



ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

17

В.Н. Байер, В.М. Катков, В.М. Страховенко

**ДЕТЕКТОР СВЕРХЖЕСТКИХ ФОТОНОВ  
НА ОРИЕНТИРОВАННЫХ МОНОКРИСТАЛЛАХ**

ПРЕПРИНТ 86-35



НОВОСИБИРСК

В.Н.Байер, В.М.Катков, В.М.Страховенко

### ДЕТЕКТОР СВЕРХЖЕСТКИХ ФОТОНОВ НА ОРИЕНТИРОВАННЫХ МОНОКРИСТАЛЛАХ

#### А Н Н О Т А Ц И Я

Эффект значительного усиления рождения пар фотонами и излучения заряженных частиц в ориентированных монокристаллах предлагается использовать для создания сравнительно простого детектора фотонов сверхвысоких энергий ( $\omega > 100$  ГэВ) с высоким угловым разрешением.

Мы хотим обратить внимание на возможность создания относительно простого детектора фотонов сверхвысоких энергий ( $\omega > 100$  ГэВ) с высоким угловым разрешением (лучше  $10^{-3}$ ). Предлагается использовать физическое явление рождения электрон-позитронных пар фотонами сверхвысоких энергий в полях осей монокристаллов. Важно, что вероятность этого процесса  $W_e^{CF}$  при сверхвысоких энергиях значительно превышает вероятность образования пар фотонами в разориентированном кристалле, которая близка к вероятности рождения пар в соответствующей аморфной среде  $W_{BH} / 1-3/$ . Максимальное значение этого превышения  $\Sigma_{max}$  приведено в Таблице I. Основным практическим интересом, по-видимому, представляют монокристаллы кремния и германия, для которых превышение  $W_e^{CF}$  над  $W_{BH}$  весьма значительно. Это обстоятельство и предполагается использовать при создании детектора.

Приведем необходимые сведения о свойствах используемого явления /1-3/. При малых углах падения фотона  $\vartheta_0 \ll \sqrt{V_0/m}$  ( $\vartheta_0$  - угол между импульсом фотона и осью,  $V_0$  - масштаб потенциала оси,  $m$  - масса электрона) зависимость вероятности рождения пары фотоном  $W_e^{CF}$  от энергии фотона приведена на рис.1. При малых энергиях вероятность  $W_e^{CF}$  экспоненциально мала, при энергии  $\omega = \omega_c$  она достигает величины  $W_{BH}$  и затем растет до своего максимального значения  $W_e^{CF}/_{max} = \Sigma_{max} W_{BH}$  (см.Таблицу I). Обсуждаемый эффект следует использовать при энергиях, когда  $W_e^{CF} \gg W_{BH}$ . Для определенности мы выберем энергию  $\omega = \omega_{10}$ , когда  $W_e^{CF} = 10 W_{BH}$ , значения  $\omega_{10}$  также приведены в Таблице I. Спектр частиц родившейся пары в обсуждаемой области энергий является довольно плавным в интервале  $0,1 < \epsilon_{\pm}/\omega < 0,9$  ( $\epsilon_{\pm}$  - энергии электрона и позитрона), см. Рис.2 в /3/. Из сравнения кривых 1 и 2 на Рис.1 видно, что при переходе от одной главной оси к другой вероятность  $W_e^{CF}$  меняется, но не очень значительно. При уменьшении температуры от комнатной до температуры кипения азота  $W_e^{CF}$  (при данной энергии) возрастает (см. Рис.1 в /2/ и /3/) на участке, где  $W_e^{CF}$  как функция энергии нарастает; асимптотические же значения  $W_e^{CF}$  слабо зависят от температуры. Электроны и позитроны движущиеся вблизи осей монокристалла интенсивно излучают. В интересующей нас области очень высоких энергий это излучение носит магнитотормозной характер. На Рис.1 представлена также зависимость от

энергии частицы  $\varepsilon$  обратной характерной длины потерь энергии  $L_{ch}^{-1} = \frac{1}{\varepsilon} d\varepsilon/dx$ , где  $e$  - глубина проникновения частицы в кристалл (кривые 3,5). При движении вблизи оси величина  $L_{ch}$  в десятки раз короче чем длина, на которой частица теряет энергию в разориентированном кристалле  $L_{rad} = 1/W_{BH}$  (см. [1], [4], численные расчеты вероятностей излучения и рождения пар в охлажденном германии содержатся также в [5]). Поскольку характерные углы в процессах рождения пар и излучения  $\sim m/\omega$  много меньше, чем угол  $V_0/m$ , то фотон большой энергии с углом падения  $\vartheta_0 \leq V_0/m$  вызывает в монокристалле специфический ливень, развивающийся на длинах в десятки раз более коротких чем в аморфной среде [2].

