

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-459(1)-81

Р.С.АВАКЯН, С.С.ОВАКИМЯН,
С.П.ТАРОЯН

ВЛИЯНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ФАКТОРОВ
НА СТАБИЛЬНОСТЬ СПЕКТРА КОГЕРЕНТНОГО
ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

ԵՐԵՎԱՆ 1981 ԵՐԵՎԱՆ

Р.О.АВАКЯН, С.С.ОВАКИМЯН, С.П.ТАРОЯН.

ВЛИЯНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ФАКТОРОВ НА СТАБИЛЬНОСТЬ
СПЕКТРА КОГЕРЕНТНОГО ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ.

~~В работе~~ приводятся результаты теоретических расчетов спектров интенсивности и поляризации когерентного тормозного излучения (КТИ) электронов высоких энергий на кристалле алмаза с учетом экспериментальных факторов. Показано, что нестабильность спектра КТИ может быть обусловлена как изменением среднего угла влета электронов в кристалл, так и изменением угловой расходимости ускоренных электронов в кольце. В первом случае наблюдается заметная трансформация спектров интенсивности и поляризации, которая может быть использована при экспериментальном исследовании причин нестабильности спектров КТИ.

Ереванский физический институт

Ереван 1981

EΦM-459(I)-81

R.O.AVAKIAN, S.S.OVAKIMIAN, S.P.TAROYAN

INFLUENCE OF EXPERIMENTAL FACTORS ON STABILITY
OF COHERENT BREMSSTRAHLUNG SPECTRUM

The description is given of the theoretical calculation results of coherent bremsstrahlung /CB/ intensity and polarization spectra of high energy electrons on a diamond crystal with experimental factors taken into account. It is shown that the CB spectrum instability may be caused by the variation of electron mean inlet angle into crystal as well as of angular divergence of accelerated electrons in the ring. In the first case a notable transformation of intensity and polarization spectra is observed which can be used in experimental investigation of the reasons of CB spectra instability.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1981

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-459(1)-81

Р.О.АВАКЯН, С.С.ОВАКИМЯН, С.П.ТАРОЯН.

ВЛИЯНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ФАКТОРОВ НА СТАБИЛЬНОСТЬ
СПЕКТРА КОГЕРЕНТНОГО ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Ереван 1981

© Ерванский физический институт, 1981

В в е д е н и е

Квазимонохроматические и поляризованные фотонные пучки когерентного тормозного излучения (КТИ) электронов высоких энергий на кристалле [1,2] широко используются в экспериментах по фоторождению элементарных частиц. Используя эти пучки, проведен целый ряд экспериментов по измерению асимметрии сечения в фоторождении псевдоскалярных мезонов.

При сравнении экспериментальных данных с результатами теоретических анализов часто оказывается, что не всегда эксперимент дает однозначное предпочтение той или другой теоретической модели в основном из-за больших погрешностей измерений. Поэтому дальнейшее уменьшение экспериментальных ошибок как статистических, так и систематических, становится необходимым.

Одной из причин систематических ошибок является изменение формы энергетического спектра КТИ в процессе измерений. В ходе экспериментов наблюдается самопроизвольное смещение пиковой энергии тормозных фотонов в ту или иную сторону. Это явление приводит к сильному изменению эффективной поляризации фотонов в кинематической области реакции и, соответственно, измеряемой величины асимметрии, которая определяется как

$$\Sigma = \frac{d\sigma_L - d\sigma_H}{d\sigma_L + d\sigma_H} = \frac{1}{P_p} \frac{C_L - C_H}{C_L + C_H},$$

где C_L и C_H - выходы реакции в случае фотонов, поляризованных перпендикулярно и параллельно плоскости рождения мезонов, P_p - эффективное значение поляризации фотонов. Неконтролируемые изменения эффективной поляризации фотонного пучка приводят к систематическим ошибкам измеряемой величины Σ . Поэтому вопрос стаб-

лизации энергетических спектров КТИ является актуальной задачей при проведении экспериментов по фоторождению. Для решения этой задачи необходимо выявить причины, вызывающие изменения формы спектра КТИ.

Целью настоящей работы является теоретическое исследование влияния экспериментальных факторов на стабильность спектра поляризованных фотонов. В расчетах в качестве основных экспериментальных факторов были приняты:

- изменение угловой расходимости электронного пучка;
- изменение среднего угла влета электронов в кристалл;
- изменение энергии ускоренных электронов.

Все перечисленные факторы рассматривались при двух углах коллимации θ_k , равными, соответственно, 0,16 и 0,3 мрад.

Методика расчета.

