ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Р.О.АВАКЯН, Э.О.АВАКЯН, А.В.АГАРОНЯН, Р.Б.АЙВАЗЯН,
Г.А.АВДАЛЯН, А.Э.АВЕТИСЯН, А.А.АРМАГАНЯН, Р.А.АСАТРЯН,
Г.А.ВАРТАПЕТЯН, В.Г.ГАВАЛЯН, С.Г.ГИНДОЯН, С.С.ДАНАГУЛЯН,
В.С.ЕГАНОВ, А.Г.ИСКАНДАРЯН, О.С.КИЗОГЯН, Э.М.МАТЕВОСЯН,
Р.М.МИРЗОЯН, К.М.ОГАНЕСЯН, М.А.ОГАНЕСЯН, Ж.В.ПЕТРОСЯН,
И.П.ПРОХОРЕНКО, Р.Ц.САРКИСЯН, Ю.Г.САРКИСЯН, А.В.СЕВОЯН,
Ю.З.СУКИАСЯН, С.П.ТАРОЯН, К.К.ШИХЛЯРОВ, Г.М.ЭЛБАКЯН

УГЛОВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОЛНОГО СБРОСА ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ В ТОЛСТЫХ МОНОКРИСТАЛЛАХ АЛМАЗА

ЦНИИатоминформ

ЕРЕВАН-1985

© Центральный научно-исследовательский институт информации и технико-экономических исследований по атомной науке и технике (ЦНИИатоминформ) 1985г

ЕФИ-826(55)-85

УДК 539.124.1[illegible]

Р.О.АВАКЯН, Э.О.АВАКЯН, А.В.АГАРОНЯН, Р.Б.АЙВАЗЯН,
Г.А.АВАГЯН, А.Э.АВЕТИСЯН, А.А.АРМАГАНЯН, Р.А.АСАТРЯН,
Г.А.БАРТАШЕВИЧ, Э.Г.БАБАЛЯН, С.Г.ГИНЦОЯН, С.С.ДАНАГУЛЯН,
Э.Г.[illegible], А.Г.[illegible]ЯН, С.С.[illegible]ЯН, Э.М.[illegible],
Р.М.[illegible], С.М.[illegible]ЯН, М.А.[illegible], [illegible],
[illegible], Р.М.[illegible], [illegible], [illegible],
[illegible], С.А.[illegible], [illegible], [illegible]

УГЛОВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОЛНОГО СБРОСА ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ В ТОНКИХ МОНОКРИСТАЛЛАХ АЛМАЗА

Приведены предварительные результаты эксперимента по измерению угловой зависимости полного сброса энергии электронов в монокристаллах алмаза в режиме каналирования.

Ереванский физический институт

Ереван 1985

ЕФИ-828(55)-85

A.V.AHARONYAN, R.B.AIVAZYAN, A.A.ARMAGANYAN, R.A.ASATRYAN,
S.[illegible].AVAKYAN, R.[illegible].AVAKYAN, G.A.AVDALYAN, A.E.AVETISYAN,
V.S.GAVALYAN, S.G.GYNDOYAN, S.S.DANAGULYAN, V.S.EGANOV,
[illegible].ELBAKYAN, A.G.ISKANDARYAN, O.S.KIZOGYAN, E.M.MATEVOSYAN,
[illegible]YAN, K.M.OGANESYAN, M.A.OGANESYAN, ZH.V.PETROSYAN,
[illegible] P.PROKHORENKO, R.TS.SARKISYAN, YU.G.SARKISYAN, A.V.SEVOYAN,
[illegible] K.CHIKHLYAROV, YU.Z.SUKIASYAN, S.P.TAROYAN, H.A.VARTAPETYAN

ANGULAR DEPENDENCE OF ELECTRON ENERGY TOTAL YIELD IN THICK DIAMOND MONOCRYSTALS

Preliminary results of the experiment on measurement of angular dependence of electron energy total yield in diamond monocrystals under channeling regime are reported.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1985

Экспериментальные исследования, посвященные каналированию электронов и позитронов в монокристаллах, показали существенное возрастание спектральной плотности излучения в области низких энергий. Теоретически этот вид излучения предсказан в работе [I] . Большой интерес представляет вопрос направленности и угловой плотности излучения при осевом и плоскостном каналировании электронов и позитронов.

