

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-523(10)-82

Р.О.АВАКЯН, А.Э.АВЕТИСЯН, А.А.АРМАГАНЯН,
Л.Г.АРУТЮНЯН, Г.А.ВАРТАПЕТЯН, С.Г.ГИНДОЯН,
С.С.ДАНАГУЛЯН, А.Н.ЛЕБЕДЕВ, Р.М.МИРЗОЯН,
Р.Ц.САРКИСЯН, С.П.ТАРОЯН

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ И МЕТОДИКА
ДЛЯ СОЗДАНИЯ И ИССЛЕДОВАНИЯ ПАРАМЕТРОВ
КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКИХ И ПОЛЯРИЗОВАННЫХ
ПУЧКОВ ФОТОНОВ ЕРЕВАНСКОГО СИНХРОТРОНА

ԵՐԵՎԱՆ 1982 ԵՐԵՎԱՆ

ЕФИ-523(10)-82

УДК.621.3.616

Р.О.АВАКЯН, А.Э.АВЕТИСЯН, А.А.АРМАГАНЯН,
Л.Г.АРУТКЯН, Г.А.ВАРТАПЕТИАН, С.Г.ГИНДОЯН,
С.С.ДАНАГУЛЯН, А.Н.ЛЕБЕДЕВ, Р.М.МИРЗОЯН,
Р.Ц.САРКИСЯН, С.П.ТАРСЯН

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ И МЕТОДИКА ДЛЯ СОЗДАНИЯ
И ИССЛЕДОВАНИЯ ПАРАМЕТРОВ КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКИХ И
ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПУЧКОВ ФОТОНОВ ЕРЕВАНСКОГО СИНХРОТРОНА

Описываются экспериментальное оборудование и методика для
создания и исследования параметров квазимонохроматических и
поляризованных пучков фотонов когерентного тормозного излуче-
ния на Ереванском электронном синхротроне.

Ереванский физический институт

Ереван 1982

BM-523(10)-82

**R.O.AVAKYAN, A.E.AVETISYAN, A.A.ARMAGANYAN,
L.G.HARUTUNYAN, H.A.VARTAPETYAN, S.G.GINDOYAN,
S.S.DANAGULYAN, A.N.LEBEDEV, R.M.MIRZOYAN,
R.TS.SARKISYAN, S.P.TAROYAN**

**EXPERIMENTAL EQUIPMENT AND TECHNIQUE
FOR ESTABLISHMENT AND INVESTIGATION
OF PARAMETERS OF QUASIMONOCHROMATIC
AND POLARIZED PHOTON BEAMS
AT YEREVAN SYNCHROTRON**

The experimental equipment and technique for the establishment and investigation of parameters of quasimonochromatic and polarized photon beams of coherent bremsstrahlung at the Yerevan electron synchrotron are described.

**Yerevan Physics Institute
Yerevan 1982**

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

БФИ-523(10)-82

Р.О.АВАКЯН, А.Э.АВЕГИСЯН, А.А.АРМАГАНЯН,
Л.Г.АРУТЮНЯН, Г.А.ВАРТАЩЕВЯН, С.Г.ГИНЦОЯН;
С.С.ДАНАГУЛЯН, А.Н.ЛЕБЕДЕВ, Р.М.МИРЗОЯН,
Р.Ц.САРКИСЯН, С.П.ТАРОЯН

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ И МЕТОДИКА ДЛЯ СОЗДАНИЯ
И ИССЛЕДОВАНИЯ ПАРАМЕТРОВ КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКИХ И
ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПУЧКОВ ФОТОНОВ ЕРЕВАНСКОГО СИНХРОТРОНА

Ереван 1982

Введение

Необходимость в проведении экспериментов по фоторождению элементарных частиц стимулировала создание пучков квазимонохроматических и поляризованных фотонов на Ереванском электронном ускорителе, используя когерентное тормозное излучение электронов высоких энергий на кристалле алмаза [1]. В настоящее время такие линейно поляризованные фотонные пучки успешно используются на разных ускорителях мира [2-8].

При создании методики получения и исследования параметров фотонных пучков когерентного тормозного излучения необходимо учитывать особенность электронных синхротронов. Последние в связи с возможностью медленного сброса электронного пучка на кристаллическую мишень (время сброса $\sim 2 + 3$ нс) позволяют использовать методику парного ζ - спектрометра для точной ориентировки кристаллического радиатора, для измерения энергетических спектров и поляризации фотонного пучка, для исследования ориентационных зависимостей выходов ζ -кван-

тов определенной энергии [9-13] .

Схема экспериментальной аппаратуры приведена на рис.1. В прямой секции между электромагнитами ускорителя помещен гониометр ГУ-1 с мишенями. Для вывода γ - пучков, в основном, применялся метод локального возмущения равновесной орбиты, так называемый метод "beam - bump" [14] . Пучок тормозных фотонов получается сбросом в момент вывода пучка ускоренных электронов на внутреннюю мишень.

Как известно, равновесная орбита в прямолинейном промежутке синхротрона с жесткой фокусировкой есть прямая, угол наклона которой к радиусу ускорителя зависит от структуры его кольцевого электромагнита. Электромагнит сильнофокусирующего Ереванского синхротрона выполнен по системе ФФДЦД, в которой прямолинейный промежуток без поля находится между одноименными полублоками. В этой системе промежутки не равноценны: отгибающая горизонтальных бетатронных колебаний имеет минимум в промежутках между Д-полублоками и максимум - в промежутках между Ф-полублоками (где и устанавливаются мишени). Поэтому траектория циркулирующих электронов в любом промежутке системы ФФДЦД есть почти прямая линия, перпендикулярная радиусу ускорителя.

