

**СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР «ПОЛНОГО
ПОГЛОЩЕНИЯ» ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ТОРМОЗНОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ БЕТАТРОНА**

$$E_{max} = 30 \text{ Мэв}$$

В. Б. КУЗНЕЦОВ

(Представлена научным семинаром НИИ ЭИ)

Для исследования прохождения тормозного излучения бетатрона через различные материалы разработан сцинтилляционный спектрометр «полного поглощения» с кристаллом размерами $100 \times 200 \text{ мм}$ и ФЭУ—49А. Спектрометр состоит из следующих элементов (рис. 1):

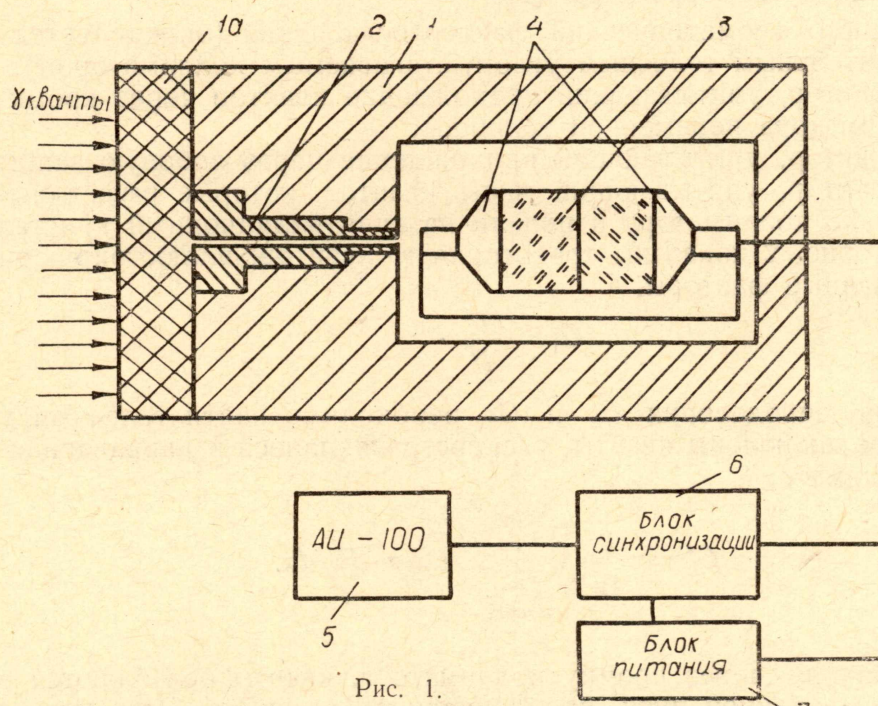


Рис. 1.

- 1 — свинцовая защита;
- 1а — борная защита;
- 2 — коллимационное устройство;
- 3 — кристалл;
- 4 — фотоумножители;
- 5 — стоканальный анализатор импульсов;
- 6 — блок синхронизации;
- 7 — блок питания.

Свинцовая защита состоит из 30 колец диаметром 500 мм с отверстиями для кристалла и ФЭУ диаметром 30 см. Лобовая защита спектрометра равна 30 см, боковая 10 см. Свинцовые кольца собираются вместе на направляющих и образуют единый защитный блок, общий вес которого около 3 тонн.

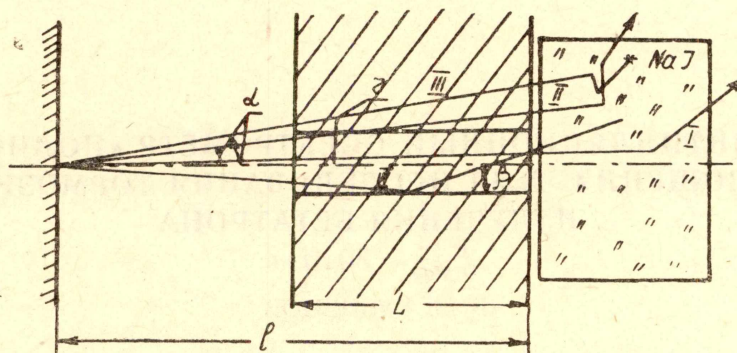


Рис. 2.

