02

Природа эффекта рассогласования частот прецессии ядер ^{129}Xe и ^{131}Xe при спин-обменной накачке атомами щелочного металла

© *А.К. Вершовский*[1], *А.С. Пазгалёв*[1], *В.И. Петров*[2]

[1] Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия
[2] Концерн „ЦНИИ „Электроприбор“, Санкт-Петербург, Россия
Email: antver@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 17 ноября 2017 г.

Исследован эффект рассогласования частот прецессии ядер изотопов ксенона ^{129}Xe и ^{131}Xe, возникающий при спин-обменной накачке оптически ориентированными атомами щелочного металла (Cs) и оказывающий определяющее влияние на характеристики измерительных и навигационных устройств, использующих балансные схемы со спин-обменной накачкой изотопов ксенона. Предпринята попытка объяснить этот эффект, предложены и экспериментально апробированы способы его минимизации и устранения.

DOI: 10.21883/0000000000

Процесс спин-обменной накачки был впервые теоретически описан в [1]. Первые экспериментальные исследования спин-обменной накачки ядер двух изотопов Xe были предприняты в [2], в дальнейшем они получили развитие в работах [3–5]. Результаты этих исследований нашли широкое применение в медицине [6] и навигации [7]. В работе [8] были детально исследованы особенности ядерного магнитного резонанса (ЯМР) в ячейке, содержащей смесь двух нечетных изотопов Xe, в условиях спин-обменной накачки. В частности, было установлено, что результаты измерения индукции магнитного поля методами ЯМР в изотопах ^{129}Xe и ^{131}Xe не вполне совпадают, если в полное магнитное поле вносят вклад ориентированные атомы щелочного металла (Rb или Cs, далее Me), находящиеся в одном объеме с атомами Xe.

Этот эффект, который далее будем называть эффектом рассогласования (ЭР), не стал неожиданностью, поскольку еще в [9] было показано, что в условиях столкновений с атомами Me ядра Xe воспринимают не реальное поле, созданное этими атомами, а некое эффективное поле, усиленное почти на три порядка столкновительным взаимодействием. Коэффициент усиления считается константой для каждой пары веществ, атомы которых участвуют в столкновении, и он в принципе может быть различен при столкновениях $Me \leftrightarrow {}^{129}$Xe и $Me \leftrightarrow {}^{131}$Xe. Согласно [8], за ЭР отвечает величина, обозначенная авторами δB_A:

$$\frac{f_{129}}{f_{131}} = \rho\left(1 + \delta B_A \frac{P B_A}{B_0}\right). \qquad (1)$$

Здесь f_{129}, f_{131} — частоты прецессии изотопов ^{129}Xe и ^{131}Xe; $\rho = |\gamma_{^{129}\mathrm{Xe}}|/|\gamma_{^{131}\mathrm{Xe}}|$, где $\gamma_{^{129}\mathrm{Xe}}$, $\gamma_{^{131}\mathrm{Xe}}$ — гиромагнитные отношения изотопов ^{129}Xe и ^{131}Xe, измеренные по отклику на изменение внешнего магнитного поля B_0; P — степень поляризации атомов щелочного металла; B_A — эффективное поле, которое атомы Me создали бы при полной поляризации ($P = 1$). В дальнейшем будем называть „внутренним“ полем эффективное поле B_a, созданное атомами Me при текущем значении P: $B_a = PB_A$.

Величина δB_A является основной характеристикой ЭР, а именно безразмерной характеристикой того, насколько отношение частот прецессии двух изотопов Xe меняется при возникновении внутреннего поля в ячейке. В [8] для ячейки с ^{85}Rb она была измерена при двух величинах B_0 и приведено ее численное значение: $\delta B_A = 0.0017(1)$. Вопрос о том, является ли величина δB_A константой или может зависеть от таких параметров, как температура, состав газовой смеси в ячейке и т.д., ни в [8], ни в других известных нам источниках не ставился. Однако он имеет не только фундаментальное, но и прикладное значение, поскольку величина δB_A оказывает определяющее влияние на характеристики разрабатываемых в настоящее время [8,10] измерительных и навигационных устройств, использующих для компенсации влияния магнитного поля балансную схему с двумя изотопами Xe и спин-обменной накачкой, поскольку приводит к появлению сильной зависимости показаний от условий оптической накачки, а также от концентрации паров Me, а следовательно, и от температуры ячейки [10].

