

C348 жс

M-345

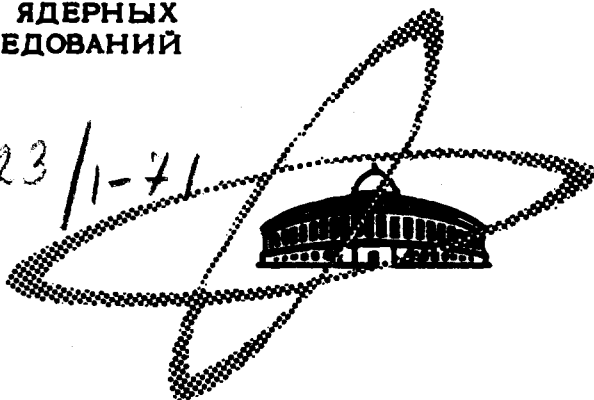
13/ix-71

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

P3 - 5902

2223 / 1-71



И.М. Матора, О.А. Стрелина

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

МАГНИТНЫЕ СИСТЕМЫ  
ДЛЯ ТРАНСПОРТИРОВКИ И НАКОПЛЕНИЯ  
МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ

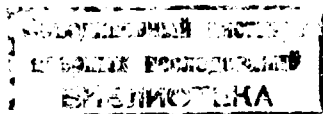
1971

РЗ - 5902

И.М. Матора, О.А. Стрелина

**МАГНИТНЫЕ СИСТЕМЫ  
ДЛЯ ТРАНСПОРТИРОВКИ И НАКОПЛЕНИЯ  
МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ**

*Направлено в А.Э*



В.В. Владимирский<sup>/1/</sup> дал качественную картину движения медленных нейтронов в магнитных полях многополюсников и указал на возможность транспортировки и хранения холодных нейтронов в магнитных системах этого типа. Более подробное рассмотрение показывает, что среди них наибольший интерес представляют нейтроно-оптические магнитные системы на основе шестиполюсных магнитов. Они обладают важной особенностью (отсутствующей в случае полей иной симметрии), которая состоит в таухронности поперечных колебаний любой амплитуды, фокусируемых одновременно по обоим направлениям нейтронов (или других нейтральных частиц с конечным магнитным моментом) заданной энергии.

Ниже будут показаны некоторые преимущества, обусловленные этой особенностью, которыми обладают прямой горизонтальный магнитный нейтронный провод и магнитный кольцевой накопитель нейтронов с шестиполюсными магнитами.

### §1. Уравнения поперечного движения

Для фокусируемой нейтральной частицы с массой  $m$ , энергией на действительной оптической оси (равновесной орбите)  $w = \frac{m v^2}{2}$ , магнитным моментом  $\mu$  и спином  $\frac{\hbar}{2}$  функция Лагранжа в случае движения в поле прямого горизонтального шестиполюсника с учетом действия магнитного поля и гравитации имеет вид (см. рис. 1, обозначения<sup>/2/</sup>)

$$\left\{ \begin{aligned} L(x, y, \dot{x}, \dot{y}) &= \frac{mv^2}{2} - A\mu(x^2 + y^2 - 2hy) - mgy = \frac{mv^2}{2} - A\mu(x^2 + y^2), \\ v^2 = \dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2 &= v_0^2 - \kappa^2(x^2 + y^2), \quad \kappa^2 = \frac{2A\mu}{m}. \end{aligned} \right. \quad (1)$$

