

Измерение времени взаимодействия нейтрона с квантовыми объектами

А. И. Франк¹⁾, И. В. Бондаренко, В. В. Васильев*, И. Андерсон⁺²⁾, Г. Элер^{+ 2)}, П. Хогхой^{+ 2)}

Лаборатория нейтронной физики им. И. М. Франка Объединенного института ядерных исследований,
141980 Дубна, Московской обл., Россия

*Институт экспериментальной и теоретической физики, 117259 Москва, Россия

⁺Institute Laue Langevin, BP 156 – 38042, Grenoble Cedex 9 – France

Поступила в редакцию 29 апреля 2002 г.

Методом ларморовских часов осуществлены первые эксперименты по измерению времени туннелирования нейтронов в резонансе квазисвязанного состояния и времени брэгговской дифракции.

PACS: 03.65.Xp, 03.75.Be

Время взаимодействия и время туннелирования. Проблема времени взаимодействия в квантовой механике имеет довольно длинную историю, по крайней мере как предмет теоретической дискуссии. В пятидесятых годах этот вопрос обсуждался Бомом [1] и Вигнером [2]. В этих работах анализировалась проблема взаимодействия волнового пакета с объектом, а исходным пунктом являлся принцип причинности. В результате была получена хорошо известная теперь формула для времени задержки пакета, обусловленного взаимодействием:

$$\Delta t = \hbar \frac{\partial \varphi}{\partial E}. \quad (1)$$

Здесь φ – фаза волновой функции частицы после акта взаимодействия (рассеяния).

В 1966 г. Базь теоретически исследовал вопрос о времени рассеяния частицы на трехмерном потенциале. Справедливо полагая, что для корректного теоретического анализа проблемы необходимо ввести какие-либо физически определенные часы, он предложил использовать с этой целью явление прецессии спина в постоянном магнитном поле [3]. Этой идеей воспользовался позднее Рыбаченко [4] при вычислении времени туннелирования частицы сквозь потенциальный барьер. В последующие годы появилось большое количество публикаций, посвященных этой проблеме. Сошлемся здесь только на обзоры [5, 6] и на две относительно недавние работы [7, 8].

Ларморовское время Базя тесно связано с фазовым временем Бома–Вигнера (1). В самом деле, дополнительный угол ларморовской прецессии, обу-

словленный взаимодействием, может быть отождествлен с разностью фаз $\Delta\varphi$ двух компонент волновой функции, соответствующих двум значениям проекции спина на ось z и отличающихся значениями волновых чисел:

$$k_{\pm} = k_0(1 \mp \mu B/E)^{1/2}, \quad E = \hbar^2 k_0^2/2m, \quad (2)$$

где k_0 – волновое число нейтрона в отсутствие поля, μ – магнитный момент и B – магнитная индукция. Определив, согласно Базю, временную задержку, связанную с взаимодействием как

$$\Delta t_L = \Delta\varphi/\omega_L, \quad \omega_L = 2\mu B/\hbar, \quad (3)$$

где ω_L – ларморовская частота, и приняв во внимание, что

$$2\mu B = \frac{\hbar^2}{2m}(k_+^2 - k_-^2) = \Delta E, \quad (4)$$

мы приходим к соотношению

$$\Delta t_L = \hbar \frac{\Delta\varphi}{\Delta E}, \quad (5)$$

совпадающему с (1) в пределе $B \rightarrow 0$.

Работы [3, 4] широко цитируются в литературе по квантовому времени взаимодействия, а термин “ларморовские часы” прочно вошел в научный оборот, хотя сама концепция ларморовских часов и подвергалась критике (см., например, [5, 9]).

До последнего времени проблема времени взаимодействия исследовалась преимущественно теоретически. Первые эксперименты со световыми пучками по измерению времени “туннелирования” были выполнены в середине 90-х годов [10–12].