Для исследования асимметрии в реакциях фоторождения используются два пучка фотонов со взаимно перпендикулярными векторами поляризации одинаковой интенсивности и с одинаковой степенью поляризации [3]. Практически это осуществляется с помощью выбора определенной ориентации кристалла алмаза (ориентация (001)), когда основной вклад в сечение тормозного излучения дает либо узел [022], либо $[0\bar{2}2]$ ("эффект точки"). При такой ориентации в спектре появляется один ярко выраженный пик с высокой степенью поляризации фотонов. Интенсивность I и степень поляризации P тормозных фотонов сильно зависят от углов ориентации кристалла θ и α [1,2], где θ - угол между импульсом начального электрона \vec{P}_0 и ось \vec{B}_1 [001], α - угол между плоскостями $(\vec{P}_0 \vec{B}_1)$ и $(\vec{B}_1 [001] \vec{B}_2 [110])$ (рис.1.)

$$I(x, \theta, \alpha) \equiv \frac{x}{N\bar{\sigma}} \frac{d\bar{\sigma}}{dx} = [1 + (1-x)^2][\Psi_1 + 18.2] - \frac{2}{3}(1-x)[\Psi_2 + 17.4]$$

$$P(x, \theta, \alpha) = 2(1-x)\Psi_3 / I$$

$$\Psi_1 = \frac{(2\pi)^2 4\delta}{\alpha^3 \theta^2} \sum_{(g)} |S|^2 \exp[-126g^2] H(g^2) \frac{g_2^2 + g_3^2}{(g_2 \cos \alpha + g_3 \sin \alpha)^2}$$

$$\Psi_2 = \frac{(2\pi)^2 24\delta^2}{\alpha^3 \theta^3} \sum_{(g)} |S|^2 \exp[-126g^2] H(g^2) \frac{(g_2^2 + g_3^2)(g_2 \cos \alpha + g_3 \sin \alpha - \delta/\theta)}{(g_2 \cos \alpha + g_3 \sin \alpha)^4}$$

$$\Psi_3 = -\frac{(2\pi)^2 4\delta^3}{\alpha^3 \theta^4} \sum_{(g)} |S|^2 \exp[-126g^2] H(g^2) \frac{(g_2^2 - g_3^2) \cos 2\alpha + 2g_2 g_3 \sin 2\alpha}{(g_2 \cos \alpha + g_3 \sin \alpha)^4}$$

Здесь введены следующие обозначения: $\chi = K/E_0$ - относительная энергия фотонов с импульсом K , E_0 - энергия начальных электронов, которая в наших расчетах принята равной 4,68 Гэв, $\bar{\sigma} = Z^2 5,795 \cdot 10^{-28}$ см², N - число атомов раднатора, $d\bar{\sigma}/dx$ - дифференциальное сечение тормозного излучения, α - постоянная решетки кристалла, $\delta = (mc^2/E_0) \cdot (\chi / (1 - \chi))$ - минимальный передаваемый импульс ядру, $\vec{g}(g_1, g_2, g_3)$ - вектор обратной решетки кристалла, S - структурный фактор, функция $H(g^2)$ учитывает экранировку типа Харти-Фока:

$$H(g^2) = \begin{cases} 1/(g^2 + 1,377 \cdot 10^{-4})^2 & 0 \leq g^2 \leq 1,126 \\ (0,2193 \ln g^2 + 2,196)/g^4 & 1,126 \leq g^2 \leq 2,132 \\ -(686,4 \ln g^2 + 4195)/g^2 & 2,132 \leq g^2 \leq 8,521 \\ (0,0899 \ln g^2 + 1,196)/g^4 & 8,521 \leq g^2 \leq 29,05 \\ (0,2172 \ln g^2 + 1,939)/g^4 & 29,05 \leq g^2 \leq 74,32 \\ 1/(g^2 + 5,137 \cdot 10^{-4})^2 & 74,32 \leq g^2 \leq \infty \end{cases}$$

Выбор такой экранировки основан на результатах работы [4] .

Для вычисления спектров с учетом экспериментальных факторов (угловая расходимость электронного пучка, многократное рассеяние в кристалле, изменение энергии начальных электронов, коллимация излученных фотонов) надо усреднить (I). В общем случае корректное решение этой проблемы является сложной и трудоемкой задачей [5,6] , и поэтому нами сделаны некоторые допущения, которые заметно упрощают задачу, не снижая ценность и достоверность полученных результатов.

Угловое распределение электронов представляется в виде нормального распределения, которое получается в результате свертки двух гауссианов, описывающих начальную угловую расходимость и расходимость, связанную с многократным рассеянием электронов в кристалле, соответственно [7] .

При усреднении интенсивности по углам вылета тормозных фотонов, надо отделять случаи когерентного и некогерентного излучения фотонов. Для аморфной части спектра мы использовали предложенный в работе [8] фактор обрезания

$$f(\theta_k, \theta_p) = \frac{\theta_k^2}{1 + \theta_k^2} + \frac{\theta_p^2}{1 + \theta_p^2} - \frac{\theta_k^2 \cdot \theta_p^2}{(1 + \theta_k^2)(1 + \theta_p^2)}$$

где θ_k и θ_p - углы коллимации и расходимости в единицах mc^2/E_0 .

Формулы, описывающие угловые распределения когерентно излученных фотонов, весьма сложны и неудобны для численных расчетов [9]. Однако в работе [10] показано, что когерентно излученные фотоны испускаются в основном под очень малыми углами ($\theta < mc^2/\epsilon_0$). Учитывая это, а также тот факт, что используемые в расчете углы коллимации $\theta_k > mc^2/\epsilon$, мы отказались от интегрирования по углам вылета когерентно испущенных фотонов, предположив, что они следуют по направлению движения электронов.