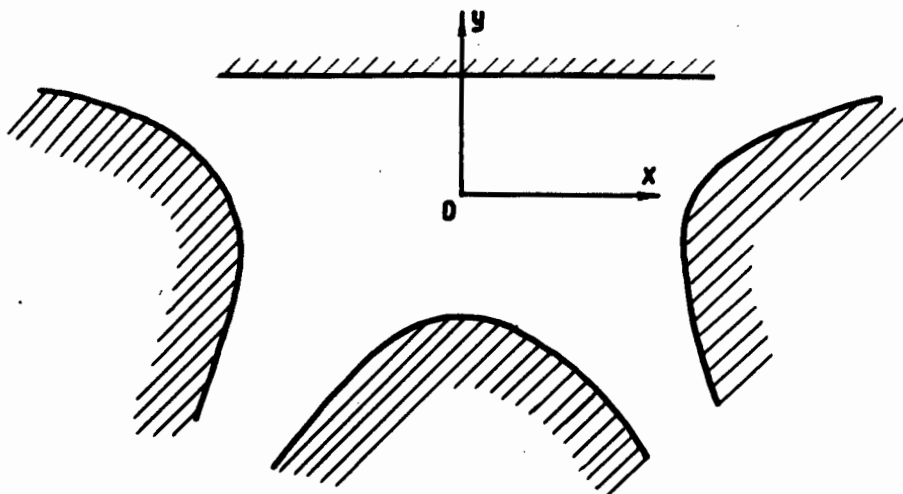


Рис. 1

Ось  $x$  направлена по оси пучка и не совпадает с горизонтальной осью шестиполосника, а расположена ниже последней на  $h = \frac{mg}{2A\mu}$  см<sup>1/3</sup>.

Функция Лагранжа в случае горизонтального кольцевого накопителя (рис. 2) в цилиндрических координатах  $r, \theta, y$  будет равна

$$\left. \begin{aligned} L(r, y, \dot{r}, \dot{y}) &= \frac{mv^2}{2} - A\mu[(r-R)^2 - (r_0 - R)^2 + (y-h)^2 - h^2] - mgy = \\ &= \frac{mv^2}{2} - A\mu[\rho^2 + 2\rho(r_0 - R) + y^2], \end{aligned} \right\} (2)$$

$$v^2 = v_0^2 - \kappa^2[\rho^2 + 2\rho(r_0 - R) + y^2] = r^2 \dot{\theta}^2 + \dot{\rho}^2 + \dot{y}^2,$$

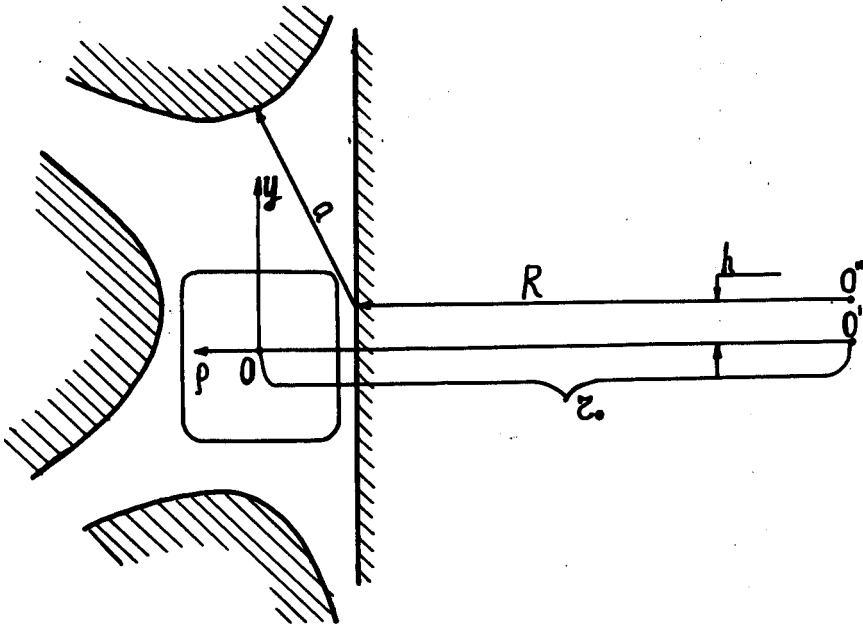


Рис. 2

где  $r_0$  - радиус равновесной круговой орбиты для энергии нейтрона  $w_0 = \frac{m v_0^2}{2}$ ,  $r = r_0 + \rho$ ,  $\rho$  - отклонение траектории от равновесной. Искажением поля шестиполюсника из-за изгиба его оси по окружности большого радиуса  $R$  пренебрегаем.