Экспериментальное осуществление идеи ларморовских часов в нейтронном эксперименте сопряжено

¹⁾e-mail: frank@nf.jinr.ru

²⁾I. Anderson, G. Ehlers, P. Hoghoj

со значительными трудностями. В таком опыте необходимо выделить относительно малый фактор $\omega_L \tau$, где τ – время взаимодействия с объектом на фоне значительно большего, и к тому же зависящего от скорости v , угла ларморовской прецессии $\omega_L(L/v)$, где L – протяженность области с магнитным полем, а v – скорость нейтрона.

Проблема решается, если обратиться к так называемому методу нейтронного спин-эхо [13]. В этом случае нейтроны проходят не одну, а последовательно две пролетные базы $L_{1,2}$, причем с противоположным направлением прецессии. Если скорость нейтрона неизменна на всем пути, то при выполнении условия

$$\int_{L_1} B dl = \int_{L_2} B dl \quad (6)$$

полная ларморовская фаза на пути $L_1 + L_2$ становится равной нулю для всех скоростей нейтронов. Практическое ограничение на степень монохроматизации накладывается только степенью выполнения условия эхо (6). Помещение образца в одну из баз прецессии приводит к изменению фазы на величину $\omega_L \tau$.

Близко к решению проблемы измерения времени взаимодействия подошли авторы работ [14–16]. Они измеряли величину дополнительного угла прецессии, возникающего при помещении исследуемого объекта на пути нейтронов, прецессирующих в магнитном поле. Однако сами образцы были ферромагнитными, что делает сомнительным возможность интерпретации результатов в терминах времени взаимодействия.

Экспериментальная установка и метод измерения времени взаимодействия. Для экспериментов по измерению времени взаимодействия нейтрона с объектами мы воспользовались спин эхо спектрометра IN15 Института Лауэ–Ланжевена [17]. Экспериментальная схема установки представлена на рис.1.

Образец помещался на пути прецессирующих нейтронов внутри соленоида с магнитным полем. При этом одновременно измерялись фазы прецессии в двух пучках, из которых только один проходил через образец. Образец периодически перемещался из одного пучка в другой, что существенно повышало надежность измерений. Таким методом в работах [18, 19] измерялся сдвиг фазы прецессии, связанный с преломлением в образце. Высокая стабильность спектрометра и методика двух пучков позволяли измерять изменение фазы всего в несколько градусов, а погрешность измерения времени составила $4 \cdot 10^{-10}$ с.

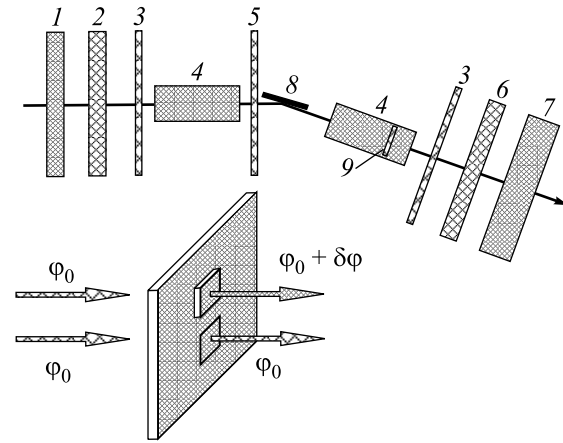


Рис.1. Схема эксперимента на спектрометре IN15: 1 – селектор скоростей, 2 – поляризатор, 3 – $\pi/2$ -флипперы, 4 – соленоиды прецессии, 5 – π -флиппер, 6 – анализатор поляризации, 7 – позиционно-чувствительный детектор, 8 – многослойное зеркало-монохроматор, 9 – положение образца. Ниже схематически показано положение образца в одном из двух пучков, формируемых диафрагмой

Измерения времени туннелирования в резонансе квазисвязанного состояния. Эксперимент был поставлен с так называемым нейтронным интерференционным фильтром [20–22], представляющим собой структуру из трех тонких пленок, нанесенных на подложку. Взаимодействие длинноволновых нейтронов с веществом хорошо описывается эффективным потенциалом

$$U = \frac{2\pi\hbar^2}{m} \rho b,$$

где m – масса нейтрона, ρ – плотность ядер, а b – длина когерентного рассеяния. Поскольку внешние слои имели большую величину плотности длины рассеяния ρb , чем внутренний, потенциальная структура фильтра представляла собой двугорбый барьер с ямой посередине. Выбор параметров обеспечивал появление в таком потенциале квазисвязанного состояния. При этом функция пропускания фильтра имеет резко резонансный характер (см. рис.2).

