

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК УДК 539.12

О ФОРМЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ БЫСТРЫХ ПРОТОНОВ ПРИ КАНАЛИРОВАНИИ

Л. Л. Балашова

(НИИЯФ)

E-mail: balash@anna19.npi.msu.su

Методом компьютерного моделирования исследовано явление обособленного вклада каналированных и деканалированных частиц в энергетический спектр быстрых протонов при прохождении их через кристалл. Расчеты выполнены для протонов с начальной энергией 1 МэВ при осевом каналировании в кремнии.

В недавней экспериментальной работе [1] было обнаружено «аномальное», по оценке авторов, явление раздвоения энергетического спектра быстрых протонов при прохождении через ориентированную кремниевую мишень, которое может быть связано с обособленным вкладом каналированных и деканалированных частиц. Авторы работы [1] назвали его

эффектом дискретности перехода от режима каналирования к деканалированию.

В работе [2] такая интерпретация полученных результатов подтверждена методом компьютерного моделирования (рис. 1). Когда пучок протонов падает на мишень в направлении оси канала, имеется один максимум, соответствующий в основном вкладу

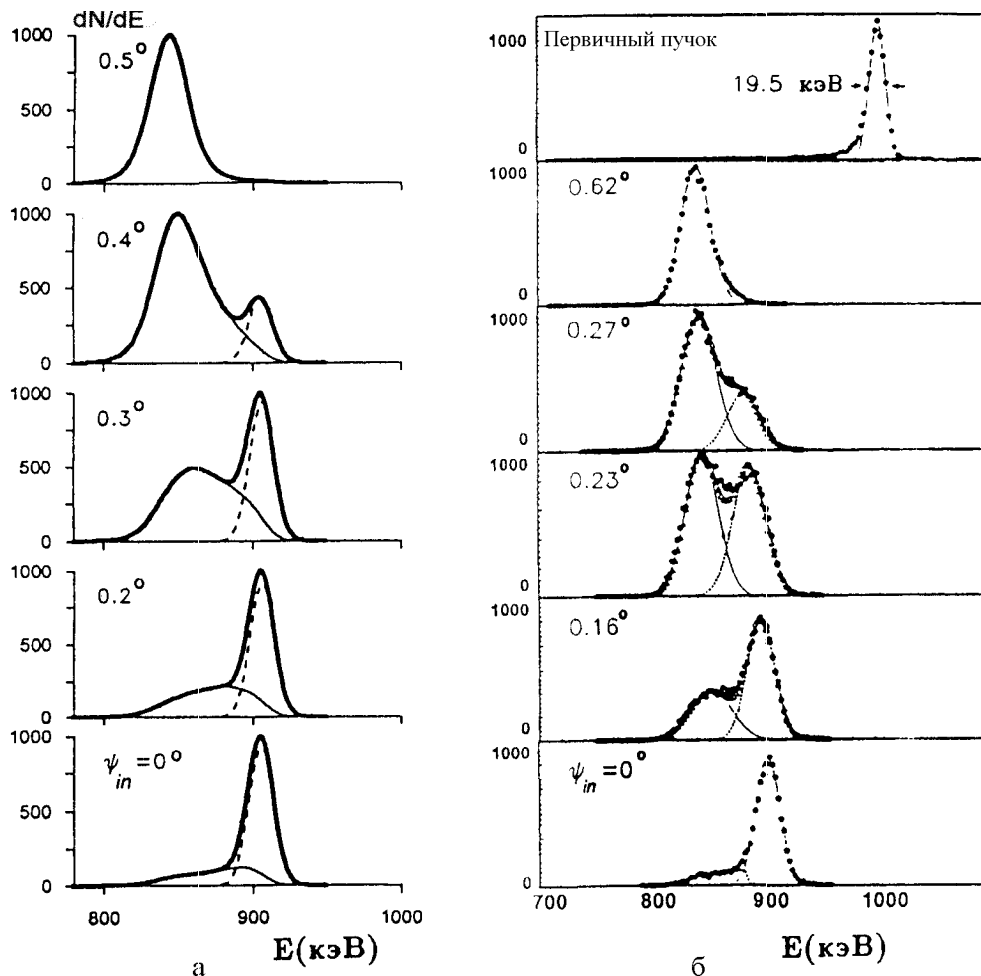


Рис. 1. Энергетические распределения протонов с начальной энергией $E_0 = 1.0$ МэВ при прохождении кремниевой мишени толщиной 3,8 мкм для разных значений угла ψ_{in} между падающим пучком и направлением $\langle 100 \rangle$ (числа рядом с кривыми): а — результаты расчета с указанием вклада каналированных (пунктир) и деканалированных (тонкие линии) частиц; б — результаты эксперимента (точки) с разделением вкладов каналированных и деканалированных частиц путем фитирования по Гауссу [1] (на верхнем графике показан энергетический разброс падающего пучка)

каналированных частиц. Такая же картина с одним максимумом наблюдается и в противоположном случае, когда угол падения пучка превышает критический угол Линдхарда и вклад каналированных частиц ничтожен. При промежуточных значениях углов возникает характерная картина двугорбого спектра, который формируется из обособленных вкладов каналированных и деканалированных частиц. Расчет был проведен без введения подгоночных параметров. Другие аналогичные теоретические расчеты автору неизвестны.

