

P3-2021-36

А. И. Франк

ФОКУСИРОВКА НЕЙТРОНОВ ВО ВРЕМЕНИ
И ВРЕМЕННОЕ УВЕЛИЧЕНИЕ

Франк А. И.

P3-2021-36

Фокусировка нейтронов во времени и временное увеличение

Рассматривается вопрос о соотношении между длительностью импульса нейтронного потока, генерируемого источником нейтронов, и временного изображения этого импульса, формируемого временной линзой, меняющей определенным образом энергию нейтронов. Показано, что отношение этих величин, называемое временным увеличением, зависит не только от геометрических параметров устройства, как предполагалось ранее, но и от скорости нейтронов до и после линзы.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики им. И. М. Франка ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2021

Frank A. I.

P3-2021-36

Neutron Focusing in Time and Magnification of the Time Lens

The question of the relationship between the duration of the pulse of the neutron flux generated by the neutron source and the time image of this pulse formed by a time lens that changes the neutron energy in a certain way is considered. It is shown that the ratio of these magnitudes called time magnification depends not only on the geometric parameters of the device, as previously assumed, but also on the neutron velocity before and after the lens.

The investigation has been performed at the Frank Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2021

ВВЕДЕНИЕ

Большинство ныне существующих и проектируемых нейтронных источников оперируют в импульсном режиме. При этом импульсная плотность потока нейтронов в замедлителе источника может превосходить среднюю плотность на несколько порядков величины. Это в полной мере относится и к потоку ультрахолодных нейтронов (УХН), энергетический спектр которых занимает самую нижнюю часть максвелловского спектра нейтронов в замедлителе. Поэтому импульсный поток УХН из тонкого замедлителя может быть весьма значителен. Проблема, таким образом, состоит в том, как воспользоваться этим обстоятельством.

Возможное решение проблемы было предложено Ф. Л. Шапиро [1]. Оно заключается в том, чтобы наполнять ловушку с УХН только во время импульса и эффективно изолировать ее все остальное время. В идеальном случае отсутствия потерь плотность УХН в ловушке будет близка к пиковой плотности нейтронов, которая может на несколько порядков превосходить среднюю во времени.

Практическому осуществлению этой идеи мешает то обстоятельство, что на практике ловушка оказывается удаленной от замедлителя из-за наличия биологической защиты. При этом возникает необходимость в появлении транспортного нейтронновода длиной в несколько метров, питающего ловушку. Размещение изолирующего клапана вблизи замедлителя — источника УХН приводит к тому, что нейтронновод становится частью ловушки. Из-за малого поперечного размера нейтронновода частота соударений нейтронов о его стенки достаточно велика, что сильно снижает время хранения УХН в системе ловушка–нейтронновод и, соответственно, уменьшает фактор выигрыша. Размещение же клапана у входа в ловушку, удаленную от источника на несколько метров, полезно только в случае источников с малой частотой повторения [2–4]. Для источников с частотой повторения несколько герц и больше, таких как реакторы ИБР-2 [5, 6], проектируемый ИБР-3 [7] или European Spallation Source [8], разброс времен пролета УХН будет превышать интервалы между импульсами, и наличие клапана у входа в ловушку не имеет смысла.

Указанная трудность может быть снята путем применения устройства, действующего в качестве временной линзы и формирующего временное изображение источника непосредственно вблизи ловушки. При этом предполагается, что длительность импульса временного изображения может

Разумеется, длительность импульса реалистического источника не может быть бесконечно малой. Не обсуждая пока вопрос о форме импульсов, остановимся на соотношении между длительностью импульса источника и его временного изображения, т.е. на вопросе о временном увеличении $M = \Delta/\tau$, где τ и Δ — длительность исходного импульса и его изображения соответственно. Этот вопрос имеет первостепенную важность, поскольку отношение $\Theta = T/\Delta$, называемое скважностью, определяет соотношение между величинами среднего и импульсного потоков УХН в точке $x = L$, в которой расположен условный «потребитель» нейтронов. Здесь T — период повторения импульсов источника.

Касааясь вопроса о временном увеличении, в [9] мы ограничились утверждением, что при относительно малом изменении энергии $\Delta E \ll E$ имеет место формула тонкой линзы

$$|M| = \frac{b}{a}, \quad (3)$$

не комментируя этот результат.

Вопрос о временном увеличении остался без упоминания и в публикациях, посвященных результатам осуществленных уже экспериментов по временной фокусировке УХН [12–15]. Вместе с тем вопрос становится особенно актуальным в связи с обсуждением возможности создания источника УХН, основанного на принципе временной фокусировки на импульсных реакторах периодического действия в Дубне [6, 7, 16]. Цель настоящего сообщения — восполнить этот пробел.