Ориентационная зависимость вероятности рождения пар  $W_e(\vartheta_0)$  относительно оси  $\langle 110 \rangle$  в  $Si$  и  $Ge$  для разных энергий фотона приведена на Рис.2 и 3 соответственно. Эти результаты получены в рамках общего описания ориентационных явлений при рождении пар в монокристаллах [3]. Для описания поведения функции  $W_e(\vartheta_0)$  введем углы  $\vartheta_0^{BH}$  и  $\vartheta_0^{(1/2)}$ , приведенные в Таблице 2. По определению: 1)  $W_e(\vartheta_0^{BH}) = W_{BH}$ , т.е. угол  $\vartheta_0^{BH}$  можно рассматривать как границу проявления когерентных эффектов. Для  $Si$  и  $Ge$  имеет место приближенная формула  $\vartheta_0^{BH} \approx 30V_0/\sqrt{\omega W_{BH}}$  (где  $V_0$  берется в эВ,  $\omega$  - в МэВ,  $W_{BH}$  в см<sup>-1</sup>). 2)  $W_e(\vartheta_0^{(1/2)}) = \frac{1}{2}W_e(\vartheta_0=0)$ , т.е. угол  $\vartheta_0^{(1/2)}$  характеризует угловое разрешение. Из Рис.2 и 3 видно, что вблизи выбранного порога  $\omega \approx \omega_{10}$  вероятность рождения пар в поле оси ( $\vartheta_0 < V_0/m$ ) близка к вероятности когерентного рождения ( $\vartheta_0 > V_0/m$ ), так что в ориентационной зависимости имеется широкое плато и, соответственно, угол  $\vartheta_0^{(1/2)}$  довольно велик. По мере роста энергии, при малых углах у функции  $W_e(\vartheta_0)$  появляется пик, растущий вплоть до  $\omega \approx \omega_m$ , ширина которого, как это видно из Рис.2 и 3 и Таблицы 2 уменьшается.

Предлагаемый детектор представляет собой матрицу из ориентированных монокристаллов малой толщины  $L$ . Для определенности мы возьмем кремний с  $L = 1$  см  $= (1/13)L_{ph}^{BH}$  ( $L_{ph}^{BH} = 1/W_{BH}$ ). При прохождении фотона под большим углом к оси вероятность рождения пар соответственно мала, а при падении фотона внутри характеристического угла, обсуждавшегося выше, вероятность рождения пары становится порядка единицы начиная