В настоящей работе методом машинного моделирования исследуются дополнительные возможности для экспериментальной проверки эффекта дискретности перехода от режима каналирования к деканалированию. Для этого предлагается проанализировать эволюцию формы спектра частиц, прошедших через кристалл, при изменении не только угла падения пучка, как это сделано в работах [1] и [2], но и толщины мишени.

В основу настоящих расчетов положена концепция непрерывного потенциала Линдхарда [3]. Розыгрыш начальных координат частиц (x, y) в плоскости прицельного параметра, углового разброса падающего пучка и теплового смещения атомов кристалла относительно их равновесного положения проводится по методу Монте-Карло с помощью программы ASTRA, описанной и использованной ранее в работе [4], а также в расчетах для антипротонов [5–7]. Для расчета торможения за счет взаимодействия с валентными электронами используется приближение локальной плотности. Зависимость потерь энергии от прицельного параметра при взаимодействии проходящих частиц с электронами внутренних оболочек рассчитывается согласно модели [8].

Траектория каждой каналированной частицы прослеживается до тех пор, пока угол ψ между вектором ее скорости и осью канала не превысит задаваемого критического угла ψ_{\max} . Частица считается деканалированной, если в некоторой точке ее траектории либо нарушается условие $\psi < \psi_{\max}$, либо частица подходит к цепочке атомов, формирующей канал, ближе, чем на некоторое фиксированное расстояние r_{cr} . Начиная с этого момента ее энергия E и угол рассеяния θ на выходе из мишени рассчитываются по стандартным формулам теории торможения, страгглинга и многократного рассеяния частиц, движущихся в неупорядоченных средах [9]. Распределения $w_c(E, \theta, \phi)$ и $w_{\text{dec}}(E, \theta, \phi)$ для каналированных и деканалированных частиц, проинтегрированные по углу выхода из мишени, дают энергетические спектры dN_c/dE и dN_{dec}/dE соответствующих компонент пучка, прошедшего через мишень.