1. ДЛИТЕЛЬНОСТЬ ИМПУЛЬСА, ФОРМИРУЕМОГО ЛИНЗОЙ, И ВРЕМЕННОЕ УВЕЛИЧЕНИЕ

Будем полагать, что источник генерирует импульсы нейтронного потока, форма которых определяется некоторой функцией $f(t)$ с максимумом при $t = 0$. В соответствии с вышесказанным временная линза, расположенная в точке $x = a$, воздействует тем или иным способом на достигающие ее нейтроны по временному закону (2).

Напомним, что речь идет о линзе, которая в соответствии с (2) меняет в каждый момент времени t энергию попавших в нее нейтронов на величину $E(t)$. Рассматривая здесь случай единичного импульса, мы совершенно не принимаем во внимание циклический характер работы источника. Учет этого обстоятельства ничего не меняет в последующих вычислениях, за исключением возникающего ограничения на временной интервал $t_2 - t_1 \leq T$. Формула (2) получена в предположении, что нейтроны родились в момент времени $t = 0$, т.е. в предположении, что скорость нейтрона на первом участке пролета есть $V_a = a/t$. Эту расчетную скорость обозначим как \tilde{V}_a .

Условие (2), которое удобно записать в форме

$$(V_a^2 - V_b^2) = \left(\frac{a}{t}\right)^2 - \left(\frac{b}{t_0 - t}\right)^2, \quad (4)$$

справедливо для любых нейтронов, достигших линзы в момент времени t , безотносительно величины скорости V_a . В идеальном случае нулевой длительности импульса $t = \frac{a}{\tilde{V}_a}$, $\tilde{V}_b = \frac{b}{t_0 - t}$, $t_0 = \frac{b}{\tilde{V}_b} + t_a = \frac{b}{\tilde{V}_b} + \frac{a}{\tilde{V}_a}$, что и есть условие фокусировки. В случае конечной длительности нейтронного импульса V_a может отличаться от \tilde{V}_a , если нейтрон родился не точно в момент $t = 0$.

Вычислим полное время пролета нейтрона, родившегося в произвольный момент времени δ . Если он достиг линзы в момент времени t , то время его пролета участка a есть $t_a = t - \delta$, а скорость при достижении линзы

$$V_a \simeq \tilde{V}_a \left(1 + \frac{\delta}{t}\right), \quad \left(\frac{\delta}{t}\right) \ll 1. \quad (5)$$

Из (4) и (5) следует, что скорость нейтрона на участке b есть

$$V_b \simeq \tilde{V}_b \left(1 + \frac{\delta \tilde{V}_a^2}{t \tilde{V}_b^2}\right), \quad (6)$$

а время пролета этого участка

$$t_b \simeq \frac{b}{\tilde{V}_b} \left(1 - \frac{\delta \tilde{V}_a^2}{t \tilde{V}_b^2}\right), \quad \frac{\delta \tilde{V}_a^2}{t \tilde{V}_b^2} \ll 1. \quad (7)$$

Добавка к расчетному времени пролета $t_b = b/\tilde{V}_b$ есть $\zeta = \delta(b/a)(\tilde{V}_a/\tilde{V}_b)^3$, а отношение \tilde{V}_a/\tilde{V}_b зависит от времени t . В симметричном случае, показанном на рис. 1, величина $[1 - (\tilde{V}_a^2/\tilde{V}_b^2)]$ меняет знак в середине временного интервала $t_2 - t_1$, когда ускорение нейтронов сменяется замедлением. Полагая, что скоростная апертура мала, $t_2 - t_1 \ll t$ аналогично парааксиальному случаю в оптике, и вспоминая, что в этом случае $t \approx t_a = a/V_a$, усреднив (8) по временному интервалу $-\tau/2 < \delta < \tau/2$, получим, что длительность импульса временного изображения $\Delta = \tau(b/a)$ и величина временного увеличения есть

$$M = \frac{\Delta}{\tau} = \frac{b}{a} \quad (8)$$

в согласии с [9]. Однако симметричный случай действия линзы, показанный на рис. 1, является выделенным, и вполне можно допустить, что линза, обладая фокусирующими свойствами, одновременно замедляет или ускоряет нейтроны (см. рис. 2).

Рассуждая аналогичным образом и предполагая, как и выше, справедливость парааксиального приближения, получим для временного увеличения соотношение

$$M = \frac{\Delta}{\tau} = \frac{b}{a} \left(\frac{\tilde{V}_a}{\tilde{V}_b}\right)^3, \quad (9)$$

где скорости \tilde{V}_a и \tilde{V}_b относятся к некоторому среднему «лучу».