Данная работа посвящена исследованию угловых плотностей излучения электронов в кристаллах алмаза разных толщин. В эксперименте измерены угловые распределения полного выхода излучения электронов в кристаллах алмаза двух толщин - I и I,7 мм в режиме плоскостного, осевого каналирования и разориентированном кристалле толщиной в I мм, а также в графитовой мишени толщиной 2,6 мм (что эквивалентно по радиационной длине кристаллу алмаза толщиной в I,7 мм). Получены кривые зависимости угловой плотности излучения от угла вылета фотона.

Обе кристаллические мишени имели ориентацию (I00). Исследования выполнены на выведенном электронном пучке с энергией

[illegible] синхротрона [2].

[illegible] электронов с расходимостью 5 · [illegible]$^{-5}$ рад попадает на [illegible] кристаллическую (или аморфную) мишень, установленную в дистанционно управляемую гониометрическую систему ГУ (рис.1). Размеры пучка на мишени составляют 2 х 2 мм.

Точность ориентации кристаллической мишени под пучком равна [illegible] · [illegible]$^{-5}$ рад. Излученные фотоны вместе с электронами проходят через магнитное поле мониторного спектрометра (МС), где происходит отделение электронов от фотонов. Электроны регистрируются системой многопроволочных пропорциональных камер (МПК) и сцинтилляционным телескопом (СТ). Энергетический диапазон регистрируемых электронов простирается от 1,5 до 4,5 ГэВ, соответственно - регистрируемые фотоны имеют энергию до 3 ГэВ. Фотонное плечо состоит из трех пропорциональных камер с координатным разрешением ±1 мм и спектрометра полного поглощения на основе кристалла NaJ(Tl)[3]. Первая камера включена в режиме антисовпадения и служит для отсечения заряженного фона. Перед второй камерой на расстоянии 2 мм от регистрирующего электрода установлен медный конвертор толщиной в 1 мм, в котором около 4% от полного числа фотонов преобразуется в электрон-позитронные пары, которые далее регистрируются второй и третьей пропорциональными камерами и спектрометром NaJ. Вторая камера расположена на расстоянии 10 м от мишени. Точность определения углов вылета фотонов равна в среднем ±0,1 мр.

Информация с экспериментальной установки, включающая координаты электрон-позитронной пары и отклоненного электрона, а также энергию фотона, через автоматизированную систему КАМАК-

[illegible] начальной энергии электронов $dW/d\theta$ [illegible] интенсивность излучения в телесный угол с плоскими углами, равными $\pm\theta$. На рис.2 изображены кривые угловых зависимостей интегральных выходов излучения (полного сброса энергии электрона) в аморфной мишени (кривая I) и в кристаллах алмаза при разных ориентациях (кривая 2 – случай разориентированного кристалла толщиной I мм, кривые 3 и 4 соответствуют плоскостному и осевому каналированию электронов в кристалле толщиной I мм, кривые 5 и 6 – плоскостному и осевому каналированию электронов в кристалле толщиной I.7 мм, соответственно). Ошибки экспериментальных точек, приведенные на рисунке, являются статистическими. Кривые проведены по экспериментальным точкам.

На рис.3 те же кривые представлены в единицах максимального интегрального выхода, вычисленного отдельно для каждой кривой $\eta_i = \eta_i(\theta)/\eta_i$ (I мр) Такое представление облегчает сравнение угловых распределений интегральных выходов.

На рис.3 можно проследить следующие закономерности в поведении кривых.

Рассмотрим кривые I и 2, соответствующие угловым распределениям интегральных выходов излучения электрона в аморфной мишени и разориентированном кристалле, соответственно.

