

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

96-34

P3-96-34

А.И.Франк, Р.Гэйлер*

ФОКУСИРОВКА НЕЙТРОНОВ
ВО ВРЕМЕНИ

Направлено в «Письма в «ЖЭТФ»

*Мюнхенский технический университет, Гархинг, Германия

1996

В настоящей работе мы хотим обратить внимание на возможность временной фокусировки очень медленных нейтронов, генерируемых импульсным источником. Такая фокусировка может оказаться весьма полезной при создании источников ультрахолодных нейтронов (УХН) нового поколения. Рисунок 1 поясняет суть предложения.

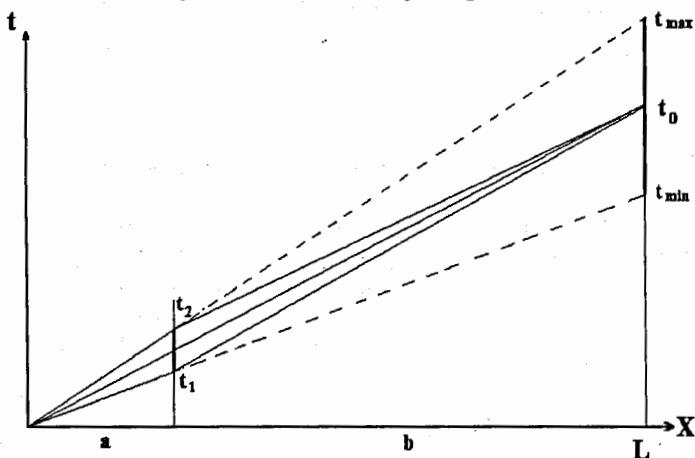


Рис. 1. Временная фокусировка

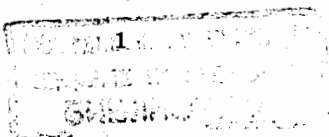
Пусть в момент времени $t=0$ из точки $x=0$ в положительном направлении оси X вылетают нейтроны, скорости v которых распределены в некотором интервале величин. Время t_L их прихода в точку наблюдения $x=L$ распределено в интервале $t_{\min} < t_L < t_{\max}$. Предположим, что в точке $x=a$ расположено некоторое устройство - временная линза, способное изменять энергию нейтронов на величину $\Delta E(t)$ по заранее заданному временному закону в интервале $t_1 < t < t_2$. К вопросу о возможной конструкции линзы мы вернемся ниже. Потребуем, чтобы скорости нейтронов после прохождения линзы отвечали условию одновременного прихода нейтронов в точку наблюдения в момент времени $t_L=t_0$.

$$\frac{a}{v_a} + \frac{b}{v_b} = t_0, \quad a + b = L, \quad (1)$$

где v_a и v_b - скорость нейтрона до и после линзы соответственно.

Тогда

$$\Delta E(t) = \frac{m}{2} \left| \left(\frac{b}{t_0 - t} \right)^2 - \left(\frac{a}{t} \right)^2 \right|, \quad t = \frac{a}{v_a}, \quad t_1 < t < t_2. \quad (2)$$



Подобно тому, как в оптике формирование изображения связано с преобразованием углового распределения лучей, временная фокусировка сопровождается изменением распределения по скоростям, что непосредственно видно из рисунка 1. Одновременно преобразуется длительность нейтронного импульса, что позволяет ввести понятие временного увеличения. При относительно небольшой передаче энергии $|\Delta E| \ll E$ имеет место формула тонкой линзы

$$M = \frac{T}{\tau}, \quad M = -\frac{b}{a}, \quad (3)$$

где τ и T - длительность начального временного импульса и его "изображения".

Возможность временной фокусировки нейтронов представляется чрезвычайно привлекательной в связи с давно обсуждаемой проблемой накопления УХН, генерируемых импульсным источником. Дело в том, что, как впервые отмечено Ф.Л.Шапиро в 1973г., "если в нейтронную ловушку вводить УХН в момент вспышки импульсного реактора, а по окончании вспышки изолировать ловушку, то в идеальном случае отсутствия потерь плотность УХН в ловушке будет соответствовать пиковой плотности нейтронов, которая может на несколько порядков превосходить среднюю по времени." [1].

При проведении большинства фундаментальных экспериментов с УХН используется так называемый накопительный режим, когда отсутствует отбор УХН из ловушки (см., например, [2]). Тогда формула Шапиро для фактора выигрыша в плотности нейтронов имеет вид

$$G = 1 + \frac{1 - \frac{\tau_1}{\theta}}{\frac{\tau_1}{\theta} + \frac{\Sigma \mu}{S}}, \quad (4)$$

где τ_1 - длительность открытого состояния затвора, превышающая длительность нейтронной вспышки, θ - интервал между последовательными вспышками реактора, S - площадь излучающей УХН поверхности конвертора¹, Σ - внутренняя поверхность сосуда УХН, μ - вероятность потери УХН при одном отражении от стенки сосуда.

