

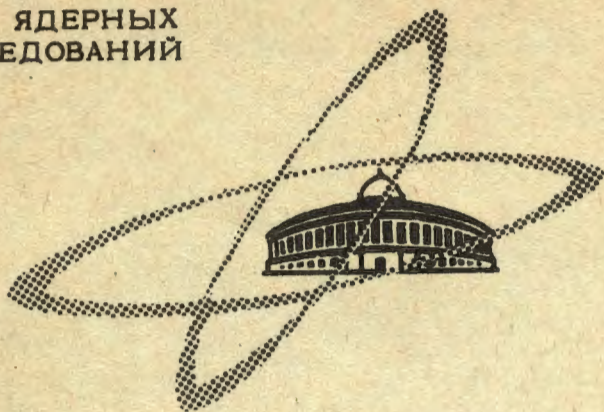
Ат. Энерг., 1969, т. 27, в. 1, с. 71-73

М-345

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

РЗ - 4087



И. М. Матора

О НЕКОТОРЫХ ВОЗМОЖНОСТЯХ
В НЕЙТРОННОЙ ОПТИКЕ

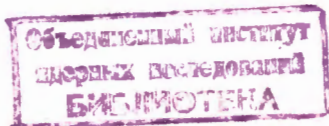
ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

1968

РЗ - 4087

И.М.Матюра

О НЕКОТОРЫХ ВОЗМОЖНОСТЯХ
В НЕЙТРОННОЙ ОПТИКЕ



4568/3 up

§1. Возможности, связанные с наличием у нейтрона магнитного момента

В известных экспериментах с отклонением поляризованных нейтронных пучков в неоднородном магнитном поле было показано, в частности/1/, что и неполяризованный нейтронный пучок после прохождения перпендикулярного к оси пучка магнитного поля с большим градиентом того же или противоположного полю направления имеет чёткую тенденцию к разделению на два пучка. При полном пространственном разделении в каждом из последних пучков нейтроны будут, очевидно, поляризованы в противоположных направлениях. Такую установку, следовательно, можно использовать для поляризации медленных нейтронов.

Однако, если внести определенные улучшения в оптические свойства магнита, сепарирующего исходный неполяризованный пучок на два поляризованных, то можно по аналогичной схеме получить не только поляризованные, но также по обоим направлениям сфокусированные и пространственно упорядоченные по энергиям нейтроны. Для этого нужно воспользоваться отклоняющим магнитом (рис. 1) в виде части известного шести-полюсника/2-3/, предложенного Фридбургом и Паулем/2/ и Фараго/8/ для фокусировки молекулярных и нейтронных пучков.

В таком магните, как известно,

$$H_x = A(y^2 - x^2); \quad H_y = 2Axy; \quad H_z = A(x^2 + y^2); \quad A = \text{const.} \quad (1)$$

Потенциальная энергия нейтрона U в поле есть

$$U = \pm \mu H = \pm A \mu r^2, \quad (r^2 = x^2 + y^2), \quad (2)$$

т.к. возможны только две проекции его магнитного момента $\vec{\mu}$ на направление вектора напряженности магнитного поля \vec{H} . Если исходный пучок не поляризован, то для половины нейтронов, вошедших в рабочую область магнита, будет существовать в начале координат (рис. 1) минимум потенциальной энергии U , а для другой половины нейтронов, с противоположным направлением спина, в начале координат будет максимум U .

Уравнения поперечного движения нейтронов в поле магнита будут

$$\left. \begin{aligned} \frac{dp_x}{dt} &= \mp \mu \frac{\partial H}{\partial x} = \mp 2A\mu x \\ \frac{dp_y}{dt} &= \mp \mu \frac{\partial H}{\partial y} = \mp 2A\mu y \end{aligned} \right\}, \quad (3)$$

откуда следует, что половина нейтронов испытает в магните двойную фокусировку (по x и по y), а другая половина — двойную дефокусировку.

Для того, чтобы сфокусированные нейтроны оказались поляризованными, необходимо, чтобы направление вектора \vec{H} в выбранной рабочей области мало отличалось, например, от направления оси Ox . Можно показать, что в многополюснике геометрическими местами точек равного наклона вектора \vec{H} к оси Ox являются прямые, проходящие через начало координат. При этом легко видеть, например, что часть полного сектора в магните (рис. 1) с углом раствора $0,433 \frac{\pi}{3}$ содержит точки, в которых $\cos(\vec{H}, Ox) \geq 0,9$. Это значит, что для поляризации нейтронов с успехом можно использовать более 40% зазора этого магнита.