с энергии  $\omega \approx \omega_{10}$ . Угловое разрешение детектора зависит от энергии и характеризуется углом  $\vartheta_0^{(1/2)}$  (Таблица 2). Частицы родившейся пары регистрируются детектором с малой (в радиационных длинах) толщиной, например, тонким сцинтиллятором. Дополнительная возможность состоит в снятии сигнала непосредственно с монокристаллов. Уже при  $\omega \approx \omega_{10}$  частицы родившейся пары интенсивно излучают. Для исчерпывающего описания ситуации требуется решение уравнений каскадной теории в ориентированных монокристаллах. Эта задача еще ждет своего решения. Здесь мы ограничимся оценками, используя для описания излучения подход развитый в [4]. Тогда в  $Si$  при  $\omega = 0,4$  ТэВ каждая из заряженных частиц излучает в среднем  $\bar{n}(0,4) \sim 20$  фотонов. При  $\varepsilon = 1$  и 2 ТэВ имеем соответственно  $\bar{n}(1) \approx \bar{n}(2) \sim 30$  фотонов. Поскольку излучается столь много фотонов, то они с заметной вероятностью будут рождать дополнительные электрон-позитронные пары по механизму Бете-Гайтлера при любой энергии начального фотона для  $\omega \geq \omega_{10}$  (эти пары будут, в основном, "мягкими"). При  $\omega > 1,5$  ТэВ вторичные пары будут рождаться как следствие развития каскада в поле оси (эти пары будут "жесткими"). Каждая частица родившихся дополнительных пар излучает; так как мы учитывали выше только излучение частиц первичной пары, то приведенные оценки можно рассматривать как оценки снизу. Подчеркнем, что в [4] получено вполне удовлетворительное описание эксперимента [6] по излучению электронов с начальной энергией  $\varepsilon_0 = 0,15$  ТэВ падающих вблизи оси  $\langle 110 \rangle$  охлажденного до  $T = 100$  К монокристалла  $Ge$ , причем на толщине  $L = 1,4$  мм, которая есть  $L \approx \frac{1}{2}L_{ph}$  ( $L_{ph} = 1/W_e^{CF}$ ,  $\omega \sim \omega_{10}$ ), электрон излучает приблизительно 10 фотонов и теряет около 75% энергии. Таким образом, приведенные оценки множественного излучения фотонов заряженными частицами движущимися вблизи оси монокристалла в указанном смысле обоснованы экспериментально. Из сказанного следует следующая возможная схема детектора. После тонкого сцинтиллятора, фиксирующего факт рождения пары (или пар) в монокристалле ставится стандартный (например, свинцовый) конвертор толщиной в  $L_{ph}^{BH}$ , в котором излученные фотоны превратятся в пары и во втором сцинтилляторе, стоящем после конвертера, будет зарегистрирован сильный сигнал, вызываемый 80-120 частицами. Если провести достаточно подробное исследование

дование процесса излучения фотонов частицами родившейся пары (а также каскадного процесса), то по-видимому появится возможность по свойствам этого сигнала измерить энергию начального фотона.

В физике высоких энергий предполагаемое устройство можно использовать в качестве тонкого направленного конвертера. Рассмотрим в качестве примера вольфрам (ось  $\langle III \rangle$ ) с толщиной  $L = 0,2L_{ph} \approx 0,9$  мм. Начиная с энергий фотона  $\omega \approx (50 + 80)$  ГэВ (в зависимости от температуры) вероятность рождения пар в нем будет порядка 1, при относительно широком угле захвата  $\mathcal{D}_0^{(1/2)}$  (см. Рис.5 в /3/). Аналогично, падающие на этот конвертер вблизи оси электроны будут интенсивно излучать (характерные углы для излучения и рождения пар одного порядка), что может быть использовано для их регистрации, а также для измерения их энергии.

Другой интересной областью применения детектора является  $\gamma$ -астрономия. Обсудим вопрос о регистрации сверхжестких фотонов от точечного источника, например Лебедя X-3. Данные об излучении им фотонов с энергией 1 ТэВ —  $10^3$  ТэВ получены по наблюдению черенковского излучения в атмосфере, широким атмосферным ливням и по наблюдению мюонов на детекторах глубоко под землей. Между различными экспериментальными данными имеются весьма значительные расхождения. Принято считать, что усредненный поток фотонов с энергией большей  $\omega$  ведет себя как  $1/\omega$  и поток составляет  $I(\omega > 250 \text{ ГэВ}) = 10^{-9} + 10^{-10}$  фотонов  $\text{см}^2 \text{сек}$  (см., напр. /7/). При таком потоке детектор из кристаллов  $\mathcal{D}_0$  (ось  $\langle II0 \rangle$ ) площадью 1 м<sup>2</sup> будет регистрировать  $300 + 30$  событий с  $\omega > 250$  ГэВ в год. Ориентация детектора на источник должна быть приведена с точностью  $\sim 10^{-3}$ . Интересующие нас события могут быть выделены с помощью описанной выше системы.

Мы глубоко благодарны А.Н.Скринскому за многочисленные обсуждения и внимание к работе. Мы признательны А.Г.Чилингарову за обсуждение.

