

- [3] Бакшт Р.Б., Дацко И.М., Лучинский А.В.,  
Ратахин Н.А., Сухов М.Ю. // ЖТФ. 1989. Т. 59.  
N2. С. 57-63.
- [4] Gersten M., Clark W., Rauch J.E.,  
Wilkinson // Phys. rev. A. 1986. V 33. N 1.  
P. 477-484.

Институт сильноточной  
электроники СО АН СССР,  
Томск

Поступило в Редакцию  
3 января 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 9

12 мая 1990 г.

02; 05.2

© 1990

СПЕКТРАЛЬНО-УГЛОВАЯ ПЛОТНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ  
ЭЛЕКТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 1,2 ГЭВ  
В МОНОКРИСТАЛЛАХ КРЕМНИЯ РАЗЛИЧНОЙ ТОЛЩИНЫ

А.П. Антипенко, С.В. Блажевич,  
Г.Л. Бочек, В.И. Кулибаба,  
Н.И. Маслов, Б.И. Шраменко

Дифференциальный по энергии выход  $\gamma$ -излучения в заданный телесный угол, т.е. спектрально-угловая плотность излучения  $d^2N_\gamma/dE_\gamma d\Omega$  является наиболее показательным параметром направленного излучения релятивистских электронов, взаимодействующих с кристаллами.

В большинстве экспериментальных работ, посвященных процессам излучения заряженных частиц в кристаллах, в той или иной степени изучался этот параметр. В настоящей работе, в отличие от предшествующих работ этого направления, в одинаковых экспериментальных условиях исследована спектрально-угловая плотность излучения для ориентированных (ось  $\langle 111 \rangle$ ) и разориентированных (random) монокристаллов кремния в интервале толщин кристаллов, отличающихся в  $7 \cdot 10^3$  раз (0.01-70 мм).

Как и в работе [1], измерения выполнены с использованием метода остаточной (наведенной) активности в образцах меди в результате реакции  $Cu^{63}(\gamma, n)Cu^{62}$ . Активность медных образцов измерялась по  $\gamma$ -линии с энергией 0.511 кэВ с периодом полураспада, равным 9.76 мин с помощью  $Ge(Li)$ -детектора. Резонансная форма сечения  $\gamma, n$ -реакции на меди с пороговым значением  $E_{\gamma, \text{порог.}} \approx 11$  МэВ, максимальным значением при  $E_{\gamma} = 17$  МэВ, шириной на полувысоте  $\approx 6$  МэВ и практически

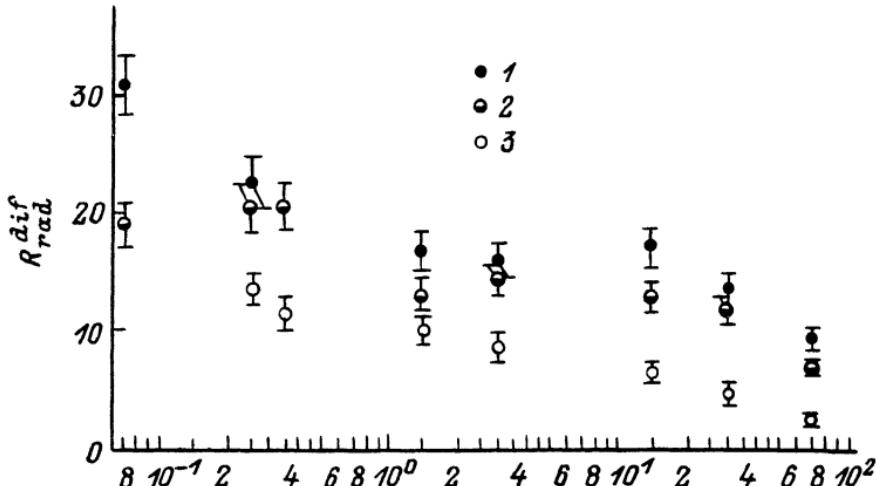


Рис. 1. Зависимость от толщины кристаллов отношения числа  $\gamma$ -квантов в интервале энергий 11–25 МэВ в ориентированном и разориентированном кристалле в углах коллимации: 1 –  $\theta_y$ , 2 –  $2\theta_y$ , 3 –  $5\theta_y$ .

нулевым значением при более высоких энергиях (вплоть до 1 ГэВ), позволяла выделить интервал энергий гамма-излучения  $\approx 11$ –25 МэВ. Следует отметить, что именно на этот интервал энергий приходится максимум в спектре излучения электронов с энергией 1200 МэВ в монокристалле кремния. Используемая методика позволяет измерять спектральную плотность излучения как в заданных углах коллимации, так и ее угловые распределения для каждой толщины кристалла.

С практической точки зрения наиболее важно знать спектрально-угловую плотность излучаемых гамма-квантов в направлении "вперед", т.е. в углы коллимации порядка нескольких углов  $\theta_y$  ( $\theta_y = mc^2/E$ , где  $m$  – масса электрона, а  $E$  – его энергия). Образцы определенных диаметров задавали углы коллимации излучения, равные  $\theta_y$ ,  $2\theta_y$  и  $5\theta_y$ . На рис. 1 показана зависимость от толщины кристаллов отношения спектральных плотностей излучения "ориентированный/разориентированный" кристалл- $R_{rad}^{dif}$  для различных углов коллимации излучения. Видно, что в исследованном интервале толщин кристаллов для углов коллимации, сравнимых с углом  $\theta_y$ , отношение  $R_{rad}^{dif}$  изменяется с увеличением толщины кристаллов в пределах величины 10–30. Это более чем на порядок превосходит отношение полных радиационных потерь энергии в том же интервале толщин. Эти данные показывают, что при взаимодействии электронов с энергией 1200 МэВ с ориентированными кристаллами кремния остронаправленное  $\gamma$ -излучение (с энергетическим интервалом  $\approx 11$ –25 МэВ) сохраняет 20-кратное превышение над уровнем излучения из аморфной мишени экви-

