

- [4] Н. А. Романюк, И. И. Половинко, И. Ф. Виблей. *Опт. и спектр.*, 42, 572, 1977.
 [5] Л. Д. Кисловский, Е. К. Галанов, Л. А. Шувалов. *Опт. и спектр.*, 24, 100, 1968.
 [6] В. Ф. Шабанов, А. В. Сорокин, *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 39, 734, 1975.
 [7] Н. А. Романюк, А. М. Костецкий, И. Ф. Виблей. *УФЖ*, 21, 207, 1976.
 [8] Н. А. Романюк, Э. С. Василина, *ФТТ*, 18, 5, 1976.

Поступило в Редакцию 16 декабря 1976 г.

УДК 539.184

НАБЛЮДЕНИЕ МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА В ОСНОВНОМ 1^1S_0 -СОСТОЯНИИ ОПТИЧЕСКИ ОРИЕНТИРОВАННЫХ АТОМОВ ^3He С ПОМОЩЬЮ ПОПЕРЕЧНОЙ МОДУЛЯЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

С. П. Дмитриев, Р. А. Житников и А. И. Окуневич

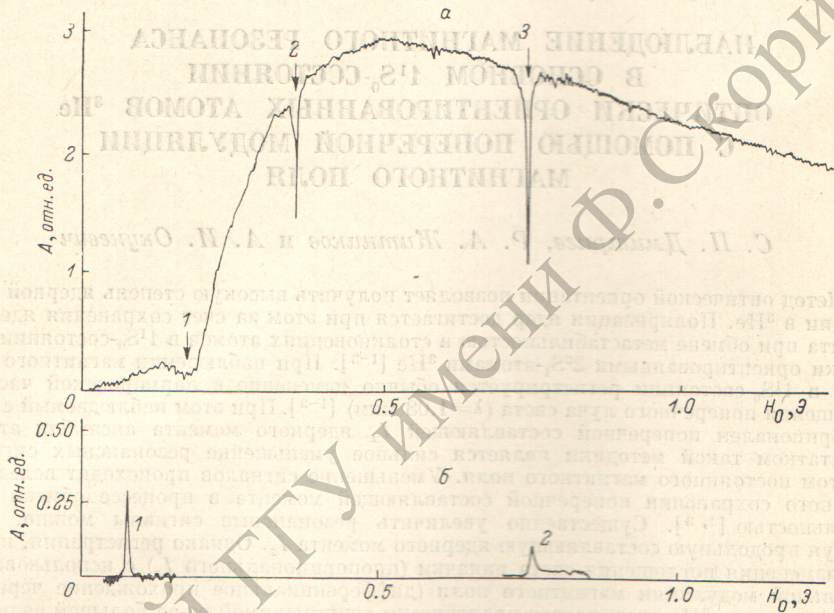
Метод оптической ориентации позволяет получить высокую степень ядерной поляризации в ^3He . Поляризация ядер достигается при этом за счет сохранения ядерного момента при обмене метастабильностью в столкновениях атомов в 1^1S_0 -состоянии с оптически ориентированными 2^3S_1 -атомами ^3He [1-3]. При наблюдении магнитного резонанса в 1^1S_0 -состоянии регистрируется обычно изменение с ларморовской частотой поглощения поперечного луча света ($\lambda=1.08$ мкм) [1-3]. При этом наблюдаемый сигнал пропорционален поперечной составляющей I_x ядерного момента ансамбля атомов. Недостатком такой методики является сильное уменьшение резонансных сигналов с ростом постоянного магнитного поля. Уменьшение сигналов происходит вследствие неполного сохранения поперечной составляющей момента в процессе обмена метастабильностью [2, 3]. Существенно увеличить резонансные сигналы можно, регистрируя продольную составляющую ядерного момента I_z . Однако регистрация, например, изменения поглощения света накачки (пропорционального I_z) с использованием продольной модуляции магнитного поля (дифференциальное прохождение через резонанс) в случае ^3He оказывается практически неприменимой из-за большой величины времени накачки T_p ($T_p \approx 10^3$ с [1]).

В настоящей работе для наблюдения резонансного изменения продольной составляющей ядерного момента используется поперечная модуляция магнитного поля и регистрация поглощения вспомогательного луча света, направленного вдоль модулирующего поперечного магнитного поля. Показано, что такая методика в случае ^3He позволяет в больших магнитных полях увеличить сигналы магнитного резонанса в основном 1^1S_0 -состоянии более, чем на порядок.

В эксперименте применялась обычная схема оптической ориентации и оптического детектирования. На газоразрядную ячейку, содержащую ^3He при давлении 0.8 тор, падали два луча света от капиллярных ламп, наполненных ^4He . Один луч (накачивающий), распространяющийся по оси z вдоль постоянного магнитного поля H_0 , был циркулярно поляризован. Второй луч (детектирующий), распространяющийся вдоль оси x , — неполяризован. Вдоль оси x были приложены сильное модулирующее поле $H_1 \cos \Omega t$ и слабое радиочастотное резонансное магнитное поле $H_1 \cos \omega t$ ($\omega \gg \Omega$). Детектирующий луч после прохождения ячейки и циркулярного анализатора регистрировался фотоприемником. Сигнал с фотоприемника проходил через узкополосный усилитель, настраиваемый на частоту Ω или ω , к синхронному детектору с постоянной времени $\tau_{сд}$ и регистрировался самописцем.

