

**РЕГИСТРАЦИЯ ФОТОНОВ И ЭЛЕКТРОНОВ СРЕДНИХ И
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ ДЕТЕКТОРОМ С
ОРИЕНТИРОВАННЫМ КРИСТАЛЛИЧЕСКИМ
КОНВЕРТОРОМ И ДЕТЕКТОРАМИ НА ОСНОВЕ
СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО И ЧЕРЕНКОВСКОГО
ИЗЛУЧЕНИЙ**

Басков Владимир Алексеевич

Актуальность темы

Развитие экспериментальной техники регистрации частиц определяется техническим прогрессом, идущим по большому числу различных направлений. На любом отрезке времени для получения новых физических результатов в физике и физике частиц, как её отдельной области, требуются установки с набором детекторов и методов, имеющих лучшие характеристики и возможности, по сравнению с ранее применяемыми. Поэтому всегда актуальны и востребованы новые и усовершенствованные традиционные методы экспериментальной техники.

Содержание:

1. Развитие электромагнитных ливней в полях осей ориентированных кристаллов
 2. Электромагнитный спектрометр с конвертором из ориентированного кристалла
 3. Тестовые каналы ускорителя С25Р “Пахра” ФИАН
 4. Экспериментальные методы в физике средних и высоких энергий
 5. Детекторы регистрации элементарных частиц на основе
сцинтилляционного излучения
- Заключение

Аномальные электромагнитные ливни

Процесс излучения релятивистским электроном (позитроном) или рождение γ -квантом e^+e^- пар разыгрывается в большой пространственной области вдоль её импульса, которая называется длиной когерентности ($l_{\text{когерентности}} = l_c$).

При движении частицы вдоль оси на длине когерентности l_c ($l_c \gg a$, a – постоянная решетки) при углах $\Theta \ll V/m \cdot c^2$ (V – масштаб потенциала оси или плоскости; m – масса электрона; c – скорость света) оказывается большая совокупность атомов вещества и сечения электродинамических процессов возрастают.

Электромагнитные ливни, образованные e^- , e^+ и γ -квантами с $E > 100$ МэВ при взаимодействии с кристаллом (при $\Theta = 0$) (аномальные ливни) отличаются от ливней в аморфном веществе (при $\Theta \gg 0$) (стандартные ливни).

Отличие ливней в ориентированных кристаллах проявляется во всех характеристиках ливней: множестве заряженных и незаряженных частиц ливня; уменьшением радиационной длины кристалла и т. д.

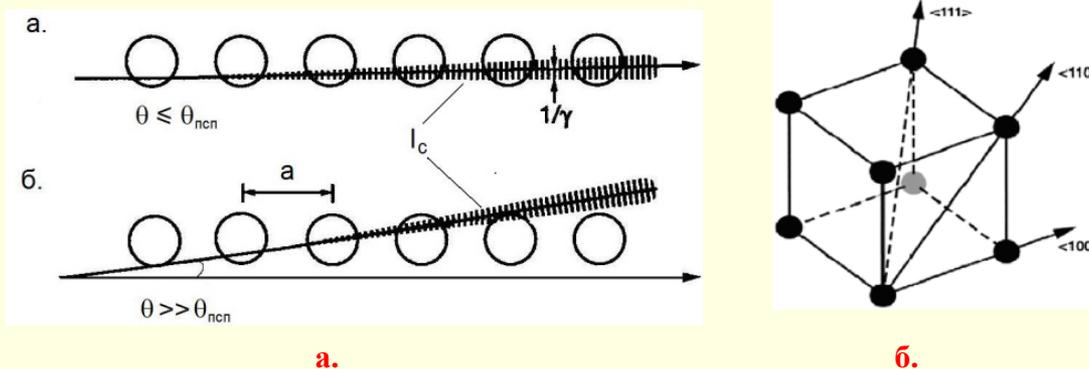


Рис. 2. а - схема взаимодействия частицы с ориентированным (а) и разориентированным (б) кристаллом (a – постоянная решетки ($l_c \gg a$)); б - Вид решетки и направления осей кристаллического вольфрама (потенциал оси $\langle 111 \rangle$; $V = 417$ эВ).

Установка “Каскад”

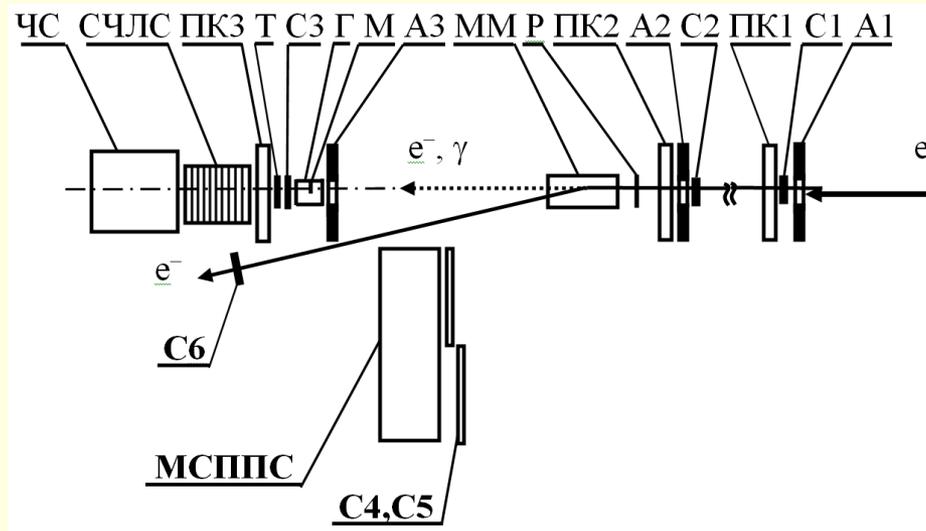


Рис. 3. Экспериментальная установка “Каскад”.

- A1 - A3 и C1 - C6 – сцинтилляционные счетчики формировали триггер;
- ПК1 - ПК3 – пучковые пропорциональные камеры определяли координаты входа каждого электрона в кристалл;
- P – радиатор системы мечения ($t_p = 0,025X_0$);
- MM – магнит системы мечения фотонов;
- Г – гониометр;
- M – кристаллическая конвертор;
- T – сцинтилляционный счетчик регистрации заряженных частиц ливня;
- SChLS – составной черенковский ливневой спектрометр;
- ChS – черенковский спектрометр;
- MSPPS – многоканальный свинцово-сцинтилляционный спектрометр полного поглощения на сместителях спектра.

Установка “Каскад”

В работе изучались ливни в кристаллах:
вольфрама (W) - 1, 2.7, 5.8 и 8 мм ($X_0 = 3.5$ мм)
кремния (Si) - 20 мм ($X_0 = 90$ мм)
граната ($Gd_3Ga_5O_{12}$) - 6, 23, 50, 130 мм ($X_0 = 14.5$ мм)
вольфрамата ($PbWO_4$) - 20 и 30 мм ($X_0 = 8.9$ мм).

Ориентация W , $Gd_3Ga_5O_{12}$, $PbWO_4$ осуществлялась вдоль оси $\langle 111 \rangle$, а Si вдоль оси $\langle 110 \rangle$. Разориентированным считался кристалл, ось которого была повернута относительно оси пучка электронов на угол $\Theta = 10 \div 30$ мрад. В эксперименте использовался пучок электронов с энергией $E = 26, 28$ и 31 ГэВ с и γ -квантов $E = 3 - 26$ ГэВ.

Ливень, выходящий из кристалла, продолжал развиваться в $СЧЛС$, стоявший в 45 - 65 см за кристаллом. $СЧЛС$ состоял из 10 независимых светоизолированных счетчиков (радиаторов) из свинцового стекла $ТФ-1$. Счетчики имели одинаковый размер 100×100 мм² и толщину $1X_0$. Сигнал с каждого счетчика регистрировался $ФЭУ-85$.

Для сбора оставшейся части ливня за $СЧЛС$ был помещен черенковский спектрометр полного поглощения $ЧСПП$ толщиной $15X_0$. $ЧС$ имел шестигранный радиатор из свинцового стекла $ТФ-1$ с диаметром вписанной окружности 180 мм. Для снятия сигнала использовался $ФЭУ-49-Б$. $ЧСПП$ также использовался для калибровки $СЧЛС$.

Установка “Каскад”

Схема регистрации электромагнитных ливней

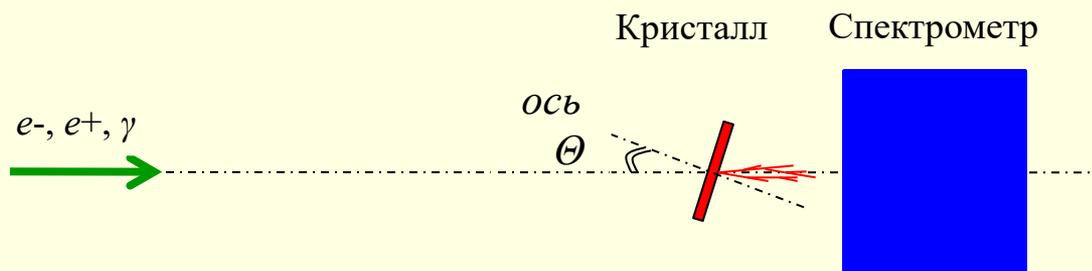
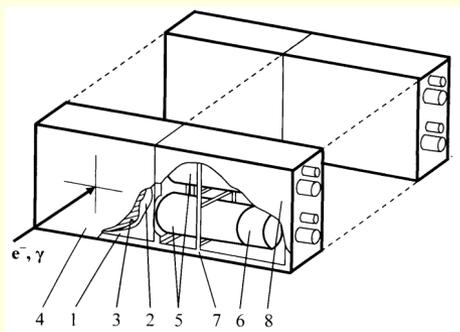
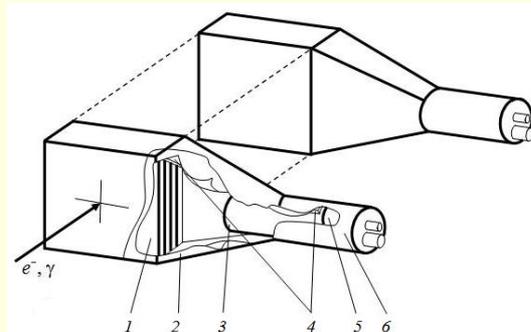


Рис. 4. Типичная схема регистрации электромагнитных ливней от e^-, e^+ и γ -квантов на основе ориентированного вдоль оси непрозрачного кристалла.

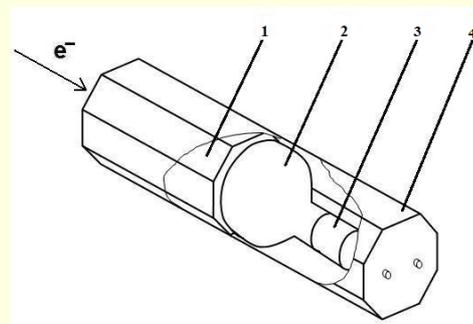
Установка “Каскад”



а.



б.



в.

Рис. 5. Составные ливневые спектрометры и черенковский спектрометр полного поглощения:

а – составной черенковский ливневой спектрометр (СЧЛС):

1 – радиатор (свинцовое стекло ТФ-1); 2 – алюминированный майлар;
3 – черная светонепроницаемая бумага; 4 – черная изоляционная лента;
5 – ФЭУ-85; 6 – делитель; 7 – крепления радиатора, ФЭУ и делителей;
8 – корпус.

б – составной сцинтилляционный ливневой спектрометр (ССЛС):

1 – свинцово-сцинтилляционная сборка;
2 – алюминизированный майлар; 3 – ФЭУ-85; 4 – направляющая;
5 – делитель; 6 – стальной стакан.

в – черенковский спектрометра полного поглощения (ЧСП):

1 – радиатор, 2 – ФЭУ-49, 3 – делитель, 4 – корпус.

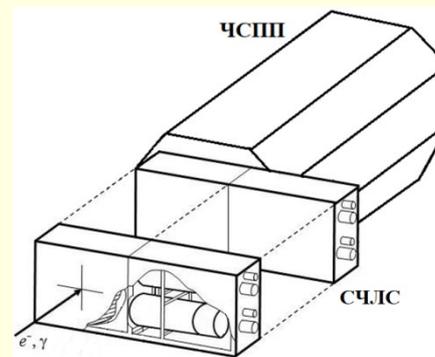
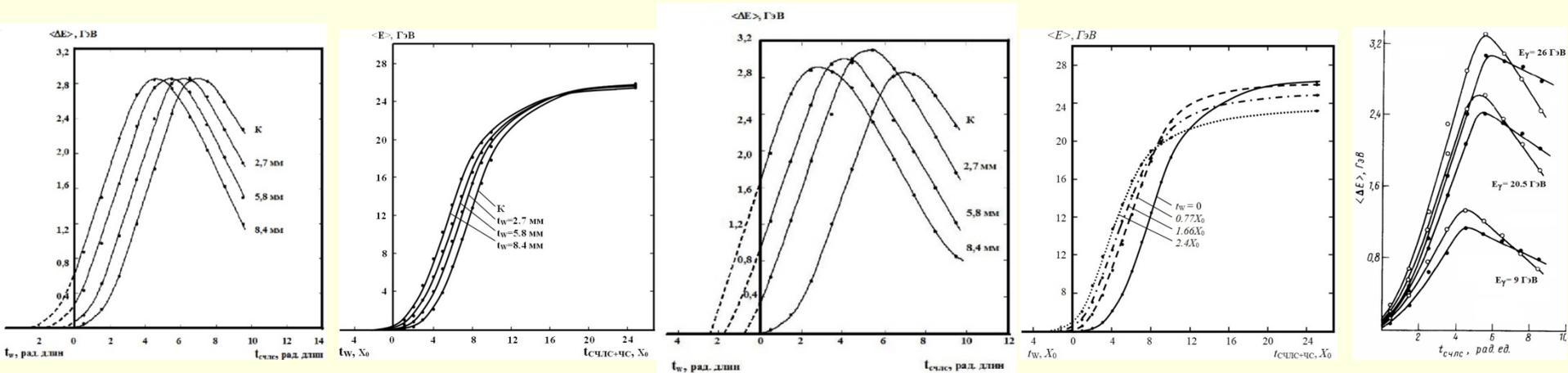


Схема расположения СЧЛС и ЧСП на пучке.

Развитие аномальных электромагнитных ливней

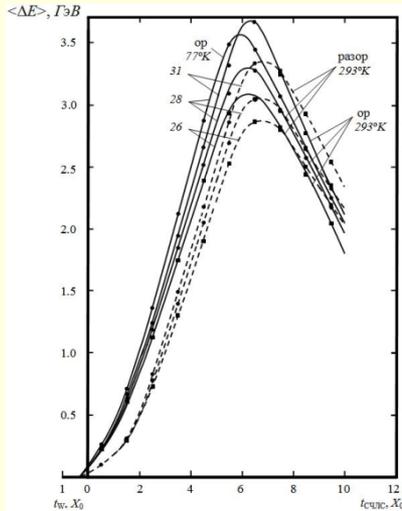
Продольное развитие аномальных электромагнитных ливней



а. Кристалл разориентирован.

б. Кристалл ориентирован.

в. Кристалл ориентирован.

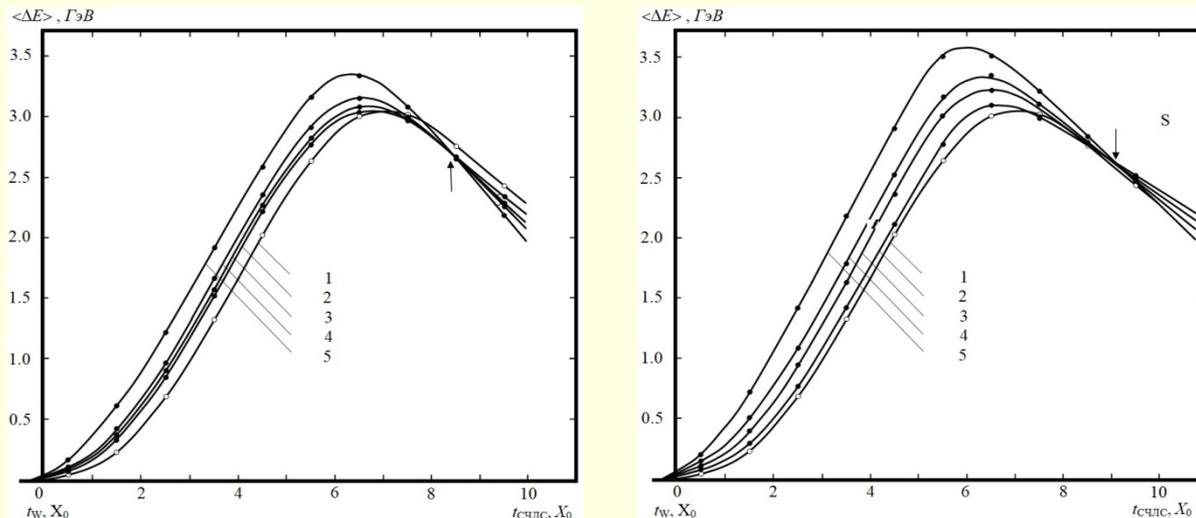


г. Зависимость каскадных кривых от энергии.

Рис. 6. Каскадные и интегральные кривые развития электромагнитных ливней от электронов, выходящих из разориентированных (а) и ориентированных (б) кристаллов вольфрама ($E_e = 26$ ГэВ) и γ -квантов ($t_w = 1$ мм); каскадные кривые развития электромагнитного ливня в СЧЛС от электронов с энергией 26, 28 и 31 ГэВ при разориентированном и ориентированном вдоль оси $\langle III \rangle$ кристаллическим вольфрамовом конвертором ● – эксперимент; ■ - оценка; энергия электронов на рисунке показана слева от кривых) (г).
 К - калибровочная кривая, относится к случаю отсутствия перед СЧЛС кристаллического конвертора.

Развитие аномальных электромагнитных ливней

Ориентационные зависимости каскадных кривых



а.

б.

Рис. 7. Каскадные кривые развития электромагнитного ливня в СЧЛС от электронов с энергией $E = 28$ ГэВ в зависимости от угла ориентации Θ 1 мм кристаллического вольфрамового конвертора относительно оси $\langle 111 \rangle$ при температурах конвертора: а – $T_1 = 293\text{K}$; б – $T_2 = 77\text{K}$ ($\langle \Delta E \rangle$ – средняя энергия ливня, выделившаяся в каждом счетчике СЧЛС; t_w и $t_{\text{счлс}}$ – толщины кристалла и СЧЛС, соответственно; 1 – кристалл перед СЧЛС отсутствует; 2 – $\Theta = 45$ мрад; 3 – $\Theta = 8$ мрад; 4 – $\Theta = 4$ мрад; 5 – $\Theta = 0$ мрад; S – точка пересечения каскадных кривых при ориентации конвертора).

Развитие аномальных электромагнитных ливней

Оценки поперечного развития аномальных электромагнитных ливней

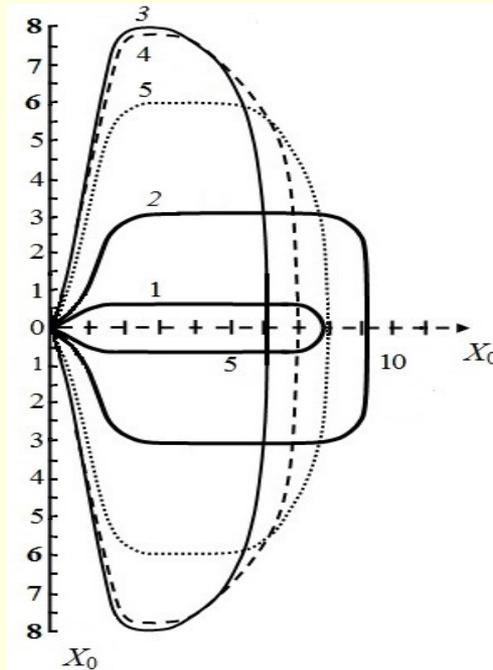


Рис. 8. Контуры областей, в которых выделяется $\sim 90\%$ энергии электромагнитного ливня при энергиях электронов в десятки ГэВ: ливни развиваются в алюминии (1), свинце (2); в ориентированных кристаллах вольфрама (3), вольфрамата (4), граната (5) (X_0 – радиационная длина).

Развитие аномальных электромагнитных ливней

Радиационная длина определяется следующим образом: для каждой толщины кристалла на каскадной кривой при разориентации (рис. 9) фиксировалось энерговыделение $\langle \Delta E \rangle = \langle \Delta E_{\text{раз}} \rangle$ на первой рад. длине СЧЛС, то есть при $t_{\text{раз}} = 1$ рад. длины (в этом случае влияние множественного рассеяния каскадных частиц в детекторе минимальное). В дальнейшем определялось, на какой глубине развития ливня в СЧЛС при ориентированном кристалле $t_{\text{ор}}$ имеется такое же энерговыделение $\langle \Delta E_{\text{раз}} \rangle = \langle \Delta E_{\text{ор}} \rangle$. Так как при ориентации перед кристаллом вещество не помещается, а каскадная кривая сдвигается в сторону начала развития ливня, то это означает, что эффективная толщина ориентированного кристалла увеличивается на величину $\Delta t = t_{\text{раз}} - t_{\text{ор}}$ (если $t_{\text{ор}}$ приходится на кристалл (см. рис. 9), то $\Delta t = t_{\text{раз}} + t_{\text{ор}}$) и составляет $t_{\text{эфф}} = t_{\text{раз}} + \Delta t$. Новая рад. длина ориентированного кристалла X'_0 , таким образом, определяется:

$$X'_0 = X_0 \cdot (t_{\text{раз}} / t_{\text{эфф}}) = X_0 \cdot (1 / t_{\text{эфф}}) = X_0 / t_{\text{эфф}},$$

где X_0 - рад. длина разориентированного кристалла.

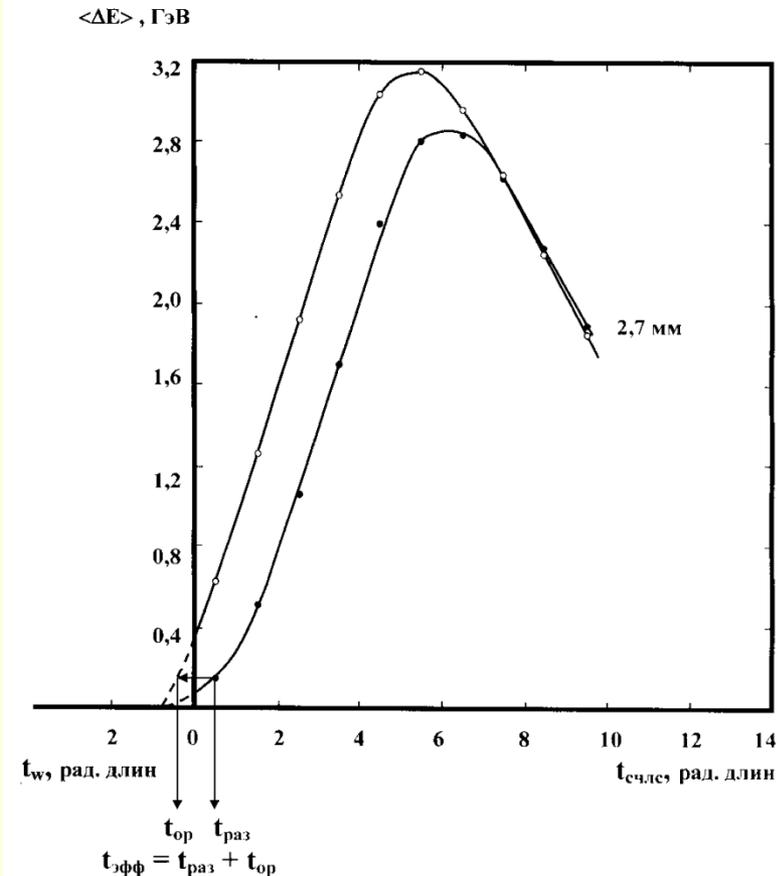


Рис. 9 Схема определения радиационной длины ориентированного кристалла вольфрама толщиной 2,7 мм ($E_e = 28$ ГэВ; $T = 293^\circ\text{K}$): ● – кристалл разориентирован ($\Theta \geq 22$ мрад); ○ – кристалл ориентирован вдоль оси $\langle 111 \rangle$ ($\Theta = 0$).

Развитие аномальных электромагнитных ливней

Радиационная длина ориентированного кристалла

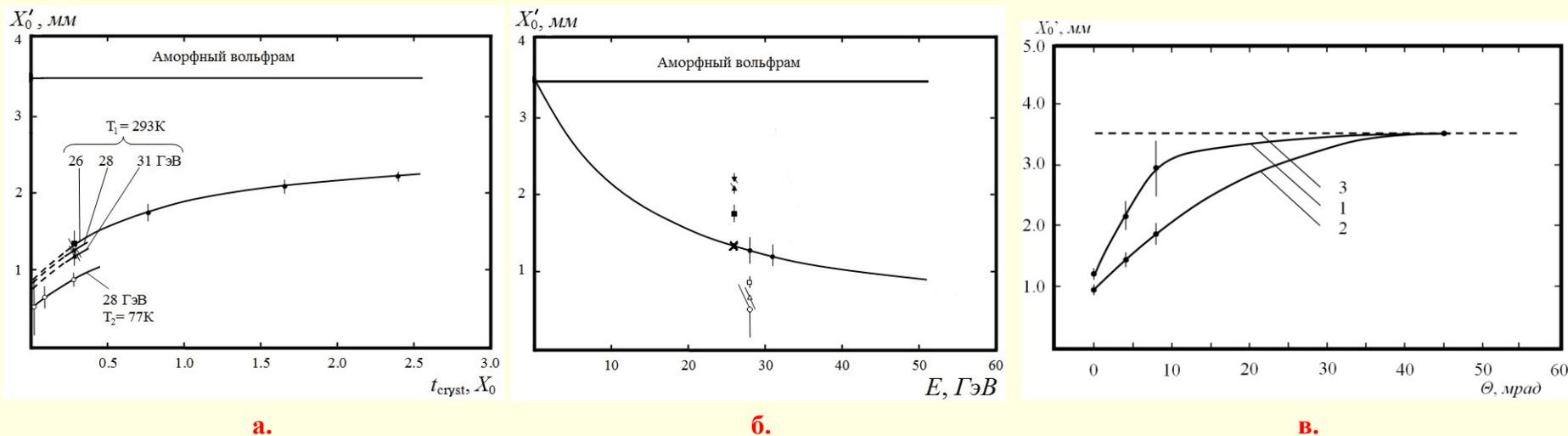
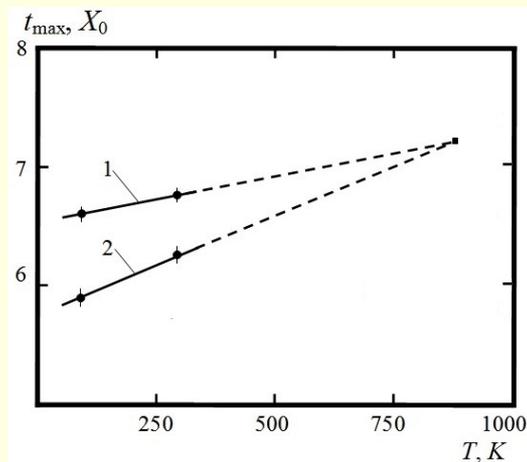


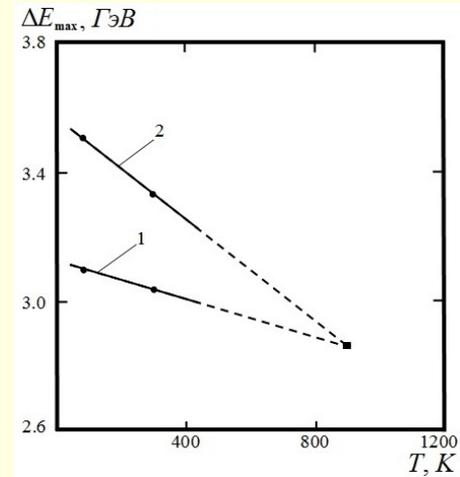
Рис. 9. Зависимость радиационной длины X'_0 ориентированного вдоль оси $\langle 111 \rangle$ кристалла вольфрама перед черенковским спектрометром от толщины кристалла t_{cryst} ($\blacksquare, \blacktriangledown, \blacktriangle, \bullet$ - температура $T_1 = 293\text{K}$; \circ - температура $T_2 = 77\text{K}$; ($\blacktriangledown, \blacktriangle, \bullet, \circ$ - эксперимент, \blacksquare - оценка)) (а); от энергии электронов E ($\blacktriangledown, \blacktriangle, \blacksquare, \bullet, \times$ - температура $T_1 = 293\text{K}$; \square, Δ, \circ - температура $T_2 = 77\text{K}$; ($\blacktriangledown, \blacktriangle, \blacksquare, \bullet, \square, \Delta, \circ$ - эксперимент, \times - оценка)) (б); ориентационные зависимости радиационной длины X'_0 1 мм кристаллического вольфрамового конвертора при температурах $T_1 = 293^\circ\text{K}$ (1) и $T_2 = 77^\circ\text{K}$ (2) (3 - радиационная длина аморфного вольфрама) (в).

Развитие аномальных электромагнитных ливней

Влияние температуры кристалла на параметры электромагнитного ливня



а.



б.

Рис. 11. Зависимость положения максимума развития электромагнитного ливня t_{\max} (а) и максимума энерговыведения ливня ΔE_{\max} (б) в СЧЛС с 1 мм вольфрамовым кристаллическим конвертером от температуры T (1 – конвертер разориентирован ($\Theta_p \geq 20$ мрад); 2 – конвертер ориентирован вдоль оси $\langle 111 \rangle$ ($\Theta_o = 0$); ● – эксперимент, ■ – оценка).

$$T_{\text{disorient}} \sim 980^\circ\text{K}$$

Развитие аномальных электромагнитных ливней

Критическая энергия аномальных электромагнитных ливней

Положение максимума развития электромагнитного ливня в спектрометре от энергии электронов E (E - энергия электронов в МэВ, ε_c – критическая энергия черенковского стекла; $c = 0.5$):

Без кристалла:
$$t_{\max} = \ln(E/\varepsilon_c) - c, \quad (1)$$

Конвертер из **разориентированного** кристалла:
$$t_{\max p} = \ln(E/\varepsilon_c) - c - t_{\text{cryst}}. \quad (2)$$

Конвертер из **ориентированного** кристалла:
$$t_{\max o} = \ln(E/\varepsilon_c) - c - t_{\text{eff}}, \quad (3)$$

$t_{\text{eff}} = t_{\text{cryst}} + \Delta t$, а $\Delta t = t_{\max p} - t_{\max o}$ является “добавкой” к толщине кристалла t_{cryst} за счет эффекта ориентации ($t_{\max p}$ и $t_{\max o}$ – положение максимума каскадной кривой при разориентированном и ориентированном кристалле, соответственно).

Кристалл охлажден с 293°K до 77°K:
$$t_{\max} = \ln(E/\varepsilon_c) - c - t_{\text{cryst}} - \Delta t - \Delta t_{\text{temp}}, \quad (4)$$

$\Delta t_{\text{temp}} = t(T_1)_{\max o} - t(T_2)_{\max o}$ “добавка” к толщине кристалла за счет изменения температуры ориентированного кристалла с T_1 до T_2 (o – кристалл ориентирован). В этом случае $t_{\text{eff}} = t_{\text{cryst}} + \Delta t + \Delta t_{\text{temp}}$.

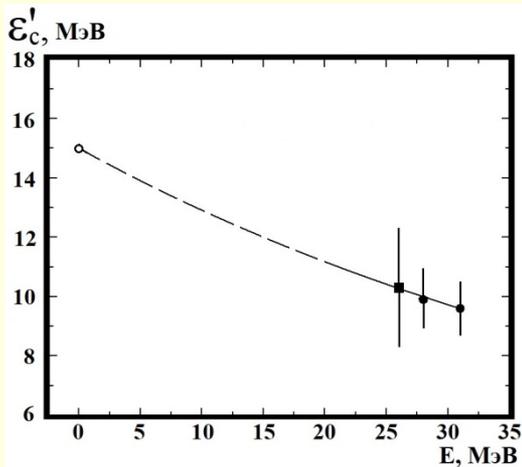
Модифицированная критическая энергия ε'_c :
$$t_{\max o} = \ln(E/\varepsilon'_c) - c - t_{\text{cryst}}, \quad (5)$$

Вычитая выражение (4) из (2), получаем зависимость ε'_c от “добавочной” толщины кристалла за счет степени ориентированности вдоль соответствующей оси и охлаждения. Так как параметры ливня зависят и от угла θ , то $\Delta t = \Delta t(\theta)$.

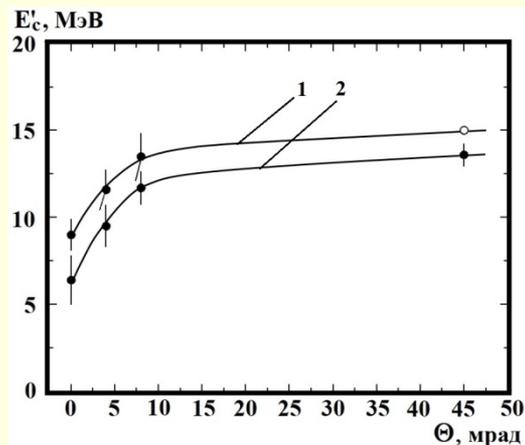
Так как, $N_p \sim E/\varepsilon_c$ ($N_o \sim E/\varepsilon'_c$) и $N_p < N_o$, то есть $\varepsilon_c > \varepsilon'_c$ и конечное выглядит:
$$\varepsilon'_c = \varepsilon_c \cdot \exp(-\Delta t) \quad (6).$$

Развитие аномальных электромагнитных ливней

Критическая энергия аномальных электромагнитных ливней



а.



