

$$\Delta_{\text{дифр}} = \frac{0.61\Delta}{\sin \alpha} \approx 1.5\Delta,$$

что подтверждает высокое качество формируемого изображения.

Достигнутая разрешающая способность не является предельной, так как допустимо использовать несколько большую, чем в данном эксперименте, угловую апертуру падающего света. Она ограничивается углом раскрытия конического зеркала и для обычно используемых частот ультразвука, когда $\theta_0 \leq 0.01$, может быть $\approx 90^\circ$, так что разрешающая способность становится $\leq \Delta$.

Автор выражает благодарность Б. М. Гурьеву, М. И. Перченко, Е. И. Сычеву за помощь при подготовке эксперимента.

Литература

- [1] *Korpel A. J. Acoust. Soc. Amer.*, 1971, v. 49, N 3, p. 1059—1061.
 [2] *Ахмед М., Узйд Г. ТИИЭР*, 1979, т. 67, № 4, с. 170—190.
 [3] *Smith R. A., Wade G., Powers J., Landry J. J. Acoust. Soc. Amer.*, 1971, v. 49, N 3, p. 1062—1068.
 [4] *Борн М., Вольф Э. Основы оптики*. 2-е изд. М.: Наука, 1970. 856 с.

Саратовский

государственный университет
им. Н. Г. Чернышевского

Поступило в Редакцию
15 июля 1986 г.

Журнал технической физики, т. 58, в. 1, 1988

К ВОПРОСУ ОБ ИЗЛУЧЕНИИ ПРИ КАНАЛИРОВАНИИ ЭЛЕКТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 16.9, 30.5, 54.5 МэВ В АЛМАЗЕ

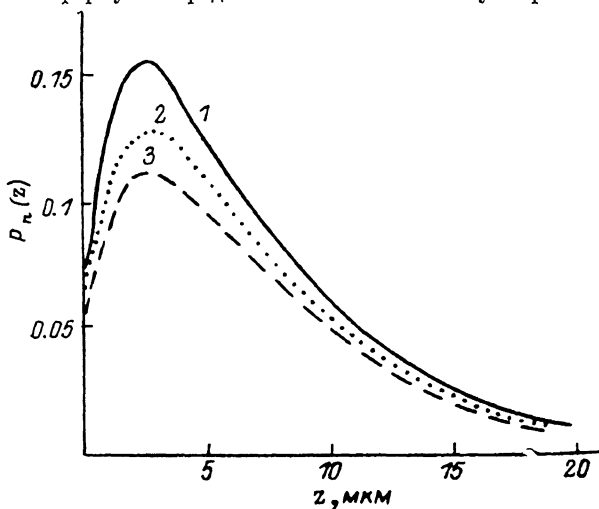
А. Ф. Буренков, Ю. И. Дудчик, Ф. Ф. Комаров

Характеристики излучения, впервые предсказанного Кумаховым [1], исследовались в [2] для случая плоскостного и аксиального каналирования электронов с энергией 16.9, 30.5, 54.5 МэВ в алмазе. Были проведены измерения и расчеты положения и ширины линий излучения, возникающего в результате спонтанных переходов между уровнями поперечного движения. Найдено, что в отличие от энергий измеренные ширины линий не совпадают с рассчитанными. Авторы [2] связывают это с наличием в использованном кристалле дефектов структуры. Ранее в [3] были опубликованы результаты аналогичных измерений характеристик излучения при плоскостном каналировании электронов с энергией 54 МэВ в алмазе. Измеренные в этом эксперименте ширины линий удовлетворительно согласуются с результатами расчетов [4-7], проведенных в рамках существующей теории уширения [8-10]. Однако результаты работ [4, 5-7] расходятся в оценке роли различных механизмов уширения. Так, в [4] показано, что для перехода 1—0 существенно уширение, связанное с взаимодействием каналированной частицы с электронной подсистемой кристалла, а в [5] и наших [6, 7] отмечено, что для сильносвязанных состояний в алмазе более существенно так называемое упругое рассеяние. Совпадение результатов наших расчетов [6, 7] с результатами работы [5] дает основание считать, что в работе [4], вероятно, была допущена ошибка вычислительного характера. Результаты расчета ширины линий, приведенные в [2] для электронов с энергией 54.5 МэВ, в целом согласуются с данными [4-7], однако в [2] отсутствует как детальное изложение методики расчета, так и информация о роли того или иного механизма рассеяния в уширении. Поскольку такая информация может прояснить роль упругих и неупругих процессов при каналировании, мы считаем целесообразным привести результаты нашего исследования действия различных механизмов уширения при трех энергиях каналированной частицы, а именно: 16.9, 30.5, 54.5 МэВ.