Современному состоянию эксперимента соответствует величина $\mu \approx 10^{-5}$ [3]. Поэтому при разумных значениях площадей Σ и S фактор выигрыша может, в принципе, достигать величины порядка 10^3 , не превосходя при этом значения величины θ/τ . В качестве примера укажем, что для реактора ИБР-2 величина θ/τ порядка 500.

Идея Ф.Л.Шапиро до сих пор не реализована, поскольку размещение затвора вблизи конвертора связано со значительными техническими

трудностями. Кроме того, конвертор и накопительный сосуд обычно отстоят друг от друга на значительное расстояние и соединяются нейтронным каналом, длина которого составляет несколько метров. При этом нейтронный канал включается в объем сосуда, что по ряду причин существенно уменьшает время хранения. Размещение затвора вблизи ловушки [4] полезно лишь для источников с очень низкой частотой повторения, поскольку разброс времени прихода УХН к ловушке составляет величину порядка секунды. Для большинства импульсных источников это значительно превышает не только длительность вспышки τ , но и интервал между вспышками θ .

Временная фокусировка снимает эти трудности, позволяя разместить затвор непосредственно у ловушки, незначительно (в фактор M), изменяя при этом эффективное время вспышки. Место расположения линзы, связанная с этим величина временного увеличения и диапазон скоростей фокусируемых нейтронов могут быть выбраны исходя из практических соображений.

Вернемся теперь к вопросу о возможной конструкции временной линзы. В принципе, следует рассматривать все известные механизмы изменения энергии нейтрона.

Методы, основанные на использовании эффекта Доплера при отражении [5] или дифракции [6] нейтронов, вряд ли подходят из-за необходимости достаточно быстрого изменения скорости движения рассеивателя - зеркала или кристалла.

Несколько экстравагантная, но весьма привлекательная возможность изменения энергии нейтрона связана с использованием квантовых нестационарных эффектов [7,8]. В этом случае роль фокусирующего устройства может играть квантовый модулятор. Под последним мы понимаем устройство, воздействующее на амплитуду или фазу начальной плоской волны, так что на малых расстояниях от него волновая функция имеет вид

$$k^{-1} < x \ll vT, \quad \Psi(x, t) \cong f(t)e^{i(kx - \omega t)}. \quad (5)$$

Состояние в правом полупространстве представляет собой нестационарную суперпозицию волн, каждая из которых имеет энергию $\hbar\omega_n$ и соответствующее волновое число k_n . В случае модулятора периодического действия

$$\Psi(x, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n e^{i(k_n x - \omega_n t)}, \quad x > 0, \quad (6)$$

где

¹ Конвертором в физике УХН называют тонкий замедлитель, расположенный вблизи активной зоны реактора.

$$\omega_n = \omega + n\Omega, \quad k_n = k(1 + n\gamma), \quad \gamma = \frac{\Omega}{\omega} \ll 1, \quad \Omega = \frac{2\pi}{T}, \quad (7)$$

T - период, а амплитуды a_n - фурье-коэффициенты функции модуляции $f(t)$. В определенном смысле модулятор является временным аналогом дифракционной решетки.

Поскольку результатом действия модулятора является появление нейтронов с энергией, отличающейся от исходной (на величину, кратную \hbar), это устройство является неплохим кандидатом на роль временной линзы. Для обеспечения условий фокусировки частоту модулятора необходимо менять во времени подобно тому, как в оптике пространственная частота дифракционных фокусирующих устройств (зонных пластинок) является функцией координаты. Если ограничиться фокусировкой волн первого дифракционного порядка, то временной закон изменения частоты $\Omega(t) = E(t)/\hbar$ дается формулой (2). Ограничением является условие адиабатичности:

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t} \ll \Omega^2 \quad (8)$$

На рисунке 2 представлена зависимость частоты квантового модулятора от времени пролета $f(t) = \Omega(t)/2\pi$ для произвольно выбранных, но достаточно реалистических значений скоростей УХН и длины нейтроновода.

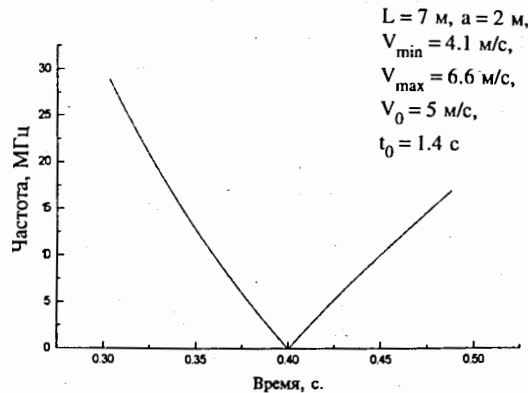


Рис.2. Зависимость частоты квантового модулятора от времени после вспышки

В случае π -модулятора, меняющего фазу нейтронной волны через каждые половину периода на величину π , количество сфокусированных в единице фазового объема нейтронов составляет примерно 45% от фазовой плотности вблизи конвертора.

