

## НЕРЕЗОНАНСНОЕ СПИНОВОЕ ЭХО В АНСАМБЛЕ ОПТИЧЕСКИ ОРИЕНТИРОВАННЫХ АТОМОВ

*Н.А.Доватор, Р.А.Житников*

Получен эффект спинового эха в ансамбле оптически ориентированных атомов путем неадиабатического включения поперечного магнитного поля и последующей его инверсии. С помощью нерезонансной методики спинового эха измерено время поперечной релаксации  $T_2$  атомов цезия в буферном газе Ne.

Явление спинового эха, открытое Ханом в 1950 г. [1] и широко используемое в ЯМР и ЭПР спектроскопии, сравнительно недавно нашло применение и в области оптической ориентации атомов [2 — 4]. Это явление наблюдалось при возмущении системы магнитных моментов, находящихся в постоянном неоднородном магнитном поле, импульсами переменного магнитного поля, осциллирующего с частотой магнитного резонанса.

В настоящей работе впервые получен эффект спинового эха в ансамбле оптически ориентированных атомов без использования магнитного резонанса. Эксперимент заключался в следующем. С помощью циркулярно поляризованного резонансного оптического излучения в поглощающей ячейке создается макроскопическая намагниченность ато-

мов, направленная по лучу света накачки. После установления этой намагниченности неадиабатически быстро, т. е. за время

$$\tau_{\text{вкл}} \ll (\gamma H_{\perp})^{-1} \ll \tau_2 = (T_2^{-1} + T_p)^{-1} \quad (1)$$

включается поперечное (перпендикулярное свету накачки) магнитное поле  $H_{\perp}$ , здесь  $\gamma$  — гиромагнитное отношение исследуемых атомов,  $T_p$  — время оптической релаксации. При этом результирующий магнитный момент начинает прецессировать вокруг поля  $H_{\perp}$ , что вызывает появление осцилляций на частоте ларморовой прецессии в поглощении ячейкой света накачки [5]. Вследствие неоднородности поля  $H_{\perp}$  происходит расфазировка магнитных моментов, соответствующих различным элементарным объемам ячейки, что приводит к быстрому затуханию осцилляций в поглощении света накачки с временем

$$T_2^* \sim (\gamma \Delta H_{\perp})^{-1} < \tau_2 \quad (2)$$

( $\Delta H_{\perp}$  — неоднородность магнитного поля в объеме ячейки). Если через промежуток времени  $\tau$  после включения поля  $H_{\perp}$  при  $T_2^* < \tau < \tau_2$  неадиабатически инвертировать это поле, то магнитные моменты изменят направление своей прецессии на обратное, и так как при этой инверсии не изменяется пространственное распределение неоднородности поля  $H_{\perp}$  в объеме ячейки, а, следовательно, частоты магнитной прецессии остаются прежними по величине, то в момент времени  $t = 2\tau$  должна произойти рефазировка магнитных моментов и появиться сигнал эха. В эксперименте это проявится в виде импульса осцилляций в поглощении ячейкой света накачки в момент  $t = 2\tau$ .

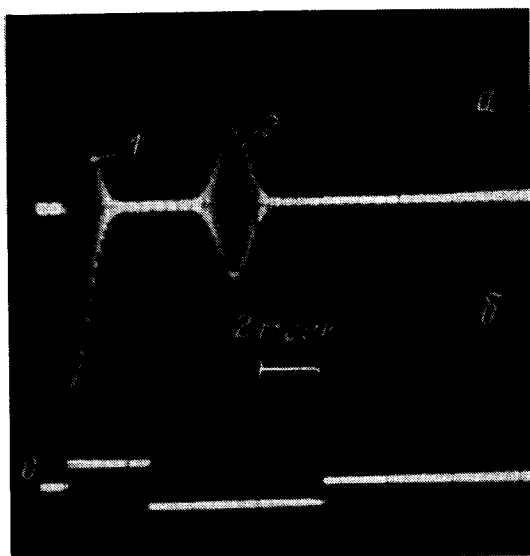


Рис. 1. а — Сигналы свободной прецессии (1) и спинового эха (2), полученные с помощью неадиабатического включения и однократной инверсии поперечного магнитного поля  $H_{\perp} = 0,015$  Э; б — осциллограмма тока, создающего поперечное магнитное поле

В работе [6] наблюдался сигнал ядерного спинового эха без применения резонансного импульсного радиополя. Для этого использовалось быстрое выключение мощного поляризующего магнитного поля, перпендикулярного внешнему слабому неоднородному магнитному полю.

В нашем эксперименте нерезонансное спиновое эхо было получено в системе оптически ориентированных атомов цезия. Для этого цезиевая лампа накачки, циркулярный поляризатор, ячейка, содержащая пары цезия и Ne под давлением 80 тор; а также фотоприемник, регистрирующий изменение интенсивности света, проходящего через ячейку, помещались в магнитный экран. Остаточное поле в экране компенсировалось системой колец Гельмгольца. Для создания поперечного магнитного поля с регулируемой неоднородностью использовалась специальная пара катушек Гельмгольца, питаемая от источника импульсного напряжения. На рис. 1, а представлена осциллограмма сигналов с фотодетектора при быстром включении поперечного магнитного поля и последующей однократной его инверсии через время  $\tau = 2,6$  мсек. Как и в случае обычного метода спинового эха [2] в нерезонансном методе амплитуда эха уменьшалась с увеличением  $\tau$  вследствие процессов тепловой и оптической релаксации, а также из-за диффузии оптически ориентированных атомов.

