

Ускорение нейтронов в схеме таутохронного математического маятника (физические основы)

Л.А.Ривлин

Рассмотрены физические основы ускорения нейтронов при многократном синхронном взаимодействии с градиентным радиочастотным магнитным полем в схеме таутохронного математического маятника.

Ключевые слова: квантовая нуклеоника, синхронное ускорение нейтральных частиц, пучки быстрых ультрахолодных нейтронов с малой расходимостью.

1. Введение

Направленные пучки нейтронов с малой расходимостью и высокой моноэнергетичностью могли бы представлять заметный прагматический интерес, например для локализованного терапевтического воздействия, дистанционной диагностики мишеней разной природы и т. п. Один из возможных способов генерации таких пучков состоит в ускорении ультрахолодных нейтронов при сохранении их термодинамической температуры. В самом деле, пучок с направленной скоростью 10^7 см/с и хаотическими скоростями ~ 100 см/с (ультрахолодные нейтроны) обладал бы относительной моноэнергетичностью $\sim 10^{-10}$ и расходимостью $\sim 10^{-5}$ рад, т. е. значениями, сопоставимыми с аналогичными параметрами оптических лазеров. Сказанное служит мотивацией настоящей заметки, направленной на анализ физических основ ускорения нейтронов при многократном синхронном и сфазированном взаимодействии с переменным магнитным полем в схеме математического маятника.

Такой анализ опирается на аналогию рассматриваемых явлений с известным фактом независимости частоты вращения нерелятивистской заряженной частицы по круговой траектории в магнитном поле от ее энергии. Этот траекторный таутохронизм лежит в основе процесса ускорения частицы при ее многократном сфазированном и синхронном взаимодействии с переменным электрическим полем в циклотроне, ставшем родоначальником разветвленного семейства ускорителей синхронного действия [1].

Аналогичный таутохронизм математического маятника, т. е. независимость частоты его колебаний от энергии, может быть использован для синхронного ускорения нейтронов (и вообще – нейтральных частиц), которые в силу отсутствия заряда не способны двигаться по круговым траекториям в магнитном поле.

В то же время лишенный заряда нейтрон с дипольным магнитным моментом $|\mu_n| \approx 0.95 \times 10^{-23}$ эрг/Гс в пространственно-неоднородном магнитном поле с индукцией \mathbf{B} испытывает действие силы $\mathbf{F} = \mu_n \times \text{grad}\mathbf{B}$. Несмотря на малую величину, эта сила при ее многократном приложении может оказаться достаточной для придания нейтронам направленной скорости, существенно превышающей их хаотические тепловые скорости [2].

2. Математический маятник

Как известно, такой маятник есть тело массой M , совершающее согласно уравнению $d^2z/dt^2 = -bz/M$ периодические колебания $z = z_a \sin \Omega t$ с частотой $\Omega = (b/M)^{1/2}$ относительно точки $z = 0$ ($b = \text{const}$, t – время, z_a – амплитуда колебаний). Если колеблющееся тело есть нейтрон, векторы \mathbf{B} и μ_n параллельны оси z и индукция параболически зависит от координаты,

$$B = B(z=0) + \frac{M\Omega^2 z^2}{2|\mu_n|}, \quad (1)$$

то возвращающая сила $bz = |\mu_n|dB/dz$.

Частота колебаний маятника Ω и энергия W нейтрона выражаются через наибольшую (но нерелятивистскую) скорость нейтрона $(dz/dt)_0 \ll c$ в точке $z = 0$:

$$\Omega = \frac{1}{z_a} \left(\frac{dz}{dt} \right)_0, \quad (2)$$

$$W = \frac{M_n}{2} \left(\frac{dz}{dt} \right)_0^2 = \frac{M_n z_a^2 \Omega^2}{2}, \quad (3)$$

где c – скорость света; $M_n \approx 1.67 \times 10^{-24}$ г – масса нейтрона.