В настоящей работе предпринята попытка исследовать параметрические зависимости величины δB_A и объяснить ее происхождение. Экспе-

римент проводился в ФТИ им. А.Ф. Иоффе на установке, собранной по стандартной схеме [11] с продольным (т.е. параллельным постоянному магнитному полю) циркулярно поляризованным лучом оптической накачки и поперечным линейно поляризованным лучом детектирования. Общая схема эксперимента подобна описанной в [8] с некоторыми отличиями. В частности, она не предусматривала наличия циркониевого стержня, использованного в [8] для решения задач, выходящих за рамки данного исследования, но зато включала дополнительную систему магнитных колец, предназначенных для создания градиента магнитного поля вдоль оси оптической накачки (оси z). Исследуемая ячейка содержала пары Cs, азот и натуральный ксенон (который в свою очередь содержит 26.4% ^{129}Xe, 21.2% ^{131}Xe, а также не имеющие ядерного спина четные изотопы, играющие в эксперименте роль буферного газа). Измерения проводились в многослойном магнитном экране. Магнитное поле было стабилизировано по сигналу квантового магнитометра с оптической накачкой (КМОН), в котором в качестве рабочего вещества был выбран ^{85}Rb. Это позволило избежать совпадения частот резонансов и их гармоник в ячейке КМОН и исследуемой ячейке и тем самым минимизировать взаимное влияние двух магнитометрических схем.

Частоты прецессии ядер ксенона измерялись последовательно при накачке резонансным светом с левой и правой круговой поляризацией (σ^+ и σ^-). Переключение поляризации света накачки приводит к смене направления вектора внутреннего поля на противоположное и таким образом позволяет определить по отдельности величины внутреннего B_a и внешнего B_0 полей

$$\begin{array}{l} B_- = B_0 + B_a \\ B_+ = B_0 - B_a \end{array} \Rightarrow \begin{array}{l} B_0 = \frac{1}{2}(B_- + B_+), \\ B_a = \frac{1}{2}(B_- - B_+), \end{array} \tag{2}$$

где B_- и B_+ — поля, измеренные при поляризациях накачки σ^- и σ^+ соответственно. Согласно (1),

$$\delta B_A = 1 - \frac{f_{129}}{f_{131}} \frac{f^{\Delta}_{131}}{f^{\Delta}_{129}}, \tag{3}$$

где $f^{\Delta}_{129} = f^{-}_{129} - f^{+}_{129}$, $f^{\Delta}_{131} = f^{-}_{131} - f^{+}_{131}$ — разности частот свободной прецессии ядер ^{i}Xe (здесь и далее $i = 129, 131$) при накачке Me светом поляризации σ^- и σ^+ соответственно.

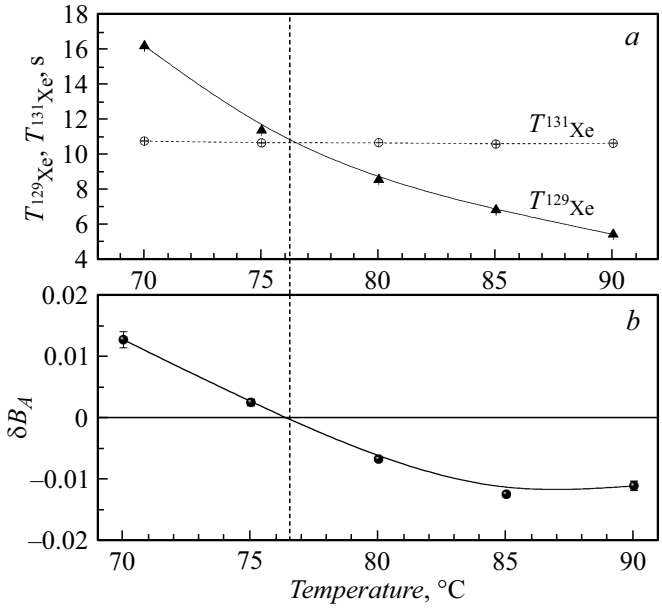


Рис. 1. Зависимости времен релаксации изотопов ксенона (a) и величины δB_A (b) от температуры.