Под действием системы локального возмущения орбиты траектории циркулирующих электронов в прямолинейном промежутке, оставаясь параллельными самим себе, смещаются по радиусу до тех пор, пока электроны не взаимодействуют с мишенью. Электроны, отдавшие некоторую долю своей энергии в виде γ - излучения, меняют орбиту (переходят на орбиту меньшего радиуса) и, пройдя один или несколько блоков, теряются на стенках вакуумной камеры.

Таким образом, в системе ФФДОД можно осуществить смещение выводимого γ - пучка параллельно самому себе, изменяя расстояние мишени от равновесной орбиты в прямолинейном промежутке. В случае толстых мишеней, когда эффективно работает только край мишени, преимущество системы ФФДОД не так заметно, но в случае тонких мишеней, когда работает вся ширина в радиальном направлении, параллельность траекторий электронов, пересекающих кристаллографический радиатор, существенна для получения малой суммарной первичной расходимости электронного пучка. А малая первичная расходимость играет важную роль для получения высокого когерентного эффекта с большой степенью монохроматичности и поляризации.

Пучок γ - квантов, возникающий в кристаллическом радиаторе, выходил из вакуумной камеры ускорителя и попадал на первый коллиматор K_1 , установленный на расстоянии 10,5 м от мишени. Затем фотонный пучок очищался от заряженных частиц очищающим магнитом OM_1 и проходил через окно бетонной защиты кольцевого зала ускорителя в промежуточный отсек между кольцевым и экспериментальными залами. Здесь пучок коллимировался вторично, очищался с помощью магнита OM_2 и через γ - провод выходил в экспериментальный зал. Очищенный и коллимированный пучок попадал на конвертор парного γ - спектрометра. В качестве конверторов использовались аморфные фольги и кристаллические пластинки, толщина которых $\sim 10^{-3} + 10^{-2}$ радиационных длин. Кристаллические пластинки помещались в дистанционно-управляемую гониометрическую систему ГУ-2. Рожденные в конверторе электронно-позитронные пары отклонялись магнитным полем и регистрировались сцинтилля-

ционными счетчиками Se^+ и Se^- , включенными на совпадение. Затем фотоны попадали в квантометр Вильсона Q_2 , с помощью которого измерялась интегральная интенсивность пучка. На независимом γ -канале был установлен другой квантометр Q_1 , служащий дополнительным монитором. Почти вся трасса γ -пучка от гониометра до квантометра проходила через вакуум-провод.

I. Мишени

В качестве мишеней IV-I использовались кристаллические и аморфные радиаторы. Аморфными радиаторами служили вольфрамовые пластинки толщинами 0,5 мм и 0,3 мм.

Кристаллическими радиаторами служили алмазные пластинки. Как известно, кристаллы алмаза совершенны, имеют плотную упаковку и высокую дебаевскую температуру. Исходным материалом для наших алмазных пластинок служил естественный монокристалл алмаза весом 17 карат. Из этого монокристалла были вырезаны пластинки в виде параллелепипедов разных ориентаций и размеров. Размеры пластинок, ориентации, углы многократного рассеяния (для аморфного углерода) приведены в табл. I.

Кристаллы ориентации (110) использовались для получения наибольшей интенсивности тормозного излучения. В них большая грань совпадает с кристаллической плоскостью (110), составленной осями $[\bar{1}\bar{1}0]$ и $[001]$. Наименьшее ребро совпадает с осью $[110]$.

Кристаллы ориентации (001) использовались для получения пучков γ -квантов с взаимно перпендикулярными векторами поляризации $[13]$.

Таблица I

Мишени	Размер мм ³	Толщина (рад.дл.)	Угол много- кр.расс. (мрад)	Ориента- ция
Пластина I	2x5x10	$1,57 \cdot 10^{-2}$	0,444	$\vec{b}_1 = [110]$, $\vec{b}_2 = [1\bar{1}0]$, $\vec{b}_3 = [001]$
Пластина II	0,3x5x10	$2,35 \cdot 10^{-3}$	0,162	$\vec{b}_1 = [110]$ $\vec{b}_2 = [001]$ $\vec{b}_3 = [1\bar{1}0]$
Пластина III	0,08x4x9	$6,25 \cdot 10^{-4}$	0,08	$\vec{b}_1 = [110]$ $\vec{b}_2 = [001]$ $\vec{b}_3 = [1\bar{1}0]$
Пластина IV	0,1x1x9	$7,81 \cdot 10^{-4}$	0,090	$\vec{b}_1 = [100]$ $\vec{b}_2 = [011]$ $\vec{b}_3 = [0\bar{1}1]$

Для получения поляризованных фотонов предельной энергии синхротрона использовался монокристалл корунда (Al_2O_3) [11]. Кристалл имел форму шестигранной призмы, ширина грани II мм, высота призмы 30 см.

Для всех пластинок точность среза, т.е. совпадение заданных кристаллографических осей с ребрами пластинок, проверялась рентгеноскопически с помощью лауэграмм и находилась в пределах $\pm 30''$.

2. Гониометрические установки

Для исследования характерных зависимостей, связанных с ориентацией монокристаллических мишеней относительно электронного и фотонного пучков, нами применялись три гониометрические системы.