Записывая решение (3) с помощью матричного формализма и известным способом учитывая движение нейтронов в свободном пространстве до и после расположения магнита (см. рис. 2), можно найти, что

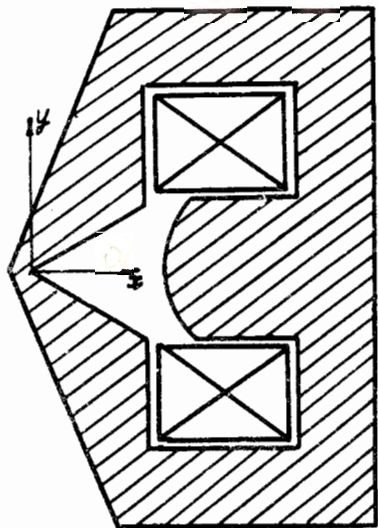


Рис. 1.

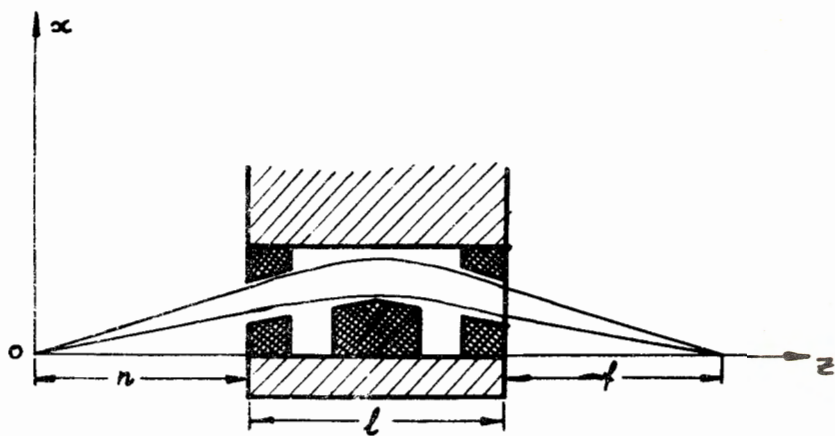


Рис. 2.

$$f = \frac{kn \cos k \ell + \sin k \ell}{k(kn \sin k \ell - \cos k \ell)} \quad /3/, \quad \text{где} \quad k^2 = \frac{2A\mu}{W}, \quad (4)$$

W – кинетическая энергия нейтрона. Из (4) следует, что расстояние фокуса нейтронов от источника однозначно определяется их энергией, что может быть использовано для отбора нейтронов с заданным разбросом по энергиям.

Коэффициент линейного увеличения изображения по сравнению с объектом равен

$$\frac{\partial x_k}{\partial x_0} = \frac{1}{\cos k \ell - kn \sin k \ell}. \quad (5)$$

Удвоенный квадрат этого коэффициента, очевидно, указывает, во сколько раз в фокусе поляризованных нейтронов заданной энергии их плотность меньше, чем плотность неполяризованных нейтронов в отверстии исходного коллиматора (у источника).

Приведем еще выражение для величины $\frac{1}{W} \frac{\partial W}{\partial z_k}$, обратной разрешению системы по энергии

$$\frac{1}{W} \frac{\partial W}{\partial z_k} = \frac{2k(nk \sin k \ell - \cos k \ell)^2}{k \ell (1 + k^2 n^2) + [2kn \sin k \ell + (k^2 n^2 - 1) \cos k \ell] \sin k \ell}. \quad (6)$$

Как показывают оценки по (6), при реальных параметрах установки разрешение системы по энергиям весьма высокое, однако то обстоятельство, что наклон траекторий нейтронов к оси Oz всегда весьма мал, приводит к возможности фактического хорошего разрешения при малой светосиле установки.

Отметим еще одну полезную особенность такого способа поляризации и монохроматизации нейтронов, которая состоит в том, что в принципе существует возможность устранения фона γ -лучей, быстрых

нейтронов и другой радиации, распространяющейся прямолинейно от источника и исходного коллиматора, основанная на криволинейности всех траекторий медленных нейтронов в системе.

Работа такой установки потребует форвакуума в каналах для нейтронов.

§2. Использование гравитации и совместного

действия ее с магнитным полем

Максимально возможный прирост кинетической энергии нейтрона в гравитационном поле Земли, соответствующий 2 космической скорости, составляет лишь 0,65 эв. Тем не менее, даже те ничтожные приросты энергии в поле тяжести Земли, которые возможны в лабораторных условиях ($\approx 10^{-7}$ эв), успешно используются для нейтронооптических целей.

Так, Майер-Лейбниц^{/4/} предложил воспользоваться гравитационным полем Земли для создания пропорциональности углов падения нейтронов на горизонтальную поверхность зеркала их обратной скорости. В результате получена^{/5/} превосходная точность при измерении когерентных длин рассеяния медленных нейтронов. Правда, для реализации этого, так называемого метода гравитационного рефрактометра, потребовались пролетная база 100 м и жидкое зеркало размером 80 x 80 см.