Нами были измерены зависимости времен релаксации изотопов ксенона $T_{129\mathrm{Xe}}$ и $T_{131\mathrm{Xe}}$ (рис. $1, a$) и величины δB_A (рис. $1, b$) от температуры ячейки. Из рис. $1, b$ видно, что величина δB_A не является константой. Из сопоставления рис. $1, a$ и b следует, что δB_A обращается в нуль при температуре, которая обеспечивает примерное равенство времен релаксации $T_{129\mathrm{Xe}}$ и $T_{131\mathrm{Xe}}$. Эти ранее не упоминавшиеся факты позволяют выдвинуть гипотезу, объясняющую происхождение ЭР.

Поглощение излучения накачки атомами Me приводит к неравномерному, близкому к экспоненциальному распределению ее интенсивности I_P по длине ячейки: $I_P(z) \approx I_0 e^{-kz}$, где k — коэффициент поглощения в ячейке. Небольшие отличия распределения от экспоненциального обусловлены эффектами просветления среды при сверхтонкой и зеемановской накачке. Поляризация атомов цезия $P(z)$ также оказывается распределена по тому же закону (диффузией

ориентированных атомов Me можно пренебречь, так как в условиях эффективной передачи ориентации ксенону время релаксации Me составляет $10^{-5}-10^{-4}$ s). Следовательно, спин-обменная накачка ядер Xe преимущественно происходит во фронтальной области ячейки. Внутреннее магнитное поле $B_a(z)$ в ячейке также неоднородно, поскольку его распределение повторяет распределение $P(z)$: $B_a(z) \approx B_{a0}e^{-kz}$, что приводит к появлению градиента поля B_a по оси z. Таким образом, в области своей максимальной концентрации ($z \approx 0$) ориентированные ядра Xe испытывают воздействие локального внутреннего поля B_{a0}, существенно превышающего по модулю среднее внутреннее поле $\langle B_a \rangle$. Процессы ориентации и релаксации атомов Xe сопровождаются процессом их диффузии по объему ячейки. Пусть T_{Diff} — среднее время диффузии атомов Xe на расстояние, равное длине ячейки, а B' — значение поля, усредненного ядром Xe за время $T_{i\mathrm{Xe}}$ существования в ориентированном состоянии. Тогда в двух предельных случаях

$$\begin{aligned} T_{i\mathrm{Xe}} \ll T_{Diff}: &\quad B' \approx B_0 + B_{a0}, \\ T_{i\mathrm{Xe}} \gg T_{Diff}: &\quad B' \approx B_0 + \langle B_a \rangle. \end{aligned} \tag{4}$$

Таким образом, различие времен релаксации двух изотопов при наличии градиента внутреннего поля неизбежно должно приводить к появлению ЭР. Если это верно, то для устранения ЭР следует выбирать температуру ячейки, обеспечивающую равенство времен релаксации для обоих изотопов ксенона (рис. 1), и/или компенсировать градиент поля B_a, вводя градиент внешнего поля B_0. Поскольку, как было отмечено в [12], наличие градиента уменьшает времена релаксации изотопов ксенона (в первую очередь изотопа ^{129}Xe в силу его большего гиромагнитного отношения), такая компенсация градиента должна одновременно привести к увеличению времен релаксации $T_{^{129}\mathrm{Xe}}$ и $T_{^{131}\mathrm{Xe}}$ и изменению их разности, что также наблюдалось в нашем эксперименте.

На рис. 2 приведены зависимости разности времен релаксации изотопов ^{129}Xe и ^{131}Xe, отношений их частот свободной прецессии при двух поляризациях и величины δB_A от градиента внешнего поля. Измерения проводились при температуре 75°C, при которой времена релаксации изотопов Xe близки. Из рис. 2, c следует, что величина δB_A обращается в нуль в области максимального схождения кривых на рис. 2, b, в которой происходит частичная компенсация суммы градиента внутреннего поля B_a и технического градиента поля в экране