Первая - ГУ-1 - для получения квазимонохроматического поляризованного фотонного пучка, используя когерентное тормозное излучение электронов на кристалле алмаза. Для измерения поляризации фотонных пучков методом когерентного рождения электронно-позитронных пар в кристаллах использовалась гониометрическая система ГУ-2. И, наконец, для получения поляризованных фотонов предельной энергии ускорителя применялась гониометрическая система ГУ-3.

С помощью гониометра ГУ-1 (рис.2) проводилась ориентация монокристаллической алмазной пластинки под электронным пучком. Мишень, смонтированная в гониометр, могла вращаться в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Область изменения углов вращения вокруг вертикальной и горизонтальной осей составляла $\pm 6^\circ$. Углы фиксировались с точностью $\pm 4 \cdot 10^{-5}$ рад. Кристалл в держателе гониометра закреплялся таким образом, чтобы оси вращения гониометра по возможности совпадали с главными кристаллографическими осями. Отсчет углов вращения производился с помощью системы сельсин-датчик и сельсин-приемник, связанный с механическим счетчиком. Кроме того, держатель гониометра, на котором могут быть установлены четыре сменные мишени, двигался в плоскости, перпендикулярной импульсу электрона. Это дает возможность правильно установить кристалл относительно центра тяжести пучка электронов в ускорителе. Все движения кристалла осуществлялись дистанционно с пульта управления.

Гониометр ГУ-2, предназначенный для ориентации тонких монокристаллов под фотонным пучком, имел три независимые оси вращения: вокруг вертикальной и горизонтальной осей, а также вращение вокруг оси пучка. В случае необходимости кристаллическая

мишень могла быть убрана с трассы γ - пучка и заменена аморфным конвертором. Пределы вращений кристалла вокруг вертикальной и горизонтальной осей составляют $\pm 6^\circ$. Точности установки кристаллической пластинки под фотонным пучком следующие: вокруг вертикальной оси $\pm 0,12$ мрад, вокруг горизонтальной оси $\pm 0,14$ мрад. Установка кристалла вокруг оси пучка фиксировалась в положениях "0°", "90°" и "270°" с точностью $\pm 1^\circ$. Все движения также осуществлялись дистанционно. Отсчет углов производился с помощью сельсиновых датчиков, жестко связанных с механическими счетчиками. Схема гониометрической системы ГУ-2 показана на рис.3.

Гониометрическая система ГУ-3, предназначенная для ориентации толстых монокристаллов под фотонным пучком, собрана на базе гониометра ГУР-4, предназначенного для рентгеноструктурных исследований. Гониометр имеет три независимых оси вращения: вокруг вертикальной и горизонтальной осей, а также вокруг оси пучка. Гониометрическая система ГУ-3 давала возможность поворачивать кристалл вокруг вертикальной оси в пределах $\pm 10^\circ$ с точностью $\pm 0,3$ мрад, а вокруг горизонтальной оси - $\pm 8^\circ$ с точностью $\pm 0,4$ мрад и вокруг оси пучка в пределах $\pm 75^\circ$ с точностью $\pm 1,0$ мрад. Гониометрическая система имела дистанционное управление. Отсчет углов проводился так же, как и в описанных выше гониометрических системах. В отличие от предыдущих гониометрических систем он находился вне вакуума. Схема гониометра показана на рис.4. Предъявленные критерии точности в данном случае еще меньше, чем в предыдущих случаях. Вызвано это тем, что для случая получения поляризованного пучка предельной энергии электронного синхротрона методом селективного поглощения неполяризованных фотонов, исследуются инициальные по $Y = E_{+-}/K$ эффекты.

Для точной установки мишеней под пучок сбрасываемых электронов предусмотрен механизм радиального движения кристаллов. Отсчет производился с помощью винта, на котором нанесены риски. Точность установки 0,1 мм. Для наблюдения за всеми движениями предусмотрена телевизионная передающая приемная установка.

Градировка гониометров выполнялась в лабораторных условиях с целью определения следующих параметров:

1. Точность установки необходимого угла поворота кристалла.
2. Цена деления счетчика угла поворота в диапазоне углов вращения гониометра.
3. Постоянство цены деления по всему диапазону углов вращения.

Для измерения углов поворота обоймы кристаллодержателя использовался теодолит ТБ-1 с точностью установки ~ 1 с. Градировка производилась с помощью зеркала, установленного в обойме кристаллодержателя и теодолита. Такие ошибки, как несовпадение плоскости зеркала с осью вращения гониометра и т.д. не превышали 0,1%. Измерения показали, что цена делений счетчика поворотов гониометра ГУ-1 соответствует $4 \cdot 10^{-5}$ рад, а точность установки угла ± 2 с.

3. Парный спектрометр

Для исследования спектров тормозного излучения электронов высоких энергий в аморфных и кристаллических радиаторах был сконструирован и изготовлен парный χ - спектрометр, аналогичный описанным в работах [15,16].

Парный χ - спектрометр был сконструирован на основе стандартного магнита СП-57 с прямоугольными полюсами размерами

130 x 40 см² с зазором 8 см.

С помощью датчика Холла были измерены распределения напряженности магнитного поля для значений тока магнита J_m , равных 250 А, 500 А. Для каждого значения тока измерения проводились в 15000 точек с ошибками не более 1,0%. Измерения проводились в области, охваченной прямоугольником длиной 205 см вдоль направления ζ - квантов (направление оси Y) и шириной 38 см в перпендикулярном направлении (направление оси X). На рис.5 приведены изменения значений напряженности поля $B(X, Y)$ в медианной плоскости магнита вдоль координатных осей для двух значений J_m (250 А, 500 А). Начало отсчета совпадает с центром магнита. На рис.6 приведена зависимость напряженности магнитного поля от тока магнита для точек $X = 0$, $Y = 0$.