Для выбора оптимальной геометрии регистрации γ -квантов был произведен анализ прохождения излучения через лобовую защиту и коллимационное отверстие (рис. 2). В данном случае необходимо учитывать следующие факторы (1):

- G_1 — чисто геометрический фактор ослабления (определяется действительным телесным углом, стягиваемым коллиматором);
- G_2 — фактор, учитывающий прохождение квантов через кромку коллиматора переменной толщины;
- G_3 — фактор, учитывающий прохождение через лобовую защиту;
- G_4 — фактор, учитывающий часть квантов, которые рассеялись в канале коллиматора и попали на сцинтилляционный кристалл.

На рис. 2 показаны траектории γ -квантов, иллюстрирующие вышеуказанные факторы,

$$G_1 = \frac{\pi r^2}{l^2}. \quad (1)$$

Для определения G_2 и G_4 необходимо найти телесный угол, в котором заключены кванты, распространяющиеся в направлении кромки коллиматора,

$$G_2^* = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{\arctg \frac{r}{L}}^{\arctg \frac{r}{l-L}} \sin \alpha \cdot d\varphi \cdot d\alpha. \quad (2)$$

Проходя через кромку коллиматора, кванты ослабляются в соответствии с длиной пути, пройденного им в свинце. Этот путь равен

$$L_1 = \frac{l}{\cos \alpha} - \frac{r}{\sin \alpha}, \quad (3)$$

тогда

$$G_2 = \frac{1}{2} \int_{\arctg \frac{r}{L}}^{\arctg \frac{r}{l-L}} \exp[-\nu_{pb}(E) \left(\frac{l}{\cos \alpha} - \frac{r}{\sin \alpha} \right)] \cdot \sin \alpha \cdot d\alpha. \quad (4)$$

Этот интервал подсчитан по правилу Симпсона разбиением на 10 интервалов для энергий квантов от 1 до 30 Мэв. На рис. 3 представлены результаты расчетов различных l и r . Как видно из рисунков, максимальное значение G_2 при энергии падающих квантов $E = 3 \text{ Мэв}$.

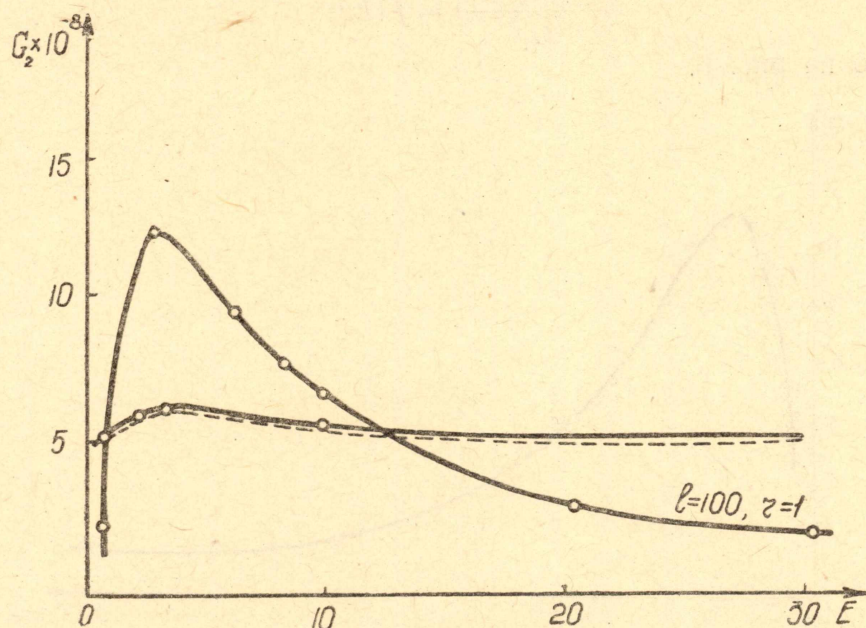


Рис. 3.

Величина G_4 определяется из выражения

$$G_4 = \frac{1}{4} \cdot \frac{\mu_k}{\mu_{об}} \cdot \nu \cdot G_2^* \quad (5)$$

μ_k — сечение комптон-эффекта для квантов данной энергии;
 $\mu_{об}$ — полное сечение поглощения в свинце;
 ν — отношение площади под кривой дифференциального сечения комптоновского рассеяния на угол β к полному сечению комптоновского рассеяния для данной энергии.