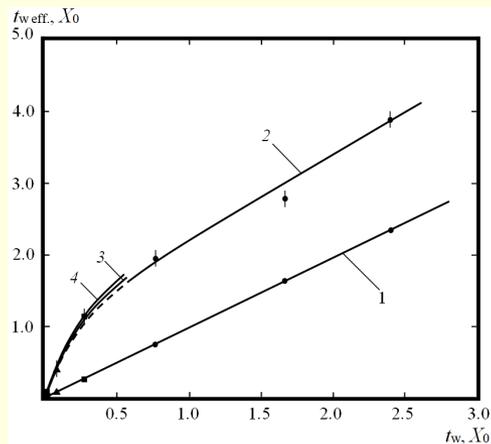
б.

Рис. 12. Зависимость критической энергии ε'_c черенковского спектрометра с кристаллическим вольфрамовым конвертером толщиной 1 мм (ориентация вдоль оси $\langle 111 \rangle$, температура $T = 293\text{K}$): **а** - от энергии электронов E (\circ – табличное значение, \blacksquare – оценка, \bullet – эксперимент); **б** - от угла ориентации θ ($E = 28$ ГэВ; 1 – $T_1 = 293\text{K}$, 2 – $T_2 = 77\text{K}$; \circ – табличное значение, \bullet – эксперимент; $\Delta\theta_1 \approx 5.5$ мрад и $\Delta\theta_2 \approx 4$ мрад).

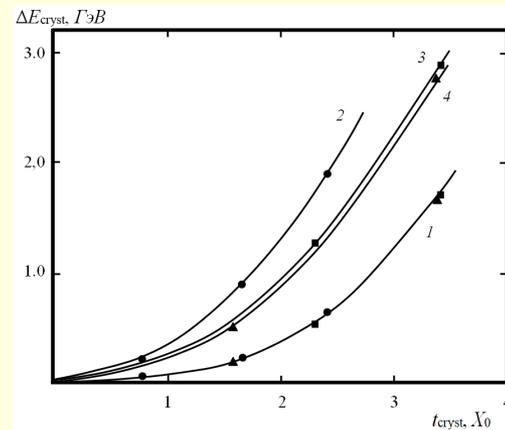
Развитие аномальных электромагнитных ливней

“Эффективная” толщина кристалла

Радиационная длина аморфного вещества, в котором развивается обычный ливень, постоянна, поэтому помещение перед спектрометром разориентированного кристалла толщиной t_{cryst} сдвигает каскадную кривую в сторону начала развития ливня на величину t_{cryst} . Ориентация кристалла вдоль оси за счет более интенсивного развития ливня приводит к дополнительной сдвигу каскадной кривой на Δt , что означает изменение эффективной толщины кристалла $t_{\text{eff}} = t_{\text{cryst}} + \Delta t$ или изменение радиационной длины кристалла.



а.



б.

Рис. 13. Зависимость “эффективной” толщины кристалла вольфрама (t_w^{eff}) от толщины разориентированного кристалла (t_w) (кристалл разориентирован – 1; кристалл ориентирован – 2,3,4) (● - $E = 26$ ГэВ; ▲, ■ - $E = 28$ ГэВ; ●, ▲ - $T_1 = 293$ К; ■ - $T_2 = 77$ К) (а). Начало каскадных кривых развития электромагнитных ливней в разориентированных (1) и ориентированных (2,3,4) кристаллах вольфрама (●), вольфрамата (■) и граната (▲) (ΔE_{cryst} - энергия, выделившаяся в кристалле; t_{cryst} – толщина разориентированного кристалла; $E = 26$ ГэВ; температура кристаллов $T_1 = 293$ К) (б).

Развитие аномальных электромагнитных ливней

Множественность заряженных частиц в ливнях от электронов и гамма-квантов, развивающихся в ориентированных кристаллах

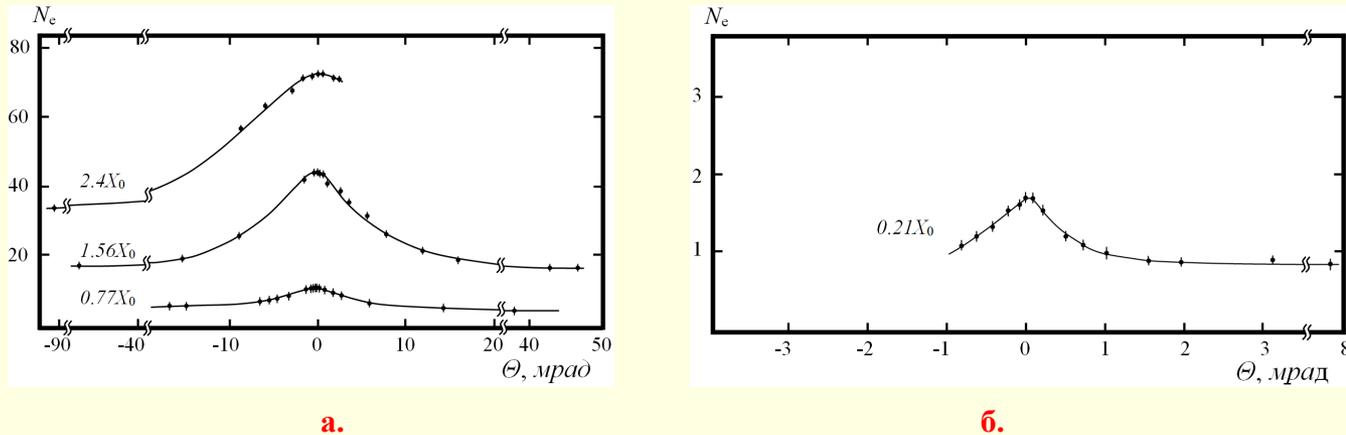


Рис. 16. Ориентационные зависимости средней множественности заряженных частиц N_c в ливне от электронов 26 ГэВ в кристаллах вольфрама (а) ($\langle 111 \rangle$, $T_W = 293^\circ\text{К}$) и от электронов 28 ГэВ в кристалле кремния (б) ($\langle 110 \rangle$, $T_{Si} = 293^\circ\text{К}$) (толщины кристаллов на рисунках представлены слева от соответствующих кривых).

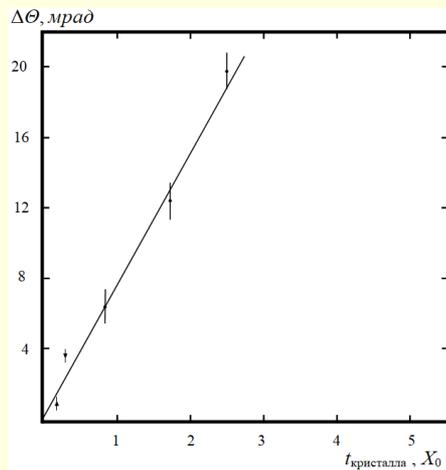


Рис. 1.17. Зависимость ширины ориентационной зависимости средней множественности заряженных частиц ($\Delta\Theta$), выходящих из кристалла, в зависимости от толщины кристалла ($t_{\text{кристалла}}$) ($\bullet, \blacktriangledown$ – кристаллы вольфрама ($\langle 111 \rangle$); \blacktriangle – кристалл кремния ($\langle 110 \rangle$); \bullet – $E = 26 \text{ ГэВ}$, $\blacktriangledown, \blacktriangle$ – $E = 28 \text{ ГэВ}$; \bullet, \blacktriangle – $T_W = 293^\circ\text{К}$; \blacktriangledown – $T_W = 77^\circ\text{К}$).

Развитие аномальных электромагнитных ливней

Универсальная каскадная кривая

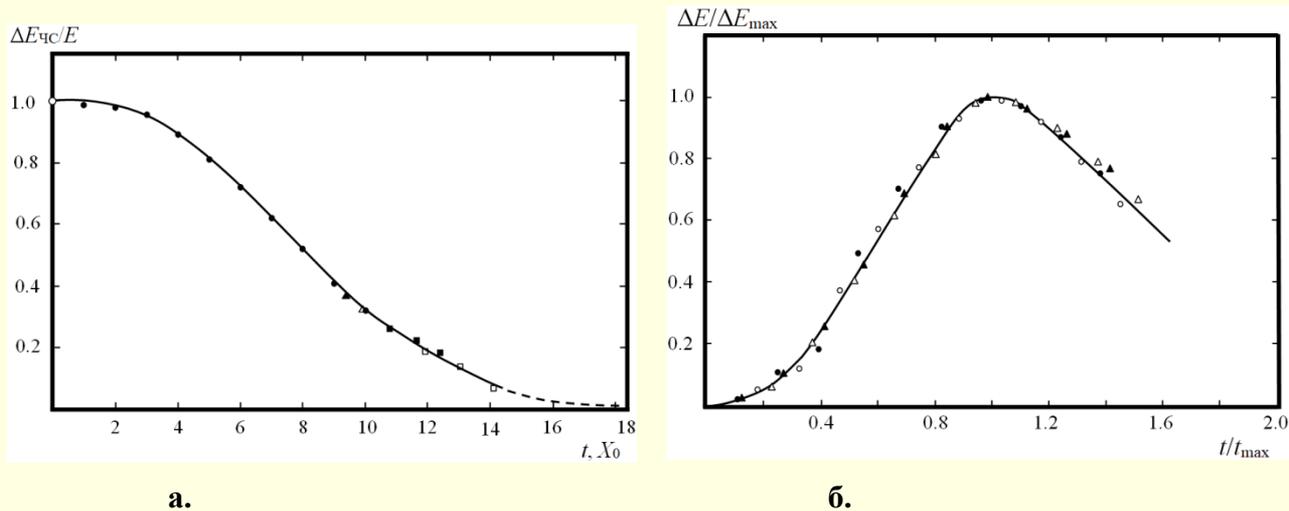


Рис. 18. Зависимость отношения энергии, выделившейся в ЧС ($\Delta E_{\text{чс}}$), к энергии электронов в пучке (E) от толщины вещества, перед ним (t) (\circ - вещество перед ЧС отсутствует; \bullet - аморфное вещество; \blacktriangle (\triangle) - разориентированный (ориентированный) кристалл граната; \blacksquare (\square) - разориентированные (ориентированные) кристаллы вольфрама ($E = 26$ ГэВ, $T_1 = 293\text{К}$)) (а); зависимость относительного энерговыделения ливня $\Delta E/\Delta E_{\text{max}}$ в СЧЛС от глубины его проникновения t/t_{max} (универсальная каскадная кривая) в присутствии перед ним разориентированного (\bullet, \blacktriangle) и ориентированного вдоль оси $\langle 111 \rangle$ (\circ, \triangle) 1 мм кристаллического конвертора и температурах $T_1 = 293\text{К}$ (\bullet, \circ) и $T_2 = 77\text{К}$ ($\blacktriangle, \triangle$) ΔE и ΔE_{max} - энерговыделения в спектрометре на глубине проникновения t и в максимуме развития ливня t_{max} , соответственно; энергия электронов $E = 28$ ГэВ) (б).

Электромагнитный спектрометр с конвертором из ориентированного кристалла

Влияние ориентированного кристаллического конвертора на отклик СЧД

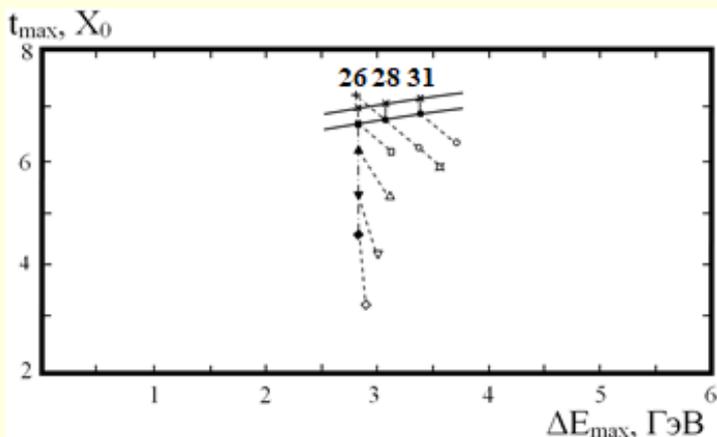


Рис. 19. Зависимость положения максимума развития электромагнитного ливня t_{\max} в СЧЛС кристаллическим вольфрамовым конвертером от энерговыведения в максимуме развития ливня ΔE_{\max} (\times , \bullet , \circ , \blacktriangle , \triangle , ∇ , ∇ , \boxtimes , \blacklozenge , \diamond – эксперимент; \blacksquare , \square , $+$ – оценка [10,11]; \times – спектрометр без кристалла ($t_w = 0$); ∇ , \bullet , \blacksquare , \blacktriangle , ∇ , \blacklozenge , $+$ – кристалл ориентирован вдоль оси $\langle 111 \rangle$; \bullet , \circ , \blacksquare , \square , $+$ – $t_w = 1.0$ мм; \blacktriangle , \triangle – $t_w = 2.7$ мм; ∇ , ∇ – $t_w = 5.8$ мм; \blacklozenge , \diamond – $t_w = 8.4$ мм; \bullet , \circ , \blacksquare , \square , \blacktriangle , \triangle , ∇ , ∇ , \boxtimes , \blacklozenge , \diamond – $T = 293$ К; \boxtimes – $T = 77$ К; $+$ – $T_d \sim 980$ К).

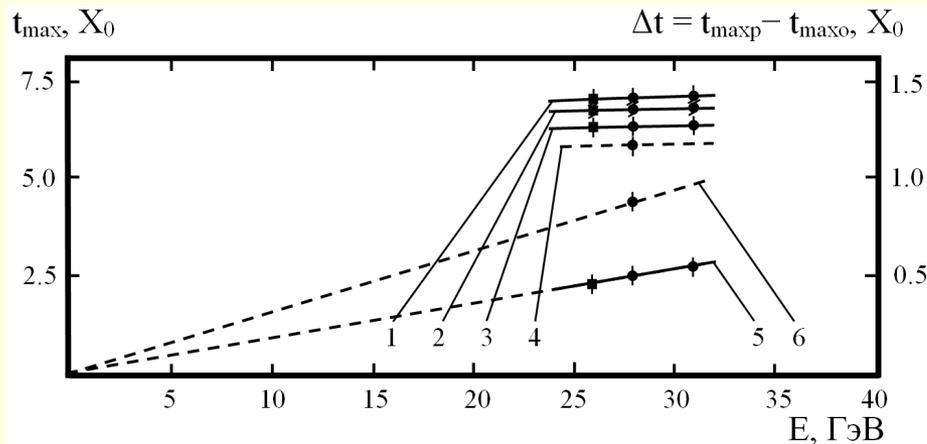


Рис. 20. Зависимость положения максимума каскадной кривой (t_{\max}) развития электромагнитного ливня в СЧЛС с 1 мм вольфрамовым кристаллическим конвертером (1-4) и разность положений каскадной кривой при разориентированном и ориентированном конвертере ($\Delta t = t_{\max p} - t_{\max o}$) от энергии электронов E (5,6) (1- конвертер перед СЧЛС отсутствует; 2 – конвертер разориентирован ($\Theta \geq 20$ мрад); 3 – конвертер ориентирован вдоль оси $\langle 111 \rangle$ ($\Theta = 0$, $T_1 = 293$ К); 4 – конвертер ориентирован вдоль оси $\langle 111 \rangle$ ($\Theta = 0$, $T_2 = 77$ К); 5 – разность положения максимума каскадной кривой при разориентации конвертора относительно ориентации $\Delta t = t_{\max p} - t_{\max o}$ ($T_1 = 293$ К); 6 – разность положения максимума каскадной кривой при разориентации конвертора относительно ориентации $\Delta t = t_{\max p} - t_{\max o}$ ($T_2 = 77$ К); \bullet – эксперимент; \blacksquare – оценка; ----- - экстраполяция).

Электромагнитный спектрометр с конвертором из ориентированного кристалла

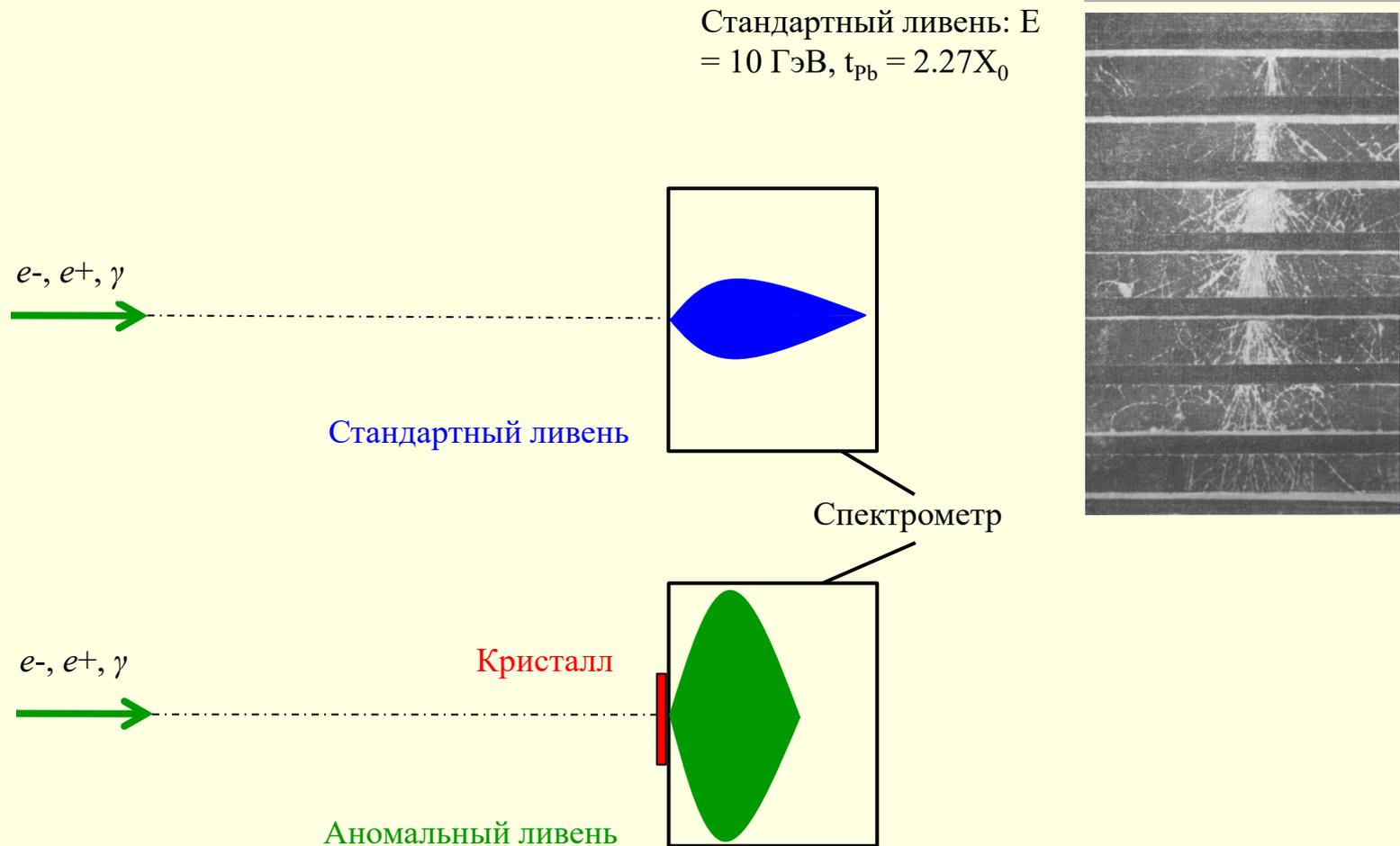


Рис. 23. Типы электромагнитных ливней.

Электромагнитный спектрометр с конвертором из ориентированного кристалла

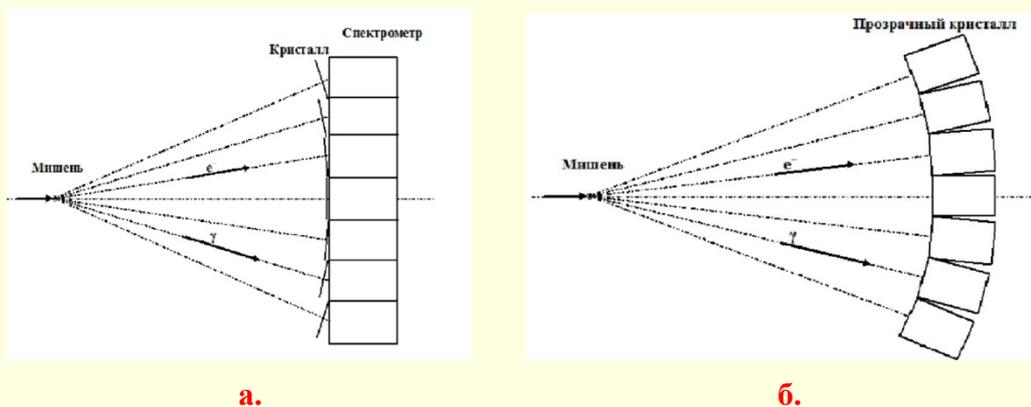
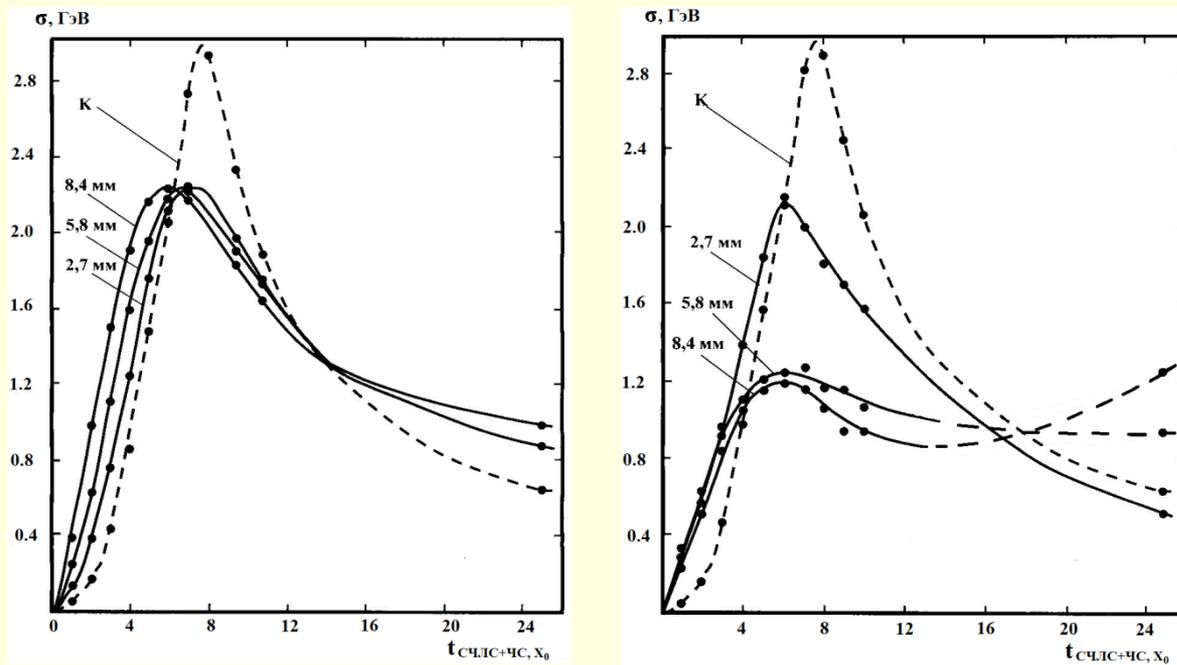


Рис. 24. Схема применения спектрометров направленного действия (СНД) в экспериментальной установки: а – спектрометры полного поглощения с непрозрачным (прозрачным) кристаллическим конвертером; б – спектрометры направленного действия на основе прозрачных кристаллов.

Электромагнитный спектрометр с конвертором из ориентированного кристалла

Энергетическое разрешение СНД

Среднеквадратичное разрешение



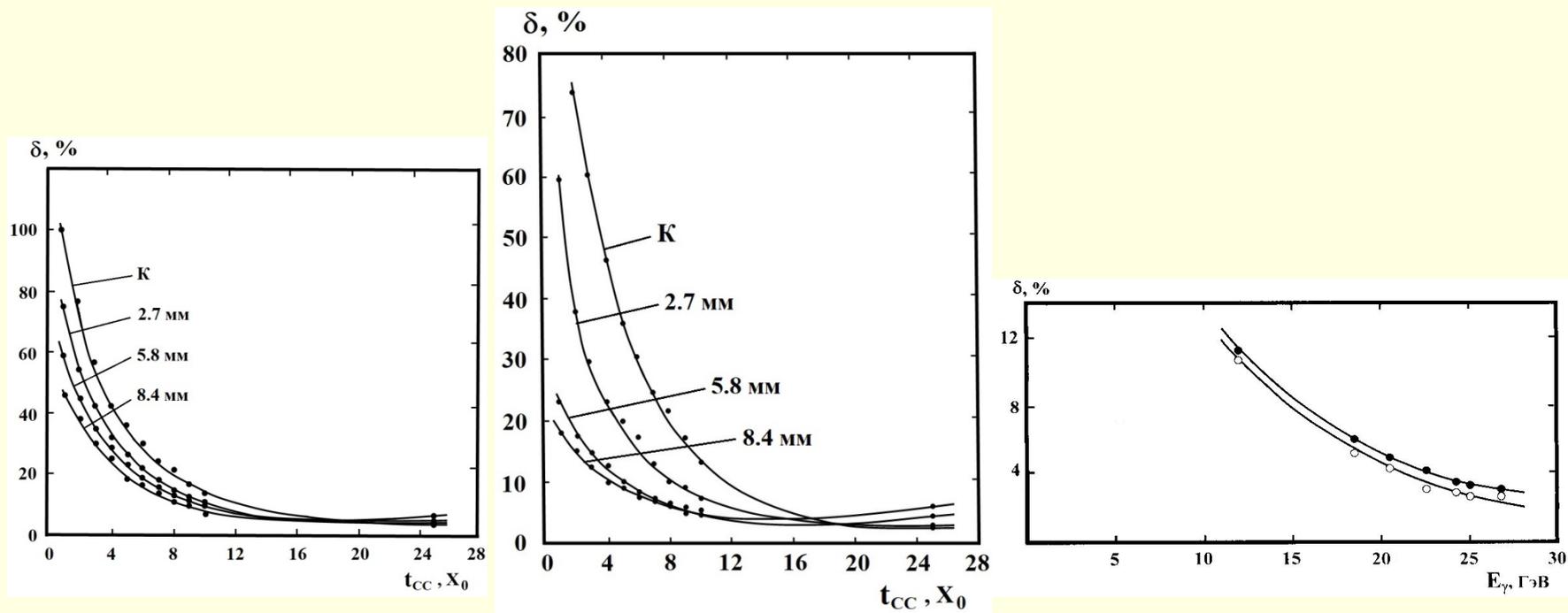
а.

б.

Рис. 25. Зависимость среднеквадратичного разрешения σ спектрометров СЧЛС от толщины $t_{\text{СЧЛС}}$ спектрометра и толщины разориентированного (а) и толщины ориентированного вдоль оси $\langle 111 \rangle$ (б) вольфрамового кристаллического конвертора ($E = 26$ ГэВ; $T_w = 293^\circ\text{K}$).

Электромагнитный спектрометр с конвертором из ориентированного кристалла

Энергетическое разрешение СНД Относительное энергетическое разрешение



а.

б.

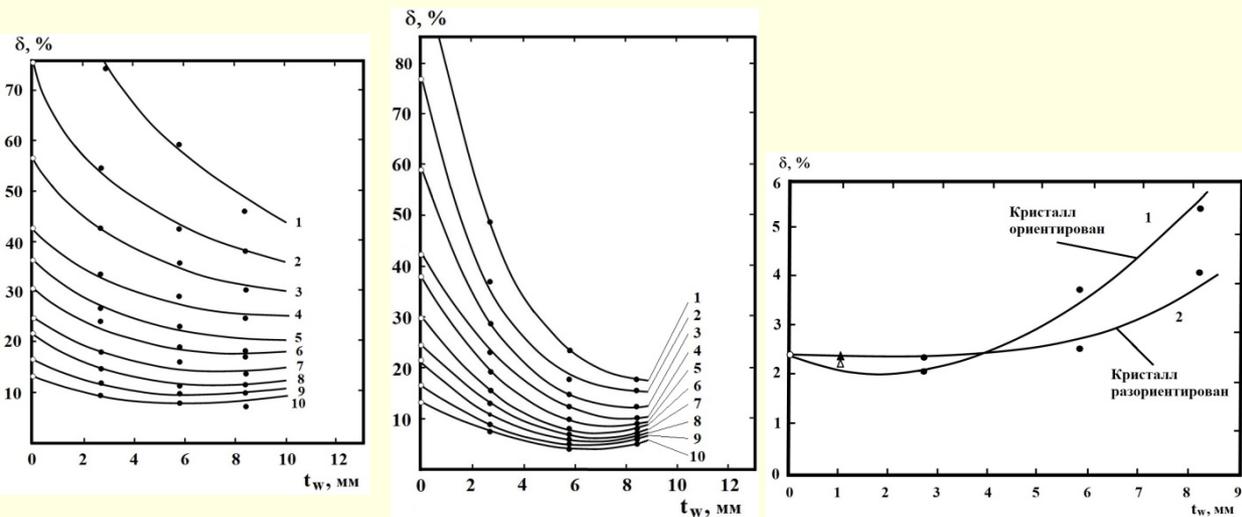
в.

Рис. 26. Зависимость относительного энергетического разрешения спектрометра от толщины спектрометра t_{CC} при разориентированном (а) и ориентированном вдоль оси $\langle 111 \rangle$ вольфрамовом кристаллическом конверторе (б) (электроны - $E = 26$ ГэВ; $T_w = 293^\circ\text{K}$; К – калибровка ($t_w = 0$)); конвертор ориентирован вдоль оси $\langle 111 \rangle$ и энергии фотонов (в) (○ и ● – конвертор разориентирован и ориентирован вдоль оси $\langle 111 \rangle$, соответственно).

Электромагнитный спектрометр с конвертором из ориентированного кристалла

Энергетическое разрешение СНД

Относительное энергетическое разрешение



а.

б.

в.

Рис. 27. Зависимость относительного энергетического разрешения спектрометра CC от толщины вольфрамового кристаллического конвертора t_w (толщина спектрометра $СЧЛС$ в радиационных длинах показана справа от кривых; $E = 26$ ГэВ; \circ – калибровка; \bullet - $T_w = 293^\circ K$, \blacktriangle , Δ - $T_w = 77^\circ K$) (а – конвертор разориентирован; б - конвертор ориентирован вдоль оси $\langle 111 \rangle$; в – суммарный спектрометра CC ($t_{СЧЛС+ЧС} = 25X_0$; \blacktriangle и Δ – конвертор разориентирован и ориентирован вдоль оси $\langle 111 \rangle$, соответственно)).

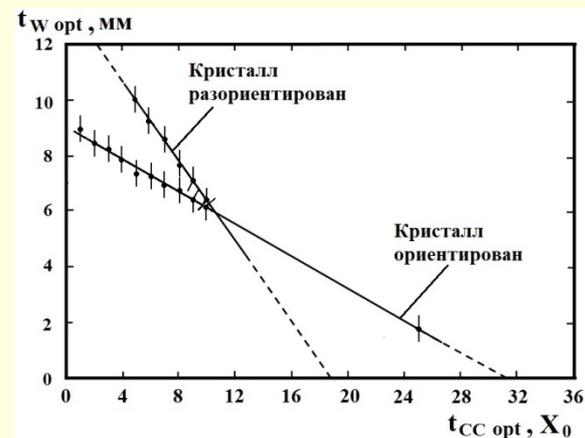
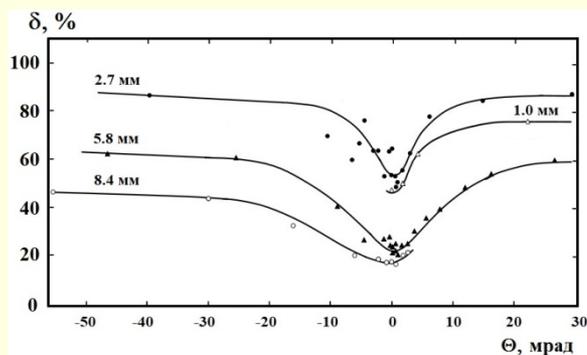


Рис. 28. Соотношение оптимальных толщин кристаллического вольфрамового конвертора перед CC ($t_{w\ opt}$) и толщин CC ($t_{CC\ opt}$), при которых относительное энергетическое разрешение CC наилучшее.

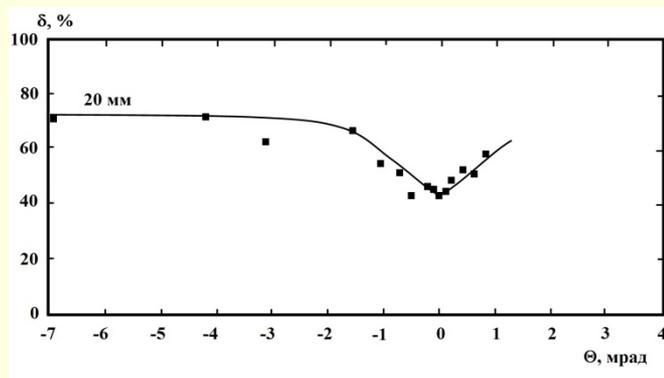
Электромагнитный спектрометр с конвертором из ориентированного кристалла

Энергетическое разрешение СНД

Ориентационные зависимости относительного энергетического разрешения



а.