Характерный угол излучения в этом случае складывается из среднеквадратичного угла многократного рассеяния электрона до

излучения $\langle \theta_\mu \rangle$ и среднего угла эмиссии фотона $\langle \theta_\gamma \rangle$ при больших энергиях начального электрона и излученного фотона $E_e, \omega \gg m_e$ излучение сосредоточено, в основном, в узком конусе с углом раствора

$$\langle \theta_\gamma \rangle \sim \frac{m_e}{E_e},$$

где m_e - масса электрона.

Среднеквадратичный угол многократного рассеяния электрона равен [5]

$$\langle \theta_\mu \rangle = \frac{14,1}{E_e} \sqrt{t} \left(1 + \frac{1}{9} \log t\right),$$

где t - толщина радиатора в радиационных длинах.

Тогда характерный угол излучения выражается через $\langle \theta_\mu \rangle$ и $\langle \theta_\gamma \rangle$ следующим образом

$$\langle \theta \rangle = \sqrt{\langle \theta_\mu \rangle^2 + \langle \theta_\gamma \rangle^2}.$$

В нашем случае характерный угол для графитовой мишени равен 0,32 мр , а для разориентированного алмаза толщиной I мм - 0,24 мр.

Из рассмотренных кривых I и 2 на рис.3 можно заметить, что в телесные углы с растворами 0,32 и 0,24 мр , соответственно, излучается более 60% полной энергии излучения, как и следовало ожидать.

Интересная закономерность наблюдается в поведении кривых 3 - 6 на рис.3 , соответствующих разным ориентациям кристаллов. В случае плоскостного каналирования электронов (кривые 3,5) излучение происходит в узком конусе с полярным углом, меньшим среднего угла многократного рассеяния электронов в соответствующей мишени. Этот факт однозначно можно трактовать как след-

[illegible]тже уменьшения среднего угла многократного рассеяния электронов при плоскостном каналировании их в кристалле. Качественным объяснением этого явления можно считать, что при плоскостном каналировании электроны больше времени проводят между атомными плоскостями, где отсутствуют центры рассеяния. Сужение углового распределения излучения электронов при плоскостном каналировании наблюдено также в работе [3].

[illegible], соответствующие [illegible] каналированию электронов [illegible] такой характер излучения кривые 4 и [illegible] [illegible] [illegible]

кристалл с намного меньшей вероятностью излучения электрона.

Таким образом, при осевом каналировании электронов в кристалле, начиная с некоторой оптимальной толщины, кристалл влияет на характер излучения подобно аморфному вещ. ству. Это может также привести к "размазыванию" спектров излучения электронов в режиме осевого каналирования при дальнейшем увеличении толщины кристалла.

На рис.4 представлены кривые угловых плотностей излучения, которые рассчитывались по следующей формуле:

$$\frac{dE}{d\Omega} = \eta(\theta) E_0 / 4\theta^2$$

Значения для $\eta(\theta)$ взяты из рис.2. Цифровые обозначения на кривых рис.4 соответствуют обозначениям на рис.2.

Из рис.4 можно сделать следующее заключение:

I) угловая плотность излучения в режиме осевого каналирования (кривые 4 и 6) достигает насыщения уже при толщине кристалла в 1 мм;

2) наибольшей угловой плотностью обладает излучение электронов в кристалле алмаза [illegible] в режиме [illegible] каналирования [illegible] в [illegible] [illegible]

[illegible]

[illegible]

следований с целью нахождения оптимальной толщины кристаллического радиатора для различных ориентаций и веществ радиатора.

На рис.5 приведены спектры излучения в режиме плоскостного каналирования в кристалле алмаза толщиной в 1,7 мм, в углах вылета фотонов 0,2 , 0,4 и 3 мр.

Пользуясь приведенными выше результатами, а также характеристиками спектральной плотности излучения электронов в кристаллах алмаза толщин 0,1, 1 и 1,7 мм в режимах осевого и плоскостного каналирования [7] , нами оценены значения следующих интегрально-угловых параметров излучения.

