text{син}} = E_{\text{тепл}} + E_{\text{изл}}. \quad (1.12)$$

Будем рассматривать  $DT$ -реакцию, для которой энергия синтеза

$$E_{\text{син}} = n_D n_T \langle \nu \sigma \rangle W \tau, \quad (1.13)$$

где  $\langle \nu \sigma \rangle$  – усредненный по максвелловскому распределению скоростей параметр скорости реакции;  $W$  – энергия, освобождаемая в одной термоядерной реакции (17,6 МэВ для  $DT$ -реакции);  $\tau$  – время удержания.

Примем, что концентрация ионов дейтерия  $n_D$  равна концентрации ионов трития  $n_T$ , т.е.

$$n_D = n_T = \frac{n}{2} \quad (1.14)$$

и

$$E_{\text{син}} = \frac{n^2}{4} \langle \nu \sigma \rangle W \tau, \quad (1.15)$$

где  $n$  – концентрация ионов плазмы.

Тепловая энергия, в предположении идеальности газа, может быть записана в виде

$$E_{\text{тепл}} = \frac{3}{2} n k T_i + \frac{3}{2} n k T_e = 3 n k T. \quad (1.16)$$

Здесь для упрощения ионная температура полагается равной электронной ( $T_i = T_e = T$ ). Для достаточно горячей плазмы (больше 4 кэВ для  $D-T$ -плазмы) энергия синтеза существенно превышает потери на тормозное излучение.

Обычно в управляемом синтезе термоядерное горение происходит при температурах от 10 до 100 кэВ. Кроме того, в первом приближении можно пренебречь эффектами, связанными с наличием магнитного поля, т.е. не учитывать потери на циклотронное излучение. В этом случае

$$\frac{\pi^2}{4} \langle \sigma v \rangle W \tau = 3 \pi k T \quad (1.17)$$

Откуда

$$n \tau > \frac{12 k T}{\langle \sigma v \rangle W} \quad (1.18)$$

При подстановке численных значений, соответствующих оптимальным условиям  $T = 10$  кэВ для  $D-T$ -реакции и  $T = 100$  кэВ для  $DD$ -реакции, получим:

$$n \tau > 10^{14} \text{ с/см}^3 \text{ - для } D-T\text{-плазмы;}$$

$$n \tau > 10^{16} \text{ с/см}^3 \text{ - для } DD\text{-плазмы.}$$

#### Критерий $\rho R$ . Критерий эффективности инерциального синтеза

В случае инерциального удержания плазмы время разлета частиц зависит от величины радиуса сферы  $R$ , заполненной термоядерной плазмой и от скорости разлета частиц  $v_p$ .

При температуре 10 кэВ для  $D-T$  реакции критерий Лоусона можно записать в виде

$$n \tau = n \frac{R}{v_p} > 10^{14}$$

В первом приближении примем, что скорость разлета равна скорости звука. Скорость звука зависит от температуры плазмы и по порядку величины равна  $10^8$  см/с. Тогда для критерия Лоусона получим  $n \tau = \frac{n R}{10^8} > 10^{14}$  с/см<sup>3</sup>, откуда величина  $n R = 10^{22}$  1/см<sup>2</sup>.

Вместо величины  $n R$ , где  $n$  выражено в 1/см<sup>3</sup>, удобнее пользоваться величиной  $\rho R$ , где  $\rho$  выражено в г/см<sup>3</sup>. Для равнокомпонентной смеси  $D-T$  значению  $n R = 10^{22}$  1/см<sup>2</sup> соответствует значение  $\rho R = 4,17 \cdot 10^{-2}$  г/см<sup>2</sup>. Таким образом, соответствующее критерию Лоусона значение  $\rho R > 4,17 \times 10^{-2}$  г/см<sup>2</sup>.

Рассмотрим более детально критерий  $\rho R$  с точки зрения эффективности термоядерного лазерного синтеза. Проведем оценки времени разлета плазмы и времени термоядерного горения. Под временем разлета  $\tau_p$  будем понимать время, требуемое для распространения волны возмущения плотности плазмы от поверхности к центру топливной капли:

$$\tau_p \sim \frac{R}{v_z}, \quad (1.19)$$

где  $v_z$  — скорость звука в плазме.

Время термоядерного горения  $\tau_r$  можно оценить как величину, обратную скорости термоядерной реакции:

$$\tau_r \sim \left[ \left( \frac{\rho}{m_i} \right) \langle \sigma v \rangle \right]^{-1}, \quad (1.20)$$

где  $\rho$  — плотность плазмы;  $m_i$  — масса иона. Тогда эффективность термоядерного горения может быть приближенно записана как отношение

$$f_r = \frac{\tau_p}{\tau_r} \approx \frac{\langle \sigma v \rangle}{m_i v_z} \rho R. \quad (1.21)$$

При этом эффективность термоядерного горения  $f_r$  определяется как часть топлива, израсходованная в реакции.

Скорость звука в плазме

$$v_z = \left( \frac{kT}{m_i} \right)^{1/2} \sim T^{1/2}, \quad (1.22)$$

а для  $D_T$ -реакции при оптимальных для горения температурах (20 — 80 кэВ):

$$\langle \sigma v \rangle \sim T^{1/2}. \quad (1.23)$$

Тогда при подстановке численных значений для этого температурного интервала

$$\langle \sigma v \rangle / m_i v_z \sim 1, \quad (1.24)$$

$$f_r \sim \rho R \left[ \text{г/см}^2 \right]. \quad (1.25)$$

Следовательно, критерий, характеризующий эффективность ИТС

$$\rho R > 1 \text{ г/см}^2. \quad (1.26)$$

Произведение плотности на радиус ( $\rho R$ ) важно для ИТС еще и по другой причине. Для поддержания термоядерного горения некоторая часть энергии синтеза должна быть поглощена в топливе. В  $D_T$ -топливе идет реакция с образованием  $\alpha$ -частиц. Для того чтобы  $\alpha$ -частицы с энергией 3,5 МэВ полностью потеряли свою энергию в плазме, ее размер должен превышать пробег

$\alpha$ -частиц. Но пробег таких  $\alpha$ -частиц в  $DT$ -плазме при температуре 20 кэВ — около  $0,5 \text{ г/см}^2$ . Следовательно, при достижении условия  $\rho R > 0,5 \text{ г/см}^2$  энергия  $\alpha$ -частиц полностью поглотится в топливе и осуществится эффективный самонагрев. Можно показать, что оптимальная величина  $\rho R$ , учитывающая различные специфические процессы в ИТС плазме, составляет  $\sim 3 \text{ г/см}^2$  для  $DT$ -плазмы.

В ИТС критерий Лоусона можно легко связать с критерием  $\rho R$ . Более аккуратная оценка времени разлета свободно расширяющейся сферы радиуса  $R$  дает величину

$$\tau_p \sim \frac{R}{4v_z} \quad (1.27)$$

Здесь учитывается, что в сферической термоядерной мишени половина массы сосредоточена в объеме, ограниченном радиусом  $0,8R$ . Так как число ионов в единице объема  $n = \rho/m_i$  можно записать как

$$n\tau = \frac{\rho R}{4v_z m_i} \quad (1.28)$$

Если подставить сюда соответствующие численные величины, получим, что  $\rho R = 3 \text{ г/см}^2$  соответствует

$$n\tau = 2 \cdot 10^{15} \text{ с/см}^3 \quad (1.29)$$

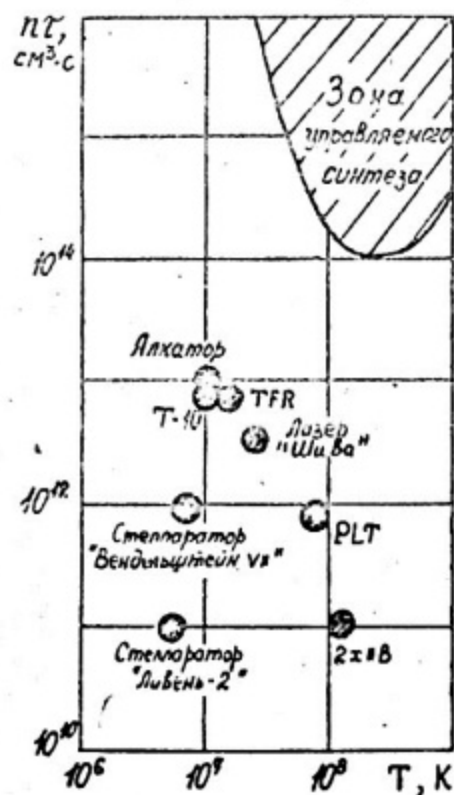
Следовательно для эффективного термоядерного горения требуется, чтобы произведение  $n\tau$  превышало объемный критерий Лоусона ( $10^{14} \text{ с/см}^3$ ).

### 1.3. Параметры плазмы, получаемые на современных установках

В настоящее время параметры плазмы, достигнутые на современных термоядерных установках "почти" удовлетворяют критерию Лоусона. Отличие в значениях  $n\tau$  и  $T$  от соответствующих величин, характеризующих термоядерный реактор с положительным выходом энергии, составляет приблизительно порядок величины [5]. Во второй половине 80-х годов планируется преодолеть оставшуюся разницу. В табл. 1.2 приведены параметры термоядерных установок уже достигнутые, а также которые ожидается получить на строящихся установках. Аналогичные данные представлены на рис. 1.3.

Т а б л и ц а 1.2

Название установки	Рабочий газ	Электронная плотность $n_e$ , $\text{см}^{-3}$	Электронная температура $T_e$	Ионная температура $T_i$	$nT$ $\text{см}^{-3} \cdot \text{с}$
Действующие:					
T-10	$D_2$	$3 \cdot 10^{13}$	$3 \cdot 10^7$	$10^7$	$5 \cdot 10^{12}$
TFR	-"-	$2 \cdot 10^{14}$	$2 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^7$	$6 \cdot 10^{12}$
2X IIB	-"-	$10^{14}$	$3 \cdot 10^7$	$7 \cdot 10^7$	$10^{11}$
"Шива" (ЛТС)	$D_2 + T_2$	$3 \cdot 10^{24}$	$\sim 10^7$	$\sim 10^7$	$\sim 10^{13}$
Вступающие в строй:					
TFTR	-"-	$10^{14}$	$10^7$	$10^7$	$4 \cdot 10^{13}$
JET	$D_2$	$2 \cdot 10^{14}$	$10^7$	$5 \cdot 10^7$	$10^{14}$
T-15	-"-	$10^{14}$	$5 \cdot 10^7$	$5 \cdot 10^7$	$10^{14}$
"Нова" (ЛТС)	$D_2 + T_2$	$\sim 10^{25}$	$5 \cdot 10^7$	$5 \cdot 10^7$	$10^{14}$
Проект:					
"Интор"	-"-	$10^{14}$	$10^8$	$10^8$	$10^{14}$



Параметры плазмы на современных установках требуют специальных методов диагностики. Обычные методы часто неприменимы в этих условиях. Сейчас речь идет об исследовании излучений плазмы в диапазоне энергий, который соответствует диапазону ядерной физики низких и даже средних энергий. Соответственно, стоит вопрос о возможности применения методов ядерной физики для диагностики плазмы.

Еще сложнее ситуация в диагностике инерциальных систем, когда необходимо исследовать объект, су-

Рис. 1.3. Параметры установок УТС

шествующий всего  $\sim 10^{-9}$  с. Причем всю информацию необходимо получить за одну вспышку. Это связано, во-первых, с неповторяемостью событий и, во-вторых, с высокой стоимостью каждого эксперимента. Эксперименты на современных инерциальных термоядерных установках требуют разработки совершенно новых ядерно-физических методов их диагностики. Именно таким новым методам и уделено в пособии наибольшее внимание.

#### 1.4. Классификация методов диагностики плазмы

Классификация методов диагностики плазмы может быть проведена по различным признакам. Прежде всего можно классифицировать методы по природе исследуемого излучения: оптическая, рентгеновская, нейтронная диагностика, диагностика по заряженным продуктам ядерной реакции. Такая классификация целесообразна потому, что она объединяет большие группы, существенно различающиеся как по физической сущности, так и по характеру получаемой информации. Именно по этому принципу данное учебное пособие объединяет методы, основанные на регистрации и анализе излучения ядерно-физическими методами. Эти методы широко развиты в экспериментальной ядерной физике и успешно применяются для диагностики высокотемпературной плазмы. Такая классификация удобна для изложения материала, поскольку регистрация однотипных излучений имеет много общего.

Вместе с тем в реальном эксперименте для исследования параметров плазмы обычно применяются методы дополняющие друг друга, но относящиеся к различным классам. Например, для определения электронной температуры плазмы применяются: метод лазерного рассеяния (регистрация спектров рассеянного на электронах плазмы лазерного излучения); рентгеновские методы (определение распределения электронов по энергии с помощью непрерывного рентгеновского излучения плазмы); измерение интенсивности спектральных линий (например, по измерению отношения интенсивностей спектральных линий). Для измерения ионной температуры применяют нейтронные методы (например, по зависимости нейтронного выхода от температуры или по уширению энергетического спектра нейтронов). Ионную температуру можно определять, исследуя энергетические спектры термоядерных ионов, или методами лазерного рассеяния. Во всех подобных случаях классификация осуществляется по другому признаку, а именно по природе исследуемого параметра плазмы.

Методы диагностики короткоживущей плазмы могут существенно отличаться от методов диагностики плазмы с магнитным удержанием. Поэтому можно классифицировать методы диагностики на методы диагностики "стационарных" потоков и методы диагностики импульсных потоков. Отличительным признаком является также принадлежность метода к активной (зондирование плазмы внешним излучением) или пассивной (исследование излучения самой плазмы) диагностике.

Классификация методов спектрометрии излучения плазмы проведена как для "стационарных", так и для импульсных потоков малой длительности. В последнем случае средний интервал времени между отдельными частицами меньше, чем разрешающее время детектора. Поэтому для отдельной регистрации частиц необходимо их пространственное разделение. Вместе с тем физические принципы остаются общими для излучения плазмы как с большим, так и с малым временем жизни, поэтому классификация проведена для обоих случаев.

Измерение спектра вторичных частиц в веществе. Методы этого класса основаны на отдельной регистрации частиц в результате их взаимодействия с веществом в объеме детектора. Измеряется энергия, которую частица передает веществу: для заряженных частиц — это кинетическая энергия частиц, для рентгеновских квантов — это энергия вторичных электронов (в частности, фотоэлектронов или комптоновских электронов), для нейтрона — кинетическая энергия ядра отдачи. Затем по измеренному энергетическому распределению первичных или вторичных частиц, зная функцию отклика детектора, определяют энергетический спектр соответствующего излучения.

Таким образом, сущность методов этого класса заключается в определении энергетического спектра исследуемого излучения по измеренному спектру частиц, поглощенных в детекторе. Задача является традиционной, если средний интервал времени между регистрируемыми частицами настолько велик, что частицы могут быть зарегистрированы последовательно во времени одна от другой. Метод может быть осуществлен с помощью любых пропорциональных детекторов: полупроводниковых, сцинтилляционных или газонаполненных. Методы этого класса (применительно к спектрометрии излучения короткоживущей плазмы) могут быть реализованы только с помощью трековых детекторов и дрейфовых камер, но их принципиальным ограничением является перекрытие треков в пространстве. Реализация метода с помощью обычных сцинтилляционных или полупровод-

никовых детекторов, каждый из которых регистрирует не больше одной частицы, требует большого числа детекторов и целесообразна только для решения специальных задач.

Определять энергию вторичной частицы можно не только по пробегу, но и непосредственно по числу носителей заряда, создаваемых им в веществе. Для этого можно использовать любой ионизационный детектор. Однако необходимым условием применимости является временное разделение импульсов, создаваемых различными электронами. Такое временное разделение можно осуществить, если среднее расстояние между двумя соседними частицами  $d$  будет превышать некоторую величину, зависящую от свойств среды и энергии исследуемого рентгеновского излучения.

Для того чтобы временное разделение в принципе было возможно, необходимо, чтобы  $d$  было больше, чем проекция пробега частицы на направление дрейфа. (Здесь и в дальнейшем будем считать, что направление распространения излучения и направление дрейфа совпадают).

Анализ первичного излучения. Методы этого класса основаны на анализе первичного излучения с помощью различных диспергирующих устройств, в результате чего происходит пространственное разделение частиц различных энергий на группы — каждая такая группа регистрируется одним детектором, и на его выходе появляется сигнал, пропорциональный числу частиц или поглощенной энергии в данной группе. Число детекторов равно числу групп. Чем больше таких групп, тем меньше частиц в данной группе (при неизменном потоке частиц) и тем меньше статистическая точность измерений.

Разделение на группы может происходить в одном анализаторе, общем для всех детекторов, которые пространственно разделены, или перед каждым детектором устанавливается свой анализатор (например, большое число детекторов с различными фильтрами). В любом случае создается система детекторов с линейно независимыми спектральными характеристиками. В зависимости от вида излучения в качестве анализатора могут применяться магнитные или электрические поля (для заряженных частиц), дифракция на кристаллах (для рентгеновского излучения), различные фильтры.

В качестве детекторов могут применяться любые пропорциональные детекторы, чувствительные к данному виду первичного (исследуемого) излучения. По этим причинам область применения метода весьма широка.

Конвертирование излучения. Этот метод основан на преобразовании первичного излучения во вторичное с помощью конверторов. Исследуемое излучение попадает в конвертор, преобразуется во вторичное, которое анализируется с помощью пространственно разделенных детекторов.

В случае рентгеновского излучения конвертор обычно помещают в вакуум. Конвертированные электроны направляют в магнитный или электростатический анализатор, который разделяет пространственно электроны различных энергий. Затем с помощью детекторов заряженных частиц регистрируют разделенные пространственно группы электронов, причем сигнал на выходе каждого детектора пропорционален числу данной энергетической группы. Таким образом, спектр рентгеновского излучения определяется по спектру пространственно разделенных магнитным или электрическим полем конвертированных электронов.

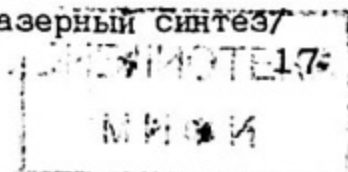
При регистрации рентгеновского излучения в качестве конвертора могут служить флуоресцентные эмиттеры, тогда рентгеновское излучение с широким спектром преобразуется в линейчатое.

Времяпролетные методы. Этот класс включает в себя времяпролетные методы. Исследуемое излучение регистрируется на некотором расстоянии от источника. Частицы, возникающие практически одновременно, но имеющие разные кинетические энергии будут зарегистрированы неодновременно. Времяпролетный метод диагностики плазмы по корпускулярному излучению изложен в гл. 3.

Наиболее существенными являются признаки, определяющие физическую сущность метода, которая, в свою очередь, определяется природой регистрируемого излучения.

#### Литература

1. Арцимович Л.А. Атомная физика и физика плазмы. - М.: Наука, 1978.
2. Басов Н.Г. Состояние, перспективы и проблемы лазерного термоядерного синтеза в энергетике будущего. - Природа, 1978, № 6, с. 26 - 38.
3. Физика плазмы, 1983, т. 9, в. 1, с. 5 - 72.
4. Дюдерштадт Д., Мозес Г. Инерциальный термоядерный синтез/Пер. с англ./Под ред. В.М. Колобашкина, Г.В. Склизкова. - М.: Энергоатомиздат, 1984.
5. Диагностика термоядерной плазмы/Под ред. С.Ю. Лукьянова. - М.: Энергоатомиздат, 1985.
6. Бракнер К., Джорна С. Управляемый лазерный синтез/Пер. с англ. - М.: Атомиздат, 1977.



## Глава 2. РЕНТГЕНОВСКАЯ ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ

### 2.1. Параметры рентгеновского излучения плазмы

Плазма является источником непрерывного и линейчатого рентгеновского излучения. Согласно общепринятой терминологии термин "рентгеновское излучение" относится к области спектра  $h\nu > 200$  эВ. При этом область спектра  $200 \text{ эВ} < h\nu < 6 \text{ кэВ}$  обычно называют мягкой, а область  $h\nu > 6 \text{ кэВ}$  — жесткой. Измерение параметров этого излучения (спектра, интенсивности и т.д.) дает важную информацию о процессах в самой плазме.

Рентгеновское излучение плазмы складывается из тормозного и рекомбинационного излучений с непрерывным спектром энергий, а также линейчатого излучения. Рассмотрим процессы, которые обуславливают их возникновение [1, 2].

Тормозное рентгеновское излучение возникает при рассеянии свободного электрона на тяжелом заряженном центре (атоме или ионе)\*. Спектральная интенсивность  $dJ/dh\nu$  этого излучения в предположении, что электроны в плазме подчиняются максвелловскому распределению по скоростям, описывается соотношением:

$$\frac{dJ}{dh\nu} \sim \sum_i N_e N_i Z_i^2 \frac{1}{\sqrt{kT_e}} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_e}\right); \quad (2.1)$$

где  $N_e$ ;  $N_i$  — плотность электронов и ионов соответственно;  $Z_i$  — заряд ионов;  $T_e$  — электронная температура плазмы. Суммирование производится по всем присутствующим сортам ионов. Примерный вид тормозного спектра дейтериевой плазмы с добавками ионов кремния и кислорода и температурой  $T_e \sim 0,5 \text{ кэВ}$  приведен на рис. 2.1 (кривая 2).

Рекомбинационное излучение возникает при захвате ионом свободного электрона:  $N_{i+1} + e \rightarrow N_i + h\nu$ , где  $i$  — кратность ионизации иона. Энергия возникающего рентгеновского кванта  $h\nu = E_e + \chi_i$  где  $E_e$  — кинетическая энергия электрона;  $\chi_i$  — потенциал ионизации рассматриваемого иона. Таким образом, непрерывный спектр рекомбинационного излучения претерпевает скачки по

\* При этом образуется рентгеновский квант, энергия которого  $h\nu$  с равной вероятностью заключена в пределах от 0 до  $E_e$ .

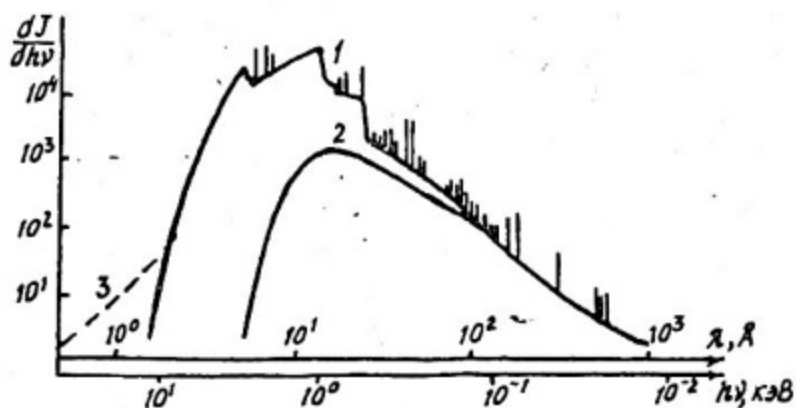


Рис. 2.1. Примерная форма спектра дейтериевой плазмы с добавками ионов  $Si$  и  $O$  при  $T_e \sim 0,5$  кэВ (1), вид тормозного спектра (2) и его отклонение от максвелловского, связанное с наличием быстрых электронов (3)

интенсивности при энергиях, соответствующих потенциалам ионизации уровней  $h\nu = \chi_n$ .

Спектральная интенсивность рекомбинационного излучения для определенного сорта ионов и максвелловского распределения электронов по скоростям определяется выражением:

$$\frac{dJ}{dh\nu} \sim N_e N_{i+1} Z_i^4 \frac{7}{(kT_e)^{3/2}} \exp\left(-\frac{h\nu - \chi_n}{kT_e}\right). \quad (2.1)$$

Полная интенсивность получается суммированием излучения всех сортов ионов, присутствующих в плазме.

Из (2.1) и (2.2) видно, что характер рекомбинационного спектра аналогичен тормозному и отличается лишь наличием рекомбинационных скачков. Примерная форма непрерывного спектра приведена на рис. 2.1 (кривая 1).

В чисто водородной плазме интенсивность рекомбинационного излучения мала по сравнению с тормозным при  $T_e \gtrsim 10$  эВ. Однако при добавлении даже небольшого количества многозарядных ионов вклад этого излучения резко растет в соответствии с множителем  $Z_i^4$ .

Измерение спектра непрерывного рентгеновского излучения позволяет получать такие важные параметры плазмы, как электронную температуру и плотность. Но не всегда вид спектра удовлетворительно описывается соотношениями (2.1) и (2.2).

Так, показанный на рис. 2.1 (кривая 3) примерный спектр плазмы отличается от чисто теплового в области больших энергий. Это отличие обусловлено присутствием в плазме быстрых электронов. В таких случаях измерение вида спектра представляет самостоятельный интерес.

Линейчатое излучение обусловлено переходами атомов и ионов с одних энергетических уровней на другие. Интенсивность его может превышать интенсивность непрерывного излучения в случае присутствия в плазме ионов и атомов с потенциалами ионизации  $\sim kT_e$ . Интенсивность линейчатого излучения зависит от заряда иона как  $Z_i^6$ . Линейчатое излучение дейтериевой плазмы с добавками  $Si$  и  $O_2$  показано также на рис. 2.1. Энергии линий лежат в области мягкого рентгеновского излучения.

Исследование линейчатых атомных спектров является предметом атомной спектроскопии. Эта техника хорошо развита и описана в ряде учебников и монографий [4 ; 5]. Поэтому в учебном пособии этому вопросу не будет уделяться специальное внимание.

## 2.2. Задачи рентгеновской диагностики

С помощью рентгеновской диагностики можно получить такие важные параметры, как электронную температуру и плотность плазмы. Эти величины входят в качестве параметров в спектральные интенсивности тормозного и рекомбинационного излучения (формулы (2.1) и (2.2)). В тех случаях, когда спектр не является чисто тепловым, электронная плотность и спектр не могут быть получены из этих соотношений. Тем не менее, спектр рентгеновского излучения позволяет восстановить (в рамках существенно более сложных моделей) энергетический спектр электронов в плазме.

Электронная плотность и температура плазмы — это параметры, которые могут существенно изменяться как в пространстве, так и во времени. Исследование динамики этих параметров также является предметом рентгеновской диагностики.

Так как круг рассматриваемых задач достаточно широк, очевидно, нельзя рассчитывать на создание единого универсального метода их решения. Все методы можно условно разделить на методы исследования энергетического спектра; методы исследования пространственного распределения излучения с разрешением  $1 \div 10^{-4}$  см; методы исследования с временным разрешением до  $10^{-11}$  с.

### 2.3. Детекторы для рентгеновской диагностики

В настоящее время имеется большое число различных детекторов, чувствительных к рентгеновскому излучению и применяемых в спектрометрии стационарных потоков. Однако в случае исследования импульсных потоков короткой длительности возникает ряд особенностей. Детектор регистрирует не отдельные частицы, а импульс излучения большой интенсивности длительностью, как правило, меньшей собственного времени разрешения. Характеристики детекторов в таких условиях могут сильно отличаться от обычных. В частности, возможно нарушение пропорциональности детектора.

Рассмотрим характеристики наиболее часто используемых в рентгеновской диагностике детекторов.

