

АДИАБАТИЧЕСКИЙ МЕТОД РАЗДЕЛЬНЫХ ОСЦИЛЛИРУЮЩИХ ПОЛЕЙ

*В.Ф.Ежов, С.Н.Иванов, В.М.Лобашев,
В.А.Назаренко, Г.Д.Порсев, О.В.Сердкк,
А.П.Серебров, Р.Р.Тальдаев*

Предложено и экспериментально проверено усовершенствование известного магнито-резонансного метода отдельных осциллирующих полей – метода Рамзея. Новый адиабатический метод отдельных осциллирующих полей позволяет получать резонансы с глубиной, не зависящей от дисперсии скоростей в пучке. В случае полностью поляризованного пучка глубина резонанса в новом методе 100%.

Магнито-резонансные методы для определения магнитных моментов частиц – метод Раби и метод Рамзея [1] – хорошо известны. В обоих методах глубина резонанса определяется распределением скоростей частиц в используемом пучке, поскольку вероятность переориентации магнитного момента частицы зависит от времени пролета через область переменного поля. В данной работе предложен и экспериментально проверен новый адиабатический метод отдельных осциллирующих

полей, глубина резонанса в котором не зависит от дисперсии скоростей в пучке и определяется только произведением степени поляризации пучка и эффективности анализатора.

Для пояснения рассмотрим движение спина частицы в методе Рамзея. Рассмотрим точку резонанса, т. е. когда $\omega = \omega_0$, где ω — частота вращающегося или осциллирующего поля H_1 , а ω_0 — частота лармовской прецессии магнитного момента в поле H_0 .

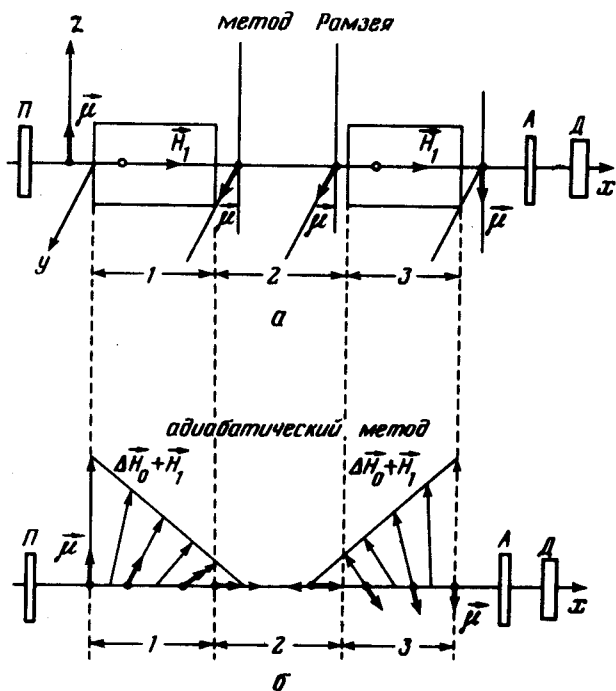


Рис. 1. Движение магнитного момента нейтрона в магнито-резонансном спектрометре в системе координат, вращающейся с частотой ω . 1 и 3 — области действия поля H_1 , 2 — область однородного поля H_0 , П и А — поляризатор и анализатор, Д — детектор; на рис. б изображен случай, когда поля H_1 в областях 1 и 3 находятся в противофазе

Рассмотрение удобно провести в системе координат, вращающейся с частотой ω . В такой системе координат вектор H_1 покоится, поле H_0 переходит в $\Delta H_0 = H_0 - \omega/\gamma$, в точке резонанса равное нулю (γ — гиромагнитное отношение). Движение магнитного момента частицы во вращающейся системе координат сводится к двум последовательным поворотам магнитного момента частицы на 90° в плоскости, перпендикулярной H_1 , как показано на рис. 1, а. При выходе из системы полей ориентация магнитного момента меняется на противоположную, что достигается подбором величины поля H_1 . Однако угол поворота магнитного момента для частиц разных скоростей будет несколько отличаться, что приводит как бы к уменьшению поляризации пучка и, соответственно, глубины резонанса.