## ЛИТЕРАТУРА:

1. V.N.Baier, V.M.Katkov and V.M.Strakhovenko. Phys. Lett. 109A (1985) 179.
2. В.Н.Байер, В.М.Катков, В.М.Страховенко. ДАН СССР 232 (1985) 851.
3. В.Н.Байер, В.М.Катков, В.М.Страховенко. ЖЭТФ 90(1986) 801.
4. V.N.Baier, V.M.Katkov and V.M.Strakhovenko. Quantum effects in radiation emitted by ultrahigh energy electrons in aligned crystals Preprint INP 85-115, Novosibirsk 1985. Physics Letters A, to be published.
5. A.Belkacem, N.Cue and J.C.Kimball. Phys. Lett. 111A (1985) 86.
6. A.Belkacem et al. Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 2667.
7. A.De Rújula. Preprint CERN TH-4267/85 (1985)

Таблица I

Параметры потенциала и некоторые величины, характеризующие рождение пар

Крис- талл	Ось	T	$V_0$ эВ	$\eta$	$a_s$	$\alpha_0$	$\omega_e$ ГэВ	$\omega_{10}$ ГэВ	$\omega_m$ ТэВ	$\zeta \equiv \frac{W_e^{CF}}{W_{BH}}$
$C_{(d)}$	$\langle III \rangle$	293	29	0,025	0,326	5,5	90	200	10	156
$Si_{(d)}$	$\langle III \rangle$	293	54	0,150	0,299	15,1	150	350	14	68
$Si_{(d)}$	$\langle IIO \rangle$	293	70	0,145	0,324	15,8	120	250	12	78
$Ge_{(d)}$	$\langle III \rangle$	293	91	0,130	0,300	16,3	100	400	7,9	25
$Ge_{(d)}$	$\langle IIO \rangle$	280	110	0,115	0,337	15,8	70	300	7,0	29
$Ge_{(d)}$	$\langle IIO \rangle$	100	114,5	0,063	0,302	19,8	50	200	4	29
W	$\langle III \rangle$	293	417	0,115	0,215	39,7	22	600	1,4	10,5
W	$\langle III \rangle$	77	348	0,027	0,228	35,3	13	400	1,1	10,8

Примечание:  $V_0, \eta, a_s, \alpha_0$  - параметры потенциала (см. [1,2,3]),  $\omega_e$  - энергия фотона, при которой вероятность процесса рождения пар в поле оси сравнивается с значением в аморфной среде  $W_{BH}$ ,  $\omega_{10}$  - энергия фотона, при которой  $W_e^{CF} = 10 W_{BH}$ ,  $\omega_m$  - энергия фотона, где  $W_e^{CF}$  достигает максимального значения,  $\zeta^{max}$  - максимальная величина эффекта.

Таблица 2

Углы характеризующие ориентационную зависимость (в mrad ) для процесса рождения пар

$Si \langle IIO \rangle$			$Ge \langle IIO \rangle$		
$\omega$ (ТэВ)	$\vartheta_0^{BH}$	$\vartheta_0^{(1/2)}$	$\omega$ (ТэВ)	$\vartheta_0^{BH}$	$\vartheta_0^{(1/2)}$
0,4	11	1,2	0,3	10	2
2	6	0,6	1	6	1,2
5	4	0,4	3	4	0,7

Подписи к рисункам:

Рис.1. Зависимость от начальной энергии полной вероятности рождения пар в  $Si \langle III \rangle$  - кривая 1, в  $Si \langle IIO \rangle$  - кривая 2 и в  $Ge \langle IIO \rangle$  - кривая 4 и обратная характерная длина потерь энергии в  $Si \langle IIO \rangle$  - кривая 3 и в  $Ge \langle IIO \rangle$  - кривая 5. Все при комнатной температуре.

Рис.2. Зависимость вероятности рождения пар от угла влета относительно оси  $\langle IIO \rangle$  в  $Si$ ,  $T = 293$  К для  $\omega = 0,4$  ТэВ - кривая 1;  $\omega = 2$  ТэВ - кривая 2 и  $\omega = 5$  ТэВ - кривая 3.