В наших расчетах для удобства мы перешли от углов θ и α к углам θ_V и θ_H (рис.2), связанным с гониометрической системой (индексы V и H означают, соответственно, вращение вокруг вертикальной и горизонтальной осей гониометрической системы). Связь между этими углами определяется следующим образом:

$$\theta = \sqrt{\theta_V^2 + \theta_H^2} \quad \alpha = \text{arctg} \left(\frac{\theta_H}{\theta_V} \right).$$

Угол θ_H берется равным 50 мрад и, изменяя θ_V в малом интервале углов в районе одного миллирадиана, получаем тормозные спектры с различными пиковыми энергиями фотонов, вектор поляризации которых лежит в горизонтальной плоскости. Аналогично для получения поляризованных фотонов с вектором поляризации в вертикальной плоскости угол θ_V берется равным 50 мрад, а угол θ_H принимает тогда значения порядка миллирадиана. Поскольку задача является симметричной относительно обоих случаев получения фотонов с определенной поляризацией (т.к. интенсивности и степени поляризации одинаковы), то нами был рассмотрен только первый случай.

Влияние угловой расходимости электронов
на спектры КТИ.

Для учета влияния угловой расходимости электронов на форму спектра КТИ, выражение (I) было усреднено для различных значений σ_v , σ_H , где σ_v и σ_H дисперсии гауссовских распределений, описывающие угловые распределения электронов в горизонтальной и вертикальной плоскостях, соответственно. Усреднение с учетом углов коллимации сводится к вычислению двойного интеграла [II] :

$$\overline{I(x, \theta_v, \theta_H)} = \frac{\iint I(x, \theta_v, \theta_H) w_1(\theta_v) w_2(\theta_H) d\theta_v d\theta_H}{\iint w_1(\theta_v) w_2(\theta_H) d\theta_v d\theta_H}$$

$$\overline{P(x, \theta_v, \theta_H)} = \frac{\iint P(x, \theta_v, \theta_H) I(x, \theta_v, \theta_H) w_1(\theta_v) w_2(\theta_H) d\theta_v d\theta_H}{\iint I(x, \theta_v, \theta_H) w_1(\theta_v) w_2(\theta_H) d\theta_v d\theta_H}$$

где

$$w_1(\theta_v) = \exp[-(\theta_v - \bar{\theta}_v)^2 / 2\sigma_v^2] / \sqrt{2\pi} \sigma_v$$

$$w_2(\theta_H) = \exp[-(\theta_H - \bar{\theta}_H)^2 / 2\sigma_H^2] / \sqrt{2\pi} \sigma_H$$

Области интегрирования ограничиваются углами коллимации θ_k .

Расчеты показали, что при изменении σ_H в широком диапазоне (от 0,01 до 1 мрад) спектры интенсивности и поляризации практически не меняются, поэтому в дальнейших расчетах мы не учитывали угловую расходимость электронов в вертикальной плоскости.

Результаты расчетов приведены на рис. 3 - 6. Ориентационные углы θ и α здесь взяты соответственно равными 50,01 мрад.

и $88,8^\circ$. Из рисунка видно, что угловая расходимость электронов в горизонтальной плоскости заметно влияет на форму спектра интенсивности и поляризации, и это влияние намного заметнее в случае большого угла коллимации.

При угле коллимации $\theta_k = 0,16$ мрад изменение угловой расходимости от $0,01$ до $0,1$ мрад приводит к уменьшению пиковой энергии фотонов от 980 до 890 Мэв, к уменьшению интенсивности в пике на 22% и степени поляризации на 8% , при этом пики становятся более широкими и пологими. При дальнейшем увеличении расходимости форма спектра и пиковая энергия фотонов практически не меняются.

Аналогичная картина наблюдается для $\theta_k = 0,3$ мрад. Здесь пиковая энергия уменьшается до $K^{пик} = 790$ Мэв для угловой расходимости электронов $\theta_v = 0,3$ мрад, а падение интенсивности в пике составляет 39% и степени поляризации - 20% . При дальнейшем увеличении θ_v спектры практически не меняются.

Влияние среднего угла влета электронов в кристалл на спектры КТИ.

Проведены также исследования влияния изменения среднего угла влета электронов в кристалл на форму спектров КТИ при разных значениях угловой расходимости электронов и при определенной ориентации кристаллического радиатора. Результаты расчетов приведены на рис. 7 - 18. Расчеты показали, что изменение среднего угла влета в вертикальной плоскости, в области углов, задаваемой коллимацией, практически не влияет на форму спектров. Однако спектры очень чувствительны к изменениям в горизонтальной плоскости. Данные, представленные на рис. 7 - 16, приведены для четырех значений среднего угла, изменяющегося в горизонтальной плоскости, в угловой области, задаваемой коллимацией.

При угле коллимации $\theta_k = 0,3$ мрад для $\sigma_v = 0,05$ мрад уменьшение пиковой энергии фотонов составляет 400 Мэв, для $\sigma_v = 0,1$ мрад - 350 Мэв и для $\sigma_v = 0,5$ мрад - 40 Мэв. Как видно, уход пиковой энергии уменьшается с увеличением угловой расходимости.