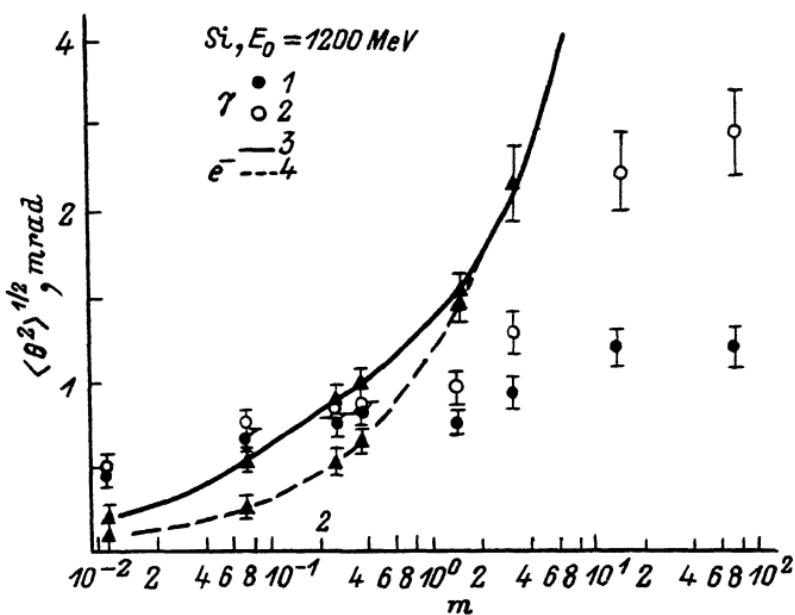


Рис. 2. Зависимость дисперсии угловых распределений  $\gamma$ -квантов и электронов с энергией 1.2 ГэВ от толщины кристаллов:  $\gamma$ -кванты (1 - ось  $\langle 111 \rangle$ , 2 - random) электроны - обозначены треугольниками (3 - ось  $\langle 111 \rangle$ , 4 - random).

валентной толщины вплоть до толщины кристаллов, равных 1/3 радиационной длины (30 мм).

На рис. 2 показана зависимость от толщины кристаллов ширины угловых распределений ( $\langle \theta^2 \rangle^{1/2}$ ) гамма-квантов в интервале энергий  $\approx 11-25$  МэВ для различных ориентаций кристаллов (ось  $\langle 111 \rangle$  и разориентированный кристалл - random). Для сравнения показаны ширины угловых распределений многократного рассеяния электронов ( $\blacktriangle$ ) в тех же условиях [2]. Из рис. 2 видно, что до толщин  $\approx 350$  мкм в пределах ошибок измерений ширины угловых распределений гамма-излучения на ориентированном и разориентированном кристалле, медленно нарастают, практически совпадают (достигают величины примерно удвоенному значению  $\theta_\gamma$ ). При больших толщинах кристаллов ширина углового распределения гамма-квантов из ориентированных кристаллов хотя и продолжает слабо нарастать, но оказывается примерно в 2 раза меньше ширины углового распределения излучения из разориентированных кристаллов толщиной 30-70 м. Полученные данные о поведении ширин угловых распределений мягкого (11-25 МэВ)  $\gamma$ -излучения на ориентированном и разориентированном кристалле согласуются с данными, полученными до толщины кристалла 10 м. с использованием в качестве детектора  $\gamma$ -квантов процесса фотоделения ядер  $U^{238}$  [3].

Следует отметить, что ширины угловых распределений излучения из ориентированных и разориентированных кристаллов в свою очередь существенно меньше ширины углового распределения многократного рассеяния электронов для тех же толщин кристаллов (рис. 2). Это показывает отсутствие прямой пропорциональности между угловыми характеристиками низкоэнергетического (10-25 МэВ)  $\gamma$ -излучения и многократного рассеяния электронов.

Сужение излучения для „оси“ по сравнению с разориентированным кристаллом может быть объяснено тем, что направленное „вперед“ излучение с энергией 11-25 МэВ возникает в результате когерентного взаимодействия с атомными цепочками электронов, когда последние движутся параллельно или под малыми углами к ним. Теоретическое обоснование такого утверждения содержится в работе [4].

#### Список литературы

- [1] Горбенко В.Г., Гущин В.А., Жебровский Ю.В., Колесников Л.Я., Кузьменко В.С., Нога В.И., Пащук С.А., Ранюк Ю.Н., Рубашкин А.Л., Сорокин П.В. // Ядерная физика. 1983. Т. 37. В. 1. С. 14-17.
- [2] Блажевич С.В., Бочек Г.Л., Маслов Н.И., Шраменко Б.И. Тез. докл. XVIII Всесоюз. совещ. по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. М.: МГУ, 1988. С. 24.
- [3] Лапин Н.И., Касилов В.И., Шербак С.Ф., Санин В.М. Тез. докл. III Всесоюз. конф. по излучению релятивистских частиц в кристаллах. Нальчик, 1988. С. 36.
- [4] Лапин Н.И., Касилов В.И., Насонов Н.Н., Фомин С.П., Шульга Н.Ф., Шербак С.Ф. Тез. докл. 19 Всесоюз. совещ. по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. М.: МГУ, 1989. С. 101.

Харьковский физико-технический  
институт

Поступило в Редакцию  
20 января 1990 г.