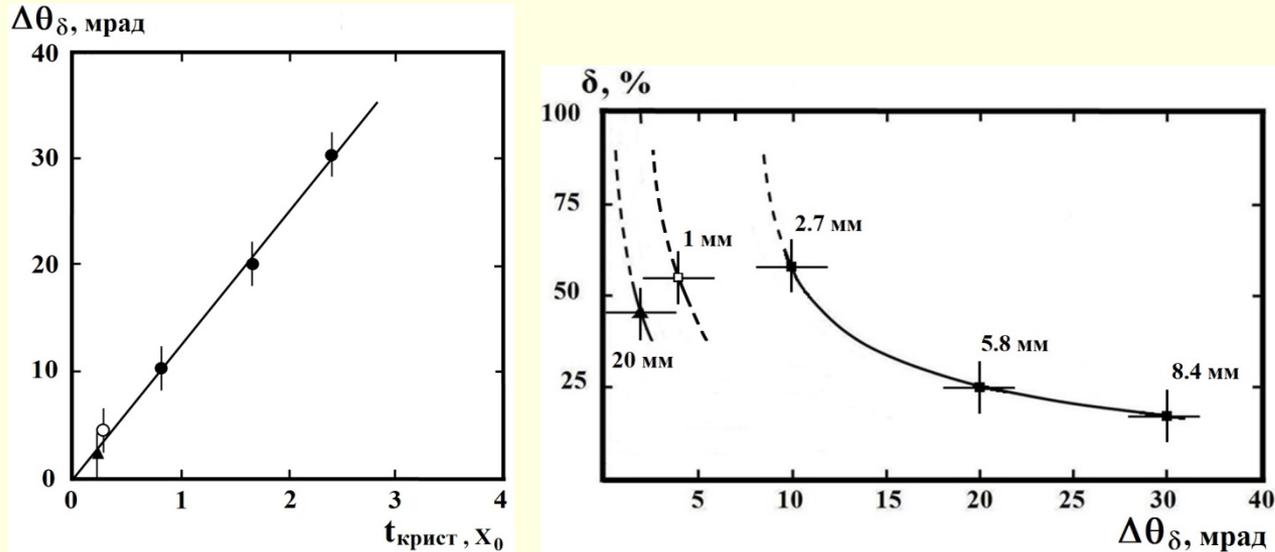
б.

Рис. 29. Ориентационные зависимости относительного энергетического разрешения δ первого счетчика СЧЛС ($t_{\text{СЧЛС}} = 1X_0$) от толщина кристаллического конвертора: а – вольфрамовый конвертор; б – кремневый конвертор (толщина конвертора показана сверху над зависимостями; ●, ▲, ○ – $\langle 111 \rangle$, $T_{\text{W}} = 293^\circ\text{K}$, $E = 26$ ГэВ; Δ – $\langle 111 \rangle$, $T_{\text{W}} = 77^\circ\text{K}$, $E = 28$ ГэВ; ■ – $\langle 110 \rangle$, $T_{\text{Si}} = 293^\circ\text{K}$, $E = 28$ ГэВ).

Электромагнитный спектрометр с конвертором из ориентированного кристалла

Энергетическое разрешение СНД

Ориентационные зависимости относительного энергетического разрешения



а.

б.

Рис. 30. Зависимость ширины ориентационной зависимости относительного энергетического разрешения $\Delta\theta_\delta$ первого счетчика СЧЛС от толщины и типа кристалла $t_{\text{крист}}$ (\bullet, \circ – вольфрам ($\langle 111 \rangle$), \blacktriangle – кремний ($\langle 110 \rangle$): \bullet, \blacktriangle – $E = 26$ ГэВ, $T_W = 293^\circ\text{K}$; \circ – $E = 28$ ГэВ, $T_W = 77^\circ\text{K}$) (а); соотношение между относительным энергетическим разрешением δ первого счетчика СЧЛС и шириной ориентационной зависимости $\Delta\theta_\delta$ кристаллов вольфрама (\bullet, \circ) и кремния (\blacktriangle) (\bullet, \blacktriangle – $E = 26$ ГэВ, $T_W = 293^\circ\text{K}$; \circ – $E = 28$ ГэВ, $T_W = 77^\circ\text{K}$; \bullet, \circ – $\langle 111 \rangle$, \blacktriangle – $\langle 110 \rangle$) (б).

Развитие электромагнитных ливней в полях осей ориентированных кристаллов

Выводы

Проведены исследования развития электромагнитных ливней от электронов и фотонов в полях осей ориентированных монокристаллов кремния, вольфрама, вольфрамата и граната.

Обнаружены сильные отличия характеристик электромагнитных ливней в ориентированных монокристаллах (*аномальных ливней*) от *стандартных*, развиваемых в аморфных веществах.

Обнаружены не наблюдаемые зависимости характеристики ливней от *температуры* и угла ориентации (*ориентационные зависимости*).

При толщинах ориентированных кристаллов вольфрама 2.7 и 8.4 мм регистрация 90-95% энергии аномального ливня осуществляется толщиной спектрометра на 20-30% меньше стандартной; радиационная длина кристалла вольфрама 1 мм уменьшается в ~ 3 раза, а критическая энергия ливня уменьшается на $\sim 33\%$; множественность вторичных заряженных частиц ливня в кристаллах вольфрама от 1 до 8.4 мм и кремния 20 мм возрастает в 2-2.5 раза относительно множественности стандартного ливня. Радиационная толщина кристалла вольфрама уменьшается на $\sim 20\%$ при уменьшении температуры кристалла с комнатной 293°K до температуры жидкого азота 77°K.

Исследованы характеристики спектрометра с конвертором из ориентированного кристалл, с помощью которого можно регистрировать фотоны и электроны высоких энергий (спектрометр направленного действия (*СНД*)). Обнаружено, что относительное энергетическое разрешение спектрометра с ориентированным конвертером улучшается в **2 – 3 раза** по сравнению с разрешением без конвертора и с разориентированным конвертером.

Тестовые каналы ускорителя С25Р “Пахра” ФИАН

При реализации крупных национальных и международных проектов в области фундаментальной ядерной физики и астрофизики (мегапроект **NICA**, проект **BM@N**, эксперимент **SCAN-3**, проект орбитальной астрофизической обсерватории **ГАММА-400** и ряда других) остается стойкий интерес к установкам, генерирующим пучки ионизирующего излучения различного типа (электронные, фотонные, нейтронные, ионные).

Это связано с тем, что огромное значение приобретают работы по созданию, тестированию и калибровке детекторов и электронного оборудования. Часть подобных работ может быть выполнена только на специализированных установках, генерирующих пучки частиц различного типа в широком диапазоне энергий с хорошо контролируруемыми параметрами: геометрией и интенсивностью.

Для тестирования оборудования и детекторов различных экспериментальных установок, создаваемых в России и за рубежом, на канале тормозного пучка фотонов ускорителя **С-25Р «Пахра» ФИАН** созданы каналы калибровочных квазимонохроматических пучков вторичных электронов и канал выведенного высокоинтенсивного пучка электронов из ускорителя.

Основные характеристики электронного синхротрона “Пахра”

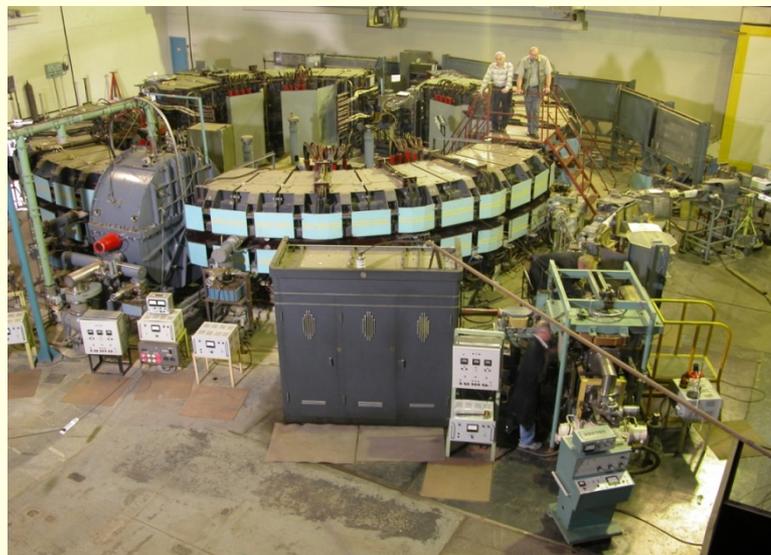


Рис. 31. Общий вид электронного синхротрона ФИАН С-25Р “Пахра”.

Синхротрон имеет частоту повторения **50 Гц** и позволяет работать при энергии ускоренных электронов в диапазоне **200–850 МэВ** и интенсивностью пучка **$\sim 2 \cdot 10^{12}$ $e^-/с$** . Ускоритель “Пахра” рассчитан и используется для получения пучка тормозных фотонов с максимальной энергией **$E_{\gamma \max} = 200–850$ МэВ** при средней интенсивности **$I_{\gamma} \sim 2 \cdot 10^9$ $\gamma/с$** .

Схема каналов вторичных электронных пучков ускорителя ФИАН С-25Р

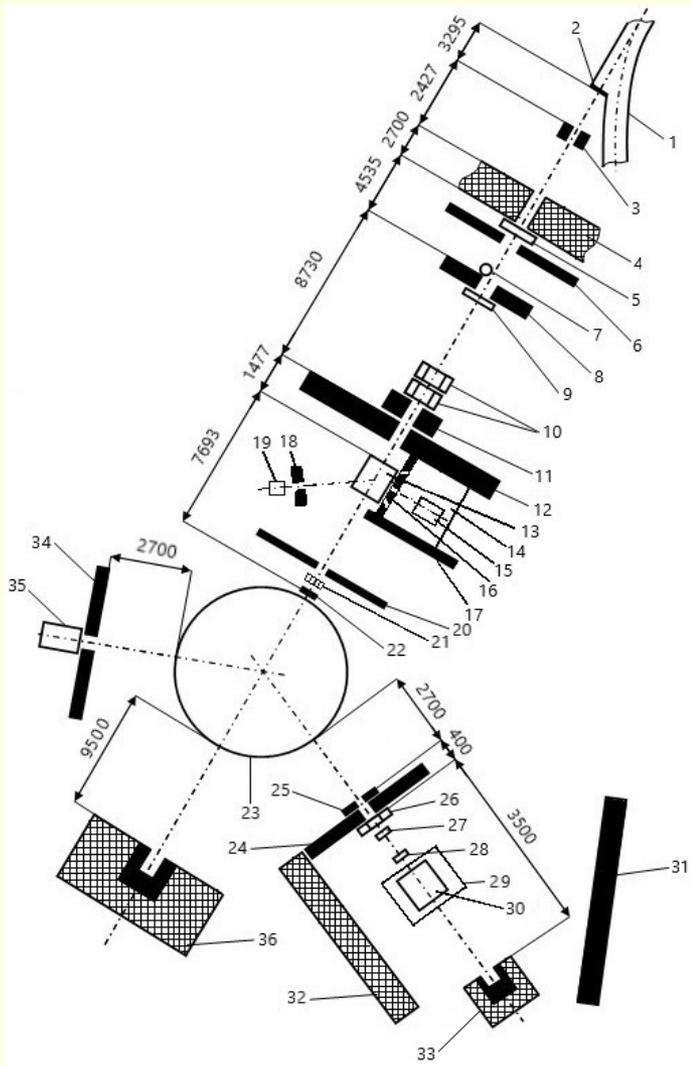


Рис. 32. Схема каналов вторичных электронных пучков ускорителя ФИАН С-25Р:

1 – вакуумная камера ускорителя “Пахра”; 2 – выходное окно; 3 – задающий коллиматор K_1 ; 4 – бетонная стена; 5 – парафиновый фильтр; 6 – свинцовая защитная стенка; 7 – монитор контроля “временной растяжки” фотонного пучка; 8 – коллиматор K_2 ; 9 – монитор контроля интенсивности фотонного пучка; 10 – очищающая система на постоянных магнитах; 11 – коллиматор K_3 (“скрайбер”); 12 – продолжительная свинцовая защитная стенка; 13 – очищающий магнит СП-3; 14 – тестовая зона СП-3; 15 – тестируемый детектор; 16 – свинцовая защитная стенка с коллиматорами; 17 – свинцовая защитная стенка; 18 – свинцовая защитная стенка монитора энергии вторичного электронного пучка, формируемого СП-3; 19 – монитор контроля энергии вторичного электронного пучка, формируемого СП-3; 20 – железная защитная стенка; 21 – монитор профиля и интенсивности фотонного пучка; 22 – конвертор; 23 – спектрометрический магнит СП-57; 24 – основной коллиматор K_4 ; 25 – дополнительный коллиматор; 26 – сцинтилляционный счетчик антисовпадений А; 27 – триггерный сцинтилляционный счетчик S_1 ; 28 – триггерный сцинтилляционный счетчик S_2 ; 29 – передвижная платформа; 30 – тестируемый детектор; 31 – свинцовая защитная стенка; 32 – защитная бетонная стенка; 33 – поглотитель вторичного электронного пучка (“могильник”); 34 – свинцовая защитная стенка; 35 – монитор контроля энергии вторичного электронного пучка; 36 – поглотитель тормозного фотонного пучка (“могильник”).

Канал пучка тормозных фотонов



Рис. 33. Вид постоянных магнитов (10), коллиматора K_3 («скрайбер») (11) и продолжительной свинцовой стенки (12).

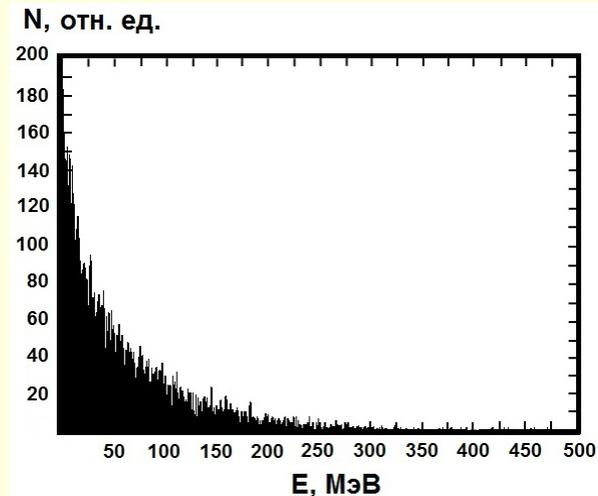


Рис. 34. Энергетический спектр пучка тормозных фотонов, измеренный ЧСПП с помощью свинцового 5 мм щелевого коллиматора. Средняя энергия $\langle E_\gamma \rangle = 56$ МэВ.

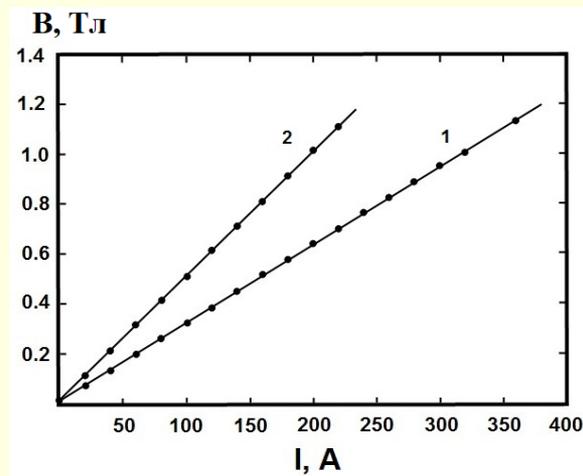
Общая длина **фотонного канала** от выходного фланца ускорителя (1) до конвертора (22) составляет **~31 м**.

Квазимонохроматический пучок вторичных электронов с энергиями от 20 до 300 МэВ

Магнит СП-57



а.



б.

Рис. 35. Общий вид магнита СП-57 с межполюсными вставками (а) и зависимость поля в центре магнита СП-57 от тока питания обмоток и расстояния между полюсами L : 1 – $L = 10$ см; 2 – $L = 6$ см.

Диаметр полюсов	– 90 см (стандартный)
	– 93 см (со вставкой)
Межполюсной зазор	– 10 см (стандартный)
	– 6 см (со вставкой)
Максимальный ток в обмотках	– 500 А
Максимальное поле	– 1.2 Т
Охлаждение обмоток	– водяное

Триггерная система канала на основе магнита СП-57

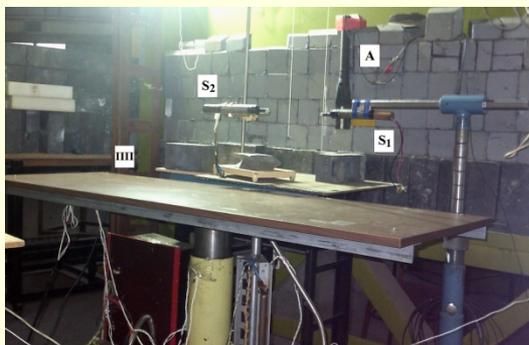


Рис. 36. Зона тестирования детекторов (триггерная система (A, S₁ и S₂) и передвижная платформа (ПП)).

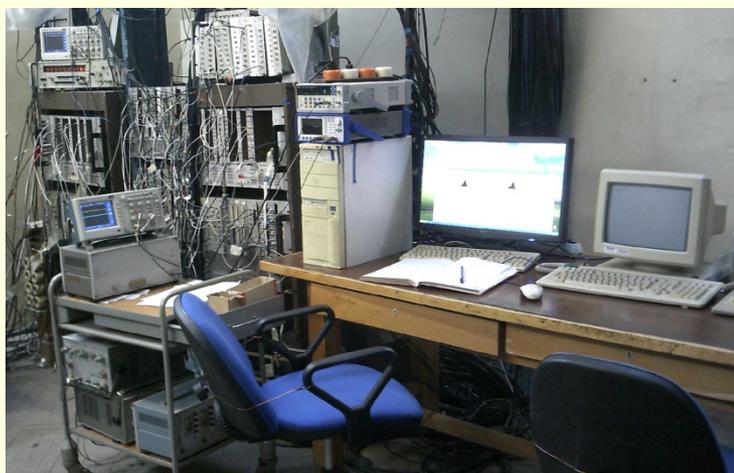


Рис. 38. Электроника управления системой контроля вторичного электронного пучка.

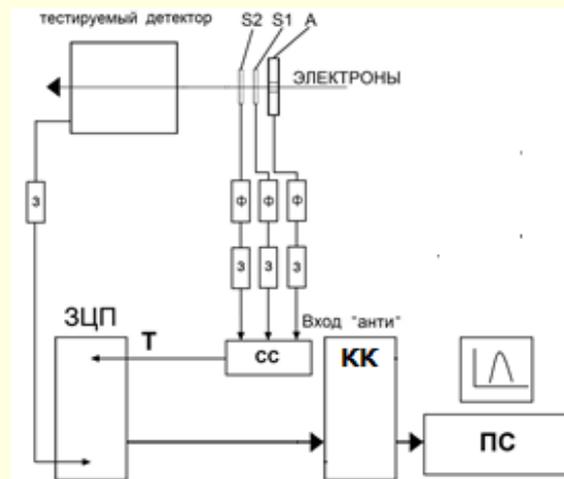


Рис. 37. Электронная блок-схема калибровочного канала квазимонохроматического электронного пучка на основе магнита СП-57:

- A, S₁ и S₂ – сцинтилляционные счетчики;
- З – блок задержек;
- Ф – формирователь со следящим порогом (ФСП);
- ЗЦП – зарядо-цифровой преобразователь;
- СС – схема совпадений;
- Т – триггерный сигнал;
- КК – крейт-контроллер;
- ПС – персональный компьютер.

Система мониторинга электронного пучка

Мониторинг вторичного электронного пучка осуществляется мониторингом вторичного позитронного черенковским спектрометром полного поглощения (ЧСП) шестигранной формы на основе свинцового стекла ТФ-1 толщиной $14.8X_0$ (рис. 3.9). Перед ЧСП расположена свинцовая стенка с коллиматором $\varnothing 50$ мм.



Рис. 39. Черенковский спектрометр полного поглощения (ЧСП).

Первая тестовая зона



Рис. 34. Зона тестирования на канале квазимонохроматического вторичного электронного пучка.

Координатный стол:

перемещение по X - 100 см
перемещение по Y - 50 см
точность перемещения - 1 мм
полезная нагрузка - 50 кг

Стационарный стол - 300 кг

Детекторы для исследования характеристик низкоэнергетических пучков вторичных электронов

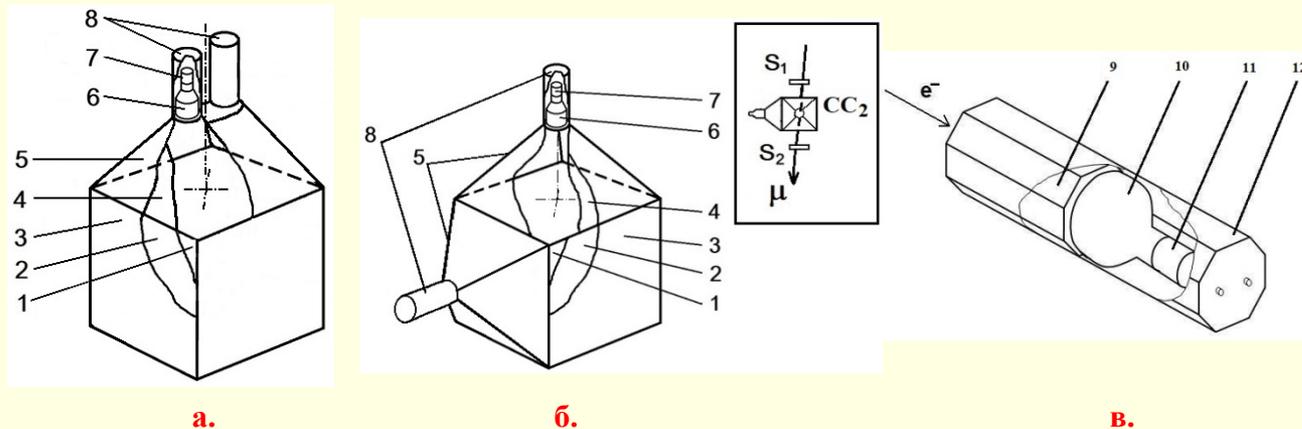


Рис. 35. Схемы двухканальных сцинтилляционных спектрометров CC_1 (а), CC_2 (б) (1 – сцинтилляционный блок; 2 и 4 – металлизированный майлар; 3 – черная бумага; 5 – светосборники; 6 – ФЭУ-85 (а) и ФЭУ-52 (б); 7 – делители напряжения; 8 – корпуса ФЭУ (светонепроницаемые корпуса не показаны) (На вставке: S_1 и S_2 - сцинтилляционные счетчики; CC_2 – двухканальный сцинтилляционный спектрометр)) и ЧСПП (в) (9 – радиатор; 10 – ФЭУ-49; 11 – делитель; 12 – корпус).

Определение энергетических характеристик вторичного электронного пучка осуществлялось сцинтилляционными спектрометрами (СС) и черенковским спектрометром полного поглощения (ЧСПП):

СС:

а – $10 \times 10 \times 10 \text{ см}^3$

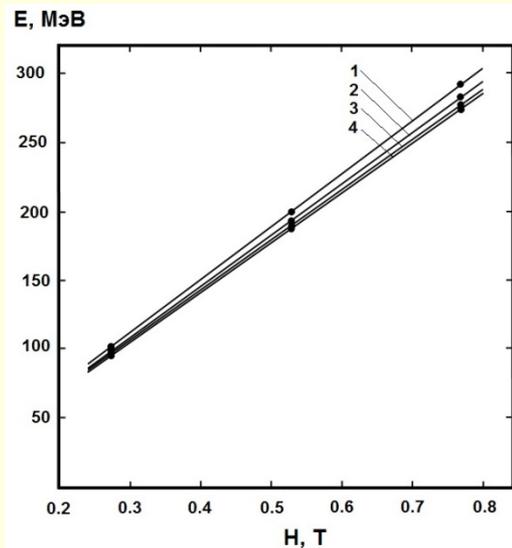
б – $20 \times 20 \times 20 \text{ см}^3$

ЧСПП:

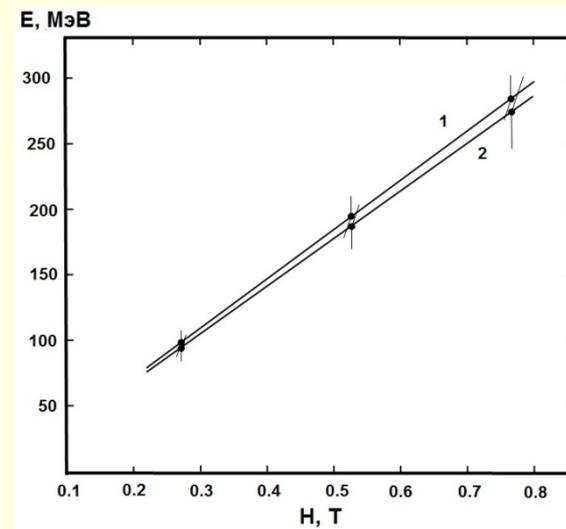
в – толщина $14X_0$, диаметр входного фланца $\varnothing 18 \text{ см}$

Характеристики квазимонохроматического электронного пучка на базе магнита СП-57

Средняя энергия электронного пучка



а.

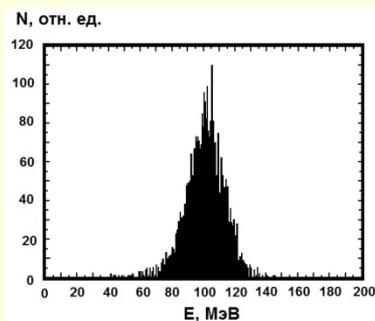


б.

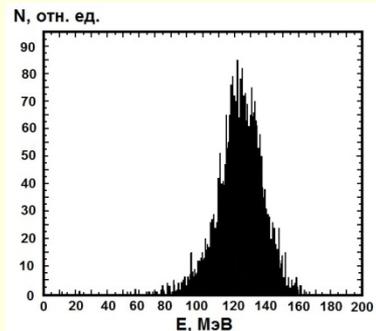
Рис. 36. Зависимость энергии квазимонохроматического электронного пучка от поля магнита СП-57) (входное отверстие дополнительного коллиматора 10 мм): а - толщина медного конвертора: 1 – 0.1 мм, 2 – 1.1 мм, 3 – 3.1 мм, 4 – 5.1 мм; б - конвертор из 1 мм меди; 1 – эксперимент, 2 – расчет по программе GEANT4.

Характеристики квазимонохроматического электронного пучка на базе магнита СП-57

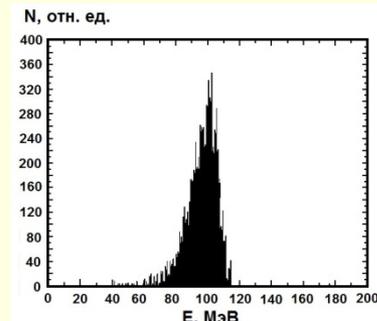
Энергетические спектры электронного пучка



а.



б.

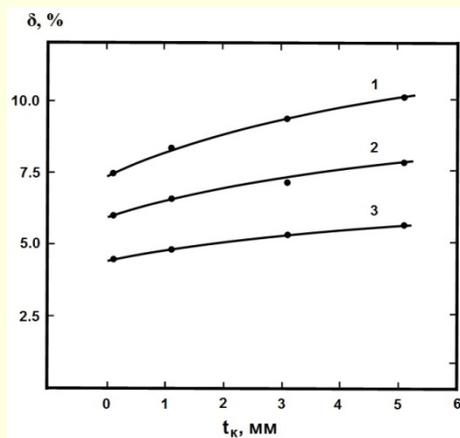


в.

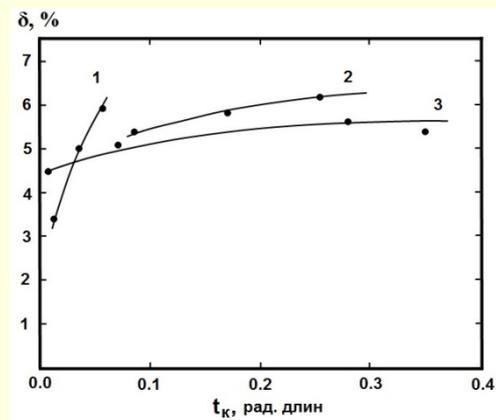
Рис. 37. Энергетические спектры квазимонохроматического электронного пучка: а – конвертор – 0.1 мм меди + воздух (ЧСП); б - конвертор – воздух (ЧСП); в – разность спектров (“медь + воздух” – “воздух”) (входное отверстие дополнительного коллиматора 10 мм).

Характеристики квазимонохроматического электронного пучка на базе магнита СП-57

Энергетическое разрешения электронного пучка



а.

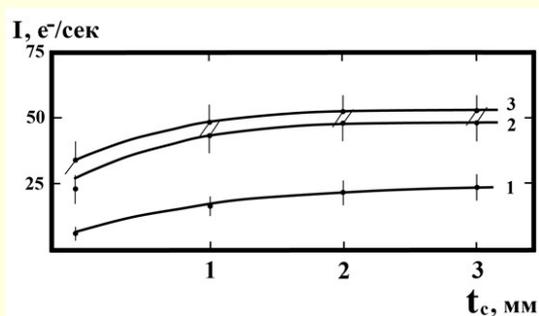


б.

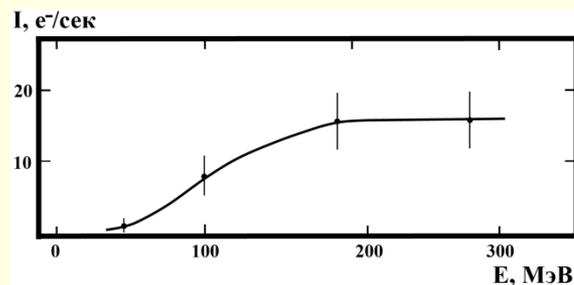
Рис. 38. Зависимости относительного энергетического разрешения квазимонохроматического электронного пучка (входное отверстие дополнительного коллиматора 10 мм) от толщины : а - медного конвертера (поле магнита СП-57: 1 – 0.275 Т, 2 – 0.527 Т, 3 – 0.767 Т); б - толщины и типа конвертера ($H_{СП-57} = 0.766$ Т): 1 – алюминий; 2 – железо; 3 – медь.

Характеристики квазимонохроматического электронного пучка на базе магнита СП-57

Интенсивность электронного пучка



а.



б.

Рис. 39. Зависимость интенсивности электронного пучка: **а** - от толщины конвертора t_c и диаметра отверстия коллиматора d при энергии электронного пучка $E = 280$ МэВ (1 – $d = 3$ мм; 2 – $d = 5$ мм; 3 – $d = 10$ мм); **б** - от энергии при электронах ($t_c = 1$ мм и $d = 3$ мм).

Квазимонохроматический пучок вторичных электронов с энергиями от 5 до 100 МэВ

Тестовые исследования характеристик детекторов и аппаратуры астрофизической обсерватории ГАММА-400, астроустановки «Альфа-Электрон», установки NICA-MPD, BM@N и других на канале калибровочного пучка вторичных электронов ускорителя ФИАН С-25Р «Пахра» на базе спектрометрического магнита СП-57 показали востребованность пучка электронов энергиями от 5 до 100 МэВ с энергетическим разрешением $\sim 10\%$ при интенсивности не менее $10^3 \text{ e}^-/\text{с}$.

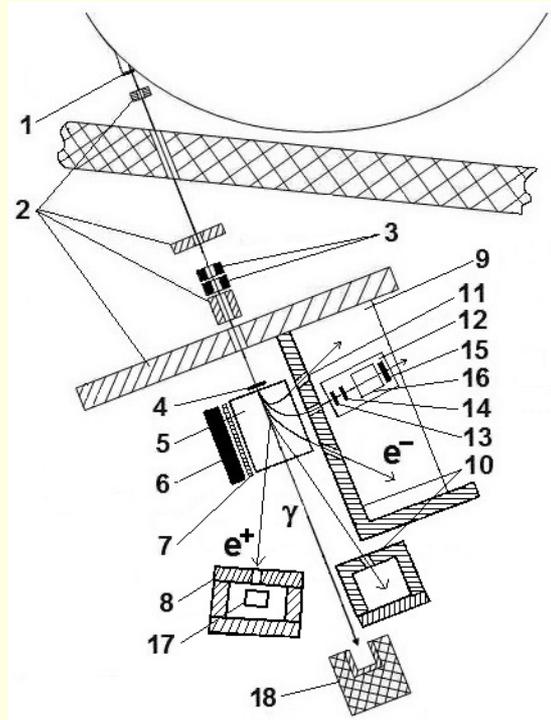


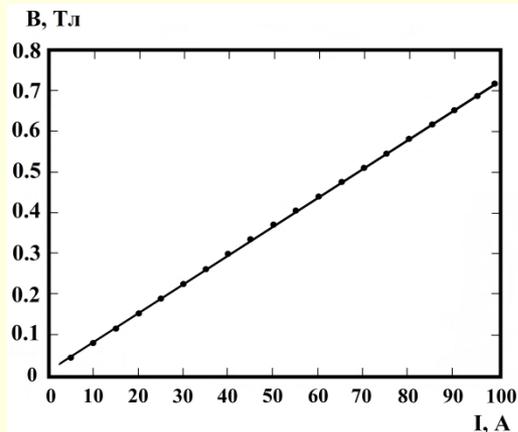
Рис. 40. Схема квазимонохроматического пучка вторичных электронов ускорителя С-25Р «Пахра» ФИАН на базе магнита СП-3: 1 – выходное окно ускорителя; 2 – свинцовые коллиматоры канала транспортировки фотонного пучка; 3 – система постоянных очищающих магнитов; 4 – конвертор; 5 – магнит СП-3; 6 – железное ярмо магнита СП-3; 7 – парафиновый фильтр; 8 – свинцовая защитная стенка; 9 – стол для тестирования детекторов и оборудования; 10 – рабочая свинцовая защитная стенка; 11 – рабочий коллиматор K_p ; 12 – передвижная платформа; 13, 14 и 15 – сцинтилляционные счетчики S_1 , S_2 и S_3 ; 16 – сцинтилляционный спектрометр СС; 17 – монитор контроля энергии вторичного электронного пучка, формируемого СП-3; 18 – поглотитель фотонного пучка («могильник»).