#### Рентгеновские фотоэмульсии

Детекторы излучения на основе рентгеновских фотографических эмульсий широко применяются для диагностики плазмы. Энергия, поглощенную в детекторе (или число зарегистрированных квантов), определяют по плотности почернения пленки. Для этого необходимо предварительно откалибровать детектор, т.е. измерить зависимость плотности почернения  $D$  от экспозиции излучения  $H$  в том же диапазоне энергий. Зависимость  $D=f(\lg H)$  называется характеристической кривой. Типичный вид ее представлен на рис. 2.2. Отметим основные особенности этой кривой. Она имеет три четко различных участка: I — область недодержек; II — область правильных экспозиций; III — область передержек. Рабочей областью является область II, там, где детектор пропорционален (или почти пропорционален). В области больших экспозиций, характеристическая кривая выходит на насыщение, так как все микрокристаллы получили способность к проявлению и дальнейшее увеличение экспозиции ничего не изменяет.

Вид характеристической кривой определяет основные свойства детектора. Чувствительность определяется величиной экспозиции  $H$ , при которой плотность почернения  $D_7 = 1$ . Так, чувствительность пленки УФ-ВР приблизительно в 4 раза выше по сравнению с пленкой УФ-Р (см. рис. 2.2). Чувствительность фотоэмульсий определяется собственной чувствительностью микрокристаллов  $AgBr$  (т.е. минимальной энергией, необходимой для их проявления), их размерами, толщиной пленки, поглощением излучения в желатине.

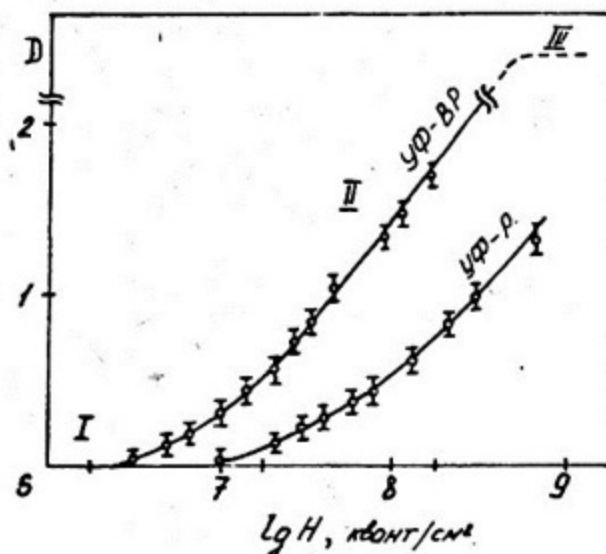


Рис. 2.2. Характеристические кривые пленок УФ-ВР и УФ-Р, измеренные для излучения с длиной волны  $\lambda = 8,4 \text{ \AA}$

Наклон прямолинейного участка характеристической кривой называется коэффициентом контрастности  $\gamma$ . Этот коэффициент показывает, каким наибольшим различием плотностей почернения можно передать на пленке разность логарифмов экспозиций, т.е. отношение самих экспозиций.

Еще одним важным параметром является фотографическая широта, т.е. разность логарифмов экспозиций начала и конца прямолинейного участка характеристической кривой. Этот параметр определяет рабочий диапазон детектора и зависит от чувствительности эмульсии, и ее толщины. Обычно рабочий диапазон интенсивностей не превышает двух порядков величины.

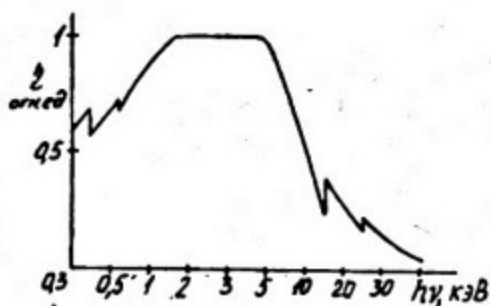


Рис. 2.3. Функция спектральной чувствительности пленки УФ-ВР

Очевидно, что все приведенные параметры фотоэмульсий зависят от энергии регистрируемых квантов. Поэтому желательно характеристическую кривую измерять в том спектральном диапазоне, который предполагается исследовать. На рис. 2.3 приведена расчетная спектральная чувствительность пленки УФ-ВР. Максимум чувствительности достигается в обла-

сти энергий 1 – 5 кэВ. Спад в области малых энергий объясняется поглощением излучения в желатине и недостаточной собственной чувствительностью микрокристаллов  $AgBr$ . При больших энергиях уменьшается вероятность поглощения квантов в детекторе. Скачки на кривой соответствуют К- и М-скачкам серебра и брома.

Измеренные значения спектральной чувствительности могут несколько отличаться от тех, что приведены на рис. 2.3. Это связано с тем, что при расчете  $\eta(h\nu)$  не принимался во внимание ряд факторов.

При больших энергиях ( $h\nu > 5 \div 10$  кэВ) вторичные электроны могут выходить за пределы зерна и сообщать проявляемость соседним зернам. Это приведет к увеличению чувствительности при больших энергиях. Данный эффект качественно проиллюстрирован рис. 2.4. Экспозиция  $H$  предполагается постоянной.

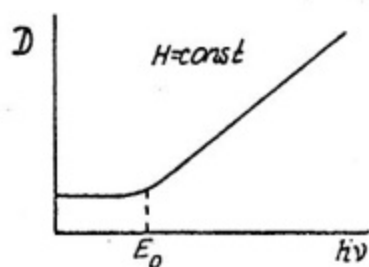


Рис. 2.4. Зависимость плотности почернения от энергии квантов

Увеличение  $D$  здесь связано с возрастанием количества проявленных зерен на 1 квант излучения. Значение  $E_0$  зависит от размеров микрокристаллов. Из этого графика следует, что при  $h\nu < E_0$  плотность почернения пропорциональна количеству поглощенных в детекторе частиц. При  $h\nu > E_0$   $D$  пропорциональна поглощенной в детекторе энергии.

На вид спектральной чувствительности может оказывать влияние выход вторичных частиц за пределы чувствительного слоя. Так, пробег электрона с энергией 50 кэВ составляет  $\sim 20$  мкм и сравним с толщиной чувствительного слоя пленок. Часть высокоэнергетического характеристического излучения серебра и брома может также выходить за пределы детектора и уменьшать, таким образом, поглощенную энергию. Точный расчет всех этих процессов затруднителен. Поэтому обычно в каждом эксперименте проводят калибровку используемых фотоэмульсий.

В табл. 2.1 приведены характеристики пленок, часто используемых для регистрации мягкого рентгеновского излучения.

Характеристика	Тип пленки			
	УФ-2Т	УФ-Р	УФ-В4	УФ-ВР
Толщина слоя, мкм	10-12	10-12	3-5	10-12
Площадь микрокристалла, мкм <sup>2</sup>	0,1	0,4	1,2-1,4	1,2-1,4
Относительная чувствительность	0,2	1,0	2,5	4,0
Коэффициент контрастности	1,7	1,2-1,7	1,5	1,6-1,7

## Термолюминесцентные детекторы (ТЛД)

Принцип действия детекторов основан на измерении термолюминесценции, возникающей под действием поглощенного в детекторе излучения. Наиболее широко в рентгеновской диагностике плазмы применяются ТЛД на основе  $LiF$  и алюмофосфатных стекол. В отличие от рентгеновских фотографических эмульсий ТЛД имеют существенно более широкий диапазон пропорциональности: 5 ÷ 7 порядков величины. Нижняя граница рабочего диапазона составляет  $\sim 10^{12}$  эВ/г поглощенной энергии и определяется наличием фона термолюминесценции в детекторе. Верхняя граница зависит от энергии регистрируемых частиц и составляет  $10^{16}$  ÷  $10^{19}$  эВ/г. Рассмотрим причины, нарушающие пропорциональность детектора.

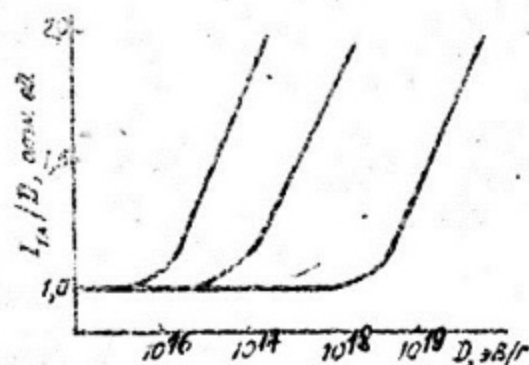


Рис. 2.5. Зависимость отношения интенсивности термолюминесценции к поглощенной дозе от величины дозы в алюмофосфатном стекле

Как следует из рис. 2.5, условие пропорциональности соблюдается при  $\tau_{TL}/D = 1$ . Начиная с некоторой  $D$  это отношение становится больше 1 — возникает явление сверхлинейности. Согласно современным представлениям оно возникает из-за перекрытия в объеме детектора треков отдельных частиц. Действительно, при малой дозе, когда треки расположены далеко друг от друга, часть носите-

лей заряда в результате диффузии уходит из области трека и не дает вклада в излучательную рекомбинацию при нагревании люминофора. В случае перекрытия треков вероятность излучательной рекомбинации возрастает и увеличивается интенсивность термолюминесценции. Величина  $D_{кр}$ , выше которой наступает сверхлинейность, зависит от энергии регистрируемых частиц.  $D_{кр}$  больше для частиц с малой энергией и большими ионизационными потерями энергий  $dE/dx$ , так как треки таких частиц более "компактны" и перекрытие их наступает при больших дозах.

Явление сверхлинейности может вносить существенные погрешности в результаты измерений. Например, при регистрации низкоэнергетичного излучения (1 – 10 кэВ) большая часть его поглощается в поверхностных слоях и плотность поглощенной энергии вблизи поверхности может превышать  $D_{кр}$ .

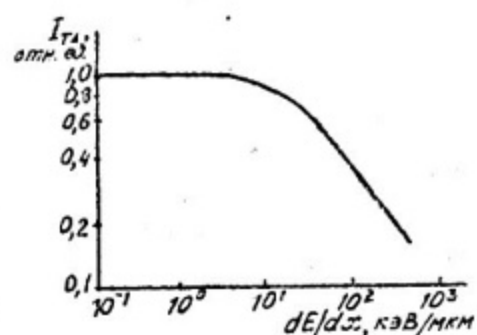


Рис. 2.6. Зависимость интенсивности термолюминесценции от  $dE/dx$  в алюмофосфатном стекле при одинаковой поглощенной энергии

Интенсивность термолюминесценции ТЛД зависит и от удельных потерь энергии  $dE/dx$  (рис. 2.6). При потерях энергии, превышающих 10 кэВ/мкм световыход падает. Это объясняется тем, что при больших  $dE/dx$  происходит насыщение центров свечения в объемах треков и возрастает безызлучательная рекомбинация в процессе облучения.

В табл. 2.2 приведены некоторые характеристики наиболее часто применяемых ТЛД.

Т а б л и ц а 2.2

Характеристики	LiF	Алюмофосфатные стекла
Энергетический выход, %:		
квантов с $E=6-1250$ кэВ	0,04-0,045	0,057
$\alpha$ -частиц с $E=5150$ кэВ	0,005	0,012
тепловых нейтронов	0,009	0,02
Уровень фона, эВ	$10^{11}$	$10^{11}$
$D_{кр}$ (для спектра лазерной плазмы), эВ/г	$10^{19}$	$3 \cdot 10^{18}$

## Сцинтилляционные детекторы

Сцинтилляционные детекторы широко применяются в диагностике плазмы. По своим характеристикам сцинтилляторы можно условно разделить на 2 больших класса: неорганические и органические (табл. 2.3). Неорганические сцинтилляторы характеризуются большой плотностью  $\rho$ , высоким средним атомным номером  $\bar{Z}$  (следовательно, высокой эффективностью регистрации) и большим временем высвечивания. Они обычно применяются в спектрометрических целях. Органические сцинтилляторы обладают сравнительно низкой эффективностью регистрации, малым временем высвечивания и применяются чаще всего для исследования временных параметров рентгеновского излучения.

Т а б л и ц а 2.3

Сцинтилляторы	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$\bar{Z}$	Время высвечивания $\tau$ , нс	$\alpha/\beta$
Неорганические:				
NaI (Tl)	3,67	32	250	0,5
CsI (Tl)	4,51	54	700	0,5
Органические:				
Антрацен C <sub>14</sub> H <sub>10</sub>	1,25	6	25-30	0,1
Толан C <sub>14</sub> H <sub>10</sub>	1,18	6	4-7	0,1
Терфинил в полистироле (пластмассовый)	1	1,5	5	0,1

Сцинтилляционные детекторы обладают свойством пропорциональности в широком диапазоне энергий. Причины нарушения пропорциональности при больших потоках излучения аналогичны рассмотренным для ТЛД. На рис. 2.7 отчетливо видно появление сверхлинейности при  $Q \approx 10^{22}$  эВ/(см<sup>2</sup>·с) и спад световых выходов при  $Q > 10^{23}$  эВ/(см<sup>2</sup>·с). Световой выход сцинтилляторов также сильно зависит от удельных ионизационных потерь  $dE/dx$  регистрируемых частиц. Относительные значения световых выходов при  $\alpha$  и  $\beta$  возбуждении см. в табл. 2.3.

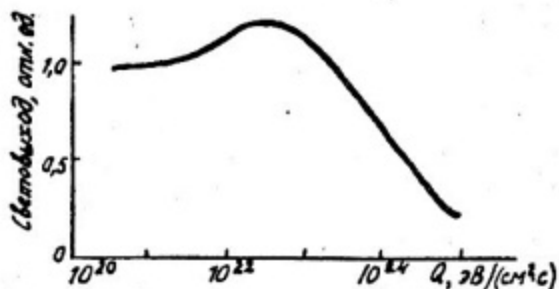


Рис. 2.7. Зависимость относительного световыхода сцинтиллятора  $CsI(Tl)$  от плотности потока  $Q$  рентгеновского излучения

### Полупроводниковые детекторы (ППД)

Наиболее часто по сравнению с другими ионизационными детекторами для рентгеновской диагностики плазмы используются ППД. Основные их преимущества заключаются в хорошем энергетическом и временном разрешении, линейности отклика в широком интервале поглощения энергий.

Высокое энергетическое разрешение ППД обусловлено малой величиной энергии образования пары носителей заряда  $\omega \sim 3$  эВ/пару. Величина разрешения  $\Delta E_{1/2}$  при поглощении в детекторе энергии  $E$  может быть получена из соотношения:

$$\Delta E_{1/2} = 2,36 \sqrt{F \cdot \frac{E}{\omega} + \frac{\Delta E_{ap}^2}{5,6}}, \quad (2.3)$$

где  $F$  — фактор Фано (константа для данного материала);  $\Delta E_{ap}$  — энергетический эквивалент ширины амплитудного распределения, обусловленный шумами электронной аппаратуры. На рис. 2.8 приведены зависимости  $\Delta E_{1/2}$  от энергии для различных значений  $\Delta E_{ap}$ .

В ППД в отличие, например, от сцинтилляционных детекторов нет принципиальных причин, обуславливающих зависимость энергетического разрешения от удельных ионизационных по-

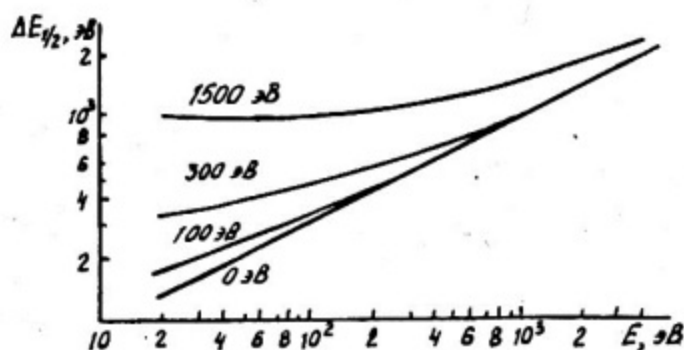


Рис. 2.8. Зависимость энергетического разрешения  $\Delta E_{1/2}$  от энергии  $E$  для  $\omega = 3$  эВ/пару для ППД с различными  $\Delta E_{ap}$

терь энергии. Однако необходимо иметь в виду, что при очень больших значениях  $dE/dx$  локальное электрическое поле носителей заряда в рабочем объеме может искажать внешнее электрическое поле. Это приводит к увеличению времени собирания заряда, вызывает потерю части заряда, ухудшает разрешение.

Спектральная чувствительность ППД определяется в области больших энергий — толщиной чувствительного слоя, при малых энергиях — толщиной входного окна детектора. Характерные кривые спектральной чувствительности  $\eta$  двух различных детекторов приведены на рис. 2.9. Для увеличения чувствительности в области малых энергий входные окна делают из материалов с малым атомным номером  $Z$  (обычно из бериллия). Необходимо иметь в виду значительные перепады величины  $\eta$  в области К-скачков кремния и германия.

Временное разрешение  $\Delta t$  детектора определяется временем собирания носителей заряда и наличием собственной постоянной времени  $RC$  детектора. Обычно для ППД  $\Delta t \sim 10^{-9} \div 10^{-8}$  с.

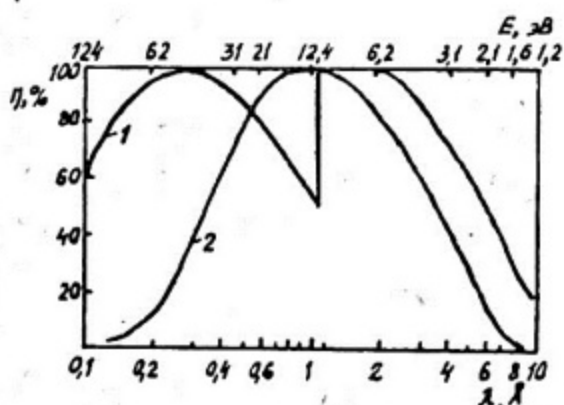
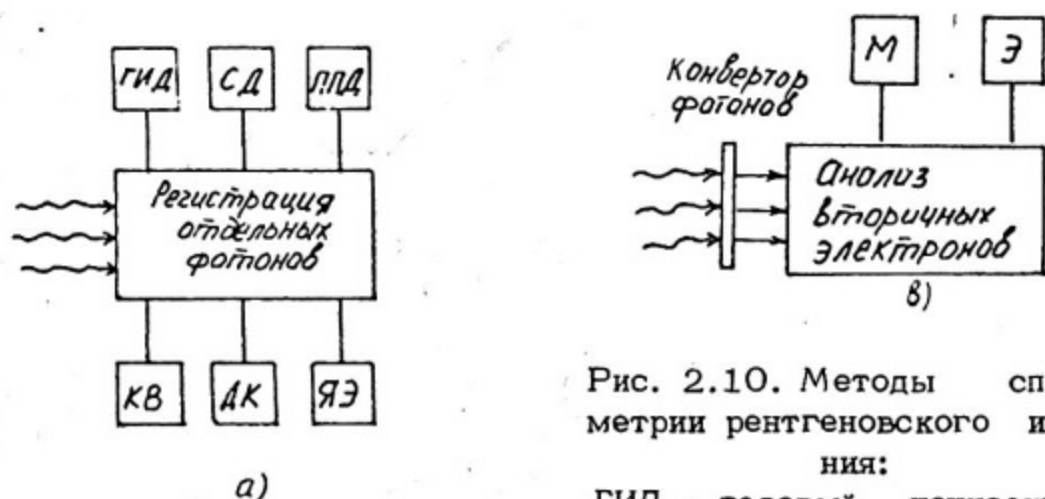


Рис. 2.9. Кривые спектральной чувствительности для детекторов  $Ge(Li)$  толщиной 5 мм (1) и  $Si(Li)$  толщиной 3 мм (2)

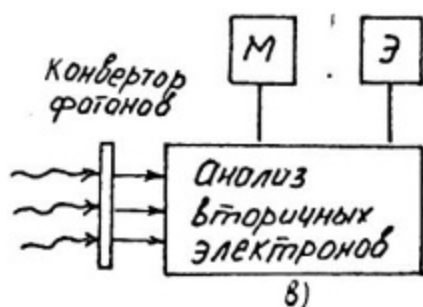
Большое значение для диагностики плазмы имеет тот факт, что ППД обладают свойством пропорциональности в очень широком диапазоне поглощенной энергии. Согласно специально проведенным исследованиям это условие выполняется вплоть до значений поглощенной энергии, создающей избыточную концентрацию носителей заряда  $10^{14}$  см<sup>-3</sup>. Для реальных объемов детектора  $0,1 \div 0,01$  см<sup>-3</sup> эта концентрация соответствует токам в импульсе до нескольких ампер. Плотность заряда при этом составляет  $\sim 10^{-4}$  Кл/см<sup>3</sup>. Если предположить, что нижняя граница пропорциональности соответствует условию регистрации отдельных частиц, то динамический диапазон детектора составляет 10 - 11 порядков величины.

## 2.4. Классификация методов измерения спектра рентгеновского излучения

Существующие методы спектрометрии рентгеновского излучения можно разделить на несколько классов [6] в соответствии с основным принципом, положенным в их основу.



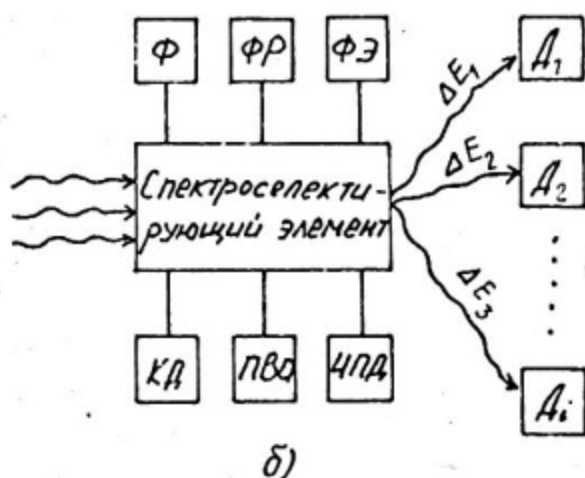
а)



б)

Рис. 2.10. Методы спектрометрии рентгеновского излучения:

ГИД - газовый ионизационный детектор; СД - сцинтилляционный детектор; ППД - полупроводниковый детектор; КВ - камера Вильсона; ДК - диффузионная камера; ЯЭ - ядерные эмульсии; Ф - фотоэмульсии; ФР - фильтры Росса; ФЭ - флуоресцентные эмиттеры; КД - кристалл-дифракционный метод; ПВО - спектрометр полного внешнего отражения; ЧПД - черенковские пороговые детекторы; М - магнитный анализ, Э - электрический анализ



в)

1 класс (рис. 2.10, а). Детектор регистрирует отдельные вторичные электроны, образованные рентгеновским излучением, измеряется энергия каждого вторичного электрона и определяется искомый спектр. Частицы могут регистрироваться отдельно в двух случаях: во-первых, если средний интервал времени между попаданиями частиц больше времени разрешения детектора (это условие выполняется для стационарных потоков излучений и такие методы измерения спектра подробно рассмот-

рены в учебниках [7] и в пособии они не рассматриваются); во-вторых, в случае использования трековых детекторов независимо от среднего интервала времени между попаданиями частиц. Трековые детекторы могут применяться для исследования как стационарных, так и импульсных потоков.

**2 класс** (рис. 2.10,б). Методы этого класса нашли наиболее широкое применение в рентгеновской диагностике плазмы. Они основаны на пространственном разделении фотонов различных энергий в спектроселектирующем элементе. Далее каждая группа фотонов регистрируется отдельным детектором.

Энергетическое разрешение определяется шириной интервала  $\Delta E_i$ . Выбор величины  $\Delta E_i$  обусловлен возможностями спектроселектирующего элемента. Очевидно, что увеличение числа интервалов и уменьшение  $\Delta E_i$  улучшает разрешение, но уменьшает светосилу спектрометра.

**3 класс** (рис. 2.10,в). Рентгеновское излучение преобразуется конвертором в электроны. Электроны направляются в магнитный или электростатический анализатор, который пространственно разделяет электроны различных энергий. Каждая группа электронов регистрируется отдельным детектором. Искомый спектр восстанавливается из спектра вторичных электронов. (Примеры методов 3 класса подробно рассмотрены в [7] и здесь не обсуждаются.)

## 2.5. Методы, основанные на спектральной селекции первичного излучения

### Метод фильтров

Спектроселектирующим элементом здесь является набор фильтров-поглотителей. Энергию  $J(x)$  излучения, прошедшего через фильтр толщиной  $x$ , можно представить в виде:

$$J(x) = \int_0^{E_{\max}} S(E) \Psi(E) e^{-\mu(E)x} dE, \quad (2.4)$$

где  $S(E)$  — спектральная характеристика детектора;  $\Psi(E)$  — искомый спектр в границах  $0 \div E_{\max}$ ;  $\mu(E)$  — коэффициент ослабления излучения в фильтре. Функция  $J(x)$  называется кривой ослабления, ее значения измеряются по показаниям детекторов.

Написанное уравнение является уравнением Фредгольма 1-го рода относительно функции  $\Psi(E)$ . Оно относится к классу некорректно поставленных задач, когда незначительные флуктуа-

ции измеряемой величины  $J(x)$  могут вызвать значительные флуктуации в решении. Для решения уравнения используются специальные методы математической физики.

В некоторых случаях для грубой оценки спектра можно использовать графический метод восстановления, известный как метод эффективных энергий. Пусть измеренная кривая ослабления имеет вид, приведенный на рис. 2.11,а. Проведем касательную  $a_1(x)$  к кривой  $\lg J(x)$  в точке с максимальным значением  $x$ . Можно полагать, что  $a_1(x)$  является кривой ослабления для некоторого монохроматического излучения  $E_1$ . Вклад этого излучения в спектр  $\varphi(E)$  определяется по точке пересечения с осью ординат  $A_1$ .

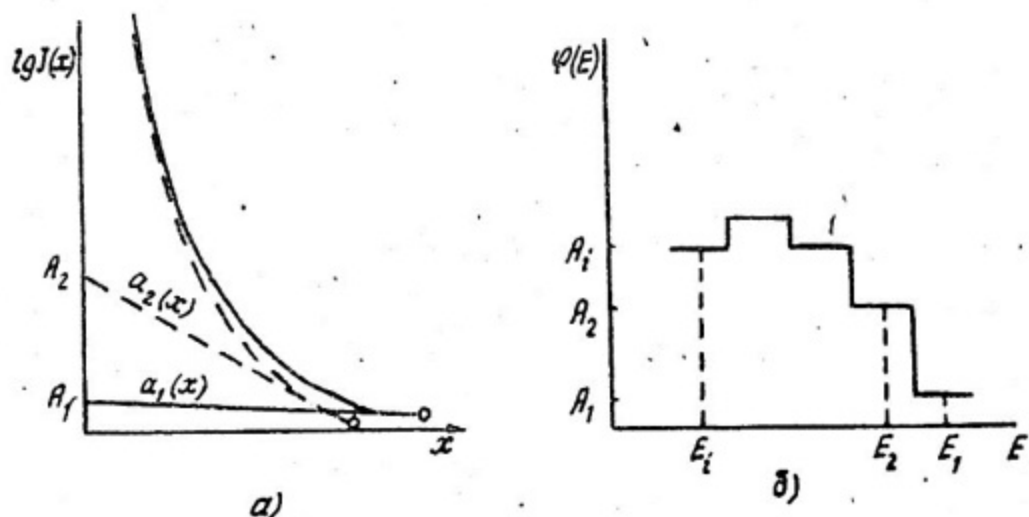


Рис. 2.11. Восстановление спектра методом эффективных энергий (а) и вид восстановленного спектра (б)

Следующий шаг состоит в вычитании:  $J(x) - a_1(x)$ ; нахождении аналогичной касательной  $a_2(x)$  к вновь полученной кривой ослабления и определении точки  $A_2$  ее пересечения с осью ординат. Затем находится следующая кривая  $J(x) - a_1(x) - a_2(x)$  и т.д. Искомый спектр получается в виде гистограммы, изображенной на рис. 2.11,б.