Мы использовали фильтр, состоящий из двух слоев Ni (с небольшим количеством растворенного азота) и пленки из сплава Ti/Zr между ними. Добавка азота к никелю исключала ферромагнетизм никеля. Фильтр готовился методом магнетронного распыления на кремниевую подложку диаметром 150 мм и толщиной 0.6 мм. Толщины слоев составляли 300–195–300 Å. Эффективный потенциал никеля порядка 230 нэВ, в то время как эффективный потенциал слоя

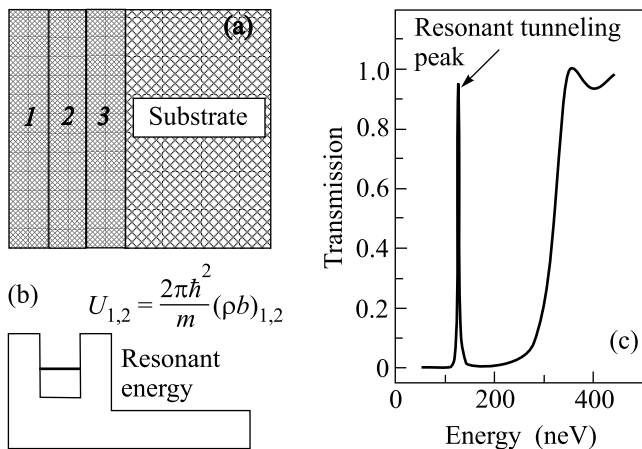


Рис.2. Интерференционный фильтр: (а) структура, (б) эффективный потенциал, (с) функция пропускания

Ti/Zr близок к нулю. В этой потенциальной структуре имелся единственный резонансный уровень с энергией $E_0 \cong 127$ нэВ и полушириной 4 нэВ.

Измерения проводились с холодными нейтронами, с длиной волны $\lambda = 20.1$ Å при полуширине спектра $\Delta\lambda/\lambda \cong 4.8\%$. Поскольку энергия нейтронов была много больше, чем резонансная энергия фильтра, эксперимент ставился в геометрии скользящих углов. Образец представлял собой стопку из 32 отдельных фильтров размером 20×26 мм, вырезанных из единой пластины после напыления (см. рис.3). Угловое распределение пучка с расчетной шириной 3.2 мрад формировалось несколькими щелевыми диа-

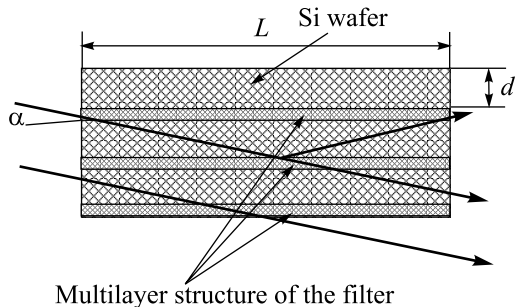


Рис.3. Геометрия образца в эксперименте по времени туннелирования

фрагмами. Образец помещался внутри катушки прецессии, в позиции, указанной на рис.1. При нулевом угле падения нейтроны могут свободно проходить через кремниевую подложку образца, не касаясь многослойной структуры фильтра. При увеличении угла скольжения вероятность такого прямого прохождения уменьшается, обращаясь в нуль при выполнении условия $\text{tg}\alpha \approx \alpha \approx d/L$, где d и L – толщина и длина

подложки, соответственно. При этом нейтроны, для которых не выполняется условие резонансного туннелирования, отражаются от никелевых пленок. В результате отражения они меняют направление движения и легко отделяются от нейтронов, прошедших через образец напрямую. При дальнейшем увеличении угла появляется возможность вторичного отражения от никелевого слоя соседней пластины в стопке. Дважды отраженные нейтроны выходят из образца под тем же углом, что и прошедшие без отражения. Они неотличимы от последних, и являются источником фона.