Спектрометр имел вакуумную камеру, помещенную в магнитном поле. Внутри камеры помещались сменные конверторы различных толщин (алюминиевые фольги 18 мкм и 110 мкм), установленные от края магнита вовнутрь на расстоянии 15 см. В случае необходимости с камерой спектрометра могла сочленяться гониометрическая система ГУ-2, предназначенная для измерения поляризации фотонного пучка.

Электронно-позитронные пары, рожденные в конверторе, отклонялись магнитным полем и через выходное окно вакуумной камеры попадали на сцинтилляционные счетчики. На электронном и позитронном плечах ζ - спектрометра располагалось два телескопа, каждый из которых состоял из четырех сцинтилляционных счетчиков (ближние и дальние от оси ζ - пучка телескопы). Выбор положения счетчиков телескопов был сначала сделан из расчетных данных. Расчет траекторий электронно-позитронных пар производил-

ся на основе снятых карт распределения напряженности магнитного поля с помощью уравнения движения заряженной частицы в магнитном поле по методу Рунге-Куты. Затем положение счетчиков было проверено экспериментально "методом токовой нити под напряжением" [17]. Эти измерения выявили следующее: для данных траекторий расчетные значения импульсов отличаются от экспериментально измеренных с максимальной ошибкой менее 2%. Сравнения проводились для пяти траекторий, соответственно, при токе магнита спектрометра 250 А и 500 А. Средняя погрешность определения импульса "методом нити" для ближних телескопов $\delta P/P = \pm 0,63\%$, для дальних телескопов $\delta P/P = \pm 0,29\%$. Так как распределения напряженности магнитного поля, на основе которых получались расчетные данные, измерялись с ошибкой 1,0%, то результаты обоих методов хорошо согласуются.

Функция разрешения парного спектрометра, определяющая вероятность регистрации фотонов $W(\Delta K/K)$ с относительным отклонением энергии $\Delta K/K$, зависит от ширины счетчиков, углов рождения и рассеяния пары в конверторе. На рис.8 приведены функции разрешения для ближних и дальних телескопов, когда парный спектрометр настроен на энергию γ -квантов $K = 1,5$ ГэВ. На кривой функции разрешения полуширина на полувысоте есть энергетическое разрешение парного спектрометра. На рис.9 приведены кривые зависимостей энергетического разрешения парного спектрометра от энергии регистрируемых фотонов.

При измерениях интенсивность фотонного пучка поддерживалась на таком уровне, чтобы число случайных совпадений не превышало 10%-20% от истинного числа. Число случайных совпадений определялось введением временной задержки между каналами теле-

скопов (блок-схема электроники приведена на рис.10).

Эффективность регистрации $V(K)$ отличается от единицы вследствие наличия естественного угла рождения пары, многократного рассеяния в первом счетчике, из-за которого электроны или позитроны не попадают на второй счетчик.

Выполненные расчеты на ЭВМ показали, что, начиная с 1 ГэВ отличие эффективности от единицы меньше 10%, с 1,5 ГэВ - меньше 2% и начиная с 2,2 ГэВ эффективность можно считать 100%.

Эффективность парного спектрометра также определялась сравнением теоретического спектра с экспериментально измеренным. Сшивка спектров производилась по высокоэнергетичной части. На рис.11 и 12 приведены графики измеренного спектра тормозного излучения на аморфной мишени и рассчитанных значений функции эффективности, соответственно.

4. Фотонный пучок

Пучок γ - квантов, полученный в результате тормозного излучения электронов на кристаллических или аморфных радиаторах, формировался двумя коллиматорами K_1 и K_2 (рис.1). Коллиматоры представляли собой стальные блоки длиной 1 м, в которые вставлялись вкладыши с разными поперечными размерами отверстий. Коллимационный угол был обусловлен размерами первого коллиматора, второй коллиматор служил для очистки γ - пучка от ореола из фоновых частиц. В экспериментах, в основном, использовались вкладыши с коллимационными углами 0,06; 0,16; 0,33 мрад.

Все узлы экспериментального оборудования, находящиеся на трассе γ - пучка, устанавливались с помощью геодезических измерений, используя лазер или теодолит. Точность установки

$5 \cdot 10^{-5}$ рад.

В экспериментах трассировка фотонного пучка осуществлялась с помощью радиального движения радиаторов и изменением силы локального возмущения равновесной орбиты ускоренных электронов. При этом координаты центра тяжести пучка исследовались фотографированием профиля γ - пучка на разных участках трассы.

Для непрерывного контроля за местоположением ядра фотонного пучка в горизонтальной плоскости было создано устройство, состоящее из пластического сцинтилляционного счетчика (размеры сцинтиллятора (1 x 4 x 8) мм³), дистанционно управляемой тележки и пульта управления (рис.13). Тележка, на которой был закреплен сцинтилляционный счетчик, была установлена в кольцевом зале ускорителя перед первым коллиматором и могла двигаться перпендикулярно к оси пучка фотонов с шагом 0,1 мм и со скоростью 34 мм в минуту. Сельсиновый датчик обеспечивал вывод информации о местоположении счетчика на пульт управления. Счетчиком регистрировались электроны и позитроны, образованные как в окне вакуум-провода из нержавеющей стали толщиной 50 мкм, так и в самом сцинтилляторе (размер сцинтиллятора вдоль пучка 4 мм).