Для низких энергий, где это отношение существенно отклоняется от 1, средний угол $\bar{\beta}$, на который должны рассеяться кванты, чтобы попасть на кристалл, определяется из следующего выражения:

$$\bar{\beta} = \frac{\int_0^L \arctg \frac{p}{x} \cdot dx - \int_0^L l^{-(L-x)} \arctg \frac{r}{x} \cdot dx}{\int_0^L (1 - l^{-\nu p b(L-x)}) \cdot dx} \quad (6)$$

Для энергий квантов $E \geq 5 \text{ Мэв}$ можно считать практически равным 1. Зависимость G_4 от $E\gamma$ представлена рис. 4.

Определение G_3 можно существенно упростить, полагая, что все кванты, проходящие через лобовую защиту, проходят в свинце одинаковое расстояние L

$$G_3 = \frac{S_{кр}}{l^2} \cdot l^{-\nu p b L} \quad (7)$$

где $S_{кр}$ — площадь передней грани кристалла. Зависимость G_3 от $E\gamma$ представлена на рис. 5.

Факторы G_2 , G_3 и G_4 приводят как бы к увеличению телесного угла, стягиваемого коллиматором. Отношение

$$\frac{G_2 + G_3 + G_4}{G_1} = f(E\gamma) \quad (8)$$

показано на рис. 6.

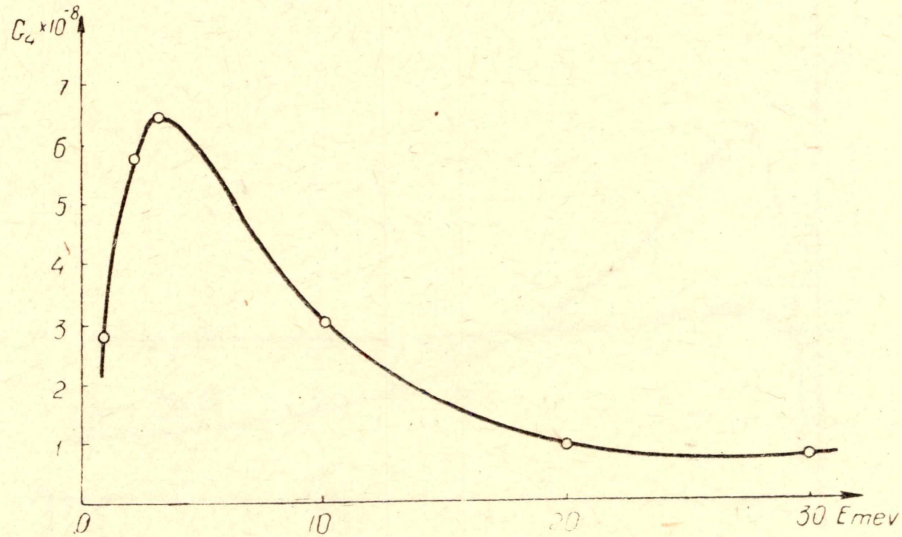


Рис. 4.

Таким образом, для выбранной геометрии и параметров коллиматора ($l=200$ см; $L=30$ см; $r=0,5$ см) эффектами прохождения квантов через лобовую защиту и кромку коллиматора можно пренебречь.

