

Б.18

4



ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

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

ВЫХОД ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ БОЛЬШОЙ
ЭНЕРГИИ В ТОЛСТЫХ МОНОКРИСТАЛЛАХ

ПРЕПРИНТ 84-11

БИБЛИОТЕКА
Института ядерной
физики СО АН СССР
ИНВ. № _____



НОВОСИБИРСК

ВЫХОД ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ БОЛЬШОЙ ЭНЕРГИИ
В ТОЛСТЫХ МОНОКРИСТАЛЛАХ

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

АННОТАЦИЯ

Проведен анализ излучения электронов большой энергии при движении вблизи кристаллических осей в толстых монокристаллах. Обсуждаются яркость и выход излучения. Полученные результаты сравниваются с экспериментом.

Теоретическое описание специфического излучения, возникающего при движении частиц высокой энергии вблизи кристаллических плоскостей или осей в монокристаллах, существенно зависит от того, является кристалл тонким или толстым. В тонких кристаллах, по определению, функция распределения (ФР) в поперечном (к направлению осей или плоскостей) фазовом пространстве не меняется при прохождении частиц через кристалл и определяется начальными условиями. В толстых кристаллах необходимо учитывать зависимость ФР от глубины проникновения частиц в кристалл. Основными процессами определяющими кинетику ФР являются многократное рассеяние и радиационные потери энергии.

Для применения обсуждаемого эффекта в качестве источника жесткого направленного излучения, сосредоточенного в сравнительно узком интервале частот, основной интерес, в области не слишком высоких энергий, представляют именно толстые кристаллы^{*)}. Одной из важнейших характеристик является полная интенсивность излучения в заданный телесный угол. При этом большой интерес представляет определение оптимальной толщины кристалла $L = L_0$, для которой энергетический выход излучения при заданной коллимации фотонного пучка является максимальным. Этот круг вопросов был рассмотрен недавно авторами для случая движения вблизи кристаллической осей [1] и движения вблизи кристаллических плоскостей [2,3]. Сравнение с экспериментом [4], проведенное в работе [3], показало, что теория удовлетворительно описывает эксперимент. В этой работе мы сравним теоретические предсказания с экспериментом для случая движения вблизи кристаллических осей.

Согласно проведенному в работах [2], [1] анализу кинетики распределения за счет многократного рассеяния, ФР на больших глубинах l имеет вид:

$$dF^{\rho e}(\vec{\nu}_\perp, x, l) = \frac{dx}{d\rho e} \frac{d^2 \nu_\perp}{\pi g(l)} e^{-\frac{\nu_\perp^2}{g(l)}} \quad (I)$$

$$dF^{\alpha x}(\vec{\nu}_\perp, \vec{s}, l) = \frac{d^2 s}{s} \frac{d^2 \nu_\perp}{\pi g(l)} e^{-\frac{\nu_\perp^2}{g(l)}}$$

^{*)} Только при сверхвысоких энергиях электронов $\epsilon \gg \epsilon_{c2}$, начиная с десятков ГэВ, частицы теряют заметную долю энергии в тонких кристаллах [1].

где x, y (\vec{r}) - поперечные координаты; в плоскостном случае $|x| \leq d/2$, в осевом $|\vec{r}| \leq r_0$; $S = \pi r_0^2$ - площадь ячейки в поперечной плоскости, содержащей проекцию одной цепочки атомов, тогда $n_{\perp} = 1/S$ - плотность цепочек атомов (осей). Величина $g(e)$ имеет вид:

$$g(e) = \Delta^2 + \int_0^e \dot{\vartheta}_s^2(t) dt \quad (2)$$

где $\dot{\vartheta}_s^2$ - скорость изменения квадрата угла многократного рассеяния в соответствующей аморфной среде. Зависимость $\dot{\vartheta}_s^2$ от времени (глубины) связана с изменением энергии частицы вследствие радиационных потерь. Первый член в $g(e)$ отражает характер распределения по углам (скоростям), установившегося в начальной стадии движения электронов в кристалле, которое зависит от распределения по углу ϑ_0 в падающем пучке. Даже при угле падения $\vartheta_0 = 0$ угловой разброс частиц в кристалле оказывается порядка угла Линхарда $\vartheta_c = \sqrt{2U_0/\epsilon}$ (U_0 - глубина потенциальной ямы, ϵ - энергия частицы); поэтому, считая падающий пучок достаточно узким $\vartheta_0 \leq \vartheta_c$, можем положить $\Delta^2 = c_1 \vartheta_c^2$, где c_1 - коэффициент порядка 1. На величину c_1 может влиять также несовершенство кристалла, например, мозаичность. Неопределенность в выборе значения c_1 определяет точность расчета, которую можно оценить как $(\epsilon n_1 / e_d)^{-1}$; L - толщина кристалла, e_d - длина деканалирования:

$$e_d^{ax} = \frac{\alpha}{4\pi} \left(\frac{\epsilon \vartheta_c}{m} \right)^2 L_{rad} \\ e_d^{pe} = \frac{\alpha}{2\pi} \left(\frac{\epsilon \vartheta_c}{m} \right)^2 L_{rad} \quad (3)$$

где m - масса электрона, L_{rad} - радиационная длина в соответствующем аморфном веществе. Ниже, как и в [1], [2] мы полагаем $c_1^{pe} = 2$, $c_1^{ax} = 1$.

Специфические черты рассматриваемого нами излучения, возникающего при движении электронов в непрерывном потенциале осей

(плоскостей), связаны с частицами, находящимися в канале и не слишком высоко над барьером. Вклад этой группы частиц можно выделить с помощью коллиматора фотонов, для чего следует выбрать угол коллимации ϑ_{col} (который мы отсчитываем от оси, направленной в центр коллиматора) порядка угла Линхарда:

$\vartheta_{col} \sim \vartheta_c$. С другой стороны, если $\vartheta_{col} < m/\epsilon \equiv 1/\gamma$ мы потеряем часть интересующего нас излучения. Для энергий от нескольких сотен МэВ до нескольких ГэВ, которые мы будем рассматривать, при толщине кристалла $\sim L_0$ имеем $\vartheta_s \gg 1/\gamma$; $\vartheta_s \gg \vartheta_c$. Итак, будем считать выполненным условие:

$$\max\left(\frac{1}{\gamma}, \vartheta_c\right) \leq \vartheta_{col} \ll \vartheta_s \quad (4)$$

при этом для частиц, излучение которых попадает в коллиматор, можно заменить множитель $\exp(-v_1^2/g(e))$ на единицу* и распределение оказывается равномерным в поперечном фазовом пространстве. Тогда, согласно [1], [2] для интенсивности рассматриваемого излучения (ниже для него используется индекс "ch") на глубине e имеем:

$$\frac{dI_{ch}}{d\Omega} = \frac{\bar{I}}{\pi g(e)} \quad (5)$$

где $\bar{I} = \int I(x) \frac{dx}{d^2x}$ для плоскости, $\bar{I} = \int I(e) \frac{d^2\vartheta}{S}$ - для оси. Заметим, что \bar{I} совпадает с I_{as} - асимптотическим значением, на которое выходит интенсивность при углах падения $\vartheta_0 \geq \vartheta_c$ для осевого и $\vartheta_0 \gg \vartheta_c$ для плоскостного случаев. Подчеркнем, что (5) учитывает излучение всей совокупности частиц, а не только надбарьерных. Появление I_{as} в (5) обусловлено равномерностью (в указанных предположениях,

* В случае, когда угол $\vartheta_s \sim 1/\gamma$ (по-прежнему, предполагаем, что $\vartheta_s \gg \vartheta_c$), эта ситуация может осуществляться при относительно низких энергиях, для любого коллиматора в него будет попадать излучение от всех частиц и надо пользоваться распределением (1). Экспоненциальный фактор (1) также следует сохранять в случае, когда регистрируются фотоны с углом вылета $\vartheta_{ph} \sim \vartheta_s$, например, при $\vartheta_{col} \sim \vartheta_s$.

см (4)) распределения в поперечном фазовом пространстве, а равномерность распределения по \bar{v}_\perp привела в (5) к равномерному распределению по телесному углу вылетевших фотонов для углов $\vartheta_{ph} \ll \vartheta_s$.

