

4943/2-78

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



СЗУ 82  
И-498

9 - 11781

В.И.Илющенко

ПРИМЕНЕНИЕ МАГНИТНЫХ МОНОКРИСТАЛЛОВ  
ДЛЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ, ОХЛАЖДЕНИЯ И ОТКЛОНЕНИЯ  
ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

**1978**

9 - 11781

В.И.Илющенко

**ПРИМЕНЕНИЕ МАГНИТНЫХ МОНОКРИСТАЛЛОВ  
ДЛЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ, ОХЛАЖДЕНИЯ И ОТКЛОНЕНИЯ  
ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ**



Илющенко В.И.

9 - 11781

Применение магнитных монокристаллов для поляризации, охлаждения и отклонения пучков заряженных частиц

Анализируются возможные применения магнитных монокристаллов из элементов групп железа, редкоземельных металлов и их соединений для поляризации, охлаждения и отклонения пучков заряженных частиц. Пучок дейтронов с энергией 150 КэВ был впервые поляризован в 1969 г. с  $P_{zz} = -0,32$ . При этом наблюдалось также охлаждение пучка. Показано, что охлаждение пучка дейтронов может происходить вплоть до энергии 100 МэВ при половинном угле расходимости  $0,01^\circ$ . Рассмотрена также возможность эффективного отклонения пучков заряженных частиц внутрикристаллическим магнитным полем.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Ilyushchenko V.I.

9 - 11781

Application of Magnetic Monocrystals for Polarization, Cooling and Bending of the Charged Particle Beams

The possible applications for magnetic monocrystals of elements from the groups of iron, rare-earth and their compounds have been analyzed for polarization, cooling and bending of charged particle beams. A deuteron beam with an energy of 150 keV has been polarized for the first time in 1969 with  $P_{zz} = -0,32$ . The cooling has also been observed in this experiment. It is demonstrated that the cooling of a deuteron beam can be realized up to an energy of 100 MeV with a half-angle of  $0,01^\circ$ . The possibility of effective bending of charged particle beams by an internal crystalline magnetic field has also been reviewed in some detail.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

## ВВЕДЕНИЕ

В течение последних 20 лет интенсивно развивается новое направление научных исследований, возникшее на границе между физикой твердого тела и ядерной физикой, — экспериментальное и теоретическое изучение эффектов каналирования, блокировки (теневого эффекта) и ряда связанных с ними физических явлений<sup>/1,2/</sup>.

В качестве мишеней в этих исследованиях применяются до сих пор только немагнитные монокристаллы, облучаемые пучками частиц от электронов до тяжелых ионов включительно с энергиями от нескольких КэВ до сотен МэВ.

С другой стороны, за последние годы разработан ряд новых магнитных материалов, в частности соединений редкоземельных элементов с элементами группы железа<sup>/3/</sup>, которые эффективно используются в виде поликристаллических постоянных магнитов для создания постоянных магнитных полей произвольной конфигурации<sup>/4/</sup>. Например, керамические постоянные магниты на основе  $\text{SmCo}_5$  применены для создания дипольных<sup>/5/</sup> и квадрупольных линз<sup>/6/</sup>. Используемые в этих линзах поликристаллические магниты имеют значения основного параметра  $(BH)_{\max} \approx 18 \text{ МГс} \cdot \text{Э}$ .

Для монокристаллических образцов из  $\text{SmCo}_5$  реализовано предельное теоретическое значение  $(BH)_{\max} = 31,2 \text{ МГс} \cdot \text{Э}$ <sup>/7/</sup>.

Еще более высокое значение  $(BH)_{\max} \approx 70 \text{ МГс} \cdot \text{Э}$  можно получить в образцах из  $\text{Dy}_3\text{Al}_2$ , охлажденных до  $4,2 \text{ К}$ <sup>/8/</sup>.

С помощью подобных магнито жестких материалов можно получить внешние дипольные поля (1-2) Т в зазоре порядка 1 см.

