

Лазерное ускорение нейтронов (физические основы)

Л.А.Ривлин

Представлена концепция ускорения нейтронов в градиентном магнитном поле «дрейфующей» стоячей электромагнитной волны. Указаны перспективные области применения ускоренного направленного пучка ультрахолодных нейтронов, в частности, дистанционное иницирование ядерных реакций.

Ключевые слова: квантовая нуклеоника, синхронное ускорение нейтральных частиц в «дрейфующей» стоячей волне, оптические потенциальные ямы, ультрахолодные нейтроны, дистанционное иницирование ядерных реакций.

1. Введение

Ускорение электронов или ионов в известных линейных ускорителях происходит под действием электрического поля электромагнитной волны, бегущей синхронно с заряженными частицами (см., напр., [1]). Можно ли применить подобный принцип синхронного ускорения к нейтральным частицам, в частности к нейтронам, при воздействии силы $F \sim |\mu| \text{grad} B$ магнитного поля с индукцией B на магнитные дипольные моменты μ ? Если магнитное поле представлено волной с амплитудой B_0 и пространственным периодом λ , то максимальный градиент равен $2\pi B_0/\lambda$ и максимальная действующая сила

$$F_{\max} = 2\pi|\mu|B_0/\lambda. \quad (1)$$

Отсюда, в частности, непосредственно следует гигантское преимущество оптического диапазона над микроволновым (на 12–15 порядков), позволяющее достичь большего значения силы (1) как из-за ее обратной пропорциональности длине волны λ , так и в связи с возможностью для достижения высокого значения B_0 концентрировать электромагнитное излучение в меньшем (порядка λ^2) сечении пучка.

Для нейтрона с $\mu = \mu_n = -1.9\mu_0 = -0.95 \times 10^{-23}$ эрг·Гс⁻¹ (μ_0 – ядерный магнетон) [2]

$$|F_{\max}| = 6 \times 10^{-23} (B_0/\lambda) \text{ дин}, \quad (2)$$

где B_0 измеряется в гауссах, λ – в сантиметрах. Представление о действующих порядках величин дают оценки модуля магнитной индукции $B_0 \sim (4\pi S/c)^{1/2} \approx 2 \times 10^{-5} \times S^{1/2}$ электромагнитной волны с плотностью потока S (эрг·см⁻²·с⁻¹) вектора Пойнтинга и силы (2): $B_0 \approx 300$ кГс при $S \approx 20$ ТВт·см⁻² (значение, которое может быть

достигнута при фокусировке короткого лазерного импульса с $\lambda = 5 \times 10^{-5}$ см и пиковой мощностью ~ 6 МВт на площадку диаметром 5×10^{-4} см) и $|F_{\max}| \approx 3 \times 10^{-13}$ дин. Такая сила может придать нейтрону с массой M_n на длине L скорость

$$V = (2|F_{\max}|L/M_n)^{1/2} = 1.1 \times 10^{12} (|F_{\max}|L)^{1/2} \text{ см·с}^{-1}, \quad (3)$$

т.е., например, скорость $V \approx 10^7$ см·с⁻¹ достигается на длине $L \approx 10$ м. При этом ультрахолодные нейтроны [3] приобретают направленную скорость, на пять порядков превышающую их хаотические термодинамические скорости. Эта оценка свидетельствует о том, что даже чрезвычайно слабые (порядка долей пикодинны) магнитогradientные силы способны привести к вполне макроскопически ощутимому результату, и мотивирует попытку анализа перспективы построения лазерного линейного ускорителя нейтронов, в частности ультрахолодных.

В магнитном поле нейтрон может занимать два возможных квантовых состояния с противоположно ориентированным магнитным моментом, разностью энергий $\varepsilon \approx |\mu|B_0$ [3] и отношением населенностей порядка $\exp(-\varepsilon/k_B T)$ (T – температура нейтронов, k_B – постоянная Больцмана). Поэтому ультрахолодные нейтроны с $T \sim 1$ мК [2] в полях с индукцией ~ 300 кГс присутствуют практически только в основном состоянии с магнитным моментом, параллельным вектору индукции. Поскольку дебройлевская длина волны λ_{dB} ультрахолодного нейтрона, равная по порядку величины $\sim 10^{-6}$ см, уступает размерам потенциальной ямы в оптической стоячей волне, другие специфические квантовые эффекты оставлены вне рассмотрения.