Из (1) вытекают уравнения поперечного движения для прямого нейтронвода

$$\left. \begin{aligned} \ddot{x} + \kappa^2 x &= 0, \\ \ddot{y} + \kappa^2 y &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

а из (2) - уравнения поперечного движения в кольцевом накопителе. Последние с учетом величин второго порядка малости имеют вид

$$\left. \begin{aligned} \ddot{\rho} + \frac{v_0^2}{r_0} \left( \alpha \frac{\rho}{r_0} + \beta - 6 \frac{\rho^2}{r_0^2} \right) = 0, \\ \ddot{y} + \frac{v_0^2}{r_0(r_0 - R)} y = 0, \end{aligned} \right\} \begin{aligned} \alpha &= \frac{r_0}{r_0 - R} + 3 - 3 \frac{\rho_0^2 + y_0^2}{r_0(r_0 - R)}, \\ \beta &= \frac{\rho_0^2 + y_0^2}{r_0(r_0 - R)} \left( 1 + 2 \frac{\rho_0}{r_0} \right) + 3 \frac{\rho_0^2}{r_0^2}. \end{aligned} \quad (4)$$

$$r_0 = \frac{w_0}{A \mu (r_0 - R)}.$$

При получении 1-го уравнения (4) было использовано решение 2-го

$$y = y_0 \cos \kappa (t - t_0) \quad (5)$$

и то обстоятельство, что координата  $\theta$  — циклическая.

Следует подчеркнуть, что хотя (3) по виду такие же, как известные уравнения движения фокусируемых заряженных частиц в магнито-статических четырехполюсных линзах, между обоими этими уравнениями есть принципиальные отличия. Главным из них можно считать то, что (3) справедливы не только в параксиальном приближении, но точны вообще. Даже случай  $\dot{z} = 0$  описывается (3), причем таутохронность поперечных колебаний во времени точно соблюдается. Другой особенностью движения нейтральных частиц с магнитным моментом в неоднородном магнитном поле и поле гравитации является наличие зависимости их скорости от координат  $x$  и  $y$ , чего нет при движении зарядов в магнито-статическом поле. Вследствие этого нейтральные частицы с большей амплитудой колебаний имеют скорость меньшую (см. (1)), но ввиду одинаковости временного периода колебаний они пространственно вынуждены пересекать оптическую ось в точке, расположенной ближе к источнику, чем частицы с той же исходной  $w_0$ , но меньшей амплитудой колебаний.

Количественный учет последней пространственной абберации облегчается благодаря тому, что направления  $\mathbf{E}$  силы тяжести, и воздей-

ствия неоднородного магнитного поля у нас перпендикулярны к оси  $oz$  и, следовательно, координата  $z$  - циклическая, т. е.

$$\dot{z} = \text{const.} \quad (6)$$

Действительно, точные решения (3) во времени есть

$$\left. \begin{aligned} x &= x_0 \cos \kappa (t - t_x), \\ y &= y_0 \cos \kappa (t - t_y). \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Откуда с учетом (1)

$$\dot{z} = v_0 \sqrt{1 - \frac{\kappa^2}{v_0^2} (x_0^2 + y_0^2)} = \text{const.} \quad (6')$$

Или, если рассматриваются малые колебания,

$$\dot{z} \doteq v_0 \left[ 1 - \frac{\kappa^2}{2v_0^2} (x_0^2 + y_0^2) \right]. \quad (8)$$

Таким образом, пересечение всех, даже параксиальных, траекторий от точечного источника, расположенного, например, на действительной оптической оси нейтроновода, после одного полупериода колебаний будет, вообще говоря, представлять собой не точку, а конечный отрезок оси длиной

$$\Delta z_1 \doteq \frac{\pi \kappa}{2 v_0} (x_0^2 + y_0^2). \quad (9)$$

Влияние последней абберации следует учитывать при необходимости прецизионной монохроматизации транспортируемых нейтронов узкими коллиматорами. Отметим, что она возрастает пропорционально длине пути.