Результаты измерения зависимости скорости счета от угла падения приведены на рис.4. Минимум счета соответствует углу перекрытия прямого пуч-

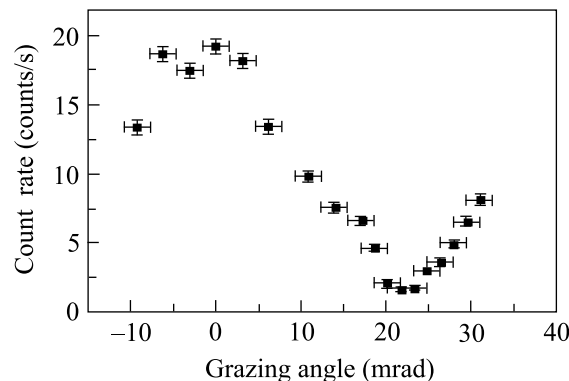


Рис.4. Зависимость скорости счета от угла скольжения в эксперименте по времени туннелирования

ка. Рост скорости счета при больших углах соответствует области двойного отражения. Полученные результаты находятся в разумном согласии с предсказаниями, однако выделить из фона пик резонансного прохождения, расчетное положение которого составляло $\alpha_r = 24.8$ мрад, в такого рода измерениях оказалось невозможным.

Тем не менее, была измерена фаза прецессии нейтронов в относительно широком диапазоне углов. Результаты этого измерения приведены на рис.5. Величина магнитного поля на образце составляла $B = 190$ Гс. Как видно из рисунка, фаза прецессии существенно возрастает вблизи ожидаемого положения пика резонансного туннелирования (помечено стрелкой). Время задержки в максимуме составляет $(2.17 \pm 0.2) \cdot 10^{-7}$ с. При малых углах, соответствующих прямому прохождению, задержка близка к величине $1.9 \cdot 10^{-8}$ с, обусловленной преломлением в кремнии.

Расчет согласно (1) дает для величины времени туннелирования значение $4.26 \cdot 10^{-7}$ с в максимуме резонанса, и $2.27 \cdot 10^{-7}$ с, для времени, усредненного

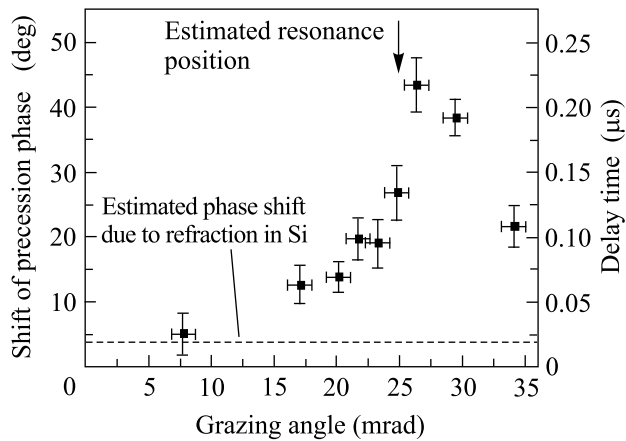


Рис. 5. Фаза прецессии и время прохождения образца в зависимости от угла скольжения

по всей линии пропускания. Таким образом, экспериментальное значение задержки согласуется в пределах точности с расчетом. По-видимому, можно с большой степенью уверенности утверждать, что зарегистрированная в эксперименте значительная задержка во времени распространения нейтрона обусловлена именно временем туннельного прохождения в резонансе квазисвязанного состояния.