Внутрикристаллические магнитные поля могут достигать в этих соединениях величины  $H_{\text{eff}} = H_A = (0,1-1,0) \text{ МГс} /9/$ .

В связи с этим для физики ускорителей, ядерной физики и физики высоких энергий представляет большой интерес оценка возможностей использования магнитных монокристаллов для поляризации, охлаждения и отклонения пучков заряженных частиц.

В отличие от немагнитных монокристаллов в данном случае имеется переменный параметр, а именно внутрикристаллическое магнитное поле, величину которого можно варьировать с помощью внешнего намагничивающего устройства. Следует также отметить, что до настоящего времени не имеется даже теоретической картины движения заряженных частиц в магнитных монокристаллах. Указанные особенности позволяют надеяться на получение новых экспериментальных и теоретических результатов при решении задач поляризации, охлаждения и отклонения пучков заряженных частиц.

## ПОЛЯРИЗАЦИЯ

В 1969 г. Каминский /10/ впервые получил пучок поляризованных дейтронов, используя метод каналирования ионов с энергией 150-200 кэВ через монокристаллическую никелевую пленку. Коллимированным пучком ионов  $D^+$  облучали тонкую мишень вдоль направления (110). Никелевая мишень толщиной 1,2 и 2,4 мкм была намагничена по нормали к направлению пучка в поле  $H = 12 \text{ кЭ}$ . После выхода из мишени пучок сепарировался по заряду, и нейтральная компонента  $D^0$  проходила через область слабого поперечного магнитного поля с  $H = 10 \text{ Э}$  на мишень из  $Ti$ , насыщенного тритием (Т). Энергия атомов  $D^0$  была равна 100-130 кэВ. Наблюдая асимметрию углового распределения  $\alpha$ -частиц из реакции  $T(D^0, n) {}^4He$ , можно получить данные о

тензорной поляризации пучка ядер  $D^0$ . Компонента пучка  $D^0$ , не испытывавшая каналирования в никелевой пленке, имела при этом энергию в несколько кэВ.

Предполагалось, что вылетающие из никелевого поляризатора нейтралы  $D^0$  подхватывают внешние 3d-электроны атомов  $Ni$ , спины которых направлены вдоль сильного магнитного поля с  $H = 12 \text{ кЭ}$ . За время пролета через область слабого поля с  $H = 10 \text{ Э}$  часть электронной поляризации за счет сверхтонкого взаимодействия передается ядру  $D^0$ .

В эксперименте было получено значение тензорной поляризации  $P_{22} = -0,32 \pm 0,01$ , откуда следует, что 98% атомов  $D^0$  после вылета из никелевой пленки были поляризованы по электронному спину вдоль поля с  $H = 12 \text{ кЭ}$ .

В эксперименте Фельдмана и др. /11/ была измерена доля поляризованных атомов  $D^0$ , равная  $(71 \pm 10)\%$ , что также существенно превышает 53%, которые получаются в рамках механизма подхвата электронов ионами  $D^+$ , не зависящего от спина.

Для поликристаллических пленок эффект поляризации не наблюдался. Вследствие избирательности реакции (D, T) не измерялась векторная компонента поляризации атомов  $D^0$ .

Эбель /12/ дал объяснение аномально высокой поляризации на основе принципа Паули для подхвата электронов 3d-полосы никеля.

Брандт и Сизман /13/ указали на то, что в атомах при прохождении через металл отсутствуют стабильные связанные электронные состояния, и предположили, что электронный захват идет на "хвосте" распределения электронной плотности в приповерхностном слое монокристалла  $Ni$ , где плотность столь низка, что возможно образование стабильных связанных состояний атома  $D^0$ . В этом случае эффект объясняется поляризацией электронов, находящихся на поверхности никелевого монокристалла.