Квазимонохроматический пучок вторичных электронов с энергиями от 5 до 100 МэВ

Магнит СП-3



а.



б.

Рис. 41. Вид магнита СП-3 (а) и зависимость напряженности магнитного поля в центре магнита СП-3 от тока питания обмоток (б).

Размер полюсов	— 20x50 см ²
Межполюсной зазор	— 5 см
Максимальный ток в обмотках	— 130 А
Максимальное поле	— 1 Т
Охлаждение обмоток	— воздушное

Квазимонохроматический пучок вторичных электронов с энергиями от 5 до 100 МэВ

Триггерная система канала на основе магнита СП-3

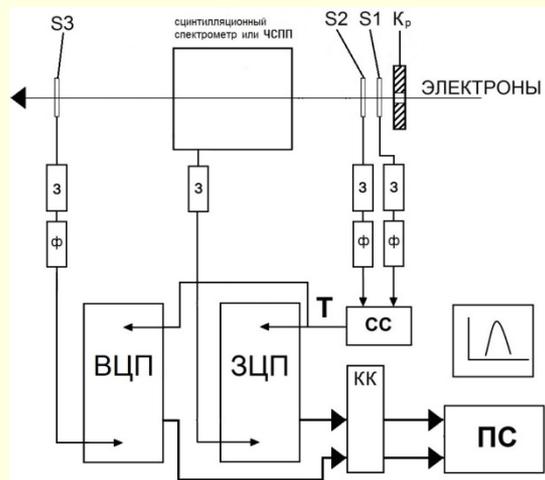
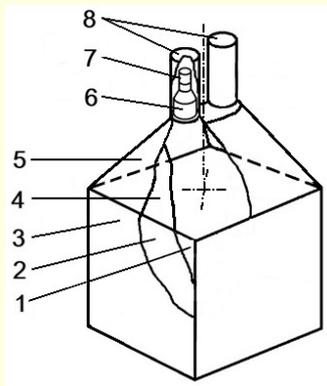


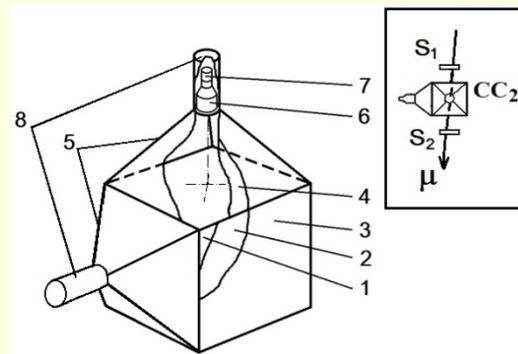
Рис. 42. Электронная блок-схема калибровочного канала квазимонохроматического электронного пучка на основе магнита СП-3: K_p – рабочий коллиматор; S_1, S_2, S_3 – сцинтилляционные счетчики; $З$ – блок задержек; $Ф$ – формирователи со следящим порогом (ФСП); $ЗЦП$ – зарядо-цифровой преобразователь; $ВЦП$ – время-цифровой преобразователь; $СС$ – схема совпадений; $Т$ – триггерный сигнал; $КК$ – крейт-контроллер; $ПС$ – персональный компьютер.

Квазимонохроматический пучок вторичных электронов с энергиями от 5 до 100 МэВ

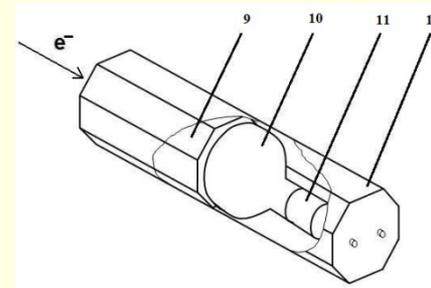
Детекторы для исследования характеристик низкоэнергетических пучков вторичных электронов



а.



б.



в.

Рис. 43. Схемы двухканальных сцинтилляционных спектрометров CC_1 (а), CC_2 (б) (1 – сцинтилляционный блок; 2 и 4 – металлизированный майлар; 3 – черная бумага; 5 – светосборники; 6 – ФЭУ-85 (а) и ФЭУ-52 (б); 7 – делители напряжения; 8 – корпуса ФЭУ (светонепроницаемые корпуса не показаны) (На вставке: S_1 и S_2 – сцинтилляционные счетчики; CC_2 – двухканальный сцинтилляционный спектрометр)) и ЧСПП (в) (9 – радиатор; 10 – ФЭУ-49; 11 – делитель; 12 – корпус).

Квазимонохроматический пучок вторичных электронов с энергиями от 5 до 100 МэВ

Особенность формирования низкоэнергетических пучков вторичных электронов

Первая особенность: положение вершины угла поворота электронов в магнитном поле Θ определяется не только энергией электронов E , но расстоянием L от конвертора и шириной полюсов магнита d .

Соотношения между E , Θ и L : при $E_1 \sim 50 - 100$ МэВ $\Theta \sim 15^\circ$ ($L \sim 25$ см);
при $E_2 \sim 20 - 50$ МэВ $\Theta \sim 40^\circ$ ($L \sim 20$ см);
при $E_3 \sim 10 - 40$ МэВ $\Theta \sim 80^\circ$ ($L \sim 15$ см);
при $E_4 \sim 5 - 20$ МэВ $\Theta \sim 130^\circ$ ($L \sim 5 - 10$ см).

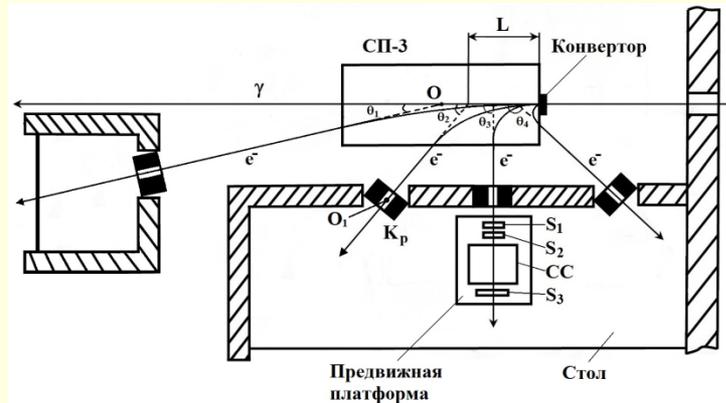


Рис. 44. Положения рабочего коллиматора K_p при работе калибровочного канала квазимонохроматического электронного пучка: $\Theta_1 \sim 15^\circ$ ($L \sim 25$ см), $\Theta_2 \sim 40^\circ$ ($L \sim 20$ см), $\Theta_3 \sim 90^\circ$ ($L \sim 15$ см), $\Theta_4 \sim 130^\circ$ ($L \sim 10$ см) (O и O_1 – вертикальные оси симметрии, проходящие через центр полюсов магнита СП-3 и коллиматора K_p , соответственно; $\Theta_1 - \Theta_4$ – углы отклонения вторичных электронов магнитным полем СП-3 относительно траектории фотонного пучка и центром входного отверстия коллиматора K_p ; L – положение центра угла отклонения вторичных электронов относительно конвертора).

Квазимонохроматический пучок вторичных электронов с энергиями от 5 до 100 МэВ

Энергетические характеристики вторичного электронного пучка

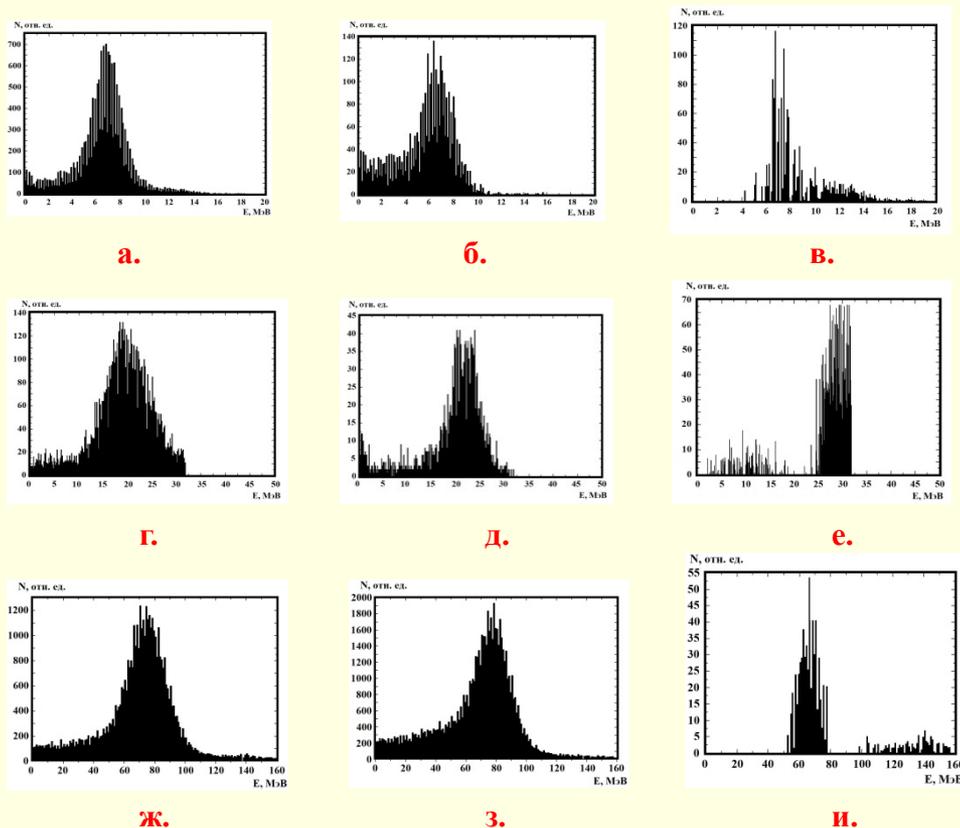


Рис. 45. Энергетические спектры вторичного электронного пучка, зарегистрированные CC_1 , CC_2 и $ЧСП$ при энергии электронного пучка $\langle E \rangle = 7.3 \text{ МэВ}$ (а, б, в), $\langle E \rangle = 20 \text{ МэВ}$ (г, д, е) и $\langle E \rangle = 66 \text{ МэВ}$ (и, ж, з) в случаях: “медь + воздух” (а, г, и); “воздух” (б, д, ж); разность “медь + воздух” – “воздух” (в, е, з).

Квазимонохроматический пучок вторичных электронов с энергиями от 5 до 100 МэВ

Модельные расчеты характеристик вторичного электронного пучка

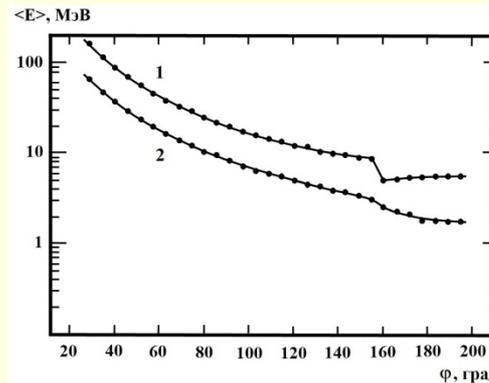


Рис. 46. Модельный расчет по программе **GEANT4** зависимости средних энергий вторичных электронов на входной апертуре триггерных счетчиков от величин полярного угла и индукции магнитного поля **СП-3** (1 – $B = 0.7$ Т, 2 – $B = 0.3$ Т).

Экспериментально определено, при $\varphi \approx 23^\circ$ или при $\theta \approx 23^\circ$ ($L \approx 25$ см) и изменении магнитного поля **СП-3** в диапазоне **0.02 Т – 0.75 Т** средняя энергия электронов монотонно меняется от ≈ 10 МэВ до ≈ 240 МэВ.

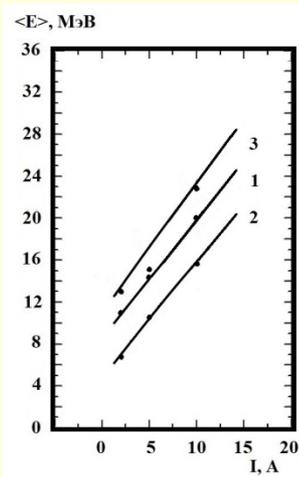
Модельный расчет для двух величин магнитного поля также показывает изменение средней энергии электронов во всем диапазоне изменений полярного угла от 30° до 200° .

Это означает, что каждой энергии электронов соответствуют свои величины полярного угла и магнитного поля, изменение одной величины приводит к изменению другой величины.

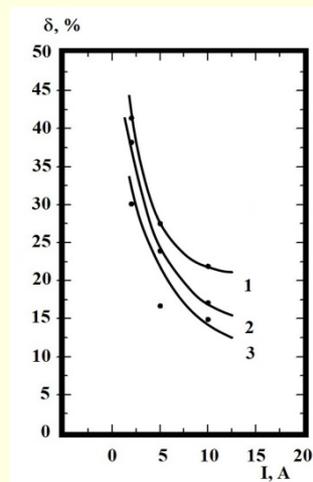
Например (рис. 46), электроны с энергией **10 МэВ** могут быть зарегистрированы при углах $\varphi \sim 80^\circ$ ($B = 0.3$ Т) и $\varphi \sim 140^\circ$ ($B = 0.7$ Т), соответственно.

Квазимонохроматический пучок вторичных электронов с энергиями от 5 до 100 МэВ

Характеристики низкоэнергетического пучка вторичных электронов



а.



б.

Рис. 47. Зависимость средней энергии (а) и энергетического разрешения вторичного электронного пучка (б) от тока магнита СП-3, полученные с помощью CS_2 , в зависимости от типа конвертора: “медь + воздух” (1); “воздух” (2); разность “медь + воздух” – “воздух” (3).

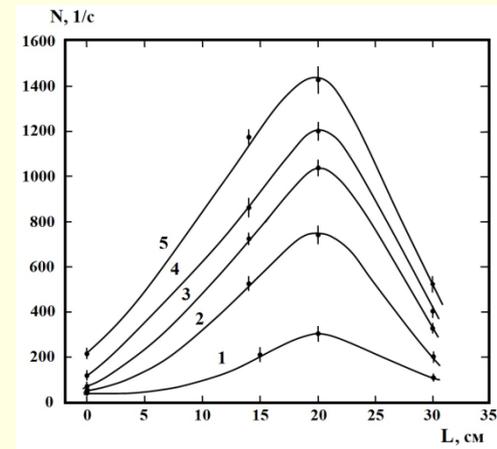
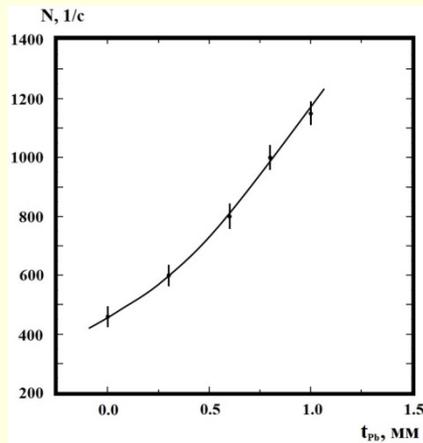


Рис. 48. Зависимость счета совпадений триггерных счетчиков S_1 и S_2 от положения центра угла отклонения вторичных электронов L относительно конвертора и тока питания обмоток магнита СП-3 (1 – $I = 20$ А, 2 – $I = 40$ А, 3 – $I = 50$ А, 4 – $I = 60$ А, 5 – $I = 70$ А).

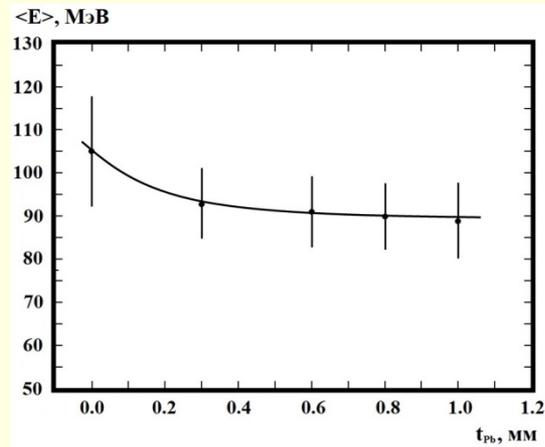
Квазимонохроматический пучок вторичных электронов с энергиями от 5 до 100 МэВ

Характеристики низкоэнергетического пучка вторичных электронов



а.

Рис. 49. Зависимости интенсивности (а) и средней энергии (б) вторичного электронного пучка от толщины свинцового (Pb) конвертора шириной 5 мм.



б.

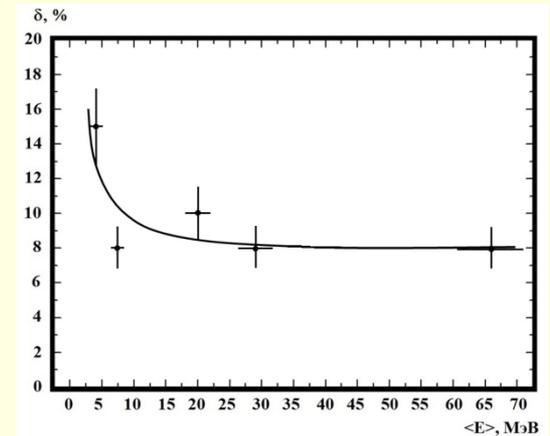


Рис. 50. Зависимость энергетического разрешения “истинного” вторичного электронного пучка, формируемых системой “медный конвертор 2 мм – магнитное поле СП-3”, от средней энергии электронного пучка при диаметре коллиматора $\varnothing 10$ мм.

Квазимонохроматический пучок вторичных электронов с энергиями от 5 до 100 МэВ

Вторая тестовая зона

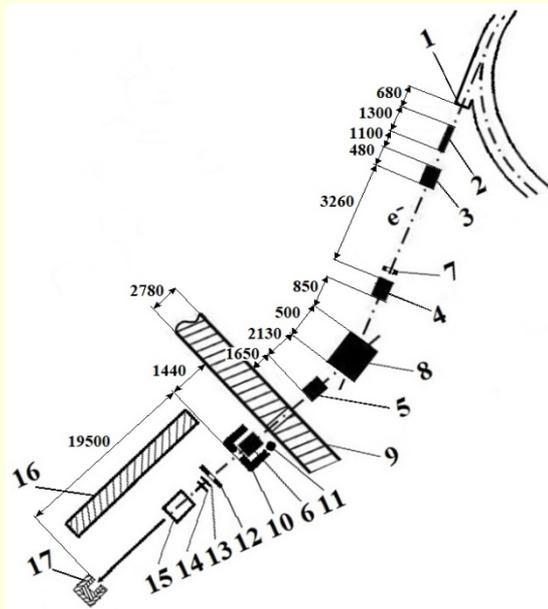


Рис. 51. Вид места для тестирования детекторов (9) (защитная рабочая (10) стена в процессе монтажа, коллиматор K_5 и тележка для системы контроля).

Размер площади верхней части и высота стола составили $2.66 \times 0.89 \text{ м}^2$ и 1.04 м , соответственно

Канал выведенного высокоинтенсивного электронного пучка

Магнитооптический канал транспортировки выведенного электронного пучка



Общий вид магнитооптического канала (МОК) транспортировки выведенного электронного пучка в ускорительном зале.

Рис. 53. Схема канала медленного вывода ускорителя С-25Р “Пахра” (а) (1 – выходной фланец ускорительной камеры; 2 – компенсатор краевого магнитного поля (КМП); 3 - 6 – квадрупольные линзы магнитооптического канала (Л1 – Л5); 7 – внутриканальный коллиматор (К₁); 8 – поворотный магнит СП-3 (М); 9 – свинцово-бетонная стенка ускорительного зала; 10 – свинцовая антифоновая защита с рабочим коллиматором (К₂); 11 – монитор “растяжки”; 12 – сцинтилляционный счетчик антисовпадений (А); 13 и 14 – сцинтилляционные триггерные счетчики (S₁ и S₂); 15 – тестируемый детектор (D); 16 – бетонный блок; 17 – поглотитель электронного пучка (“могильник”)).

Канал выведенного высокоинтенсивного электронного пучка

Компенсатор магнитного поля



Рис. 54. Входной фланец компенсатора магнитного поля (по стрелки).

После выхода из ускорителя пучок проходит **70 см** вблизи полюса магнита ускорителя, краевое переменное поле которого ($B_{\max} \sim 0.4 \text{ Тл}$) сильно "растягивает" пучок в горизонтальной плоскости. Для исключения влияния на электронный пучок краевого магнитного поля магнита ускорителя создано специальное устройство - компенсатор магнитного поля (**КМП**) (1).

Канал выведенного высокоинтенсивного электронного пучка

Внутриканальный коллиматор



Рис. 55. Внутриканальный коллиматор с диаметром отверстия 3 мм.

Интенсивность:

Без коллиматора	-	$\sim 10^{10} \text{ e}^-/\text{с}$
Коллиматор $\varnothing 4.5 \text{ мм}$	-	$\sim 5 \cdot 10^4 \text{ e}^-/\text{с}$
Коллиматор $\varnothing 3 \text{ мм}$	-	$\sim 10^3 \text{ e}^-/\text{с}$

Канал выведенного высокоинтенсивного электронного пучка

Поворотный магнит

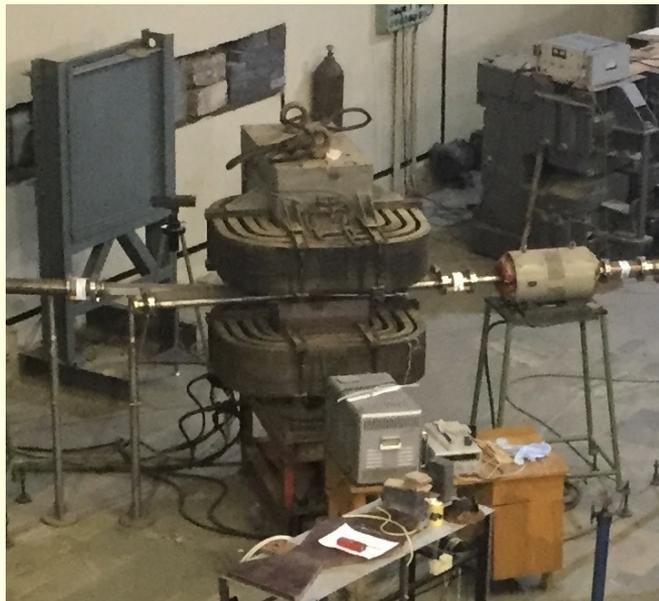


Рис. 56. Общий вид поворотного магнита МОК.

СП-3:

Размер полюсов	-	200x500 мм
Межполюсной промежуток	-	50 мм
Угол поворота	-	18.5°
При $E_0 = 350$ МэВ	-	$B_{СП-3} \approx 0.6$ Тл

Канал выведенного высокоинтенсивного электронного пучка

Триггерная система

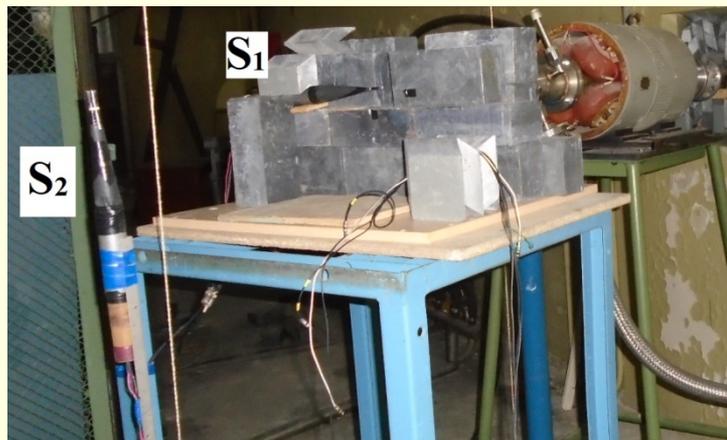


Рис. 57. Поворотный магнит СП-3 (а) и вид триггерной системы из сцинтилляционных счетчиков S_1 и S_2 за коллиматором K_2 (б).

Сцинтилляционные счетчики: $10 \times 50 \times 5 \text{ мм}^3$

Канал выведенного высокоинтенсивного электронного пучка

Определение энергии выведенного электронного пучка

Специфика работы ускорителя С-25Р “Пахра” ФИАН не предполагает плавное изменение энергии пучка ускоряемых электронов в вакуумной камере.

Для изменения энергии ускоренных электронов, с последующим их выводом, необходимы значительные изменения параметров (“переключения”) электротехнического оборудования ускорителя.

Поэтому, в процессе исследования характеристик выведенного пучка были определены и зафиксированы значения параметров (токи) элементов МОК (септум-магнитов, пучковых линз и поворотного магнита СП-3) для отдельных энергий ускоренных электронов 250, 350, 370, 400 и 500 МэВ.

При проведении данных измерений внутриканальный коллиматор отсутствовал.

Канал выведенного высокоинтенсивного электронного пучка

Характеристики выведенного электронного пучка

$\delta_e < 3\%$ в диапазоне энергий 250, 350, 370, 400 и 500 МэВ

При энергии электронов 370 МэВ $\sigma = 1.1$ МэВ и практически не зависит от энергии пучка в диапазоне энергий от 340 МэВ до 400 МэВ.

Интенсивность выведенного электронного пучка в тестовой зоне без внутриканального коллиматора составляет $\sim 10^{10}$ e^-/c .

При использовании внутриканального коллиматора с диаметром отверстия 4.5 мм интенсивность уменьшается до $\sim 5 \cdot 10^4$ e^-/c .

Для дальнейшего уменьшения интенсивности до величины $\sim 10^3$ e^-/c применяется внутриканальный свинцовый коллиматор с диаметром входного отверстия 3 мм.

При проведении тестовых исследований поперечный размер пучка электронов в месте тестовых испытаний за коллиматором K_2 (10) задается диаметром отверстия внутриканального коллиматора (7), фокусировкой пучка электронов пучковыми линзами на выходном фланце 4-й линзы (6), диаметром отверстия счетчика А (12) и изменением диаметра отверстия коллиматора K_2 (10).

Тестовые каналы ускорителя С25Р “Пахра” ФИАН

Выводы

На постоянно работающем ускорителе С-25Р “Пахра” ФИАН созданы и успешно эксплуатируются тестовые пучки вторичных электронов и высокоинтенсивный электронный пучок, выведенный из ускорителя.

Энергетический диапазон вторичных электронных пучков на основе магнитов СП-3 и СП-57 составляет 5 - 100 МэВ и 20 - 300 МэВ, соответственно, а выведенного электронного пучка 200 – 500 МэВ.

Относительное энергетическое разрешение вторичного электронного пучка (магнит СП-57) при $E = 280$ МэВ и медном конверторе 0.1 мм составляют $\delta \sim 5\%$ при интенсивности $I \sim 50$ е⁻/с, в случае магнита СП-3 в диапазоне $E = 5 - 15$ МэВ $\delta \sim 9\%$ в диапазоне $E = 15 - 100$ МэВ $\delta \sim 8\%$ также при $I \sim 50$ е⁻/с, до $\sim 30\%$ и $I \sim 1$ е⁻/с до $I \sim 10^{10}$ е⁻/с, соответственно.

Относительное энергетическое разрешение выведенного электронного пучка при энергиях $E = 200 - 500$ МэВ составляет $\delta \sim 1\%$ при интенсивности $I \sim 10^3 - 10^{10}$ е⁻/с.

Для выполнения тестовых исследований созданы комфортные тестовые зоны, оборудованные обычными и координатными столами с дистанционным управлением, стандартной и оптоволоконной связью, связью *Wi-Fi*, а также системами низко и высоковольтного питания.

Экспериментальные методы в физике средних и высоких энергий

Решение конкретной физической задачи определяется экспериментальными методами, которые определяют состав и конфигурацию экспериментальной установки.

В процессе создания установки, с последующей практической деятельностью, постоянно идет поиск новых методов и возможностей с целью улучшения характеристик элементов установки или детекторов, расширения их функциональных возможностей.

Идет поиск неординарного применения известных методов, которые с большей эффективностью могут повлиять на улучшение качества получаемых результатов.

Поэтому нахождение, изучение и применение новых методов и устройств, для последующего использования в экспериментальной практике, всегда является актуальной задачей.

Экспериментальные методы в физике средних и высоких энергий

Определение энергетических характеристик электронного пучка с помощью легкого сцинтиллятора

В практической деятельности появляется необходимость определения энергетических характеристик электронного пучка в случае затруднительного расчета характеристик устройства, формируемого пучок:

геометрически сложные полюса отклоняющего пучок магнита;
конфигурация рассеянного поля, связанного с обмотками магнита
....

Для определения характеристик электронного пучка в диапазоне энергий несколько сот МэВ был разработан калориметрический метод, в котором энергетические характеристики пучка определялись с помощью легкого пластического сцинтиллятора.

Суть метода: заключается в определении характеристик пучка с помощью изменения толщин сцинтилляционных детекторов или изменении энергии электронного пучка при фиксированной толщине сцинтиллятора до такой величины, при которых траектория отдельных электронов полностью укладывается в объеме детектора.

В этом случае средняя энергия электронов пучка соответствует сумме средних ионизационных потерь электрона на единицу пути в детекторе $\langle E \rangle = k \cdot L$, где $k = \Delta E / \Delta x$ ($\Delta E / \Delta x$ – средняя величина ионизационных потерь электронов на единицу пути в детекторе; L – толщина сцинтилляционного детектора).

Экспериментальная установка

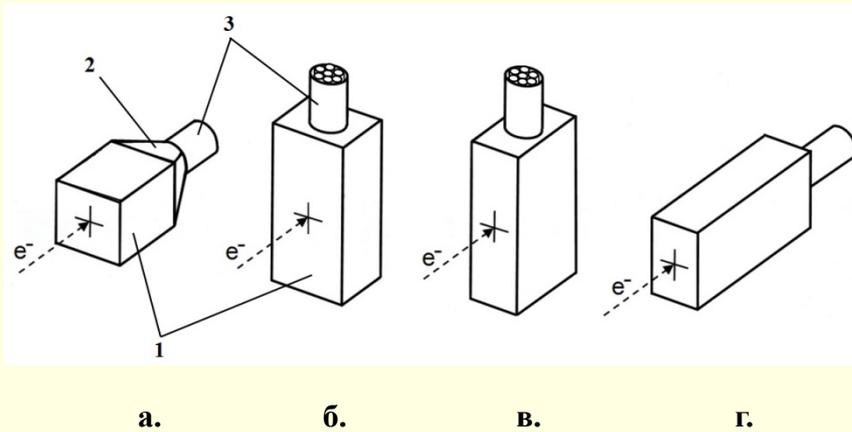
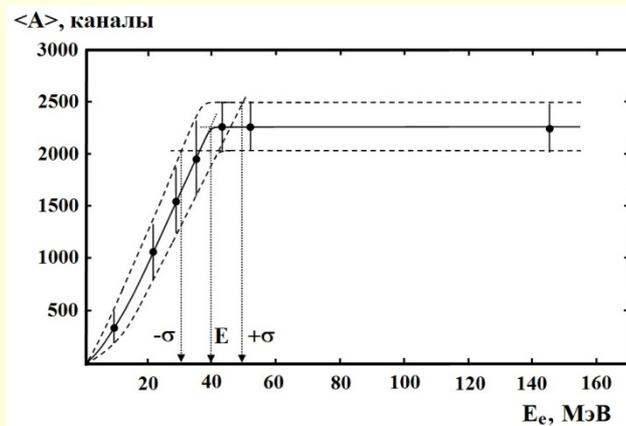


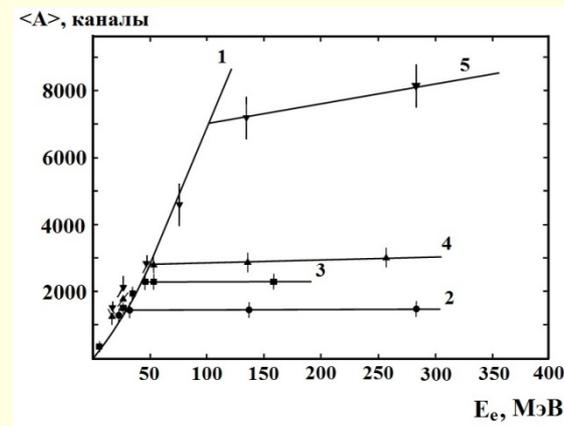
Рис. 58. Схематический вид сцинтилляционных детекторов:

- а) – сцинтилляционный детектор (СД1) размером $20 \times 20 \times 20 \text{ см}^3$ (толщина по пучку 20 см);
 - б) – сцинтилляционный детектор (СД2) размером $14.5 \times 23.5 \times 51.2 \text{ см}^3$ (толщина по пучку 14.5 см);
 - в) – сцинтилляционный детектор (СД2) размером $14.5 \times 23.5 \times 51.2 \text{ см}^3$ (толщина по пучку 23.5 см);
 - г) – сцинтилляционный детектор (СД2) размером $14.5 \times 23.5 \times 51.2 \text{ см}^3$ (толщина по пучку 51.2 см)
- (1 – сцинтилляционный блок; 2 – светосборник; 3 – сборка из 7 фотоэлектронных умножителей ФЭУ-85).