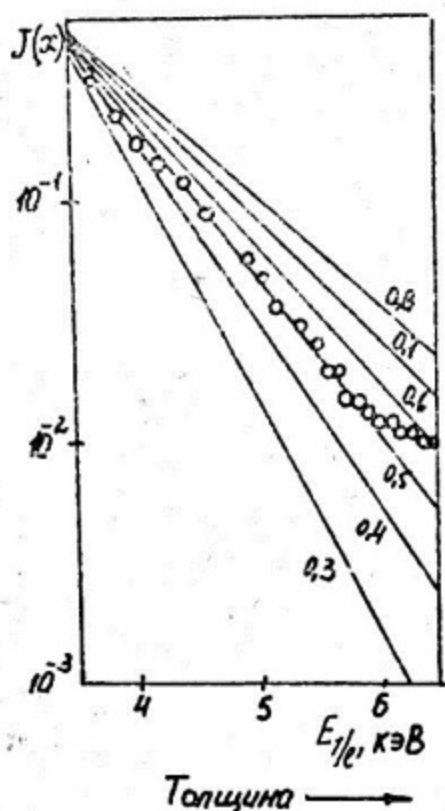
Метод эффективных энергий имеет существенный недостаток. Его применение возможно лишь в случае, когда  $J(x)$  обладает значительной кривизной. В противном случае — резко возрастает погрешность восстановления.

Ситуация существенно упрощается, если известен характер исследуемого спектра и требуется измерить лишь его парамет-

ры. Наиболее часто встречается задача измерения электронно температуры плазмы в предположении о тепловом характер спектра. В этом случае (2.4) упрощается:

$$J(x) = \int_0^{E_{max}} K \cdot e^{-E/kT} \cdot e^{-\mu x} dE, \quad (2.5)$$

где  $K$  – константа. Здесь предполагается, что для измерения и пользуются детекторы полного поглощения со спектрально характеристикой, не зависящей от энергии в диапазоне  $0 - E_{max}$ . Выражение для правой части (2.5) рассчитывают численно на ЭВМ для разных  $kT$  и сравнивают расчетные значения с измеренной в эксперименте кривой ослабления  $J(x)$ . Пример такого сравнения приведен на рис. 2.12. Оценивалась электронная температура лазерной плазмы оболочечных мишеней на установке "Кальмар". Расчетные кривые ослабления представлены сплошными линиями, а измеренные значения точками. Измеренная величина электронной температуры  $\sim 0,5$  кэВ. Заметим, что в таких измерениях толщина фильтра обычно измеряется не в сантиметрах, а в энергиях отсечки. Энергия отсечки  $E_{1/e}$  – это энергия таких моноэнергетических квантов, которые ослабляются в фильтре в  $e$  раз.



Кривые ослабления не дают непосредственно информацию о спектре, однако позволяют измерить параметры спектра, вычислить излучения, зарегистрировать факт отклонения вида спектра от ожидаемого.

Метод фильтров используется для измерений спектров в диапазоне от 1 кэВ до 3 МэВ. При больших энергиях коэффициенты ослабления  $\mu(E)$  слабо зависят от энергии. Продвижение

Рис. 2.12. Измеренные (o) рассчитанные кривые ослабления рентгеновского излучения

в более мягкую область затрудняется необходимостью применения сверхтонких фильтров.

### Метод сбалансированных фильтров (фильтров Росса)

В этом методе спектроселектирующим элементом является набор попарно сбалансированных по толщине фильтров. Канал такого спектрометра представляет собой систему двух тонких фольг (рис. 2.13,а) из близких по атомному номеру элементов  $Z_1$  и  $Z_2$ . Толщина фильтров должна быть подобрана таким образом, чтобы кривые пропускания  $\eta(E)$  их практически совпали вне границ  $E_1$  и  $E_2$  К-скачков (рис. 2.13,б), т.е.  $\mu_1(E)d_1 = \mu_2(E)d_2$  при  $E < E_1$  и  $E > E_2$ . Тогда разностный сигнал с детекторов, расположенных за фильтрами, будет пропорционален интенсивности спектра в диапазоне  $E_2 \div E_1$ . Действительно, спектральная чувствительность  $i(E)$  системы будет всюду равна 0 за исключением интервала  $E_2 \div E_1$  (рис. 2.13,в).

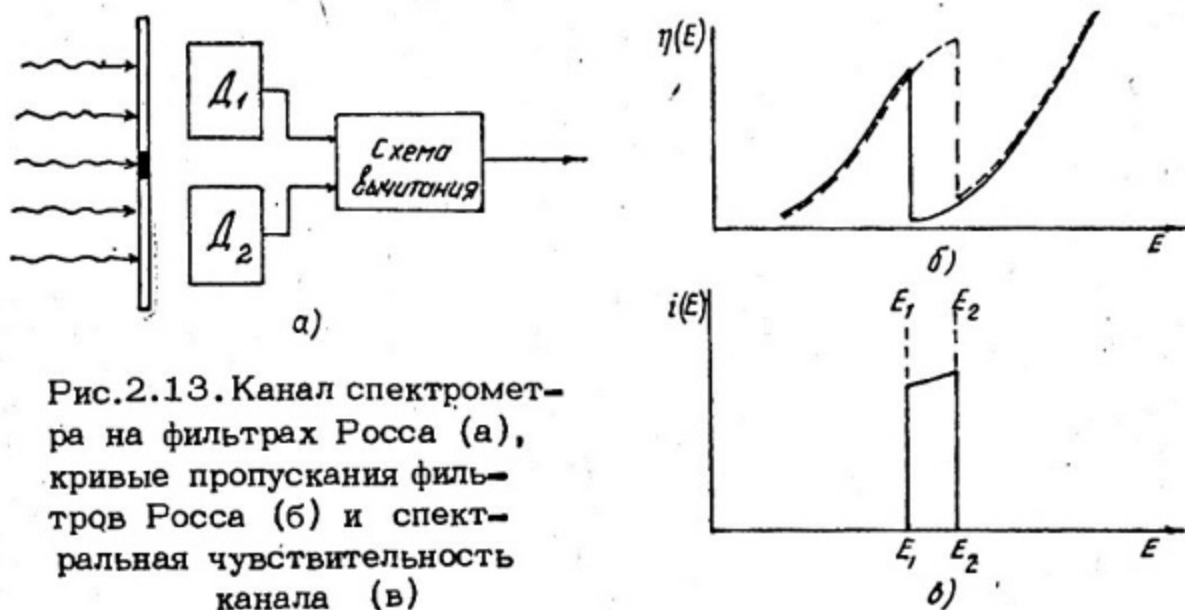


Рис.2.13. Канал спектрометра на фильтрах Росса (а), кривые пропускания фильтров Росса (б) и спектральная чувствительность канала (в)

Обязательным условием метода является подбор детекторов с одинаковой спектральной чувствительностью. Причем предпочтительно использовать детекторы, спектральная чувствительность которых резко падает в области энергий  $E > E_2$ . Это позволяет уменьшить влияние "несбалансированности" фильтров и повысить точность измерений. Чаще всего в сочетании с фильтром Росса используются поверхностно-барьерные полупроводниковые детекторы.

Точность метода определяется отношением амплитуды разностного сигнала  $\Delta D$  к величине сигнала детектора  $D$ . Оцен-

ки показывают  $\Delta D/D \sim 2 \div 5\%$ . Кроме того, погрешность измерения зависит от точности калибровки детекторов и их подбора, балансировки фильтров. Обычно точность измерения интенсивности не превышает  $10 \div 20\%$ .

Энергетический диапазон метода 1 - 116 кэВ. Верхняя граница обусловлена значением энергии К-скачка наиболее тяжелого стабильного элемента - урана; нижняя граница - трудностью подбора толщины фильтров (с точностью  $\sim 10^{-5}$  см). Энергетическое разрешение  $5 \div 15\%$ .

### Метод флуоресцентных эмиттеров

Этот метод близок по своему принципу методу сбалансированных фильтров. Флуоресцентные эмиттеры представляют собой систему двух фольг из близких по атомному номеру элементов ( $Z_1$  и  $Z_2$ ) и двух детекторов ( $D_1$  и  $D_2$ ), регистрирующих флуоресцентное излучение этих фольг (рис. 2.14,а).

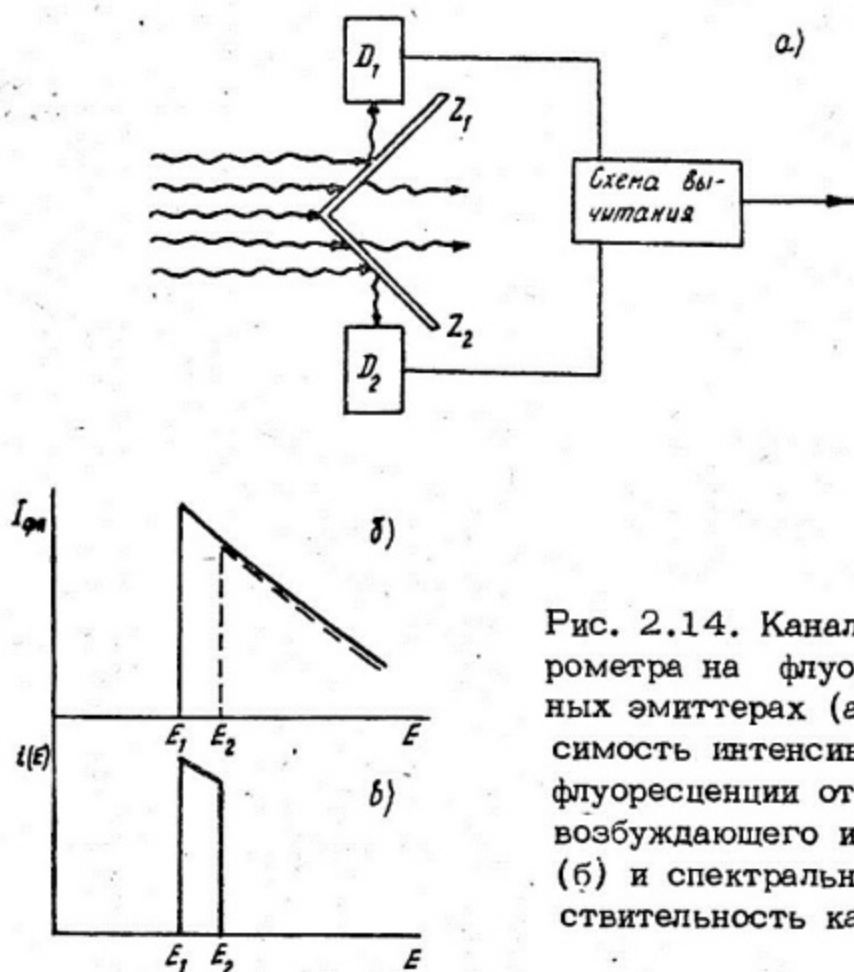


Рис. 2.14. Канал спектрометра на флуоресцентных эмиттерах (а), зависимость интенсивности флуоресценции от энергии возбуждающего излучения (б) и спектральная чувствительность канала (в)

Толщины фольг должны быть подобраны таким образом, чтобы кривые зависимости интенсивности флуоресцентного излучения от энергии (рис. 2.14,б) совпадали во всем диапазоне энергий, за исключением разности энергий их К-скачков:  $E_1 \div E_2$ . Тогда разностный сигнал с детекторов будет пропорционален интенсивности спектра в диапазоне энергий  $E_1 \div E_2$ . Спектральная чувствительность канала на флуоресцентных эмиттерах всюду равна 0, за исключением  $E_1 \div E_2$  (рис. 2.14.в).

Существенным преимуществом рассматриваемого метода является возможность использования любых детекторов рентгеновского излучения без предварительного отбора по спектральным характеристикам. Такая возможность обусловлена тем, что детектор регистрирует монохроматическое флуоресцентное излучение. Разница в спектральных характеристиках может быть поэтому скомпенсирована регулировкой коэффициента усиления при калибровке детектора. Менее жесткие требования предъявляются и к толщинам фильтров, поскольку зависимости интенсивности флуоресценции от энергии возбуждающего излучения для эмиттеров с близкими атомными номерами практически совпадают.

Чувствительность метода флуоресцентных эмиттеров составляет 1 – 10% от чувствительности метода фильтров Росса, поскольку флуоресцентное излучение распространяется изотропно. Однако этот недостаток можно частично скомпенсировать применением детекторов полного поглощения.

Отношение  $\Delta D/D$  составляет 15 ÷ 20%, что позволяет в несколько раз повысить точность измерений по сравнению с фильтрами Росса. Энергетический диапазон и энергетическое разрешение такие же, как для метода сбалансированных фильтров.

### Кристаллические спектрографы

Наиболее известный классический способ спектральной селекции рентгеновского излучения осуществляется в кристаллических спектрографах. Способ основан на том, что угол, под которым рентгеновские лучи отражаются от поверхности кристалла с межплоскостным расстоянием  $d$ , связан с длиной волны излучения  $\lambda$  уравнением Брэгга

$$m\lambda = 2d \sin \theta, \quad (2.6)$$

где  $m$  – порядок отражения;  $\theta$  – угол скольжения. Из написанного соотношения следует, что кристаллические спектро-

графы имеют принципиальное ограничение спектрального диапазона:  $\lambda \leq 2d$ . Используемые в настоящее время кристаллы имеют, как правило  $2d \leq 25 \text{ \AA}$ .

(Основные параметры кристаллических спектрографов для диагностики плазмы подробно рассмотрены в монографии [4] и в связи с ограниченным объемом пособия здесь не обсуждаются.)

### Спектрометр полного внешнего отражения

Принцип использования таких спектрометров основан на том, что коэффициент отражения рентгеновского излучения от поверхности отражающего зеркала сильно зависит от длины волны падающего излучения. Для определенного угла скольжения  $\theta$ , существует длина волны  $\lambda_c$ , такая, что при  $\lambda \geq \lambda_c$  отражается 70 - 90% излучения, а при  $\lambda < \lambda_c$  - коэффициент отражения падает почти до 0. Эта длина волны связана с углом  $\theta$  следующим соотношением:

$$\theta \approx 1,7 \cdot 10^{-13} \cdot N_e^{1/2} \cdot \lambda_c, \quad (2.7)$$

где  $N_e$  - плотность электронов в материале зеркала. Характерные углы скольжения в таких приборах обычно не превышают  $3^\circ$ .

Рассмотрим конкретный пример спектрометра, который был использован для рентгеновской диагностики лазерной плазмы [8]. На рис. 2.15 показана схема спектрометра, а также характер преобразования спектра в различных его элементах.

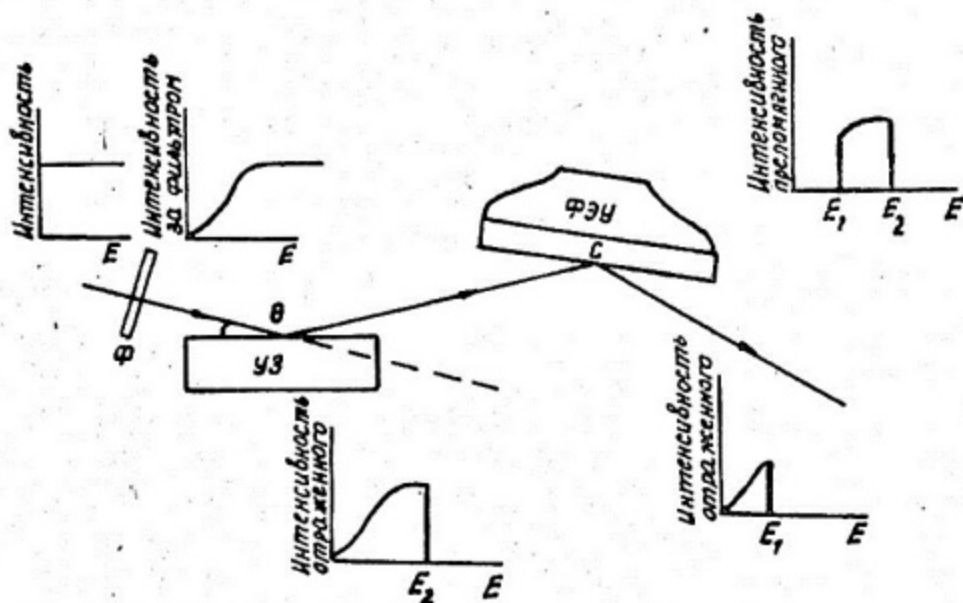


Рис. 2.15. Схема спектрометра полного внешнего отражения

Рентгеновское излучение проходит через тонкий пассивный фильтр (Ф) и падает под малым углом скольжения на хорошо отполированное углеродное зеркало (УЗ). От поверхности отражается излучение с энергией  $E < E_c^{y/n}$ . Отраженный пучок попадает на тонкий отполированный пластический сцинтиллятор (С). Угол скольжения выбран таким образом, что  $E_c^{cy} < E_c^{y/n}$ . Тогда в сцинтиллятор будет преломляться и будет регистрироваться только та часть излучения, которая заключена в диапазоне  $E_c^{cy} \div E_c^{y/n}$ . Регистрируемый диапазон энергий определяется положением углеродного и сцинтилляторного зеркал.

Основным достоинством прибора является высокая светосила по сравнению с кристаллическими спектрографами за счет высоких коэффициентов отражения. Энергетическое разрешение  $\sim 0,25$  кэВ. Диапазон регистрируемых энергий 0,5 - 8 кэВ.

### Метод черенковских пороговых детекторов

Такой спектрометр состоит из набора черенковских детекторов с различными показателями преломления  $n_i$  и различными порогами регистрации  $E_i$ . Сигнал с  $i$ -го детектора определяется выражением

$$J_i = \int_{E_i}^{E_{max}} S_i(E) \cdot \varphi(E) dE, \quad (2.8)$$

где  $S_i(E)$  - спектральная чувствительность;  $\varphi(E)$  - исследуемый спектр;  $E_{max}$  - верхняя граница спектра.

В качестве черенковского радиатора можно использовать газ. Известно, что показатель преломления в газе зависит от давления. Меняя давление газа  $P$  (при постоянном объеме и температуре), можно изменять порог регистрации. В этом случае  $E_i = E_i(P)$ ,  $S_i = S_i(E, P)$ . Выражение (2.8) является уравнением Фредгольма, возможность решения которого и нахождение спектра  $\varphi(E)$  зависят от конкретных свойств спектрометра.

Диапазон энергий черенковского спектрометра от 60 кэВ до нескольких МэВ. Регистрация излучения малой энергии затрудняется тем, что значительная часть потерь энергии частицы уходит на люминесценцию (а не на черенковское излучение).

### 2.6. Метод трековых детекторов

Наиболее очевидным методом спектрометрии рентгеновского излучения короткой длительности является метод трековых детекторов [12], которые позволяют измерить энергию вторич-

ных электронов (фото и комптоновских) излучения сколь угодно малой длительности при условии, что их треки пространственно разделены в объеме детектора. Задача сводится к измерению параметров зарегистрированных треков, определению по ним энергетического спектра вторичных электронов и восстановлению в итоге спектра рентгеновского излучения.

По существу метод трековых детекторов не отличается от традиционных для ядерной физики сцинтилляционного и ионизационного методов. Действительно, как в одном, так и в другом случае на выходе детектора измеряется энергетический спектр вторичных частиц (аппаратурный спектр) и затем по нему восстанавливается спектр первичного рентгеновского излучения. Различие заключается только в способе измерения энергии вторичных электронов: для сцинтилляционного и ионизационного методов измеряется амплитуда импульса на выходе детектора, для трековых детекторов — длина трека.

Из трековых детекторов для измерения спектра рентгеновского излучения наибольшее применение нашли ядерные эмульсии и диффузионные камеры. Рабочий диапазон этих детекторов соответствует энергетическому диапазону рентгеновского излучения горячей плазмы: единицы — сотни кэВ. Пространственное разрешение  $10^{-4} \div 10^{-2}$  см. Оба детектора позволяют исследовать не только энергетическое, но и пространственное распределение излучения.

#### Метод ядерных эмульсий

Детектор на основе ядерной эмульсии представляет собой взвесь микрокристаллов  $AgBr$  сферической формы размером 0,1 — 1 мкм в желатине. Если заряженная частица (вторичный электрон) пересекает при своем движении микрокристалл и оставляет в нем часть своей энергии, то такой микрокристалл приобретает способность к проявлению. Таким образом, трек частицы представляет собой цепочку проявленных микрокристаллов.

Наибольший интерес для диагностики плазмы представляет ядерная эмульсия типа Р (релятивистская), имеющая наиболее высокую чувствительность. Основные ее характеристики:

Толщина чувствительного слоя, мкм . . . . .	50 — 600
Содержание $AgBr$ , % весовые . . . . .	80
Плотность рабочего вещества, г/см <sup>3</sup> . . . . .	3,86
Диаметр микрокристалла, мкм . . . . .	0,3

Чувствительность детектора:

минимальная энергия на микрокристалл, эВ...500

наименее ионизирующая регистрируемая частица . . . . .	Релятивистский электрон
Пространственное разрешение, мкм . . . . .	$\leq 1$
Минимальная энергия электрона, способного выйти за пределы микрокристалла, кэВ . . . . .	3 - 5
Диапазон измеряемых энергий (по существующим работам), кэВ . . . . .	5 - 400
Допустимая плотность треков, см <sup>-2</sup> , при энергии электронов:	
10 кэВ . . . . .	$10^7$
100 кэВ . . . . .	$10^6$

Основное отличие ядерных эмульсий от широко используемых в диагностике плазмы рентгеновских фотоэмульсий состоит в большей толщине чувствительного слоя и большем содержании *AgBr*. Это позволяет повысить эффективность регистрации излучения в области высоких энергий.

Пространственное разрешение зависит от размера проявленного микрокристалла (зерна) и составляет  $\sim 1$  мкм.

Чувствительность детектора определяется величиной энергии, которую необходимо сообщить микрокристаллу, чтобы сделать его проявляемым. Способность к проявлению носит вероятностный характер и составляет  $\sim 50\%$  при потере в зерне энергии 500 эВ.

Нижняя граница диапазона измеряемых спектров определяется минимальной энергией электрона, образующего трек из более чем одного зерна. Эта энергия равна 3 - 5 кэВ. Верхняя граница обусловлена трудоемкостью просмотра треков большой длины (в сотни мкм) и по имеющимся данным она составляет 400 кэВ. При работе с ядерными эмульсиями большое значение имеет правильный выбор интенсивности излучения, так как при большой интенсивности треки электронов перекрываются и измерить их параметры невозможно.

Основным видом взаимодействия квантов с энергией  $h\nu \leq 100$  кэВ в детекторе является фотопоглощение атомами серебра и брома. При больших значениях энергии в процесс взаимодействия начинает давать все больший вклад комптоновское рассеяние на тех же атомах. В случае фотоэффекта происходит образование фотоэлектронов с K, L и т.д. оболочек серебра и брома с кинетическими энергиями

$$E_p = h\nu - I_{K,L,\dots} \quad (2.9)$$

где  $I_{K,L,\dots}$  — энергии связи  $K, L$  и т.д. электронов на оболочке. В эмульсии образуется ряд групп фотоэлектронов с определенными энергиями. Характерная форма линий (т.е. распределение треков электронов по количеству проявленных зерен для моноэнергетического излучения) приведено на рис. 2.16. Вид формы линии по своему характеру не отличается от формы линии традиционного сцинтилляционного спектрометра для стационарного поля излучения. Именно это позволяет использовать хорошо развитый для традиционной спектрометрии аппарат восстановления рентгеновских спектров при измерении ядерной эмульсии.

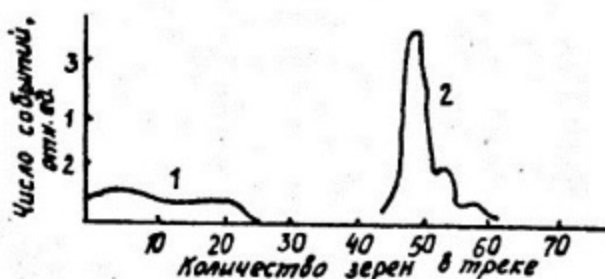


Рис. 2.16. Форма линии ядерной эмульсии для квантов с энергией 122 кэВ:

1 — комptonовское распределение; 2 — фотопики

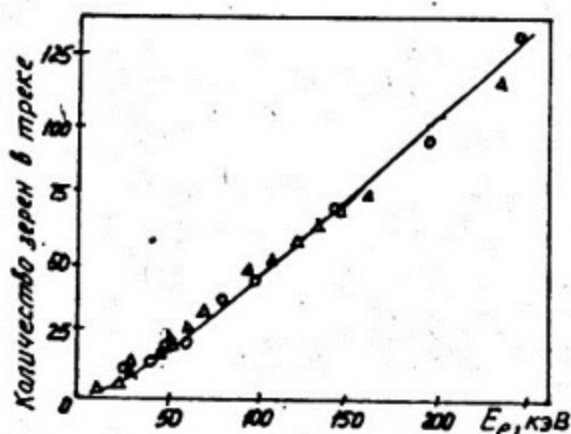


Рис. 2.17. Зависимость количества зерен в треке электрона в ядерной эмульсии от его энергии

На рис. 2.17 приведена зависимость количества зерен в треке электрона от его энергии в ядерной эмульсии типа Р. Из наклона этой кривой следует, что на одно проявленное зерно приходится  $\sim 2$  кэВ энергии электрона. Это значение не противоречит значению чувствительности, приведенному выше (500 эВ/микрористалл), так как большую долю своей энергии частица теряет в желатине и в непроявленных микрористаллах. Например: при энергии электрона 100 кэВ проявляемым становится лишь каждый третий микрористалл из тех, которые пересекла частица.

### Диффузионная камера

Существенным недостатком ядерной эмульсии является то, что диапазон измеряемых спектров ограничен снизу энергией 3 – 5 кэВ. Это ограничение обусловлено тем, что вторичный электрон с такой энергией не может выйти за пределы того микрористалла, где он был образован. Продвижение в область меньших энергий возможно с помощью диффузионной камеры путем подсчета количества капель в треке частицы. В этом случае на образование одной капли (в зависимости от природы газа и пара) требуется всего 30 – 50 эВ, т.е. на порядок меньше, чем на образование одного зерна в ядерной эмульсии.