Описание движения каналированной частицы в непрерывном потенциале плоскости (оси) может рассматриваться как нулевое приближение к решению более сложной задачи о рассеянии частицы в реальном потенциале кристалла. В этом приближении отличие реального потенциала от непрерывного приводит как к сдвигу уровней поперечного движения,

Энергия, МэВ	Переход	Γ_{ih} , кэВ	Γ_{eb} , кэВ	Γ_{ev} , кэВ	$\Delta\omega$, кэВ	Зонное уширение, кэВ	Сумма, кэВ	$[\Gamma]$, кэВ
Плоскость (100)								
16.9	1—0	0.180	0.036	0.157	0.032	5.481	5.886	5.65
30.5	1—0	0.622	0.111	0.371	0.081	4.653	5.839	5.5
54.5	1—0	2.149	0.332	0.875	0.976	1.764	6.096	7.3
	2—1	1.261	0.385	1.721	0.431	19.75	23.55	20.3
Плоскость (110)								
16.9	1—0	0.269	0.048	0.138	0.113	0.181	0.748	2.3
	2—1	0.126	0.049	0.270	0.058	2.494	2.997	3.1
	3—0	0.256	0.038	0.263	0.160	7.916	8.634	8.1
30.5	1—0	0.956	0.144	0.325	0.588	0.014	2.028	3.6
	2—1	0.565	0.168	0.646	0.326	0.597	2.302	2.2
	3—2	0.394	0.145	0.959	0.113	6.209	7.820	5.7
	3—0	0.786	0.122	0.637	0.557	5.626	7.729	8.0
54.5	1—0	3.308	0.422	0.780	2.547	0.0	7.058	10.3
	2—1	2.297	0.542	1.579	1.221	0.0	5.638	6.5
	3—2	1.557	0.499	2.379	0.367	0.743	5.545	4.9
	4—3	1.112	0.431	3.140	0.249	8.702	13.61	8.3
	4—1	1.852	0.474	2.339	0.898	7.983	13.55	14.1

так и к их уширению. Влияние упругого рассеяния на стабильность (ширину) уровней поперечного движения рассматривалось в [8, 9], а неупругого в [8-10]. В этих работах получены выражения, описывающие ширины глубоколежащих уровней поперечного движения. Численный расчет по этим формулам представляет самостоятельную проблему, заключающуюся



Зависимость заселенности первого возбужденного состояния (1-й уровень, 110-плоскость) от глубины проникновения электронов в кристалл. Энергия электронов равна 16.9 (1), 30.5 (2) и 54.5 МэВ (3).

как в проведении громоздких вычислений, так и в выборе достаточно удобного для расчета приближения сильной связи. Методика такого расчета для упругого рассеяния с использованием блоховских волновых функций изложена в [8], а для неупругого в [4] и наших [6, 7]. В данной работе мы следовали методике, изложенной в [6-8].