Аналогичная картина наблюдается при угле коллимации $\theta_k = 0,16$ мрад: для $\sigma_v = 0,05$ мрад уход пиковой энергии фотонов составляет 200 Мэв и $\sigma_v = 0,1$ мрад - 105 Мэв.

Из результатов видно также, что для крайних значений средних углов происходит заметная трансформация спектров. Спектры интенсивности и поляризации становятся более монохроматичными, спады на правом краю пиков становятся значительно резкими. Это связано с тем, что для этих случаев угловое распределение электронов сужается за счет обрезания некоторой части углов гауссовского распределения коллиматором. Для иллюстрации вышесказанного на рис. 9, и 10 приведены спектры (линия с двумя точками), когда центр нормального распределения (центр тяжести пучка) направлен по оси коллиматора, и средние углы ориентации $\bar{\theta}$ и $\bar{\alpha}$ равны, соответственно, 50.019 мрад и 88.41° .

Аналогичная картина получается и тогда, когда центр тяжести пучка не проходит через угловую область коллимации (рис. 17, 18 пунктирная линия). Сплошная линия соответствует случаю прохождения центра тяжести пучка по оси коллиматора. На рис. 19 приведен график углового распределения электронов и область интегрирования, определяемые углами коллимации (вертикальные линии со стрелками), в случае, когда центр нормального распределения не проходит через область коллимации.

Влияние изменения энергии начальных электронов на спектры КТИ.

Как показано в работе [12], нестабильность энергии ускоренных электронов в Ереванском электронном ускорителе может быть доведена до значений $\Delta E/E \approx 10^{-4}$ при использовании специальных цепей стабилизации. Без цепей стабилизации эти изменения величины предельной энергии намного превосходят приведенное выше значение.

Нами проведены расчеты для изменений средней энергии ускоренных электронов порядка $\pm 1\%$. Даже при такой нестабильности уходы пиковой энергии фотонов составляли ± 15 Мэв, и остальные характеристики спектров КТИ заметно не менялись.

З а к л ю ч е н и е

Сделанные расчеты показывают сильную зависимость формы спектров КТИ от таких экспериментальных факторов как изменение угловой расходимости электронов и среднего угла влета в кристалл. При этом в последнем случае наблюдается заметная трансформация спектров, которая может быть использована при экспериментальном исследовании причин нестабильности формы спектров КТИ. Что касается изменения энергии ускоренных электронов, то оно мало влияет на форму спектров интенсивности и поляризации тормозных фотонов и не может быть основной причиной нестабильности.

Авторы выражают благодарность И.П.Карабекову за ценные обсуждения.