Пользуясь (6'), можно записать (3) и в виде <sup>/2,3/</sup>

$$\left. \begin{aligned} x'' + k^2 x &= 0, \\ y'' + k^2 y &= 0, \end{aligned} \right\} \quad k = \sqrt{\frac{A \mu}{w_x}}, \quad x'' = \frac{d^2 x}{dz^2}, \quad (10)$$

$$w_x = \frac{m \dot{z}^2}{2} = \frac{m v_0^2}{2} \left[ 1 - \frac{\kappa^2}{v_0^2} (x_0^2 + y_0^2) \right]; \quad (11)$$

причем (10)-(11) - точные, а в параксиальном приближении достаточно полагать

$$w_z \dot{=} w_0,$$

т.к. поправка в квадратных скобках (11) в этом случае весьма мала.

Из уравнения аксиальных колебаний (по  $y$ ) в (4) сразу следует, что равновесные круговые орбиты в кольцевом накопителе рассматриваемого типа должны располагаться вне круга радиуса  $R$ , т.к. в противном случае аксиальное движение становится неустойчивым.

При этом из (5)

$$w_0 = A \mu r_0 (r_0 - R), \quad (12)$$

откуда получаем максимально возможный энергетический захват в кольцевой накопитель:

$$0 \leq w_0 \leq A \mu (R + a) a = W_{max}. \quad (13)$$

Как известно, интенсивность в мощных источниках холодных нейтронов на единицу длины волны  $\lambda$  пропорциональна для этой области спектра  $\lambda^{-5}$ . Следовательно, рассчитывая получить хорошую интенсивность накопленных нейтронов, следует ось вакуумной кольцевой камеры располагать ближе к наружному краю апертуры магнита. Если вспомнить к тому же, что наличие в рабочей области магнитного поля накопителя оси шестиполюсника, где поле равно нулю, нежелательно из-за возможности здесь переворотов спина и потери нейтронов, то в соответствии с вышесказанным в кольцевом накопителе целесообразно использовать только ту часть магнитного поля шестиполюсника, которая вся расположена вне цилиндра радиуса  $R$ .

Так что для магнитного кольцевого накопителя сечение магнита должно представлять собой не полный шестиполюсник, а лишь один, два или три его смежных наружных сектора, причем во всех случаях целесообразно расположить ось шестиполюсника вне вакуумной камеры. Благодаря этому, отпадает необходимость вводить дополнительные обмотки для создания  $\theta$ -вой составляющей магнитного поля с целью предотвра-



шения переворотов спина в окрестности оси шестиполюсника <sup>/1/</sup>. В результате вес кольцевого магнита и мощность его питания снижаются, а его конструкция упрощается без заметного снижения числа накопленных нейтронов по сравнению со случаем использования полного шестиполюсника.

В <sup>/3/</sup> отмечалось, что смещение  $h$  горизонтальной действительной оптической плоскости в шестиполюснике за счёт гравитации не зависит от энергии нейтронов  $w$ . Вследствие этого все траектории захваченных нейтронов в кольцевом накопителе, как это видно из (4) и рис. 2, имеют единственную для всех энергий  $w_0$  горизонтальную равновесную плоскость, лежащую ниже горизонтальной плоскости симметрии шестиполюсника на  $\frac{m g}{2 A \mu}$  см. Положение же равновесных орбит по радиальному движению зависит не от постоянной по величине силы (какой является сила веса нейтрона, смещающая равновесную орбиту по вертикали), а от центробежной силы, пропорциональной кинетической энергии нейтрона  $w_0$ . Поэтому радиус  $r_0$  возможных равновесных круговых орбит может принимать весь континуум значений в интервале  $(R, R + a)$ .

### §3. Интенсивность нейтронов

Эффективность захвата нейтронов в транспортировку прямым горизонтальным магнитным нейтроноводом можно вычислить с помощью (7) и формул, приведенных в <sup>/2/</sup> (см. рис. 3).