На рис.14 приведены результаты двух измерений профиля пучка в горизонтальной плоскости. Как видно из рисунка, центр тяжести пучка смещен от оси в первом случае $\Delta R = 1$ мм (сплошная кривая) и во втором случае $\Delta R = 0,5$ мм в другую сторону (пунктирная кривая).

Такая методика позволяет установить местонахождение центра тяжести фотонного пучка с точностью до нескольких десятых долей миллиметра. Однако, здесь трудно получить достоверную информа-

цию о структуре профиля пучка, поскольку счетчик работал в условиях сильных фоновых загрузок кольцевого зала.

Для измерения интегральной интенсивности фотонного пучка служил квантометр Вильсона. Он состоял из многопластинчатой ионизационной камеры с медными электродами и интегратора, связанного с пересчетным прибором.

Квантометр был заполнен смесью газов h_2 (80%) и CO_2 (20%) до давления 800 мм рт.ст. при комнатной температуре. В качестве рабочего напряжения, прикладываемого к пластинкам, было выбрано 200 В на пологой части счетной характеристики квантометра.

Фотонный пучок, попадая на квантометр, создавал ионизационный ток, прямо пропорциональный поглощенной энергии фотонов.

$$E_{пол} = \int_0^{E_0} k \frac{dn}{dk} dk = Q_{эфф} \cdot E_0$$

По показаниям пересчетного прибора, связанного с квантометром, можно было определить $Q_{эфф}$. Для нашего квантометра

$$Q_{эфф} = \frac{N \cdot 3.1 \cdot 10^6}{E_0 (\text{ГэВ})}$$

где N — число отсчетов пересчетного прибора в секунду.

Авторы выражают благодарность В.Г.Богданову и С.А.Галумяну за изготовление и наладку гониометрических систем.

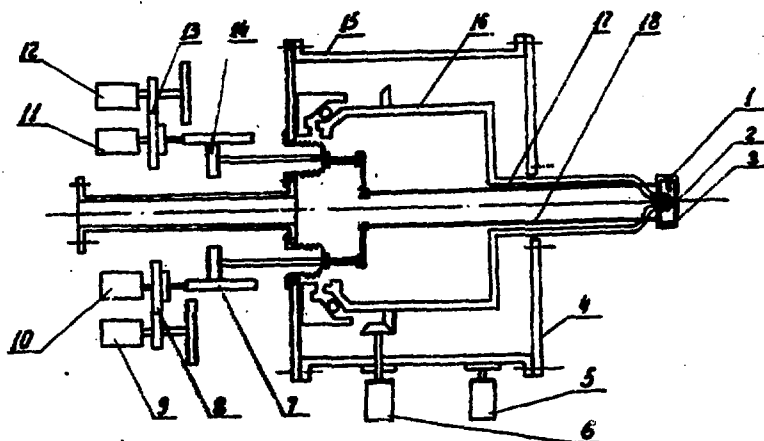


Рис.3 Схема гониметрической установки IV-2:

1,8,15 - двигатель; 2 - рама; 3,14 - червячная пара; 4 - кристаллодержатель; 5,7,16 - сельсин-датчик; 6 - рама; 9,10,13,17 - редукционная пара, 11 - внешнее колесо; 12 - внутреннее колесо.

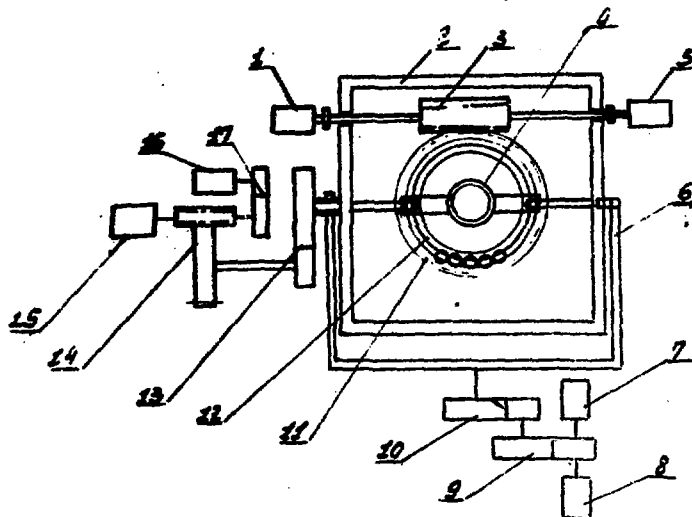


Рис.4 Схема гониметрической установки IV-3:

1 - мишень; 2 - внешняя рама; 3 - внутренняя рама; 4 - фланец; 5,6,9,12 - двигатель РД-09; 7,14 - червячная пара; 8,13 - редуктор; 10,11 - сельсин-датчик; 15 - вакуумная камера; 16 - барабан; 17,18 - штанга.