Величины $\bar{I} = I_{as}$ легко вычисляются для любого потенциала осей или плоскостей. Для использованных нами потенциалов явное выражение для I_{as} дается формулами (29) работ [1] и [2]. Так, потенциал осей мы брали в форме [5,6]:

$$U(x) = V_0 \left[\ln \left(1 + \frac{1}{x+\varrho} \right) - \ln \left(1 + \frac{1}{x_0+\varrho} \right) \right], \quad (6)$$

для него

$$\bar{I} = I_{as} = I_0 \varphi(\varrho), \quad (7)$$

где

$$I_0 = \frac{8\sqrt{e^2} V_0^2 \epsilon^2}{3m^4} n_\perp, \quad \varphi(\varrho) = (1+2\varrho) \ln \left(1 + \frac{1}{\varrho} \right) - 2 \quad (8)$$

В формуле (6) $x = s^2/a_s^2$, a_s - радиус экранирования, параметр ϱ пропорционален квадрату амплитуды тепловых колебаний. В работах [6], [1] мы полагали $V_0 = ze^2/d$, где d - среднее расстояние между атомами в цепочке, а параметры ϱ , a_s определялись с помощью процедуры подгонки, описанной в (6). Их значения для оси $\langle 100 \rangle$ некоторых веществ приведены в таблицах работ [6], [1]. В настоящей работе для оси $\langle 111 \rangle$ проводилась 3-х параметрическая подгонка: значение V_0 также считалось свободным параметром. Результаты этой процедуры приведены в таблице I.

Наряду с рассматриваемым излучением вклад в интенсивность дает также тормозное излучение (ниже индекс b_2). Вообще говоря, в условиях каналирования оно может меняться по сравнению с соответствующим аморфным веществом. Последовательного

теоретического анализа этого вопроса в настоящее время не существует. Тем не менее, чтобы дать представление о величине эффекта, мы будем использовать ниже для описания тормозного излучения модель соответствующей аморфной среды. Тогда, считая выполненным условие (4), находим для интенсивности тормозного излучения на глубине l :

$$\frac{dI_{b_2}}{d\Omega} = \frac{I_{b_2}}{\pi g(\epsilon)} \equiv \frac{l}{\pi g(\epsilon)} \frac{\epsilon}{L_{rad}} \quad (9)$$

Как и в [1], [2] изменение энергии будем учитывать в адиабатическом приближении с учетом обоих механизмов радиационных потерь, тогда для энергии на глубине l имеем ([1], [2]):

$$\frac{\epsilon(s)}{\epsilon_0} = \frac{e^{-s}}{1 + R(\epsilon_0)(1 - e^{-s})} \equiv g(s) \quad (10)$$

где $s = l/L_{rad}$, ϵ_0 - начальная энергия, $R(\epsilon) = \frac{I_{as}}{I_{b_2}}$. Подставляя $\epsilon(s)$ в (5), (9), находим:

$$\frac{dI_{ch}}{d\Omega} = \frac{\alpha}{(2\pi)^2} \frac{\epsilon_0^3 R(\epsilon_0)}{m^2 L_{rad}} g^2(s) f(s) \quad (11)$$

$$\frac{dI_{b_2}}{d\Omega} = \frac{\alpha}{(2\pi)^2} \frac{\epsilon_0^3}{m^2 L_{rad}} g(s) f(s)$$

где

$$f(s) = \left[\frac{1}{2}(1+R)^2(e^{2s}-1) - 2R(1+R)(e^s-1) + R^2s + \epsilon d/L_{rad} \right]^{-1} \quad (12)$$

здесь $R \equiv R(\epsilon_0)$, ϵd определено в (3), $g(s)$ - в (10).

Процесс поглощения фотонов, который необходимо учитывать при достаточно больших толщинах кристалла, можно характеризовать средней длиной поглощения L_{ph} . Эта длина определяется

интересующим нас интервалом частот излучаемых фотонов, который зависит от энергии начальных частиц и вещества.

С учетом поглощения, яркость излучения - энергия излучения $E_{ch}(s)$, $E_{b2}(s)$ в единицу телесного угла после прохождения толщины e есть [1]:

$$\frac{dE_{ch}(s)}{d\Omega} = \frac{\alpha}{(2\pi)^2} \frac{\epsilon_0^3 R(\epsilon_0)}{m^2} \phi(s), \quad (13)$$

$$\frac{dE_{b2}(s)}{d\Omega} = \frac{\alpha}{(2\pi)^2} \frac{\epsilon_0^3}{m^2} \psi(s),$$

где

$$\phi(s) = e^{-cs} \int_0^s g^2(x) f(x) e^{cx} dx,$$

$$\psi(s) = e^{-cs} \int_0^s g(x) f(x) e^{cx} dx, \quad (14)$$

$c = 4_{rad} / L_{ph}$. Определим выход излучения как отношение энергии, излученной в заданный телесный угол к начальной энергии электрона: $\eta = E(s) / \epsilon_0$. Заметный интерес представляет нахождение оптимальной толщины кристалла L_0 , для которой выход излучения максимален.

Эти вопросы обсуждались в [1], [2]. В [1] приведены численные оценки для оси $\langle 100 \rangle$ в некоторых веществах при $\epsilon_0 = 1$ ГэВ. Здесь мы продолжим обсуждение и проведем более подробный анализ для оси $\langle 111 \rangle$ в разных веществах.

Начнем с рассмотрения зависимости яркости и оптимальной толщины от значения коэффициента поглощения фотонов. Мы вычисляли этот коэффициент полагая, что энергия фотонов лежит в интервале 5-100 МэВ, учитывая комптоновское рассеяние и рождение фотоном электрон-позитронных пар. Заметим, что комптоновское сечение велико при сравнительно малых энергиях фотонов, когда рассеянные фотоны не попадают в коллиматор. С ростом энергии фотонов комптоновское сечение быстро падает и в области, где

рассеянные фотоны могут попадать в коллиматор, это сечение очень мало. Суммарное сечение поглощения фотонов в рассматриваемом интервале весьма слабо зависит от энергии фотонов, что позволяет при вычислении L_{ph} заменить соответствующее сечение на его среднее значение в указанном интервале частот и обойтись без точного знания спектра излученных фотонов. Указанная процедура дает характерные длины поглощения фотонов, приведенные в таблице I. Видно, что для различных веществ $c = 4_{rad} / L_{ph} \approx 0,5-0,6$. Обратим внимание на то, что неточность в определении величины c слабо влияет на величину оптимального выхода $\eta(L_0)$. Это утверждение иллюстрируется Рис.1. Видно, что увеличение коэффициента c вдвое (что заведомо больше неопределенность в определении c) уменьшает величину оптимального выхода не больше чем на 6%. Из Рис.1. видно, что с уменьшением коэффициента поглощения как выход, так и оптимальная толщина возрастают. Если бы мы вообще не учитывали поглощение, то выход достигал бы насыщения в той же области оптимальных толщин.

На Рис.2,3 приведены яркости излучения в алмазе, кремнии, германии и вольфраме как функции толщины при разных энергиях падающих электронов вычисленные по формуле (13). Видно, что яркость сначала растет с ростом толщины, затем достигает максимума и, наконец, начинает медленно падать, так что вблизи оптимальной толщины имеется широкое плато. Это означает, что в широком интервале толщин яркость близка к оптимальной. Например, в Si при $\epsilon_0 = 1,2$ ГэВ оптимальная толщина $L_0 = 1,6$ см, но если взять толщину $L = 0,8$ см, то яркость уменьшается всего на 2%. Таким образом, толщину кристалла надо выбирать в области, где кончается резкий подъем яркости. Дальнейшее увеличение толщины практически эффекта не дает.

Оказывается, что оптимальная толщина слабо падает с ростом энергии (в области рассматриваемых энергий), что иллюстрируется Рис.4 (ср. обсуждение после формулы (41) в [1]).

Интересно, что максимальная яркость $\frac{dE_{ch}(L_0)}{d\Omega}$ оказывается (при данной энергии) примерно одинаковой (в пределах фактора ~ 3) для различных монокристаллов. Это иллюстрируется Рис.5, где приведена яркость на оптимальной толщине для алма-

ха, хрома, кремния, вольфрама и германия, как функция энергии.