Рис.3. Зависимость вероятности рождения пар от угла влета относительно оси  $\langle IIO \rangle$  в  $Ge$ ,  $T = 280$  К для  $\omega = 0,3$  ТэВ - кривая 1,  $\omega = 1$  ТэВ - кривая 2 и  $\omega = 3$  ТэВ - кривая 3.

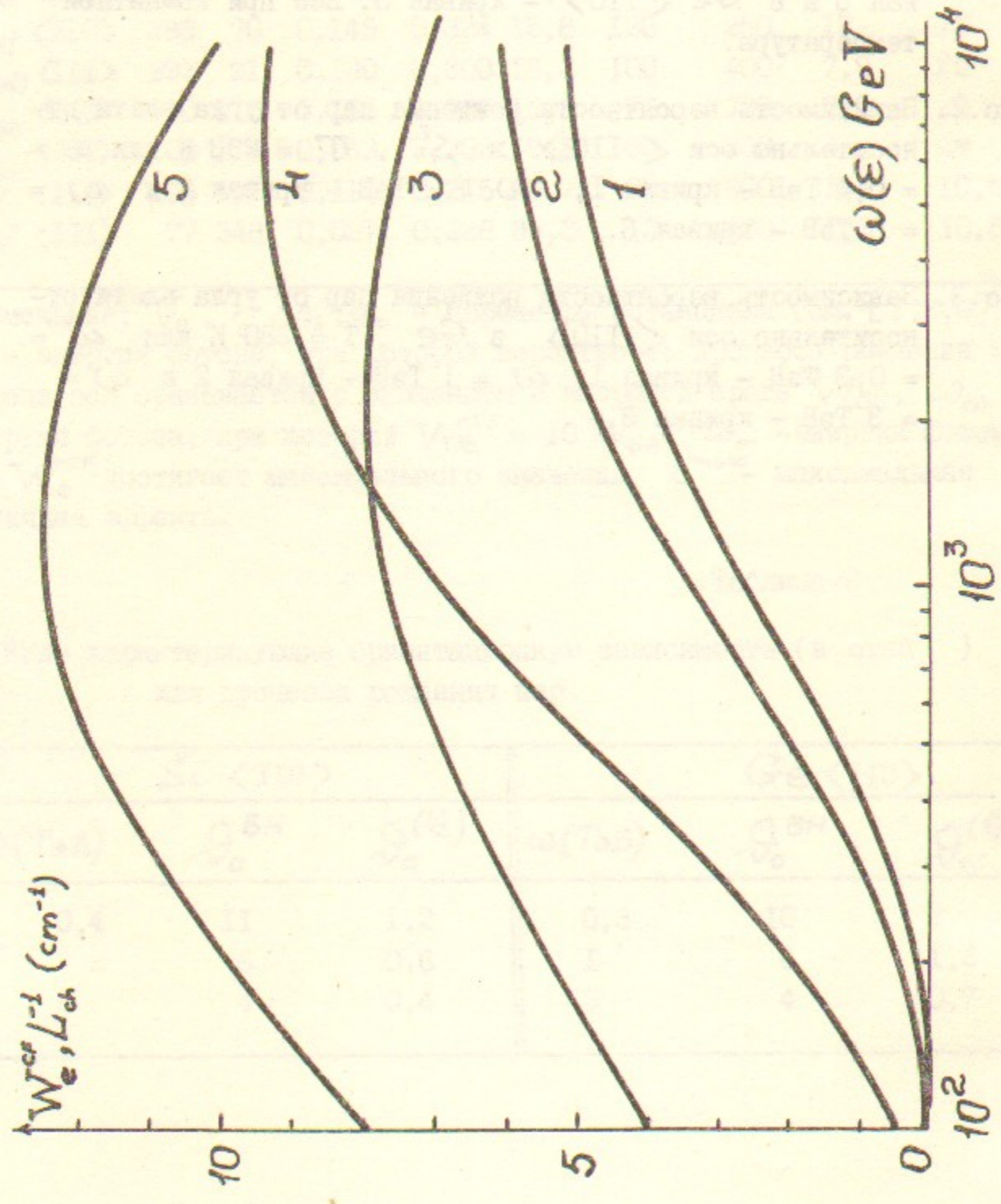