В таблице приведены ширины линий переходов между уровнями поперечного движения i, f ; $(\Gamma_{if})_{ih}$ — ширина линий, связанная с упругим рассеянием каналированной частицы на тепловых колебаниях атомов; $(\Gamma_{if})_{eb}$ — ширина линии, связанная с рассеянием на внутренних электронах, а Γ_{ev} — на равномерно распределенных по кристаллу валентных электронах. В данной работе внутризонные переходы не учитывались. Влияние периодичности потенциала плоскости на уширение линии учитывалось путем решения задачи на собственные значения для уровней поперечного движения при квазиимпульсе $k_x=0$, $k_z=g/2$, где g — одномерный

вектор обратной решетки. Доплеровский сдвиг для излучения по направлению вперед учитывался путем умножения разности энергий $E(k_x=0) - E(k_x=g/2)$ на величину $(1+\beta)\gamma^2$, где β — скорость электрона, отнесенная к скорости света в вакууме; γ — лоренц-фактор. Результаты расчета приведены в таблице — «зонное уширение».

Для определения влияния многократного рассеяния в плоскости каналирования на ширину линии нами решалось кинетическое уравнение для заселенностей уровней поперечного движения. Учитывались только переходы между связанными состояниями. Электроны, перешедшие в надбарьерные состояния, в режим каналирования не возвращались. Заселенность на входе в кристалл определялась с учетом реальной расходимости пучка. На рисунке приведена зависимость заселенности первого возбужденного состояния от глубины проникновения электрона в кристалл. Рост величины максимального значения заселенности первого возбужденного состояния с уменьшением энергии частицы, по-видимому, связан с увеличением начальной заселенности основного и второго возбужденного состояния в случае уменьшения энергии частицы при фиксированной расходимости пучка.

Знание зависимости заселенности уровня от глубины позволило определить нам уширение линий $\Delta\omega$ из-за рассеяния в плоскости каналирования. Результаты расчета ширины линий по методике [6, 7] приведены в таблице. В таблице приведены также данные расчета, опубликованные в [2]. Наши результаты находятся в удовлетворительном согласии с данными [2] для переходов между высоковозбужденными состояниями. Именно для таких переходов существенно зонное уширение. Для перехода 1—0 ((110)-плоскость) уширение линий связано с процессами упругого и неупругого рассеяния, а также с рассеянием в плоскости каналирования. Как видно из таблицы, для таких переходов существует значительное расхождение между расчетом данной работы и результатом работы [2]. Поскольку в [2] не опубликованы данные о вкладе в уширение различных механизмов, то судить о причинах расхождений не представляется возможным.

В заключение отметим, что анализ зависимости времен жизни уровней поперечной энергии от энергии частицы в интервале 10—50 МэВ показал слабую по сравнению с величиной $2\gamma^2$ зависимость от энергии.

Литература

- [1] Kumakhov M. A. Phys. Lett., 1976, v. 57 A, p. 17—18.
- [2] Klein R. K., Kephart J. O., Pantell R. H. Phys. Rev. B, 1985, v. 31, N 11, p. 68—92.
- [3] Gouaneke M., Sillou D., Spighel M. et al. Nucl. Instr. and Methods, 1982, v. 194, N 1, p. 225—228.
- [4] Тулюнов А. В. ЖЭТФ, 1984, т. 86, № 4, с. 1365—1375.
- [5] Andersen J. U., Bonderup E. Preprint Institute of Physics. University of Aarhus, DK-8000, 1984.
- [6] Burenkov A. F., Dudchik Y. I., Komarov F. F. Radiat. Eff., 1984, v. 83, N 3—4, p. 241—249.
- [7] Буренков А. Ф., Дудчик Ю. И., Комаров Ф. Ф. ЖТФ, 1985, т. 55, № 11, с. 2184—2190.
- [8] Andersen J. U., Bonderup E., Laegsgaard E., Sorensen A. H. Physica Scripta, 1983, v. 28, p. 308—330.
- [9] Базылев В. А., Головицкий В. В. ЖЭТФ, 1982, т. 82, № 4, с. 1204—1220.
- [10] Базылев В. А., Головицкий В. В. Препринт-3808/1 ИАЭ. М., 1983.

Научно-исследовательский институт
прикладных физических проблем
им. А. Н. Севченко
при Белорусском
государственном университете
им. В. И. Ленина
Минск

Поступило в Редакцию
29 октября 1986 г.
В окончательной редакции
7 апреля 1987 г.