Приведем оценку яркости для потенциала (6) (см. (5), (7), (8))

$$\frac{dE_{ch}}{d\Omega} \Big|_{L \sim L_0} \approx \text{const } \epsilon_0^4 \left(\frac{V_0}{Z} \right)^2 d \ln \left(\frac{m^2}{\alpha U_0 \epsilon_0} \right) \varphi(\eta) \quad (15)$$

В этой оценке явно выделены величины, зависящие от типа монокристалла. Поскольку в первом приближении $V_0 \propto Z/d$, то главная зависимость от атомного номера Z сокращается. Если сравнивать яркости для различных веществ (при данной энергии), то зависимость от характеристик вещества оказывается логарифмической (и, следовательно, слабой), кроме явно входящего фактора $1/d$, величина которого, однако для различных веществ, (см. таблицу IV в [7]) отличается не больше, чем в 2 раза. Отсюда можно сделать вывод, что максимальные яркости (на оптимальной толщине) при излучении электронов в разных монокристаллах, (а не только приведенные на Рис.5) приблизительно одинаковы (с точностью до фактора масштаба 3) и лежат вблизи кривых на Рис.5. Более того, формула (15) позволяет ориентировано вести поиск веществ с максимальной яркостью: поскольку правая часть (15) $\propto 1/d$, то надо брать вещества с минимальным d , величина $\varphi \propto u_1^2$ (u_1 - амплитуда тепловых колебаний), тогда из (8) видно, что нужны вещества с минимальным u_1 , наконец, в аргумент логарифма в (15) в знаменателе стоит U_0 , чтобы логарифм был большим, нужны минимальные U_0 ($U_0 \propto Z$). Исходя из этих соображений видно, что для веществ, представленных в таблице IV в [7] наибольшая яркость будет в алмазе. Высокая яркость также в хроме, железе, ванадии (кривая для железа на Рис.5 лежала бы между кривыми для Cz и Si). На Рис.6 приведен выход излучения с толщины L_0 в телесный угол $\sigma \vartheta_c^2$ (в конус, угол раствора которого есть угол Линхарда ϑ_c). Видно, что $\varphi_{ch}(L_0)$ достигает в вольфраме 10% при $\epsilon_0 = 3.5$ ГэВ. На Рис.6 приведена также относительная величины полных (обусловленных обоими механизмами излучения) радиационных потерь

энергии частицей: $\varphi_{tot} = (\epsilon_0 - \epsilon(U_0))/\epsilon_0$. Значения φ_{tot} велики и достигают в вольфраме 50% при $\epsilon_0 \approx 4$ ГэВ и 40% в кремнии при $\epsilon_0 \approx 5$ ГэВ. Подчеркнем, что в коллиматор (в данном случае в угол Линхарда) попадает только часть этой энергии: $\varphi_{tot} > \varphi_{ch} + \varphi_{br}$.

Излучение электронов при движении вблизи кристаллической оси $\langle 111 \rangle$ в толстых монокристаллах было недавно исследовано экспериментально. Изучалось излучение в вольфраме ($\epsilon_0 = 0,3; 0,5; 0,9$ ГэВ) [8] и в вольфраме, кремнии ($\epsilon_0 = 1,2$ ГэВ) и германии ($\epsilon_0 = 0,719$ ГэВ) [9]. Измеренная яркость и выход излучения в заданный телесный угол, а также специфические особенности каждого эксперимента приведены в таблице 2. Там же приведены теоретические значения для этих величин, рассчитанные по формулам (13). Видно, что вся совокупность экспериментальных данных согласуется с теорией не хуже, чем с точностью до фактора ≈ 2 . Для W при $\epsilon_0 = 0,9$ ГэВ [8] наш результат $\varphi_{ch} + \varphi_{br}$ примерно в 2 раза превышает экспериментальное значение; для Si , $\epsilon_0 = 1,2$ ГэВ [9] это превышение составляет 40%, для W , $\epsilon_0 = 1,2$ ГэВ - 16% и для Ge , $\epsilon_0 = 0,719$ ГэВ - 10%. Для вольфрама и германия [9] и в [8] измерения проводились для разных телесных углов, удовлетворяющих неравенствам (4). С точностью лучше 20% оказывается, что яркость не зависит от величины угла коллимации, что может рассматриваться как экспериментальное подтверждение равномерности распределения по \vec{r}_1 (см. обсуждение после формулы (5)). В эксперименте [9] для кремния ($\epsilon_0 = 1,2$ ГэВ) регистрировались фотоны с энергией 12+160 МэВ. При сравнении мы считали, что излучение, обусловленное движением в непрерывном потенциале захватывается плотностью (оценка сверху). Значение величины φ_{br} в таблице 2 для этого эксперимента получено интегрированием в указанном интервале частот стандартного спектрального распределения тормозного излучения.

При изменении температуры кристалла будет меняться потенциал (6) и, вообще говоря, кинетика выхода на асимптотическую ФР (I). В области применимости (I) эффект изменения температуры сводится к изменению параметров потенциала. Эти параметры для оси $\langle 111 \rangle$ в W для $T = 77^\circ$ приведены в нижней строке Таблицы I. Видно, что радиус экранирования a_s меняется при переходе, от ко-

натной температуры к температуре кипения азота незначительно, а глубина потенциальной ямы U_0 и η - сильно. В результате яркость излучения $dE^{ch}/d\Omega$ несколько возрастает, что иллюстрирует Рис.7. Поскольку темп потерь энергии возрастает (растет R), ϵ_d увеличивается, а U_0 уменьшается, то $dE^{b2}/d\Omega$ несколько уменьшается. Масштаб эффекта для яркости $\approx 20+30\%$. Для выхода излучения в угол Линхарда ($\vartheta_{acc} = \vartheta$) эффект становится заметнее поскольку $\vartheta_c^2 \propto U_0$.

В недавно опубликованной работе [10] теоретическое значение коэффициента η_{ch} для оси $\langle 111 \rangle$ кристалла вольфрама толщиной 300 мкм при энергии электронов $\epsilon_0 = 1$ ГэВ и угле коллимации фотонов $\vartheta_{acc} = 1/8$ составляет 25% при $T = 293^\circ\text{K}$ и 58% при $T = 40^\circ\text{K}$. С помощью формул (13) нашей работы находим для этих условий при $T = 239^\circ\text{K}$ значение

$\eta_{ch} = 0,2\%$. Подчеркнем, что наш расчет согласуется с экспериментальными данными [8], [9] по вольфраму для энергий в районе 1 ГэВ, в то время как результат работы [10] дает в сто с лишним раз большие значения для выхода η_{ch} .

Детальное обсуждение спектрального состава рассматриваемого излучения не является целью настоящей работы. Тем не менее простая оценка области излучаемых частот может оказаться полезной. Как уже отмечалось (см. [5], [6]) характерный размер области, где происходит излучение есть радиус экранирования

a_s . Поперечная скорость электрона в канале $\leq \vartheta_c$, тогда соответствующая частота движения есть ϑ_c/a_s , а характерная частота излучения с учетом эффекта Доплера:

$$\omega_{ch} \sim 2\gamma^2 \frac{\vartheta_c}{a_s} \quad (16)$$

причем, поскольку мы брали верхнюю границу ϑ_1 в канале, то можно ожидать, что частота ω_{ch} окажется недалеко от максимума спектрального распределения на его правом склоне. Значения частоты ω_{ch} приведены в таблице I при $\epsilon_0 = 1$ ГэВ.

С помощью (16) мы можем оценить число испущенных фотонов как

$N \sim E^{ch}/\omega_{ch}$. Сравнение со всеми известными нам экспериментами, в которых измерялся спектр излучения электро-

нов для осевого случая в интервале энергий электронов от 28 МэВ до 10 ГэВ показывает, что вычисленное по формуле (16) значение

ω_{ch} действительно попадает на правый склон спектрального распределения (см. [8], [9], [11], [12], [13]). Если нас интересует определенный интервал частоты излучения, то выражение (16) можно использовать для выбора подходящего кристалла.

Мы благодарны А.Н.Скринскому за внимание к работе и обсуждение.