Эксперимент по измерению времени брэгговской дифракции. В 1981 г. Барышевский рассмотрел задачу о дифракции на немагнитном кристалле нейтрона, спин которого прецессирует в постоянном магнитном поле [23]. Он нашел, что эволюция спина в этом случае отнюдь не сводится к простой картине ларморовской прецессии, а имеет более сложный многочастотный характер. Такая многочастотная прецессия при дифракции нейтронов на монокристалле в опыте пока не наблюдалась. Однако мы попытались осуществить аналогичный эксперимент с искусственным одномерным “кристаллом” – брэгговским зеркалом. Отметим, что в соответствии с изложенным выше избыточный, по сравнению с ларморовским, угол прецессии можно сопоставить с временем взаимодействия.

В этом эксперименте мы снова использовали стопку образцов, каждый из которых представлял собой кремниевую пластинку размером $0.7 \times 20 \times 35$ мм. На обе стороны пластинки была нанесена периодическая тонкопленочная структура, состоящая из 30 пар слоев сплава Ni(V) и титана. Толщины пленок составляли 130 и 70 Å соответственно. Такая структура является интерференционным зеркалом для нейтронов с длинами волн 430–530 Å и энергией 350 нэВ. Поверх Ni/Ti-пленки наносилась пленка гадолиния толщиной 1000 Å для поглощения нейтронов, не отражен-

ных зеркалом. Длина пластины была выбрана таким образом, чтобы при выполнении условия Брэгга нейтроны испытали два отражения, прежде чем выйти из образца.

Измерения проводились при длине волны $\lambda = 19.8 \text{ \AA}$ ($\Delta\lambda/\lambda = 7.6\%$). Основные результаты эксперимента демонстрирует рис.6. Правый пик счетной кривой соответствует двойному брэгговско-

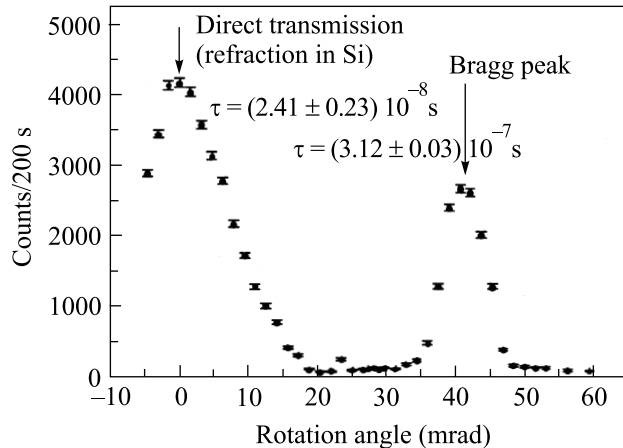


Рис.6. Зависимость скорости счета от угла в эксперименте по времени дифракции. Приведены значения времени задержки, измеренного в двух точках

му отражению, расчетное значение которого $\theta_B = 43$ мрад. Экспериментальное значение самого коэффициента отражения в пике несколько меньше теоретического.

В положении прямого прохождения время задержки составило $(2.41 \pm 0.03) \cdot 10^{-8}$ с, что близко к величине $2.37 \cdot 10^{-8}$ с, обусловленной преломлением в кремнии. В пике брэгговского отражения задержка составила $(3.12 \pm 0.03) \cdot 10^{-7}$ с.