Принцип действия диффузионной камеры показан на рис.2.18. Пористая прокладка 3, пропитанная спиртом и расположенная в нижней части камеры, испаряет пары спирта, которые в результате диффузии перемещаются к холодному дну камеры 4. Температура дна поддерживается равной  $-50^{\circ}\text{C}$  при помощи хладопровода 5, помещенного в сосуд Дьюара 6 с жидким азотом. Вблизи дна камеры образуется область пересыщенного пара 2. При прохождении через пересыщенный пар заряженной частицы происходит конденсация пара на образующихся ионах и создается трек из капелек спирта. Капельки спирта под действием силы тяжести постепенно оседают на дно камеры и стекают к прокладке. Таким образом, непрерывно происходит процесс обновления области пересыщенного пара, чувствительной к заряженным частицам.

В объеме камеры между дном и верхней крышкой создается постоянное электрическое поле напряженностью  $E \sim 100 \text{ В/см}$ , очищающее камеру от фоновых центров конденсации. Кроме того, поле перемещает в чувствительный объем те центры конденсации, которые образованы исследуемыми частицами над этой областью.

Образованные в камере треки фотографируются фотоаппаратом 1. Запуск его может осуществляться либо вручную, либо от синхронизирующего сигнала.

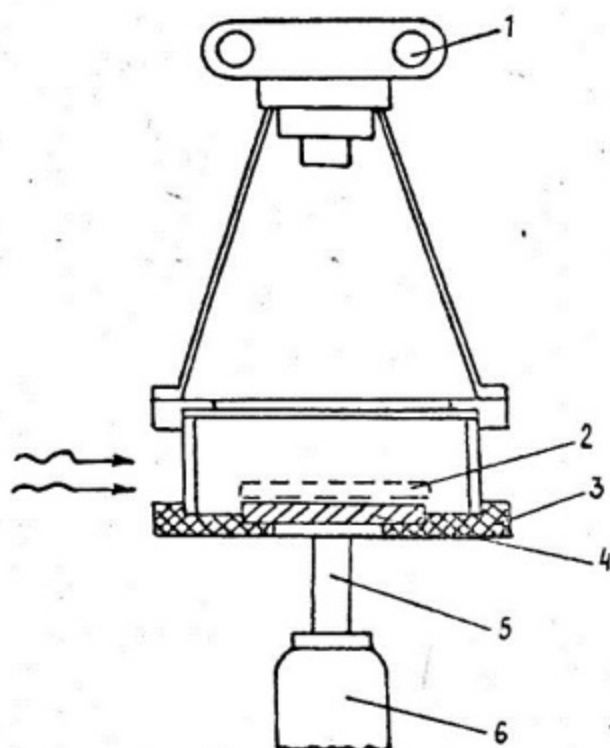


Рис. 2.18. Принцип действия диффузионной камеры

Давление в объеме камеры можно изменять от атмосферного до 10 мм рт.ст. При атмосферном давлении в объеме камеры полностью укладываются треки электронов с энергией до 100 кэВ. Минимальные давления используются при регистрации низкоэнергетичного излучения. В табл. 2.4 приведены пробеги низкоэнергетичных электронов в воздухе при давлении 10 мм рт.ст. Минимальная измеряемая по пробегу энергия составляет 1 кэВ.

Т а б л и ц а 2.4

$E_e$ , кэВ	1	2	3	6	10
$R$ при 10 мм рт.ст., см	0,3	0,9	1,8	6	15

Меньшая область энергий доступна для измерений диффузионной камерой, если измерения проводить по количеству капель в треке. Так, для камеры, заполненной воздухом при атмосферном давлении и насыщенными парами спирта, средняя энергия, идущая на образование одной капли (иона) составляет

$$\omega = E/\pi = 40 \pm 3 \text{ эВ/к.л.п.л.}, \quad (2.10)$$

где  $\pi$  — количество капель в треке электрона с энергией  $E$ . Величина  $\omega$  практически не зависит от энергии.

Основным видом взаимодействия квантов с энергией  $E \lesssim 10$  кэВ с веществом детектора является фотоэффект. В этой области энергий форма линии диффузионной камеры близка к распределению Гаусса.

### 2.7. Методы исследования пространственного распределения рентгеновского излучения плазмы

Исследование пространственного распределения рентгеновского излучения позволяет получать важную информацию о профиле температуры и электронной плотности в плазме. Поэтому задача регистрации рентгеновского излучения с пространственным разрешением — одна из основных в диагностике плазмы. Требуемое пространственное разрешение определяется конкретными условиями эксперимента и может составлять  $1 \text{ мкм} \leq \Delta l \leq 1 \text{ см}$ ,

#### Камера-обскура

Наиболее простым и распространенным способом фотографирования плазмы в рентгеновских лучах является камера-обскура, которая представляет собой в простейшем случае отверстие малого диаметра в тонкой фольге (рис. 2.19). Регистрирующим элементом является рентгеновская пленка (или ядерная эмульсия). Как видно из рисунка, увеличение камеры-обскуры  $\Gamma = b/a$ , где  $a$  и  $b$  — расстояние от фольги до объекта и изображения соответственно.

Пространственное разрешение  $\Delta l$ , приведенное к объекту излучения, определяется тремя слагаемыми:

- геометрическим разрешением

$$\Delta l_1 = \frac{a+b}{a} \cdot d \cdot \frac{1}{\Gamma} = \frac{\Gamma+1}{\Gamma} \cdot d; \quad (2.11)$$

- разрешением рентгеновской пленки  $\Delta l_{пл}$ ;
- дифракционным разрешением

$$\Delta l_3 = \frac{1}{\Gamma} \cdot \frac{\lambda}{d} \cdot b = a \cdot \frac{\lambda}{d}. \quad (2.12)$$

где  $d$  — диаметр отверстия.

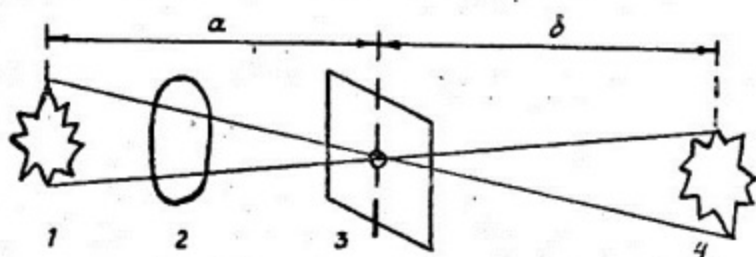


Рис. 2.19. Схема фотografiрования плазмы в рентгеновских лучах камерой-обскурой:

1 - объект; 2 - фильтр; 3 - камера-обскура; 4 - изображение

Обычно камера-обскура конструируется так, чтобы дифракция не оказывала заметного влияния на разрешение. Влиянием дифракции можно пренебречь, если  $a \frac{\lambda}{d} \ll d$ , т.е.  $d \gg \sqrt{\lambda a}$ . Тогда разрешение по объекту

$$\Delta l = \sqrt{\left(\frac{\Gamma+1}{\Gamma} \cdot d\right)^2 + \left(\frac{\Delta l_{\text{диф}}}{\Gamma}\right)^2} \quad (2.13)$$

Светосила камеры-обскуры определяется как отношение количества квантов на единичной площади изображения к количеству квантов, испускаемых единичной площадью объекта:

$$\xi = N_{\text{изобр}} / N_{\text{об}} \quad (2.14)$$

С единичной площади камеры-обскуры в телесный угол отверстия попадает  $N_{\text{об}} \cdot \frac{\pi d^2}{4 \cdot 4\pi a^2}$  квантов, которые распределяются на пленке на площади  $b^2/a^2$  раз большей. Таким образом, светосила камеры-обскуры:

$$\xi = \frac{d^2}{16 b^2} \quad (2.15)$$

Сделаем некоторые численные оценки. Для излучения с длиной волны  $\lambda = 6 \text{ \AA}$  диаметр отверстия  $d \gg 3 \text{ мкм}$ . Для обеспечения достаточно высокой светосилы обычно не используют диаметры меньше 10 мкм. Тогда пространственное разрешение при  $\Gamma = 3$  и  $\Delta l_{\text{диф}} \approx 15 \text{ мкм}$  составит  $\Delta l = 14 \text{ мкм}$ ; а для светосилы характерна величина  $\sim 10^{-7}$ .

Энергия квантов излучения, формирующих изображение в камере-обскуре, приведенной на рис. 2.20, составляет приблизительно от 1 до нескольких десятков кэВ. Для регистрации

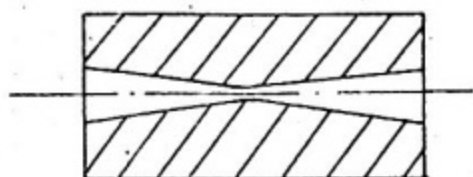


Рис. 2.20. Конструкция камеры-обскуры для жесткого рентгеновского излучения

сто имеют отверстия специального профиля. В таких камерах эффективный диаметр отверстия, определяющий пространственное разрешение, зависит от энергии частиц.

Обычно в экспериментах используют многодырочные камеры-обскуры с различными фильтрами. Это позволяет регистрировать изображение плазмы в различных спектральных диапазонах.

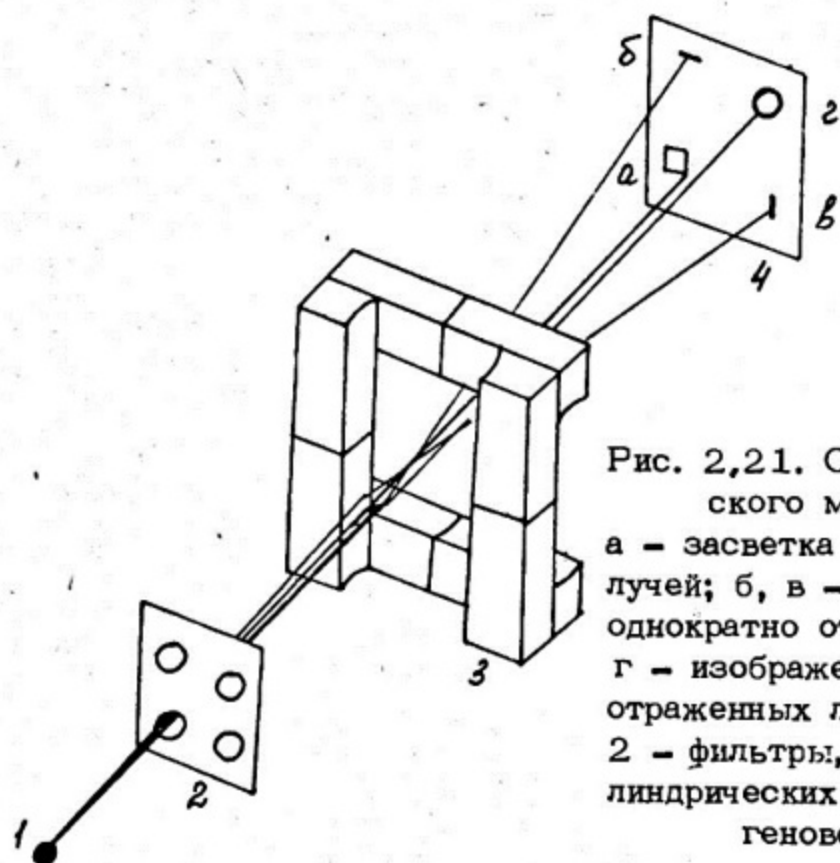
### Рентгеновский микроскоп

Прибором, обладающим существенно лучшим пространственным разрешением и большей светосилой по сравнению с камерой-обсурой, является рентгеновский микроскоп на скользких углах падения [9]. Принцип действия простейшего микроскопа показан на рис. 2.21. Основным его элементом является система цилиндрических зеркал, расположенных перпендикулярно друг другу. Изображение объекта формируется по законам геометрической оптики: одномерное изображение — при однократном отражении от зеркала, двумерное — при двукратном отражении.

Коэффициент отражения излучения от зеркала зависит от энергии падающего излучения, что позволяет формировать изображение в различных спектральных интервалах. Существует критическая длина волны  $\lambda_c$ , такая, что при  $\lambda < \lambda_c$  коэффициент отражения практически равен 0, а при  $\lambda > \lambda_c$  составляет 70–90%. Критическая длина волны  $\lambda_c$  связана с углом скольжения  $\theta$  соотношением

$$\theta \approx 1,7 \cdot 10^{-13} \cdot N_e^{1/2} \lambda_c \quad (2.16)$$

Для "обрезания" спектра со стороны малых энергий используются обычные фильтры с резкими К-краями поглощения,



поэтому фотографирование производится в достаточно узком спектральном интервале. На рис. 2.22 в качестве примера приведены спектральные окна рентгеновского микроскопа, используемого для диагностики лазерной плазмы.

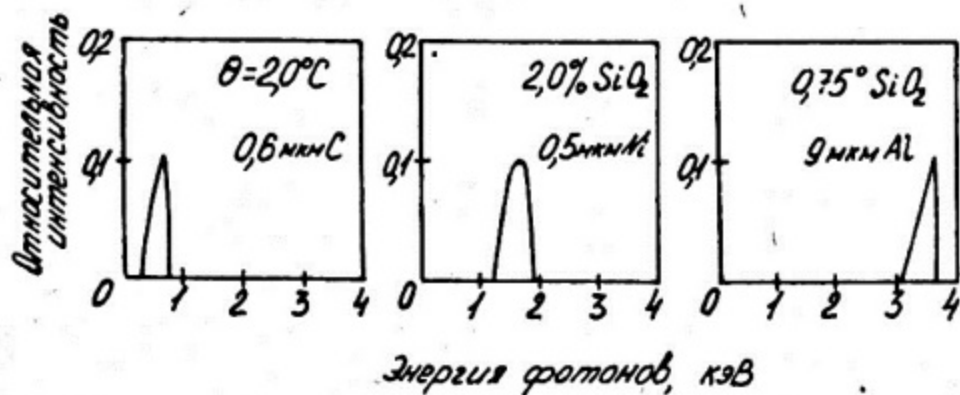


Рис. 2.22. Спектральные окна многоканального рентгеновского микроскопа

Существуют различные конструкции рентгеновских микроскопов. Характерное пространственное разрешение составляет  $\sim 1$  мкм. Светосила рентгеновских микроскопов приблизительно в  $10^3$  раз выше, чем в камере-обскуре. Микроскоп обычно размещается на значительном (30 см) расстоянии от объекта, что позволяет избежать разрушения фильтров и их загрязнения разлетающимся веществом.

Недостатком рассмотренного способа получения изображения является малое поле зрения  $\sim 100$  мкм и, следовательно, необходимость тщательной юстировки прибора. Кроме того, эти приборы сложны в изготовлении.

### Зонная пластинка Френеля

В последние годы в рентгеновской диагностике для получения трехмерных изображений применяется зонная пластинка Френеля [9]. Принцип получения изображения этим методом показан на рис. 2.23. Каждая точка рентгеновского излучения

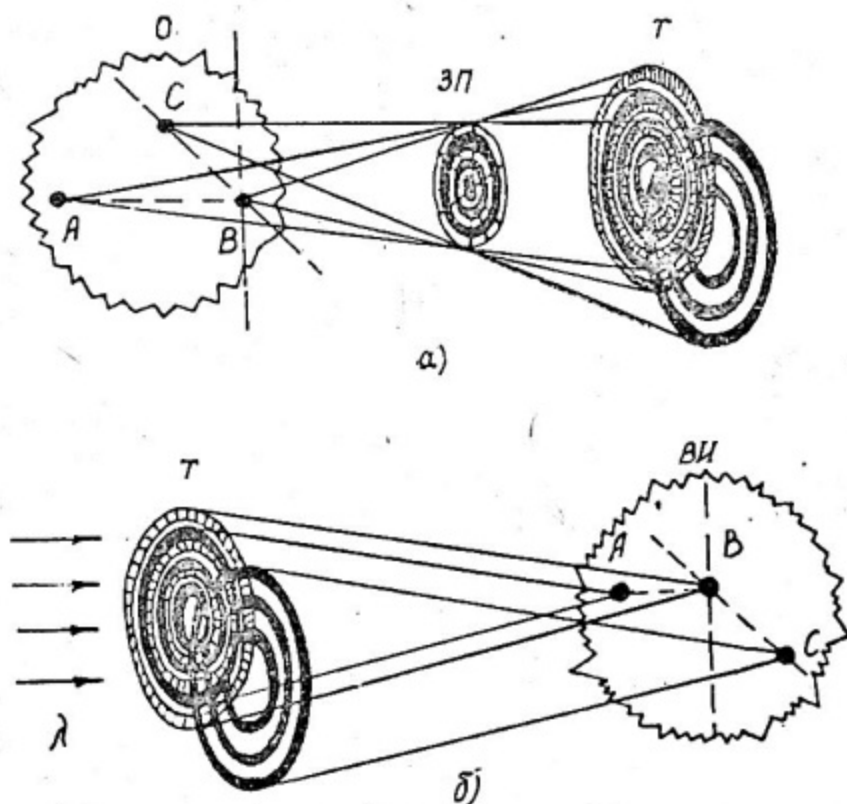


Рис. 2.23. Принцип действия зонной пластинки Френеля

создает на регистрирующей пленке тенеграмму от зонной пластинки. Суперпозицию таких тенеграмм называют также закодированным изображением. На рис. 2.23,а показаны три тенеграммы от точек А, В и С объекта (О). Точки В и С, расположенные на одинаковом расстоянии от зонной пластинки (ЗП), дают одинаковые по размеру, но смещенные друг относительно друга тенеграммы (Т). Точка А дает меньшую по размеру тенеграмму, так как расположена на большем расстоянии от пластины. Для восстановления изображения (ВИ), тенеграмму (Т) просвечивают когерентным лазерным излучением (рис. 2.23,б). При этом образуется дифракционная картина, которая и воспроизводит изображение объекта. Как видно из рисунка, точки В и С на изображении находятся в одной плоскости, перпендикулярной оси тенеграммы. Точка А лежит в этой плоскости. Таким образом, зонная пластинка позволяет получать набор изображений объекта в плоскостях, перпендикулярных оси пластинки (т.е. трехмерное изображение).

Необходимым условием получения закодированного изображения является отсутствие дифракционных эффектов на зонной пластинке. Это условие выполняется (так же как и для камеры-обскуры) при  $\lambda/\Delta \ll \Delta/a$ , где  $\Delta$  — межзонное расстояние на пластинке;  $a$  — расстояние от пластины до объекта. Для типичных значений  $a \approx 2$  см и  $\Delta \approx 3$  мкм получаем условие  $\lambda \ll 4 \text{ \AA}$ , или  $E \gg 3$  кэВ. Следовательно, зонная пластинка работает в жесткой части рентгеновского спектра.

Материал зонной пластины нужно выбирать так, чтобы получить резкую геометрическую тень при формировании закодированного изображения. Если закрытые зоны зонной пластины в какой-то мере прозрачны для излучения источника, то восстановленное изображение ухудшается: снижается контраст и уменьшается отношение "сигнал-шум". Поэтому для данной пластины следует выбирать материал с большой плотностью и большим  $Z$ , например золото.

Толщина материала определяется двумя требованиями противоположного характера: с одной стороны, толщина должна быть достаточно большой для заметного ослабления излучения запертыми зонами; с другой — не должна достигать тех значений, при которых возникает эффект коллимации излучения, проходящего через открытые зоны, в связи с чем ухудшается закодированное изображение.

В отличие от камеры-обскуры и рентгеновского микроскопа зонная пластина обладает большим углом регистрации. Так, для пластины из 100 зон с шириной зоны 3,4 мкм при расстоянии  $S_1 = 2$  см телесный угол регистрации  $\sim 1$  ср. Плоскостное разрешение такой пластины  $\sim 5$  мкм, томографическое  $\sim 10$  мкм.

### Использование кристаллов для получения изображения источника излучения

Свойство кристаллов селективно отражать падающее на поверхность излучение позволяет использовать их для формирования изображений плазменных объектов. Рассмотрим это на примере плоского кристалла (рис. 2.24,а). Для длины волны излучения  $\lambda_1$  существует взаимно-однозначное соответствие между всеми точками объекта АВ и его изображения  $A'B'$  на фотопленке. Другими словами, плоский кристалл обладает пространственным разрешением в направлении дисперсии. Аналогично может быть получено изображение объекта  $A''B''$  на длине волны  $\lambda_2$ .

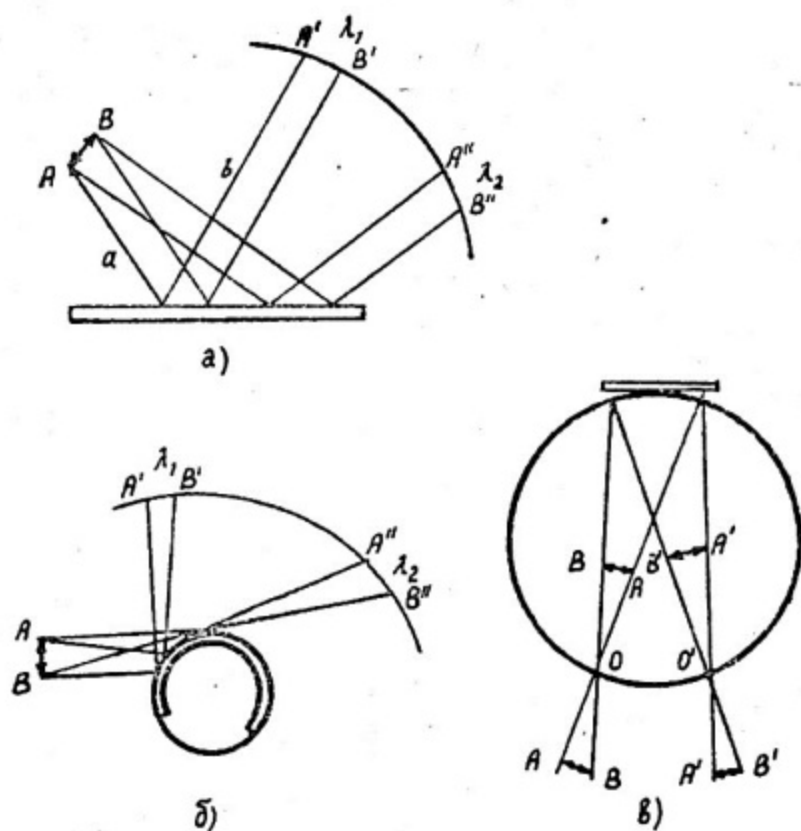


Рис. 2.24. Схемы получения изображений рентгеновских источников с помощью кристаллических спектрографов

Пространственное разрешение  $\delta x$  такой схемы определяется размытием точек  $A' B'$  на фотопленке в результате спектрального уширения линии  $\delta x_\lambda$  источника и неидеальности отражения от кристалла:

$$\delta x = \delta x_\lambda + \delta x_\theta \quad (2.17)$$

Очевидно, что для плоского кристалла:

$$\delta x_\theta = (a+b)\delta\theta; \quad \delta x_\lambda = (a+b)\operatorname{tg}\theta \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \quad (2.18)$$

Отсюда следует, что наилучшее пространственное разрешение достигается при минимально возможных расстояниях от источника до фотопленки. Как следует из (2.18), требование на увеличение пространственного разрешения противоречит условию высокого спектрального разрешения. Увеличение схемы на плоском кристалле, как видно из рисунка, равно 1.

Аналогичный принцип получения изображений реализуется в схеме с выпуклым кристаллом (см. рис. 2.24,б). Увеличение в этом случае определяется расстояниями от источника до центра изгиба кристалла  $a'$  и от центра изгиба до фотопленки  $b'$

$$\Gamma = b'/a' \quad (2.19)$$

Пространственное разрешение аналогично случаю плоского кристалла.

Задача получения изображения рентгеновского источника может быть реализована в спектрометре с вогнутым кристаллом (спектрометр Иоганна) — рис. 2.24,в. Возможные положения источника и изображения на схеме отмечены точками  $AB$  и  $A' B'$ .

Во всех рассмотренных схемах пространственное разрешение обычно не превышает 50 — 200 мкм. В то же время есть ряд задач, в которых необходимо исследовать плазму с пространственным разрешением в единицы — десятки мкм. Эти задачи решаются путем расположения в спектрографе узкой щели, ориентированной параллельно направлению дисперсии и работающей, по существу, одномерной камерой-обскурой. В таких схемах происходит формирование одномерного изображения источника излучения и разложение излучения в спектр. Увеличение в направлении, перпендикулярном дисперсии, равно:

$$\nu = p/q, \quad (2.20)$$

где  $q$  — расстояние от источника до щели;  $p$  — расстояние от щели до фотопленки.

Такой способ получения изображения применяется с любыми типами кристаллических спектрографов. Пространственное разрешение по объекту определяется аналогично камере-обскуре:

$$\delta y = \sqrt{d^2 \left(1 + \frac{1}{\nu}\right)^2 + \left(\frac{\lambda}{d} \cdot q\right)^2}, \quad (2.21)$$

где  $d$  — ширина щели;  $\lambda$  — длина волны излучения. Здесь первый член соответствует геометрическому разрешению, а второй — дифракционному разрешению.

Недостатком рассматриваемого способа получения изображения является низкая светосила. Пространственное разрешение может достигать  $\sim 15 \div 25$  мкм. Кристаллические спектрографы со входной щелью, параллельной направлению дисперсии, применяются обычно для исследования пространственного распределения линейчатого излучения.

В табл. 2.5 приведены характерные параметры рассмотренных методов получения изображения рентгеновских источников. Заметим, что камера-обскура и зонная пластинка могут применяться не только для получения изображения в рентгеновских лучах, но и в потоках электронов и ионов.

Т а б л и ц а 2.5

Типичные параметры	Камера-обскура	Рентгеновский микроскоп	Зонная пластинка	Кристалл (со щелью)
Плоскостное разрешение, мкм	5	1	5	20
Томографическое разрешение, мкм	Нет	Нет	10	Нет
Телесный угол регистрации, ср	$2 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-4}$	1	-
Расстояние от мишени, см	$1 \div 5$	30 - 50	$1 \div 2$	10
Энергия квантов, формирующих изображение, кэВ	$h\nu \geq 1$	$h\nu \leq 6$	$h\nu \geq 6$	Линейчатое излучение

## Принципы усиления изображения рентгеновского излучения

В ряде случаев интенсивности рентгеновского излучения недостаточно для получения изображения представленными ранее методами. В таких случаях используют усилители яркости изображения.

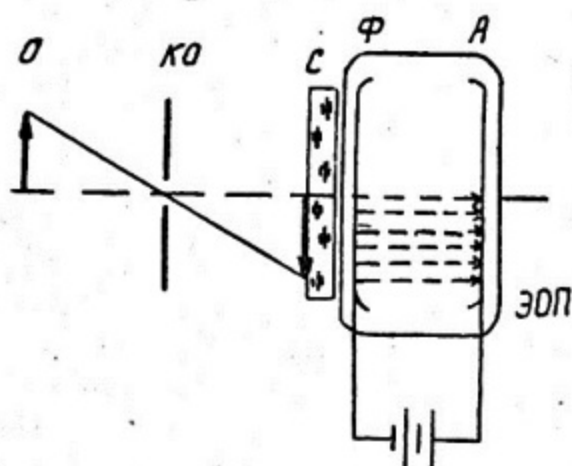


Рис. 2.25. Усилитель рентгеновского изображения на основе ЭОПа

Принцип получения изображения с усилением показан на рис. 2.25. Изображение объекта (О) в рентгеновских лучах проецируется камерой-обскурой (КО) на тонкий сцинтиллятор (С). Сцинтиллятор конвертирует рентгеновское излучение в световое. Основным элементом схемы, осуществляющем усиление, является электронно-оптический преобразователь (ЭОП). Свет от сцинтиллятора переносится (оптической системой или световодами) на фотокатод (Ф) ЭОПа и преобразуется в электронное изображение. Между фотокатодом (Ф) и анодом (А) приложено высокое напряжение, так что электроны ускоряются и попадают на анод, выполненный из люминатора. Далее обычные системы (фотоаппарат, пленка, телекамера) регистрируют свечение люминатора.