Подписи к рисункам

Рис.1. Яркость излучения $dE/d\Omega$ при движении вблизи оси $\langle 111 \rangle$ в вольфраме для начальной энергии электронов $\epsilon_0 = 0,9$ ГэВ (а) и $\epsilon_0 = 3$ ГэВ (б) в зависимости от толщины l для разных значений коэффициента поглощения фотонов $c = 4_{rad}/4_{ph}$.

Рис.2. Яркость излучения $dE/d\Omega$ при движении вблизи оси $\langle 111 \rangle$ (а) и тормозного излучения (б) в кремнии ($\epsilon_0 = 1,2$ ГэВ) и германии ($\epsilon_0 = 0,719$ ГэВ) (а); в кремнии и германии ($\epsilon_0 = 4,5$ ГэВ) (б), алмазе (а) и (б).

Рис.3. Яркость излучения $dE/d\Omega$ при движении в вольфраме вблизи оси $\langle 111 \rangle$ (а) и тормозного излучения b_2 при $\epsilon_0 = 0,9$ ГэВ (а) и $\epsilon_0 = 3,0$ ГэВ (б).

Рис.4. Зависимость оптимальной толщины от начальной энергии электронов в Si, Ge и W.

Рис.5. Яркость на оптимальной толщине в Ge, W, Si, Cr и алмазе как функция начальной энергии электронов.

Рис.6. Выход излучения $\eta(L_0) = \frac{E(L_0)}{\epsilon_0}$ на оптимальной толщине в кремнии и алмазе (а) и вольфраме (б) при угле коллимации $\theta_{col} = \theta_c$ для вкладов в излучение за счет движения в потенциале оси $\langle 111 \rangle$ (а) и тормозного излучения (б). Кривые η_{tot} дают относительную величину полных радиационных потерь на оптимальной толщине

$$\eta_{tot} = \frac{\epsilon_0 - E(L_0)}{\epsilon_0}$$

Рис.7. Яркость излучения $dE^{ch}/d\Omega$ и $dE^{b_2}/d\Omega$ в вольфраме, ось $\langle 111 \rangle$, на оптимальной толщине при температурах $T = 293^\circ$ и $T = 77^\circ$.

Литература

- I. В.Н.Байер, В.М.Катков, В.М.Страховенко. Излучение при движении частиц высокой энергии вблизи кристаллических осей в толстых монокристаллах. Препринт ИЯФ 83-70, Новосибирск, 1983.
2. V.N.Baier, V.M.Katkov and V.M.Strakhovenko, Phys.Stat.Sol. (b) 118, 499 (1983).
3. В.Н.Байер, В.М.Катков, В.М.Страховенко. ДАН СССР 268, 1365 (1983).
4. Ю.Н.Адищев, И.Е.Внуков, С.А.Воробьев, В.Н.Каплин, А.П.Потылицын. ДАН СССР 268, 841 (1983).
5. V.N.Baier, V.M.Katkov and V.M.Strakhovenko, Phys.Lett. 95A, 403 (1983).
6. V.N.Baier, V.M.Katkov, V.M.Strakhovenko. Radiation Intensity of Ultrarelativistic Particles at Axial Channeling and its Orientation Dependence. Preprint IYaF 83-29 (1983).
7. D.S.Gemmel, Rev.Mod.Phys. 46, 129 (1974).
8. А.П.Потылицын "Излучение электронов с энергией 900 МэВ в толстых монокристаллах вольфрама. Доклад на рабочем совещании. Новосибирск 1983.
9. Б.И.Шраменко "Характеристики радиационных потерь электронов с энергией 600, 1200 МэВ в толстых монокристаллах". Доклад на Рабочем Совещании. Новосибирск, 1983.
10. Ф.Ф.Комаров, В.И.Телегин, М.Х.Хоконов. ДАН СССР 272, 346 (1983).
11. R.L.Swent, R.H.Pantell, and M.J.Alguard, Phys.Rev.Lett. 43, 1723 (1979).
12. А.О.Аганьянц, Ю.А.Вартанов, Г.А.Вартапетян, А.Н.Лебедев, В.Е.Яралов. Препринт ЕФИ-666(56)-83, Ереван, 1983.
13. Н.К.Булгаков и др. Препринт ОИЯИ, I-83-640, Дубна 1983.

ТАБЛИЦА I

Параметры потенциала для оси $\langle 111 \rangle$ и некоторые характеристики излучения

кристалл	$u_1(\text{Å})$ $T=293^\circ$	$V_0(\text{эВ})$	$U_0(\text{эВ})$	ϱ	$a_s(\text{Å})$	$C = \frac{L_{\text{rad}}}{L_{\text{ph}}}$	R	ω_{ch} (МэВ)	L_0 (мм)
C(d)	0,040	29	103	0,025	0,326	0,61	1,87	21,1	15,6
Si	0,075	54	106	0,150	0,30	0,57	0,80	23,3	15,3
V	0,082	135	280	0,135	0,306	0,49	1,16	37,0	4,8
Cz	0,061	165	358	0,122	0,272	0,48	1,64	47,0	3,6
Fe	0,068	180	363	0,145	0,276	0,48	1,46	46,6	3,15
Ge	0,085	91	191	0,13	0,30	0,51	0,53	31,1	4,3
W(293)	0,050	417	937	0,115	0,215	0,50	1,48	96,2	0,65
W(77)	0,030	348	1255	0,027	0,228	0,50	2,38	105,0	0,61

u_1 - амплитуда тепловых колебаний; V_0 , ϱ , a_s - параметры потенциала (6); U_0 - глубина потенциальной ямы;

C - отношение радиационной длины к эффективной длине поглощения фотонов; R - отношение I_{as}/I_{bc} при $\epsilon_0 = 1$ ГэВ;

ω_{ch} - вычисленная по формуле (16) частота при $\epsilon_0 = 1$ ГэВ;

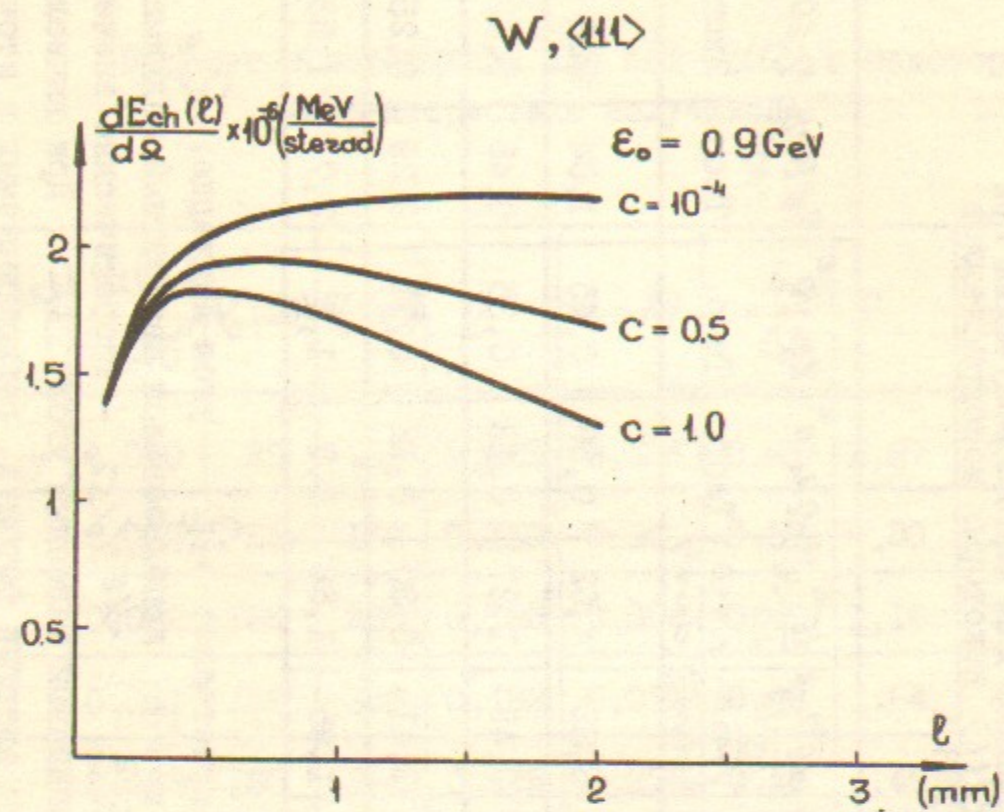
L_0 - оптимальная толщина кристалла при $\epsilon_0 = 1$ ГэВ.