Рассчитаны спектры протонов dN/dE с начальной энергией 1 МэВ при прохождении кремниевой мишени толщиной от 3.8 мкм (как в эксперименте [1]) до вдвое и втрое больших значений, когда выход каналированных частиц полностью пропадает. Пучок падает на мишень строго параллельно направ-

лению $\langle 100 \rangle$. При каждом значении толщины мишени рассчитано 10 000 траекторий. Все параметры расчета те же, что в работе [2]. Значение разброса энергии частиц в падающем пучке взято из работы [1] (19.5 кэВ); начальный угловой разброс пучка $\Delta(\psi_{\text{in}}) = 0.025^\circ$. Критический угол ψ_{\max} полагался равным углу Линдхарда $\psi_L = (2Ze^2/E_0d)^{1/2}$, где $Z = 14$, параметр решетки $d = 5.43 \text{ \AA}$, т. е. $\psi_L = 0.49^\circ$. Критический параметр r_{cr} определяется амплитудой тепловых колебаний атомов решетки: $r_{\text{cr}} = 0.01 \text{ \AA}$. Плотность валентных электронов взята согласно работам [5, 10, 11].

Результаты расчета показаны на рис. 2. Деканалированная частица, в отличие от каналированной, проходит через среду большей электронной плотности и поэтому теряет в среднем значительно больше энергии. С другой стороны, относительный вес каналированных и деканалированных частиц на выходе из мишени сильно зависит от ее толщины. Взаимосвязь этих факторов приводит к нетривиальной картине энергетических спектров частиц на выходе: при значениях толщины мишени меньше 11.4 мкм обнаруживается «аномальный» двугорбый характер спектров. Заметим, что спектр деканалированных частиц совпадает с гауссовым только в предельном случае очень больших углов падения ψ_{in} . Таким образом, разложение измеренных спектров на вклады каналированных и деканалированных частиц, выполненное в работе [1] с использованием функций Гаусса, является сильно упрощенным.

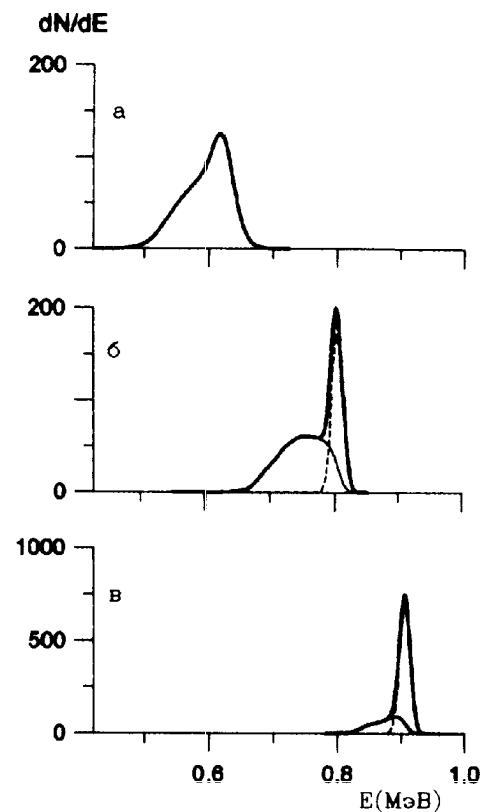


Рис. 2. То же, что на рис. 1, для протонов с энергией 1 МэВ, падающих в направлении $\langle 100 \rangle$ на мишень кремния толщиной 11.4 (а), 7.6 (б) и 3.8 мкм (в)

Экспериментальная проверка представленных результатов позволит уточнить основные положения теории каналирования и деканалирования, относящиеся к принципу критического угла и общей концепции непрерывного потенциала Линдхарда.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 00-02-17207).

Литература

1. Zhao Z.Y., Arrale A.M., Li S.L. et al. // Phys. Rev. 1998. **A57**. P. 274.
2. Balashova L.L. Prepr. of Skobeltsyn Inst. of Nucl. Phys. M., 2000, №00-13/617.
3. Lindhard J. // Mat. Fys. Medd. K. Dan. Vidensk. 1965. **34**, No. 14.
4. Lenkeit K., Trikalinos Ch., Balashova L.L. et al. // Phys. Stat. Solidi (b). 1990. **161**. P. 513.