При этом легко показать, что вышедшие из точки  $(x_3, y_3)$  замедлителя нейтроны с энергией  $W$  будут захвачены в транспортировку в том случае, если телесный угол их разлета  $\Delta \Omega$  не превзойдет величины

$$\Delta \Omega = \Delta x'_0 \Delta y'_0 \leq \frac{2k x_m}{1+k^2 n^2} \sqrt{1+k^2 n^2 - \left(\frac{x_3}{x_m}\right)^2} \cdot \frac{2k y_m}{1+k^2 n^2} \sqrt{1+k^2 n^2 - \left(\frac{y_3}{y_m}\right)^2}. \quad (14)$$

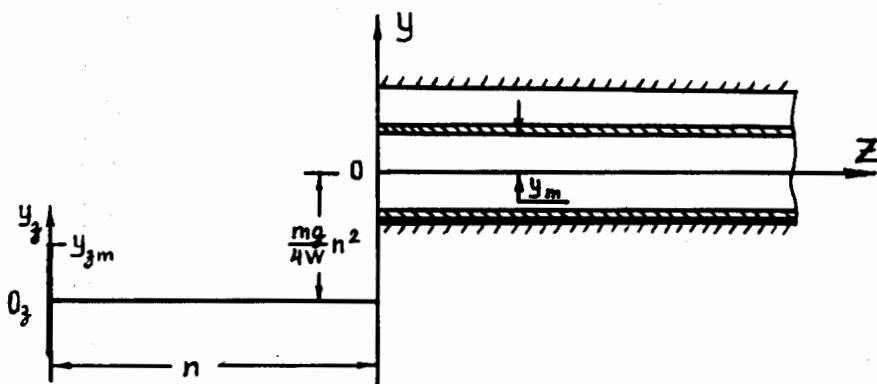


Рис. 3

$k^2 = \frac{A\mu}{w_0}$ ,  $n$  - расстояние от замедлителя до входа в нейтронпровод,  $x_m, y_m$  - полуапертуры прямоугольной полости камеры, (14) содержит в себе также и случай  $n = 0$ , при котором замедлитель расположен непосредственно на входе в нейтронпровод. Из (14) видно, что нейтроны захватываются в транспортировку с тех точек замедлителя, которые отстоят по высоте от его середины ( $y = -\frac{mg}{4w_0}n^2$ ) не более чем на  $y_{zm} = y_m \sqrt{1+k^2n^2}$ , а по горизонтали - не более чем на  $x_{zm} = x_m \sqrt{1+k^2n^2}$ .

После несложных преобразований можно получить следующее выражение интенсивности  $J$  захваченных в транспортировку нейтронов с длиной волны  $\lambda$  для не чрезмерно больших  $n$  в предположении, что интенсивность нейтронов источника на единичный интервал  $\lambda$  пропорциональна  $\lambda^{-5}$ :

$$J(\lambda)d\lambda = \frac{\mu mA}{4\pi \frac{1}{h^2}} \Phi \frac{r}{\chi} J_m(5A)(5 \cdot 10^{-8})^5 x_m^2 y_m^2 \frac{d\lambda}{\lambda^3} \frac{\text{нейтр.}}{\text{сек}} \quad (15)$$

где  $\Phi$  - отношение плотности эмиссии нейтронов в направлении на вход нейтронвода к средней плотности эмиссии в угол  $2\pi$  радиан,  $\eta = 0,5$ , т.к. только половина нейтронов поляризована должным образом,  $\chi$  - скважность работы источника (для ИБРа-2<sup>4/</sup>  $\chi \approx 2,86 \cdot 10^3$ ),  $I_m(5A)$  - пиковое число нейтронов, имеющих  $\lambda = 5 \text{ \AA}$ ,  $\Delta\lambda = 1 \text{ \AA}$ , испущенных единицей пло-

шади замедлителя в телесный угол  $2\pi (1_m(5\text{Å}))$  для ИБР-2 =  $4 \cdot 10^{14}$  н/см<sup>2</sup> Å сек). Существует минимальное значение  $\lambda_k$ , после которого нейтроны в транспортировку не захватываются.