2. Оптическая потенциальная яма для нейтронов в поле с конечной продольной магнитной составляющей

Для ускорения нейтральной частицы под действием магнитодипольной силы в поле лазерного излучения ее требуется удерживать в оптической потенциальной яме, перемещаемой с нарастающей субсветовой скоростью. Представление о возможности создания оптического поля с подобными свойствами дает модельный пример

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 5 ноября 2009 г., после доработки – 30 марта 2010 г.

суперпозиции двух пар плоских волн B_i ($i = 1, 2, 3, 4$) с равными амплитудами $B_0/4$ каждая и частотами $\omega_{1,2}$ и $\omega_{3,4}$, распространяющихся навстречу друг другу под углами $\vartheta_{1,2} = \pm\vartheta$ и $\vartheta_{3,4} = \mp\vartheta$ к оси z ($0 \leq \vartheta \leq \pi/2$).

При поляризации волн с вектором магнитной индукции, лежащим в плоскости xz , и с равными частотами $\omega_1 = \omega_2 = \omega_3 = \omega_4 = \omega_0$ результирующая стоячая волна имеет на оси z нулевые поперечные компоненты вектора $B_x = B_y = 0$ и конечную продольную составляющую

$$B_z = B_0 \sin(\omega_0 t) \cos(k_\vartheta z) \sin \vartheta, \quad (4)$$

где $k_\vartheta = 2\pi \cos \vartheta / \lambda_0$; $\lambda_0 = 2\pi c / \omega_0$; c – скорость света; t – время (в теории полых металлических волноводов [3] такое поле имеет классификацию ТЕ или М).

Косинусоидальный множитель в (4) описывает пространственную конфигурацию одного выделенного фрагмента стоячей волны с максимумом в точке $z = 0$ (фаза $\phi = 0$) и шагом $L = \lambda_0 / 2 \cos \vartheta > \lambda_0 / 2$ между точками $z = \pm \lambda_0 / 4 \cos \vartheta$ ($\phi = \pm \pi / 2$), синусоидальный – пульсацию этого фрагмента во времени с частотой ω_0 .

Как отмечено выше, в магнитном поле с амплитудой индукции B_0 порядка сотен килогауссов ультрахолодный нейтрон, как правило, находится в основном состоянии и его момент в каждом полупериоде поля (4) оказывается параллельным вектору B_z , изменяя свою ориентацию через время π / ω_0 . Эта переориентация происходит вблизи момента времени с фазой $\omega_0 t = 0, \pi$, когда поле равно нулю, и ориентация диполя фактически становится свободной и легко подверженной воздействию изменяющейся индукции B_z . Поэтому магнитный диполь в поле (4) следует за изменением знака индукции B_z , постоянно сохраняя с ней параллельную ориентацию.

В результате для нейтрона образуется пульсирующая во времени с частотой $2\omega_0$ потенциальная яма с протяженностью $2L = \lambda_0 / \cos \vartheta$ между точками $k_\vartheta z = 0$ и $k_\vartheta z = 2\pi$, с дном при $k_\vartheta z = \pi$ и с максимальной глубиной

$$\Phi_{\max} = |\mu_n| B_0 \sin \vartheta. \quad (5)$$

Способность потенциальной ямы удерживать нейтроны определяется неравенством

$$B_0 > \frac{k_B T}{|\mu_n| \sin \vartheta}, \quad (6)$$

что, например, для ультрахолодных нейтронов с $T \approx 0.001$ К дает $B_0 > 10$ кГс.

В потенциальной яме стоячей волны нейтрон удерживается продольной силой с максимальным абсолютным значением

$$F_{z \max} = |\mu_n| k_\vartheta B_0 \sin \vartheta \quad (7)$$

в точках $k_\vartheta z = \pi/2$ и $k_\vartheta z = 3\pi/2$ (на краях ямы, в точках $k_\vartheta z = 0$ и $k_\vartheta z = 2\pi$, сила $F_z = 0$). Таким образом, в поле стоячей волны (4) достаточно высокой интенсивности возникает цепочка потенциальных ям, способных удерживать нейтроны.