В последние годы разработаны ЭОПы с фотокатодами, чувствительными непосредственно в рентгеновскому излучению. В таких системах необходимость использования сцинтиллятора отпадает.

Основные черты принципа действия ЭОПа можно сформулировать следующим образом:

— вторичное световое изображение в ЭОПе может существенно отличаться по спектральному составу от первичного (рентгеновское излучение, заряженные частицы, нейтроны);

- ускорение электронов в процессе переноса изображения позволяет получить существенное усиление яркости на аноде;
- промежуточное электронное изображение весьма точно воспроизводит как пространственную, так и временную структуру первичного (рентгеновского) излучения.

Коэффициент усиления изображения простейшего ЭОПа в зависимости от конструкции составляет  $20 \div 100$ . Современные усилители изображения обычно представляют собой несколько сочлененных секций, аналогичных изображенной на рис. 2.25, с общим коэффициентом усиления до  $10^4 \div 10^5$ .

Пространственное разрешение электронно-оптических систем принято определять в количестве разрешаемых пар линий на 1 мм. Оно определяется в основном тем, что фотоэлектроны с фотокатодом вылетают под разными углами к поверхности, что приводит к "размытию" изображения. Для улучшения пространственного разрешения используют фокусирующие электрические и магнитные поля и по возможности приближают анод к фотокатоду. Характерное пространственное разрешение  $\sim 50$  пар лин./мм.

В последние годы все большее применение в качестве усилителя изображения находят микроканальные пластины (МКП). МКП представляет собой набор  $10^5 \div 10^6$  параллельных микроскопических каналов, каждый диаметром  $10 \div 20$  мкм. Отношение диаметра канала и его длина составляет  $\sim 50$  (т.е. толщина пластины  $\sim 1$  мм).

Каждый канал МКП (рис. 2.26,а) работает как каналовый электронный умножитель. Каналовый умножитель есть аналог ФЭУ

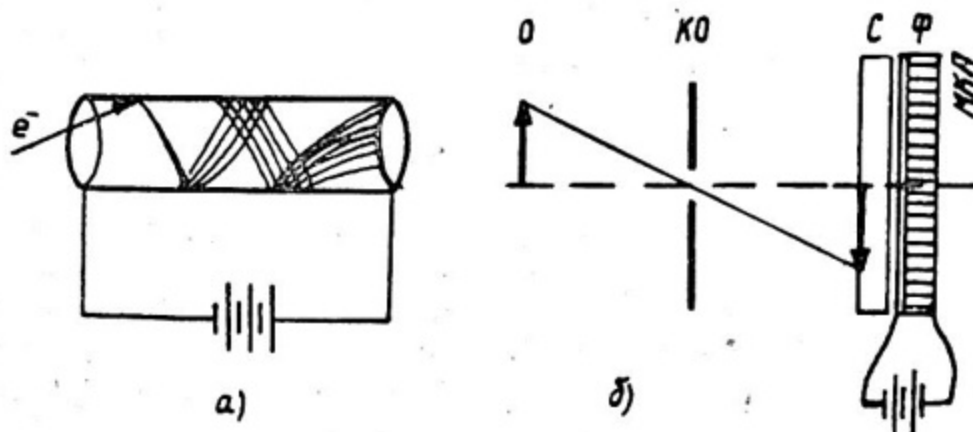


Рис. 2.26. Усилитель рентгеновского изображения на основе МКП

и представляет собой керамическую трубку с проводящими стенками, так что приложенная к торцам разность потенциалов равномерно распределяется по всей ее длине. Электроны, попавшие в трубку, благодаря соударениям со стенкой выбивают вторичные электроны (происходит умножение их количества).

Схема, поясняющая принцип построения усилителя изображения на основе МКП показана на рис. 2.26,б. Основные преимущества МКП заключаются в следующем: компактность, небольшая величина напряжения питания (1 - 2 кВ), пространственное разрешение зависит только от геометрии (а не от фокусирующих полей).

## 2.8. Рентгеновская диагностика с временным разрешением

Рентгеновская диагностика с временным разрешением дает возможность проследить динамику температуры, плотности и других параметров плазмы. Наибольший интерес и наибольшие трудности такие измерения представляют в инерциальном термоядерном синтезе с характерными временами  $10^{-8} \div 10^{-12}$  с. Эти времена и определяют необходимое временное разрешение.

Наиболее простой и широко применяемый метод исследования интенсивности рентгеновского излучения во времени - осциллографирование. Для регистрации излучения используют детекторы с наилучшими временными свойствами. Чаще всего это полупроводниковые детекторы (ППД) и органические сцинтилляторы.

В ППД временное разрешение зависит от времени собирания носителей заряда и составляет в лучшем случае  $\Delta t \sim 10^{-8} \div 10^{-9}$  с. В сцинтилляционных детекторах временное разрешение определяется в основном временем высвечивания сцинтиллятора и флуктуациями времени прохождения электронов в ФЭУ. Для пластмассовых сцинтилляторов со специальными временными ФЭУ характерная величина  $\Delta t \sim 10^{-9}$  с.

Указанные временные разрешения не могут в полной мере удовлетворять требованиям современного эксперимента. Кроме того, часто необходимо обеспечить измерение не только с временным, но и с пространственным или энергетическим разрешением (например, проследить динамику энергетического спектра во времени). Для решения таких задач существуют специальные методы [10], основанные на применении ЭОПа с разверткой по времени.

Способы получения временной развертки в ЭОПе. Принципы получения временной развертки в ЭОПе основаны на возмож-

ности управления с помощью магнитных или электрических полей потоком электронов в промежутке "фотокатод - экран", формирующим изображение. При этом практически безынерционность электронного луча позволяет достигать рекордных временных разрешений (до  $10^{-12}$  с).

Существует несколько способов временного анализа изображений в ЭОПах: а) получение одного снимка с короткой экспозицией; б) получение серии кадров через короткие интервалы времени; в) непрерывная временная развертка изображения (хронография). Рассмотрим эти способы.

Работы ЭОПа в режиме однокадровой экспозиции можно осуществить при использовании импульсного высоковольтного питания или введением дополнительного запирающего электрода-сетки между фотокатодом и экраном (см. рис. 2.25). В таких системах можно осуществить минимальную экспозицию  $\sim 10^{-10}$  с. Аналогичный принцип импульсного питания осуществляется в системах на основе МКП.

В тех случаях, когда необходимо получить несколько кадров для исследования процесса во времени, используют несколько приборов с подачей высоковольтных импульсов, сдвинутых относительно друг друга.

Серию кадров через короткие интервалы времени можно получить также с помощью одного ЭОПа, если использовать, например, систему электростатических отклоняющих пластин (ОП) (рис. 2.27, а). При подаче коротких прямоугольных высоковольтных импульсов (рис. 2.27, б) на пластины происходит смещение электронного изображения (И) в различные области люминесцентного экрана (Э). Такой тип ЭОПа называют иногда многокадровой лупой времени. Достигнутый нижний предел экспозиции кадра составляет  $10^{-8} \div 10^{-9}$  с и определяется трудностями создания коротких высоковольтных импульсов напряжения.

Гораздо более высокое временное разрешение (до  $10^{-11} \div 10^{-12}$  с) можно получить в ЭОПах с непрерывной временной разверткой изображения. Подавая на отклоняющие пластины импульсы напряжения различной формы можно получить любую развертку электронного изображения: линейную, круговую, эллиптическую и т.п.

Рассмотрим конкретные методы рентгеновской диагностики с применением ЭОПов для осуществления временной развертки.

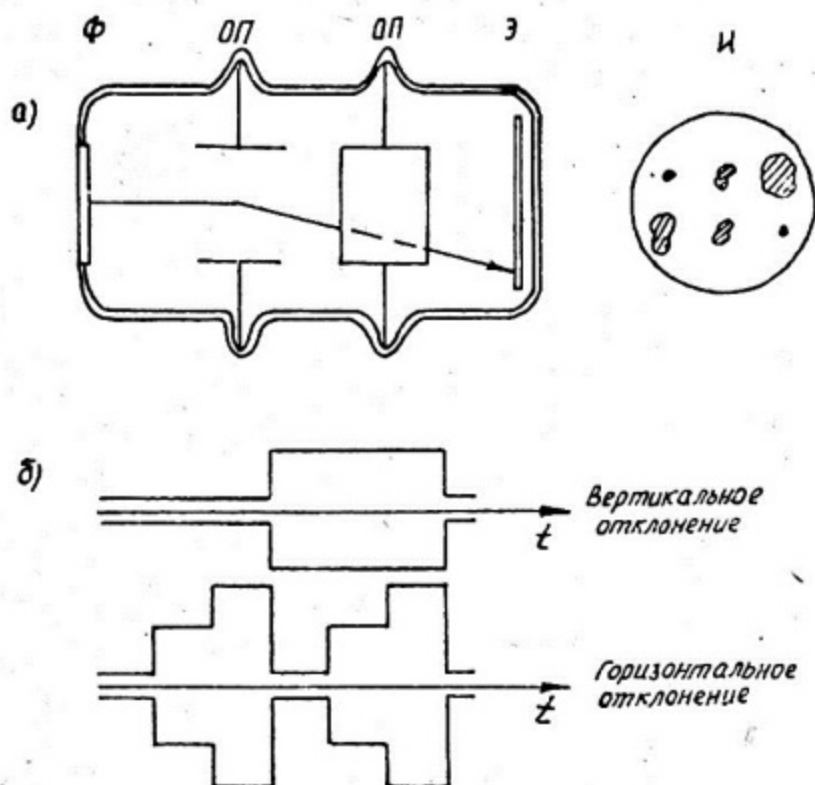


Рис. 2.27. Принцип действия ЭОПа в режиме многокадровой экспозиции (а) и временная зависимость напряжения на отклоняющих пластинах в режиме 6-ти кадровой развертки изображения (б)

Измерение энергетического и пространственного распределения с временным разрешением. Рассмотрим современную рентгеновскую диагностику с временным разрешением для исследования параметров лазерной термоядерной плазмы. Эта диагностика успешно применялась в экспериментах на установках "Аргус" и "Шива".

В эксперименте использовался ЭОП, работающий в режиме щелевой развертки (рис. 2.28,а). Рентгеновское излучение 1 попадало на узкую (125 мкм) щель 2 рентгеновского фотокаатода 3. ЭОП 4 осуществлял линейную развертку изображения и обеспечивал очень высокое временное разрешение  $\sim 15$  пс.

Для проведения измерений в различных спектральных диапазонах перед щелью располагался набор фильтров с резкими К-краями поглощения. Видимое изображение передавалось посредством волоконной оптики 5 на трехкаскадный ЭОП-усилитель 6. Изображение с экрана 7 проецировалось на регистрирующую камеру 8. Снимок, получаемый с помощью данной системы, пред-

ставляет собой по существу двумерное изображение (рис.2.28,б). по одной оси которого отложено время, а по другой – толщины фильтров (аналог энергии).

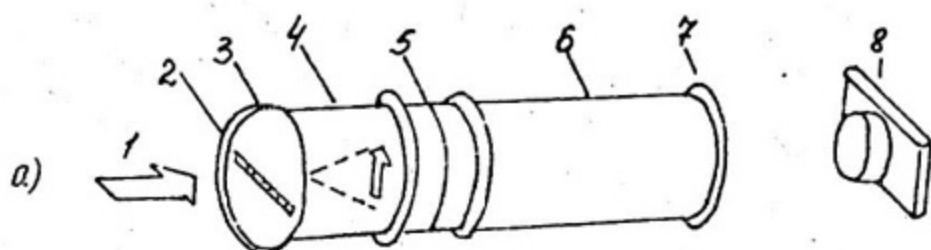
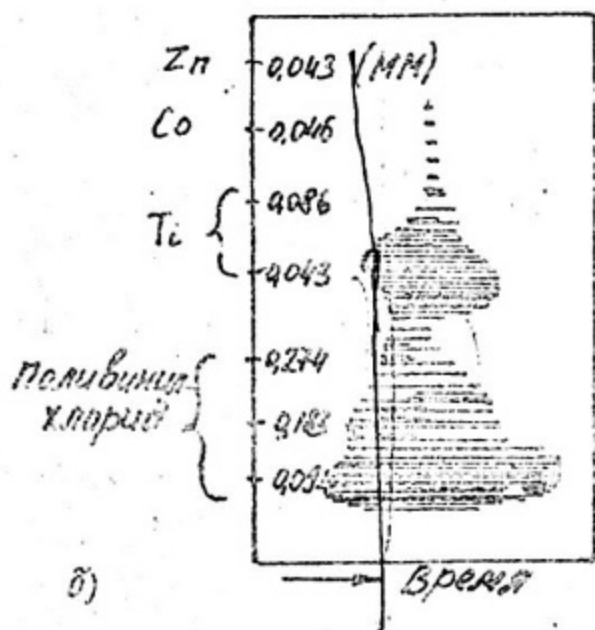


Рис. 2.28. Рентгеновский ЭОП для скоростной регистрации в режиме щелевой развертки (а) и снимок с него (б)



Профиль плотности почернения снимка вдоль временной оси дает зависимость интенсивности рентгеновского излучения за определенным фильтром во времени (рис. 2.29). Цифры на графиках соответствуют номерам фильтров табл. 2.6.

Т а б л и ц а 2.6

Номер фильтра	Элемент	Энергия К-скачка, кэВ
1	Хлор	2,8
2	Титан	5,0
3	Кобальт	7,7
4	Цинк	9,7
5	Серебро	25,5

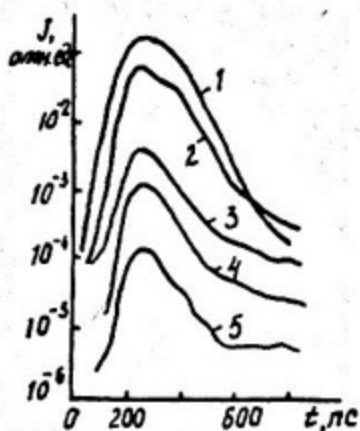


Рис. 2.29. Изменение во времени интенсивности рентгеновского излучения

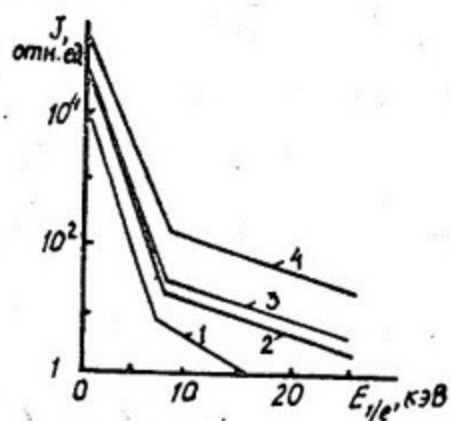


Рис. 2.30. Кривые ослабления в разные моменты времени: 1 - 120 пс; 2 - 160 пс; 3 - 260 пс; 4 - 470 пс

Эти данные можно легко преобразовать в кривые ослабления рентгеновского излучения в разные моменты времени, которые приведены на рис. 2.30. Их вид свидетельствует о наличии в плазме как "тепловых", так и "надтепловых" электронов. Таким образом, можно проследить динамику этих электронов во времени, и измерить соответствующие электронные температуры.

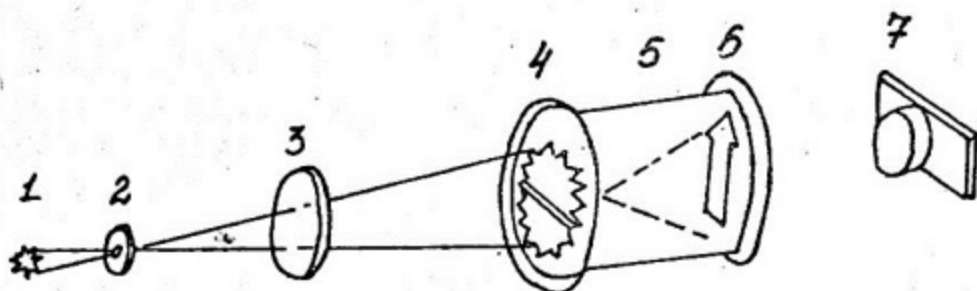


Рис. 2.31. Схема регистрации излучения с пространственным и временным разрешением

ЭОП, работающий в режиме щелевой развертки, можно также использовать для получения изображения с временным разрешением. Схема такой диагностики показана на рис. 2.31. Изображение плазмы 1 от камеры-обскуры 2 через фильтр 3 проецируется на щель рентгеновского фотокатода 4 и разворачи-

вается во времени при пролете через трубку временной развертки 5. Изображение с экрана 6 регистрируется фотокамерой 7. Получающийся снимок представляет собой временную развертку одномерного изображения плазмы. Достигнутое временное и пространственное разрешение системы составляет 15 пс и 6 мкм соответственно. Данная система требует тщательной центровки осей камеры-обскуры и ЭОПа с тем, чтобы можно было точно установить координаты исследуемой области плазмы.

Развертка двумерного изображения во времени. Более сложной задачей является получение двумерного изображения с высоким временным и пространственным разрешением. Принципиальная схема камеры для получения трехкадровой развертки с временем экспозиции кадра  $\sim 100$  пс показана на рис.2.32.

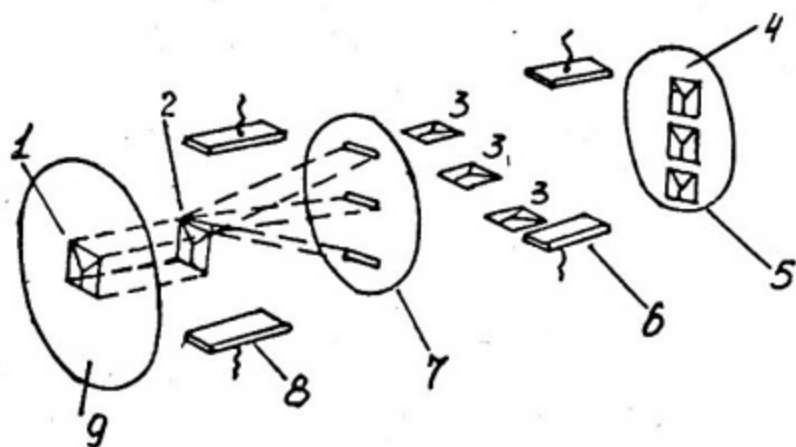


Рис. 2.32. Схема камеры для получения двумерного изображения с временным разрешением

Изменяющееся во времени рентгеновское изображение 1 падает на рентгеновский фотокатод 9 ЭОПа (камера-обскура для простоты не показана). Возникающее электронное изображение 2 разворачивается с большой скоростью в пространстве системой отклоняющих пластин 8. Отличительной чертой рассматриваемой системы является наличие диссекторной пластины 7 с тремя узкими щелями. Электронные изображения за каждой из щелей 3 аналогичны электронному изображению на фотокатоду в соответствующие моменты времени. Для восстановления изображения используется система восстановительных пластин 6, ко-

торая осуществляет развертку сигналов для получения смещенных в пространстве изображений 4 на люминесцентном экране 5.

Временное разрешение системы определяется разбросом значений времен пролета электронов в системе, высотой щели диссекторной пластины и скоростью развертки. Достигнутая длительность экспозиции кадра составила 120 пс, пространственное разрешение 50 мкм.

Активная рентгеновская диагностика с временным разрешением. В последнее время все большее применение для временных измерений с пространственным разрешением в диагностике плазмы находят микроканальные пластины (МКП). Рассмотрим в качестве примера диагностику на основе МКП, которая использовалась в экспериментах по иницированию управляемой термоядерной реакции на пучках тяжелых ионов. Схема эксперимента показана на рис. 2.33. Рентгеновское излучение от внешнего точечного импульсного источника 1 коллимируется диафрагмой 2. Электронное изображение объекта формируется на первой МКП 5 и после магнитной фокусировки переносится на вторую МКП, расположенную на расстоянии 50 см от первой. Вторая пластина позволяет получить еще большее усиление яркости изображения. Изображение с экрана 6 посредством волоконной оптики 7 попадает на регистрирующую пленку 8. В качестве защиты от прямого излучения используется экран 9.

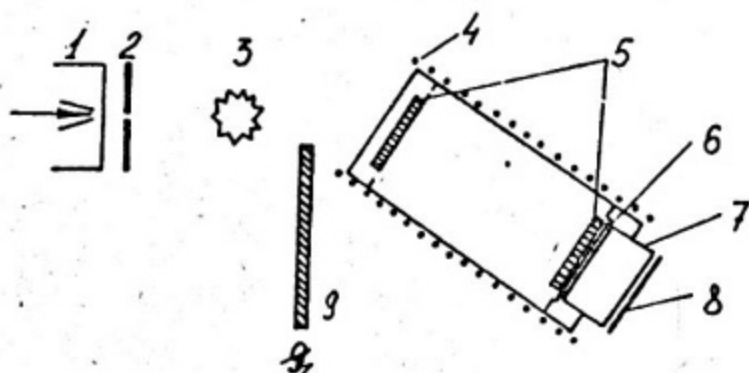


Рис. 2.33. Схема активной рентгеновской диагностики с временным разрешением

В данной системе импульсный источник рентгеновского излучения синхронизован с импульсным питанием МКП и включается на определенные короткие интервалы времени. Время экспозиции составляет 1 - 3 нс. Пространственное разрешение определяется размерами каналов МКП и размерами внешнего источника излучения.

## Литература

1. Диагностика плазмы/Под ред. Р. Хаддлстоуна и С. Леонарда. - М.: Мир, 1967.
2. Лукьянов С.Ю. Горячая плазма и управляемый ядерный синтез. - М.: Наука, 1975.
3. Басов Н.Г. Нагрев и сжатие термоядерных мишеней, облучаемых лазером. - Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника. Т. 26, ч. 1, М., 1982.
4. Бойко В.А., Виноградов А.В., Пикуз С.А., Скобелев И.Ю., Фаснов А.Я. Рентгеновская спектроскопия лазерной плазмы. - Итоги науки и техники. Радиотехника, т. 27. М.: ВИНТИ, 1980.
5. Басов Н.Г., Михайлов Ю.А., Склизков Г.В., Федотов С.И. Лазерные термоядерные установки. - Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника, т. 25. М.: 1984.
6. Дементьев В.Н. и др. Измерения спектра рентгеновского излучения импульсных установок. - ЭМЯФ, вып. 5, 1979, с. 58 - 87.
7. Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. - М.: Атомиздат, 1970.
8. Стеринг и др. Рентгеновский спектрометр двойного отражения для диагностики импульсных источников. - ПНИ, 1981, № 6, № 52.
9. Диагностика плазмы./Под ред. М.И. Пергамента. - М.: Энергоиздат, 1981.
10. Бутслов М.М., Степанов Б.М., Фанченко С.Д. Электронно-оптические преобразователи и их применение в научных исследованиях. - М.: Наука, 1978.
11. Исследование сцинтилляционных свойств  $CSl(Tl)$  при высокой интенсивности импульсного потока рентгеновского излучения [М.П. Калашников, В.К. Ляпидевский, Ю.А. Михайлов и др.] - Краткие сообщения по физике, 1983, № 8, с. 36-41.
12. Применение трековых детекторов для диагностики горячей плазмы. Н.А. Клягин, В.В. Кушин, В.К. Ляпидевский, Н.Б. Хохлов] - В сб.: Диагностические методы в плазменных исследованиях. М., 1983, с. 59 - 70.

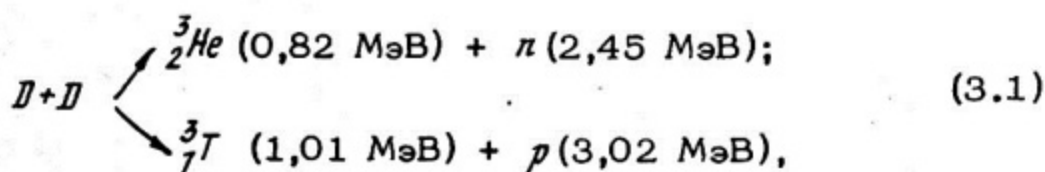
## Глава 3. ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ ПО ПРОДУКТАМ ТЕРМОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

### 3.1. Корпускулярное излучение термоядерной плазмы

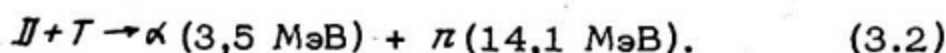
Обычно корпускулярным излучением плазмы называют частицы (электроны, ионы, нейтральные атомы и нейтроны) выходящие из объема плазмы. Ядерно-физический аспект корпускулярной диагностики плазмы связан с исследованием заряженных продуктов термоядерных реакций и нейтронов.

Первичные и вторичные термоядерные частицы

Как было показано в гл. 1, практический интерес в современных исследованиях по управляемому термоядерному синтезу представляют две реакции. Реакция



в которой оба канала практически равновероятны, и реакция



Заряженные частицы и нейтроны, образующиеся в этих реакциях называются первичными термоядерными частицами. Первичные термоядерные частицы, вступая в реакции синтеза с ионами плазмы, образуют вторичные термоядерные частицы.

В табл. 3.1 перечислены первичные и вторичные термоядерные частицы для  $DT$ - и  $DD$ -плазмы.

Т а б л и ц а 3.1

$DT$ -плазма			$DD$ -плазма		
Реакция	Частица	Энергия, МэВ	Реакция	Частица	Энергия, МэВ
Первичные продукты					
$D + T$	$\alpha$	3,5			
	$n$	14,1			
$D + D$ :			$D + D$ :		
1-й канал	$T$	1,01	1-й канал	$T$	1,01
	$P$	3,02		$P$	3,02

Продолжение табл. 3.1

DT-плазма			DD-плазма		
Реакция	Частица	Энергия, МэВ	Реакция	Частица	Энергия, МэВ
2-й канал	${}^3\text{He}$	0,82	2-й канал	${}^3\text{He}$	0,82
	$n$	2,45		$n$	2,45
Вторичные продукты					
D+T	$\alpha$	3,5	D+T	$\alpha$	3,5
	$n$	14,1		$n$	14,1
D+ ${}^3\text{He}$	$p$	14,7	D+ ${}^3\text{He}$	$p$	14,7
	$\alpha$	3,7		$\alpha$	3,7

Прохождение продуктов термоядерных реакций через плазму

Для проведения диагностики плазмы по продуктам термоядерных реакций необходима информация о том, как они взаимодействуют с плазмой, каким образом это взаимодействие влияет на вид спектров термоядерных частиц и на число этих частиц, вышедших из плазмы.