Полный поток  $J_0$  транспортируемых нейтронов будет, следовательно,

$$J_0 = \frac{\mu m A}{8\pi h^2} \Phi \frac{\eta}{\chi} J_m(5\text{Å}) \cdot 5^5 \cdot 10^{-32} \frac{x_m^2 y_m^2}{\lambda_k^2} \quad (16)$$

В случае использования полного шестиполюсника с полуапертурой 10 см,  $A = 120$ ,  $H_{max} = 12$  кэ, в предположении, что наличие в рабочей области поля прямой, на которой  $H=0$ , не повлияет существенно на интенсивность транспортируемых нейтронов, из (16) получаем ( $\lambda_k \geq 4\text{Å}$ )  $J_0 \approx 10^9$  н/сек.

Оценка интенсивности нейтронов в накопителе диаметром 20 м, установленном на источнике типа ИБР-2, с использованием трех наружных секторов шестиполюсника при полуапертуре 20 см,  $A = 30$ ,  $H_{max} = 12$  кэ (середина интервала захвата по энергии  $2,37 \cdot 10^{-6}$  эв ( $\lambda = 186\text{Å}$ ),  $r_0 - R \approx 12,5$  см) дает их число  $N$ :

$$N \approx 2 \cdot 10^4 - 10^5 \text{ нейтронов.}$$

В качестве инфлектора предполагалась никелевая пластинка  $1,5 \times 1,5$  см, на которую пучок нейтронов фокусировался шестиполюсным магнитом с указанными выше параметрами.

#### §4. Монохроматизация нейтронов. Эксперимент по измерению ускорения силы тяжести для нейтронов

Пусть внутри прямого горизонтального нейтроновода с магнитом в виде одного сектора шестиполюсника вблизи его входного и выходного концов установлены (рис. 4) два идентичных коллиматора с горизонтальными щелями (1 и 2) с полной шириной каждой из них  $2\delta$  и расстоянием между ними  $L$ . Пусть также плоскость симметрии, проходящая через середины щелей, строго горизонтальна, т.е. ее расстояние от оси шести-

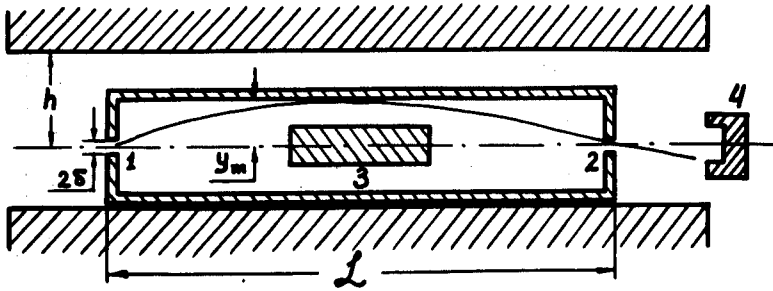


Рис. 4

полюсника постоянно. Установим еще между щелями экран (3), непроницаемый для любой радиации (в том числе и нейтронов), прямолинейно распространяющейся от щели (1). Тогда детектор медленных нейтронов (4), установленный на выходе из щели (2), зафиксирует резкий максимум счёта при том единственном значении тока возбуждения магнита, когда упомянутая плоскость симметрии щелей будет оптической плоскостью, а составляющая градиента магнитного поля в плоскости симметрии щелей  $G_y$  будет равна

$$G_y = 2A h = G_{\text{экв}} \quad (17)$$

$$h = \frac{mg}{2A\mu} \quad (18)$$

- расстояние от горизонтальной плоскости симметрии щелей до оси шестиполюсника. В этом случае для поперечного движения нейтронов вдоль оси  $y$  запишем

$$y = y_0 \cos(k_0 + dk)z + \frac{y'_0}{k_0 + dk} \sin(k_0 + dk)z, \quad (19)$$

где

$$k_0 L = n\pi \quad (20)$$

( $n$  - целое),  $W = \frac{A\mu}{k_0^2}$  соответствует энергии нейтронов, фоку-