Характеристики калориметрического метода



а.



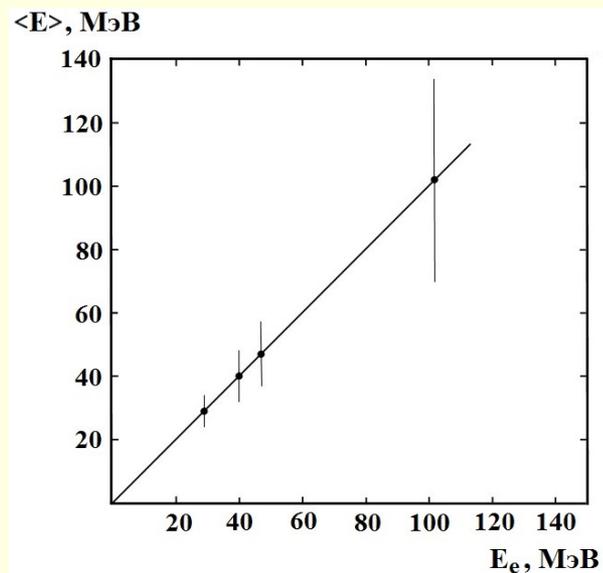
б.

Рис. 59. а - зависимость средней амплитуды сигнала сцинтилляционного детектора СД1 ($\langle A \rangle$) от энергии квазимонохроматического электронного пучка (E_e) (E – энергия электронного пучка, определенная методом “полной энергии”, σ – ошибка энергии пучка);

б - зависимость средних амплитуд сигналов сцинтилляционных детекторов СД1 и СД2 ($\langle A \rangle$) от энергии квазимонохроматического электронного пучка (E_e);

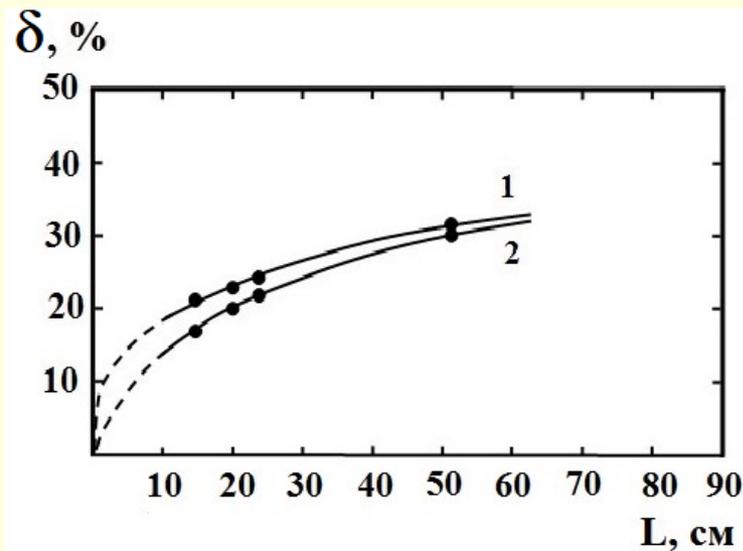
1 – энергии электронного пучка до “точки перегиба”; 2 – 5 - энергии электронного пучка после “точки перегиба”; толщины СД1 и СД2 по пучку: ● - 14.5 см; ■ – 20 см; ▲ - 23.5 см и ▼ - 51.2 см.

Характеристики калориметрического метода



а.

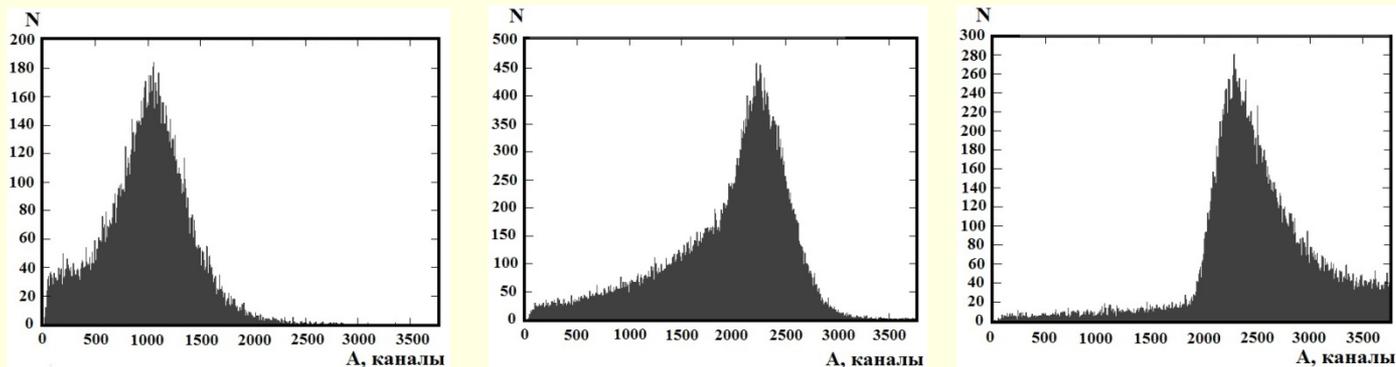
Рис. 60. а - зависимость энергии электронного пучка ($\langle E \rangle$), определенная методом "полной энергии", от энергии электронного пучка (E_e);



б.

б - и зависимость энергетического разрешения электронного пучка от толщины L сцинтилляционных детекторов (1 - с учетом влияния медного конвертора; 2 - без учета влияния конвертора.).

Характеристики калориметрического метода

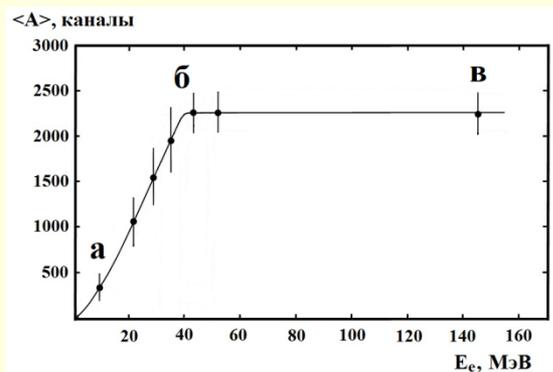


а.

б.

в.

Рис. 61. Амплитудные спектры сцинтилляционного детектора толщиной 20 см при энергиях электронного пучка до “точки перегиба” ($E = 9$ МэВ) (а), близко к “точке перегиба” ($E = 45$ МэВ) (б) и за “точкой перегиба” ($E = 145$ МэВ) (в).



Прототип компенсатора магнитного поля (КМП)

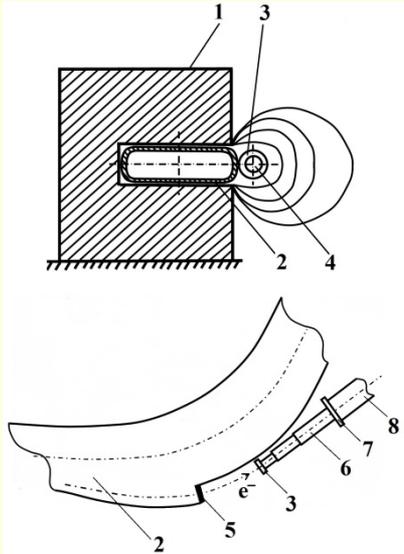


Рис. 61. Схема расположения КМП относительно ускоряющего магнита и вакуумной камеры ускорителя:

- 1 – ускоряющий магнит;
- 2 – вакуумная камера;
- 3 – входной фланец КМП;
- 4 – вход в КМП;
- 5 – выходной фланец ускорительной камеры;
- 6 – КМП;
- 7 – выходной фланец КМП;
- 8 – вакуумная труба магнитооптического канала.

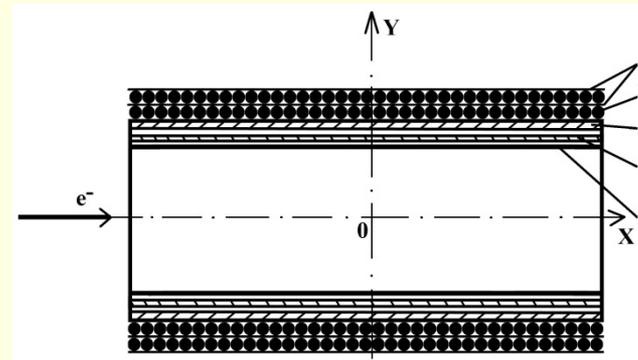


Рис. 62. Схема прототипа компенсатора магнитного поля (КМП).

а – схема прототипа КМП:

- 1 – цилиндр из отожженного мягкого железа;
- 2 – цилиндр из нержавеющей стали;
- 3 – цилиндр из пластмассы;
- 4 – слой проволоки из мягкого отожженного железа;
- 5 – тефлоновые прокладки);
- 6 – общий вид рабочего КМП.

Компенсатор магнитного поля (КМП)

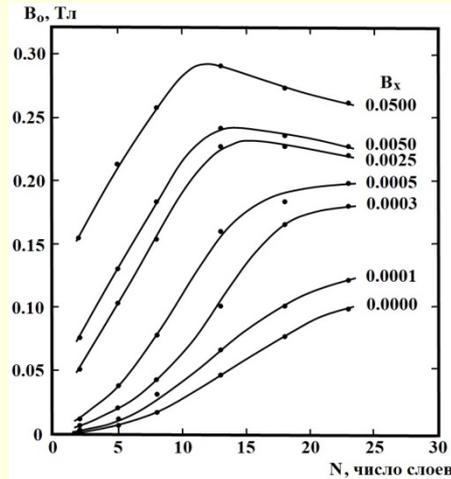


Рис. 63. Соотношение между величиной внешнего поля (B_0), приложенного к КМП, и числа слоев обмотки КМП (N_1), при которых можно получить заданную величину магнитного поля внутри КМП (B_x [Тл]).

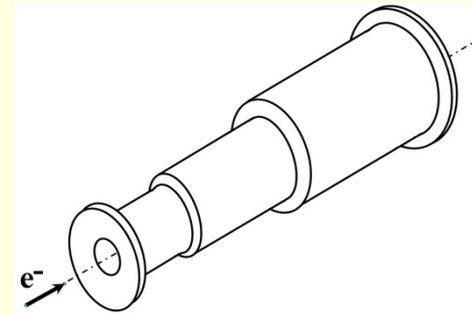


Рис. 64. Схема рабочего компенсатора магнитного поля (КМП).

Рабочий КМП состоит из сваренных друг за другом трех цилиндров из нержавеющей стали диаметрами по порядку $\varnothing_1 = 15$ мм, $\varnothing_2 = 20$ мм и $\varnothing_3 = 25$ мм и длинами $l_1 = 15$ см, $l_2 = 30$ см, и $l_3 = 65$ см, соответственно. Число слоев намотанной отожженной проволоки по длине КМП были подобрано таким образом, чтобы при выводе электронов с энергией не менее 600 МэВ из ускорителя значения магнитного поля внутри КМП оставались нулевыми по всей траектории движения электронов, проходящей рядом с ускоряющим магнитом.

Мониторирование электронного и фотонного пучков на основе черенковского излучения

В системах транспортировки частиц и в экспериментальных установках используются системы, предназначенные контролировать их работу - системы мониторинга.

Существует большое число систем мониторинга различающихся методами мониторинга и конструктивными разнообразием, которые определяются конкретной установкой или каналом транспортировки.

Очень привлекательным является использование в системах мониторинга черенковского излучения.

Особенностями применения черенковского излучения, регистрируемого черенковским детектором, является хорошее быстродействие, необходимое при высоких интенсивностях пучка и, самое важное, пропорциональная зависимость числа черенковских фотонов к числу прошедших через детектор или поглощенных детектором заряженных частиц.

Экспериментальные методы в физике средних и высоких энергий

Черенковский монитор электронного пучка на основе тонкого стекла

Для контроля интенсивности электронных пучков на ускорителе “Пахра” в широком диапазоне значений ($\sim 10^5 - 10^{12}$ электрон/сек) был разработан и успешно использован метод мониторинга на основе регистрации черенковского излучения, генерируемого электронами пучка при прохождении через радиатор на основе тонкого стекла или оргстекла.

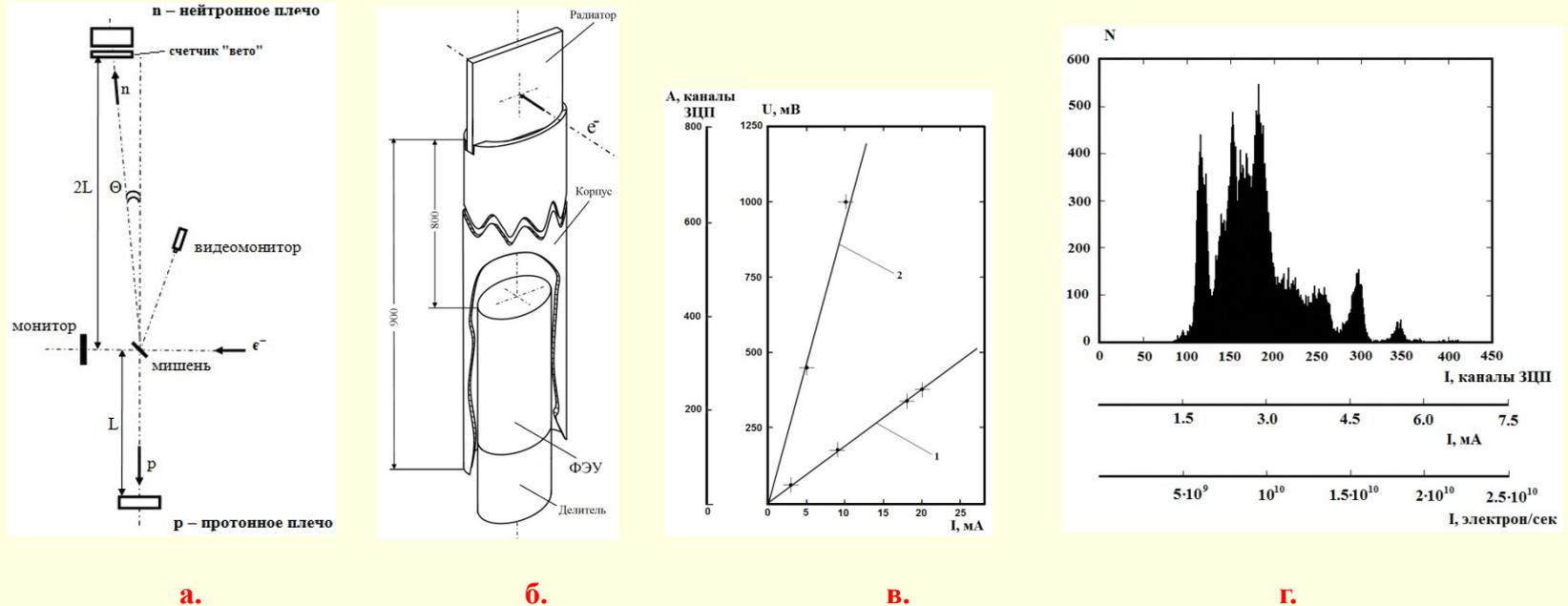
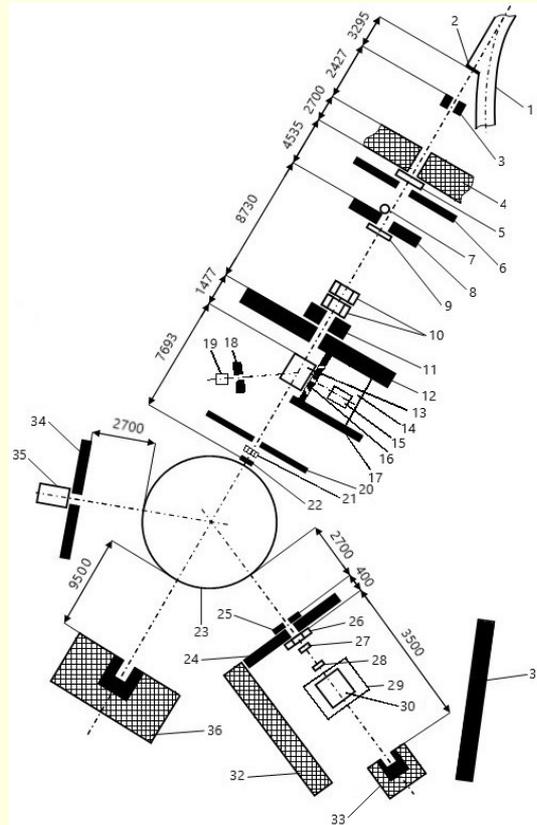


Рис. 65. Черенковский монитор: **а** – схема экспериментальной установки; **б** – вид черенковского монитора (размер радиатора $45 \times 45 \times 1.2 \text{ мм}^3$) **в** – зависимость амплитуды сигнала с черенковского монитора от интенсивности выведенного пучка электронов 7 МэВ ($1 - U_1 = 750 \text{ В}$; $2 - U_2 = 980 \text{ В}$); **г** - спектр величин интенсивности ускорителя за 7 часов работы, измеренный черенковским монитором.

Мониторинг фотонного пучка

Мониторинг фотонного пучка калибровочного канала вторичных электронов синхротрона “Пахра” ФИАН, включает контроль интенсивности и профиль пучка в различных точках его транспортировки от внутренней мишени ускорителя (2) до конвертора (22) перед основным спектрометрическим магнитом СП-57, на основе черенковских счетчиков с твердотельными радиаторами.



Мониторирование фотонного пучка

Особенностями применения черенковского излучения для мониторингирования фотонного пучка:

1. низкая эффективность взаимодействия фотонов с веществом по сравнению с взаимодействием электронов (**меньше в $\sim 10^3 - 10^4$ раз**), что дает возможность применять черенковский счетчик для мониторингирования фотонных пучков с широким диапазоном интенсивностей $10^6 - 10^{10}$ $\gamma/\text{с}$ (невозмущающая система мониторингирования, при которой фотонный пучок практически не испытывает изменений);
2. быстрое время формирования черенковского импульса в радиаторе по сравнению, например, со сцинтилляционным (в **$\sim 3-5$ раз**), что необходимо при высокой интенсивности пучка;
3. радиационная стойкость радиатора (кварцевое стекло, оргстекло) по сравнению со сцинтиллятором (полистирол) выше.

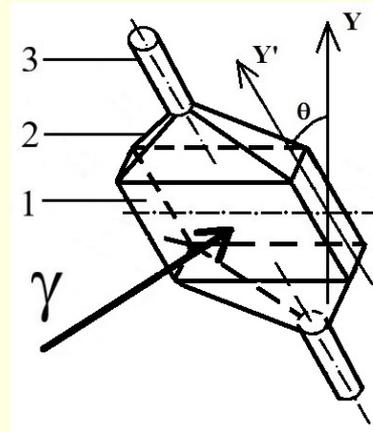
Самое важное – пропорциональная зависимость числа черенковских фотонов к числу проконвертировавших в веществе счетчика e^-e^+ пар, что дает возможность сопоставлять число зарегистрированных e^-e^+ пар числу прошедших через него фотонов и общей интенсивности фотонного пучка.

Оценка показывает: черенковских фотонов, при прохождении через оргстекло толщиной **1 см** фотонного пучка с интенсивностью $\sim 10^9$ $\gamma/\text{с}$, составляет $N_{\text{чф}} \sim 5 \cdot 10^7 - 5 \cdot 10^8$ **фотон/с** (с учетом прохождения двух частиц – электрон-позитронной пары), что вполне приемлемо для создания системы мониторингирования.

Мониторингирование полной интенсивности фотонного пучка



а.

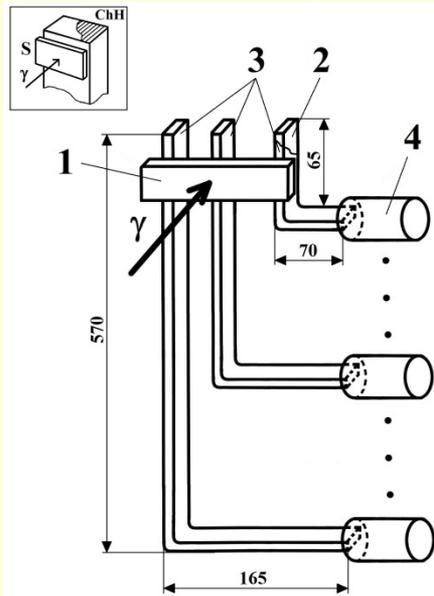


б.

Рис. 66. Схема монитора тормозного фотонного пучка ($100 \times 100 \times 10 \text{ мм}^3$, $t = 0.025X_0$), расположенного в начале канала фотонного пучка: **а** - вид монитора в рабочем положении; **б** - схема монитора тормозного фотонного пучка: 1 – радиатор из оргстекла; 2 - воздушный светосборник; 3 – фотоэлектронный умножитель ФЭУ-85 ($\Theta \approx 40^\circ$ - угол поворота монитора между вертикальной осью Y и рабочим положением, определяемым осью Y').

При интенсивности фотонного пучка $\sim 2 \cdot 10^9$ эквивалентных фотонов/с счет каждого плеча монитора составлял $\sim 5 \cdot 10^5 e^+e^-/с$, счет совпадений обоих каналов монитора составил $\sim 5 \cdot 10^3$ совпадений/с (напряжения на делителях **обоих ФЭУ** составляли **875 В**).

Черенковский годоскоп



ЧГ является сборкой из 13 каналов, прозрачных и отполированных с каждой стороны пластин из оргстекла толщиной **6.5 мм** и шириной **25 мм** (вставка).

Каждая пластина с помощью нагревания относительно вертикальной оси повернута на угол **90°**.

На торце каждой пластины расположен фотоумножитель **ФЭУ-85**. Длина части пластины, на которой помещен **ФЭУ**, относительно точки поворота определена таким образом, чтобы фотокатод **ФЭУ** располагался в одной плоскости по вертикали относительно фотокатода первого с верху **ФЭУ**.

Длина частей пластин до и после поворота, на которых находится первое и последнее **ФЭУ**, равны **65** и **70 мм**, а также **570 мм** и **165 мм**, соответственно.

Рис. 67. Схема мониторинга тормозного фотонного пучка с помощью черенковского годоскопа (ЧГ): 1 - сцинтилляционный счетчик **S**; 2 – канал черенковского годоскопа (ЧГ) (пластина из оргстекла); 3 – металлизированный майлар; 4 – **ФЭУ-85** (на вставке: **S** – сцинтилляционный счетчик, **ЧГ** – черенковский годоскоп).

Экспериментальные методы в физике средних и высоких энергий

Черенковский годоскоп

Калибровка черенковского годоскопа была выполнена непосредственно на фотонном пучке в положение “калибровка”. Для получения одинаковой эффективности регистрации каждым каналом ЧГ электрон-позитронных пар, являющихся результатом конверсии тормозных фотонов в счетчике S, расположенного перед годоскопом, годоскоп на траектории фотонного пучка был помещен таким образом, чтобы электрон-позитронные пары входили в ЧГ перпендикулярно стороне шириной 25 мм и проходили через все каналы годоскопа. Напряжение питания счетчика S было выбрано такое, чтобы шумовой счет ФЭУ счетчика составлял не более ~ 10 Гц ($U_S = 900$ В).

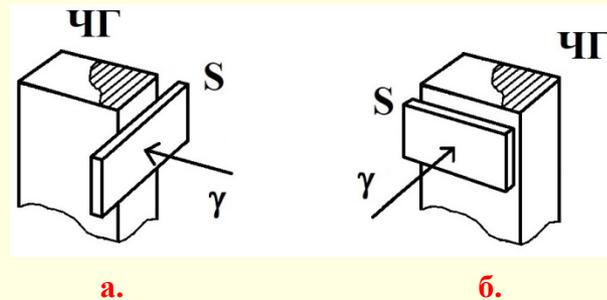
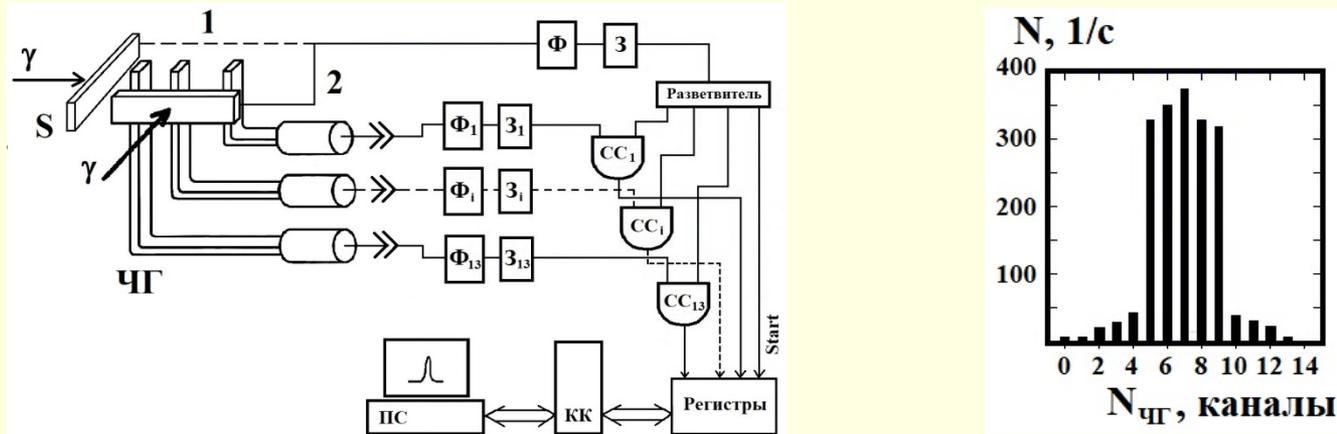


Рис. 68. Положения черенковского годоскопа относительно фотонного пучка: а – положение “калибровка”; б - положение “рабочее” (S – сцинтилляционный счетчик, ЧГ – черенковский годоскоп).

Экспериментальные методы в физике средних и высоких энергий

Черенковский годоскоп



а.

б.

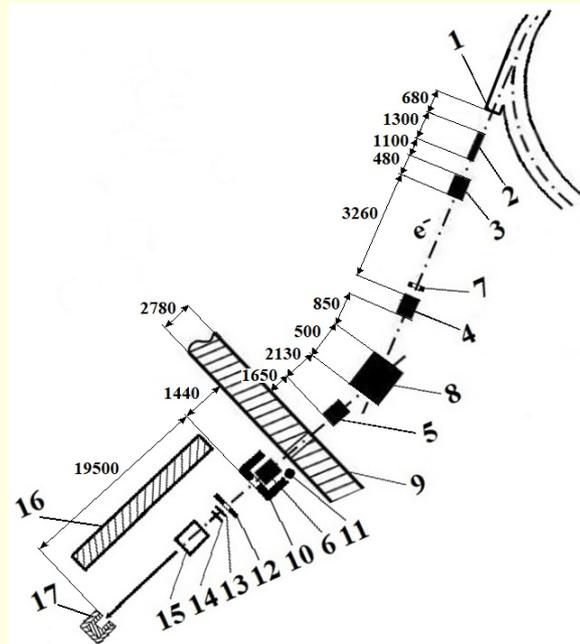
Рис. 69. Блок-схема положения “калибровка” (1) и положения “рабочее” (2) черенковского годоскопа (ЧГ) на фотонном пучке: S – сцинтилляционный счетчик; ЧГ – черенковский годоскоп; $\Phi, \Phi_1 - \Phi_{13}$ – формирователи; $З, З_1 - З_{13}$ – задержки; $СС, СС_1 - СС_{13}$ – схемы совпадений; “разветвитель” – блок “разветвитель”; “регистры” – блок “регистры”; КК – кейт-контроллер; ПС – персональный компьютер (а) и профиль фотонного пучка, измеренный черенковским годоскопом перед конвертером на срезе полюсов магнита СП-57 (б).

Фотонный пучок имеет фоновую составляющую около 13% от общей интенсивности основного пучка (5 центральных каналов) или $\sim 1.3 \cdot 10^8 \gamma/\text{сек}$. Число событий, определяемое ЧГ ($\sim 2 \cdot 10^3$ событий/сек), существенно меньше не только интенсивности всего фотонного пучка ($\sim 10^9 \gamma/\text{сек}$), но и интенсивности фоновой составляющей ($\sim 1.3 \cdot 10^8 \gamma/\text{сек}$).

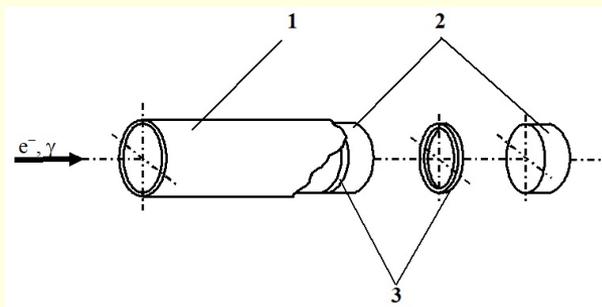
Ливневой осевой спектрометр

Для контроля профиля и интенсивности выведенного электронного пучка в ключевых точках магнитооптического канала транспортировки пучка (МОК) (на выходе из ускорителя (в районе выходного окна) (1), в месте входа пучка в магнитооптический тракт (2,3), в точке поворота пучка магнитом (8), на выходе из тракта (10)), в зависимости от режимов септум-магнитов и энергии ускорителя был создан ливневой осевой спектрометр (ЛОС).

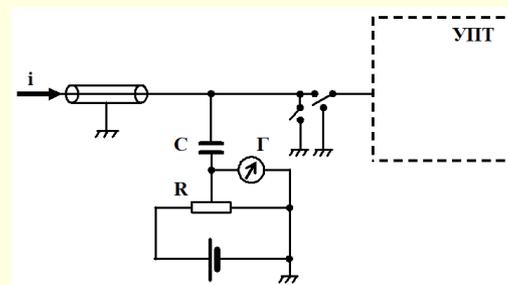
Идея ЛОС основана на регистрации “стволов” развивающихся в ЛОС электромагнитных ливней и, таким образом, обладающего хорошей чувствительностью к направлению прихода частиц, определению профилей пучков с оценкой его интенсивности.



Ливневой осевой спектрометр



а.



б.

Рис. 70. Ливневый осевой спектрометр (ЛОС): **а** – конструкция: 1 - пластмассовый кожух; 2 - медные пластины; 3 - тефлоновые вставки; **б** – схема Таундсенда для измерения заряда методом компенсации: УПТ - усилитель постоянного тока; Г - гальванометр; R - потенциометр; C - накопительная емкость.

Конструкция ионизационного детектора (ливневого осевого спектрометра (ЛОС)):

9 секций из медных пластин толщиной **6 мм**, диаметром **20 мм** и воздушного промежутка шириной **1 мм**.

Общая длина детектора составляет **62 мм** или около **3,8 радиационных длин**. Воздушный промежуток между медными пластинами создается тефлоновой вставкой в виде кольца толщиной **1,6 мм** и внешним диаметром **20 мм**. Для исключения попадания в воздушный промежуток влаги и пыли, весь спектрометр вставлен в пластмассовый кожух толщиной **1 мм**, являющийся в этом случае несущей конструкцией.

Характеристики ливневого осевого спектрометра

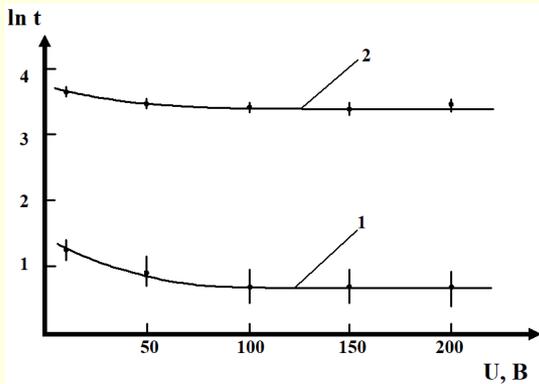


Рис. 71. Зависимость времени заряда ёмкости C от напряжения на ЛОС (1 – $I_1 = 1,2 \cdot 10^{10}$ е-/сек; 2 – $I_1 = 7 \cdot 10^8$ е-/сек).

При калибровке на пучке электронов перед Гаусс-квантометром был помещен свинцовый коллиматор толщиной 100 мм и диаметром отверстия $\varnothing 20$ мм. Калибровка ЛОС осуществлялась последовательным измерением ЛОС и Гаусс-квантометром одной и той же величины интенсивности.

Калибровочная кривая в широком диапазоне значений интенсивности пучка, вплоть до величины $I \sim 10^{12}$ е-/сек, имеет вид:

$$I = \alpha \cdot t^{-\beta},$$

где I - величина интенсивности, измеренная Гаусс-квантометром; t - время зарядки ёмкости C в секундах; $\alpha = 2,592 \cdot 10^{10}$, $\beta = 1,063$.

Эту зависимость можно представить в виде:

$$\ln I = \ln \alpha - \beta \cdot \ln(t) \text{ или } \ln I = 23,97 -$$

$$1,063 \cdot \ln(t),$$

в которой, величина $\ln I$ изменяется пропорционально величине $\ln(t)$.