Чтобы ликвидировать это обстоятельство, в адиабатическом методе предлагается в областях действия поля H_1 создать неоднородное постоянное магнитное поле и существенно, по сравнению с методом Рамзея, увеличить величину поля H_1 . Во вращающейся системе координат вектор суммарного поля $\Delta H_0 + H_1$ будет последовательно поворачиваться по мере пролета частицей областей 1 и 3, как изображено на рис. 1, б. Если скорость поворота много меньше, чем частота прецессии магнитного момента вокруг $\Delta H_0 + H_1$, то магнитный момент будет адиабатически следовать за направлением вектора и независимо от скорости частицы окажется направленным по H_1 при выходе из области 1. Таким образом, глубина резонанса получается полной и не зависит от дисперсии скоростей в пучке. Условие адиабатичности, которое связывает форму градиента неоднородного поля и величину поля H_1 , должно быть выполнено для всех скоростей в пучке и имеет вид

$$v_x \frac{dH_0(x)}{dx} \ll \gamma \frac{\left\{ H_1^2 + \left[H_0(x) - \frac{\omega_0}{\gamma} \right]^2 \right\}^{3/2}}{H_1}.$$

Наиболее удачная форма неоднородного поля для осуществления адиабатического метода имеет вид: $H_0(x) = ax/\sqrt{1-bx^2}$. Такое выражение для $H_0(x)$ получается при решении уравнения адиабатичности, приведенного выше. Параметры a и b зависят от степени выполнения условия адиабатичности, значения поля H_1 и скорости частиц.

Вероятность переворота магнитного момента в адиабатическом методе может быть легко получена и, как следует ожидать, не содержит зависимости от τ , где τ — время пролета областей 1 и 3:

$$P = \frac{\nu_1^2}{(\nu_0 - \nu)^2 + \nu_1^2} \sin^2 \left[\pi(\nu - \nu_0) T - \delta/2 \right].$$

Здесь ν_0 — частота ларморовской прецессии вокруг H_0 , ν — частота вращающегося поля H_1 , ν_1 — частота прецессии вокруг H_1 , T — время нахождения в области 2, δ — сдвиг фаз между полями H_1 в областях 1 и 3. Следует заметить, что коэффициент, стоящий перед знаком синуса, фактически равен единице, поскольку в адиабатическом методе амплитуда используемого поля H_1 достаточно велика и $\nu_1 \gg \nu - \nu_0$.

Теперь обратимся к рассмотрению адиабатического метода в применении к спектрометру, предназначенному для поиска электрического дипольного момента нейтрона с помощью ультрахолодных нейтронов [2], на котором этот метод и отрабатывался. Как известно, повышение чувствительности спектрометра по сравнению с обычным пролетным вариантом постановки эксперимента [3] ожидается за счет увеличения времени взаимодействия нейтронов с полем, достигаемого применением в области 2 ловушки, в которой ультрахолодные нейтроны, многократно отражаясь, удерживаются достаточно долгое время. Однако наличие ловушки ухудшает положение в смысле влияния дисперсии скоростей для метода Рамзея, так как в этом случае скорости отдельных частиц вдоль оси x в областях 1 и 3 оказываются

нескоррелированными в отличие от пролетного варианта. Поэтому применение адиабатического метода, полностью исключающего влияние дисперсии скоростей, оказывается здесь особенно выигрышным. Кроме того, следует отметить, что адиабатический метод не только увеличивает глубину резонанса, но и обеспечивает наибольшую производную $\partial P / \partial \nu$ в точке резонанса для кривых дисперсного типа (при $\delta = 90, 270^\circ$), что также весьма важно. В достаточно малой окрестности вблизи резонанса производная равна: $J_0 \Pi A T_{\text{ср}}$, где $T_{\text{ср}}$ – среднее время нахождения нейтрона в ловушке, A и Π – анализирующая способность анализатора и поляризующая эффективность поляризатора, соответственно; J_0 – скорость счета детектора в отсутствии воздействия поля H_1 .