Важными параметрами, ограниченными возможностями эксперимента, являются разность значений магнитной индукции между точками $z = z_a$ и $z = 0$

$$|\Delta B| = \frac{M_n}{2|\mu_n|} \left(\frac{dz}{dt} \right)_0^2 \quad (4)$$

и градиент магнитной индукции

Л.А.Ривлин. Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), Лаборатория прикладной физики, Россия, 119454 Москва, просп. Вернадского, 78; e-mail: lev_rivlin@mail.ru

Поступила в редакцию 15 января 2010 г., после доработки – 30 августа 2010 г.

$$\left| \frac{dB}{dz} \right| = \frac{M_n}{|\mu_n|z_a} \left(\frac{dz}{dt} \right)_0^2. \quad (5)$$

Если амплитуде колебаний и скорости придать максимальные значения, $z_a = z_{\max}$ и $(dz/dt)_0 = (dz/dt)_{\max}$, то максимума достигают как

$$|\Delta B| = |\Delta B|_{\max} = \frac{M_n}{2|\mu_n|} \left(\frac{dz}{dt} \right)_{\max}^2,$$

так и

$$\left| \frac{dB}{dz} \right| = \left| \frac{dB}{dz} \right|_{\max} = \frac{M_n}{|\mu_n|z_{\max}} \left(\frac{dz}{dt} \right)_{\max}^2.$$

Полученные оценки таковы: $z_{\max} = 1000$ см, $|\Delta B|_{\max} = 1$ МГц, $|dB/dz|_{\max} \approx 2$ кГц/см, $\Omega \approx 11$ кГц, $W_{\max} \approx 6$ мкэВ, $(dz/dt)_{\max} \approx 1.1 \times 10^7$ см/с = 110 км/с.

3. Ускорение нейтрона

Данный процесс происходит при многократном взаимодействии нейтрона с пространственно-неоднородным магнитным полем, периодически изменяющимся во времени с частотой Ω . Если, например, участок взаимодействия с протяженностью, много меньшей максимальной амплитуды z_{\max} , размещен в окрестности нулевой точки маятника $z = 0$, то ускорение происходит дважды за период колебаний $2\pi/\Omega$ в моменты, когда магнитная индукция ускоряющего поля достигает максимума B_A . Суммарная продолжительность многократных актов ускорения не должна, естественно, превышать время жизни свободного нейтрона $\tau_n \approx 900$ с, т. е. число актов N ограничено неравенством $N \leq \Omega\tau_n/\pi$ (для данных предыдущего примера $N < 1.5 \times 10^6$). При каждом проходе ускоряющего промежутка шириной A нейтрон приобретает энергию

$$\Delta W \approx |\mu_n| \left(\frac{dB_A}{dz} \right) A \approx |\mu_n| B_A,$$

а полная энергия W достигается нейтроном после

$$\frac{W}{\Delta W} = \frac{W}{|\mu_n| B_A}$$

актов ускорения, число которых не должно превышать N , при этом магнитная индукция ускоряющего поля

$$B_A > \frac{\pi W}{|\mu_n| \Omega \tau_n} \approx \frac{\pi M_n z_{\max}^2 \Omega}{2|\mu_n| \tau_n}.$$

Это означает необходимость значительной концентрации радиочастотного ускоряющего поля (для данных предыдущего примера $B_A > 3$ МГц).

Загрузка нейтронного ускорителя осуществляется инжекцией нейтронов (в частности, ультрахолодных) в канал маятника вблизи $z = 0$, а выведение пучка быстрых нейтронов – выключением магнитного поля в выходном плече маятника. В процессе ускорения участвуют нейтроны, оказавшиеся при вводе в соответствующем радиочастотном полупериоде и составляющие примерно половину их общего числа. Вторая половина нейтронов, находящихся в противофазе, испытывает замедление, и при недостаточной стабильности они могут оказаться потерянными.

4. Левитирующий нейтрон в «состоянии невесомости»

В течение относительно продолжительного процесса ускорения траектория нейтрона может испытывать заметные возмущения под действием силы тяжести. Это может быть предотвращено вертикальным расположением продольной оси маятника z и введением компенсирующего градиента вертикальной компоненты B_z магнитной индукции $\text{grad}_z B_z = dB_z/dz = M_n g / |\mu_n| \approx 175$ Гс/см. В итоге нейтрон оказывается в «состоянии невесомости» без гравитационного возмущения движения.

5. Заключение

Проведенный анализ процесса синхронного радиочастотного ускорения нейтронов в схеме математического маятника свидетельствует о его физической непротиворечивости и возможности генерации быстрых нейтронных пучков со скоростями свыше сотен километров в секунду и малой расходимостью (в случае ультрахолодных нейтронов – с расходимостью, близкой к расходимости излучения оптических лазеров).

Работа выполнена при частичной поддержке Федерального агентства по образованию (проект № 2.1.1195).

1. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. *Теория циклических ускорителей* (М.: ГИТТЛ, 1962).
2. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, 40, 460 (2010).