3. «Дрейфующая» стоячая волна

Ускорение нейтронов требует синхронного перемещения потенциальных ям с нарастающей субсветовой скоростью. Это достигается частичным отказом от иде-

ального образа стоячей волны и преобразованием поля (4) в так называемую дрейфующую стоячую волну, в которой суперпозирующие встречные пары бегущих волн имеют неравные частоты $\omega_1 = \omega_2 = \omega_0$ и $\omega_3 = \omega_4 = \omega_0(1 - 2\alpha)$, где модуль параметра отстройки частоты $|\alpha| \ll 1$. Возникающее результирующее поле, сохраняя конечную продольную составляющую B_z , принимает отличный от (4) вид:

$$B_z = B_0 \sin[\omega_0(1 - \alpha)t - \omega_0\alpha(z/c) \cos \vartheta] \times \cos[\alpha\omega_0 t - \omega_0(1 - \alpha)(z/c) \cos \vartheta] \sin \vartheta. \quad (8)$$

При $\alpha \rightarrow 0$ этот результат возвращается к виду стандартной стоячей волны (4) и находится тем ближе к нему, чем меньше $|\alpha|$.

Косинусоидальный множитель в (8) дает мгновенную конфигурацию фрагмента подобной квазистоячей ($|\alpha| \ll 1!$) волны с максимумом при равенстве аргумента нулю в точке

$$z^* = \frac{c\alpha t / \cos \vartheta}{(1 - \alpha)}. \quad (9)$$

Этот максимум и весь фрагмент в целом дрейфуют вдоль оси со скоростью

$$V^* \equiv \frac{dz^*}{dt} = c \frac{\alpha / \cos \vartheta}{1 - \alpha}, \quad (10)$$

причем положительная скорость V^* вдоль оси z возникает при $\alpha > 0$.

Аргумент косинусоидального множителя в (8) можно переписать как $(\omega_0/c)(1 - \alpha)(z - z^*) \cos \vartheta$. Максимум в точке $z = z^*$ (а с ним и весь фрагмент) пульсирует с частотой $\omega^* = \omega_0(1 - 2\alpha)(1 - \alpha)^{-1} \approx \omega_0(1 - \alpha)$.

В итоге дрейфующую квазистоячую волну (8) можно представить как

$$B_z = B_0 \sin[\omega_0 t(1 - 2\alpha)(1 - \alpha)^{-1}] \times \cos[\omega_0/c(1 - \alpha)(z - z^*) \cos \vartheta] \sin \vartheta \quad (11)$$

с максимумом квазистоячего фрагмента в точке $z = z^*$ и шагом между аргументами $\pm\pi/2$ косинусоидального множителя

$$L \approx \frac{\lambda_0}{2(1 - \alpha) \cos \vartheta}. \quad (12)$$

Таким образом, квазистоячая волна B_z (11), дрейфующая со скоростью V^* (10), состоит из требуемой для ускорения последовательности потенциальных ям с протяженностью $2L$ и конечной продольной компонентой вектора $B_z \neq 0$.

Численный пример ($\alpha = 5 \times 10^{-3}$, $\vartheta = 60^\circ$, $V^*/c \approx 0.01$) свидетельствует о том, что даже при $\alpha \ll 1$, т. е. при незначительном отклонении поля B_z (11) от вида истинной стоячей волны, относительная скорость дрейфа V^*/c (10) может приближаться к единице.

Для увеличения скорости V^* по мере перемещения потенциальной ямы вдоль оси z (что требуется для процесса синхронного ускорения) достаточно построить ускоряющее электромагнитное поле (11) с углом $\vartheta(z)$, увеличивающимся с ростом z . Тогда скорость V^* (10) ста-

новится зависящей от координаты z и возникает «пространственное» ускорение

$$\frac{dV^*}{dz} = \frac{c\alpha}{1-\alpha\cos^2\vartheta} \frac{d\vartheta}{dz} = V^* \tan\vartheta \frac{d\vartheta}{dz}, \quad (13)$$

которое при умножении на V^* дает истинное «временное» ускорение

$$\frac{dV^*}{dt} = V^{*2} \tan\vartheta \frac{d\vartheta}{dz} = \frac{c^2\alpha^2}{(1-\alpha)^2 \cos^3\vartheta} \frac{d\vartheta}{dz}. \quad (14)$$

Другой способ создания истинного «временного» ускорения состоит в вариации во времени частот $\omega_{3,4}$, т. е. параметра отстройки частоты $\alpha = \alpha(t)$, когда

$$\frac{dV^*}{dt} = c \cos\vartheta \frac{d}{dt} \left(\frac{\alpha}{1-\alpha} \right) \approx c \cos\vartheta \frac{d\alpha}{dt}. \quad (15)$$