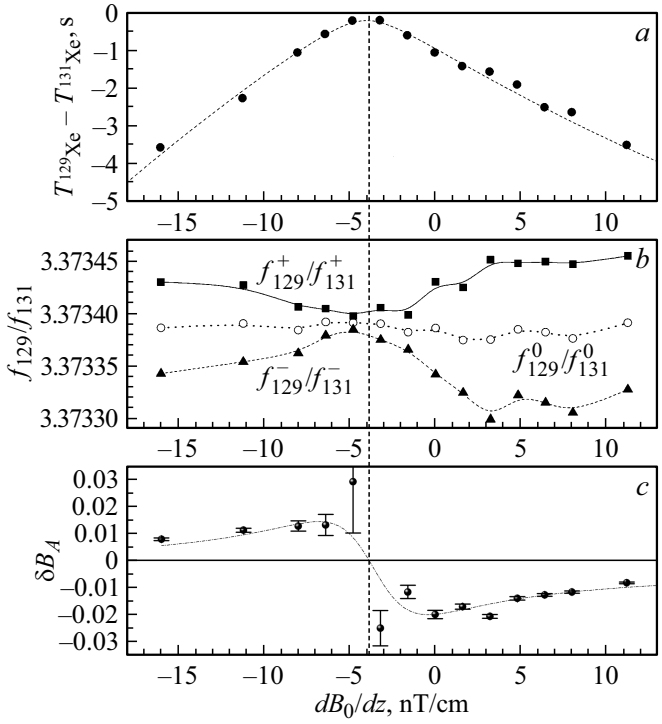


Рис. 2. *a* — зависимость разности времен релаксации изотопов ^{129}Xe и ^{131}Xe от градиента внешнего поля; *b* — зависимости отношения частот прецессии ^{129}Xe и ^{131}Xe, измеренных при поляризациях накачки σ^+ и σ^- (сплошная и штриховая линии), а также их полусуммы (пунктирная линия) от градиента внешнего поля; *c* — зависимость величины δB_A от градиента внешнего поля.

градиентом внешнего магнитного поля B_0 и становится равной нулю разность времен $T_{129\mathrm{Xe}}$ и $T_{131\mathrm{Xe}}$ на рис. 2, *a*, что подтверждает наши предположения.

Таким образом, нами обнаружена зависимость эффекта рассогласования частот прецессии ядер изотопов ксенона ^{129}Xe и ^{131}Xe при спин-обменной накачке оптически ориентированными атомами Cs от параметров рабочей ячейки и предложено объяснение ЭР. Нами впервые предложены способы минимизации ЭР. Показано, что влияние ЭР

можно свести к минимуму, поддерживая в рабочей ячейке температуру, при которой обеспечивается равенство времен релаксации изотопов ксенона. Также показано, что влияние ЭР можно минимизировать, вводя градиент внешнего магнитного поля, компенсирующий градиент внутреннего поля в ячейке. Поскольку градиент магнитного поля уменьшает времена релаксации изотопов ксенона [12], его компенсация должна одновременно с минимизацией ЭР привести к росту этих времен и, следовательно, к увеличению крутизны линии ЯМР в Xe. В дальнейшем мы планируем продолжить экспериментальные исследования, увеличив точность измерений за счет накопления статистического материала.

Список литературы

[1] *Grossetete F.* // J. de Phys. 1964. V. 25. N 4. P. 383–396.
[2] *Volk C.H., Kwon T.M., Mark J.G.* // Phys. Rev. A. 1980. V. 21. N 5. P. 1549–1555.
[3] *Zeng X., Wu Z., Call T., Miron E., Shreiber D., Happer W.* // Phys. Rev. A. 1985. V. 31. N 1. P. 260–278.
[4] *Walker T.G., Happer W.* // Rev. Mod. Phys. 1997. V. 69. N 2. P. 529–642.
[5] *Happer W., Jau Y.-Y., Walker T.* Optically Pumped Atoms. Weinheim: Wiley-VCH Verlag GmbH & Co., 2010. 234 p.
[6] *Lauterbur P.C.* // Nature. 1973. V. 242. P. 190–191.
[7] *Kanegsberg E.* // Proc. of SPIE. Laser Inertial Rotation Sensors. 1978. V. 157. P. 73–80.
[8] *Bulatowicz M., Griffith R., Larsen M., Mirijanian J., Fu C.B., Smith E., Snow W.M., Yan H., Walker T.G.* // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 111. P. 102001.
[9] *Grover B.C.* // Phys. Rev. Lett. 1978. V. 40. N 6. P. 391–392.
[10] *Walker T.G., Larsen M.S.* // Adv. At. Mol. Opt. Phys. 2016. V. 65. P. 373–401.
[11] *Bell W.E., Bloom A.L.* // Phys. Rev. 1957. V. 107. N 6. P. 1559–1565.
[12] *Liu X., Chen C., Qu T., Yang K., Luo H.* // Nature Sci. Rep. 2016. V. 6. P. 24122.