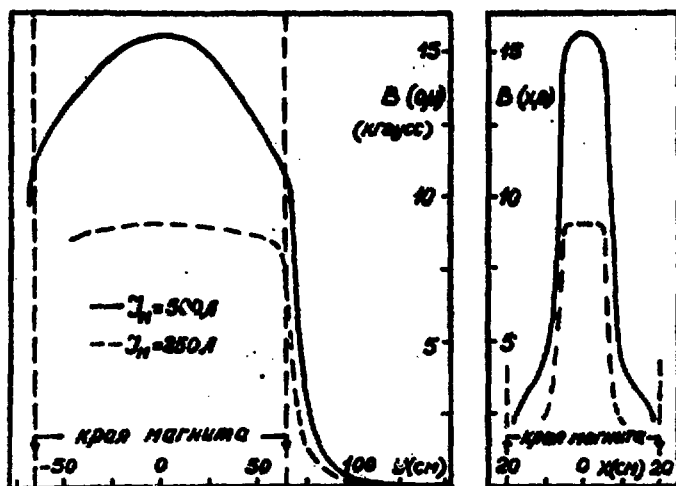


Рис. 5 Кривая изменения напряженности магнитного поля вдоль координатных осей.

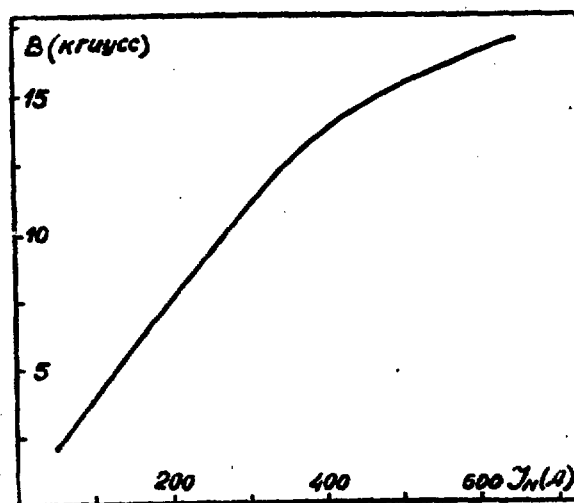


Рис. 6 Зависимость напряженности магнитного поля от тока магнита

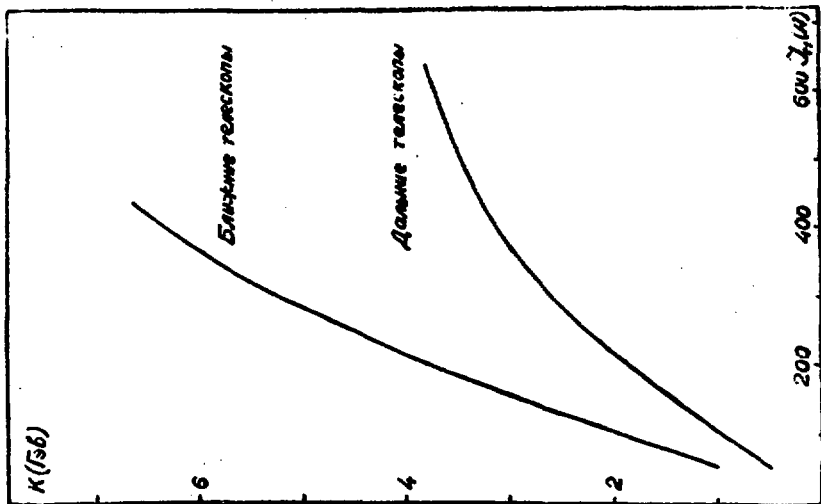


Рис. 7 Энергетический интервал, захваченный ближними и дальними телескопами в зависимости от тока магнита.

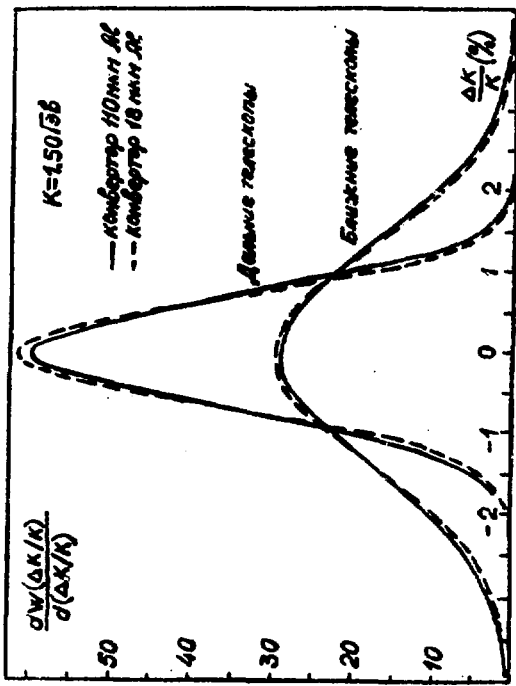


Рис. 8 Функция разрешения для ближних и дальних телескопов.

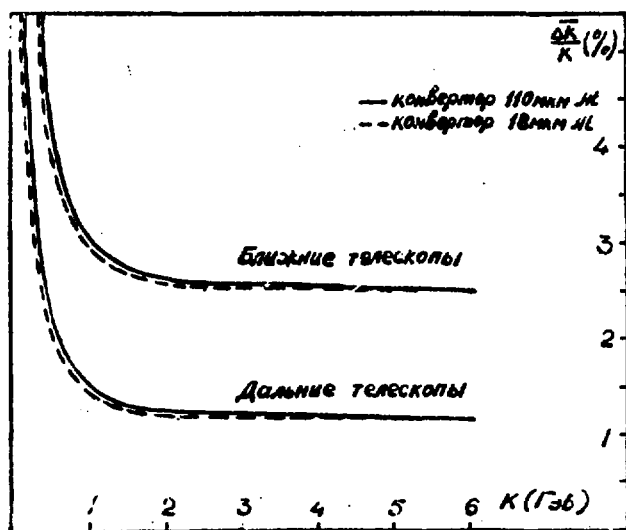


Рис.9 Зависимость энергетического разрешения парного спектрометра от энергии регистрируемых фотонов.