Рау и Сизман /14/ измерили поляризацию атомов  $D^0$ , образующихся в результате электронного захвата при отражении пучка ионов  $D^+$  с энергией 150 кэВ под

углами  $< 0,4^\circ$  к поверхности намагниченного монокристалла Ni. Было найдено, что для наблюдения поляризованных эффектов требуется вакуум  $2 \times 10^{-8}$  Тор. При ухудшении вакуума до  $5 \times 10^{-6}$  Тор поляризация постепенно уменьшалась, вероятно, в результате накопления на поверхности никелевого монокристалла слоя загрязнений.

Отметим, что переход от трансмиссионного метода Каминского к методу Рау-Сизмана позволяет существенно увеличить интенсивность пучка поляризованных частиц за счет улучшения условий охлаждения поляризатора.

В экспериментах Фельдмана и др. /11/ была сделана попытка использовать вместо никеля поликристаллическую пленку железа. Эффект поляризации не наблюдался, несмотря на то, что атом Fe имеет 2,2 магнетона, а Ni - всего 0,6.

Полученные к настоящему времени результаты приведены в обзорной статье Сизмана /15/.

Таким образом, исследования по поляризации пучков заряженных частиц с применением магнитных монокристаллов показали реальность этого метода поляризации.

В дальнейшем необходимо выполнить эксперименты с поляризаторами из элементов групп и РЗМ, а также их соединений, причем не только монокристаллических, но и текстурованных. В последнем случае можно использовать поляризатор в виде металлической фольги. Требуется также провести исследования зависимости поляризации от величины магнитного поля в области поляризатора, угла поворота поляризатора и ряда других параметров.

## ОХЛАЖДЕНИЕ ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

В настоящее время для охлаждения протонных пучков в синхротронах используются два метода - охлаждение электронным пучком /16/ и стохастическое ВЧ-охлаждение /17/.

В работе Каминского /10/ было показано, что существенной особенностью применяемого метода была поляри-

зация только тех атомов  $D^0$ , которые испытали каналирование в монокристаллической никелевой пленке. Энергия 93% атомов  $D^0$  после каналирования составляла  $E_{ch} = (100-130)$  кэВ, а энергия 7% атомов, не испытавших каналирование,  $E_n$ , составила всего несколько кэВ. Было найдено, что пучок поляризованных атомов  $D^0$  после выхода из поляризатора сильно сконцентрирован в направлении оси каналирования, т.е. наблюдалось существенное увеличение потока атомов  $D^0$  на единицу телесного угла.

Важным обстоятельством при этом является относительно низкая энергия атомов  $D^0$ , потому что охлаждение пучка  $D^0$  возможно только в том случае, когда поперечные составляющие кинетической энергии атомов  $D^0$ , т.е.  $E_t$ , сравнимы или меньше энергии связи атомов  $Ni(E_d)$  в кристаллической решетке.

В эксперименте Каминского пучок ионов  $D^+$  имел половинный угол расходимости  $0,01^\circ$  и энергию на входе - около 150 кэВ.

Если исходить из того, что угол  $\psi = 0,01^\circ = 1,7 \cdot 10^{-4}$  рад и начальная энергия ионов  $E_i = 1$  МэВ, то поперечная компонента энергии ионов  $D^+$  будет равна  $E_t = E_i \cdot \psi^2 = 3 \cdot 10^{-2}$  эВ, т.е. сравнима с тепловой энергией нейтрона - 0,025 эВ.

Пороговая энергия смещения или энергия связи атома Си в кристалле Си равна  $E_d = 25$  эВ /18/, поэтому при угле  $\psi = 0,01^\circ$  охлаждение пучка ионов  $D^+$  без разрушения кристаллической решетки и атомных "стенок" канала может наблюдаться вплоть до энергии  $E_i \leq 100$  МэВ.

Эксперименты такого типа до настоящего времени нигде не ставились. В отличие от обычных монокристаллов, в случае магнитных монокристаллов введение регулируемого магнитного поля даст дополнительные возможности по исследованию эффекта охлаждения пучка заряженных частиц.

Как и в случае поляризации, важным обстоятельством является простота и небольшая стоимость экспериментального оборудования.