ТАБЛИЦА 2

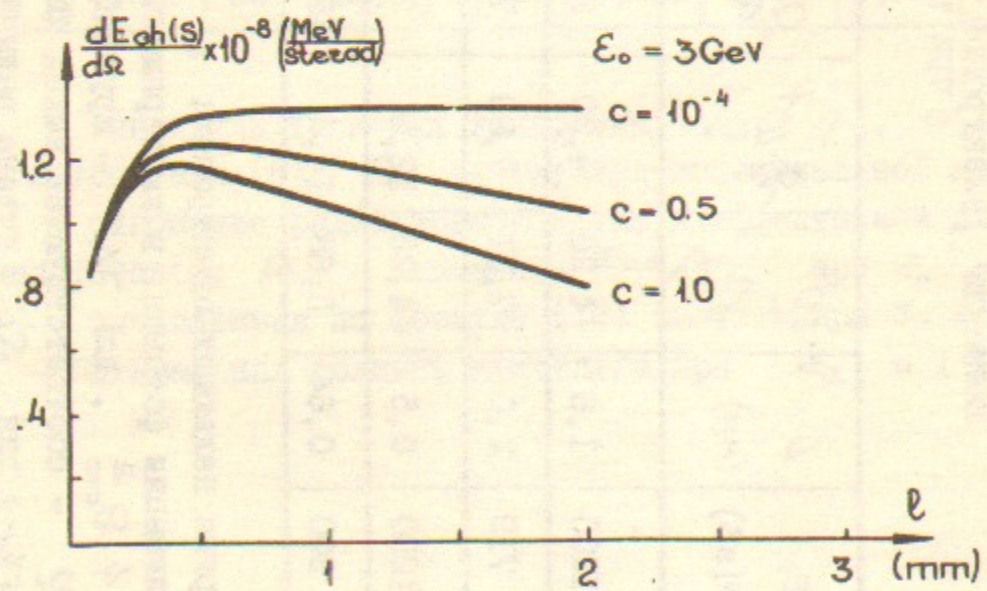
экспериментальные и теоретические данные для выхода излучения при движении электронов вдоль оси $\langle 111 \rangle$ некоторых монокристаллов при температуре 2930К

кристалл	ϵ_0 (МэВ)	L (мм)	$10^4 \gamma$	$\varrho_c \cdot 10^4$	$\varrho_{ce} \cdot 10^4$	$\varrho_s \cdot 10^4$	$\frac{dE^{ch}}{d\Omega} \cdot 10^{-6}$ ($\frac{\text{МэВ}}{\text{стерад}}$)	$\frac{dE^{b2}}{d\Omega} \cdot 10^{-6}$ ($\frac{\text{МэВ}}{\text{стерад}}$)	$\varrho_{ch} \cdot 10^2$	$\varrho_{b2} \cdot 10^2$	$\varrho_x = \varrho_{ch} + \varrho_{b2} \cdot 10^2$	$\varrho \cdot 10^2$	Экспер.
Si	1200	1,6	4,26	4,20	8,37	22	3,83	4,02	0,89	0,15	1,04	0,6	
Ge	719	2,0	7,11	7,29	7,25	87	0,45	1,21	0,13	0,35	0,48	0,43	
W	1200	0,5	4,26	12,5	3,6	67	5,41	3,30	0,18	0,11	0,29	0,25	
W	900	0,64	5,68	14,4	15	101	1,95	1,58	1,5	1,2	2,7	1,33	

ϵ_0 - энергия падающих электронов; L - толщина кристалла; ϱ_c - угол Линхарда; ϱ_{ce} - угол коллимации фотонов, в эксперименте для Si и Ge использовался квадратный коллиматор; $\varrho = 4 \varrho_{ce}^2$, для W - круглый; $\varrho = \pi \varrho_{ce}^2$; $dE/d\Omega$ - теоретические значения яркости, ϱ - соответствующий выход излучения в заданный телесный угол Ω . При вычислении ϱ_{b2} и $\varrho_x = \varrho_{ch} + \varrho_{b2}$ для Si учтена величина интервала энергий фотонов, регистрируемых в этом эксперименте (см. обсуждение в тексте).

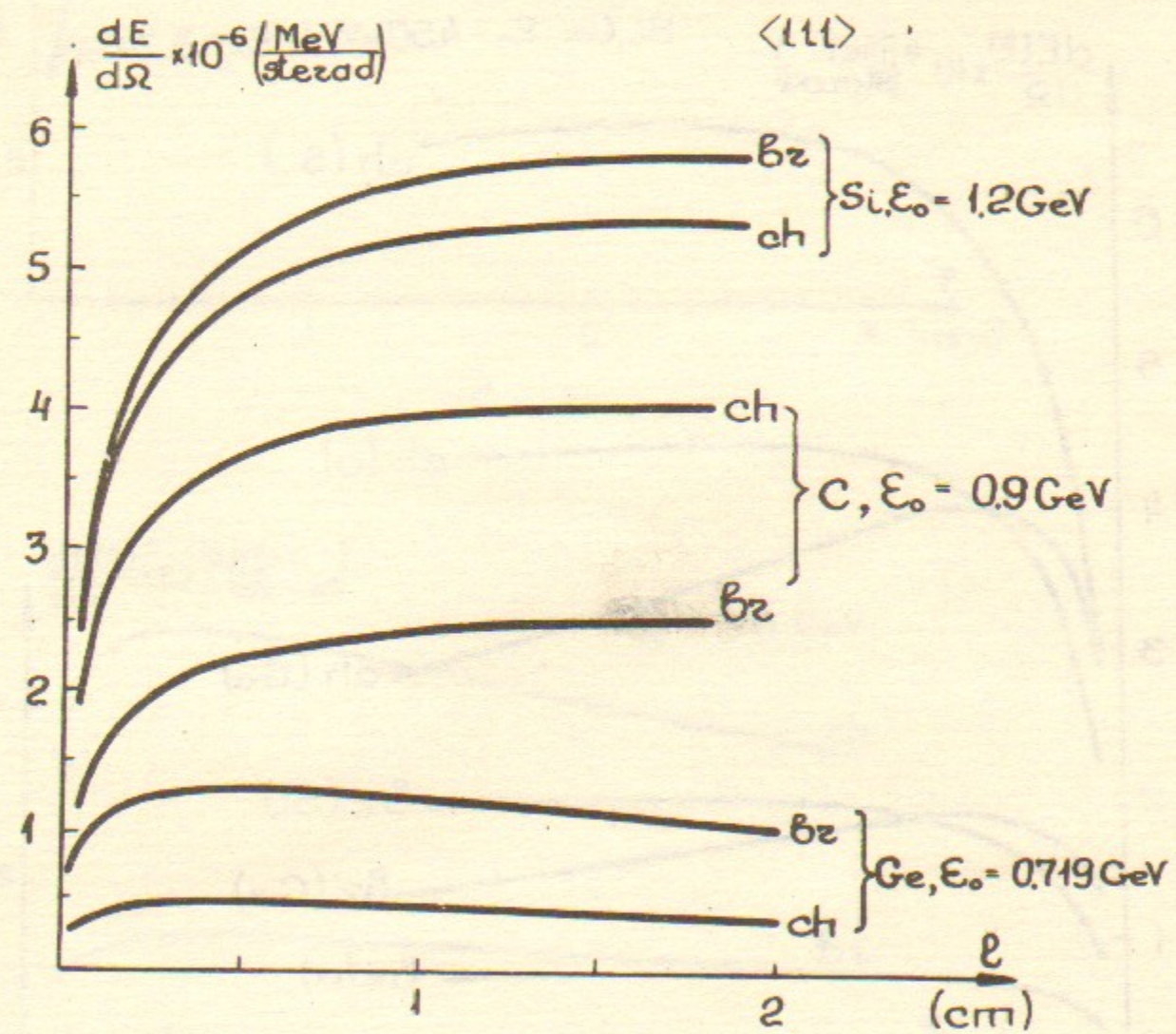


a)



b)