а) полное число испущенных фотонов, N ;

б) угловая плотность фотонов, $dN/d\Omega$;

в) спектрально-угловая плотность фотонов, $d^2N/d\Omega\, d\omega$.

Проведено также сравнение этих параметров с аналогичными известными тормозного излучения электронов в аналогичной мишени такой толщины. При этом параметры использовались [illegible] при жесткой коллимации тормозного пучка $\theta_{\text{кр}} < \theta_{\text{кр}}$, где $\theta_{\text{кр}}$ - критический угол [illegible] нормы [illegible] полученной при различных толщинах радиатора [illegible] независимости средней энергии фотонов в спектре [illegible] от толщины. Это предположение справедливо, если рассматривать углы под углами, меньшими, чем $\theta_{\text{кр}}$, и большими [illegible] в условиях каналированного движения электронов и [illegible] независимо от толщины радиатора, и форма спектра [illegible] является жесткостью коллимации.

На основании вышесказанного для кристаллов толщиной I и I,7 мм была принята форма спектра, соответствующая форме спектра для кристалла толщиной в 0,I мм [7] с нормировкой в соответствии с измеренным полным выходом излучения для указанных толщин. Это связано с тем, что спектры, измеренные для толщин I и I,7 мм с помощью спектра полного поглощения на основе кристалла NaJ(Tl) искажены в виду наличия кратности излучения (спектрометр суммирует энергии нескольких одновременно излученных фотонов и регистрирует их как один фотон с суммарной энергией).

В табл. I и 2 приведены оценочные значения некоторых спектральных параметров излучения в режимах осевого и плоскостного каналирования в кристаллах алмаза разных толщин.

Таблица I

Ось (I00)

Толщина кристалла (мм)	dW/dl (МэВ/см)	ΔE (МэВ)	η (%)	dN/dl ($см^{-I}$)	$N_{эксп}$	N	$\hbar\bar{\omega}_{эксп}$ (МэВ)
0,I	I890	I9	0,42	I9	0,I9	0,I9	I00
I	I970	200	4,4	8,7	0,9	2,05	226
I,7	I240	2I0	4,7	I,7	0,3	2,I5	7I6

Таблица 2

Плоскость II0

Толщина кристалла (мм)	dW/dl (МэВ/см)	ΔE (МэВ)	η (%)	dN/dl ($см^{-I}$)	$N_{эксп}$	N	$\hbar\bar{\omega}_{эксп}$ (МэВ)
0,I	560	5,6	0,I3	I0,2	0,I	0,I	55

I	350	35	0,77	4,4	0,44	0,63	78
I,7	430	73	I,63	I,7	0,3	I,36	250

Величины, приведенные в табл.I и 2 имеют следующий смысл:

$\frac{dW}{d\ell} = \int_{\omega_1}^{\omega_2} \frac{d^2W}{d\ell d\omega} d\omega$ - интегральный выход излучения, приходящийся на единицу толщины,

$\Delta E = \int_{\omega_1}^{\omega_2} \frac{dW}{d\omega} d\omega$ - интегральный выход излучения на данной толщине,

$\eta = \frac{\Delta E}{E_0}$, E_0 - начальная энергия электронов, E_0 = 4500 МэВ,

$\hbar\bar{\omega}_{эксп} = \hbar \int_{\omega_1}^{\omega_2} \frac{dW}{d\omega} d\omega \Big/ \int_{\omega_1}^{\omega_2} \frac{dW}{d\omega} \frac{1}{\omega} d\omega$ - средняя энергия излученных фотонов,

$\frac{dN}{d\ell} = \frac{dW}{d\ell} \Big/ \hbar\bar{\omega}_{эксп}$ - среднее число фотонов, зарегистрированных на эксперименте, испущенных на приведенной толщине радиатора равной I см,

$N_{эксп} = \Delta E / \hbar\bar{\omega}_{эксп}$ - среднее число фотонов, зарегистрированных на эксперименте,

$N = æ \cdot N_{эксп}$ - полное число фотонов с учетом кратности излучения

$æ$ - кратность излучения, $æ = \hbar\bar{\omega}_t / \hbar\bar{\omega}_{t=0,1мм}$

Пределы интегрирования ω_1 и ω_2 выбраны охватывающими пиковую область спектра для каждого случая.