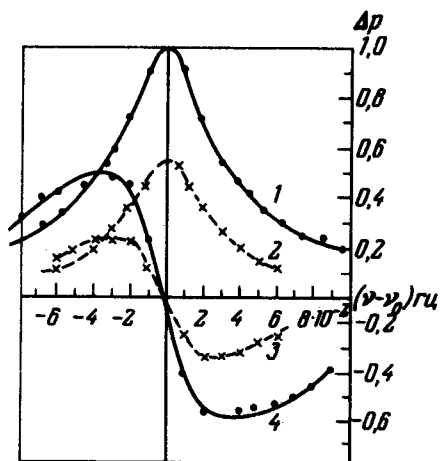


Рис. 2. Изменение вероятности переворота магнитного момента в зависимости от расстройки от резонанса: при переключении фазы $0, 180^\circ$ – кривые 1 и 2, при переключении фазы $90, 270^\circ$ – кривые 3, 4. Кривые, соответствующие методу Рамзея, изображены пунктиром

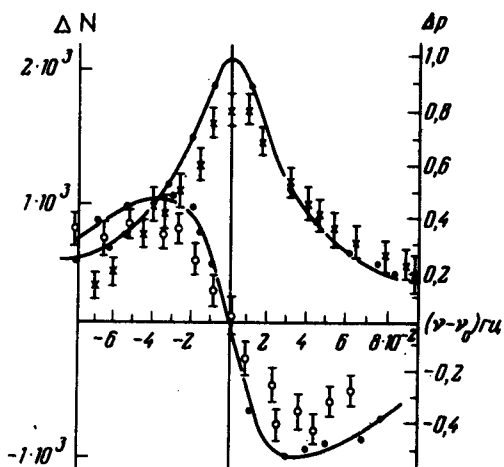


Рис. 3. Сравнение расчетных кривых и экспериментальных точек для адиабатического метода

На рис. 2 приведены расчетные кривые для адиабатического метода отдельных осциллирующих полей и метода Рамзея. Расчет выполнен методом Монте-Карло для магнито-резонансного спектрометра, описанного в работе [2]. Среднее время хранения ультрахолодных нейтронов в ловушке спектрометра $4,6 \text{ сек}$. Сравнение показывает, что амплитуда резонанса, а также крутизна кривой при $\delta = 90, 270^\circ$ в 1,8 раза лучше для адиабатического метода. На рис. 3 приведены экспе-

риментальные результаты, полученные с применением адиабатического метода отдельных осциллирующих полей. Сравнение с расчетом (сплошная кривая) показывает, что полностью реализовать адиабатический метод не удалось (амплитуда резонанса не является полной), однако экспериментальное сравнение методов в точке резонанса показало, что амплитуда резонанса в методе Рамзея действительно в 1,8 раза меньше. Возможные причины неполной реализации адиабатического метода могут быть связаны с проникновением рассеянного поля H_1 в область 2 и рядом других причин, требующих более детальных исследований.

В заключение авторы благодарят В.Л.Рябова за помощь в проведении расчетов.

Институт ядерной физики
им. Б.П.Константинова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
1 июня 1976 г.

Литература

- [1] Н.Рамзей. Молекулярные пучки. М., ИИЛ 1960.
 - [2] А.И.Егоров, В.Ф.Ежов, С.Н.Иванов, В.А.Князьков, В.М.Лобашев, В.А.Назаренко, Г.Д.Порсев, А.П.Серебров. ЯФ, 21, 292, 1975.
 - [3] W. V. Dress, P. D. Miller, N. F. Ramsey. Phys. Rev., D7, 3147, 1973.
-