

## ПОВЕДЕНИЕ ЖЕСТКОЙ ЧАСТИ $\gamma$ -ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 4,4 ГэВ В ОРИЕНТИРОВАННОМ КРИСТАЛЛЕ АЛМАЗА

*А.О.Аганьянц, Ю.А.Варганов, Г.А.Вартапетян*

Наблюдалось излучение при пролете электронов вблизи оси кристалла. Выход излучения вблизи верхней границы спектра, как в случае оси, так и плоскости вопреки имеющимся предсказаниям не превышает уровень разориентированного кристалла.

Экспериментальные исследования излучения электронов больших энергий при их пролете параллельно плоскости и оси различных монокристаллов, в основном, проводились в низкоэнергетической области спектров фотонов, т.е. при  $\hbar\omega/E_0 = x < 0,1$ ; где  $\hbar\omega$  – энергия фотона,  $E_0$  – начальная энергия электрона. Исследования более жесткой части спектра при энергии  $E_0 \gtrsim 4$  ГэВ представляют двойкой интерес<sup>1,2</sup>. В процитированных работах обращено внимание на следующие важные обстоятельства.

1. Авторы работы<sup>1</sup> считают, что при осевом каналировании электронов высоких энергий, помимо уже известного интенсивного низкочастотного излучения<sup>3,4</sup>, должно возникать также мощное излучение при высоких частотах, которое они называют электрическим синхротронным. Используемое при расчетах<sup>1</sup> синхротронное приближение становится справедливым для алмаза, начиная с энергии 3,7 ГэВ, и по мнению авторов работы<sup>1</sup>, экспериментальные результаты до  $x = 0,05$ , полученные ранее нами (см. работу<sup>1</sup>) и в ЦЕРН'е<sup>5</sup>, не противоречат их теории, но результаты с электронами пока еще недостаточно полные; необходимо продолжить измерения при больших  $x$ , чем это сделано.

2. Излучение вблизи верхней границы тормозного спектра в ориентированном кристалле обязано взаимодействию с малыми прицельными параметрами и не связано с когерентными явлениями. Именно это обстоятельство лежит в основе другой работы<sup>2</sup>. Электроны в режиме осе-

вого <sup>2</sup> и плоскостного <sup>2,6</sup> каналирования ближе подходят к ядрам кристалла и потому интегральные выходы, как ядерных реакций, так и излучения при  $x$ , близких к единице, значительно усиливаются по сравнению с соответствующим аморфным веществом эквивалентной радиационной толщины. Надбарьерные же электроны дают вклад не выше аморфного уровня <sup>2</sup> потому отмеченные особенности взаимодействия можно использовать для идентификации режима прохождения электронов вблизи кристаллических осей и плоскостей, что представляет важным для выявления полной картины взаимодействия.

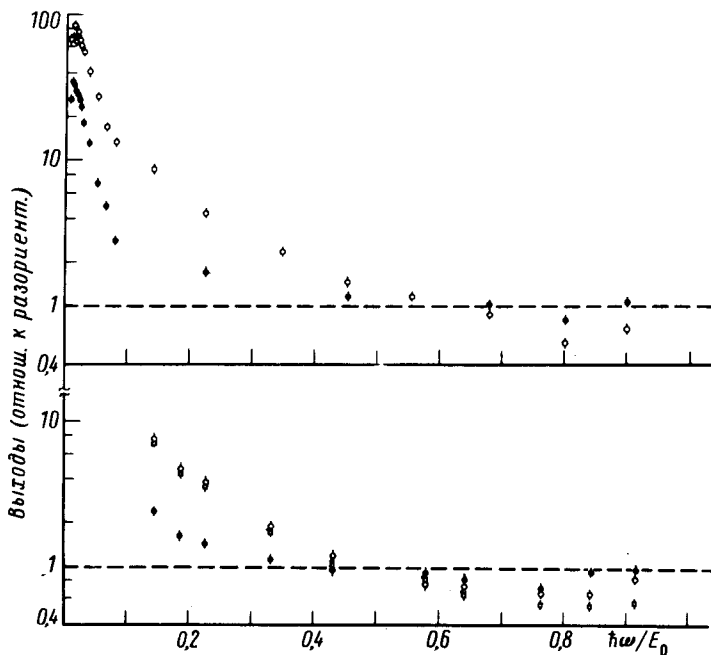
Постановка эксперимента стимулирована ситуацией и возможностями, описанными в пунктах 1 и 2.