Рис. I



a)

Рис. 2

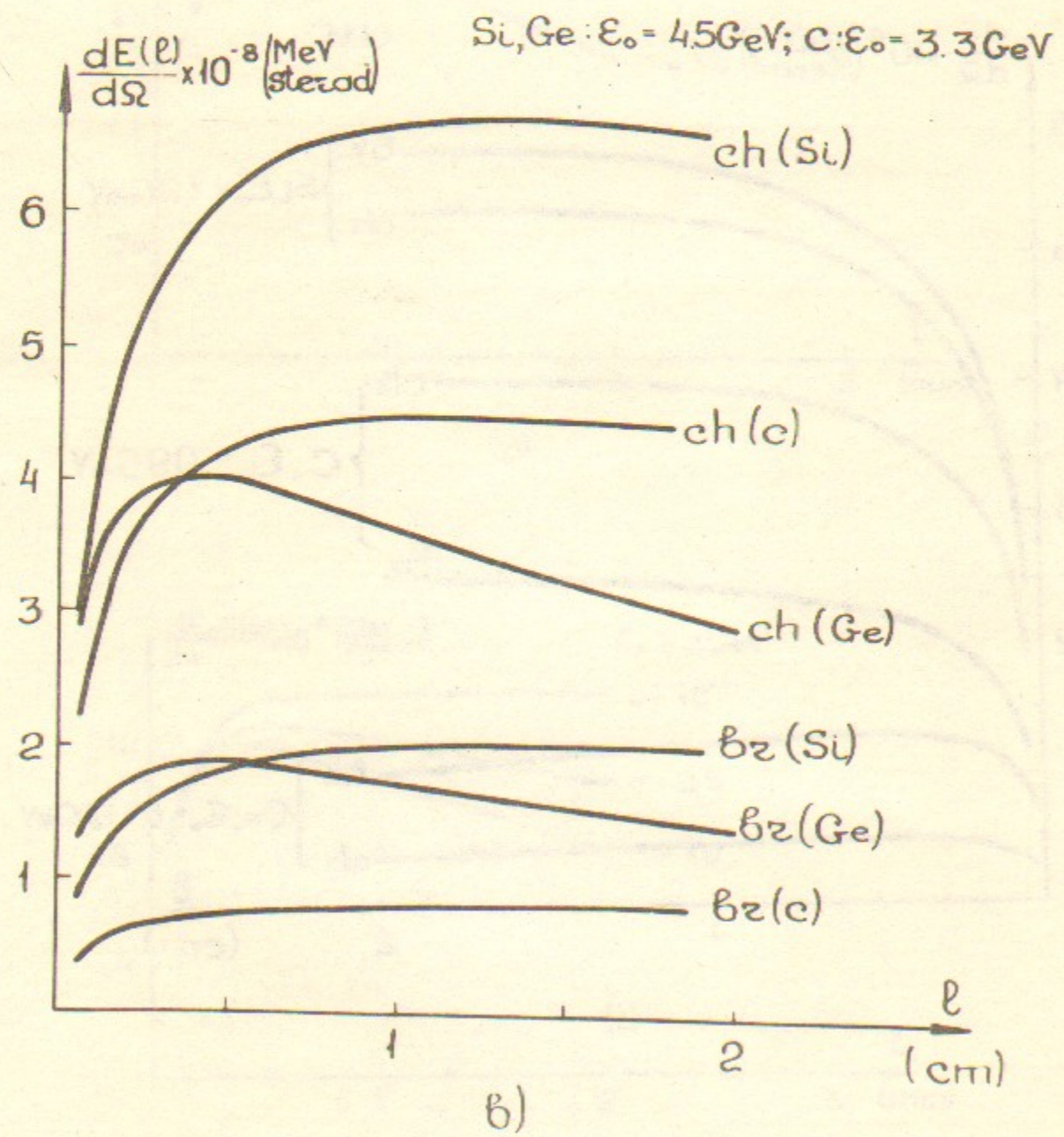


Рис.2

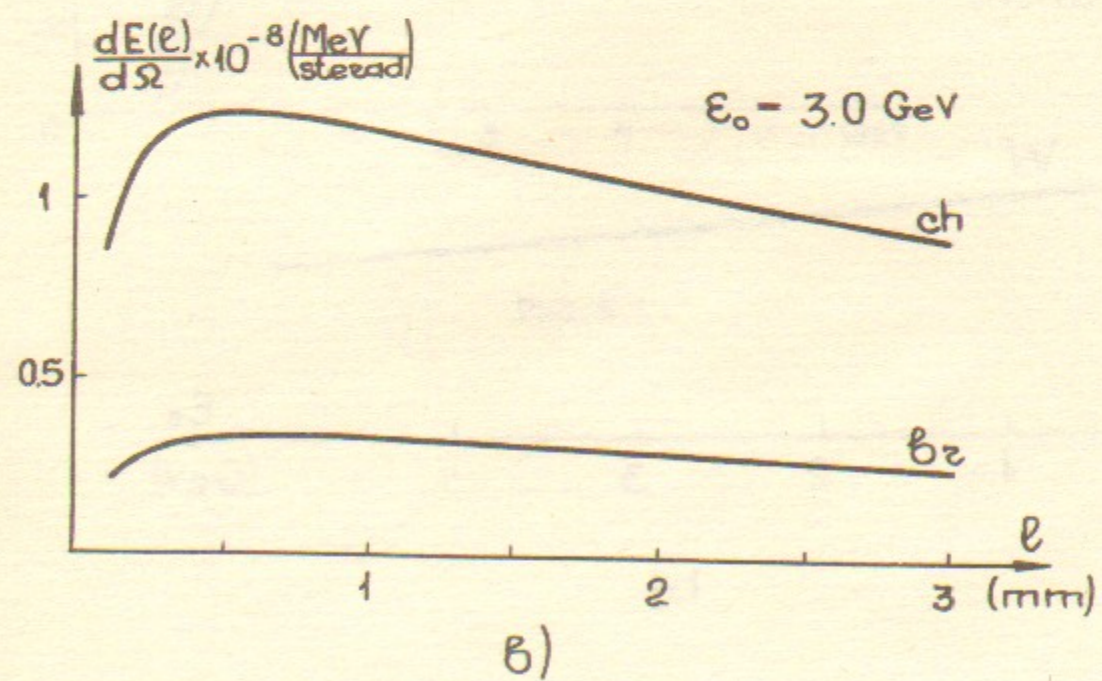