При ускорении на нейтрон действует сила

$$F_\alpha = M_n \frac{dV^*}{dt} \approx c M_n \cos\vartheta \frac{d\alpha}{dt}, \quad (16)$$

которая для его удержания в потенциальной яме не должна превышать силу $F_{z \max}$ (7). Отсюда следует ограничение величины ускорения

$$\frac{dV^*}{dt} < M_n^{-1} |\mu_n| k_\vartheta B_0 \sin\vartheta. \quad (17)$$

Численный пример: $dV^*/dt < 10^{10}$ см·с⁻² при $B_0 \approx 10^5$ Гс.

Важным обстоятельством, которое воспроизводит принцип Векслера автофазировки заряженных частиц в линейном ускорителе (см., напр., [1]), является существование в дрейфующей потенциальной яме равновесной фазы нейтрона, лежащей в интервале $\pi/2 < (\omega_0 z^*/c) \times \cos\vartheta < \pi$.

4. Эскизная конфигурация лазерного линейного ускорителя нейтронов

Несмотря на внутреннюю непротиворечивость рассмотренных физических основ концепции лазерного ускорения нейтронов, ее реализация представляется весьма непростой задачей. Эскизная схема возможного лазерного ускорителя нейтронов такова.

Пучок ультрахолодных нейтронов с температурой $T \approx 0.001$ К из источника, сформированный методами нейтронной оптики [3], направляется на вход волноведущей электромагнитной структуры. В нейтронно-оптических элементах источника нейтронов должна быть учтена гравитационная сила $F_g = M_n g \approx 10^{-21}$ дин (g – гравитационное ускорение) [3], которая, однако, едва ли может сказаться на дальнейшем процессе ускорения, уступая на много порядков магнитно-дипольной ускоряющей силе $F_{z \max}$, равной, согласно оценке, 10^{-13} дин.

Необходимое для ускорения нейтронов электромагнитное поле со свойствами рассмотренной модели дрейфующей стоячей волны с положительным «пространственным» ускорением может быть создано без временной вариации параметра $\alpha(t)$ в полых электромагнитных волноводах и описывается как суперпозиция двух встречных волн ТЕ моды с конечной продольной магнитной компо-

нентой B_z . Дрейфующая стоячая волна, как суперпозиция в волноводе двух встречных волн, описывается приближенным выражением, справедливым для $\alpha \ll 1$ и эквивалентным (8):

$$B_z \sim \sin \left\{ \omega_0 t - \frac{\omega_0 z}{2c} \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_{nm}}{\omega_0} \right)^2} \left[1 - \frac{2\alpha}{1 - (\omega_{nm}/\omega_0)^2} \right] \right\} \\ \times \cos \left\{ \omega_0 \alpha t - \frac{\omega_0 z}{2c} \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_{nm}}{\omega_0} \right)^2} \left[1 + \frac{2\alpha}{1 - (\omega_{nm}/\omega_0)^2} \right] \right\} \quad (18)$$

(ω_{nm} – критическая частота моды ТЕ_{nm}).

Вдали от критического режима максимум фрагмента стоячей волны достигается, как и в (9), при нулевом аргументе косинуса в точке

$$z^* \approx 2c\alpha t \left[1 - \left(\frac{\omega_{nm}}{\omega_0} \right)^2 \right]^{-1/2} \left[1 + 4\alpha(1-\alpha) \right. \\ \left. \times \left(1 - \frac{\omega_{nm}^2}{\omega_0^2} \right)^{-1} \right]^{-1/2} \approx 2c\alpha t \left[1 - \left(\frac{\omega_{nm}}{\omega_0} \right)^2 \right]^{-1/2}. \quad (19)$$

Фрагмент пульсирует с частотой $\omega^* \approx \omega_0(1-\alpha)$ и, как в (10), перемещается со скоростью

$$V^* \approx 2c\alpha \left[1 - \left(\frac{\omega_{nm}}{\omega_0} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad (20)$$

и с «пространственным» ускорением (эквивалентом (13))

$$\frac{dV^*}{dz} \approx 2c\alpha \left(\frac{\omega_{nm}}{\omega_0} \right) \left[1 - \left(\frac{\omega_{nm}}{\omega_0} \right)^2 \right]^{-3/2} \frac{d\omega_{nm}}{dz}. \quad (21)$$