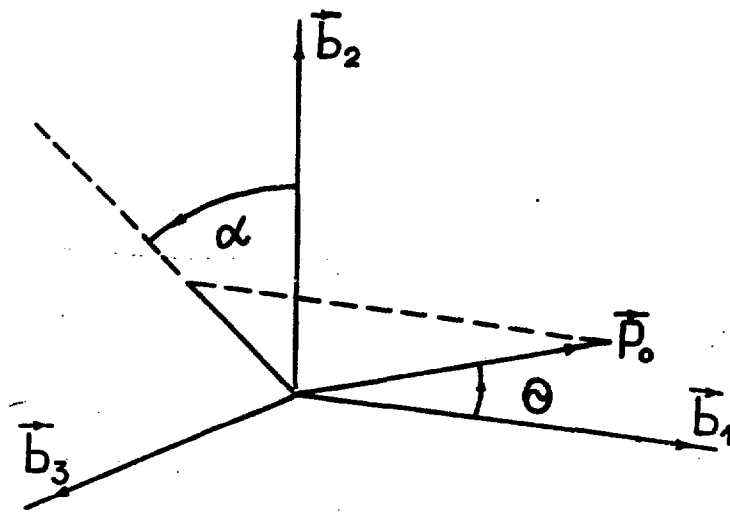


Рис.1

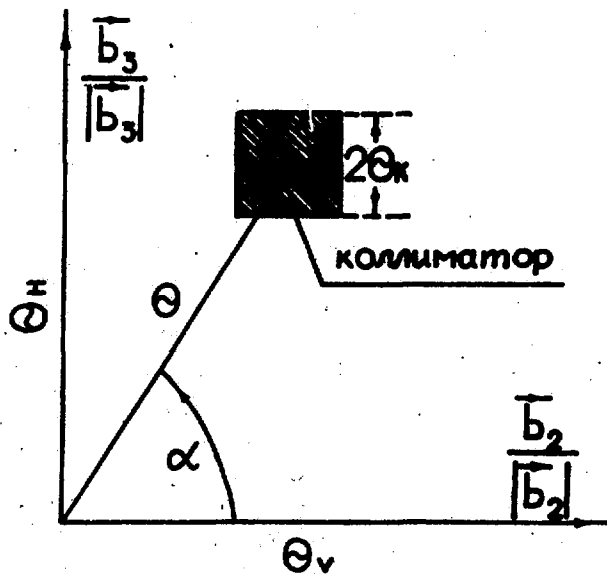


Рис.2

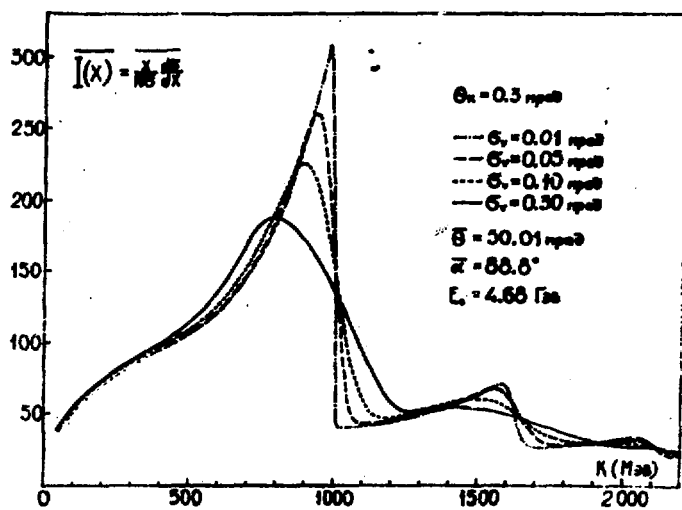


Рис.3

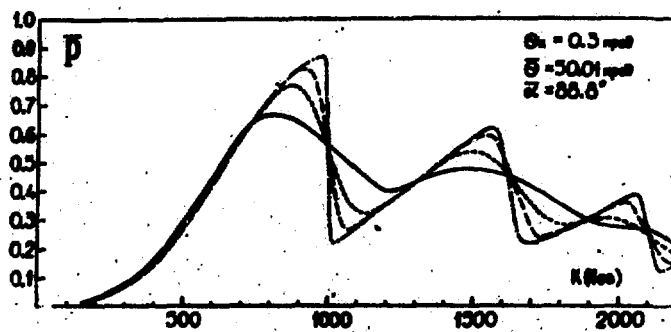


Рис.4

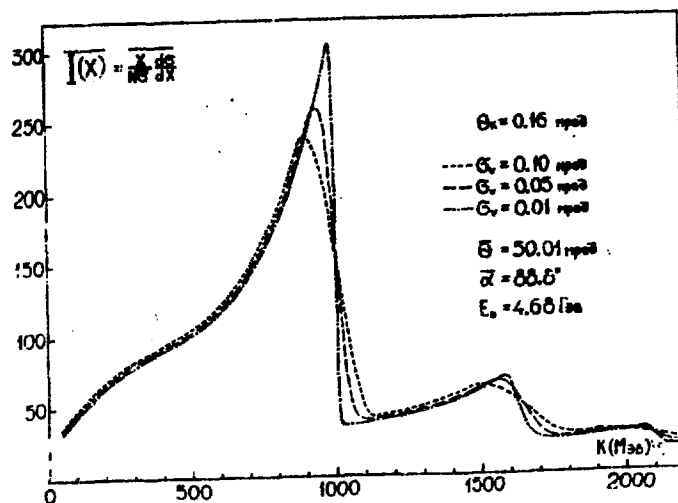


Рис.5

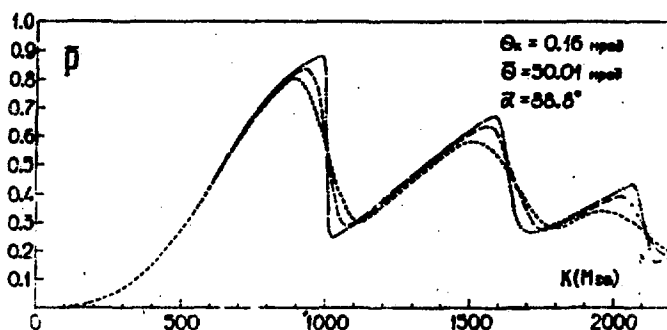


Рис.6

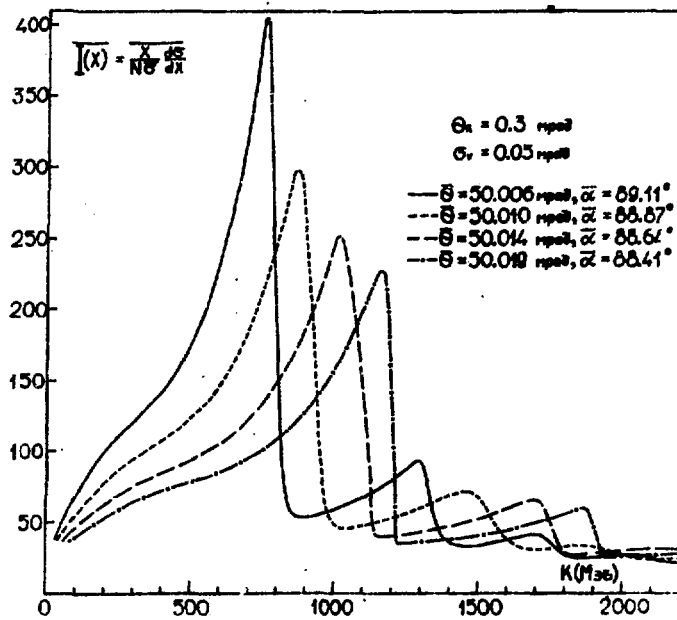


Рис. 7

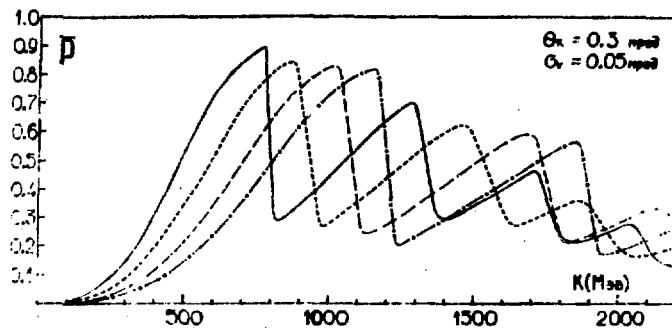


Рис. 8

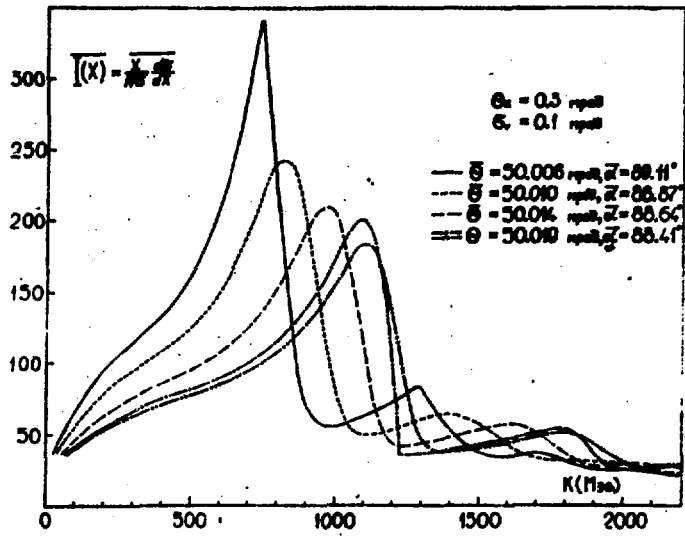


Рис. 9

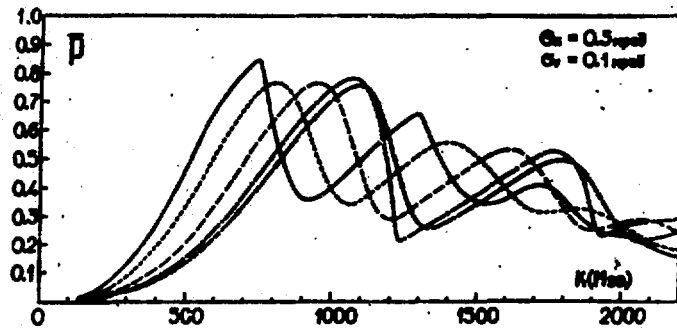


Рис. 10

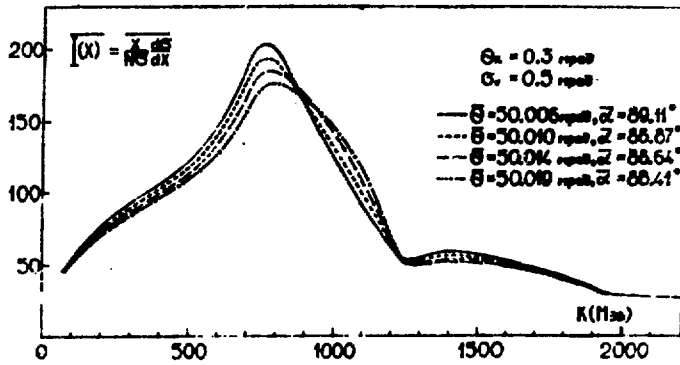


Рис. II

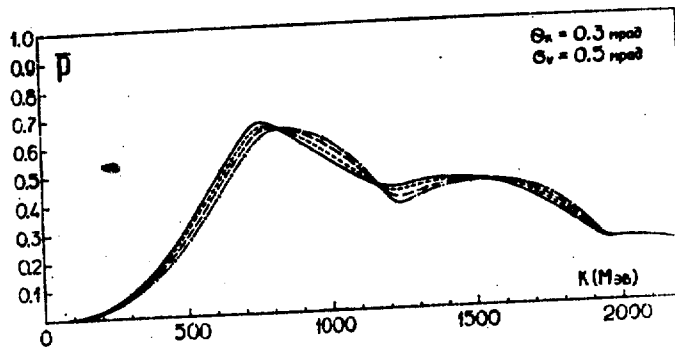


Рис. I2

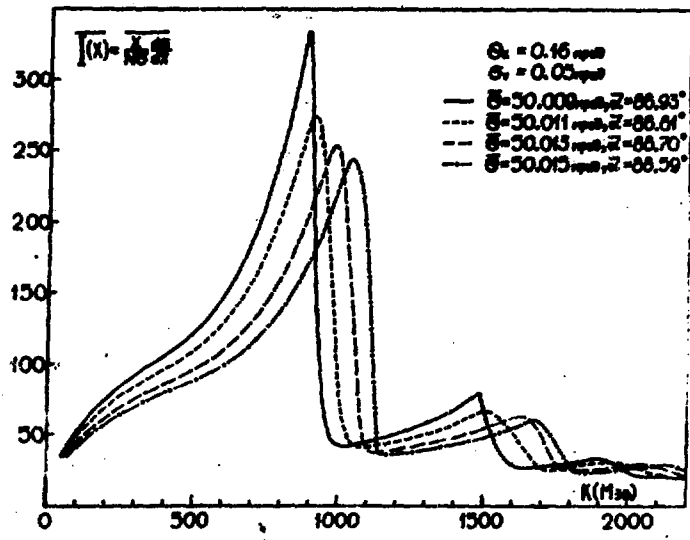


Рис. I3

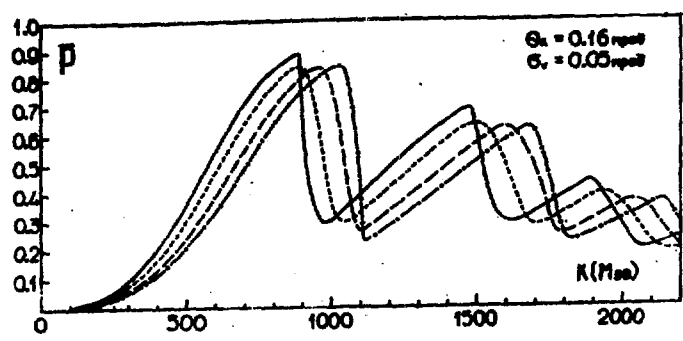


Рис. I4

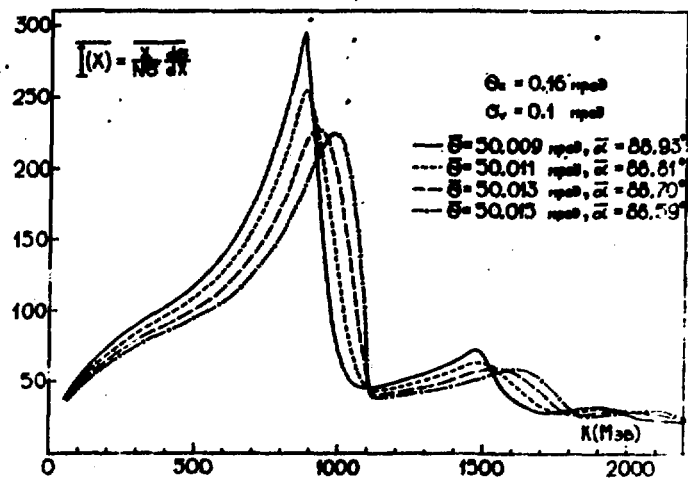


Рис. 15

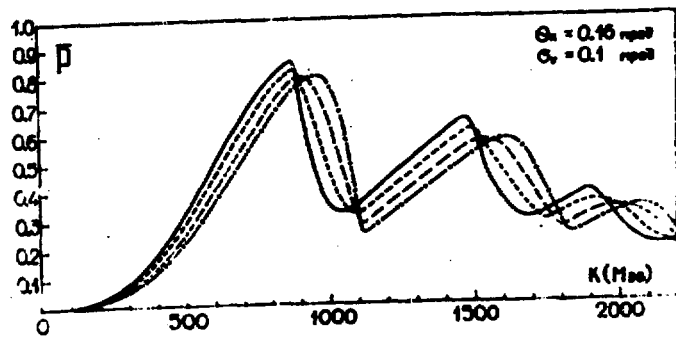


Рис. 16

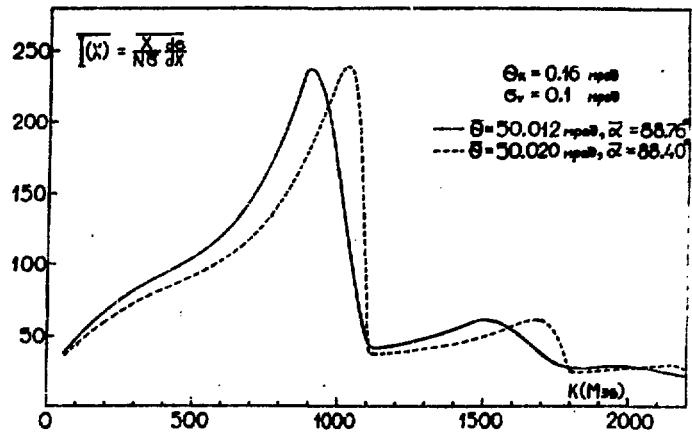


Рис. 17

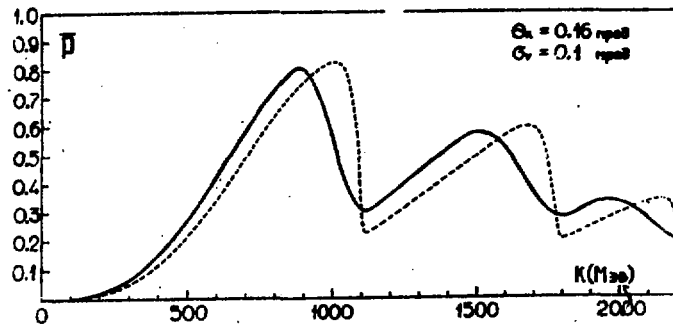


Рис. 18