Краткое обсуждение результатов. Непосредственно измеряемой величиной в наших экспериментах являлась дополнительная фаза прецессии, возникающая при внесении в пучок прецессирующих нейтронов исследуемого объекта. Основываясь на концепции ларморовских часов, мы сопоставляем величину зарегистрированного сдвига фазы с временной задержкой, обусловленной длительностью взаимодействия нейтронной волны с объектом. В обоих экспериментах было зарегистрировано относительно большое, порядка 0.2 мкс, время взаимодействия. Это время, в течение которого нейтрон с нормальной компонентой скорости в несколько м/с остается локализованным в области взаимодействия протяженностью порядка 10^{-5} см. В случае рассеяния через квазисвязанное состояние время взаимодействия оказывается того же порядка, что и время жизни состоя-

ния $\tau_r = \hbar/\Gamma$, хотя и не равно ему в точности. Здесь $\Gamma \approx 4 \cdot 10^{-9}$ эВ – ширина резонанса. В дифракционном опыте ширина брэгговского пика $\Gamma \approx 10^{-7}$ эВ. Это соответствует резонансному времени $\tau_r \approx 7 \cdot 10^{-9}$ с, что в двадцать раз меньше зарегистрированного в опыте. Однако этот результат только кажется парадоксальным, поскольку величина Δt , входящая в соотношение неопределенности $\Delta E \Delta t \geq \hbar$, есть неопределенность в точном знании момента соударения, а не его длительности (см., например, [24]).

Авторы благодарны В. Е. Бунакову, В. Г. Носову, Б. Фараго (B. Farago) и Г. Кали (G. Kali) за весьма полезные обсуждения. Настоящая работа поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований # 01-02-17005 и грантом INTAS # 00-00043.

1. Bohm, *Quantum Theory*, Prentice-Hall, New York, 1951.
2. E. P. Wigner, *Phys. Rev.* **98**, 145 (1955).
3. А. И. Базь, *ЯФ* **4**, 252 (1966).
4. В. Ф. Рыбаченко, *ЯФ* **5**, 895 (1967).
5. E. H. Hauge and J. A. Stovngeng, *Rev. Mod. Phys.* **61**, 917 (1989).
6. R. Landauer and Th. Martin, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 217 (1994).
7. C. R. Leavens and G. C. Aers, *Phys. Rev.* **B40**, 5387 (1989).
8. C. Bracher and M. Kleber, *Ann. Physik* **4**, 696 (1995).
9. J. P. Falck and E. H. Hauge, *Phys. Rev.* **B38**, 3287 (1988).
10. P. Gueret, A. Baratoff, and E. Marclay, *Europhys. Lett.* **3**, 367 (1987).
11. M. Deutsch and J. E. Golub, *Phys. Rev.* **A53**, 434 (1996).
12. Ph. Balcou and L. Dutriaux, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 851 (1996).
13. *Neutron Spin Echo*, Ed. F. Mezei, Lecture Notes in Physics, **128**, Springer, Heidelberg, 1980.
14. M. Hino, N. Achiwa, S. Tasaki et al., *Physica* **B241-243**, 1083 (1998).
15. M. Hino, N. Achiwa, S. Tasaki et al., *Phys. Rev.* **A59**, 2261 (1999).
16. M. Hino, N. Achiwa, S. Tasaki et al., *Phys. Rev.* **A61**, 013607 (2000).
17. P. Schleger, B. Alefeld, J. F. Barthelemy et al., *Physica* **B241-243**, 164 (1998).
18. A. I. Frank, I. V. Bondarenko, A. V. Kozlov et al., *VIII Int. Seminar on Interact. of Neutrons with Nuclei (ISINN-8)*, E3-2000-192, Dunba, 2000, p. 215.
19. A. I. Frank, I. V. Bondarenko, A. V. Kozlov et al., *Physica B: Condensed Matter* **297**, 307 (2001).
20. A. Steyerl, W. Drexel, S. S. Malik, and E. Gutschmiedle, *Physica* **B151**, 36 (1988).
21. И. В. Бондаренко, В. И. Боднарчук, С. Н. Балашов и др., *ЯФ* **62**, 775 (1999).
22. I. V. Bondarenko, A. I. Frank, S. N. Balashov et al., *NIM* **A440**, 591 (2000).
23. В. Г. Барышевский, *Письма в ЖЭТФ* **33**, 78 (1981).
24. А. И. Базь, Я. Б. Зельдович, А. М. Переломов, *Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике*, М.: Наука, 1966, с. 216.