Измерения спектров фотонов при различных ориентациях монокристалла алмаза толщиной 100 мкм и в широком диапазоне  $0 < x \lesssim 1$  проводились на внутреннем пучке Ереванского синхротрона с энергией электронов  $E_0 = 4,4$  ГэВ и монохроматичностью  $\sim 0,6\%$ . Расходимость пучка, определенная по характеристикам синхротронного излучения, была не хуже  $5 \cdot 10^{-5}$  рад, что меньше критического угла каналирования Линдхарда в плоскости ( $\theta_k \approx 10^{-4}$  рад) и оси ( $\theta_k \approx 2 \cdot 10^{-4}$  рад) монокристалла алмаза.

Относительное количество прохождений электронов через исследуемую мишень определялось по синхротронному излучению электронов при помощи монитора вторичной эмиссии, который был размещен в вакуумной трубке ускорителя.

Энергия  $\gamma$ -квантов измерялась парным магнитным спектрометром с точностью  $\sim 10\%$  до  $x < 0,05$  и  $5 \div 3\%$  при  $x > 0,05$ .

Гониометрическое устройство позволяло устанавливать необходимую ориентацию осей и плоскостей с точностью  $4,5 \cdot 10^{-5}$  рад.



Спектры излучения электронов из монокристалла алмаза толщиной 100 мкм при углах влета: относительно плоскости (110) ● — ( $\theta = 0$ ), относительно оси [100] ○ — ( $\theta = 0$ ), □ — ( $\theta = 3 \cdot 10^{-4}$  рад). Верхняя часть рисунка соответствует коллимации  $\pm 1,5 \cdot 10^{-4}$  рад, нижняя часть —  $\pm 3 \cdot 10^{-4}$  рад

На рисунке приведены измеренные спектры, которые нормировались на соответствующий выход от разориентированного кристалла. Верхняя часть рисунка представляет результаты при коллимации излучения в угле  $\pm 1,5 \cdot 10^{-4}$  рад, нижняя часть рисунка — соответственно  $\pm 3 \cdot 10^{-4}$  рад, что равнозначно отсутствию коллимации, так как в таких условиях от кристалла регистрируется практически все излучение.

Из рисунка видно, что, наряду с интенсивной эмиссией фотонов при малых  $x$ , в случае оси [100] значительное усиление излучения наблюдается до  $x \approx 0,3 \div 0,4$ , причем относительные выходы при  $x \geq 0,15$  слабо зависят от коллимации пучка и не изменяются даже при угле влета относительно оси  $\theta = 3 \cdot 10^{-4}$  рад, превышающем критический угол Линдхарда. Последнее в работе <sup>1</sup> не предсказывалось.

Усиление излучения от позитронов примерно той же энергии, что и у нас и той же ориентации кристалла алмаза, как это следует из экспериментальной работы <sup>7</sup>, выполненной недавно, выражено слабее по сравнению с электронами и оно прекращается при меньших  $x$ .

Из рисунка также видно, что в крайне жесткой части спектра при  $x > 0,5$  выходы излучения при прохождении электронов параллельно плоскости (110) мало отличаются от случая разориентированного кристалла. При углах влета  $\theta = 0$  и  $\theta = 3 \cdot 10^{-4}$  рад относительно оси [100] соответствующие выходы заметны подавлены по сравнению с разориентированным кристаллом даже при угле коллимации  $\pm 3 \cdot 10^{-4}$  рад. Заметим, что указанный угол коллимации почти в три раза превышает характерный угол излучения  $1/\gamma$ , где  $\gamma$  — лоренц-фактор первичного электрона.

Таким образом, независимо от коллимации, ни в случае плоскости, ни в случае оси не наблюдается превышение выходов <sup>2,6</sup> крайне жесткой части спектра по сравнению с разориентированным кристаллом, которое бы имело место, если бы каналированные электроны составляли заметную долю проходящего пучка.

#### Литература

1. Kimball J.C., Cue N. Phys. Rev. Lett., 1984, 52, 1747.
2. Шульга Н.Ф., Тругень В.И., Фомин С.П. ЖЭТФ, 1984, 87, 250.
3. Аганьянц А.О., Вартапов Ю.А., Вартапетян Г.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1979, 29, 554.
4. Beloshitsky V.V., Komarov F.F. Phys. Rep., 1982, 93, 119.
5. Kinson M. et al. Phys. Lett., 1982, 110B, 162.
6. Казан Ю., Бабаханян Э.В., Кононец Ю.В. Письма в ЖЭТФ, 1980, 31, 776.
7. Cue N., Marsh B.B. et al. Phys. Rev. Lett., 1982, 53, 972.

Поступила в редакцию

19 августа 1985