Взаимодействие термоядерных нейтронов с плазмой. Как известно, длина свободного пробега нейтрона определяется как

$$\lambda_n = \frac{1}{n\sigma(E_n)}, \quad (3.3)$$

где  $n$  — число ядер вещества в  $1 \text{ см}^3$ ;  $\sigma(E)$  — сечение взаимодействия нейтрона энергией  $E_n$  с веществом. В случае DD-плазмы сечение взаимодействия термоядерного нейтрона с  $E_n = 2,5 \text{ МэВ}$  с дейтерием составляет величину  $\sigma_D(2,5 \text{ МэВ}) = 2,6 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ . Отсюда видно, что длина свободного пробега нейтрона в DD-плазме установок с магнитным удержанием ( $n \approx 10^{14} \text{ см}^3$ ) составляет величину порядка  $10^{13} \text{ см}$ . Таким образом, плазму, получаемую на установках с магнитным удержанием, можно считать абсолютно прозрачной для термоядерных нейтронов.

В ЛТС плазме, плотность которой может достигать величин порядка  $10^{23} - 10^{26} \text{ см}^{-3}$ , термоядерный нейтрон, образующийся в ядре мишени, имеет определенную вероятность ис-

пытать рассеяние на пути от точки образования до вылета за пределы мишени. В результате нейтронный спектр (который в отсутствие рассеяния представляет собой узкий пик с максимумом при энергии 2,5 МэВ для  $DD$ -нейтронов и 14,1 МэВ для  $DT$ -нейтронов) приобретает низкоэнергетический "хвост". Но этот эффект незначителен. Можно подсчитать, что даже при  $n_D \approx 3,3 \cdot 10^{25} \text{ см}^{-3}$  ( $\rho = 100 \text{ г/см}^3$ ) рассеяние в сжатом ядре мишени испытывает 5%  $DD$ -нейтронов. В современных установках ЛТС достигается плотность плазмы порядка плотности твердого тела ( $n \approx 10^{22} - 10^{23} \text{ см}^{-3}$ ), и поэтому эффектом рассеяния термоядерных нейтронов в мишени можно пренебречь.

Прохождение заряженных частиц через плазму. При прохождении через плазму заряженная частица в каждый момент времени взаимодействует с большим количеством плазменных частиц. Естественно, что в этом случае для исследования торможения частицы в плазме необходимо решать задачу многих тел. Точное решение такой задачи невозможно, поэтому приходится использовать некоторые приближения. Простейшим является приближение парных столкновений, в котором взаимодействие заряженной частицы с частицами плазмы сводится к независимым и мгновенным взаимодействиям с каждой частицей плазмы. В дальнейшем действующую в плазме заряженную частицу будем называть пробной, а плазменные частицы — полевыми.

Подробное кинематическое рассмотрение столкновений пробной частицы с распределенными по Максвеллу полевыми частицами плазмы [4] дает следующие значения для длины пробега заряженной частицы в двухкомпонентной плазме

$$\lambda = \frac{M m_e v_0^4}{16\pi L (qe)^2 n_e} \quad \text{при } T_e \ll \frac{m_e E}{M} \quad (3.4)$$

и

$$\lambda = \frac{2^{2/3} \cdot 3}{16\pi} \frac{M T_e^{3/2} \cdot v_0}{L (qe)^2 m_e^{1/2} \cdot n_e} \quad \text{при } T_e \gg \frac{m_e E}{M}, \quad (3.5)$$

где  $E$ ,  $M$ ,  $v_0$ ,  $q$  — соответственно энергия, масса, скорость и заряд пробной частицы;  $T_e$ ,  $n_e$  — электронная температура и плотность;  $m_e$ ,  $e$  — масса и заряд электрона;  $L$  — кулоновский логарифм (кулоновским логарифмом называется безразмерная величина, характеризующая взаимодействие пробной

частицы с кулоновским полем полевой частицы). Для большинства плазменных приложений  $L \approx 10 - 15$ . Торможение пробной частицы с  $E \gg T_e$  происходит в основном на электронной компоненте плазмы [5].

В табл. 3.2 приведены аппроксимационные формулы для вычисления длин пробега заряженных продуктов  $DD$ - и  $DT$ -реакций синтеза при торможении на электронной компоненте  $DT$ -плазмы.

Т а б л и ц а 3.2

Частицы	$E, \text{МэВ}$	$v_0, \text{см/с}$	$T_e, \text{кэВ}$	$\lambda_e, \text{см}$
${}^3\text{He}$	0,82	$7,2 \cdot 10^8$	$\leq 4,6 \cdot 10^{-2}$	$1,1 \cdot 10^{19} / n_e$
			$> 4,6 \cdot 10^{-2}$	$1,1 \cdot 10^{21} T_e^{3/2} / n_e$
T	1,01	$8,0 \cdot 10^8$	$\leq 6 \cdot 10^{-2}$	$7,0 \cdot 10^{19} / n_e$
			$> 6 \cdot 10^{-2}$	$4,8 \cdot 10^{21} T_e^{3/2} / n_e$
$\alpha$	3,50	$1,3 \cdot 10^9$	$\leq 1,6 \cdot 10^{-1}$	$1,6 \cdot 10^{20} / n_e$
			$> 1,6 \cdot 10^{-1}$	$2,6 \cdot 10^{21} T_e^{3/2} / n_e$
$p$ (первичные)	3,02	$2,4 \cdot 10^9$	$\leq 5,4 \cdot 10^{-1}$	$1,9 \cdot 10^{21} / n_e$
			$> 5,4 \cdot 10^{-1}$	$4,8 \cdot 10^{21} T_e^{3/2} / n_e$
$p$ (вторичные)	14,70	$5,3 \cdot 10^9$	$\leq 2$	$4,6 \cdot 10^{22} / n_e$
			$> 2$	$1,1 \cdot 10^{22} T_e^{3/2} / n_e$

Очевидно, что в плазме с магнитным удержанием энергия заряженных продуктов термоядерных реакций не меняется при прохождении через плазму, в то время как на установках ИТС спектры и выходы термоядерных частиц, могут сильно зависеть от размеров сжатой мишени, плотности плазмы, толщины оболочки и других факторов.

## Расчет спектров и выходов термоядерных частиц

Начальные спектры первичных термоядерных частиц. Рассмотрим начальные недеформированные спектры продуктов термоядерных реакций в  $ДД$ - и  $ДТ$  лазерной плазме. Будем считать, что однородная плазма является мгновенным источником термоядерных частиц, которые практически в плазме не тормозятся, т.е. длины пробега этих частиц в плазме много больше размеров самой плазмы. В этих предположениях плотность и температура плазмы не зависят от пространственных координат и являются  $\delta$ -функциями времени. Скорость реакции двух взаимодействующих частиц плазмы в дифференциальной форме записывается в виде

$$dR = n_1 n_2 f_1(\vec{v}_1) f_2(\vec{v}_2) v_{отн} \sigma(v_{отн}) d\vec{v}_1 d\vec{v}_2. \quad (3.6)$$

Здесь  $n_1, n_2, \vec{v}_1, \vec{v}_2$  - плотности и скорости реагирующих частиц в лабораторной системе (л.с.) координат;  $f$  - функция распределения ионов по скоростям;  $v_{отн} = |\vec{v}_1 - \vec{v}_2|$  - относительная скорость;  $\sigma$  - сечение реакции. Индексами 1, 2 обозначены реагирующие частицы,  $j_1, j_2$  - термоядерные частицы, образовавшиеся в результате реакций синтеза.

Записывая (3.6) в системе центра инерции (с.ц.и.) и опуская промежуточные выкладки, которые полностью приведены, например, в работе [6], приходим к выражению для спектра термоядерных частиц  $j_1$  в случае максвелловского распределения ионов плазмы по скоростям:

$$\frac{\partial R}{\partial E_{j_1}} = 2 n_1 n_2 \langle \sigma v_{отн} \rangle \left( \frac{m_1 + m_2}{4 m_{j_1} E_0 T_i} \right)^{1/2} \exp \left[ - \frac{m_1 + m_2}{4 m_{j_1} E_0} \frac{(E_{j_1} - E_0)^2}{T_i} \right], \quad (3.7)$$

где  $E_0 = \frac{m_{j_2}}{m_{j_1} + m_{j_2}} Q$  - энергия термоядерной частицы  $j_1$  при  $v_{отн} = 0$

в с.ц.и.;  $Q$  - энергия выделившаяся в реакции;  $T_i$  - ионная температура плазмы; скобками  $\langle \rangle$  - обозначено усреднение по максвелловскому распределению. Размерность  $\frac{\partial R}{\partial E_{j_1}}$  - количество частиц в единице объема в единицу времени на единицу энергии. Таким образом, спектр термоядерных частиц имеет вид распределения Гаусса.

Приравняв экспоненту в (3.7) к  $\frac{1}{2}$ , можно получить ширину энергетического распределения по половине высоты как

функцию температуры ионов, выделившейся энергии и масс частиц, участвующих в реакции:

$$\Delta E_{T_i} = (E_{j_1} - E_0)_{\frac{1}{2}} = 4 \left[ \frac{m_{j_1} m_{j_2} Q \ln 2 T_i}{(m_{j_1} + m_{j_2})(m_1 + m_2)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.8)$$

В случае  $DD$ -плазмы термоядерные реакции идут по двум равновероятным каналам (см. п. 3.1). В первом канале реакции образуется ион  ${}^3_2\text{He}$  ( $m_{j_1} = m_{\text{He}} \approx 3m_n$ ) и нейтрон ( $m_{j_2} = m_n$ ) суммарная выделившаяся энергия  $Q = 3,27$  МэВ, массы реагирующих ионов  $m_D \approx 2m_n$ .

Откуда

$$(\Delta E_{T_i})_{\text{He}, n} = \sqrt{3Q T_i \ln 2} \approx 82,5 \sqrt{T_i} \quad (\text{кэВ}), \quad (3.9)$$

где  $T_i$  — берется в кэВ.

Во втором канале  $DD$ -реакции рождается протон ( $m_{j_1} = m_p$ ) и ядро трития  ${}^3_1\text{T}$  ( $m_{j_2} = m_T \approx 3m_p$ ), выделившаяся энергия  $Q = 4,03$  МэВ. Тогда

$$(\Delta E_{T_i})_{T, p} = \sqrt{3Q \ln 2 T_i} = 91,5 \sqrt{T_i} \quad (\text{кэВ}). \quad (3.10)$$

В  $DT$ -реакции образуется  $\alpha$ -частица ( $m_{j_1} = m_\alpha \approx 4m_n$ ) и нейтрон ( $m_{j_2} = m_n$ ),  $Q = 17,6$  МэВ, масса трития  $m_T = 3m_n$ . В этом случае

$$(\Delta E_{T_i})_{\alpha, n} = 0,8 \sqrt{4Q \ln 2 T_i} \approx 177 \sqrt{T_i} \quad (\text{кэВ}). \quad (3.11)$$

Следовательно, когда длина пробега термоядерной частицы много больше размеров плазмы, измеряя ширину спектра на половине высоты, можно определить ионную температуру плазмы.

Для плазмы с магнитным удержанием спектр термоядерных частиц будет также иметь вид распределения Гаусса, если зависимость всех параметров плазмы от времени — "полочка", т.е.  $n_1 \sim n_2 \sim T_e \sim T_i \sim f(t)$ :

$$f(t) = \begin{cases} 1, & 0 < t \leq \tau_0, \\ 0, & t > \tau_0, \\ 0, & t < 0, \end{cases} \quad (3.12)$$

где  $\tau_0$  — время существования плазмы.

В общем случае спектр термоядерных частиц определяется видом зависимостей параметров плазмы от времени.

Деформация спектров первичных термоядерных частиц при прохождении через плазму. Как было показано выше, плазма, получаемая на установках с магнитным удержанием ( $n \approx 10^{14} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ), практически прозрачна для всех термоядерных частиц — заряженных продуктов реакции и нейтронов. Но выход заряженных продуктов реакций синтеза (ядер гелия, протонов, тритонов) из области, занимаемой плазмой, затруднен вследствие конечных размеров ларморовских радиусов этих частиц. Например, тритон с энергией 1 МэВ в магнитном поле с индукцией в несколько тесл имеет ларморовский радиус в несколько сантиметров, что обычно не превышает поперечного размера плазмы в таких системах. Таким образом, вероятность выхода первичных термоядерных ионов из плазмы с магнитным удержанием мала. Поэтому основной интерес представляет ионная диагностика инерциальной термоядерной плазмы.

В случае лазерной плазмы (плотностью порядка плотности твердого тела и выше) основными причинами деформации спектров заряженных продуктов термоядерных реакций являются: уширение за счет прохождения ими различных расстояний в плазме при рождении в разных точках сжатого ядра, статистический разброс потерь энергии в слое плазмы (страгглинг) и доплеровское уширение из-за суммарного гидродинамического движения плазмы в процессе сжатия и разлета.

Последние два фактора (страгглинг и доплеровское уширение) относительно невелики и приводят к увеличению спектральной ширины на величину порядка 10 кэВ, которой в большинстве случаев можно пренебречь.

Если длина пробега заряженных термоядерных частиц сравнима с размерами плазмы, то их спектр существенно деформируется в результате того, что рождение частиц происходит в разных точках сжатого ядра. В нем появляется значительная доля частиц с энергиями значительно меньшими наиболее вероятной энергии гауссовского распределения. Для нахождения вида спектра в этом случае необходимо решать кинетические уравнения для термоядерных частиц в плазме, которое имеет вид [5]:

$$\frac{\partial f_j}{\partial t} + \vec{v}_j \cdot \nabla f_j = R_j + \sum_K C_{jK} \quad (3.13)$$

Здесь  $f_j(\vec{r}, \vec{v}_j)$  — функция распределения термоядерных частиц сорта  $j$  в фазовом пространстве;  $\vec{v}_j$  — их скорость;  $\mathcal{K}_j$  — скорость рождения в результате реакции синтеза термоядерных частиц сорта  $j$  в единице объема фазового пространства в точке  $(\vec{r}, \vec{v}_j)$ ;  $C_{jK}$  — скорость изменения числа термоядерных частиц сорта  $j$  в единице объема фазового пространства в точке  $(\vec{r}, \vec{v}_j)$  в результате упругих столкновений с компонентами плазмы сорта  $K$ . Взаимодействие термоядерных частиц друг с другом не учитывается, поскольку их концентрация на несколько порядков меньше концентрации компонент плазмы.

Это уравнение может быть приближенно решено в аналитическом виде при следующих предположениях. Спектр рождающихся первичных термоядерных частиц полагают  $\delta$ -функцией, ионы плазмы имеют максвелловское распределение по скоростям, плазма является мгновенным источником термоядерных частиц; ее объем и плотность фиксированы (рис. 3.1).

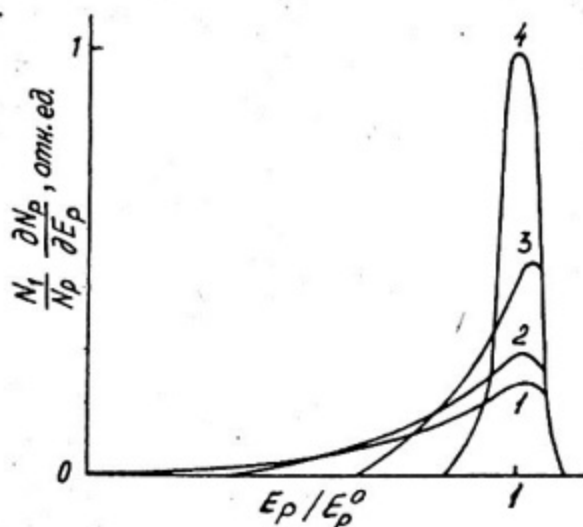


Рис. 3.1. Спектры первичных протонов  $DD$ -плазмы сплошных мишеней (дейтерированный полиэтилен без стеклянной оболочки):  $T_e = 1$  кэВ,  $R = 5 \cdot 10^{-4}$  см; кривые 1, 2, 3, 4 соответствуют  $n_D \sim 5 \cdot 10^{23}$  см $^{-3}$ ,  $4 \cdot 10^{23}$  см $^{-3}$ ,  $2 \cdot 10^{23}$  см $^{-3}$ ,  $10^{23}$  см $^{-3}$  [5]

Движение заряженных термоядерных частиц в оболочечных мишенях рассмотрим на примере наиболее простых и часто используемых в экспериментах стеклянных оболочечных мишеней, наполненных  $DT$ -газом.

В момент максимального сжатия оболочечной мишени ядро мишени, где они рождаются, окружено слоем стекла толщиной  $\Delta R$  имеющего более низкую температуру и более высокую плотность, чем  $DT$ -ядро. Спектры и выходы заряженных термоядерных частиц при такой конфигурации плазмы будут отличаться от аналогичных характеристик термоядерных частиц, вылетевших из горячего ядра плазмы сплошных мишеней, поскольку

в этом случае частицы испытывают помимо торможения в  $DT$ -ядре сильное торможение в слое стекла.

Расчеты спектров и выходов  $\alpha$ -частиц, проведенные на основании решения уравнения (3.13) показывают, что начальный гауссовский спектр  $\alpha$ -частиц в результате их торможения в  $DT$ -ядре мишени уширен, а максимум его, который первоначально приходился на значение начальной энергии 3,5 МэВ, в результате торможения  $\alpha$ -частиц в стекле смещен в сторону меньших энергий на величину.

$$\Delta E_{\alpha} = \begin{cases} 2E_{\alpha}^0 \left[ 1 - \left( 1 - \frac{2\Delta R}{\lambda_{\alpha e}} \right)^{\frac{1}{4}} \right], T_e^{CT} \leq 1,6 \cdot 10^{-1} \text{ кэВ}; \\ 2E_{\alpha}^0 \left[ 1 - \left( 1 - \frac{2\Delta R}{\lambda_{\alpha e}} \right) \right], T_e^{CT} > 1,6 \cdot 10^{-1} \text{ кэВ}. \end{cases} \quad (3.14)$$

Здесь  $E_{\alpha}^0$  - начальная энергия  $\alpha$ -частицы;  $\Delta R$  - толщина неиспаренной стеклянной оболочки;  $\lambda_{\alpha e}$  - длина пробега  $\alpha$ -частицы в стекле. Смещение спектра определяется только параметрами сжатого слоя стекла: толщиной и плотностью при низких температурах ( $T_e^{CT} < \sim 10^{-1}$  кэВ), толщиной, плотностью и температурой при высоких температурах ( $T_e^{CT} > 0,5$  кэВ). На рис. 3.2 показан спектр  $\alpha$ -частиц, вылетевших из  $DT$ -плазмы стеклянной оболочечной мишени, для случая, когда  $\alpha$ -частицы не термализуются в  $DT$ -ядре.

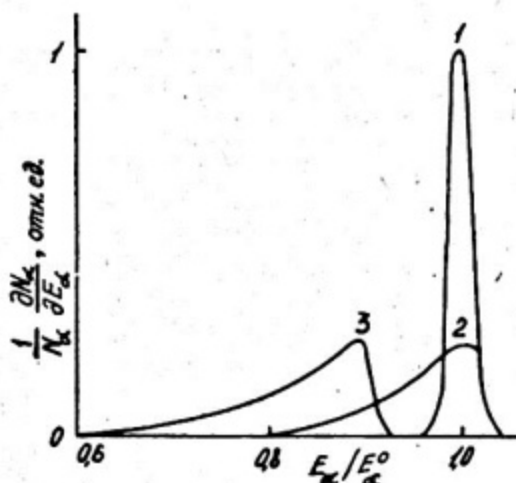


Рис. 3.2. Спектр  $\alpha$ -частиц из  $DT$ -плазмы, окруженной стеклянной оболочкой: 1 - начальный; 2 - после торможения в ядре  $DT$ -плазмы; 3 -  $\alpha$ -частиц, прошедших стеклянную оболочку [5]

Уширение спектров, рассчитанных в [5], обусловлено тем, что источник (лазерная плазма) представляет собой микросферу конечного размера и термоядерные частицы, рождаясь в различных ее точках, проходят в плазме существенно разные пути. При этом форма спектра отклоняется от гауссовской в сторо-

ну увеличения числа низкоэнергетических частиц. Уширение  
 счет этого эффекта может быть оценено по формуле

$$\Delta E_{S\alpha} = (2 - \sqrt{2}) E_{\alpha}^0 \frac{4R}{\lambda}, \quad \text{для } \frac{R}{\lambda} \leq \frac{1}{4}, \quad (3.1)$$

где  $R$  — радиус сжатого ядра;  $\lambda$  — пробег термоядерной частицы в плазме.

Если в (3.14) и (3.15) подставить значения пробега заряженных частиц из табл. 3.2 и выразить электронную плотность как

$$n_e = \frac{2\rho}{M_1 + M_2}, \quad (3.1)$$

где  $\rho$  — плотность вещества в  $[\text{г/см}^3]$ ;  $M_1$  и  $M_2$  — массы ионов однозарядной плазмы, то можно получить выражение уширения и сдвига спектра  $\alpha$ -частиц в следующем виде:

$$\Delta E_{S\alpha} = \begin{cases} (2\sqrt{2}) E_{\alpha}^0 \frac{5,0 \cdot 10^{-21} \rho R}{M_1 + M_2}, & T_e \leq 1,6 \cdot 10^{-7} \text{ кэВ}; \\ (2 - \sqrt{2}) E_{\alpha}^0 \frac{3,7 \cdot 10^{-21} \rho R}{T_e^{3/2} (M_1 + M_2)}, & T_e > 1,6 \cdot 10^{-7} \text{ кэВ}; \end{cases} \quad (3.1)$$

$$\partial E_{\alpha} = \begin{cases} 2 E_{\alpha}^0 \left[ 1 - \left( 1 - \frac{2,5 \cdot 10^{-20} \rho \Delta R}{M_1 + M_2} \right)^{\frac{1}{4}} \right], & T_e \leq 1,6 \cdot 10^{-7} \text{ кэВ}; \\ \frac{3,7 \cdot 10^{-21} E_{\alpha}^0 \rho \Delta R}{T_e^{3/2} (M_1 + M_2)}, & T_e > 1,6 \cdot 10^{-7} \text{ кэВ}. \end{cases} \quad (3.1)$$

Аналогичные результаты можно также получить для других термоядерных ионов.

Спектры и выходы вторичных термоядерных частиц. Спектры и выходы вторичных термоядерных частиц могут также рассчитаны на основании приближенного решения (3.1). При этом начальные спектры первичных термоядерных частиц вступающих в реакции синтеза с ионами плазмы, полагают функциями, так как спектральная ширина начального энергетического распределения этих частиц много меньше средней энергии спектров. На рис. 3.3,а показан спектр вторичных протонов из лазерной плазмы сплошных мишеней в случае слаботорможения первичных частиц  ${}^3\text{He}$  (длина пробега  ${}^3\text{He}$  в пла

много больше размера плазмы), а на рис. 3.3,б – спектры вторичных нейтронов в случаях слабого торможения первичных ядер трития (кривая 1) и сильного торможения, когда длина пробега трития много меньше размера сжатого ядра (кривая 2) [5].

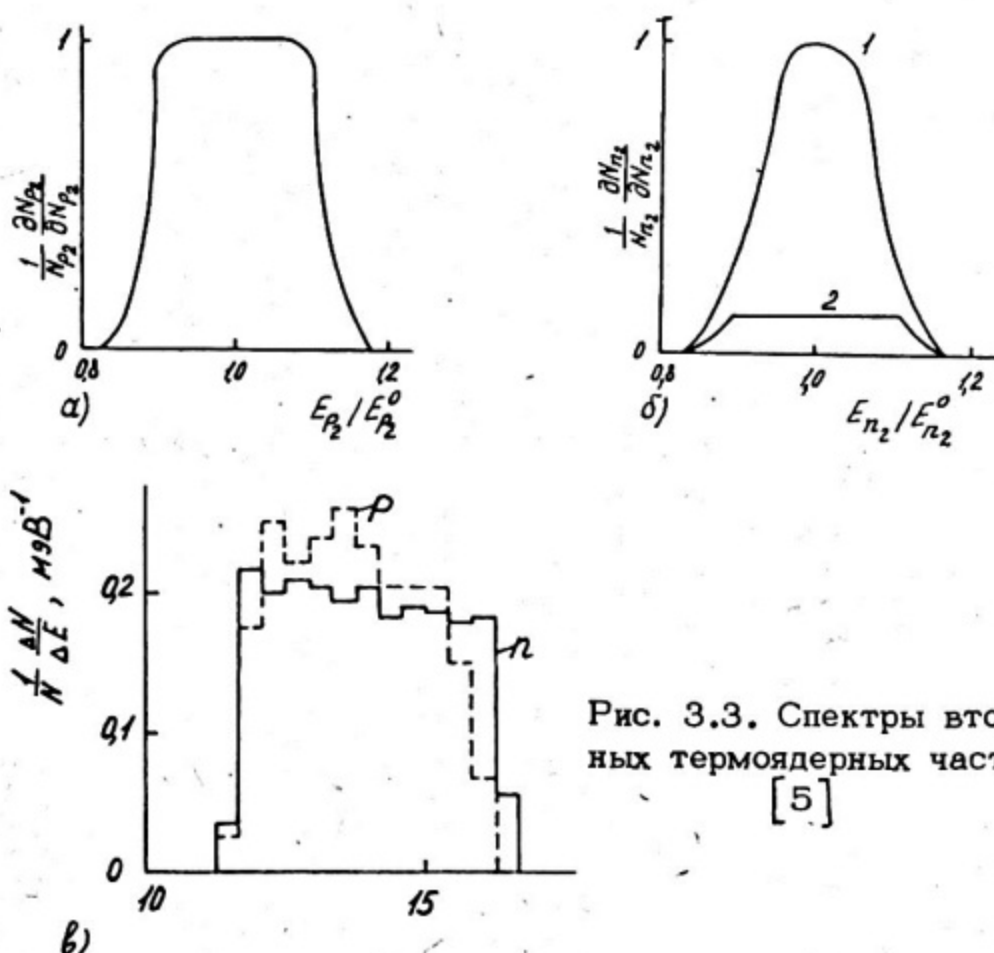


Рис. 3.3. Спектры вторичных термоядерных частиц [5]

На рис. 3.3,в приведены спектры вторичных протонов и нейтронов из плазмы  $DD$ -оболочечных мишеней с толщиной стеклянной оболочки 1,5 мкм, рассчитанные методом Монте-Карло.

В случае плазмы с магнитным удержанием вероятность образования вторичных термоядерных частиц ничтожно мала из-за низкой плотности плазмы ( $n \approx 10^{14} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ).

### 3.2. Методы диагностики плазмы по заряженным продуктам термоядерных реакций

Продукты термоядерных реакций являются важным источником информации о состоянии сжатого ядра плазмы с инерциальным удержанием.

Возможность построения корпускулярной диагностики таковой плазмы на основе измерения характеристик заряженных первичных и вторичных термоядерных частиц связана с тем, что длина их замедления за счет кулоновского взаимодействия с ионами и электронами сравнима с размерами термоядерной мишени и в общем случае зависит от плотности и температуры плазмы. Это обуславливает деформацию спектров и уменьшение выхода этих частиц из мишени (в отличие от плазмы с магнитным удержанием, в которой из-за невысокой ее плотности  $\sim 10^{14} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$  заряженные продукты синтеза тормозятся очень слабо).