сируемых точно на щель (2) согласно (20). Из (19) и (20) легко видеть, что щелью (2) будут пропущены только те нейтроны, для которых

$$\left| \frac{dk}{k_0} \right| \approx \frac{\delta}{k_0 L \cdot \bar{y}_m}, \quad (21)$$

$\bar{y}_m$  - среднее значение модуля максимального отклонения от оптической плоскости траектории обогнувших экран нейтронов. Оценки интенсивности показывают, что при источнике нейтронов типа ИБР-2<sup>/4/</sup> и длине нейтроновода  $L \approx 100$  м, апертурой  $a \approx 20$  см (магнит односекторный),  $h = 15$  см и  $A = \frac{17}{3}$  на выходе из щели (2) шириной  $2\delta = 0,2$  мм получим поток нейтронов в несколько нейтронов в секунду с энергией

$$w_0 = 3 \cdot 10^{-4} \text{ эв и } \frac{\Delta w}{w_0} \approx 10^{-3}.$$

Выражение (18) является в то же время основой для измерения

$G_{\text{экв.}}$  с относительной точностью

$$\frac{\Delta G_{\text{экв.}}}{G_{\text{экв.}}} = \frac{\delta}{2h}, \quad (22)$$

откуда следует также, что ускорение силы тяжести  $g$  для нейтрона

$$g = \frac{\mu}{m} G_{\text{экв.}} \quad (23)$$

измеряется с той же точностью (22). Абсолютная же точность измерения будет обеспечена, если окажется возможным достаточно точно измерить необходимые параметры магнитного поля и точно выдержать геометрические величины в зазоре магнита. Что касается неоднородных полей с градиентом  $\approx 170$  э/см, то современные методы измерений обеспечивают абсолютную ошибку  $\frac{\Delta G}{G} \approx 10^{-4}$ . Геометрические величины измеряются еще точнее.

Эффекты полей рассеяния на торцах магнита исключаются, если обе щели расположены внутри магнитов не ближе чем в 1,5 - 2 апертурах магнита от его входного и выходного краев.

Таким образом, достаточно взять  $2\delta = 0,2$  мм,  $h = 15$  см, чтобы измерить  $g$  с точностью  $\frac{\Delta g}{g} \approx 1/3000$ , которая на порядок превосходит известные результаты<sup>/5/</sup>.

Следует отметить, что в наших условиях при работе в поле одного сектора шестиполюсника среднее значение  $\overline{\cos \beta}$ , где  $\beta$  - угол между вектором  $\vec{H}$  и вертикалью, составляет 0,82. Это значит, что при достаточной ширине щели измеряется  $g$  для хорошо поляризованных по вертикали  $g_{\downarrow\downarrow}$  (или против нее  $g_{\uparrow\uparrow}$ ) нейтронов. Изменение тока возбуждения магнита на обратный позволит, таким образом, получить значения  $g_{\downarrow\downarrow}$  и  $g_{\uparrow\uparrow}$  с той же точностью.

В заключение считаем своим приятным долгом искренне поблагодарить Ф.Л. Шапиро за постоянный интерес к работе и помощь.

#### Л и т е р а т у р а

1. В.В. Владимирский. ЖЭТФ, 39, 1062 (1960).
2. И.М. Матора. АЭ, 27, в. 1, 71 (1969).
3. И.М. Матора. Препринт ОИЯИ, РЗ-5537, Дубна, 1970.
4. В.Д. Ананьев, Д.И. Блохинцев, П.В. Букаев, Ю.М. Булкин, Ю.П. Вахрушин и др. Сообщение ОИЯИ, 13-4392, Дубна, 1969; Доклад на V конференции по физике и технике исследовательских реакторов. Варшава, декабрь, 1968 г.
5. J.W.T. Dabbs, J.A. Harvey, D. Paya, H. Horstmann. Phys. Rev., 139b, 756 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел  
29 июня 1971 года.