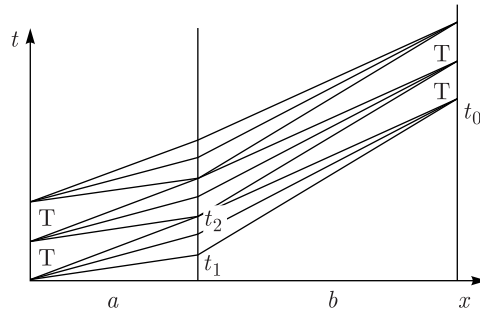


Рис. 2. Схема действия временной линзы, замедляющей нейтроны

Очевидно, что в случае, когда временная апертура не слишком мала, линза не просто преобразует длительность импульса, но и искажает его форму. Мы, таким образом, приходим к проблеме aberrаций. Форму результирующего импульса можно вычислить, исходя из известного распределения скоростей, отношения \tilde{V}_a/\tilde{V}_b для конкретной временной траектории или «луча» и формулы (7).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Идея фокусировки во времени сформулирована в [9] в качестве возможного способа восстановить короткий импульс потока УХН, генерируемого источником, непосредственно вблизи ловушки, накапливающей нейтроны. В отсутствие фокусировки исходный импульс быстро размывается в процессе транспорта от источника до ловушки из-за дисперсии скоростей. При этом вопрос длительности изображения, формируемого временной линзой, имеет первостепенное значение, поскольку именно соотношение между длительностью исходного импульса и его временного изображения и определяет качество этого устройства. Между тем вопрос о временном увеличении, т. е. о соотношении между длительностью исходного импульса и его изображения остался практически неисследованным. В работе [9] для величины временного увеличения приведено соотношение (9), справедливое в параксиальном приближении. Вместе с тем было упущено, что обсуждавшийся там случай симметричной фокусировки, при которой средняя скорость нейтронов остается неизменной, является выделенным. В настоящей работе показано, что в общем случае ускорения или замедления нейтронов линзой, меняющей энергию нейтронов, временное увеличение пропорционально кубу отношения конечной и исходной скоростей. Для сжатия импульса необходимо реализовать геометрию нейтронного ускорителя. Напротив, намерение соединить временную фокусировку с замедлением нейтронов неизбежно сопряжено с увеличением длительности импульса-изображения, значительно обесценивающим саму идею временной фокусировки.

Благодарности. Автор благодарен М. А. Захарову, Г. В. Кулину и Н. В. Ребровой за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шапиро Ф. Л. Собрание трудов. Нейтронные исследования. М.: Наука, 1976. С. 229.
2. Anghel A., Atchison F., Blau B., van den Brandt B. et al. // NIM. A. 2009. V. 611. P. 272.
3. Saunders A., Makela M., Bagdasarova Y., Back H. O., Boissevain J. et al. // RSI. 2013. V. 84. P. 013304.
4. Lauss D. // Physics Procedia. 2014. V. 51. P. 98.
5. Ананьев В. Д., Блохинцев Д. И., Булкин Ю. М. и др. // ПТЭ. 1977. № 5. С. 17–35; Франк И. М. Научные труды. М.: Наука, 2018. Т. 2. С. 387.
6. Аксенов В. Л. // УФН. 2009. Т. 179. С. 434.
7. Лопаткин Д. В., Третьяков И. Т., Романова Н. В. и др. // АЭ. 2020. Т. 129. С. 226.
8. Garoby R., Danared H., Alonso I. et al. // Phys. Scr. 2018. V. 93. P. 014001.
9. Франк А. И., Гэйлер Р. // ЯФ. 2000. Т. 63. С. 605.
10. Sumthammer J., Niel L., Rauch H. Z. // Phys. B. Cond. Matt. 1986. V. 62. P. 269.
11. Baumann K., Gähler G., Grigoriev P., Kats E. I. // Phys. Rev. A. 2005. V. 72. P. 043619.
12. Frank A. I., Balashov S. N., Bondarenko I. V., Geltenbort P., Høghøj P., Masalovich S. V., Nosov V. G. // Phys. Lett. A. 2003. V. 311. P. 6.
13. Франк А. И., Гелтенборт П., Кулин Г. В., Стрелетов А. Н. // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 78, вып. 4. С. 224.
14. Arimoto Y., Gertenbort P., Imajo S., Iwashita Y., Kitaguchi M., Seki Y., Shimizu H. M., Yoshioka T. // Phys. Rev. A. 2012. V. 86. P. 023843.
15. Imajo S., Iwashita Y., Mishima K. et al. // Proc. of JPS Conf., Tsukuba, Japan, 2021. P. 011091.

Получено 12 августа 2021 г.

Редактор *М. И. Зарубина*

Подписано в печать 10.09.2021.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.
Усл. печ. л. 0,75. Уч.-изд. л. 0,44. Тираж 185 экз. Заказ № 60248.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/