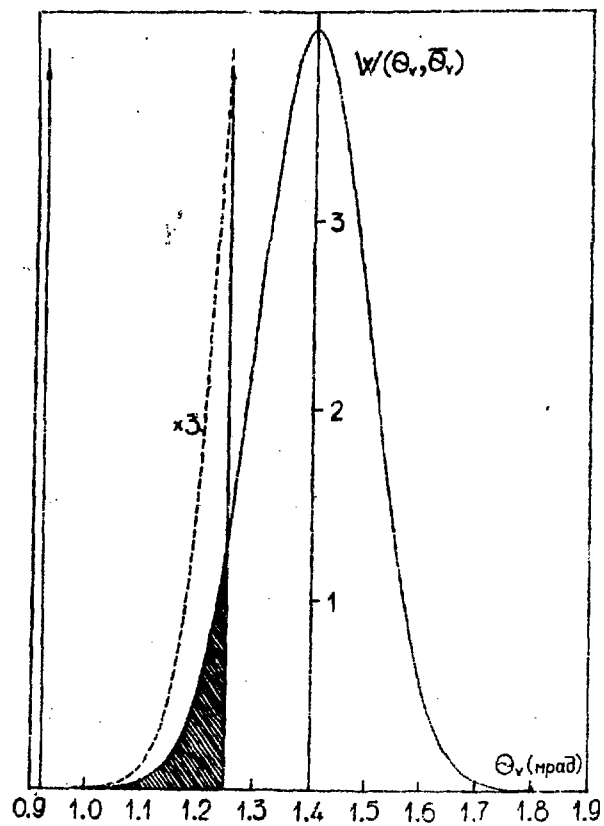


Рис. 19

Подписи к рисункам.

- Рис. 1. Расположение импульса \vec{p}_0 начального электрона относительно кристаллографических осей $\vec{b}_1, \vec{b}_2, \vec{b}_3$.
- Рис. 2. Связь между углами θ, α и θ_v, θ_n .
- Рис. 3-4. Энергетические спектры интенсивности и поляризации для различных значений угловой расходимости электронов при $\theta_k = 0,3$ мрад.
- Рис. 5-6. Энергетические спектры интенсивности и поляризации для различных значений угловой расходимости электронов при $\theta_k = 0,16$ мрад.
- Рис. 7-8. Энергетические спектры интенсивности и поляризации для различных значений среднего угла влета электронов в кристалл при $\theta_k = 0,3$ мрад и $\theta_v = 0,05$ мрад.
- Рис. 9-10. Энергетические спектры интенсивности и поляризации для различных значений среднего угла влета электронов в кристалл при $\theta_k = 0,3$ мрад и $\theta_v = 0,1$ мрад.