В табл.3 приведены оценочные значения угловых плотностей фотонов для исследуемых кристаллов толщиной в I и I,7 мм, излученных в режимах осевого и плоскостного каналирования

Таблица 3

Режим каналирования	$\theta_{экс}$, мрад	$\Delta E^{Ch}/\Delta E^{R}$		$\left(\frac{dN}{d\Omega}\right)^{Ch}/\left(\frac{dN}{d\Omega}\right)^{R}$		$\frac{dN}{d\Omega}\cdot 10^{6}$ ср$^{-1}$	
		I мм	I,7 мм	I мм	I,7 мм	I мм	I,7 мм
[illegible]	[illegible]	3	3,4	30	[illegible]	2,[illegible]	2,[illegible]
	[illegible]	3,6	3,5	34	33	2,6	2,5
[illegible]	0,I	3,8	6,2	65,2	I06	8	II

$\frac{dN}{d\Omega} = \frac{dE}{d\Omega}\cdot\frac{1}{\hbar\omega_{экс}}$ – угловая плотность фотонов, энергия которых заключена в интервале (ω_1, ω_2) (в пиковой области энергий). Значение $dE/d\Omega$ взято из рис.4 с поправкой на величину энергетического интервала.

Индексы Ch и R относятся к случаям ориентированного и разориентированного кристаллов (аморфной мишени), соответственно.

В табл.4 приведены оценочные значения увеличения спектрально-угловой плотности фотонов, излученных при каналировании в угловой конус с полярным углом, равным критическому углу каналирования, по сравнению с аморфным спектром:

$$G = \left(\frac{d^2N}{d\Omega d\omega}\right)^{Ch} \Big/ \left(\frac{d^2N}{d\Omega d\omega}\right)^{R}, \qquad \omega = \omega_{max},$$

где $d^2N/d\Omega d\omega$ – угловая плотность фотонов с энергией, равной $\hbar\omega_{max}$, где ω_{max} – положение максимума спектра.

Таблица 4

	Плоскость {110}	Ось (100)
θ колл мр / Толщина, мм	0,1	0,2
1	160	69
1,7	265	68

Отметим, что, как видно из табл.4 , а также из рис.4 , спектрально-угловая плотность излучения электронов при плоскостном каналировании не достигла насыщения для рассмотренных толщин, и в дальнейшем имеет смысл изучения более толстых кристаллов с целью нахождения оптимальной толщины кристалла, при которой еще имеется линейная зависимость плотности излучения от толщины кристалла.

В заключение авторы выражают благодарность сотрудникам ИАЭ им.И.В.Курчатова , В.В.Белошицкому, М.А.Кумакову, В.И.Телегину за полезные обсуждения.