Fig. 1

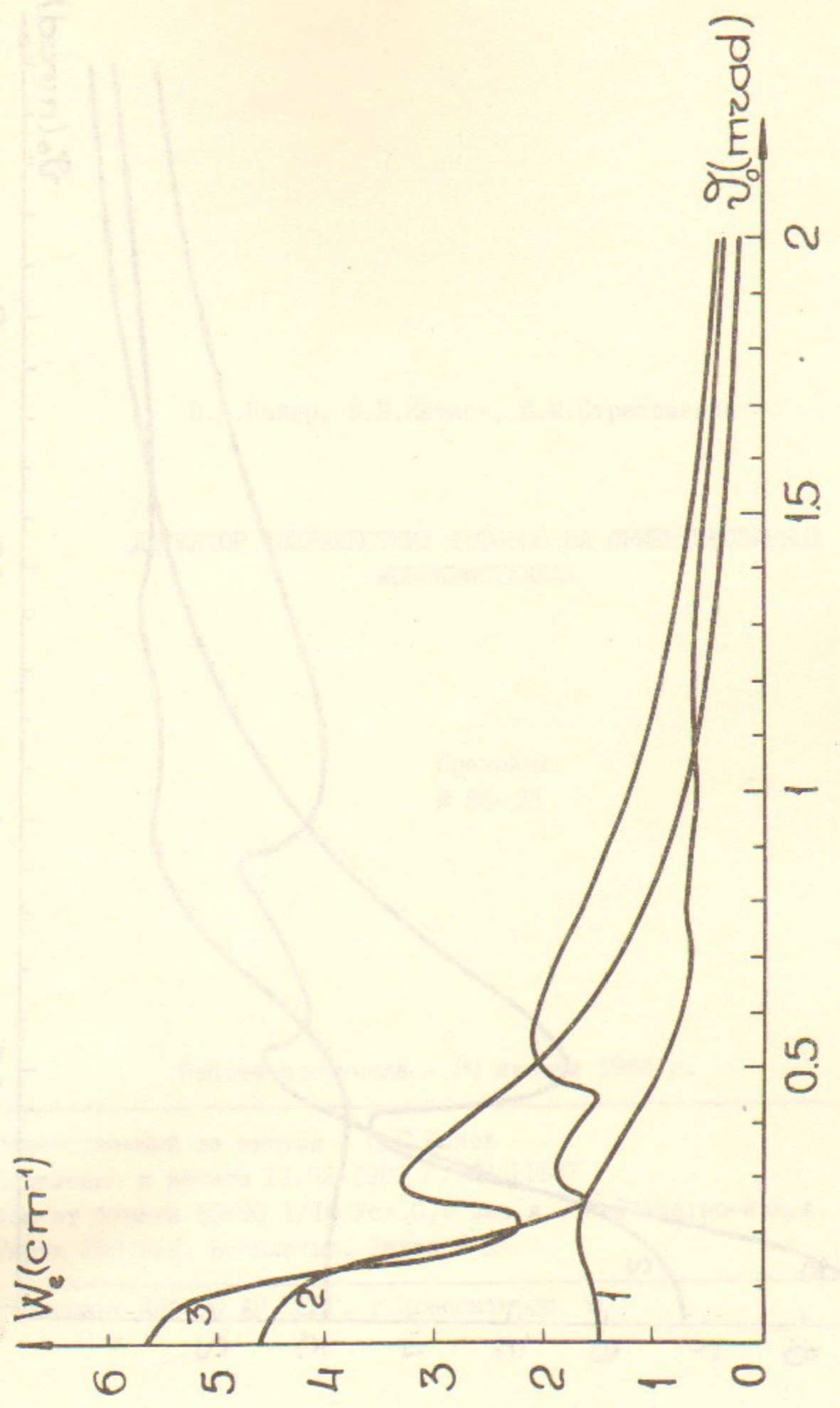
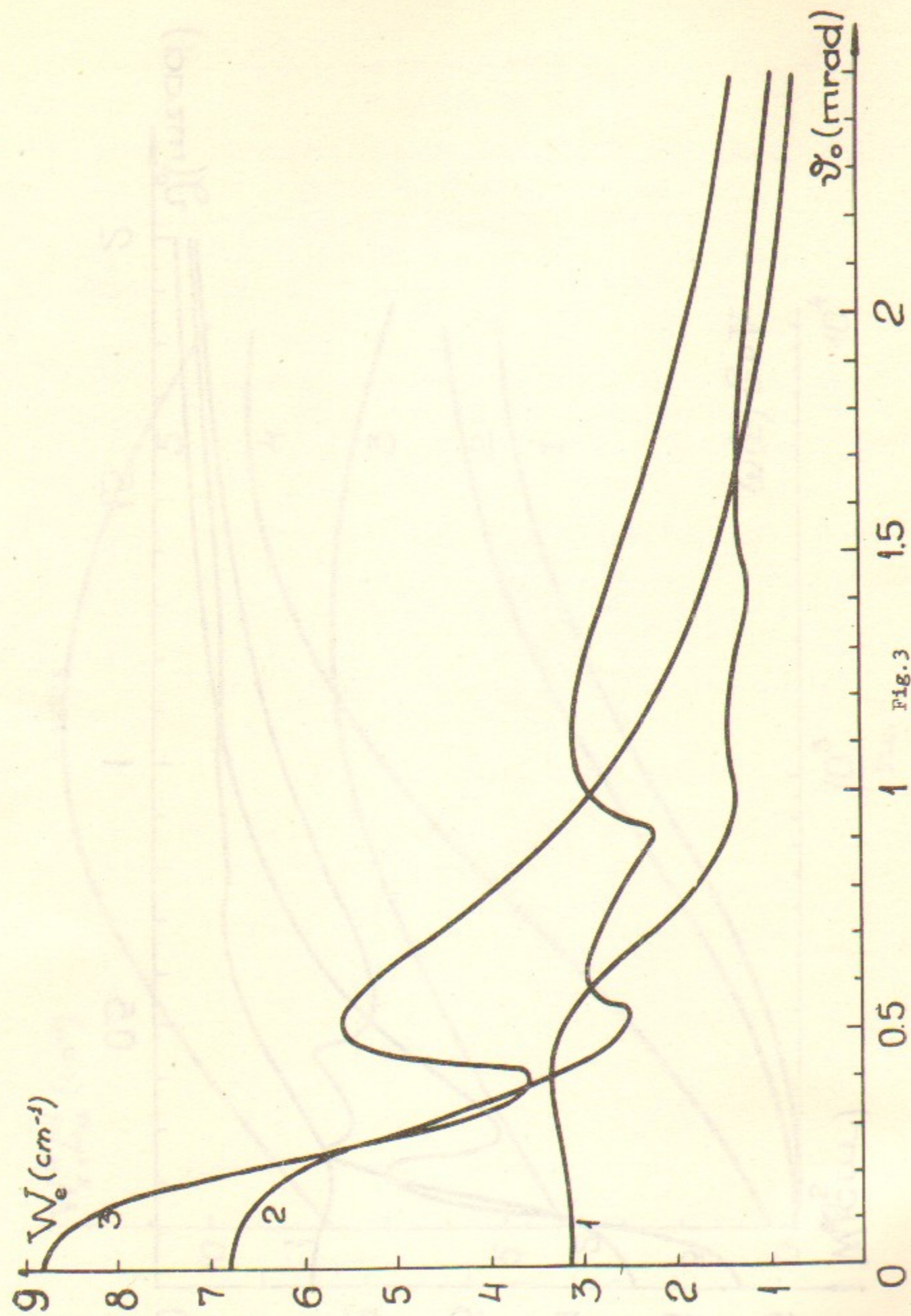


Fig. 2



В.Н.Байер, В.М.Катков, В.М.Страховенко

ДЕТЕКТОР СВЕРХЖЕСТКИХ ФОТОНОВ НА ОРИЕНТИРОВАННЫХ  
МОНОКРИСТАЛЛАХ

Препринт  
№ 86-35

Работа поступила - 20 января 1986 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов  
Подписано к печати 12.02-1986 г. МН 11657  
Формат бумаги 60x90 1/16 Усл.0,9 печ.л., 0,8 учетно-изд.л.  
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 35.

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90