Как было показано выше, регистрируемые спектры заряженных продуктов термоядерных реакций зависят от многих факторов. Так, спектральная ширина определяется в первую очередь ионной температурой плазмы  $T_i$  (см. (3.8)), а также произведением плотности сжатого ядра на его радиус, так называемым параметром  $\rho R$  (см. (3.17)). Сдвиг спектра термоядерных ионов обусловлен торможением только в неиспарившейся холодной стеклянной оболочке и определяется произведением плотности стеклянной оболочки на ее толщину в сжатом состоянии — параметром  $\rho \Delta R$  оболочки (см. формулу 3.18). Измерения параметров  $T_i$ ,  $\rho R$  сжатого ядра и  $\rho \Delta R$  оболочки дают информацию об эффективности сжатия термоядерной мишени и возможности осуществления термоядерного горения.

Диагностика плазмы по заряженным продуктам термоядерных реакций возможна в том случае, если термоядерные ионы выходят из мишени и регистрируются соответствующими детекторами. Вертикальные полосы на рис. 3.4 выделяют значения параметра  $\rho \Delta R$ , которые достигаются в режиме "взрывающейся оболочки", т.е. при облучении мишени лазерным импульсом с плотностью потока  $10^{15} - 10^{16} \text{ Вт/см}^2$  и длительностью  $\sim 0,1 \text{ нс}$ , а также в режимах "сжимающейся оболочки", которые характеризуются умеренными плотностями потока  $\sim 10^{14} \text{ Вт/см}^2$  и большой длительностью лазерного импульса  $\sim 1 \text{ нс}$ , приводящих к сжатию  $DT$ -смеси в 10 и 100 раз по сравнению с плотностью в жидком состоянии ( $\rho \approx 0,2 \text{ г/см}^3$ ). Из приведенных зависимостей следует, что при  $\rho \Delta R \approx 5 \times 10^{-2} \text{ г/см}^2$  регистрация  $\alpha$ -частиц становится невозможной, а при достижении еще больших плотностей оболочки  $\rho \Delta R \approx 1 \text{ г/см}^2$  только нейтроны с энергией 14,1 МэВ могут быть надежно зарегистрированы после прохождения сжатого стекла. Полезно также привести зависимость энергии  $\alpha$ -частиц от па-

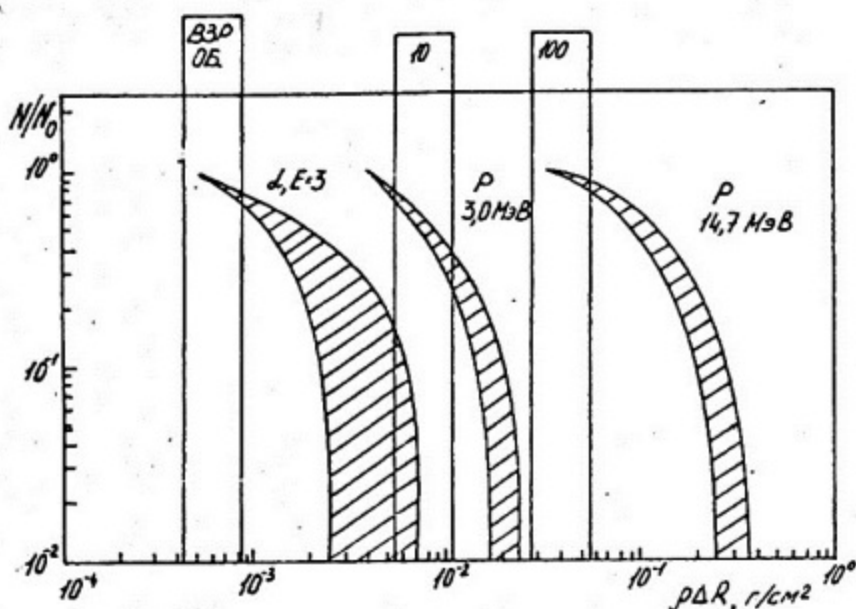


Рис. 3.4. Расчетная зависимость доли количества термоядерных частиц, прошедших сквозь сжатую стеклянную оболочку, от величины параметра  $\rho\Delta R$  для диапазона изменения температур оболочки  $T_e \approx 100 \div 500$  эВ [5]

параметра  $\rho\Delta R$  стеклянной оболочки для различных электронных температур, рассчитанную по (3.18) (рис. 3.5). Таким образом, ионная диагностика лазерной плазмы может применяться на стадии лабораторного эксперимента, пока не достигнуты значения  $\rho\Delta R$  порядка  $1 \text{ г/см}^2$ .

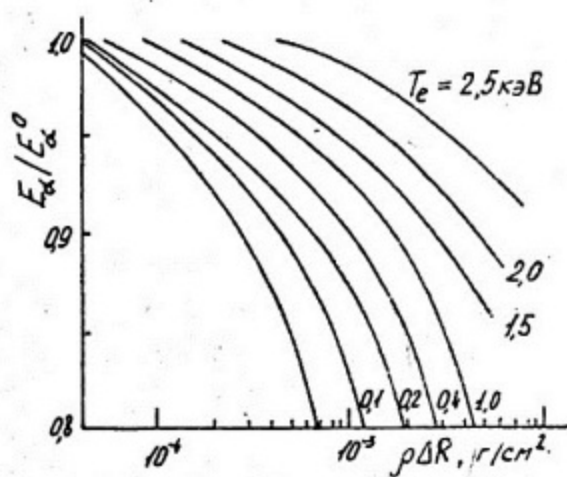


Рис. 3.5. Зависимость энергии  $\alpha$ -частиц от величины параметра  $\rho\Delta R$  стеклянной оболочки [5]

Для того чтобы в одном эксперименте можно было определить ионную температуру  $T_i$  и параметр  $\rho R$  ядра необходимо измерить спектральные ширины по меньшей мере двух заряженных продуктов термоядерных реакций. При этом электронная температура должна быть определена независимо. Это видно из формулы для результирующей спектральной ширины

$$(\Delta E_p)^2 = (\Delta E_{T_i})^2 + (\Delta E_S)^2 \quad (3.19)$$

и сопоставления (3.8) и (3.17). При измерении ширины спектра термоядерных ионов одного типа могут быть получены верхние оценки ионной температуры и определен параметр  $\rho \Delta R$  оболочки. Наиболее точным методом измерения параметров  $T_i$ ,  $\rho R$  и  $\rho \Delta R$  является времяпролетный метод, в котором спектральная ширина определяется по временной ширине импульса на детекторе, расположенном на некотором расстоянии от источника излучения.

Еще один метод определения ионной температуры сжатого ядра основан на том, что произведение скорости ионов плазмы на эффективное сечение реакции, усредненное по максвелловскому распределению скоростей  $\langle v\sigma \rangle$ , для реакций  $D+D \rightarrow p+T$  и  $D+{}^3\text{He} \rightarrow p+\alpha$  сильно зависит от температуры ядер (см. рис.3.2). Измеряя отношение количества первичных и вторичных протонов  $N_{p_1}/N_{p_2}$ , которое определяется отношением соответствующих величин  $\langle v\sigma \rangle_{DD} / \langle v\sigma \rangle_{D{}^3\text{He}}$  можно определить  $T_i$  ядра при известной плотности.

Для плазмы с не очень высокой плотностью метод измерения отношения выходов первичных и вторичных термоядерных частиц может быть использован для определения параметра  $\rho R$  ядра. Отношение числа реакций  $(D, {}^3\text{He})$  и  $(D, D)$  пропорционально  $\rho R$  ядра для  $DD$ -мишени при условии, что  ${}^3\text{He}$  не термолизуется в ядре. В этом случае, если температура и плотность ядра однородны и не зависят от времени, а также если первичные и вторичные протоны полностью выходят из мишени, то  $N_{p_2}/N_{p_1} \approx 0,14 \rho R$ . Диагностика плазмы по отношению выходов первичных и вторичных заряженных частиц (как правило, протонов) возможна до значений  $\rho R$  ядра, не превышающих  $0,02 \text{ г/см}^2$ .

Методика измерения ионной температуры по соотношению выходов первичных и вторичных протонов находит также широкое применение в диагностике плазмы с магнитным удержанием, например на установках типа "плазменный фокус".

Поток заряженных частиц из ядра мишени может формировать изображение ядра при использовании камеры-обскуры и зонной пластины Френеля. Полученное изображение сжатого ядра позволяет определить его размер (объемное сжатие) и пространственное распределение плотности в ядре с высоким разрешением по объему. Для измерения выходов первичных и вторичных заряженных продуктов термоядерных реакций, а также в качестве регистрирующих элементов в камерах-обскурах и зонных пластинах используются твердотельные трековые детекторы и ядерные эмульсии.

### Времяпролетный метод измерения характеристик термоядерных частиц

Как уже говорилось выше, для определения ионной температуры плазмы  $T_i$ , параметров  $\rho R$  ядра и  $\rho \Delta R$  оболочки необходимо измерить энергетическую ширину спектра термоядерных частиц на половине высоты (3.9) - (3.11) и наиболее вероятную энергию этих частиц (3.18).

Для определения этих характеристик спектра обычно используется интегральный времяпролетный метод, суть которого заключается в следующем. Измеряются временные интервалы между моментом испускания заряженных термоядерных частиц и моментами их регистрации детектором (или детекторами), расположенном на некотором расстоянии от источника импульсного излучения, называемом пролетной базой. Если временное разрешение детектора не позволяет регистрировать сигналы от отдельных термоядерных частиц, то на выходе детектора формируется интегральный сигнал  $i(t)$ , который представляет собой свертку временного спектра термоядерных частиц  $\frac{dN}{dt}$  и функции отклика детектора  $K(t, E)$ :

$$i(t) = \int_0^t \int_0^E K(t', E') \frac{dN}{dt'} dt' dE'. \quad (3.20)$$

Временным спектром в данном случае называется число частиц, прошедших фиксированное расстояние за единицу времени.

Форма временного спектра термоядерных частиц на расстоянии от мгновенного источника вычисляется следующим образом:

$$\frac{dN}{dt} = \int_0^{\infty} \frac{dN}{dE_{T.Я.}} \delta\left(t - L \sqrt{\frac{m_{T.Я.}}{2E_{T.Я.}}}\right) dE_{T.Я.} \quad (3.21)$$

При подстановке в качестве  $dN/dE_{T.Я.}$  энергетического распределения  $\alpha$ -частиц, образовавшихся в ДТ-реакции, и учитывая, что время пролета  $t_0$   $\alpha$ -частицей расстояния  $L$  много больше временной ширины импульса, получим

$$\frac{dN}{dt} = \text{const.} \frac{L^2 m_\alpha}{2t_0^3} \exp \left\{ -\frac{(m_D + m_T)^2 2E_{\alpha 0}^2}{m_\alpha^2 L^2 T_i} (t' - t_0)^2 \right\} \quad (3.22)$$

Временная функция также имеет вид распределения Гаусса, и по измеренной его ширине на половине высоты может быть определена ионная температура по формуле

$$T_i = (t_0 - t')^2 \frac{(m_1 + m_2) E_{\alpha 0}^2}{2m_\alpha^2 L^2 \ln 2} \quad (3.23)$$

Такую же формулу для  $T_i$  можно получить, если записать дифференциал от выражения для кинетической энергии частицы:

$$\partial E = \partial \left( \frac{m_\alpha v_{\alpha 0}^2}{2} \right) = m_\alpha v_{\alpha 0} dv_\alpha \quad (3.24)$$

При этом

$$\partial \sigma_\alpha = \partial(L/t) = -\frac{L}{t^2} \partial t, \quad (3.25)$$

$$t_0 = L/v_{\alpha 0}, \quad v_{\alpha 0} = \sqrt{\frac{2E_{\alpha 0}}{m_\alpha}}$$

Используя (3.8) и (3.25) и проводя простые алгебраические преобразования, получим результат, аналогичный (3.23).

Для проведения расчетов характеристик спектров и оценок погрешностей удобно пользоваться следующим выражением для ширины временного спектра, полученным из (3.24) и (3.25),

$$\Delta t = \frac{1}{2} t_0 \frac{\Delta E}{E_0} = \frac{1}{2} \frac{L}{v_0} \frac{\Delta E}{E_0}, \quad (3.26)$$

где  $t_0$  - время пролета фиксированного расстояния  $L$  частицей с наиболее вероятной энергией  $E_0$  и скоростью  $v_0$ .

Таким образом, если спектр термоядерных частиц представляет собой распределение Гаусса, то, измеряя временную ширину импульса  $\Delta t$  и время пролета  $t_0$ , можно определить спектральную ширину  $\Delta E$  и наиболее вероятную энергию  $E_0$ .

На практике интегральный времяпролетный метод измерения характеристик спектров заряженных продуктов термоядерных реакций реализуется следующим образом (рис. 3.6). Мощ-

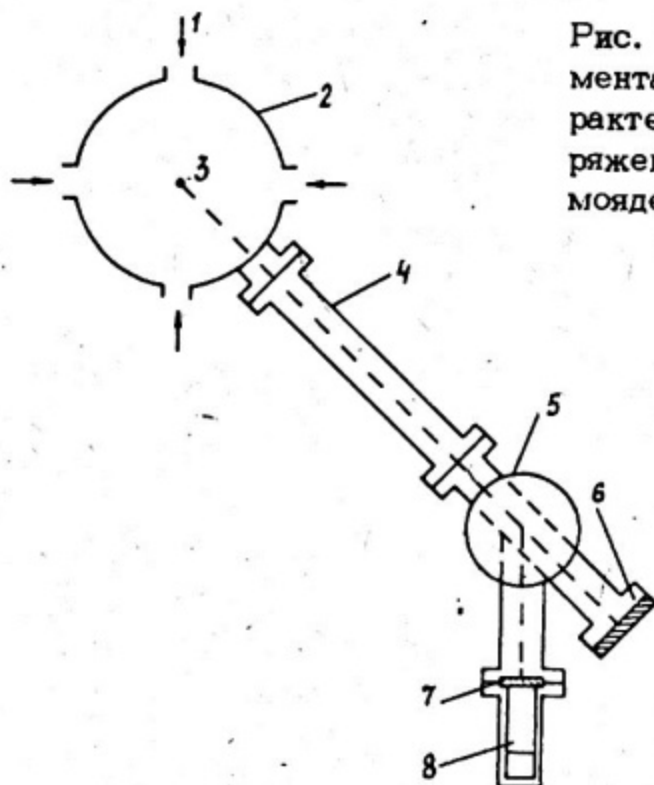


Рис. 3.6. Схема эксперимента по определению характеристик спектров заряженных продуктов термоядерных реакций по времени пролета

ный импульс лазерного излучения 1 длительностью порядка 1 нс, поступая в мишенную камеру 2, нагревает термоядерную мишень 3 (сплошную или оболочечную) до температур 1 – 10 кэВ и сжимает ее в 10 – 1000 раз по объему. В результате образуется горячая плазма и за время 0,1 – 1 нс происходят термоядерные реакции синтеза с образованием заряженных частиц и нейтронов. При этом возникает также мощное импульсное рентгеновское излучение в диапазоне энергий квантов от сотен эВ до десятков кэВ и потоки ионов вещества оболочки и ядра (так называемые ионы разлета) с энергией от десятков эВ до десятков кэВ.

Из мишенной камеры заряженные частицы и поток рентгеновского излучения попадают в длинную пролетную камеру 4, на выходе из которой расположен поворотный магнит 5, отклоняющий заряженные частицы на некоторый угол ( $\sim 10 - 20^\circ$ ). Поворотный магнит выводит заряженные частицы из прямого пучка рентгеновского и светового излучения на детектор, состоящий из сцинтиллятора 7 и ФЭУ 8.

При измерениях на установках ЛТС это необходимо, так как энергия, выделяемая в рентгеновском диапазоне, составляет величину порядка 1 Дж, что превышает суммарную энергию заряженных продуктов на 6 – 7 порядков. Как правило, во время-

пролетных спектрометрах термоядерных ионов используется детектор, состоящий из быстрого пластмассового сцинтиллятора и ФЭУ с высоким временным разрешением.

Эффективность регистрации рентгеновского излучения падает с уменьшением толщины сцинтиллятора. Поэтому для повышения избирательности детектора используется сцинтиллятор в виде тонкой пленки толщиной порядка длины пробега регистрируемого иона. Например, пробег  $\alpha$ -частицы с энергией 3,5 МэВ в полистироле, на основе которого изготавливается сцинтиллятор, не превышает 20 мкм. Эффективность регистрации рентгеновского излучения пленкой такой толщины составляет  $10^{-3}$  для энергий 10 кэВ и  $10^{-1}$  для энергий 1 кэВ.

Для защиты детектора от светового потока и ионов разлета сцинтиллятор покрывается защитной металлической пленкой (например, из алюминия, серебра, меди) толщиной порядка 1 мкм.

Такая конструкция детектора позволяет примерно на 3-4 порядка величины ослабить интенсивность регистрируемого импульса сопутствующего рентгеновского излучения плазмы и практически полностью устранить регистрацию ионов разлета, даже в том случае, если детектор располагается в прямом пучке рентгеновского и корпускулярного излучения.

На рис. 3.7 показана временная структура выходного импульса детектора, расположенного на расстоянии 1,5 метра от ДД-плазмы сплошной мишени. Импульс рентгеновского излучения плазмы отделен от импульсов, обусловленных термоядерными ионами, временными интервалами от 60 до 200 нс, его

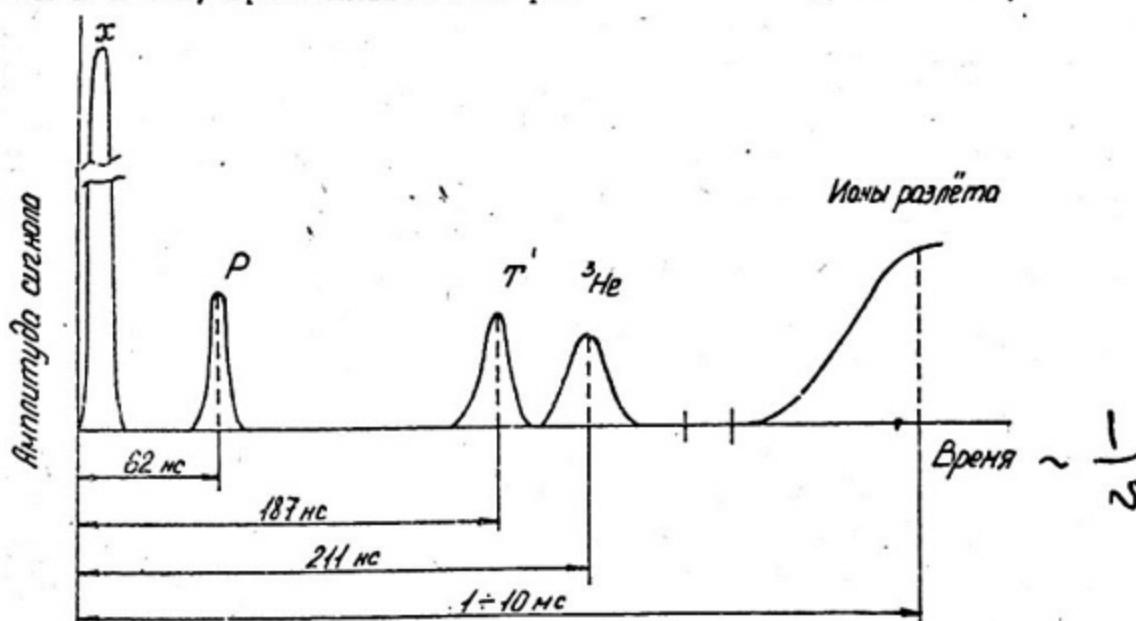


Рис. 3.7. Временная структура выходного импульса сцинтилляционного детектора, расположенного на расстоянии 1,5 м от ДД-мишени

интенсивность при расположении детектора в прямом пучке на 3 - 4 порядка больше интенсивности импульсов от термоядерных ионов. Это затрудняет регистрацию термоядерных ионов. Последние диодные промежутки ФЭУ насыщаются пространственным зарядом, время "рассасывания" которого может достигать сотен наносекунд и к моменту регистрации наиболее быстрых ионов ФЭУ может еще не войти в нормальный режим работы. Возникает также проблема защиты входных каскадов электронных схем, обрабатывающих сигналы детектора, от перегрузок.

Для устранения этих негативных эффектов применяются, во-первых, выведение регистрируемых термоядерных ионов из прямого пучка рентгеновского и корпускулярного излучения и, во-вторых, управление чувствительностью ФЭУ в процессе регистрации импульсных потоков термоядерных ионов. В режиме управления коэффициент умножения ФЭУ должен меняться на 4 - 5 порядков в течение длительности управляющего импульса.

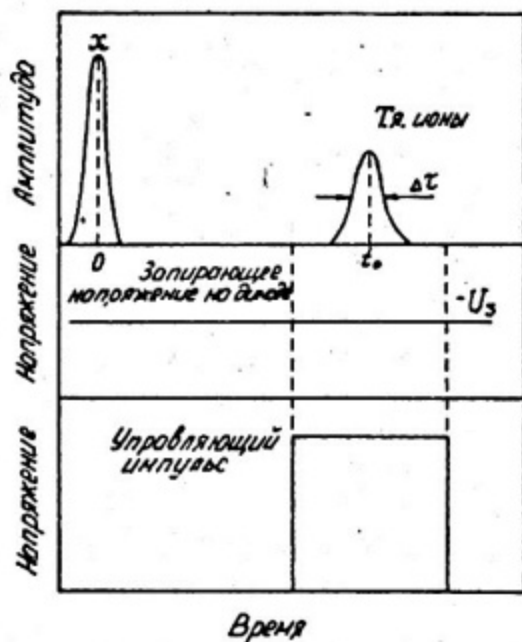


Рис. 3.8. Временная диаграмма работы сцинтилляционного детектора в режиме управления

разрядник с лазерным поджигом и соответствующая линия задержки. На рис. 3.8 изображена временная диаграмма работы детектора в режиме управления.

Но наиболее действенным способом устранения влияния сопутствующего рентгеновского излучения является простран-

Управление ФЭУ осуществляется следующим образом. На несколько диодов ФЭУ подается постоянное запирающее напряжение, которое уменьшает коэффициент умножения на 4 порядка (с  $10^7$  до  $10^3$ ). Для восстановления коэффициента умножения ФЭУ на запертые диоды подаются отпирающие импульсы амплитудой несколько сотен вольт с необходимой длительностью и фронтами нарастания и спада. Эти импульсы должны быть синхронизованы и моментом прихода на детектор регистрируемых ионов, поэтому в качестве генератора управляющих импульсов используется

ственное разделение регистрируемых ионов и потока рентгеновских квантов. Для этой цели применяются несколько типов фокусирующих и отклоняющих систем. Это квадрупольные фокусирующие магнитные линзы, отклоняющие магниты с различными конфигурациями магнитного поля, плоские электростатические конденсаторы, цилиндрические электростатические фокусирующие системы с тонким центральным электродом. Применяются также комбинации этих систем в одном спектрометре.

Фокусирующие системы необходимы для увеличения светосилы спектрометров, что для выходов порядка  $10^5 - 10^6$ , получаемых на установках ЛТС, в настоящее время является первостепенной задачей. Использование квадрупольных магнитов, на входе в пролетную камеру (см. рис. 3.7) повышает светосилу спектрометра на 2 - 3 порядка, при этом могут быть достигнуты абсолютные значения светосилы  $10^{-2} - 10^{-3}$ . Для электростатических фокусирующих систем могут быть получены сходные результаты. Подробнее с различными системами пространственного разделения рентгеновского излучения и термоядерных ионов, а также с режимом управления ФЭУ можно познакомиться в работе [7].

Как уже говорилось выше, для регистрации термоядерных ионов применяется детектор, состоящий из тонкого органического сцинтиллятора и ФЭУ.

В табл. 3.3 приведены характеристики органических сцинтилляторов, которые могут быть использованы во времяпролетном спектрометре [8], а в табл. 3.4 - параметры наиболее распространенных временных ФЭУ отечественного производства [8].

Т а б л и ц а 3.3

Сцинтиллятор	Время нарастания, нс	Длительность, нс	Световыход (% к антрацену)
Полистирол	1,7	~3	50 - 60
Поливинилтолуол	~2	~3	60 - 65
Полиметилметанрилат	-	~3,5	30 - 50

Т а б л и ц а 3.4

Тип	Время нараста- ния, нс	Длительность, нс	Диаметр фотока- тода, мм
ФЭУ-30	3	10	50
ФЭУ-63	3,5	15	100
ФЭУ-87	2,7	6	20
ФЭУ-85	3	6	20

Временное разрешение детектора в интегральном время-пролетном спектрометре определяется временем нарастания сигнала в анодной цепи ФЭУ при регистрации световой вспышки от сцинтиллятора, которое выражается следующим образом:

$$\tau_D = \sqrt{\tau_c^2 + \tau_\varphi^2}, \quad (3.27)$$

где  $\tau_c$  — время нарастания сцинтилляционной вспышки,  $\tau_\varphi$  — собственное время нарастания сигнала в анодной цепи ФЭУ. Для наименьших значений  $\tau_c \approx 1,7$  нс (полистирол) и  $\tau_\varphi = 2,5$  нс (ФЭУ-87), взятых из табл. 3.3 и 3.4, собственное время нарастания сигнала сцинтилляционного детектора составляет  $\tau_D = 3$  нс. По (3.27) можно подсчитать, что для пролетной базы 1,5 м это соответствует энергетическому разрешению  $\Delta E_p \approx 280$  кэВ для протонов с энергией 3 МэВ,  $\Delta E_\alpha \approx 180$  кэВ для  $\alpha$ -частиц с энергией 3,5 МэВ  $\Delta E_T \approx 32$  кэВ для трития с энергией 1 МэВ и  $\Delta E_{^3\text{He}} \approx 23$  кэВ для иона  $^3\text{He}$  с энергией 0,8 МэВ.

Ранее было показано, что ширина спектра термоядерных ионов  $\Delta E_{1/2}$  в основном определяется температурным уширением  $\Delta E_T$  и уширением за счет прохождения частицами различных расстояний в плазме при рождении в разных точках микросферы  $\Delta E_S$ . Поэтому результирующая спектральная ширина может быть представлена в виде:

$$(\Delta E_{1/2})^2 = (\Delta E_{T_i})^2 + (\Delta E_S)^2. \quad (3.28)$$

В табл. 3.5 приведены значения  $\Delta E_{1/2}$ ,  $\Delta E_{T_i}$ ,  $\Delta E_S$  для всех первичных термоядерных ионов DT-плазмы с температурой  $T_i \approx 1$  кэВ и плотностью  $n_e \approx 5 \cdot 10^{22}$  (порядка плотности твердого тела), а также временные уширения на пролетной базе 1,5 м, соответствующие результирующей спектральной ширине  $\Delta \tau_{1/2}$  и температурному уширению  $\Delta \tau_{T_i}$ .

Т а б л и ц а 3.5

Частицы	$E_0$ , МэВ	$\Delta E_{T_i}$ , кэВ	$\Delta E_{\Sigma}$ , кэВ	$\Delta E_{1/2}$ , кэВ	$t_0$ , нс	$\Delta \tau_{T_i}$ , нс	$\Delta \tau_{1/2}$ , нс
$^3\text{He}$	0,82	83	170	189	211,0	10	24
T	1,01	92	46	102	187,0	8,5	9,5
$\alpha$	3,5	177	324	369	115,0	2,0	5,9
p	3,02	92	140	167	62,5	0,95	1,7

Получение изображения плазмы с помощью заряженных термоядерных частиц

Важную информацию о состоянии термоядерной плазмы (размер, плотность распределения источника излучения) дает исследование излучения заряженных продуктов термоядерных реакций с пространственным разрешением. Для этой цели, как и в случае рентгеновского излучения, применяются камеры-обскуры и зонные пластины Френеля.