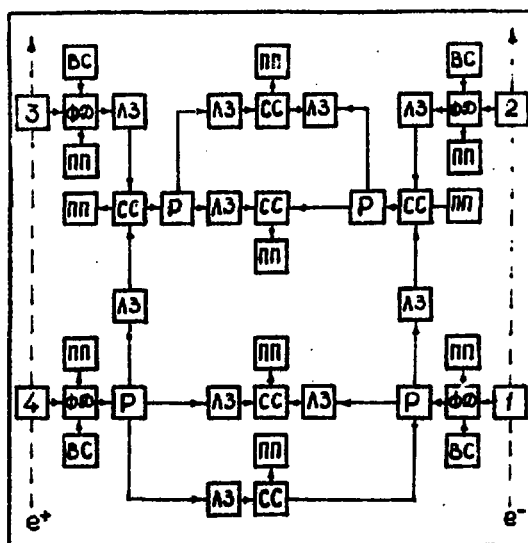


Рис.10 Блок-схема электроники: ФД - формирователь-дискриминатор, ЛЗ - линия задержки, СС - схема совпадения, Р - разветвитель, ПП - пересчетный прибор, ВС - воротный сигнал.

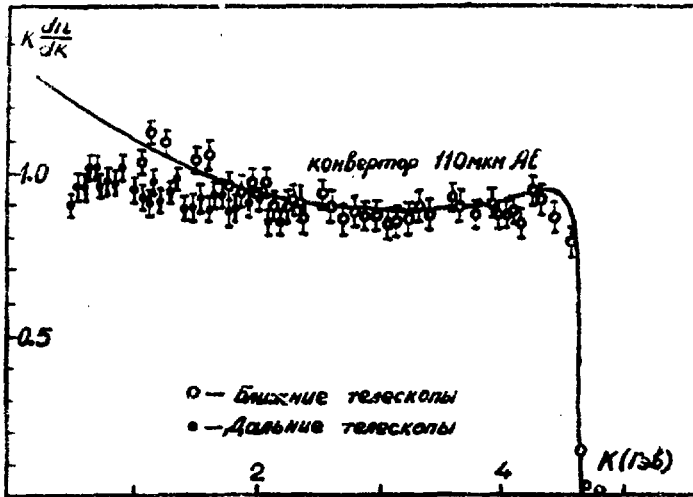


Рис.11 Энергетический спектр излучения электронов на аморфном радиаторе. Сплошная кривая - теоретический расчет.

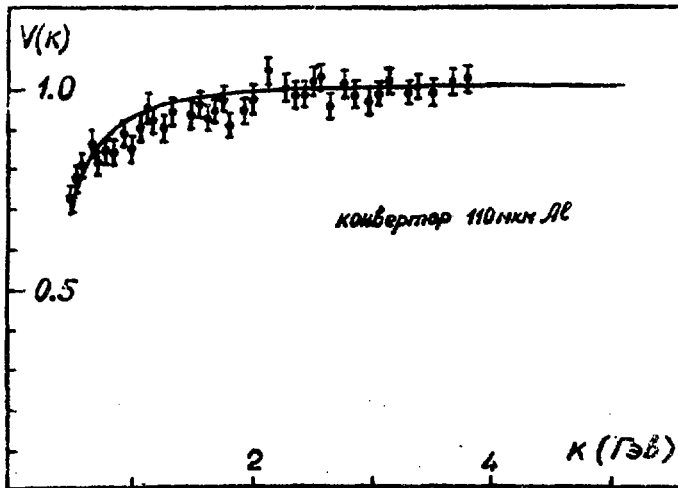


Рис.12 Функция эффективности парного спектрометра.

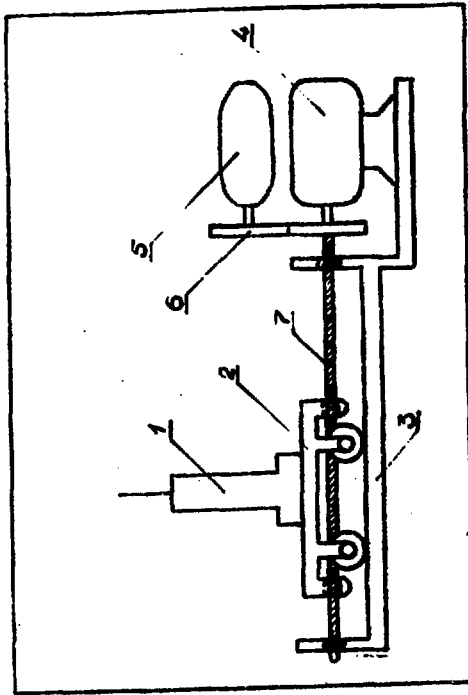


Рис.13 Схема устройства для контроля

профиля фотонного пучка:

- 1 - сцинтиляционный счетчик, 2 - тележка,
- 3 - основание, 4 - двигатель, 5 - сельсин-
- датчик, 6 - редуктор, 7 - ведущий винт.