Характеристики ливневого осевого спектрометра

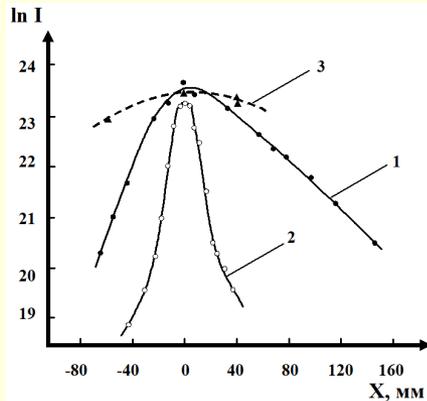


Рис. 72. Горизонтальный и вертикальный профили выведенного электронного пучка на входе в тракт магнитооптического канала (система компенсации рассеянных магнитных полей ускорительного магнита снята). 1 и 2 - горизонтальный и вертикальный профили выведенного пучка, измеренные ЛОС; 3 - горизонтальный профиль пучка, измеренный Гаусс-квантометром (б).

В месте вывода ($x=0$) ширина пучка по основанию на уровне чувствительности $I \sim 5 \cdot 10^8 \text{ e}^-/\text{сек}$ ($\ln I \sim 20$) составила соответственно $\Delta x_{\text{верт}} \approx 50 \text{ мм}$ и $\Delta x_{\text{гор}} \approx 200 \text{ мм}$. Для сравнения, при толщине пластины выходного окна 1 мм на рис. 72 представлен горизонтальный профиль выведенного пучка, измеренный Гаусс-квантометром (диаметр входного окна квантометра 100 мм). Ширина профиля составляет более 200 мм. Максимальная интенсивность в довольно пологом максимуме составляет для обоих детекторов $\ln I \sim 23,5$ или $I \sim 2 \cdot 10^{10} \text{ e}^-/\text{сек}$. Профили пучка в этом месте, измеренные с помощью засветки фотобумаги и с помощью регистрации сцинтилляционного излучения видеокамерой, имеют аналогичные размеры. Из рис. 72 видно, что чувствительность ЛОС при измерении интенсивности в зависимости от координат выше чем в случае Гаусс-квантометра.

Характеристики ливневого осевого спектрометра

При коллиматоре того же диаметра **20 мм** и включенной системе компенсации рассеянных магнитных полей ускорителя, при которой полные ширины горизонтального и вертикального профилей пучка равны ($\Delta x_{\text{гор}} = \Delta x_{\text{верт}} = 15 \text{ мм}$), величина абсолютной интенсивности, измеренная **ЛОС**, оказалась меньше величины интенсивности, измеренной Гаусс-квантометром, в **~1,5 раза** (например, $I_{\text{гаусс-квант.}} = 3 \cdot 10^8 \text{ е}^-/\text{сек}$ и $I_{\text{ЛОС}} = 1,8 \cdot 10^8 \text{ е}^-/\text{сек}$).

Калибровка и дальнейшая практическая работа с **ЛОС** показали, что детектор малочувствителен к электромагнитному фону с интенсивностью ниже **$10^6 \text{ е}^-/\text{сек}$** . Эффективность детектора составила около **90%**.

Моделирование с помощью **GEANT** показало, что **ЛОС** при энергиях электронов около **300 МэВ** имеет энергетическое разрешение около **50%**.

Энергетическое разрешение и эффективность регистрации сцинтилляционного детектора от времени развития амплитудного импульса

В практической деятельности возникают ситуации, когда исчерпаны методы улучшения энергетического разрешения детектора.

Существуют параметры детектора, которые определяются внутренними физическими процессами, оказывающие влияние на энергетическое разрешение и эффективность регистрации, например, время формирования импульса. Такие параметры называют “аппаратурными”. В наиболее используемых в экспериментальных исследованиях пластмассовых сцинтилляторах интенсивность и длительность световых вспышек определяется концентрацией сцинтиллирующего вещества и его физическими и химическими свойствами, а форма световой вспышки описывается двумя экспонентами.

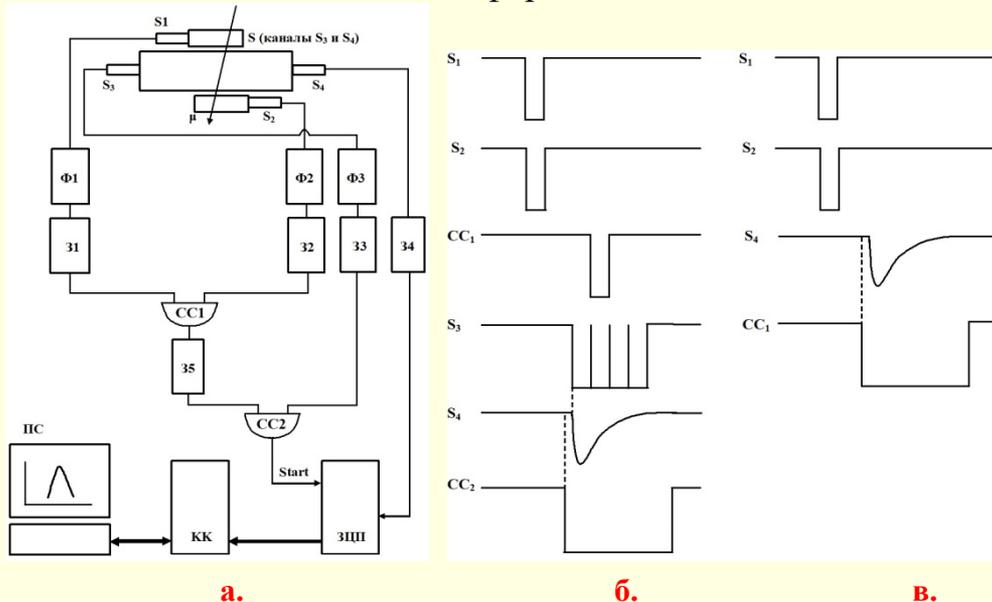
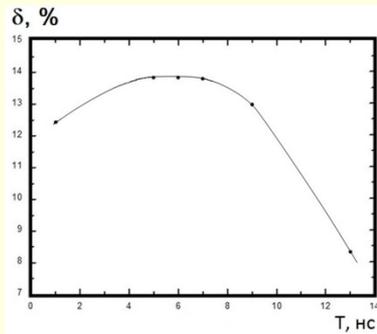
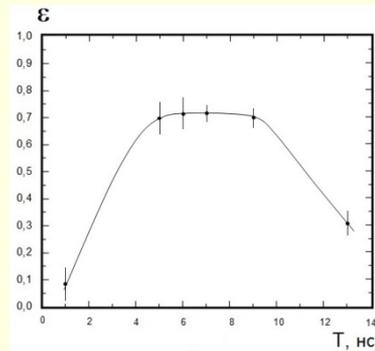


Рис. 73. Схема экспериментальной установки (S_1, S_2, S (каналы S_3 и S_4) – сцинтилляционные счетчики; $\Phi 1, \Phi 2$ и $\Phi 3$ – формирователи; 31 – 35 – задержки; CC_1 и CC_2 – схемы совпадений; ЗЦП – зарядоцифровой преобразователь; КК – крейт-контроллер системы САМАС; ПС – персональный компьютер) (а); временные гистограммы сигналов со счетчиков S_1, S_2, S (каналы S_3 и S_4) и CC_1 и CC_2 (на рисунке: б – временные гистограммы регистрации сигнала, примененные в данном методе исследования; в – временные гистограммы при стандартном методе регистрации сигнала).

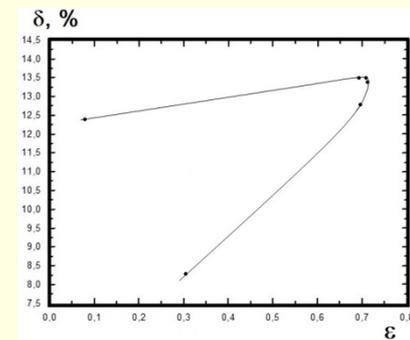
Энергетическое разрешение и эффективность регистрации сцинтилляционного детектора от времени развития амплитудного импульса



а.



б.



в.

Рис. 74. Зависимость относительного энергетического разрешения сцинтилляционного детектора δ (а), эффективности регистрации космических мюонов ϵ (б) от времени развития импульса T и соотношение между относительным энергетическим разрешением δ и эффективностью регистрации ϵ сцинтилляционного детектора в зависимости от времени развития импульса T (в).

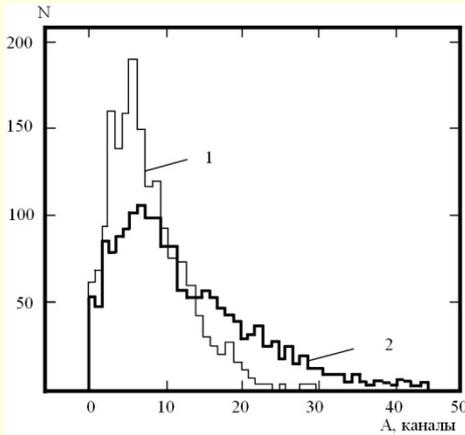
Трансформация амплитудного спектра частиц, прошедших ориентированный кристалл

Интенсивное развитие электромагнитных ливней в ориентированных кристаллах приводит к сдвигу каскадной кривой в сторону начала развития ливня.

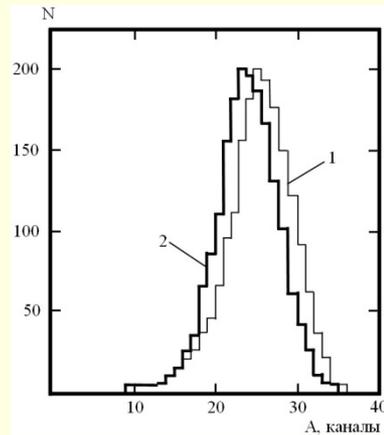
Сравнение амплитудных спектров с отдельных каналов детектора за кристаллом на всем протяжении каскадной кривой показывает существенное изменение или деформацию энергетических (амплитудных) спектров при ориентации кристалла относительно его разориентации, то есть при аморфном состоянии.

Поэтому, для определения угла входа частиц в кристалл относительно оси (плоскости) возникает возможность использовать степень “искажения” амплитудного спектра определять источник частиц.

Трансформация амплитудного спектра



а.



б.

Рис. 75. Амплитудные спектры сигналов со счетчиков СЧЛС: а – с первого счетчика СЧЛС, стоящего за кристаллом кремния ($t_{\text{Si}} = 20$ мм; $T = 293^\circ\text{K}$; $E_\gamma = 3 \div 5$ ГэВ): 1 – кристалл разориентирован ($\Theta \geq 200$ мрад); 2 – кристалл ориентирован вдоль оси $\langle 110 \rangle$ ($\Theta = 0$ мрад); б – с девятого счетчика СЧЛС, стоящего за кристаллом вольфрама ($t_{\text{W}} = 1$ мм; $T = 77^\circ\text{K}$; $E_e = 28$ ГэВ): 1 – кристалл разориентирован ($\Theta \geq 22$ мрад); 2 – кристалл ориентирован вдоль оси $\langle 111 \rangle$ ($\Theta = 0$ мрад).

Изменение формы спектра в случае ориентированного кристалла выразилось в “перекачке” амплитуд с меньшими номерами каналов в амплитуды с большими номерами каналов в правую часть спектра. Это приводит к изменению средней амплитуды спектра, связанной с его формой. При ориентации кристалла вдоль оси $\langle 110 \rangle$ амплитуда спектра увеличилась с $\langle A_p \rangle = 12$ канала до $\langle A_o \rangle = 18$, а отношение амплитуд составило $\langle A_o \rangle / \langle A_p \rangle = 1,5$.

Для спектров со счетчика, регистрирующего ливень за максимумом каскадной кривой, наблюдается обратная картина.

Максимум каскадной кривой развития ливня при разориентированном кристалле приходился на 8 счетчик СЧЛС, при ориентированном на 7. Изменение формы спектра выражается в “перекачке” амплитуд из правой части спектра с большими номерами каналов в левую часть спектра с меньшими номерами каналов. Величины средних амплитуд составили $\langle A_p \rangle = 26$, $\langle A_o \rangle = 24$, а отношение амплитуд $\langle A_o \rangle / \langle A_p \rangle = 0,92$.

Коэффициент трансформации амплитудного спектра

Для перекрывающихся спектров можно ввести коэффициент, который был бы чувствителен к изменению формы спектра и, следовательно, к изменению параметров ливня в зависимости от ориентации и толщины кристалла, энергии γ - квантов (электронов и позитронов). Под параметрами ливня понимаются спектр энергосделения, множественность заряженных частиц и т. д. Такой коэффициент был введен - коэффициент трансформации спектра - β :

$$\beta = \alpha_o / \alpha_p. \quad (7)$$

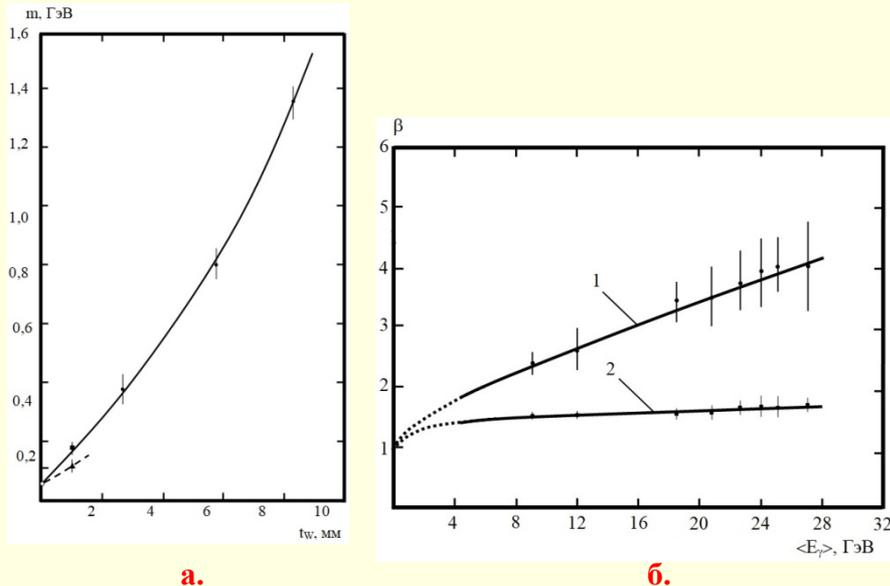
α_o и α_p - отношение полного числа событий в правой части спектра к полному числу событий в левой части спектра относительно некоторого выбранного канала в спектрах ориентированного и разориентированного кристалла:

$$a_x = N_{\text{правый}}^x / N_{\text{левый}}^x = \sum_{i=m+1}^{k_{\text{max}}^x} N_i^x / \sum_{i=k_{\text{min}}^x}^m N_i^x \quad (8)$$

где $x = o, p$ (o – ориентированный кристалл; p – разориентированный кристалл); $N_{\text{правый}}^x$ и $N_{\text{левый}}^x$ – сумма числа событий в правой и левой частях спектров; m - канал, относительно которого происходит трансформация; N_i^x - число событий в i канале спектров; k_{min}^x и k_{max}^x – номера минимального и максимального каналов спектров с ненулевым числом событий. Критерием, по которому происходит выбор канала m , является одинаковое число событий в спектрах разориентированного и ориентированного кристалла $N_m^p = N_m^o = N$.

Экспериментальные методы в физике средних и высоких энергий

Коэффициент трансформации амплитудного спектра



На рис. 76а показано изменение величины m , выраженного в энергетических единицах, в зависимости от толщины кристалла вольфрама с осью ориентации $\langle 111 \rangle$ и энергиях электронов 26 ГэВ ($T_w=293^\circ\text{K}$) и 28 ГэВ ($T_w=77^\circ\text{K}$), типа детектора.

Видно значительное изменение m от толщины кристалла и типа детектора. Величина канала m при использовании первого счетчика ССЛС составила 110 МэВ.

На рис. 76б показано изменение коэффициента β в зависимости от энергии γ -квантов, полученное при анализе амплитудных спектров, снимаемых с первого счетчика СЧЛС, перед которым находился кристалл вольфрама толщиной 1 мм ($T_w=77^\circ\text{K}$), осью ориентации $\langle 111 \rangle$. С увеличением энергии γ -квантов форма спектра меняется, приводя к росту β - коэффициент β достигает ~ 4 при $\langle E_\gamma \rangle = 26$ ГэВ. Чувствительность метода в несколько раз по сравнению с отношением амплитуд.

Рис. 76. Зависимость канала трансформации спектра m от толщины кристалла вольфрама с осью ориентации $\langle 111 \rangle$ и типа детектора (\bullet - $E_e = 26$ ГэВ (СЧЛС, $T_w=293^\circ\text{K}$); \blacksquare (СЧЛС), \blacktriangle (ССЛС) - $E_e = 28$ ГэВ ($T_w=77^\circ\text{K}$); \circ - вольфрам перед СЧЛС и ССЛС отсутствует) (а); зависимость коэффициента трансформации спектра β (\bullet - кривая 1) и отношения средних амплитуд по спектрам разориентированного и ориентированного кристалла $\langle A_o \rangle / \langle A_p \rangle$ (\blacksquare - кривая 2) от энергии γ -квантов ($t_w = 1$ мм; $T = 77^\circ\text{K}$; ось ориентации $\langle 111 \rangle$) (б).

Выводы

Представлен ряд разработанных и исследованных методов и устройств, с помощью которых в экспериментальной практике в физике частиц средних и высоких энергий можно более эффективно получать экспериментальные результаты.

Детекторы регистрации элементарных частиц на основе сцинтилляционного излучения

Работа детекторов, используемых в экспериментальных установках, осуществляется на хорошо изученных принципах и методах, к которым относятся сцинтилляционный, время-пролетный, черенковский, что приводит конструктивному разнообразию детекторов.

Разнообразие востребовано, поскольку исследования любого физического процесса требуют своего уникального подхода, который выражается в создании соответствующих конструкций детекторов.

Наиболее широко в экспериментальной технике используется сцинтилляционный метод.

Это связано со значительным разнообразием твердых и жидких сцинтилляционных материалов, относительно дешевых (~100-300 рублей/см³) с широким диапазоном длительностей световых вспышек (~10⁻⁹ - 10⁻⁶), способных работать в магнитных полях, простаты создания различных конфигураций детекторов и установок.

Детекторы регистрации элементарных частиц на основе сцинтилляционного излучения

Спектрометры с внутренним триггером

Детекторы, используемые в экспериментальных установках, например в диапазоне средних энергий $E \leq 1$ ГэВ, имеют хорошее энергетическое разрешение $1 - 5\%$ (NaI(Tl), CsI(Tl) и т. д.), но обладают недостаточным временным разрешением (>300 нс). Быстрые детекторы (черенковские стекла или BaF_2) имеют плохое энергетическое разрешение $>30\%$ или ограничения по размерам кристаллов.

При создании экспериментальных установок на ускорителя средних энергий “Пахра” ФИАН значительные усилия были направлены на создание и изучение детекторов на основе быстрых пластических сцинтилляторов, предназначенных для регистрации электронов и фотонов с энергией $10 - 500$ МэВ.

Значительное внимание было обращено на создание детекторов, имеющих “внутренний триггер”. Суть метода “внутреннего триггера” не нова и заключается в том, что детекторы разбиваются в продольном, поперечном направлениях или в обоих направлениях развития электромагнитного ливня на секции, при совпадении временных сигналов от которых формируется собственный триггерный сигнал для запуска электронных схем. Основная идея такого рода детекторов ливневых частиц состоит в использовании связи энергетического разрешения детектора с эффективностью регистрации частиц. Энергетическое разрешение детектора можно существенно улучшить за счет уменьшения эффективности регистрации. Моделирование показало, что в диапазоне энергий $10 - 100$ МэВ пластиковый секционный сцинтилляционный детектор может иметь энергетическое разрешение $3 - 7\%$ с эффективностью около 95% ; гетерогенные секционные детекторы типа сэндвич (свинец-сцинтиллятор) с эффективностью близкой к 100% при энергиях <1 ГэВ могут иметь энергетическое разрешение $7 - 10\%$. Практическое использование ливневых детекторов определяет разнообразие эффектов и методов, примененных при создании внутренних триггеров в детекторах.

Детекторы регистрации элементарных частиц на основе сцинтилляционного излучения

Спектрометр-телескоп

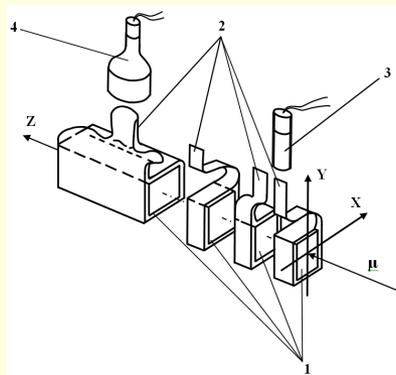
На выведенном электронном пучке ускорителе “Пахра” с энергией 250 – 500 МэВ создана многоканальная (64 канала) высокоинтенсивная ($\sim 10^6$ фотонов/сек) система мечения фотонов (СМ). Для определения характеристик СМ (эффективности γ/e^- совпадений, временных соотношений между сигналами экспериментальной установки и каналами СМ т. д.) и регистрацией продуктов реакций, исследуемых с помощью СМ, создан многопластинчатый свинцово-сцинтилляционный спектрометр-телескоп (СТ).

Быстрое время высвечивания сцинтилляторов дало возможность создать детектор способный работать в условиях больших нагрузок и значительно снизить число случайных совпадений. Это снижение обусловлено наличием естественного энергетического порога, существующего в случае развития электромагнитного ливня в веществе СТ, а также возможностью формировать различные варианты внутреннего триггера с помощью счетчиков СТ.

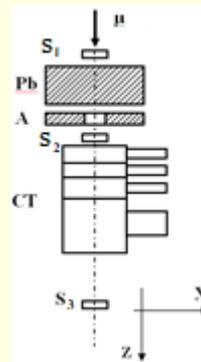
Спектрометр-телескоп содержит 26 пластин свинца (1 мм) и пластического сцинтиллятора типа “полистирол” (5 мм) с поперечными размерам 100×100 мм². Общая толщина СТ составляет $14.3X_0$.

Детекторы регистрации элементарных частиц на основе сцинтилляционного излучения

Спектрометр-телескоп



а.



б.

Рис. 77. Схема спектрометра-телескопа (общий вид) (1 – свинцово-сцинтилляционная сборка; 2 - шифтер; 3 – ФЭУ-85 с делителем; 4 – ФЭУ-52 с делителем) (а) и схема калибровки спектрометра-телескопа космическими мюонами (основные элементы калибровки) (Pb – свинцовая защита; A – счетчик “вето”; CT – спектрометр-телескоп; S_2 – один из триггерных счетчиков) (б).

По глубине CT разбит на 4 счетчика таким образом, чтобы при развитии в нем электромагнитного ливня с энергией первичного электрона или фотона ~ 350 МэВ, в каждом счетчике CT выделялась одинаковая средняя величина энергии ливня. Набор пластин в счетчиках CT составил: $CT1$ – 4 Pb + 4 сцинтил.; $CT2$ – 3 Pb + 3 сцинтил.; $CT3$ – 4 Pb + 4 сцинтил.; $CT4$ – 15 Pb + 15 сцинтил. Сцинтилляционный свет с каждого счетчика снимается с помощью сместителя спектра (шифтера) толщиной 4 мм со всех сторон свинцово-сцинтилляционной сборки и выводится без светосборника на ФЭУ.

Детекторы регистрации элементарных частиц на основе сцинтилляционного излучения

Спектрометр-телескоп

Калибровка **СТ** была проведена на космических мюонах. В исследованиях использовался различный набор триггеров, составленный из счетчиков **S1 – S3** и **A**, которые располагались как впереди, так и позади **СТ**. Триггер мог формироваться также из счетчиков самого **СТ**. Набор каждой экспериментальной точки в зависимости от конфигурации триггера составлял от **8** до **40** часов, число событий в наборе колебалось от **1000** до **3500**.

Ниже представлена зависимость относительного энергетического разрешения $\delta = \Delta A / \langle A \rangle / 2.35$ ($\langle A \rangle$ - средняя энергия мюонов в счетчике или комбинации счетчиков **СТ**; ΔA – полная ширина на половине высоты амплитудного спектра) от конфигурации триггера (во всех счетчиках **СТ** в пунктах **1 – 8** использовались **ФЭУ-85**, в пункте **9** в **СТ4** использовался **ФЭУ-52**):

- | | |
|---|-------------------|
| 1. свинца нет, $T = S_1 \times S_2 \times S_3$ перед СТ | $\delta = 18\%$; |
| 2. 5 см свинца между S_2 и S_3 , триггер: $T = S_1 \times S_2 \times S_3$ перед СТ | $\delta = 18\%$; |
| 3. свинца нет, $T = \text{СТ1} \times \text{СТ2} \times \text{СТ3} \times \text{СТ4}$ | $\delta = 23\%$; |
| 4. свинца нет, $T = \text{СТ1} \times \text{СТ2} \times \text{СТ3} \times \text{СТ4} \times S_3$ | $\delta = 17\%$; |
| 5. свинца нет, $T = A \times \text{СТ1} \times \text{СТ2} \times \text{СТ3} \times \text{СТ4} \times S_3$ | $\delta = 17\%$; |
| 6. 5 см свинца перед A , $T = A \times \text{СТ1} \times \text{СТ4} \times S_1$ | $\delta = 16\%$; |
| 7. 5 см свинца перед A , $T = A \times \text{СТ4} \times S_1$ | $\delta = 15\%$; |
| 8. 10 см свинца перед A , $T = A \times \text{СТ4} \times S_1$ | $\delta = 12\%$; |
| 9. 10 см свинца перед A , $T = A \times \text{СТ4} \times S_1$ (вместо ФЭУ-85 стоит ФЭУ-52) | $\delta = 7.5\%$ |

Калибровка на космических мюонах многопластинчатого свинцово-сцинтилляционного спектрометра-телескопа показала, что спектрометр в зависимости от варианта внутреннего и внешнего триггера имеет относительное энергетическое разрешение, находящееся в диапазоне от $\sim 75\%$ до $\sim 23\%$.

Детекторы регистрации элементарных частиц на основе сцинтилляционного излучения

Составной спектрометр на основе NaI(Tl) и пластических сцинтилляторов

Для экспериментальных исследований электромагнитных процессов в области энергий электронных и фотонных пучков сотен МэВ и интенсивностями $\sim 10^6 - 10^{11}$ частиц/с (пороговое фоторождение пионов) необходимы спектрометры, обладающими хорошими энергетическим ($1 \div 5\%$) и временным ($1 \div 10$ нс) разрешениями.

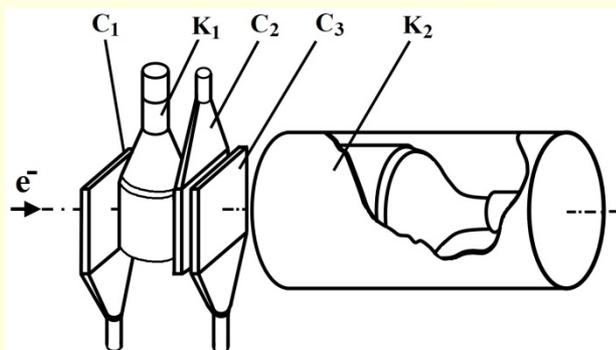


Рис. 79. Схема составного спектрометра: $C_1 - C_3$ – сцинтилляционные счетчики; K_1 и K_2 – детекторы на основе кристаллов NaI(Tl).

Спектрометрический блок: два сцинтилляционных детектора Kp_1 и Kp_2 - кристаллы NaI(Tl) цилиндрической формы размерами $\varnothing 40 \times 40$ и $\varnothing 200 \times 200$ мм³, просматриваемые с торца ФЭУ-85 и ФЭУ-49 соответственно.

Временной блок: три идентичных сцинтилляционных счетчиков $C_1 - C_3$ размерами $70 \times 70 \times 5$ мм³. В счетчиках использовались ФЭУ-85.

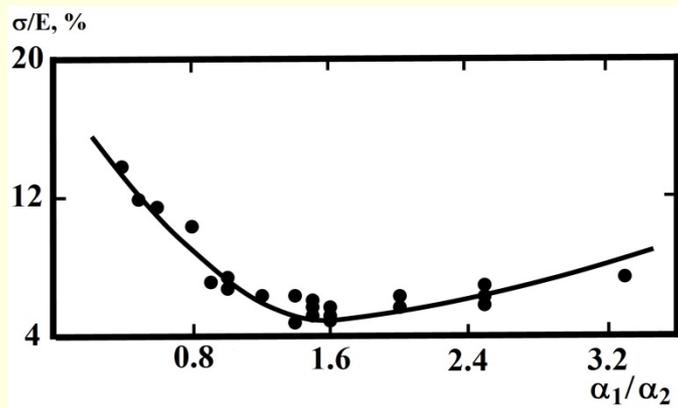
Детекторы регистрации элементарных частиц на основе сцинтилляционного излучения

Составной спектрометр на основе NaI(Tl) и пластических сцинтилляторов

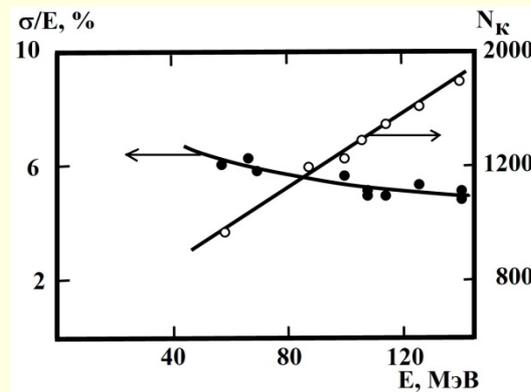
Характеристики спектрометра исследовались на пучке вторичных электронов системы мечения.

Суммарное энерговыделение E в детекторах Kp_1 и Kp_2 связано с амплитудами сигналов A_1 и A_2 через калибровочные коэффициенты α_1 и α_2 $E = \alpha_1 \cdot A_1 + \alpha_2 \cdot A_2$.

Соотношение между коэффициентами α_1 и α_2 находилось из условия минимизации дисперсии суммарного энергетического спектра составного спектрометра. Зависимость дисперсии от отношения α_1/α_2 для электронов с энергией $E = 108$ МэВ показана на рис. 80а. Наилучшее энергетическое разрешение составило $\sigma/E = 5\%$ при $\alpha_1/\alpha_2 = 1.5$.



а.



б.

Рис. 80. Зависимость энергетического разрешения составного спектрометра на основе пластиковых сцинтилляционных счетчиков и NaI(Tl) от отношения коэффициентов α_1/α_2 при энергии электронов $E = 108$ МэВ (а) и энергетическая зависимость средней амплитуды (N_k) и энергетическое разрешение (σ/E) составного спектрометра от энергии электронов (E) (б).

Детекторы регистрации элементарных частиц на основе сцинтилляционного излучения

Составной спектрометр на основе NaI(Tl) и пластических сцинтилляторов

Обнаружено, что энергетическое разрешение составного спектрометра зависело от его загрузки: при скорости счета в спектрометре $\sim 5 \cdot 10^3$ частиц/с энергетическое разрешение составило 7%, при уменьшении скорости счета до $\sim 10^3$ частиц/с улучшается до 5% и не меняется при дальнейшем снижении скорости счета.

Энергетическое разрешение хорошо описывается формулой $\sigma/E = 0.03E^{-1/4}$,

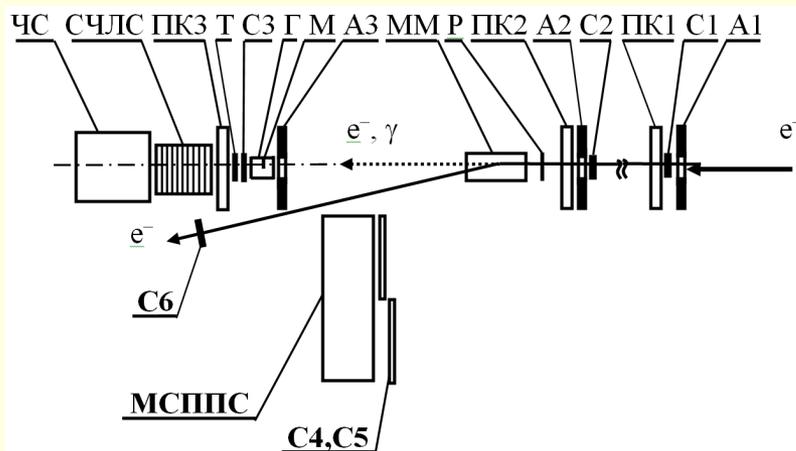
где E [ГэВ] – средняя энергия электронов в пучке.

Среднее число событий в каждом спектре при исследовании энергетического разрешения составного спектрометра составило $7 \cdot 10^3$ частиц.

Временное разрешение составного спектрометра при загрузке $\sim 10^3$ частиц/с составило $\sigma_t = 8$ нс (σ_t – ширина на половине высоты кривой задержанных совпадений между $СГ_1 \times СГ_2 \times C_1 \times C_2 \times C_3$).

Детекторы регистрации элементарных частиц на основе сцинтилляционного излучения

Многоканальный свинцово-сцинтилляционный спектрометр полного поглощения (МСПЭС)



Одним из основных элементов установки “Каскад” на ускорителе ИФВЭ У-70 (Протвино) являлась амплитудно-координатная система мечения γ -квантов, включающая конвертер, магнит мечения и многоканальный свинцово-сцинтилляционный спектрометр полного поглощения на сместителях спектра (МСПЭС).