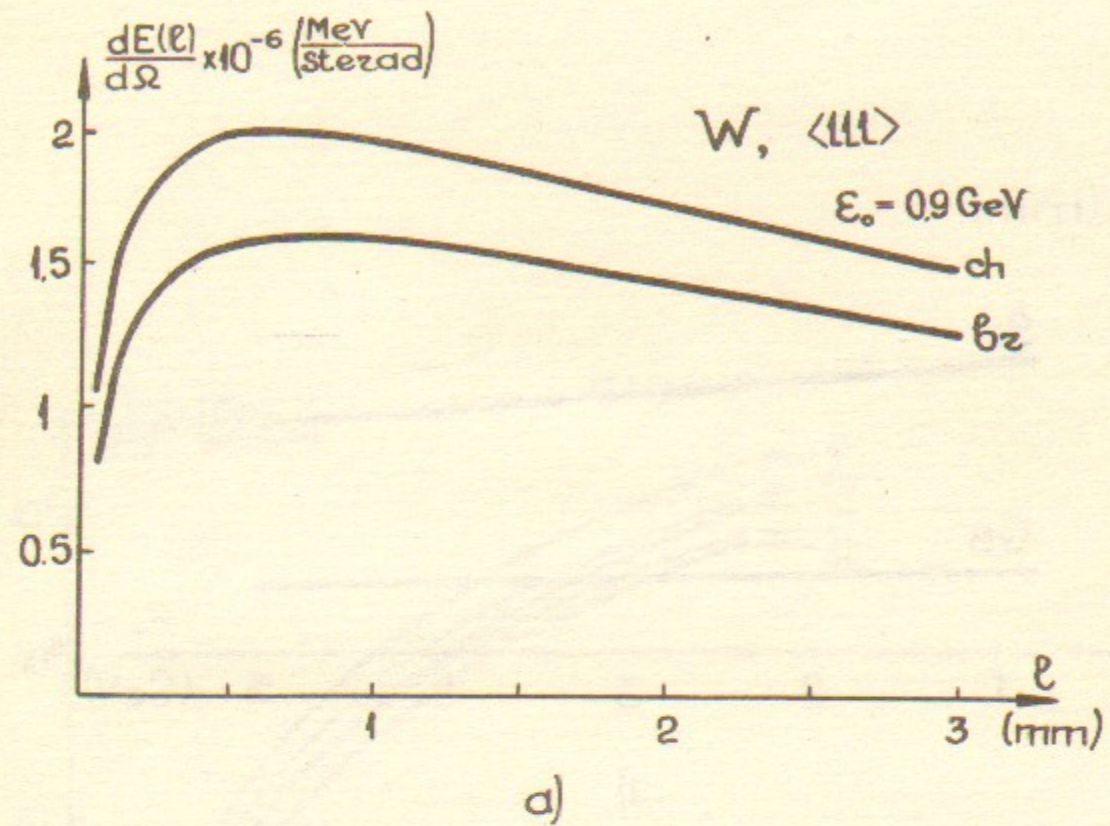
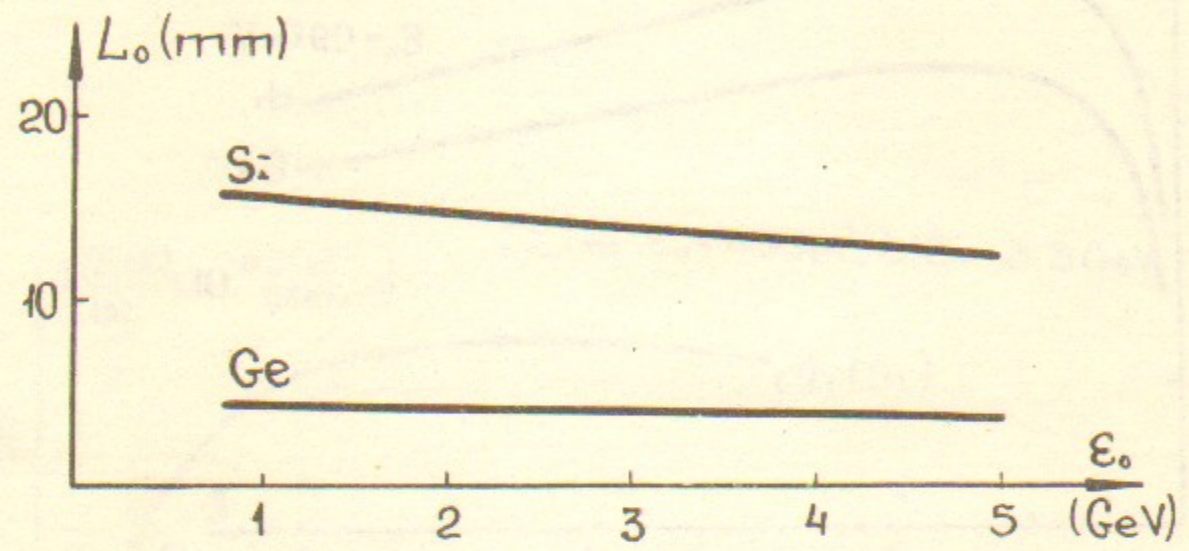
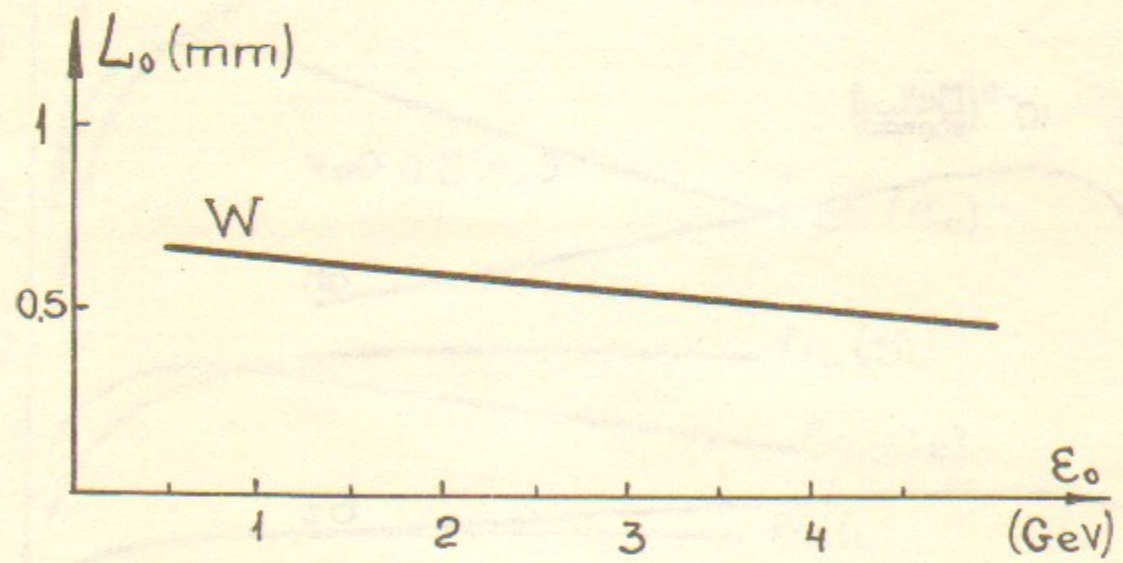


Рис.3



a)



b)