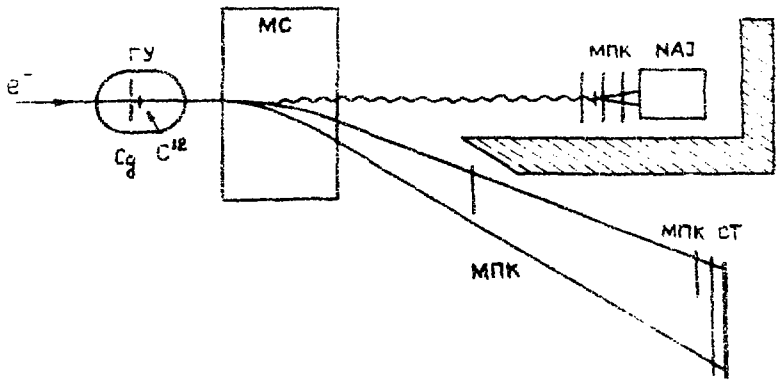

Рис.I Схема экспериментальной установки

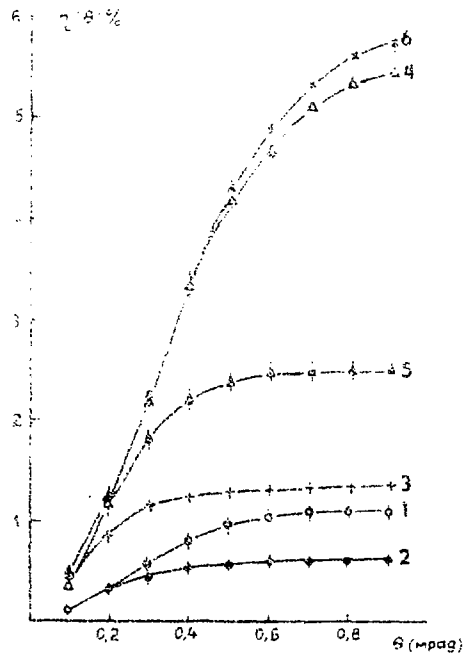

Рис.2 Зависимость интегрального выхода излучения от угла вылета фотонов

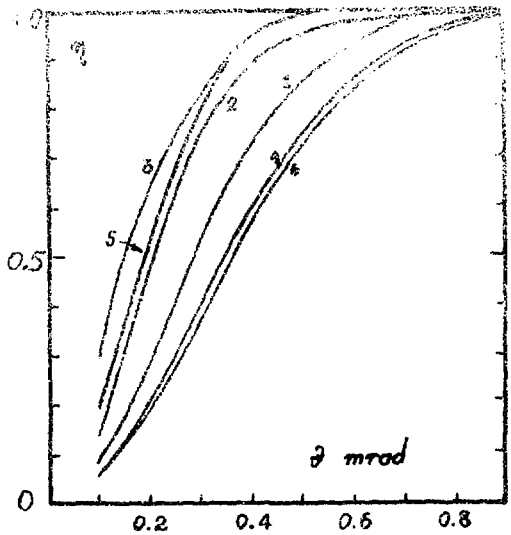

Рис.3 Зависимость относительного выхода излучения от угла вылета фотонов

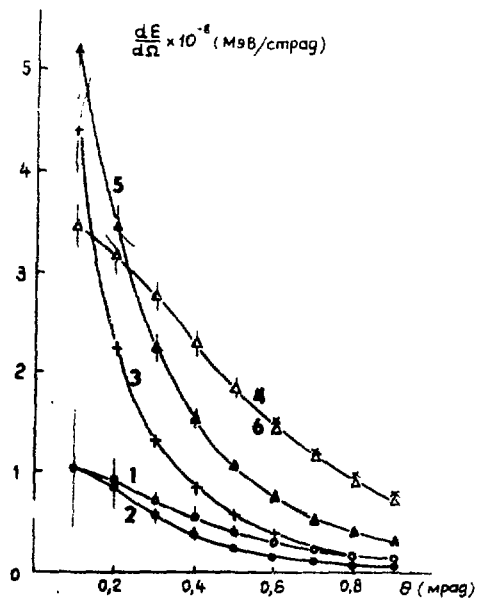

Рис.4 Зависимость угловой плотности излучения от угла вылета фотонов

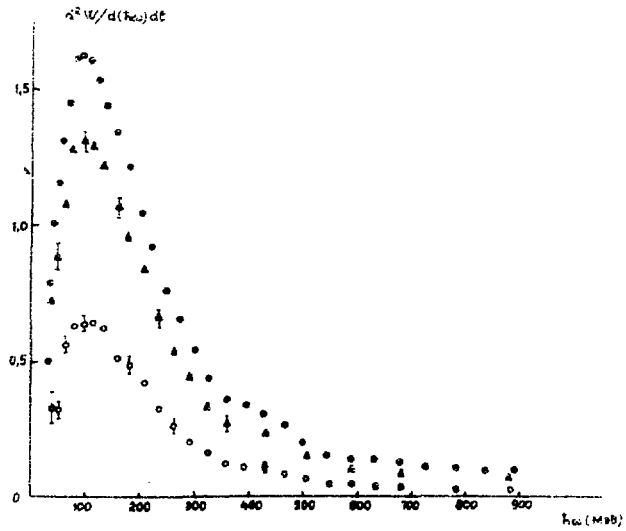

Рис.5 Спектры излучения электронов с энергией 4,5 ГэВ при плоскостном каналировании в кристалле алмаза толщиной в I,7 мм в углах вылета фотонов.

ϕ - $\theta_{x,y}$ = 0,2 $\blacktriangle$ - $\theta_{x,y}$ = 0,4 мр $\blacklozenge$ - $\theta_{x,y}$ = 3 мр

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kumakhov M.A. On the theory of electromagnetic radiation of charged particles in a crystal. Phys.Lett.1976,59A,p.17.
2. Авакян Р.О., Аветисян А.Э., Агаронян А.В. и др. Электронный тракт Ереванского ускорителя с малой угловой расходимостью пучка. Препринт ЕФИ-776(3)-85, Ереван,1985.
3. Авакян Р.О., Аветисян А.Э., Авдалян Г.А. и др. Использование больших кристаллов NaJ(Tl) для измерения спектра тормозного излучения электронов высоких энергий. Препринт ЕФИ-714(29)-84, Ереван,1984.
4. Авакян Р.О., Айвазян Р.Б., Асатрян Р.А. и др. Результаты разработок и использования многопроволочных пропорциональных камер в экспериментах на Ереванском электронном синхротроне. Изв.АН Арм.ССР, серия Физика 1981, т.19,вып.6, с.314.