Относительное энергетическое разрешение системы мечения гамма квантов, которая использовалась ранее, на основе регистрации отклоненных магнитом СП-94 электронов с помощью линейки из 5 черенковских спектрометров полного поглощения с шириной ячейки 18 см по горизонтали в диапазоне энергий гамма-квантов 15 – 30 ГэВ составляло 3 – 5%.

Для исследования эффектов взаимодействия фотонов высоких энергий с ориентированными кристаллами в условиях значительного мюонного фона, создаваемого работой ускорителя У-70, требовалось разрешение в ~ 2 раза лучшее.

Созданный МСПЭС и был предназначен для определения энергии электрона E_e , отклоненного магнитом мечения с целью улучшить энергетическое разрешение системы мечения. МСПЭС содержал 27 счетчиков.

Детекторы на основе пластических сцинтилляторов

Конструкция МСППС

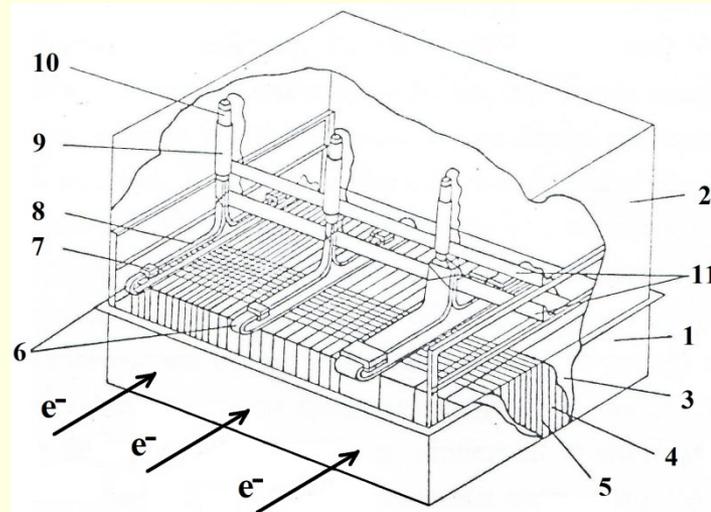


Рис. 81. Схема многоканального свинцово-сцинтилляционного спектрометра полного поглощения на сместителях спектра (МСППС) (световоды и сместители спектра показаны без алюминизированного майлара): 1 – корпус; 2 – крышка корпуса; 3 – алюминизированный майлар; 4 – сцинтилляционная пластина; 5 – свинцовый конвертор; 6 – сместитель спектра; 7 – “замок”; 8 – световоды; 9 – ФЭУ-85 в стальном стакане; 10 – делитель напряжения; 11 – направляющие).

Детекторы на основе пластических сцинтилляторов

Энергетическое разрешение МСППС

Калибровка МСППС проводилась как на прямом пучке электронов, так и в рабочем положении при работе системы мечения. Для определения коэффициентов C_i , устанавливающих связь энерговыделения в счетчике с амплитудой ФЭУ, использован метод минимизации функционала:

$$\sum_j (\sum_{i=1}^{27} \alpha_i \cdot A_{ij} - E_0)^2 = \min, \quad (9)$$

где A_{ij} – амплитуда i счетчика в j событии; E_0 – средняя энергия электронов в пучке.

Энергетическое разрешение МСППС для соответствующего диапазона ширины ячеек составило:

$$\sigma/E = K \cdot E_0^{-1/2}, \quad (10)$$

где $K = 0.35$ для счетчиков 17 мм, $K = 0.14$ для счетчиков 34 мм и $K = 0.11$ для счетчиков 90 мм.

Детекторы на основе пластических сцинтилляторов

Координатное разрешение МСППС

Для определения горизонтальной координаты x_0 входа электрона в МСППС использовался метод построения кумулятивной функции. Для счетчиков соответствующих ширин были построены кумулятивные функции поперечного распределения электромагнитного ливня $F_{\text{эсп}}$, которые аппроксимировались аналитической зависимостью $F(x)$:

$$F(x) = A_1 \cdot \exp(-(|x|/A_2)^{1/2}) \quad x < -\xi \quad (11)$$

$$F(x) = 1 - A_1 \cdot \exp(-(|x|/A_2)^{1/2}) \quad x > +\xi, \quad (12)$$

где A_1 – нормировочный параметр; A_2 – масштабный параметр; $(-\xi, +\xi)$ – интервал линейности. В интервале $(-\xi, +\xi)$ функция $F(x)$ бралась линейной, при этом в точках $\pm\xi$ требовалась непрерывность $F(x)$ и $dF(x)/dx$. На рис. 82 показана зависимость точности определения горизонтальной координаты электрона от ширины ячейки МСППС (2Δ) при $E = 31$ ГэВ. Положения точек хорошо описывается формулой:

$$\sigma = \sigma_0 \cdot \exp(\Delta/\Delta_0), \quad (13)$$

где $2\Delta_0 = 43.3$ мм; $\sigma_0 = 0.82$ мм.

В конечном итоге, относительное энергетическое разрешение система мечения на основе МСППС в диапазоне энергий гамма-квантов 15 - 30 ГэВ составило 0.5 – 3.5% .

Детекторы на основе пластических сцинтилляторов

Координатное разрешение МСППС

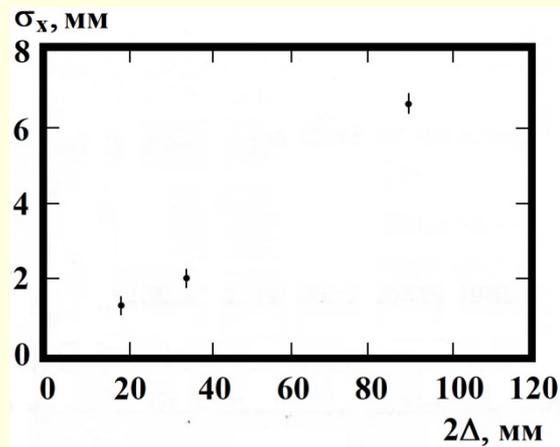


Рис. 82. Зависимость координатного разрешения МСППС (σ) от ширины ячейки счетчика (2Δ), $E = 31$ ГэВ.

Сцинтилляционные годоскопы

Сцинтилляционный годоскопический спектрометр

Начальный вариант установке по поиску “аномальных лептонов” на тормозном пучке фотонов с энергией до 500 МэВ ускорителя С-25Р “Пахра” ТОО ФИАН:

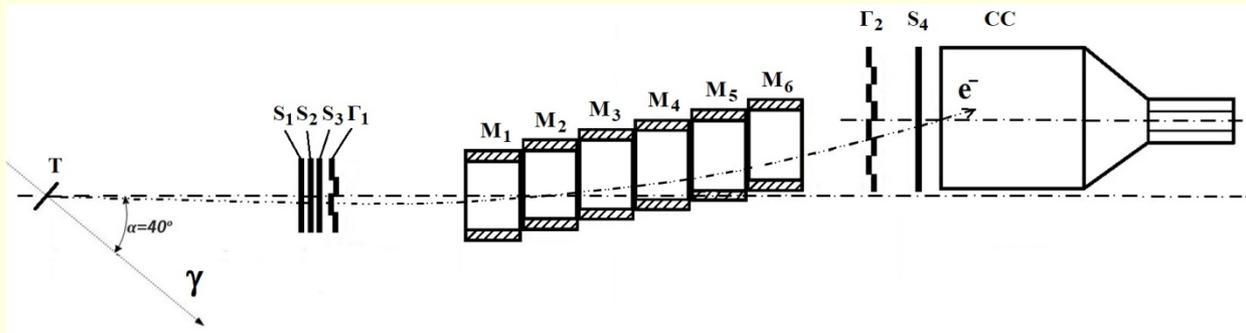


Рис. 83. Схема первого варианта экспериментальной установки по поиску «тяжелого лептона» на ускорителе ФИАН “Пахра”: Т – медная мишень; $S_1 - S_4$ – сцинтилляционные счетчики; G_1 и G_2 – сцинтилляционные годоскопы; $M_1 - M_6$ – секции постоянных магнитов; СС – сцинтилляционный спектрометр.

Для определения импульса и энергии частиц, вылетающих из мишени, используется “время-пролетная” методика. Сигнал **Start** задаётся системой триггерных сцинтилляционных счетчиков, находящихся за мишенью (Т) $S_1 - S_3$, сигнал **Stop** формируется сигналом счетчика S_4 , находящегося перед сцинтилляционным спектрометром (СС), предназначенным для регистрации вылетевших из мишени продуктов взаимодействия тормозных фотонов с мишенью и имеющего размер $200 \times 200 \times 200$ мм³.

Сцинтилляционные годоскопы

Сцинтилляционный годоскопический спектрометр

Максимальная энергия электронов, который способен регистрировать $СС$, около $E \approx 40$ МэВ ($E \approx \Delta E / \Delta x \cdot L$, где $\Delta E / \Delta x$ – средняя величина ионизационных потерь электронов на единицу пути в детекторе; L – толщина сцинтилляционного детектора). Импульс частицы, выходящей из мишени, определяется по углу отклонения частицы в системе постоянных магнитов ($M_1 - M_6$), расположенных на её траектории. Траектория частицы задаётся точкой выхода частицы из мишени, которая для определенности является центром мишени, и сработавшими каналами годоскопов Γ_1 и Γ_2 , содержащих 4 и 8 каналов, соответственно. Размеры каналов обоих годоскопов одинаковы и составляют $50 \times 20 \times 5$ мм³. Γ_1 расположен за триггерными счетчиками $S_1 - S_3$, Γ_2 перед счетчиком S_4 .

Для повышения точности определения импульса регистрируемой частицы, определяемого углом отклонения частицы в магнитном поле системы магнитов, было решено Γ_2 перенести непосредственно к магнитам, убрать из установки S_4 и вместо $СС$ поместить годоскопический спектрометр, который одновременно должен определять энергию частицы и её координату. Для этой цели был создан сцинтилляционный годоскопический спектрометр ($СГС$).

СГС представляет сборку из 12 независимых каналов, которые являются сцинтилляционными пластинами на основе полистирола размером $500 \times 250 \times 20$ мм³ (1). Каждая пластина с торца через “воздушный” светосборник (5) “просматривается” одним фотоумножителем ФЭУ-85 (7).

Сцинтилляционные годоскопы

Сцинтилляционный годоскопический спектрометр

СГС представляет сборку из 12 независимых каналов, которые являются сцинтилляционными пластинами на основе полистирола размером $500 \times 250 \times 20$ мм³ (1). Каждая пластина с торца через “воздушный” светосборник (5) “просматривается” одним фотоумножителем ФЭУ-85 (7).

Калибровка СГС была выполнена на калибровочном квазимонохроматическом пучке вторичных электронов ускорителя ФИАН “Пахра”.

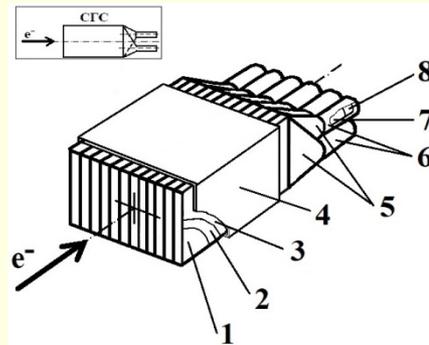
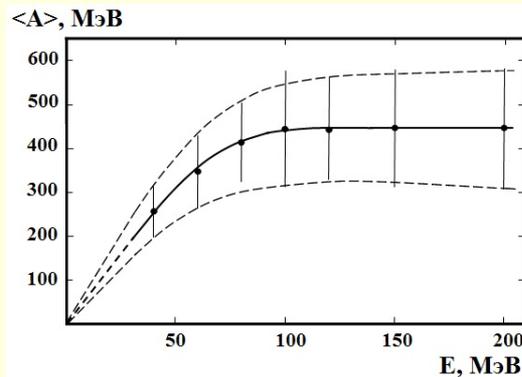


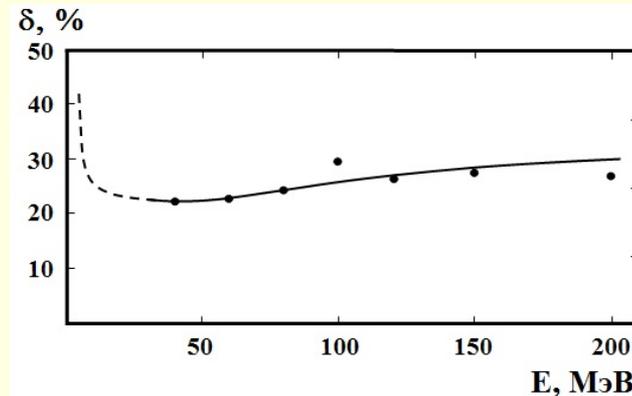
Рис. 84. Схема сцинтилляционного годоскопического спектрометра (СГС): 1 – сцинтилляционная пластина; 2 – металлизированный майлар; 3 – черная бумага; 4 – металлический корпус; 5 – светосборники; 6 – корпус ФЭУ; 7 – ФЭУ-85; 8 – делитель напряжения ФЭУ (на вставке: СГС - сцинтилляционный годоскопический спектрометр).

Сцинтилляционные годоскопы

Сцинтилляционный годоскопический спектрометр



а.



б.

Рис. 85. Зависимости характеристик СГС от энергии электронов: а - средняя амплитуда СГС; б – относительное энергетическое разрешение СГС.

Линейная зависимость амплитуды от энергии сохраняется до ~ 40 МэВ, при которой СГС имеет наилучшее разрешение $\delta \approx 22\%$.

Сцинтилляционные годоскопы

Сцинтилляционный годоскопический спектрометр

Для определения координаты входа электронов в СГС использовался метод “центра тяжести”. Координата i электрона определялась с помощью выражения $x_i = d \cdot (\sum_{m=1}^{12} m \cdot A_{mi} / \sum_{m=1}^{12} A_{mi})$, где d – ширина канала СГС; A_{mi} – амплитуда сигнала в канале m СГС; m – номер канала ($m = 1 \dots 12$).

Координата, определённая данным методом, имеет смещение x_0 . Измерения показали, что величина смещения не зависит от энергии в области исследованных энергий от 40 до 200 МэВ и составляет $x_0 = 52,5$ мм. На рис. 86 представлена зависимость координатного разрешения СГС σ_x от энергии электронов с учетом вычета ширины электронного пучка, определяемого диаметром коллиматора перед триггерными счетчиками C_1 и C_2 равному $\varnothing 3$ мм.

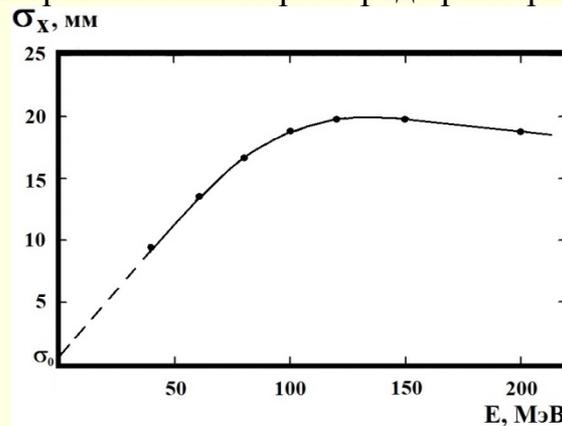


Рис. 86. Зависимости координатного разрешения СГС от энергии электронов.

Сцинтилляционные годоскопы

Сцинтилляционный время-пролетный годоскоп

В одном из вариантов конфигурации экспериментальной установке по поиску “аномальных лептонов” для увеличения энергетического диапазона регистрируемых частиц к существующему СС в горизонтальной плоскости был добавлен дополнительный блок таких же размеров. В этом случае область регистрации частиц в горизонтальной плоскости увеличилась до 40 см. Для “перекрытия” увеличенной области регистрации частиц и снижения количества каналов регистрации было решено использовать годоскоп с определением координаты прохождения частицы время-пролетным методом.

С этой целью был создан сцинтилляционный время-пролетный годоскоп (СВПГ), состоящий из 8 каналов, представляющих из себя набор из 8 палочек (3) или модулей из оргстекла на основе полиметилметакрилата (ПММА) с добавкой нафталина в качестве сцинтиллятора. Размер каждого модуля $1.7 \times 50 \times 1 \text{ см}^3$. Модули расположены друг за другом в вертикальной плоскости, рабочие грани модуля шириной 1.7 см и длиной 50 см ($1.7 \times 50 \text{ см}^2$) располагаются параллельно выходной грани межполюсного промежутка магнита М.

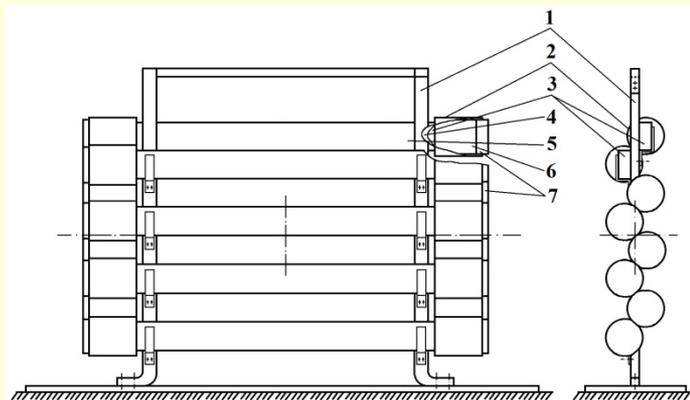
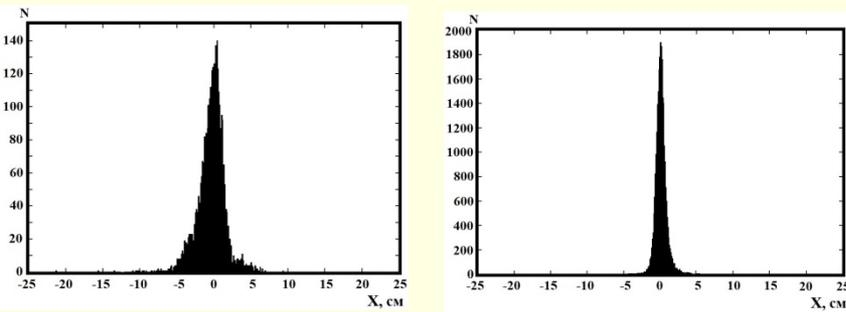


Рис. 87. Схема СВПГ: 1 – дюралюминиевый каркас; 2 – светозащитный кожух ФЭУ; 3 – сцинтилляционная палочка; 4 – металлизированный майлар; 5 – черная бумага; 6 – ФЭУ-85; 7 – делитель напряжения ФЭУ.

Сцинтилляционные годоскопы

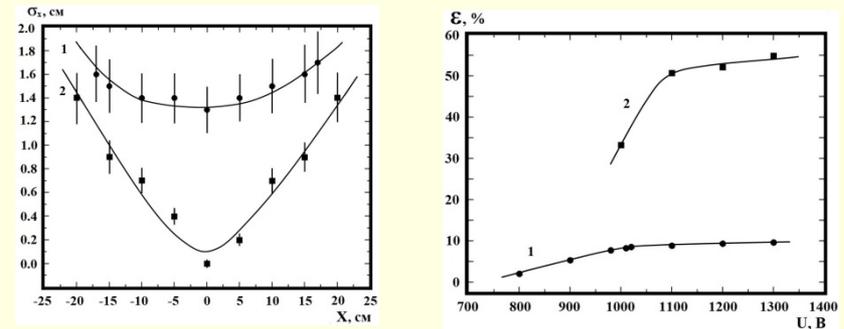
Сцинтилляционный время-пролетный годоскоп



а.

б.

Рис. 88. Распределение координат, полученных с помощью модуля СВПГ (в центре модуля ($x = 0$)): а - радиоактивный источник; б - электроны с энергией 20 МэВ.



а.

б.

Рис. 89. Зависимость координатного разрешения модуля СВПГ от положения радиоактивного источника (1) и энергии электронов 20 МэВ (2) (а); эффективности регистрации электронов модулем СВПГ от напряжений на делителях напряжений ФЭУ при $U = U_1 = U_r$ ($x = 0$) (электроны от радиоактивного источника (1) и электронный пучок с энергией 20 МэВ (2)) (б).

Электромагнитные спектрометры на основе больших блоков пластических сцинтилляторов

В процессе создания установки по поиску аномальных лептонов и при изучении калориметрического метода, в котором энергетические характеристики пучка определялись с помощью легкого сцинтиллятора, обнаружилось недостаточно информации по характеристикам сцинтилляционных спектрометров на основе пластических сцинтилляторов, регистрирующих заряженные частицы в области средних энергий до ~ 100 МэВ.

В связи с этим, были выполнены исследования характеристик ряда спектрометров на основе пластических сцинтилляторов разных размеров и конструкций.

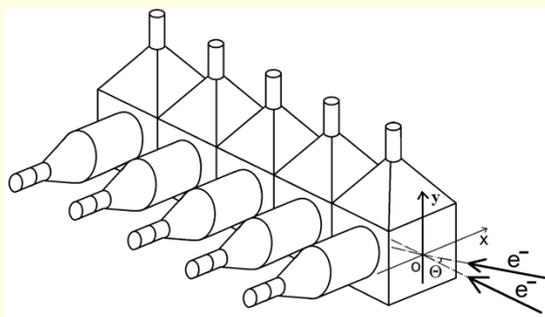
Электромагнитные спектрометры на основе больших блоков пластических сцинтилляторов

Многоканальный сцинтилляционный спектрометр

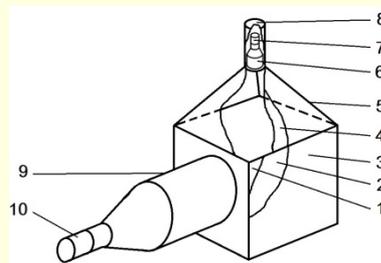
Спектрометр с хорошим энергетическим разрешением и быстродействием крайне необходим и при исследованиях характеристик калибровочных пучков электронов ускорителя “Пахра”.

Многоканальный сцинтилляционный спектрометр является сборкой из пяти независимых одинаковых сцинтилляционных блоков размером $20 \times 20 \times 20$ см, расположенных последовательно друг за другом. Общая длина сборки составляет 100 см или $2.5X_0$, где X_0 радиационная длина (для пластического сцинтиллятора $X_0 \approx 40$ см).

Калибровка МСС была выполнена на калибровочном квазимонохроматическом пучке вторичных электронов ускорителя ФИАН “Пахра”.



а.

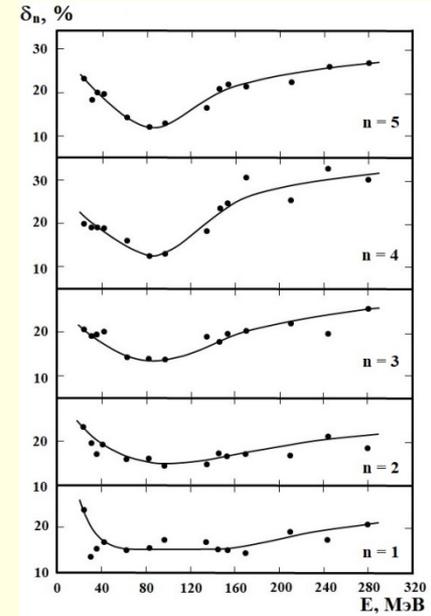
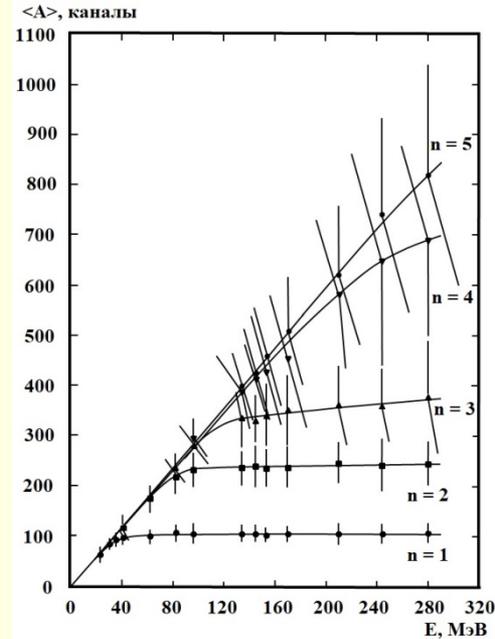
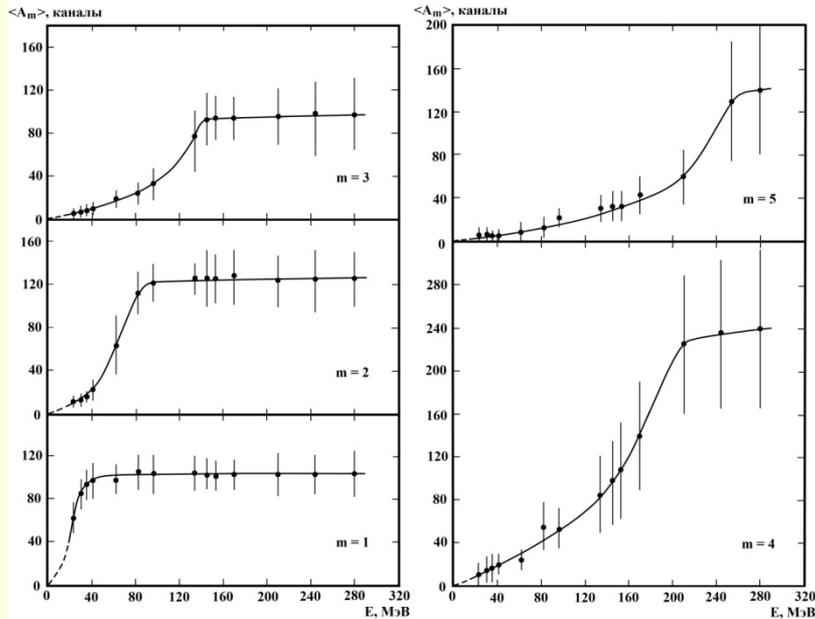


б.

Рис. 90. Схема многоканального сцинтилляционного спектрометра (МСС): а – схема калибровки МСС на пучке вторичных электронов ускорителя ФИАН “Пахра” (Θ - угол между траекторией электронов и осью симметрии МСС); б – конструкция отдельного блока МСС (светонепроницаемый корпус не показан): 1 – сцинтилляционный блок размером $20 \times 20 \times 20$ см³; 2 – белый ватман; 3 – черная бумага; 4 – металлизированный майлар; 5 – светосборник; 6 – ФЭУ-52; 7 – делитель напряжения ФЭУ-52; 8 – корпус ФЭУ; 9 – ФЭУ-63; 10 – делитель напряжения ФЭУ-63.

Электромагнитные спектрометры на основе больших блоков пластических сцинтилляторов

Многоканальный сцинтилляционный спектрометр



а.

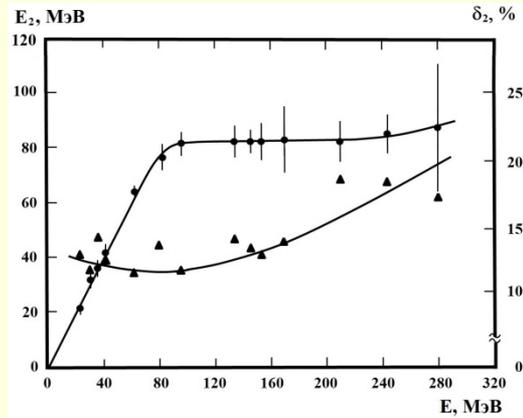
б.

Рис. 91. Зависимость средней амплитуды $\langle A_m \rangle$ спектра амплитуд отдельных каналов МСС от энергии электронов ($m = 1 \dots 5$ - номер канала).

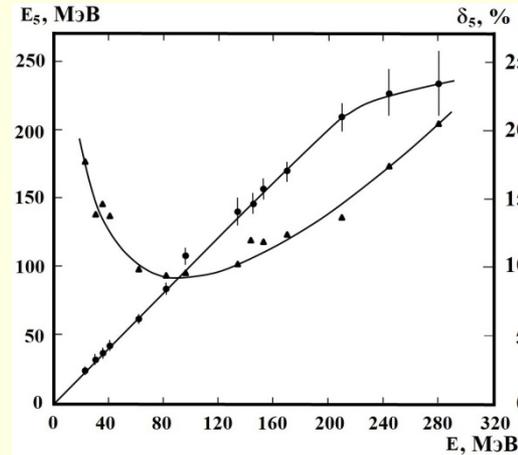
Рис. 92. Зависимость средней амплитуды $\langle A \rangle_n$ спектра амплитуд суммы каналов МСС от энергии электронов и толщины МСС ($n = 1..5$ – число суммируемых каналов) (а) и относительного амплитудного разрешения δ_n (без вычета энергетического разрешения электронного пучка) (б).

Электромагнитные спектрометры на основе больших блоков пластических сцинтилляторов

Многоканальный сцинтилляционный спектрометр



а.



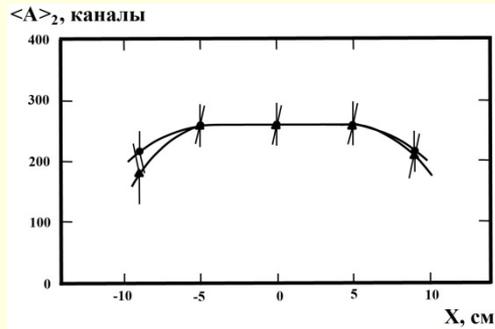
б.

Рис. 93. Зависимости энергии E_n , зарегистрированной МСС, (●) и его относительного энергетического разрешения δ_n (за вычетом энергетического разрешения электронного пучка) (▲) для толщин спектрометра $1X_0$ ($n = 2$) (а) и $2.5X_0$ ($n = 5$) (б).

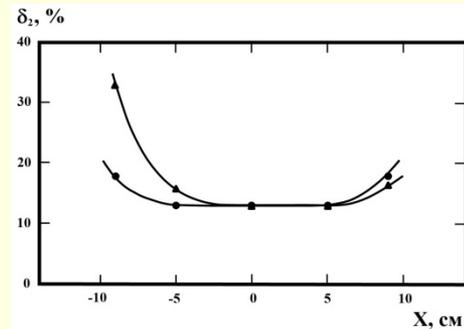
Значения величин энергий, определяемые МСС, соответствуют энергиям электронного пучка до энергиям пучка $E \sim 80$ МэВ и $E \sim 200$ МэВ при толщинах МСС $1X_0$ и $2.5X_0$, соответственно. Наилучшее относительные энергетические разрешение МСС достигается при энергии электронов $E \approx 90$ МэВ и составляет $\delta_2 \approx 12\%$ и $\delta_5 \approx 9.4\%$ для обеих толщин МСС, соответственно.

Электромагнитные спектрометры на основе больших блоков пластических сцинтилляторов

Многоканальный сцинтилляционный спектрометр



а.



б.

Рис. 94. Зависимость амплитуды (а) и амплитудного разрешения (б) МСС, относительно горизонтальной координаты x и углах входа электронов в спектрометр $\Theta = 0$ (●) и $\Theta = 5^\circ$ (▲), где угол Θ является углом между траекторией электронов и осью симметрии МСС.

Электромагнитные спектрометры на основе больших блоков пластических сцинтилляторов

Сцинтилляционный амплитудно-координатный спектрометр

Дальнейшим развитием конструкции **СС** в эксперименте по поиску “аномальных лептонов” явилась конструкция сцинтилляционного время-координатного спектрометра (**САКС**). **САКС** является сцинтилляционным блоком размером $510 \times 145 \times 235 \text{ мм}^3$ (1). Регистрация световых вспышек, возникающих от взаимодействия заряженных частиц с блоком и входящих через грань размером $510 \times 145 \text{ мм}^2$, осуществляется с помощью фотоэлектронных умножителей **ФЭУ-49** и **ФЭУ-85** (**ФЭУ-87**) со стандартными делителями напряжения. Радиационная длина блока при таком варианте входа заряженных частиц составляет $0.58X_0$, где X_0 - радиационная длина (для пластического сцинтиллятора $X_0 \approx 40 \text{ см}$). **САКС** состоит из амплитудной и координатной систем.

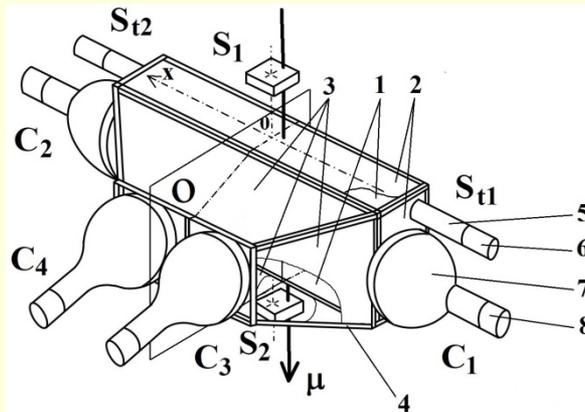


Рис. 95. Схема сцинтилляционного амплитудно-координатного спектрометра (**САКС**) (светонепроницаемый корпус не показан): 1 – сцинтилляционный блок; 2 – отражатель из бумаги для копирования; 3 – металлизированная фольга; 4 – металлический каркас; 5 – **ФЭУ-85**; 6 – делитель напряжения **ФЭУ-85**; 7 – **ФЭУ-49**; 8 – делитель напряжения **ФЭУ-49** (S_1 и S_2 – триггерные сцинтилляционные счетчики).