5. Balashova L.L., Kabachnik N.M., Shulga V.I., Trikalinos Ch. // J. Phys.: Condens. Matter. 1992. **4**. P. 4883.
6. Trikalinos Ch., Balashova L.L., Kabachnik N.M., Shulga V.I. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 1992. **B69**. P. 94.
7. Trikalinos Ch., Kabachnik N.M., Balashova L.L., Shulga V.I. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 1994. **B94**. P. 218.
8. Balashova L.L., Kabachnik N.M., Kondratiev V.I. // Phys. Stat. Solidi (b). 1990. **161**. P. 113.
9. Andersen H.H., Ziegler J.F. Hydrogen Stopping Power and Ranges in All Elements. N.Y.: Pergamon Press, 1977.
10. Raccach P.M., Euwema R.N., Stukel D.J., Stukel T.C. // Phys. Rev. 1970. **B21**. P. 756.
11. Desalvo A., Rosa R. // J. Phys. C. 1977. **10**. P. 1595.

Поступила в редакцию
10.10.00

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 621.373.826

АМПЛИТУДНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ НЕВЗАИМНОСТЬ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ВКР В ПРОСТРАНСТВЕННО НЕОДНОРОДНОЙ НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ

Н. В. Кравцов, М. А. Мелькумов, Н. И. Наумкин

(НИИЯФ)

E-mail: kravtsov@npi1.phys.msu.su

Теоретически и экспериментально исследована амплитудная невязимость, возникающая в пространственно неоднородной нелинейной среде. Теоретические и экспериментальные результаты качественно согласуются.

Оптические невязимные эффекты существенным образом влияют на динамику излучения кольцевых лазеров [1–3]. Среди большого числа невязимных эффектов [4] особенно интересны те, которые возникают в пространственно неоднородных средах при возбуждении в них нелинейных процессов [5].

Невязимные эффекты наиболее полно проявляются в кольцевых лазерах [1, 3], однако их детальное исследование непосредственно в резонаторе кольцевого лазера оказывается весьма сложным. Это связано с тем, что возникающая невязимость влияет на характеристики самого лазера. Поэтому в настоящей работе оптическая невязимость, возникающая при ВКР в пространственно неоднородной среде, исследовалась не в резонаторе кольцевого лазера, а в кольцевом интерферометре Саньяка.

Пространственная неоднородность ВКР-активной среды (CCl_4) создавалась путем изменения сечения каустики возбуждающего излучения вдоль оси интерферометра (рис. 1). ВКР возбуждалось линейно поляризованным излучением одночастотного рубинового лазера, работающего в режиме модулированной добротности ($\tau = 30$ нс, $W = 0.2$ Дж).

Юстировка экспериментальной установки, про-

водившаяся при симметричном расположении кюветы длиной L , обеспечивала равенство сигналов,

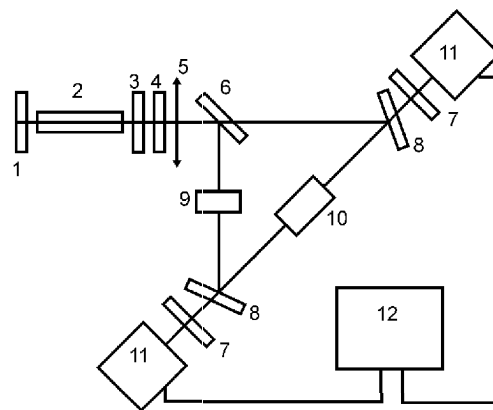


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 — глухое зеркало резонатора рубинового лазера, 2 — активная среда, 3 — просветляющий фильтр, 4 — выходной отражатель резонатора (трехэлементная стопа), 5 — фокусирующая линза ($f = 150$ мм), 6 — светоделительная пластина, 7 — светофильтры, 8 — зеркала интерферометра Саньяка, 9 — нейтральный фильтр для выравнивания интенсивностей встречных волн, 10 — кювета длиной 2 см с нелинейной средой, 11 — фотоприемники (ФЭК-15), 12 — двухлучевой интерферометр