## ОТКЛОНЕНИЕ ПУЧКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Элементарный расчет показывает, что если исходить из внутрикристаллического поля  $H_{\text{eff}} = H_A = (0,1 - 1,0) \text{ МГс}$ , то, например,  $H \cdot l = 100 \text{ кЭ} \cdot \text{м}$  можно реализовать в монокристалле с размерами (100–10) см. Стоимость эксплуатации отклоняющих устройств на современном синхротроне сравнима со стоимостью эксплуатации ускорителя, поэтому использование магнитных монокристаллов может дать существенную экономию этих затрат.

Наиболее важной проблемой при этом является радиационное повреждение монокристалла. Известно, что характеристики магнитов на основе сплавов альинко и ферритов бария не изменяются после облучения в потоке нейтронов с интегралом до  $2 \times 10^{18}$  нейтрон/см<sup>2</sup>/19/. При интегральном потоке  $3 \times 10^{19}$  нейтрон/см<sup>2</sup> наблюдаются необратимые потери магнитного потока до 10%. Если исходить из цифры  $10^{19}$  нейтрон/см<sup>2</sup>, то можно показать, что снижение магнитного потока на 10% при облучении на синхрофазотроне ЛВЭ произойдет за период в несколько лет.

Регулируемое магнитное поле, как и в предыдущих случаях, дает ряд преимуществ по сравнению с обычными монокристаллами.

Наиболее важной физической проблемой, которая создаст препятствия при повороте траектории заряженных частиц, будет, по-видимому, согласование угла поворота и кривизны канала. Однако при переходе от монокристалла к текстурованной структуре эта проблема может быть эффективно решена при помощи сравнительно простых средств.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что с помощью магнитных монокристаллов или текстурованных структур на основе элементов групп железа и РЗМ, а также их соединений можно осуществить поляризацию, охлаждение и отклонение

пучков заряженных частиц.

Экспериментальные исследования по указанной программе могут привести к открытию ряда новых физических эффектов, имеющих большое прикладное значение.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Тулинов А.Ф. УФН, 1965, 87, стр. 585.
2. а) Datz S. et al. Ann.Rev.Nucl. Sci., 1967, 17, p. 129.  
б) Gemmell D.S. Rev.Mod.Phys., 1974, N1, p. 129.
3. Дерягин А.В. УФН, 1976, 120, стр. 393.
4. Mishin D.D., Grechishkin R.M., Iyushchenko V.I. Proc. VI Intern. Conf. Magnet Techn. /MT-6/, Bratislava, v. II, p. 992, 1978.
5. Илюшенко В.И., Куликов Ю.В., Карпунин А.В. ОИЯИ, 10-10970, Дубна, 1977.
6. Илюшенко В.И. и др. ОИЯИ, P9-11422, Дубна, 1978.
7. Deryagin A.V. et al. Phys. Stat. Sol., 1974, 23, K199.
8. Barbara B. et al., IEEE Trans., 1971, MAG-7, 654.
9. Zijlstra H. Phys. in Technology, May 1976, p. 98.
10. Kaminsky M. Phys. Rev. Lett., 1969, 23, p. 819.
11. Feldman L.C. et al. Radiat. Eff., 1972, 13, p. 145.
12. Ebel M.E. Phys. Rev. Lett., 1970, 24, p. 1395.
13. Brandt W., Sizmann R. Phys. Lett., 1971, A37, p. 115.
14. Rau C., Sizmann R. Phys. Lett., 1973, A43, p. 317.
15. Sizmann R. NIM, 1976, 132, p. 523.
16. Будкер Г.И. и др. Труды X Межд. конф. уск. выс. энергий, 1977, т. 1, стр. 498.
17. Carron G. et al. Труды X Межд. конф. уск. выс. энергий, 1977, т. 1, стр. 523.
18. Динс Д., Виньярд Д. Радиационные эффекты в твердых телах, гл. III, §2, стр. 77, М., 1960.

Рукопись поступила в издательский отдел  
20 июля 1978 года.