- Рис. 11-12. Энергетические спектры интенсивности и поляризации для различных значений среднего угла влета электронов в кристалл при $\theta_k = 0,3$ мрад и $\theta_v = 0,5$ мрад.
- Рис. 13-14. Энергетические спектры интенсивности и поляризации для различных значений среднего угла влета электронов в кристалл при $\theta_k = 0,16$ мрад и $\theta_v = 0,05$ мрад.
- Рис. 15-16. Энергетические спектры интенсивности и поляризации для различных значений среднего угла влета электронов в кристалл при $\theta_k = 0,16$ мрад и $\theta_v = 0,1$ мрад.
- Рис. 17-18. Энергетические спектры интенсивности и поляризации для двух значений среднего угла влета электронов в

кристалл при $\theta_K = 0,16$ мрад и $\theta_V = 0,1$ мрад.
Сплошная линия соответствует случаю прохождения центра тяжести пучка по оси коллиматора, а пунктирная линия - к случаю, когда центр тяжести пучка проходит вне угловой области коллимации.

Рис. 19. График углового распределения электронов. Вертикальные линии со стрелками показывают угловую область коллимации.

ЛИТЕРАТУРА

- I. Тер-Микаелян М.Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван, 1969.
2. H.Uberall, Phys.Rev., 103, 1055, 1956
3. Авакян Р.О. и др. Изв.АН Арм.ССР, 10, 61, 1975.
4. G.Bologna et all, Nuovo Cimento, Vol. XLIIA, N4, 1966
5. Акопов Н.З., Ососков Г.А. ОИЯИ, PII-8410, Дубна, 1974.
6. Авакян Р.О. и др. ЕФИ-265(58)-77.
7. H.Sadrozinski, Preprint/DESY F33-68/3
8. U.Timm, Report DESY, 69/14 March, 1969
9. G.Bologna, Nuovo Cimento, 49A, 756, 1967
10. Авакян Р.О. и др. ДАН Арм.ССР, Физика, 45, I, 1967.
- II. U.Timm, Fortschritte der Physik 17, 765, 1969
12. Карабеков И.П., Овакян С.С. ЕФИ-204(50)-76.

Рукопись поступила 13-го ноября 1980 г.

Редактор Л.П.Мукаян

Тех.редактор А.С.Абрамян

Заказ 60

ВФ-04820

Тираж 299

Препринт ЕФИ

Формат издания 60x84/16

Подписано к печати 29/I-81г. I,5 уч.изд.л. Ц. 10 к.

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

индекс 3624