Поскольку нас интересует только изменение энергии частицы, то в качестве фазового модулятора можно использовать обычную фазовую дифракционную решетку с переменным шагом, движущуюся поперек пучка [9]. Характерная частота "прерывания" определяется отношением V/d , где V - скорость решетки, а d - пространственный период решетки. Если величина d порядка нескольких микрон, что соответствует уровню современной технологии, то необходимая частота модуляции обеспечивается при скоростях порядка десятков метров в секунду.

Другая привлекательная возможность основана на резонансном перевороте спина нейтрона в магнитном поле [10]. После прохождения области, где имеется медленно меняющееся поле $B(t)$ и перпендикулярное ему радиочастотное поле, и при постоянном выполнении условия резонанса, обеспечивающем переворот спина, нейтроны меняют энергию на величину $\hbar\omega_r(t)$, где $\omega_r(t)$ - частота радиочастотного поля.

Практическое осуществление такого метода вероятно упростится, если в отличие от случая, изображенного на рисунках 1 и 2, величина $v_0 = L/t_0$ будет лежать вне диапазона скоростей фокусируемых нейтронов. В частности, все нейтроны могут замедляться линзой. При этом магнитное поле $B(t)$ не проходит через нуль в процессе фокусировки, что облегчает постоянное выполнение условия резонанса. На рисунке 3 изображена временная зависимость величины магнитного поля для этого случая. Положение временного фокуса t_0 и геометрические параметры нейтроновода те же, что и на рисунке 2, однако исходные скорости нейтронов увеличены.

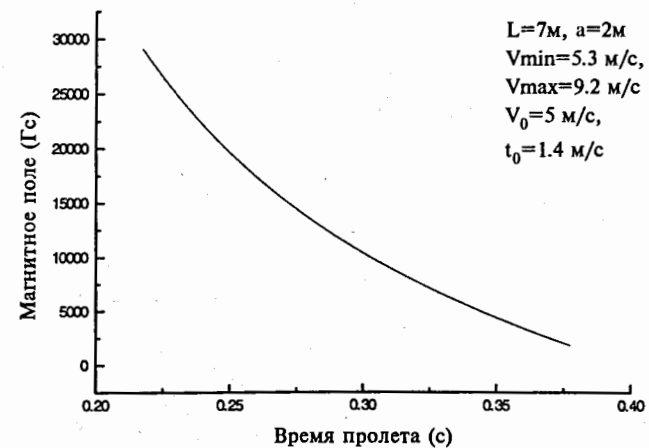


Рис.3. Зависимость магнитного поля от времени для случая резонансного замедления нейтронов

Эффективность резонансной линзы для неполяризованных нейтронов составляет 50%. При этом фокусируются нейтроны только с одной проекцией спина. Возможность накапливать в ловушке поляризованные нейтроны может существенно облегчить решение проблемы быстродействующего импульсного затвора. В качестве последнего можно использовать, например, быстро перемагничиваемую магнитную пленку [11].

Один из авторов (А.И.Ф.) благодарен И.В.Бондаренко, М.В.Казарновскому, В.Г.Носову, В.Н.Швецову и Ш.С.Зейналову за стимулирующие обсуждения. Работа поддержана грантом Международного научного фонда и правительства России (грант RFH300).

Литература:

1. Ф.Л. Шапиро. Нейтронные Исследования, М.:Наука, 1976, с.229.
2. J.M. Pendlebury. *Annu.Rev. Nucl. Part. Sci.* **43**, 687. (1993)
3. В.П. Алфименков, В.В. Несвижевский, А.П. Серебров и др. Письма в ЖЭТФ, **55**, 92, (1992)
4. Yu.N. Pokotilovskii. *Nucl. Inst. Meth A*, **356**, 412 (1995)
5. A.Steyerl, H.Nagel, F.-X.Schriber et al. *Phys. Lett. A* **116**, 347 (1986)
6. T.O.Brun, J.M.Carpenter, V.E.Krohn. e.a. *Phys. Lett. A* **75**, 223 (1980)
7. J. Felber, R.Gahler, R.Golub. *Physica B*, **151**, 135 (1988)
8. А.И.Франк, В.Г.Носов. *Ядерная Физика* **57**, 1029 (1994)
9. A.I.Frank, V.G. Nosov. *Phys.Lett.A*, **188**, 120 (1994)
10. B. Alefeld, G.Badurek, H.Rauch. *Z.Phys.B* **41**, 231 (1981)
11. M.I.Novopoltsev, Yu.N.Pokotilovskii, I.G.Shelkova. *Nucl. Instr. Meth. A* **264**, 318 (1988)

Рукопись поступила в издательский отдел
6 февраля 1996 года.