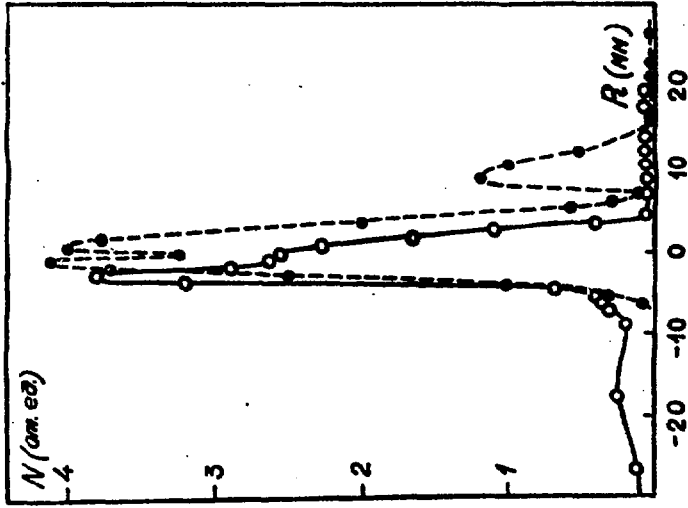


Рис.14 Результаты двух измерений
профиля пучка в горизон-
тальной и оскости.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Авакян Р.О., Армаганян А.А., Арутюнян Л.Г. и др. Квазимонохроматический поляризованный пучок фотонов. Труды Международной конференции по аппаратуре в физике высоких энергий. Дубна, 1971, М.: Атомиздат, 1972, с.746-754.
2. Barbiellini G., Bologna G., Diambri G., Murtas G.P. Production of a Quasi-Monochromatic γ -Ray Beam from Multi-GeV Electron Accelerators.-Phys.Rev.Lett., 1962, vol.8, p.112-113
3. Griegee G., Luts G., Schulz H.D. et al. Polarization Measurements of the 6 GeV Coherent Bremsstrahlung from the Hamburg Electron Synchrotron.-Phys.Rev.Lett., 1966, vol.16, p.1031-1033.
4. Kifune T., Kimura Y., Kobojashi M. et al. Coherent Bremsstrahlung from Si-Single Crystal.-J.Phys.Soc.Jap., 1966, vol.21, p.1905-1914.
5. Жебровский Ю.В., Колесников Л.Я., Мирошниченко И.И. и др. Квазимонохроматические поляризованные фотоны линейного ускорителя ФТИ АН УССР. Препринт ХФТИ № 329, Харьков, 1968.
6. Кузнецов В.М., Стуков О.И., Репенко Е.В., Сертаков Ю.И. Фоторождение π^+ - мезонов поляризованными фотонами. Письма в ЖЭТФ, 1969, т.10, с.273-275.
7. Schwitters R., The SLAC Coherent Bremsstrahlung Facility. SLAC-TN-70-32.Stanford, 1970; SLAC USERS HANDBOOK, 1971, p.51.
8. Jackson A. The NINA Polarized Photon Beam.-Nucl.Instr. and Methods, 1975, vol.129, p.73-83.

9. Авакян Р.О., Армаганян А.А., Арутюнян Л.Г. и др. Исследование когерентного тормозного излучения на кристалле алмаза. Изв.АН АрмССР, Физика, 1971, т.6, с.138-141.
10. Авакян Р.О., Армаганян А.А., Арутюнян Л.Г. и др. Измерение поляризации фотонного пучка Ереванского электронного ускорителя. Изв.АН Арм.ССР, Физика, 1974, т.9, с.252-255.
11. Авакян Р.О., Армаганян А.А., Арутюнян Л.Г. и др. Получение и исследование поляризованного фотонного пучка предельной энергии Ереванского ускорителя. Изв.АН Арм.ССР, Физика, 1975, т.10, с. 423-426.
12. Авакян Р.О., Армаганян А.А., Арутюнян Л.Г. и др. Исследование ориентационной зависимости выхода тормозных фотонов предельной энергии в кристаллах.- Письма в ЖЭТФ, 1975, т.21, в.7, с.451-453.
13. Авакян Р.О., Армаганян А.А., Арутюнян Л.Г. Получение фотонных пучков с взаимно перпендикулярными векторами поляризации одинаковой интенсивности и с одинаковой степенью поляризации. Изв.АН Арм.ССР, Физика, 1975, т.10, с.61-63.
14. Averill R.G., Beam-Bump Method of Target Engagement.-IEEE Transaction on Nuclear Science, 1965, NS-12,N.3,p.899-904
15. Bologna G., Diambrini G., Toschi R. et al. A Pair Spectrometer for Energies up to 2 GeV.- Nucl.Instr. and Methods, 1961, vol.12,p.263-277.
16. Shultz G.D. Strahlungs correcturen zu Bremsstrahlung and Parerzeugung bei Hohen Energien.-Hamburg,1966,16p. Preprint DESY, 66/16.

17. Козодаев М.С., Тяпкин А.А. Определение траекторий заряженных частиц в магнитном поле с помощью натянутого гибкого проводника с током. ПТЭ, 1956, № 1, с.21-25.

Рукопись поступила 23 декабря 1981 г.

Редактор Л. П. Мукаян

Тех. редактор А. С. Абрамян

Заказ I46

ВФ-03686

Тираж 299

Препринт БФИ

Формат издания 60x84/16

Подписано к печати 6/IV-82г. 1,5 уч. изд. л. Ц. 10 к.

Издано Отделом научно-технической информации
Ереванского физического института, Ереван-36, пер. Маркаряна 2