Поскольку для фиксированной волноводной моды критическая частота ω_{nm} обратно пропорциональна поперечному размеру волновода A , производная в (21) равна $d\omega_{nm}/dz = -\text{const} \times A^{-2} (dA/dz) = -(\omega_{nm}/A)(dA/dz)$ и положительна при $dA/dz < 0$, т. е. при уменьшении поперечника A с ростом z . «Пространственное» ускорение dV^*/dz образуется во временное умножением на скорость V^* ,

$$\frac{dV^*}{dt} = V^* \frac{dV^*}{dz} \approx (2c\alpha)^2 \\ \times \left[1 - \left(\frac{\omega_{nm}}{\omega_0} \right)^2 \right]^{-2} \frac{\omega_{nm}}{\omega_0} \frac{d\omega_{nm}}{dz}, \quad (22)$$

что, как сказано выше, позволяет реализовать истинное временное ускорение без изменения во времени параметра α . Это, впрочем, не исключает возможности, как и в (15), создавать истинное временное ускорение вариацией этого параметра:

$$\frac{dV^*}{dt} \approx 2c \left[1 - \left(\frac{\omega_{nm}}{\omega_0} \right)^2 \right]^{-1/2} \frac{d\alpha}{dt}. \quad (23)$$

По-видимому, в экспериментальном отношении первый способ предпочтительней, т. к. не требует частотной модуляции излучения лазера ($\alpha = \text{const}$). Однако, если стартовать от очень малой термодинамической скорости ультрахолодных нейтронов $V_0^* \approx 44$ см·с⁻¹ [2], то достижение больших значений коэффициента полного ускорения требует на начальном участке очень малого параметра отстройки частоты ($\alpha \sim 3 \times 10^{-8}$).

Для устранения ожидаемой опасности электрического пробоя при распространении интенсивной электромагнитной волны в волноводе малого сечения можно заменить волноводную структуру аналогом линзовой волноведущей линии для гауссовых пучков согласованного переменного сечения с узким общим нейтронным каналом на оси последовательности линз.

5. Заключение

Резюмируя, можно сделать вывод о потенциальной возможности лазерного ускорения нейтронов до энергий порядка килоэлектронвольт. Однако для окончательной оценки эффективности рассмотренной схемы необходим дальнейший анализ количества нейтронов, вовлекаемых в процесс ускорения, с учетом как низкой интенсивности существующих источников ультрахолодных нейтронов ($\sim 10^5 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ [3]), так и требования поддержания поперечной устойчивости ускоряемого пучка.

Центральным элементом схемы ускорения является так называемая дрейфующая стоячая волна с потенциальными ямами, которые перемещаются с нарастающей скоростью вместе с содержащимися в них нейтронами. Продуцируемый пучок ускоренных ультрахолодных нейтронов отличается высокой монокинетичностью (отношение тепловой энергии ускоренных нейтронов к энергии их направленного движения $\sim 10^{-11}$), а также низкой рас-

ходимостью (например, при скорости $\sim 10^7 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ отклонение от оси пучка на траектории длиной 1 км составляет около 1 см).

Направленный пучок ультрахолодных нейтронов, поступающий с относительно малым (порядка миллисекунд) временем доставки в удаленную мишень, испытывает в ней рассеяние и нагрев. Если мишень содержит изотопы, способные к взаимодействию с нейтронами, это создает предпосылки для дистанционного инициирования в мишени ядерных реакций, в том числе (при соответствующем изотопном составе мишени) цепных, а также для дистанционной экспертизы состава мишени. Необходимо учитывать, что при движении по внешней протяженной траектории гравитационная сила $F_g = M_{ng} \approx 10^{-21}$ дин оказывается достаточной для внесения заметного добавочного смещения пучка. Из других областей возможного применения ускоренных пучков ультрахолодных нейтронов можно указать нейтронную микроскопию и другие оптические задачи, а также локализованное терапевтическое воздействие.

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

1. Вальднер О.А., Власов А.Д., Шальнов А.В. *Линейные ускорители* (М.: ГИТТЛ, 1969).
2. *Физические величины. Справочник*. Под ред. И.С.Григорьева и Е.З.Мейлихова (М.: Энергоатомиздат, 1991, с. 1100).
3. Франк А.М. *УФН*, **151**, 229 (1987).