Отличия в применении камеры-обскуры и зонной пластины для получения изображения плазмы с помощью заряженных термоядерных частиц от получения изображения того же объекта в рентгеновском диапазоне заключается в следующем.

Во-первых, сопутствующее мощное рентгеновское излучение является в данном случае вредным фактором и поэтому в качестве регистрирующих элементов при получении изображения в заряженных частицах используются практически нечувствительные к рентгеновскому излучению твердотельные трековые детекторы и низкочувствительные ядерные эмульсии.

Во-вторых, дифракция заряженных частиц на макроскопических объектах не происходит из-за малости дебройлевской длины волны частицы по сравнению с размерами объекта. Например, для протона с энергией 3 МэВ длина волны де Бройля  $\lambda \approx 1,6 \cdot 10^{-12}$  см. Поэтому при регистрации заряженных частиц не существует ограничений на величину диаметра отверстия и ширины зоны пластины Френеля. В то же время для получения изображения импульсных источников термоядерных частиц, например лазерной плазмы, существенной оказывается интенсивность источника.

Рассмотрим схему эксперимента по получению изображения сжатого ядра термоядерной мишени в протонах с помощью камеры-обскуры. Размер сжатого ядра в современных экспериментах не превышает нескольких десятков микрон, поэтому диаметр отверстия камеры-обскуры должен быть не более

10 – 20 мкм. Для формирования изображения объекта на детекторе число треков от протонов на единицу площади должно превышать число дефектов, структуры вещества детектора и число фоновых треков из-за естественной радиоактивности вместе взятых. Последние составляют величину порядка  $10^4 \text{ см}^{-2}$  практически во всех твердотельных детекторах. В реальном случае отверстие камеры-обскуры располагается на расстоянии около 5 мм от мишени. Тогда при увеличении  $\Gamma=4$  для того, чтобы число треков от протонов было сравнимо с фоном, необходимо иметь интенсивность порядка  $10^6$  протонов за вспышку. Поэтому для получения изображения малоинтенсивных импульсных источников целесообразно применять зонные пластины Френеля, которые при том же пространственном разрешении, что и у камеры-обскуры, обладают на 5 порядков большей светосилой и к тому же позволяют получать трехмерные изображения благодаря имеющемуся у них томографическому разрешению.

При изготовлении камер-обскур и зонных пластин используют материал, толщина которого на 10 – 20% превышает длину пробега исследуемых частиц. Здесь необходимо учитывать, что при толщине материала больше диаметра отверстия камеры-обскуры или ширины наиболее удаленной зоны пластины Френеля при близком расположении к источнику может возникнуть эффект коллимации излучения, который ухудшает пространственное разрешение. Поэтому целесообразно использовать материал с высокой плотностью для уменьшения длины пробега заряженных частиц.

Как правило, для уменьшения фона камера-обскура или зонная пластина перекрывается фильтром, поглощающим многозарядные ионы вещества оболочки (в случае лазерной плазмы оболочечных мишеней) и часть рентгеновского излучения.

Изображение плазмы, полученное с помощью камеры-обскуры и зонной пластины Френеля, позволяет в случае лазерной плазмы определить размер сжатого ядра (объемное сжатие) и пространственное распределение плотности в ядре с высоким разрешением по объему. Например, в экспериментах, проводимых на установке ЛТС "Шива" (США), восстановленное с помощью зонной пластины изображение сжатого ядра, имело размер  $\sim 11 \text{ мкм}$  при достигнутом пространственном разрешении  $\sim 3 \text{ мкм}$ .

#### Диэлектрические трековые детекторы

Для измерения выходов, спектрального анализа и получения изображений термоядерной плазмы в заряженных частицах в на-

стоящее время широко применяются диэлектрические трековые детекторы.

Принцип регистрации такими детекторами основан на том, что заряженная частица, проходя через диэлектрик, образует в нем зоны нарушений структуры диаметром 10 – 50 Å. Эти зоны называются первичными треками и обычно недоступны для наблюдения. Для визуализации осуществляют травление материала в растворе кислоты или щелочи. При этом скорость травления в области трека обычно много больше, чем в необлученном материале. Это приводит к образованию протравленных треков с размером 1 – 10 мкм, которые можно наблюдать и измерять в оптический микроскоп.

Наиболее благоприятное для диагностики плазмы качество диэлектрических трековых детекторов – высокий порог регистрации. Все они нечувствительны к рентгеновскому излучению и электронам. Это позволяет регистрировать интересующее излучение даже в присутствии интенсивного рентгеновского и электронного фона.

Возможность регистрации детектором заряженной частицы обусловлена величиной ее удельных и ионизационных потерь энергии  $dE/dx$ . Для каждого материала существует пороговое значение  $(dE/dx)_п$ , ниже которого частицы не регистрируются. Наиболее чувствительными материалами, обладающими наименьшими  $(dE/dx)_п$ , является ряд полимеров.

Диэлектрические трековые детекторы позволяют определять энергию частиц по параметрам образованных треков. Энергетическое разрешение лучших образцов приближается по величине к энергетическому разрешению поверхностно-барьерных полупроводниковых детекторов.

В табл. 3.6 приведены характеристики наиболее чувствительных детекторов, которые представляют интерес для диагностики плазмы.

Т а б л и ц а 3.6

Детектор	Химический состав	Наименее ионизирующий ион, который оставляет трек	Энергия иона, МэВ
Плексиглас	$C_5H_8O_2$	$^4He$	3
Ацетат целлюлозы	$C_3H_4O_2$	$^4He$	3
Нитрат целлюлозы	$C_6H_8O_9N_2$	$^1H$	1
CR-39	—	$^1H$	10

### 3.3. Методы нейтронной диагностики

Термоядерная реакция сопровождается эмиссией нейтронов с энергиями 2,45 и 14 МэВ. Поэтому первоочередной задачей является обнаружение нейтронов этих энергий.

Для доказательства термоядерного происхождения нейтронов необходимо исследовать изотропность нейтронного излучения. Действительно, все процессы образования нейтронов, связанные со взаимодействием ускоренных частиц, дают неизотропное распределение нейтронов, и только термоядерная реакция дает изотропное распределение нейтронов в пространстве. Поэтому одной из основных задач является исследование пространственного распределения нейтронов. Установление пространственной изотропности нейтронного излучения позволяет сделать заключение о термоядерном происхождении нейтронов.

После доказательства термоядерного происхождения нейтронов в данном эксперименте возникает задача об определении параметров плазмы по характеристикам нейтронного излучения.

Одним из основных параметров плазмы является ионная температура. Существует два основных метода ее определения с помощью нейтронной диагностики. Первый метод основан на измерении "уширения" энергетических линий 2,45 и 14,1 МэВ, которое происходит в результате теплового движения ионов (т.е. благодаря тому, что плазма имеет определенную температуру). Заметим что "деформация" спектра нейтронов может произойти не только в результате температурного "уширения", но и вследствие рассеяния нейтронов в плотной плазме. Раздельное определение этих эффектов позволяет получить сведения как о температуре плазмы, так и о ее плотности. Второй (независимый) метод определения температуры плазмы основан на том, что выход термоядерной реакции, а следовательно, и выход нейтронов, сильно зависит от температуры плазмы. Таким образом, нейтронная диагностика основана на измерении абсолютных и относительных выходов нейтронов и на измерении спектров нейтронов в области нескольких МэВ.

#### Методы определения абсолютного выхода нейтронов

Для измерения числа нейтронов, испускаемых плазмой в данном телесном угле применяют методы, основанные на регистрации ядер отдачи или продуктов ядерных реакций, возникающих в самом детекторе. Во втором случае в детектор вводятся

вещества, ядра которых неупруго взаимодействуют с нейтронами, в результате чего образуются заряженные частицы или кванты. Образовавшиеся вторичные частицы регистрируются в самом детекторе.

На принципе регистрации ядер отдачи работают водородосодержащие сцинтилляционные детекторы полного поглощения. Их применение основано на том, что за 3 - 4 упругих соударения с ядрами водорода нейтрон отдает протонам свыше 90% своей энергии. Например, эффективность регистрации нейтронов с энергией 2,5 МэВ пластмассовым сцинтиллятором толщиной 30 см составляет 90% [11]. Детекторы с водородосодержащими сцинтилляторами больших размеров могут работать также по схеме, в которой происходит замедление и термализация нейтронов, их захват водородом с последующим испусканием  $\gamma$ -кванта и регистрацией его в самом сцинтилляторе. Процессы замедления и диффузии нейтронов до захвата делятся  $10^{-6}$ - $10^{-4}$  с, что позволяет раздельно регистрировать нейтроны от "мгновенного" источника [12].

Необходимо отметить, что в типичных экспериментах по ЛТС во время сжатия мишени наблюдаются вспышки рентгеновского и  $\gamma$ -излучения. Обусловленный ими сигнал можно ошибочно принять за нейтронный. Разделить сигналы, вызванные нейтронами и рентгеновским излучением, позволяет различие во времени пролета, что приводит к необходимости размещения детекторов на расстоянии от мишени не менее нескольких десятков сантиметров. При достаточно больших объемах сцинтилляторов и высокой эффективности регистрации можно измерить нейтронный выход, когда полное число реакций синтеза в облучаемой мишени составляет несколько сотен.

Используются также методы, основанные на регистрации ядер отдачи или продуктов ядерных реакций, образованных в радиаторе, с помощью отделенного от радиатора детектора. (В принципе детектор может находиться в другом помещении). Наиболее широко применяются активационные детекторы быстрых нейтронов (на основе меди и алюминия) и тепловых нейтронов (на основе серебра, индия, кадмия). В последнем случае производится предварительное замедление нейтронов с помощью слоя водородосодержащего вещества. Так, например, для измерения выхода нейтронов с энергией 14 МэВ ДТ-реакции применяется активационный счетчик с медным диском, устанавливаемым вблизи мишени. Радиоактивный изотоп  $^{62}\text{Cu}$  образуется в реак-

ции  ${}^{63}\text{Cu} + n (14 \text{ МэВ}) \rightarrow {}^{62}\text{Cu} + 2n$ . При аннигиляции позитронов, рождающихся в процессе распада  ${}^{62}\text{Cu}$  с электронами, появляются по два фотона с энергией 0,511 МэВ на каждый акт аннигиляции. Разлетающиеся в противоположных направлениях фотоны регистрируются двумя сцинтилляционными счетчиками, работающими по схеме совпадений.

Для измерения выходов, не превышающих  $10^7 - 10^8$  нейтронов за импульс, могут оказаться перспективными активационные детекторы с короткоживущими изотопами, периоды полураспада которых составляют несколько секунд или долей секунды [9]. При этом используются, например, реакции  ${}^{209}\text{Bi}(n, 2n){}^{208\text{m}}\text{Bi}$  ( $T_{1/2} = 0,003 \text{ с}$ ),  ${}^{184}\text{W}(n, 2n){}^{183\text{m}}\text{W}$  ( $T_{1/2} = 5,3 \text{ с}$ ),  ${}^{72}\text{Ge}(n, 2n){}^{71}\text{Ge}$  ( $T_{1/2} = 0,02 \text{ с}$ ) и другие. Для таких детекторов порог регистрации ДТ-нейтронов может быть понижен до  $10^4$  нейтронов за импульс.

Эффективность регистрации нейтронов различными методами изменяется от нескольких десятков процентов для сцинтилляционных детекторов на основе водородосодержащего сцинтиллятора длиной 20 см до долей процента для газовых детекторов небольшого объема.

#### Времяпролетный метод измерения ионной температуры плазмы

Из (3.8) видно, что для измерения ионной температуры плазмы с погрешностью  $P_T = \delta T_i / T_i$  необходимо обеспечить измерение величины  $\Delta E$  с погрешностью  $\frac{\delta(\Delta E)}{\Delta E} = 0,5 P_T$ . Так, для определения температуры плазмы в диапазоне  $1 \div 5 \text{ кэВ}$  по ширине энергетического распределения нейтронов с погрешностью 10% в соответствии с (3.9) и (3.11) требуется спектрометр с энергетическим разрешением  $\frac{\delta(\Delta E)}{\Delta E} = (0,17\% \div 0,54\%)$  для нейтронов с энергией 2,45 МэВ и  $\frac{\delta(\Delta E)}{\Delta E} = (0,06\% \div 0,19\%)$  для нейтронов с энергией 14,1 МэВ. Такое разрешение можно получить с помощью методов, основанных на измерении времени пролета нейтронов от места их образования до места их регистрации\*.

\* Для большинства температур, когда требуется меньшее энергетическое разрешение, возможно применение газовых дрейфовых ионизационных камер, наполненных  $\text{H}_2$ ,  ${}^3\text{He}$ . Наиболее просто (в смысле постановки эксперимента) энергетическое распределение нейтронов может быть получено с помощью трековых детекторов: камеры Вильсона, диффузионной камеры и ядерных эмульсий.

Для измерения ионной температуры плазмы времяпролетным методом необходимо измерить величину уширения  $\Delta t_{\pi}$  и, используя формулу (3.23), в которой вместо энергии и массы  $\alpha$ -частицы подставлены энергия и масса термоядерного нейтрона, вычислить  $T_i$ .

Для надежной оценки величины  $\Delta t_{\pi}$  в условиях малого нейтронного выхода необходимо, чтобы временное разрешение детектора было достаточно хорошим. С целью упрощения рассмотрения примем, что флуктуации ширины импульса на выходе детектора  $\delta t_g$  существенно меньше длительности (ширины) временного распределения  $\Delta t_{\pi}$ , т.е. выполняется условие

$$\delta t_g \ll \Delta t_{\pi} \quad (3.29)$$

которое осуществляется путем соответствующего выбора пролетной базы. Заметим, что при выполнении условия (3.29) длительность импульса на выходе детектора может быть как меньше, так и больше ширины распределения  $\Delta t_{\pi}$ .

Условие (3.29) существенно сужает возможность выбора типа детектора. Действительно, для сцинтилляционного детектора с ФЭУ-85 временное разрешение порядка  $10^{-9}$  с для полосы длиной 40 см и двумя ФЭУ, находящимися в оптическом контакте с торцевыми поверхностями. Поэтому  $\Delta t_{\pi}$  должно быть порядка  $10^{-8}$  с или больше.

Для  $DD$ -термоядерной плазмы при температуре  $\sim 1$  кэВ оценка по (3.26) дает величину пролетной базы  $L$  порядка 10 метров. При такой пролетной базе площадь детектора

$$S = \frac{4\pi N_{\pi} L^2}{N\eta} \quad (3.30)$$

где  $N$  - нейтронный выход ( $10^6$ );  $\eta$  - эффективность регистрации нейтронов детектором;  $N_{\pi}$  - число зарегистрированных нейтронов, оказывается достаточно большой.

Эффективность детектора ( $\eta$ ) легко определить по макроскопическому сечению взаимодействия нейтронов с веществом сцинтиллятора (в основном с водородом) и по толщине детектора  $l$ :  $\eta = 0,2l$ . Толщина детектора  $l$  определяется из условия, чтобы разброс времен прохождения нейтронов через детектор был  $\sim \delta t_g$  (и, следовательно, разброс моментов начал сцинтилляционных импульсов: нейтрон может дать протон отдачи при входе в сцинтиллятор и равновероятно - при выходе из него). Этот разброс для тонкого сцинтиллятора (в условиях учета

только однократных взаимодействий) равен времени пролета нейтрона через сцинтиллятор.

Необходимо также отметить, что надежные данные при измерениях характеристик спектров нейтронов можно получить при сравнительно высоком нейтронном выходе (не меньше  $10^8 - 10^9$ ), так как для обеспечения удовлетворительного энергетического разрешения приходится размещать детекторы на расстояниях десятков метров от облучаемой мишени.

#### Определение электронной температуры плазмы по отношению выходов первичных и вторичных нейтронов

Отношение скоростей  $DT$ - и  $DD$ -реакций в смешанной  $DT$ -плазме имеет слабую зависимость от ионной температуры. Поэтому ионную температуру плазмы практически невозможно определить по отношению интенсивностей первичных  $DD$ - и  $DT$ -нейтронов.

Однако, измеряя отношение выходов первичных  $DD$ - и вторичных  $DT$ -нейтронов, можно определить электронную температуру сжатого ядра термоядерной мишени.

В случае  $DD$ -плазмы в одном канале реакции рождается нейтрон с энергией 2,45 МэВ (см. табл. 3.1). Тритон, образующийся во втором канале  $DD$ -реакции, вступает в  $DT$ -реакцию синтеза с ионом плазмы, в которой образуется нейтрон с энергией 14,1 МэВ. Отношение выходов первичных  $DD$ -нейтронов и вторичных  $DT$ -нейтронов сильно зависит от электронной температуры и плотности плазмы (см. рис. 3.9), поэтому электронная температура сжатого ядра мишени может быть определена при измерении отношения выходов  $DD$ - и  $DT$ -нейтронов при известной плотности.

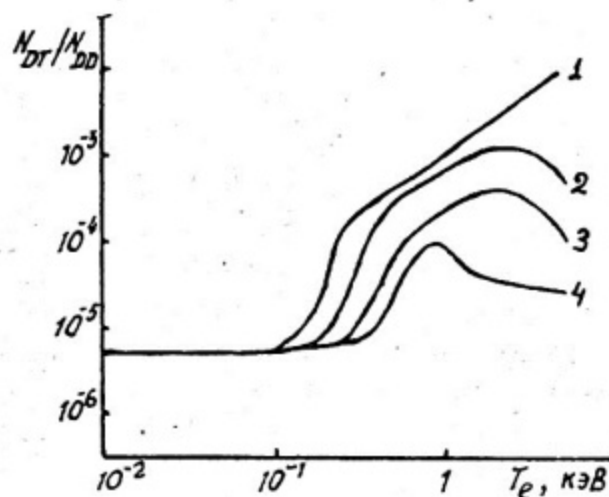


Рис. 3.9. Зависимость отношения выходов вторичных  $DT$ -нейтронов и первичных  $DD$ -нейтронов от электронной температуры в ядре мишени; кривые 1, 2, 3, 4 соответствуют  $n_e = 10^{25} \text{ см}^{-3}$ ,  $10^{24} \text{ см}^{-3}$ ,  $5 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$ ,  $10^{23} \text{ см}^{-3}$ .

## Получение изображений зоны протекания реакций синтеза с помощью термоядерных нейтронов

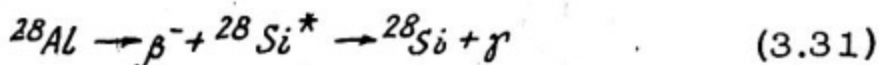
Получение изображения сжатого ядра в "свете" термоядерных нейтронов с помощью камер-обскур связано с большими трудностями. Учитывая большую проникающую способность нейтронов и исходя из необходимости проведения измерений с высоким пространственным разрешением, можно представить себе геометрию подобных измерений [10]. Для крупномасштабных экспериментов по ЛТС нейтронная камера-обскура представляется в виде медной диафрагмы толщиной 10 см с отверстием диаметром от 1 до 10 мкм, расположенной в мишенной камере. Для достижения требуемого пространственного разрешения необходимо удалить детектирующую систему от камеры на расстояние в несколько сот метров, чтобы размеры изображения существенно превышали размеры отдельных регистрирующих элементов. Оценки показывают, что такие измерения возможны при достижении выхода более  $10^{14} - 10^{15}$  нейтронов. Следует отметить, что нейтронная камера-обскура не является классической камерой-обскурой, а скорее представляет собой коллиматор с большим аспектным отношением, для юстировки которого требуется разработка специальных методов.

Много проблем возникает и при выборе детектирующей системы. Рассматриваются варианты применения сцинтилляторов с малым временем высвечивания в сочетании с усилителем света или набором ФЭУ, а также использование активируемых материалов с последующим получением контактных отпечатков на фотопленку. Разработка систем с нейтронными камерами-обскурами чрезвычайно важна, так как при переходе к крупномасштабным экспериментам по ЛТС и существенном увеличении размеров мишеней и достигаемых степеней сжатия получать изображения с помощью  $\alpha$ -частиц станет невозможно.

### Активационные методы диагностики термоядерных мишеней

Важная и перспективная возможность использования нейтронов для диагностики термоядерных мишеней основана на измерениях радиоактивности, наведенной в материалах, входящих в состав мишени или специально вводимых в нее [10]. Нейтроны с энергией 14,1 МэВ, проходя через оболочки мишеней, взаимодействуют с атомами элементов, входящих в их состав, и могут создавать радиоактивные изотопы, количество которых

пропорционально произведению плотности  $\rho$  на толщину оболочки  $\Delta R$ . Таким образом, измерения активности, наведенной быстрыми нейтронами, позволяет судить о распределении плотности во время термоядерного горения. В простейшем варианте стеклянного микробаллончика, заполненного газообразной  $DT$ -смесью, нейтроны проходят через оболочку, которая содержит 24,8% атомов изотопа  $^{28}\text{Si}$ . В результате реакции  $^{28}\text{Si}(n,p)^{28}\text{Al}$  образуются радиоактивные атомы  $^{28}\text{Al}$ , превращающиеся при  $\beta$ -распаде и  $\gamma$ -излучении в атомы стабильного изотопа  $^{28}\text{Si}$ :



( $T_{1/2} = 2,24$  мин,  $h\nu(\gamma) = 1,78$  МэВ;  $E_{\text{МАКС}}(\beta^-) = 2,86$  МэВ). При быстром удалении осколков мишени из камеры взаимодействия их активность остается достаточно высокой для проведения измерений. Число образующихся радиоактивных ядер  $N^*$  связано с нейтронным выходом и произведением  $\rho \Delta R$  для стеклянной оболочки соотношением

$$N^* \approx 2,1 \cdot 10^{-3} (N_{\text{ВЫХ}}) (\rho \Delta R). \quad (3.32)$$

Активационные методы могут оказаться полезными для диагностики более сложных многооболочечных мишеней. Добавляя в  $DT$ -смесь в качестве примеси небольшое количество  $^{40}\text{Ar}$ , можно определить  $\rho R$  сжатого топлива, измеряя активность  $\beta^-$ -излучения  $^{40}\text{Cl}$  ( $T_{1/2} = 1,42$  мин), образующегося при активации  $^{40}\text{Ar}$  нейтронами. Можно даже рассматривать возможность исследования сферической симметрии сжатия путем введения активируемых добавок в локальные зоны оболочек с последующим измерением активности осколков мишени, разлетающихся по различным направлениям и собираемых набором коллекторов, расположенных симметрично относительно облучаемой мишени.

#### Литература

1. Арцимович А.А. Управляемые термоядерные реакции. — М.: Наука, 1961.
2. Лукьянов С.Ю. Горячая плазма и управляемый ядерный синтез. — М.: Наука, 1975.
3. Диагностика плазмы/Под ред. Хаддлстоуна Р. и Леонарда С./Пер. с англ. — М.: Мир, 1967.

4. Сивухин Д.В. - В кн.: Вопросы теории плазмы/Под ред. М.А. Леонтовича. М., 1964, вып. 4.
  5. Гуськов С.Ю., Розанов В.Б. Кинематика термоядерных частиц в лазерной плазме. - Труды ФИАН/Под ред. Н.Г. Басова. М., 1982, т. 134, с. 115 - 152.
  6. Гамалий Е.Г., Гуськов С.Ю., Соболевский Н.М. - Нейтронная диагностика плотной термоядерной плазмы. - Труды ФИАН/Под ред. Н.Г. Басова. - М., 1977, т. 94, с. 10 - 20.
  7. Бегляков Н.Н., Ляпидевский В.К. Прорвич В.А., Фуражкин А.Н. Исследование потоков корпускулярных излучений короткоживущей термоядерной плазмы. - Экспериментальные методы ядерной физики. М., 1979, вып. 5, с. 32 - 43.
  8. Цирлин Ю.А., Дайг А.Р., Радьянюк А.М. Сцинтилляционные блоки детектирования. - М.: Атомиздат, 1978.
  9. Воронов Д.Б., Кириллов-Угрюмов М.В., Прорвич В. А. Активационные детекторы с короткоживущими изотопами для экспрессного измерения импульсных низкоинтенсивных потоков нейтронов. - Экспериментальные методы и аппаратура в ядерно-физических исследованиях. М., 1984, с. 14 - 17.
  10. Диагностика термоядерной плазмы/Под ред. С.Ю. Лукьянова. - М.: Энергоатомиздат, 1985.
  11. Кириллов-Угрюмов М.В., Ляпидевский В.К., Прорвич В.А. Экспериментальные методы исследования энергетических спектров и выхода быстрых нейтронов лазерной плазмы. - Экспериментальные методы ядерной физики, вып. 5. М. 1979, с. 43 - 57.
  12. Детекторы для нейтронов из короткоживущей плазмы [И.В. Волобуев, Д.Н. Горбунов, Б.В. Гранаткин, А.И. Исаков] - Труды ФИАН/Под ред. Н.Г. Басова, М., 1977, т. 94, с. 21-28.
-

## О Г Л А В Л Е Н И Е

Введение . . . . .	3
Г л а в а 1. Термоядерная плазма . . . . .	4
1.1. Термоядерные реакции . . . . .	4
1.2. Критерий Лоусона . . . . .	9
1.3. Параметры плазмы, получаемые на современных установках . . . . .	12
1.4. Классификация методов диагностики плазмы . .	14
Литература . . . . .	17
Г л а в а 2. Рентгеновская диагностика плазмы . . . . .	18
2.1. Параметры рентгеновского излучения плазмы . .	18
2.2. Задачи рентгеновской диагностики . . . . .	20
2.3. Детекторы для рентгеновской диагностики . . .	21
2.4. Классификация методов измерения спектра рентгеновского излучения . . . . .	29
2.5. Методы, основанные на спектральной селекции первичного излучения . . . . .	30
2.6. Метод трековых детекторов . . . . .	37
2.7. Методы исследования пространственного распре- деления рентгеновского излучения плазмы . . .	43
2.8. Рентгеновская диагностика с временным разре- шением . . . . .	54
Литература . . . . .	61
Г л а в а 3. Диагностика плазмы по продуктам термо- ядерных реакций . . . . .	62
3.1. Корпускулярное излучение термоядерной плазмы	62
3.2. Методы диагностики плазмы по заряженным про- дуктам термоядерных реакций . . . . .	72
3.3. Методы нейтронной диагностики . . . . .	86
Литература . . . . .	92

В.В. Кушин, В.К. Ляпидевский, В.Б. Пережогин  
ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ  
ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ

Редактор Е. Н. Кочубей  
Техн. редактор З. И. Хазова

Тем. план 1985 г., поз. 26(22)

---

Л.- 62556	Подписано в печать 15/1-86г.
Формат 60x84 1/16	Объем 6,0 п.л. Уч.-изд.л. 5,0
Тираж 300 экз.	Цена 35 коп. Изд. № 085-1
	Заказ 2739

---

Типография МИФИ, Каширское шоссе, 31