Рис. 4

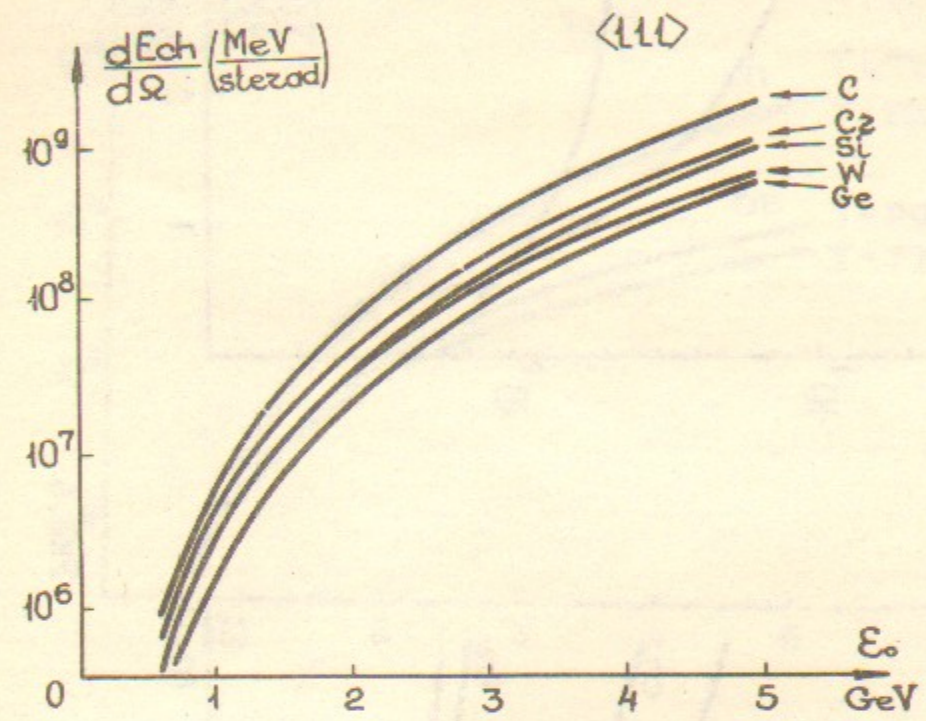


Рис. 5

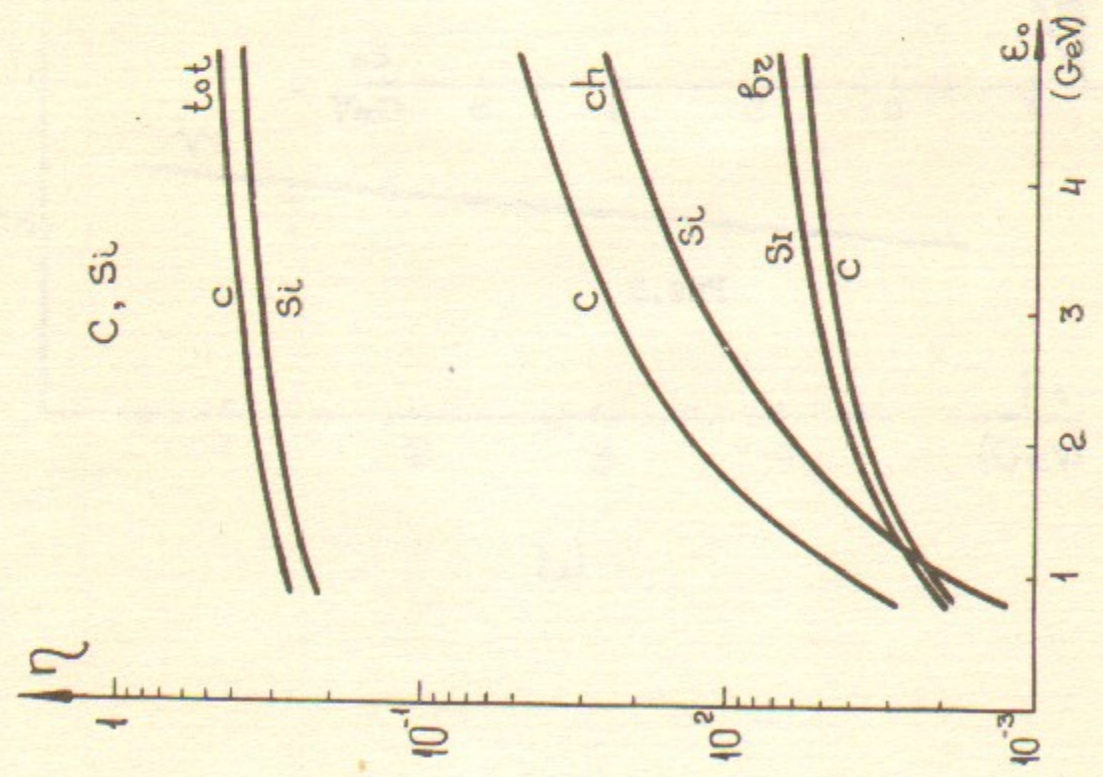
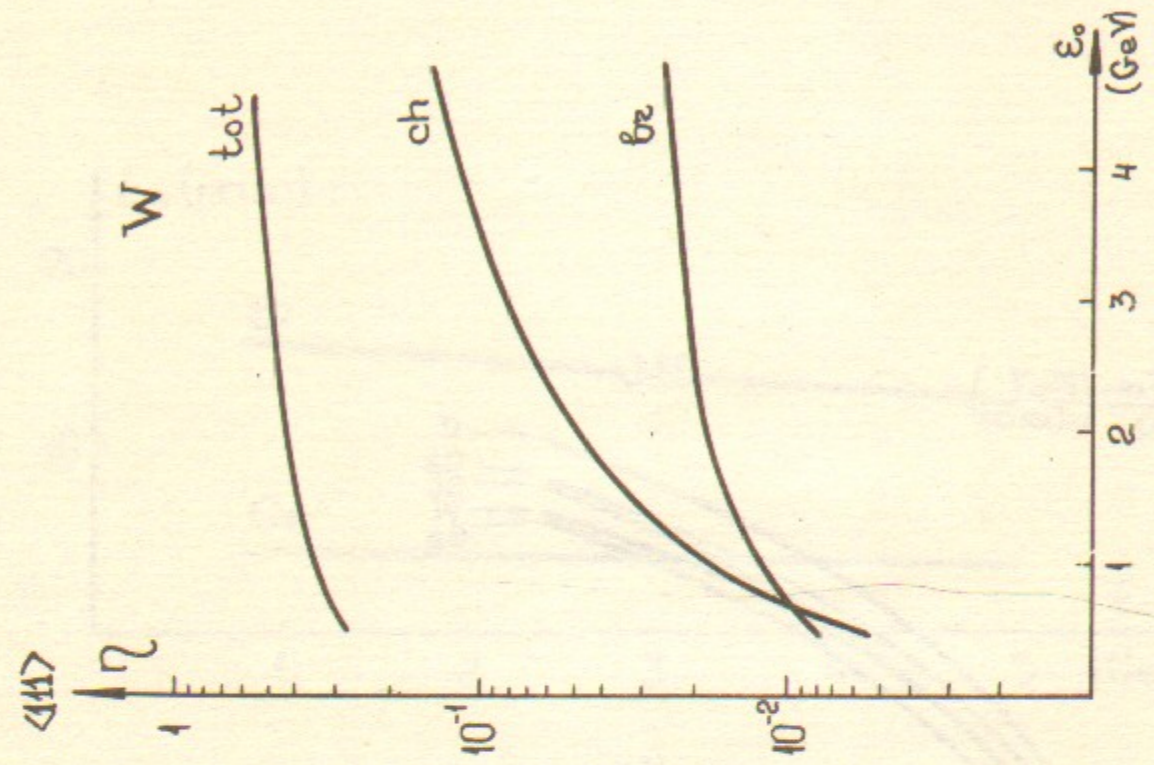


Рис.6

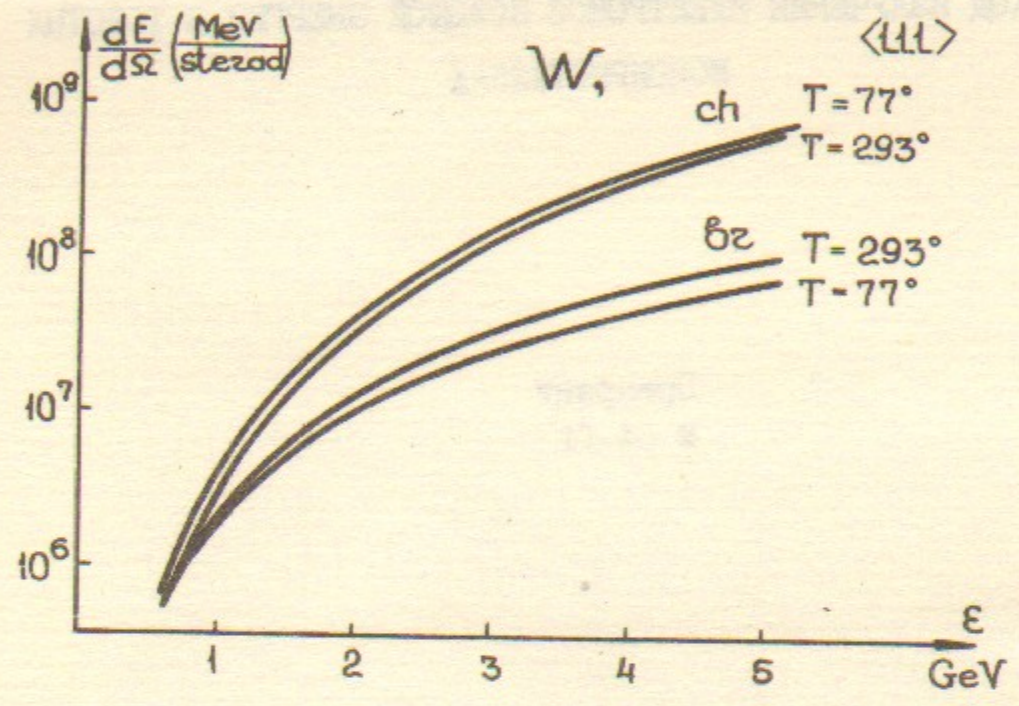


Рис.7

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

ВЫХОД ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ БОЛЬШОЙ ЭНЕРГИИ В ТОЛСТЫХ
МОНОКРИСТАЛЛАХ

Препринт
№ 84-II

Работа поступила - II января 1984 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов
Подписано к печати 07.02.1984 г. МНО4068
Формат бумаги 60x90 1/16 Усл.1,5 печ.л., 1,4 учетно-изд.л.
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № II

Редактура ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90