5. Particle Properties Data Booklet April 1984.
6. Авакян Р.О., Армаганян А.А., Запольский Н.А. и др. Исследование профиля пучка тормозных фотонов при малых углах влета электронов в кристалл. Препринт ЕФИ-657(47)-83, Ереван,1983.
7. Авакян Р.О., Авакян Э.О., Аветисян А.Э. и др. Излучение электронов высоких энергий вблизи кристаллографических осей и плоскостей кристалла алмаза. Препринт ЕФИ-704(19)-84, Ереван, 1984.

Рукопись поступила 25 мая 1985 года

[illegible] АВАКЯН, Э.Э.АВАКЯН, А.Е.АГАРОНЯН, Р.Н.А[illegible]ЯН, Г.А.АВДА-[illegible] АБЕГИСЯН, А.А.АРМАГАНЯН, Р.А.А[illegible], Г.А.ВАРТАНЯ-[illegible] [illegible]ВАЛЯН, С.Г.ГИНДОЯН, С.С.ДАНАГУЛЯН, В.С.ИГАНОВ, [illegible].ИСКАНДАРЯН, О.С.КИЗОГЯН, Э.М.МАТЕВОСЯН, Р.М.МИРЗОЯН, А.М.ОГАНЕСЯН, М.А.ОГАНЕСЯН, Ж.В.ПЕТРОСЯН, И.Н.ПРОХОРЕНКО, [illegible].САРКИСЯН, Ю.Г.САРКИСЯН, А.В.СТЕПА[illegible], [illegible] [illegible]. [illegible]АРСЯН, К.К.ШИХЛЯРОВ, Г.М.ЭЛБАКЯ[illegible]

МАЛАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОЛНОГО СПРОСА ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ В ТОЛСТЫХ МОНОКРИСТАЛЛАХ АЛМАЗА

Редактор Л.П.Мукаян
Технический редактор А.С.Абрамян

Подписано в печать I7/X-85г. ВФ-06844 Формат 60х84/I6
Офсетная печать.Уч.изд.л.I,0 Тираж 299 экз.Ц. I5 к.
Зак.тип.№ 468 Индекс 3624

Отпечатано в Ереванском физическом институте
Ереван 36, Маркаряна 2

индекс 3624

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