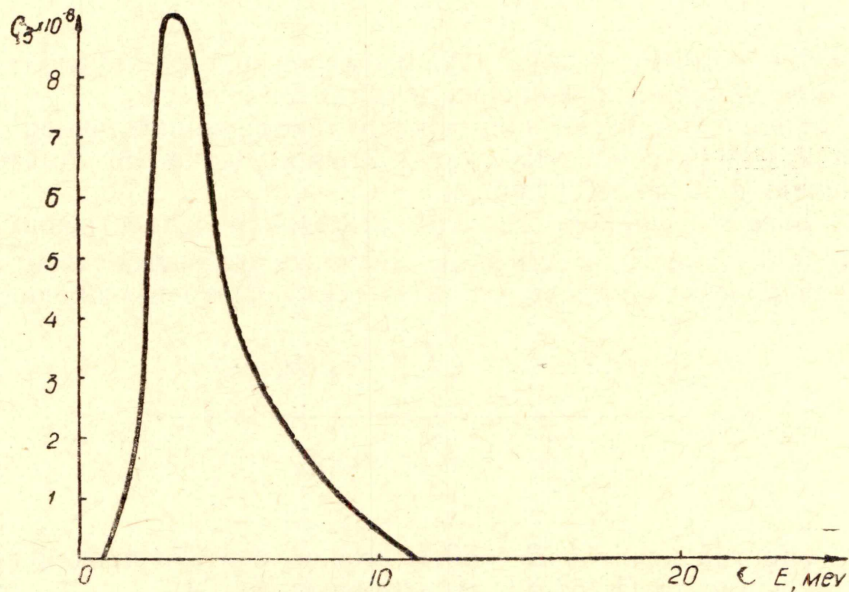


Рис. 5.

Для устранения влияния фона нейтронов перед свинцовой защитой помещается борный поглотитель. Как уже указывалось, в качестве детектора используется кристалл NaI (Tl), сочлененный с фотоумножи-

телями жалюзного типа ФЭУ-49А. Импульсы с фотоумножителя через катодный повторитель и предусилитель подаются на стоканальный анализатор импульсов АИ-100. Вход анализатора блокируется импульсом с блока синхронизации, который состоит из пластического сцинтиллятора, временного фотоумножителя ФЭУ-33 и формирователя импульсов. Передний фронт синхронизирующего импульса составляет

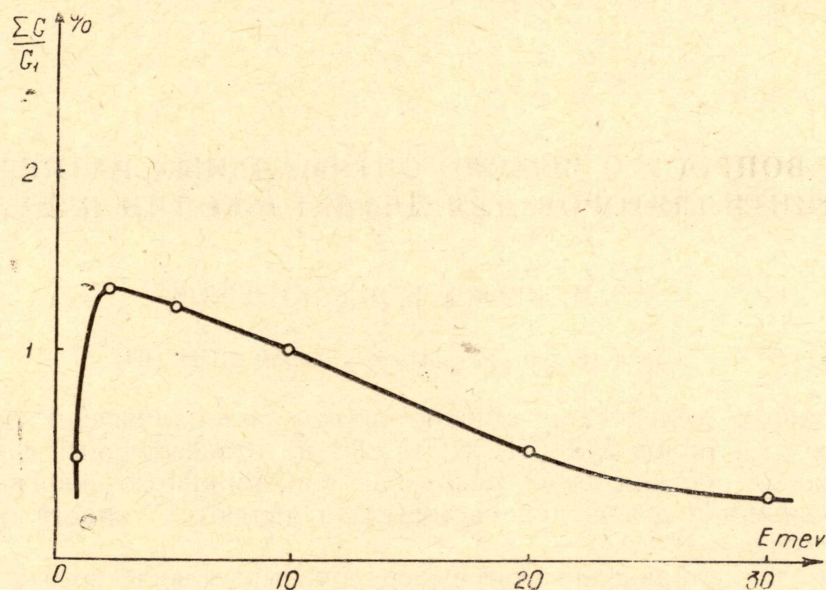


Рис. 6.

несколько десятков $Hсек$, что позволяет применить линию задержки и фиксировать кванты в любой части импульса излучения бетатрона, длительность которого равна 3—5 $мсек$. Применение синхронизации позволяет снизить фон спектрометра до пренебрежимо малой величины.

Особенность спектрометрии тормозного излучения бетатрона заключается в том, что в течение нескольких $мсек$ при номинальной интенсивности через сечение коллиматора может проходить 10^3 — 10^5 γ -квантов. Во избежание наложения квантов во времени спектрометр должен иметь высокое временное разрешение, либо за импульс излучения должно фиксироваться не более одного кванта. Нами выбран режим, при котором фиксируется 2—5 $кв/сек$, что соответствует интенсивности 0,1—0,2 $мр/мин$ на метре. Это соответствует вероятности совпадения двух квантов во времени, 0,5—1%. В результате этого на снятие одного спектра для набора удовлетворительной статистики требуется время 4—5 часов.

Следует отметить универсальность данного типа спектрометра, что объясняется его высокой эффективностью регистрации, близкой к 100%. Это позволяет изучать энергетические и угловые распределения тормозного излучения бетатрона, генерируемого различными мишенями. Кроме того, широкие пределы регулирования интенсивности излучения при $E_{max} = const$ позволяют изучать прохождение тормозного излучения как через тонкие, так и через толстые поглотители.