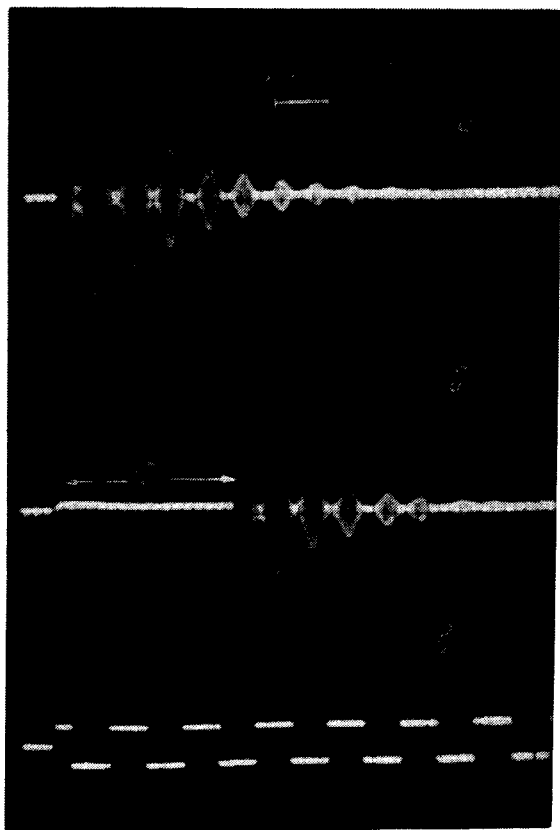


Рис. 2. Серия сигналов спинового эха, полученная с помощью многократной инверсии поперечного магнитного поля  $H_{\perp} = 0,0159$  в случае (а) постоянно включенного света накачки, (б) быстрого выключения света накачки на время  $\tau = 14$  мсек; (в) осциллограмма тока, создающего поперечное магнитное поле

Поэтому для измерения времени поперечной релаксации  $T_2$  использовалась многократная инверсия поперечного магнитного поля после

его включения, что позволяло, как и в эксперименте Карра — Парселла [7] существенно уменьшить влияние диффузии на амплитуду эха. Это связано с тем, что вклад диффузии в затухание сигналов эха зависит от интервала времени ( $\tau_0$ ) между последовательными инверсиями поперечного магнитного поля и путем выбора  $\tau_0 \ll T_2$  может быть сделан достаточно малым по сравнению с  $T_2$ . Тогда измеряя эффективное время поперечной релаксации  $\tau_2$  из огибающей амплитуд эха для разных интенсивностей света накачки и экстраполируя  $\tau_2^{-1}$  к нулевой интенсивности света, можно определить  $T_2$ .

На рис. 2, а приведена осциллограмма сигналов спинового эха, полученных с помощью многократной инверсии поперечного магнитного поля.

Чтобы избежать процедуры экстраполяции к нулевой интенсивности света накачки, эксперимент был несколько модифицирован, а именно, одновременно с включением  $H_1$  свет накачки сначала выключался, а затем быстро включался в момент времени, соответствующий максимуму одного из спиновых эхо в серии эхо (рис. 2, б). Изменяя момент включения света накачки и измеряя амплитуду первого из наблюдаемых после включения света накачки сигналов эха, получим огибающую амплитуд эха свободную от оптической релаксации. Кроме того, чтобы полностью исключить вклад диффузии в измеренное таким способом время затухания ( $T_{\text{темн}}$ ) сигналов эха, проводилось измерение величины  $T_{\text{темн}}$  для различных интервалов времени  $\tau_0$  между последовательными инверсиями поперечного магнитного поля, а затем путем экстраполяции измеренных значений  $T_{\text{темн}}$  к нулевой длительности  $\tau_0$ , определялось время  $T_2$ .

Измеренное с помощью такой методики время поперечной релаксации для нашей ячейки ( $\text{Ne}$ , 80 тор)  $T_2 = 46$  мсек.

Физико-технический институт  
им. А.Ф.Иоффе  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
20 ноября 1979 г.

### Литература

- [1] E.L.Hahn. Phys. Rev., **80**, 580, 1950.
- [2] Л.И.Новиков. Оптика и спектроскопия, **18**, 740, 1966.
- [3] G.A.Ruff. Phys. Rev. Lett., **16**, 976, 1966.
- [4] T.Minemoto, T.Kanda. J. Phys. Soc. Japan, **31**, 1174, 1971.
- [5] C.Cohen-Tannoudji, A.Kastler. Progress in optics, **5**, 3, 1966.
- [6] B.Borcard, E.Hiltbrand, G.J.Béné. Compt. Rend., **268B**, 1446, 1969.
- [7] H.Y.Carr, S.M.Purcell. Phys. Rev., **94**, 630, 1954.