Легко показать, что неоднородное магнитное поле с постоянным градиентом

$$G_{\text{экв.}} = 170 \text{ э/см} \quad (7)$$

при вертикальном направлении векторов \vec{H} и \vec{G} уравнивает нейтрон в поле тяготения Земли, если его проекция магнитного момента на вертикаль имеет соответствующий знак. Нейтрон же с проекцией другого знака будет притягиваться к Земле с удвоенной силой тяжести.

Существенно отметить, что даже без использования сверхпроводящих магнитов в настоящее время можно без труда создать неоднородное магнитное поле с постоянным градиентом, который на один или несколько порядков превосходит $G_{\text{экв.}}$. В случае, например, если $G \approx 10 G_{\text{экв.}}$, вертикальный размер зазора может составить 12 см. В зазоре такого

магнита (рис. 3) нейтроны, которые одновременно притягиваются к Земле магнитным и гравитационным полями, будут иметь ускорение $\approx 11g$. А прирост их энергии при падении на глубину 12 см в поле такого магнита с горизонтальной осью окажется таким же, как в случае падения на глубину ≈ 130 см в одном поле тяготения. Таким образом, применение магнитно-гравитационного рефрактометра позволило бы более чем на порядок уменьшить его геометрические размеры по сравнению с гравитационным. Еще одним преимуществом была бы при этом возможность искусственного регулирования силы притяжения, что существенно расширило бы эффективность установки. Кроме этого, все нейтроны, падающие на зеркало, имели бы одну и ту же проекцию магнитного момента на вертикальную ось.

Конфигурация полюсов соответствующего магнита, представляющая собой один квадрант широко известного четырехполюсника, дана на рис. 3. Не следует думать, что возможности магнитно-гравитационного рефрактометра ограничены по причине конечной величины зазора магнита. На са-

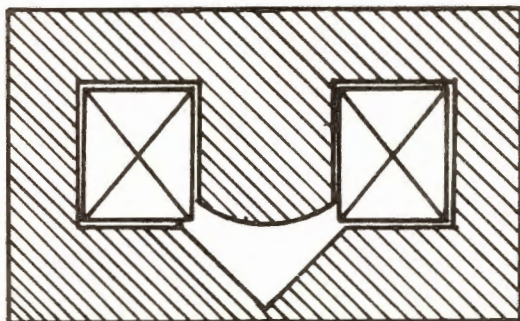


Рис. 3.

мом деле магнит можно секционировать, и каждую последующую горизонтальную секцию устанавливать по высоте, ниже предыдущей. В этом случае можно эквивалентный диапазон перепадов высот, использованный в работах /5/, расширить на порядок и более. Все формулы Майер-Лейбница при этом останутся действительными, если в них g заменить на

$$g \left(1 + \frac{G}{G_{\text{экв.}}} \right).$$

Другим примером, иллюстрирующим эффективность одновременного использования гравитационного и неоднородного магнитного полей, может служить проблема отделения пучков гипотетических частиц, состоящих из чётного количества нейтронов, от нейтронных пучков. С этой целью можно пропустить хорошо коллимированный пучок исходных неполяризованных нейтронов, в котором предполагается присутствие медленных частиц с чётным числом нейтронов, через магнит с постоянным градиентом \bar{G} (рис. 3), в котором векторы \bar{H} и \bar{G} горизонтальны. Ввиду того, что магнитный момент частиц, составленных из чётного числа нейтронов, равен нулю, на большом расстоянии L от магнита след пучка на перпендикулярной к направлению его распространения плоскости представит собой три пересекающиеся на горизонтальной оси исходного пучка полосы. Две наклонные полосы с углом наклона β

$$\beta = \arctg 2 \frac{\mu G \ell}{M g L}$$

(M - масса нейтрона, ℓ - длина магнита) будут следом поляризованных нейтронов, тогда как вертикальная 3 полоска будет следом не имеющих магнитного момента частиц. Частицы с заданной энергией будут пролетать на заданном расстоянии от оси исходного пучка.

В заключение искренне благодарю Ф.Л.Шапиро за поддержку и интерес к работе.

Л и т е р а т у р а

1. J.E. Sherwood, T.E. Stepheuson, S. Berustein. *Phys. Rev.* 96, 6, 1546, 1954 .
2. Friedburg H., Paul W. *Naturwiss.* 37, 20, (1950).
Naturwiss. 38, 159, (1951).
3. Корсунский М.И., Фогель Я.М., *ЖЭТФ*, 21, 38, (1951).
4. Maier-Leibnitz H. *Z. angew. Phys.* 14, 738, (1962).
5. L. Koester. *Z.f. Phys.* 182, 328, (1965).
Z.f. Phys. 198, 187, (1967).
6. P.S. Farago. *Nucl. Instr. Meth.*, 30, 271 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел

1 октября 1968 года.