Электромагнитные спектрометры на основе больших блоков пластических сцинтилляторов

Сцинтилляционный амплитудно-координатный спектрометр

Предварительная калибровка САКС была выполнена на космическом излучении. Целью калибровки являлось определение зависимости энергетических и координатных характеристик САКС от точки входа мюонов в спектрометр.

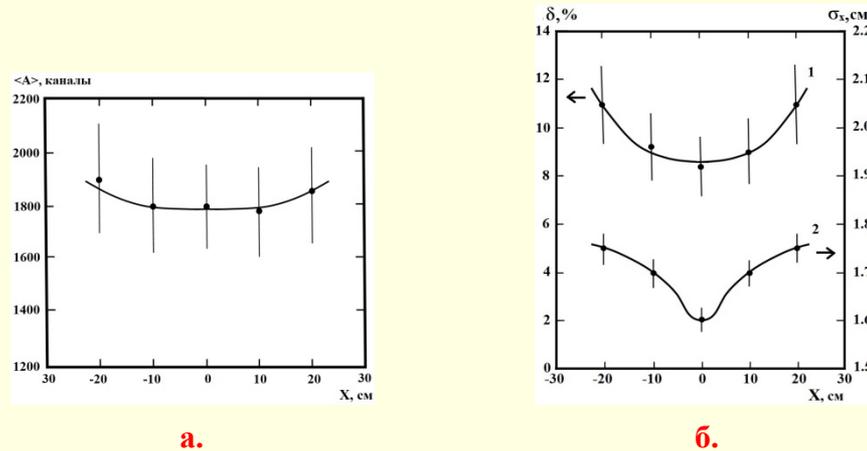


Рис. 96. Амплитудные и координатные характеристики САКС: **а** - зависимость средней суммарной амплитуды четырех каналов САКС от точки входа космических мюонов в спектрометр; **б** - зависимость относительного амплитудного (1) и координатного (2) разрешений САКС от точки входа космических мюонов в спектрометр.

Результаты калибровки сцинтилляционного время-координатного спектрометра на космическом излучении показали, что в зависимости от точки входа мюонов в спектрометр (при энергосвободении мюоном в спектрометре около **50 МэВ**) относительное амплитудное разрешение составляет около **10%**. Координатное разрешение изменяется незначительно от $\sigma_x = 1.6$ см в центре до $\sigma_x \sim 1.8$ см вблизи боковых граней.

Детекторы нейтронов

Кольцевой нейтронный детектор

Эффективным способом регистрации нейтронов являются детекторы на основе органических пластических сцинтилляторов (ОПС). Среди всех сцинтилляционных детекторов, именно ОПС чаще всего используются для измерения потоков как заряженных, так нейтральных частиц, а также для спектрометрии нейтронов либо методом времени полета, либо методом разделения гамма- и нейтронного излучения по форме импульса.

Исследование процесса фоторождения нейтральных пионов вблизи порога на нейтронах ($\gamma + n \rightarrow \pi^0 + n$) предполагалось выполнить специальной установкой с использованием выведенного пучка электронов и системой мечения фотонов на ускорителе С-25Р “ПАХРА” в ФИАН.

Установка должна была одновременно регистрировать все образующиеся в исследуемом процессе частицы: два фотона от распада нейтрального пиона и нейтрон. Определение энергии нейтрона должно было осуществлено методом “времени пролета”. В этом случае в качестве сигнала *Start* должен использоваться сигнал счетчиков системы мечения тормозных фотонов, в качестве сигнала *Stop* предполагалось использовать сигнал от нейтронного детектора.

На основе моделирования методом Монте-Карло был проведен анализ характеристик установки и, в частности, углов регистрации вылетевшего из ядра нейтрона, энергии нейтрона ($2 \leq E \leq 12$ МэВ), точности её определения.

Было определено, что нейтронный детектор должен был состоять из трех колец стандартного пластического сцинтиллятора с шириной и толщиной каждого кольца 50 мм. Внутренние радиусы колец должны составить 100, 150 и 200 мм, соответственно. Каждое кольцо нейтронного детектора должно быть разбито на два полукольца, с которых должны были сниматься сигналы.

Предварительно, для исследования характеристик кольцевого нейтронного детектора был создан прототип.

Детекторы нейтронов

Кольцевой нейтронный детектор

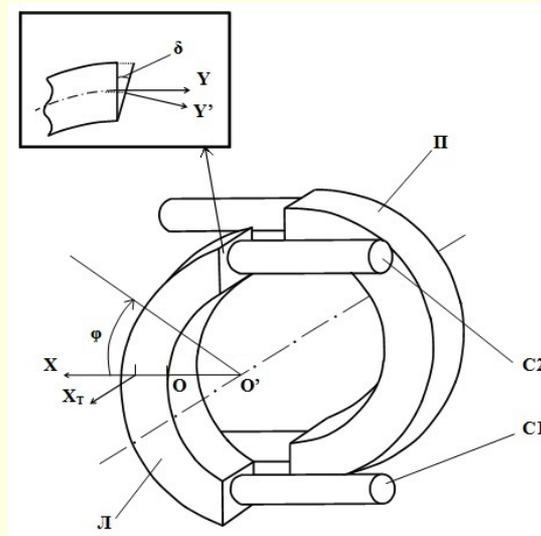


Рис. 97. Схематический вид нейтронного детектора: Л и П – левое и правое полукольца; С1 и С2 – счетчики левого полукольца; O – начало отсчета координат по оси X; x_T – “текущая” координата; O’ – начало отсчета по углу φ .

Детекторы нейтронов

Кольцевой нейтронный детектор

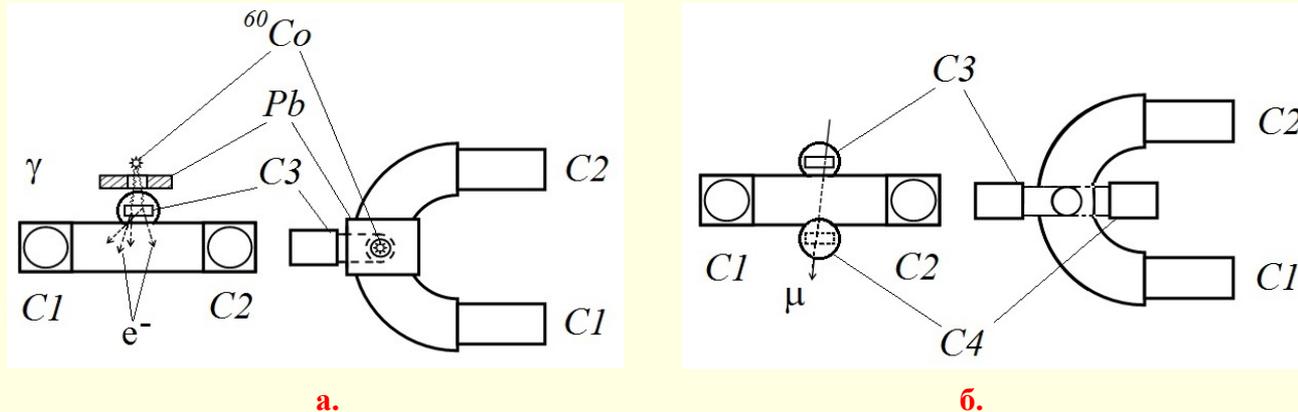


Рис. 98. Схема калибровки прототипа кольцевого нейтронного детектора с использованием радиоактивного источника ионизирующего излучения ^{60}Co (а) и космических мюонов (б). $C1$ и $C2$ – счетчики левого нейтронного детектора; $C3$ и $C4$ – триггерные сцинтилляционные счетчики; Pb – свинцовый коллиматор.

Относительная эффективность: $\varepsilon = (N_{123}/N_3) \cdot 100\%$, где N_{123} – счет совпадений сигналов двух каналов нейтронного детектора и сигнала сцинтилляционного счетчика; N_3 – счет сигналов сцинтилляционного счетчика.

Эффективность регистрации нейтронным детектором ε космических мюонов определялась по схеме “напролет”, в которой нейтронный детектор располагался на одной оси между двумя триггерными сцинтилляционными счетчиками $C3$ и $C4$ (рис. 98б). Размеры сцинтилляционных счетчиков составляли $10 \times 10 \times 5$ мм. Относительная эффективность в этом случае определялась: $\varepsilon = (N_{1234}/N_{34}) \cdot 100\%$, где N_{1234} – счет совпадений сигналов двух каналов нейтронного детектора ($C1$ и $C2$) и сигналов двух триггерных счетчиков ($C3$ и $C4$); N_{34} – счет совпадений сигналов двух триггерных счетчиков.

Детекторы нейтронов

Кольцевой нейтронный детектор

Измерения показали, что относительная эффективность ε кольцевого нейтронного детектора ведет себя сложным образом в зависимости от угла ϕ и расстояния x .

На рис. 99а представлено изменение ε при изменении x (на симметрии полукольца при $\phi = 0$), где в качестве источника использовался радиоактивный источник ^{60}Co .

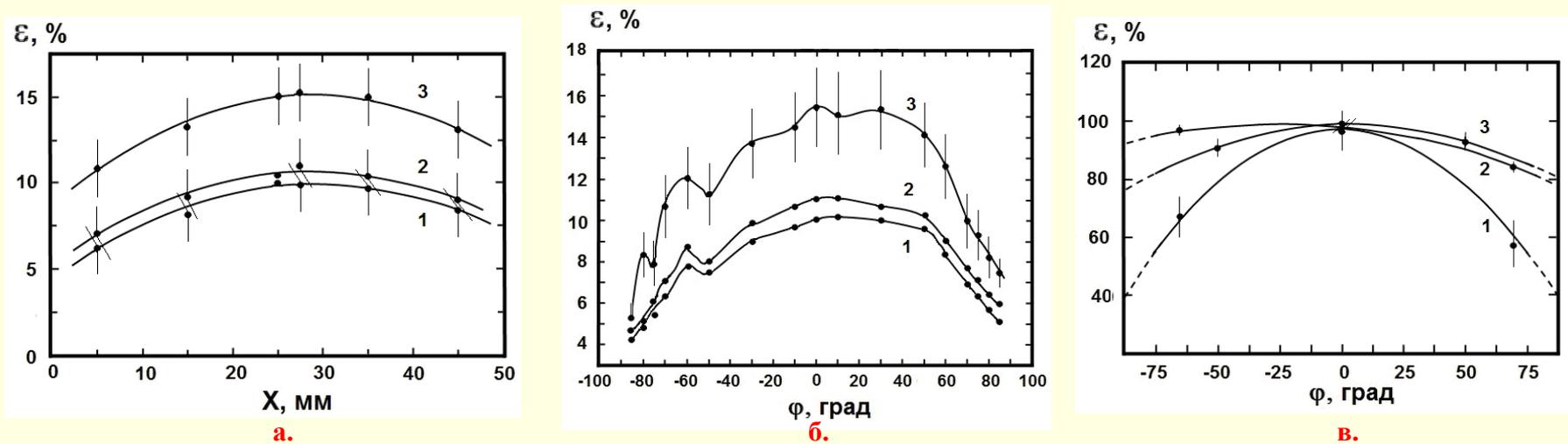


Рис. 99. Зависимость относительной эффективности ε регистрации нейтронного детектора от места попадания частицы в детектор (x) при $\phi = 0$ (а), от угла ϕ (б) (источник ^{60}Co) (1 – совпадение двух каналов полукольца нейтронного детектора и тонкого сцинтилляционного счетчика ($C1 \cdot C2 \cdot C3$); 2 и 3 – совпадение первого ($C1 \cdot C3$) и второго ($C2 \cdot C3$) каналов нейтронного детектора с тонким сцинтилляционным счетчиком соответственно) и от угла ϕ (в) (космические мюоны) (1 – совпадение сигналов двух каналов нейтронного детектора и сигналов двух триггерных сцинтилляционных счетчиков ($C1 \cdot C2 \cdot C3 \cdot C4$); 2 и 3 – суммирование с помощью схемы ИЛИ сигналов первого ($C1 + C3 + C4$) и второго ($C2 + C3 + C4$) каналов нейтронного детектора с сигналами триггерных сцинтилляционных счетчиков соответственно).

Детекторы нейтронов

Кольцевой нейтронный детектор

Сложная форма зависимостей ε на **рис. 99** может означать, что детектор такой геометрической формы (с одной стороны отражающая по верхность – рефлектор (при $x = 50$ мм), с другой стороны отражающая поверхность – рефрактор (при $x = 0$)) обладает внутренней фокусирующей способностью для лучей с углом полного внутреннего отражения, которая может приводить к образованию “мертвых” зон с уменьшенной величиной ε , и их можно “сглаживать” неточностью разрезания сцинтилляционного кольца по оси симметрии при формировании двух полуколец (**рис. 97**).

Поведение ε нейтронного детектора при его калибровке космическими мюонами от угла ϕ в точке $x = 27.5$ мм представлено на **рис. 99в**. Видно, что форма кривой в целом совпадает с формой **рис. 99б**. Однако численные значения ε существенно выше для всех углов ϕ и в максимуме при $\phi = 0$ величина ε составляет $\sim 96\%$.

Можно видеть (**рис. 99в**), что при данной конструкции нейтронного детектора существует значительное поглощение света при нескольких отражениях от поверхностей полукольца при его прохождении от трека прошедшей частицы до ФЭУ любого счетчика, особенно если частица прошла вблизи одного из ФЭУ. Это хорошо видно при значительных углах ϕ (**кривая 1**) и использовании схемы совпадений типа И для совпадения сигналов с двух каналов полукольца нейтронного детектора и сигналов с двух триггерных счетчиков $(C1 \cdot C2) \cdot (C3 \cdot C4)$. Если использовать схему ИЛИ, то величины значений ε на торцах нейтронного детектора достигают значений 80–90% (**кривые 2, 3**).

Детекторы нейтронов

Кольцевой нейтронный детектор

В водородосодержащем сцинтилляторе регистрация нейтрона n осуществляется по протону отдачи p , т. е. по результату реакции np -взаимодействия, в которой энергия протона (E_p) определяется как $E_p = E_n \cdot \cos^2 \Theta$, где E_n – энергия нейтрона, Θ – угол рассеяния нейтрона. Световой выход $L(E_p)$ сцинтиллятора при взаимодействии с ним протона можно выразить через эквивалентную по величине световыхода энергию электрона (E_e).

С точностью до 5% имеем:

$$\text{для } E_p = 0\text{--}6 \text{ МэВ} \text{ энергию электрона } E_e = 0.16E_p^{1.5}; \quad (14)$$

$$\text{для } E_p = 6\text{--}17 \text{ МэВ} - E_e = 0.23E_p^{1.3}. \quad (15)$$

Оценка энергии протона при $\Theta = 0$ составляет $E_p \approx 4 \text{ МэВ}$ при средней энергии комптон электронов источника ^{60}Co и $E_p \approx 22 \text{ МэВ}$ при средней энергии космических мюонов, полученной при калибровке ($\sim 13 \text{ МэВ}$).

Таким образом, детектор может регистрировать нейтроны, как минимум, с энергией $E_n \geq 4 \text{ МэВ}$.

Тем не менее, ввиду сложной зависимости ε от энергии нейтрона, необходима прямая калибровка кольцевого нейтронного детектора на пучках нейтронов при $E_n \leq 4 \text{ МэВ}$ и $E_n \geq 4 \text{ МэВ}$.

Детекторы нейтронов

Амплитудно-временной нейтронный детектор

На пучке тормозных фотонов с максимальной энергией **500 МэВ** электронного ускорителя **С-25Р “Пахра”** ФИАН в Троицке готовится эксперимент по изучению нейтрон-нейтронного рассеяния. Предполагается регистрировать быстрые нейтроны с энергией в десятки **МэВ**, вылетающие вперед, в реакции резонансного фоторождения $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$. В этой кинематике заряженный пион π^+ летит назад, а быстрые нейтроны за счет столкновений с нейтронами-спектаторами в тех же дейтронах d будут упруго рассеиваться, порождая пары энергичных нейтронов nn , разлетающихся из мишени по разные стороны от γ -пучка.

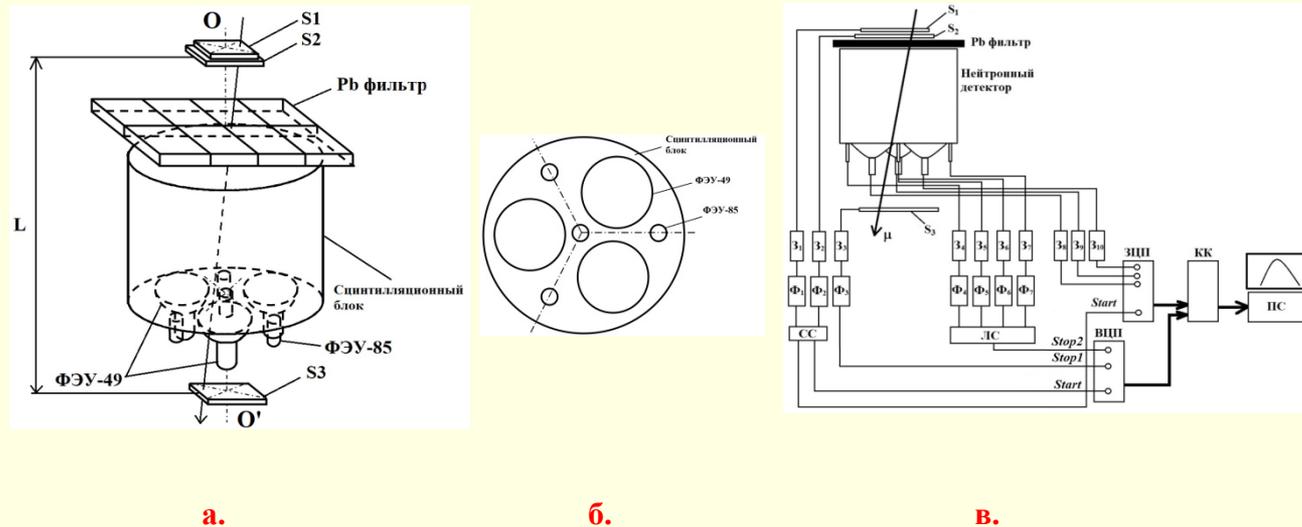
Работа сооружаемой экспериментальной установки основана на **время-пролетном** методе. Триггером для запуска установки, или сигналом **Start**, будет регистрация π^+ , рожденного на первом этапе фотореакции. Сигналом **Stop** будет регистрация двух провзаимодействовавших нейтронов с поперечными импульсами масштаба сотни **МэВ/с**, разлетающихся по разные стороны от мишени. Регистрацию нейтронов предполагается осуществлять двумя нейтронными детекторами, конструкция которых предполагает наличие амплитудной и временной частей.

Для регистрации одного из нейтронов создан амплитудно-временной детектор (**АВНД**), представляющий из себя сцинтилляционный блок (**полистирол**) диаметром **Ø40 см** и толщиной **40 см** (**рис. 100**). Блок просматривается тремя фотоэлектронными умножителями **ФЭУ-49** и четырьмя **ФЭУ-85**. Сумма сигналов с **ФЭУ-49** определяет амплитудный сигнал, сумма сигналов с **ФЭУ-85** определяет временной сигнал.

Предварительная калибровка детектора осуществлена на космическом излучении (**рис. 100а**). Целью калибровки являлось определение энергетических и временных характеристик нейтронного детектора на одиночных минимально-ионизирующих частицах в зависимости от расстояния **L** между блоком триггерных счетчиков **S₁** и **S₂** и счетчиком **S₃** (**рис. 100а**).

Детекторы нейтронов

Амплитудно-временной нейтронный детектор



а.

б.

в.

Рис. 100. Амплитудно-временной нейтронный детектор: **а** - схема калибровки детектора на космическом излучении (S_1, S_2, S_3 – сцинтиляционные счетчики); **б** – схема расположения ФЭУ на плоскости сцинтиляционного блока нейтронного детектора; **в** - блок-схема калибровки сцинтиляционного амплитудно-временного нейтронного детектора: ($S_1 - S_3$ – триггерные сцинтиляционные счетчики, Pb фильтр – свинцовый фильтр; $\Phi_1 - \Phi_7$ – блоки формирователей, $З_1 - З_{10}$ – блоки задержек, $СС$ – схема совпадений, $ЗЦП$ – зарядо-цифровой преобразователь, $ВЦП$ – время-цифровой преобразователь, $Start$ – сигнал запуска блоков $ЗЦП$ и $ВЦП$, $ЛС$ – линейный сумматор, $КК$ – крейт-контроллер системы САМАС, $ПК$ – персональный компьютер).

Детекторы нейтронов

Амплитудно-временной нейтронный детектор

Временная калибровка нейтронного детектора заключалась в определении зависимости положения среднего канала $\langle t \rangle$ временного спектра, полученного временной частью АВНД, от расстояния $x = L$ между блоком счетчиков S_1 , S_2 и S_3 , а также временного разрешения σ_t временной части детектора.

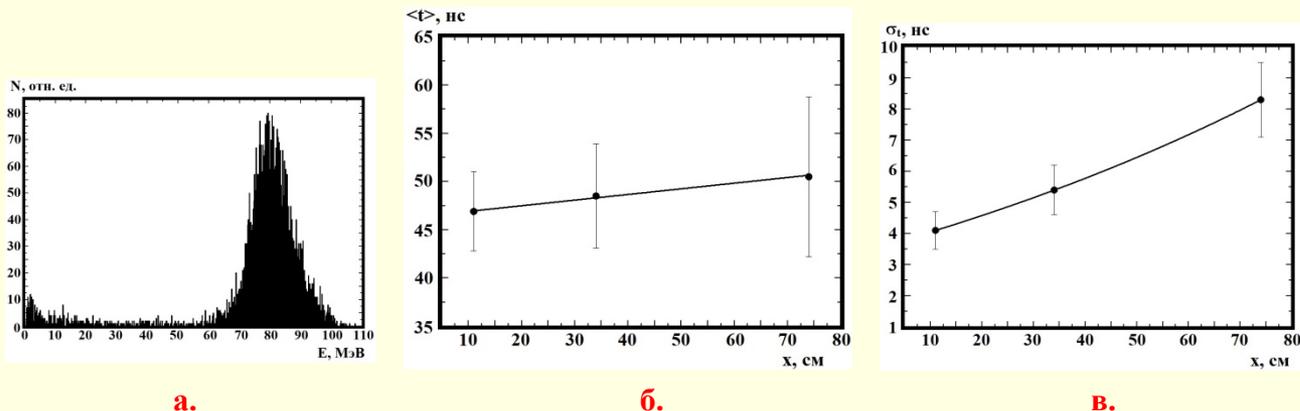


Рис. 101. Зависимости изменения среднего канала временного спектра (а) и временного разрешения временной части детектора (б) от расстояния между триггерными счетчиками и нейтронным детектором; спектр среднего энерговыделения космических мюонов в амплитудно-временном нейтронном детекторе (в).

Спектр среднего энерговыделения космических мюонов в объёме АВНД (рис. 101а) показывает, что энергетическое разрешение составляет $\delta = 7\%$.

Зависимость на рис. 101б, является калибровочной кривой и имеет линейный характер $\langle t \rangle = k \cdot x$, где $k = 0.0585$ нс/см. Зависимость временного разрешения от расстояния между триггерными счетчиками и нейтронным детектором описывается параметризацией $\sigma_t = \sigma_0 + A \cdot \exp(B \cdot x)$, где $\sigma_0 = -2.41$ нс, $A = 5.97$ нс, $B = 0.0079$ см⁻¹.

Детекторы нейтронов

Амплитудно-временной нейтронный детектор

Если определить энергию зарегистрированного нейтрона как $E_n \approx 17 \text{ МэВ}$ и угол разлета нейтрона и протона $\Theta = 0$, то энергия протона составит $E_p \approx 17 \text{ МэВ}$ и, в соответствии с ($E_p = 6-17 \text{ МэВ} - E_e = 0.23E_p 1.3$ (15)), энергия электрона, эквивалентная световыходу $L(E_p \approx 17 \text{ МэВ})$, составит $E_e \approx 9 \text{ МэВ}$.

Энерговыделение в объеме АВНД, определённое при калибровке, в ≈ 9 раз выше величины оценки, поэтому можно предположить, что нейтронный детектор может регистрировать нейтроны с большей энергией ($E_n > 17 \text{ МэВ}$). Как и в случае кольцевого нейтронного детектора, ввиду сложной зависимости световыхода от энергии нейтрона необходима прямая калибровка нейтронного детектора на пучках нейтронов при $E_n \leq 17 \text{ МэВ}$ и при $E_n \geq 17 \text{ МэВ}$.

Детекторы регистрации элементарных частиц на основе сцинтилляционного излучения

Вывод

Создано конструктивное разнообразие детекторов для регистрации электронов (позитронов) и нейтронов, которые были исследованы с применением космического излучения и электронных пучков. Изменение конструкций детекторов дало возможность улучшить характеристики детекторов, что в свою очередь дало возможность получать необходимые точности для решения физических задач. Детекторы эксплуатировались и эксплуатируются в экспериментальных установках, в работе фотонных и электронных каналов на ускорителях У-70 (ИФВЭ) и С-25Р “Пахра” (ФИАН).

РЕГИСТРАЦИЯ ФОТОНОВ И ЭЛЕКТРОНОВ СРЕДНИХ И ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ ДЕТЕКТОРОМ С ОРИЕНТИРОВАННЫМ КРИСТАЛЛИЧЕСКИМ КОНВЕРТОРОМ И ДЕТЕКТОРАМИ НА ОСНОВЕ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО И ЧЕРЕНКОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЙ

Заключение

В ходе исследований, описанных в диссертационной работе, получены следующие результаты:

1. Исследованы характеристики аномальных электромагнитных ливней, выходящих из монокристаллов различных типов при взаимодействии с ними фотонов и электронов с энергией в десятки ГэВ и далее развивающихся в электромагнитном спектрометре. Обнаружено существенное отличие *аномальных* ливней от *стандартных* практически во всех исследованных характеристиках: продольной и поперечной длинах развития, радиационной длине, критической энергии, множественности заряженной компоненты ливня. При толщинах ориентированных кристаллов вольфрама 2.7 и 8.4 мм регистрация 90-95% энергии аномального осуществляется толщиной спектрометра на 20-30% меньше стандартной; радиационная длина кристалла вольфрама 1 мм уменьшается в ~3 раза, а критическая энергия ливня уменьшается на ~33%; множественность вторичных заряженных частиц ливня в кристаллах вольфрама от 1 до 8.4 мм и кремния 20 мм возрастает в 2-2.5 раза относительно множественности в стандартном ливне. Обнаружены ориентационные и температурные зависимости характеристик электромагнитных ливней, не наблюдающиеся при развитии ливней в аморфных веществах. Радиационная толщина кристалла вольфрама уменьшается на ~20% при уменьшении температуры кристалла с комнатной 293°К до температуры жидкого азота 77°К.
2. Исследованы энергетические характеристики электромагнитного спектрометра с конвертором из ориентированного кристалла (*спектрометра направленного действия*). Обнаружено, что энергетическое разрешение спектрометра с ориентированным конвертером улучшается в 2 – 5 раз по сравнению с разрешением без конвертора и с разориентированным конвертером.
3. Разработаны и созданы каналы калибровочных квазимонохроматических электронных (позитронных) пучков, способных работать одновременно и независимо, и выведенного высокоинтенсивного электронного пучка на базе ускорителя С-25Р “Пахра” ФИАН.

РЕГИСТРАЦИЯ ФОТОНОВ И ЭЛЕКТРОНОВ СРЕДНИХ И ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ ДЕТЕКТОРОМ С ОРИЕНТИРОВАННЫМ КРИСТАЛЛИЧЕСКИМ КОНВЕРТОРОМ И ДЕТЕКТОРАМИ НА ОСНОВЕ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО И ЧЕРЕНКОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЙ

4. Получены характеристики калибровочных квазимонохроматических электронных (позитронных) пучков и выведенного высокоинтенсивного электронного пучка, созданных на базе ускорителя С-25Р “Пахра” ФИАН. Энергетический диапазон вторичных электронных пучков на основе магнитов СП-3 и СП-57 составил 5 - 100 МэВ и 20 - 300 МэВ, соответственно, а выведенного электронного пучка 200 – 500 МэВ. Относительное энергетическое разрешение вторичного электронного пучка (магнит СП-57) при $E = 280$ МэВ и медном конверторе 0.1 мм составил $\delta \sim 5\%$, в случае магнита СП-3 в диапазоне $E = 5 - 15$ МэВ составил $\delta \sim 9\%$, а в диапазоне $E = 15 - 100$ МэВ $\delta \sim 8\%$. Интенсивность обоих вторичных электронных пучков составила $I \sim 50$ $e^-/с$. Относительное энергетическое разрешение выведенного электронного пучка при энергиях $E = 200 - 500$ МэВ составила $\delta \sim 1\%$ при интенсивности $I \sim 10^3 - 10^{10}$ $e^-/с$.
- Созданные каналы вторичных электронных пучков по энергетическим характеристикам не уступают аналогичному каналу комплекса ВЭПП4 (ИЯИ им. Г.И. Будкера СО РАН) и способны формировать пучки с энергиями $E < 100$ МэВ.
5. Разработаны методы и устройства для применения в экспериментальной практике с целью получения экспериментальных результатов с большей эффективностью: метод определения энергетических характеристик электронного пучка с помощью легкого сцинтиллятора, прототип компенсатора магнитного поля, мониторы электронного и фотонного пучков на основе черенковского излучения, ливневой осевой спектрометр, метод изменения энергетического разрешения детектора за счет изменения эффективности регистрации частиц.
6. Разработаны, созданы, протестированы, эксплуатировались и эксплуатируются в экспериментальных установках сцинтилляционные детекторы различных конструкций, обеспечивающих более высокую эффективность и улучшенные энергетические характеристики по сравнению с ранее используемыми.

РЕГИСТРАЦИЯ ФОТОНОВ И ЭЛЕКТРОНОВ СРЕДНИХ И ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ ДЕТЕКТОРОМ С ОРИЕНТИРОВАННЫМ КРИСТАЛЛИЧЕСКИМ КОНВЕРТОРОМ И ДЕТЕКТОРАМИ НА ОСНОВЕ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО И ЧЕРЕНКОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЙ

Результаты диссертации опубликованы в 79 работах:

статьи в журналах перечня ВАК	– 30
статьи в журналах не входящих в перечень ВАК	– 32
препринты	– 10
доклады на конференциях	– 6
свидетельство об изобретении	– 1
Индекс Хирша	– 7

Журналы перечня ВАК (2025 г.):

ЖЭТФ	– 1
Письма в ЖЭТФ	– 7
Приборы и техника эксперимента	– 20
Ядерная физика и инжиниринг	– 2

Журналы, не входящие в перечень ВАК (2025 г.):

Nucl. Instr. Meth. in Phys Res.	– 3
Phys. Lett.	– 1
Физика элементарных частиц и атомного ядра	– 1
Краткие сообщения по физике ФИАН	– 25
Письма в журнал технической физики	– 1
Radiation Effects and Defects in Solids	– 1

РЕГИСТРАЦИЯ ФОТОНОВ И ЭЛЕКТРОНОВ СРЕДНИХ И ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ ДЕТЕКТОРОМ С ОРИЕНТИРОВАННЫМ КРИСТАЛЛИЧЕСКИМ КОНВЕРТОРОМ И ДЕТЕКТОРАМИ НА ОСНОВЕ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО И ЧЕРЕНКОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЙ

Благодарности

В заключении автор выражает благодарность руководителям ОЯИ ТОП ФИАН (ОФВЭ ФИАН) академику Нобелевскому лауреату док. физ.-мат. наук П.С. Черенкову, док. физ.-мат. наук Е.И. Тамму и канд. физ.-мат. наук А.И. Львову за постоянное внимание и содействие работам.

Особая благодарность моим учителям и научным руководителям док. физ.-мат. наук Б.Б. Говоркову, док. физ.-мат. наук В.И. Сергиенко и док. физ.-мат. наук Г.А. Соколу определившими интересы и дальнейшую научную деятельность.

Благодарность моим товарищам по многолетней работе в ОЯИ ТОП ФИАН (ОФВЭ ФИАН), без которых результаты исследований не были получены и диссертационная работа не была сделана: канд. физ.-мат. наук В.И. Алексееву, В.М. Алексееву, Л.А. Горбову, В.А. Дронову, В.В. Киму, А.В. Кольцову, И.В. Конорову, канд. физ.-мат. наук В. Куракину, В.М. Меженину, канд. физ.-мат. наук Е.И. Малиновскому, А. Нагуманову, Л.Н. Павлюченко, В.В. Полянскому, С.С. Сидорину, А.В. Тарасову, канд. физ.-мат. наук В.А. Хабло, Е.А. Хафизовой, сотрудникам НИЯУ МИФИ док. физ.-мат. наук Б.И. Лучкову, НПО “Энергия” док. техн.-мат. наук В.А. Тугаенко и ОИЯИ (Дубна) док. физ.-мат. наук Ю.Ф. Кречетову.

Особо искренняя признательность группе эксплуатации ускорителя ФИАН С-25Р “Пахра” Г.Г. Субботину, канд. физ.-мат. наук В.А. Карпову и С. Ралко за терпение и постоянную работу ускорителя.

Выражаю признательность за значительную техническую и моральную помощь в работе Г. Зачесову, А. Ким, Т. Ралко, В.А. и сотрудникам ИТЭФ А.А. Садовскому, ИЯИ РАН С.Н. Даньшину, сотруднику ОИЯИ док. физ.-мат. наук Ю.Ф. Кречетову.

РАЗВИТИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ МЕТОДОВ РЕГИСТРАЦИИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ СРЕДНИХ И ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Спасибо за внимание !