На рисунке, *a* представлен сигнал, полученный при настройке усилителя на частоту модуляции Ω . Для сравнения на рисунке, *б* приведены резонансные сигналы, наблюдавшиеся по обычной методике в отсутствие модуляции ($H_1=0$, усилитель настроен на частоту ω). Из рисунка, *a* видно, что сигнал при поперечной модуляции имеет вид широкой кривой с узкими резонансными линиями 1, 2 и 3. Широкая кривая обусловлена вынужденными колебаниями макроскопического магнитного момента атомов под действием модулирующего поля H_1 . Такие колебания рассматривались ранее Бартевевым и Новиковым [4]. Линии 1 и 2 объясняются возбуждением многоквантовых резонансных переходов в 1^1S_0 -состоянии полем H_1 (1 — трехквантовый, 2 — пятиквантовый резонансы). Возникновение подобных переходов хорошо известно (см., например, [5]) и в настоящей работе они не рассматриваются. Основной интерес в нашей работе представляет резонансная линия 3, представляющая собой сигнал магнитного резонанса в 1^1S_0 -состоянии под действием поля H_1 , зарегистрированный на

частоте Ω поперечной модуляции магнитного поля. Из сравнения с рисунком, б следует, что амплитуда кривой 3 в 14.5 раз больше амплитуды обычного сигнала (кривая 2 на рисунке, б); полученного в отсутствие модуляции поля. При записи всех сигналов (см. рисунок) радиополе H_1 было одинаково. Величина его была выбрана по максимуму сигнала 2 на рисунке 1, б. Следует отметить, что при поперечной модуляции зависимость сигнала от поля H_1 отличается от соответствующей зависимости для обычного сигнала. В случае поперечной модуляции величина сигнала монотонно растет с полем H_1 и стремится к насыщению, в то время как обычный сигнал с ростом H_1 достигает максимума и затем уменьшается. Сигнал при поперечной модуляции также зависит от значений поля H_1 и H_0 . В эксперименте наблюдалась линейная зависимость амплитуды сигнала от отношения H_1/H_0 вплоть до значений $H_1/H_0=0.15 \div 0.20$. При дальнейшем росте этого отношения сигнал достигал максимума и далее уменьшался. При $H_1/H_0 \approx 1$ на частоте модуляции наблюдались резонансные сигналы при совпадении комбинационных частот $\omega \pm n\Omega$ (n — целое число) с ларморовской частотой $\omega_f = \gamma_f H_0$ (γ_f — ядерное гиромагнитное отношение).



а — сигналы на частоте Ω при поперечной модуляции магнитного поля ($\Omega/2\pi=254$ Гц, $H_1=0.21$ Э, $\omega/2\pi=2545$ Гц, $H_1=0.84$ МЭ, $\tau_{сд}=1$ с); б — сигналы магнитного резонанса на частоте ω в отсутствие модуляции ($H_1=0$, $H_1=0.84$ МЭ, $\omega/2\pi=254$ Гц для кривой 1 и $\omega/2\pi=2545$ Гц для кривой 2, $\tau_{сд}=2$ с).

Аналитическое выражение для сигнала при поперечной модуляции поля нетрудно получить в случае большого магнитного поля H_0 , когда выполняются неравенства: $H_0 \gg H_1$ и $\omega_m \tau \gg 1$ ($1/\tau$ — скорость обмена метастабильностью для 2^3S_1 -атомов ^3He при столкновениях с атомами в 1^4S_0 -состоянии, $\omega_m = \gamma_m H_0$, $\gamma_m/2\pi = 2.8$ МГц/э — электронное гиромагнитное отношение для атомов He в 2^3S_1 -состоянии). В этом случае уравнение (4.8) работы [6] для среднего значения компоненты $\langle F_+ \rangle_{3/2}$ момента \mathbf{F} , характеризующего подуровень сверхтонкой структуры метастабильного 2^3S_1 -состояния (со значением $F = I + S = 3/2$), приобретает вид

$$\frac{d \langle F_+ \rangle_{3/2}}{dt} = i \frac{2}{3} \omega_m \langle F_+ \rangle_{3/2} - i \frac{4}{3} \omega_{\perp m} \cos \Omega t \langle {}^{(0)}F_z \rangle_{3/2}. \quad (1)$$

Здесь $F_+ = F_x + iF_y$, $\omega_{\perp m} = \gamma_m H_1$, $\langle {}^{(0)}F_z \rangle_{3/2}$ — среднее значение продольной составляющей момента \mathbf{F} в отсутствие поперечной модуляции ($H_1=0$). Решение этого уравнения

$$\langle F_x \rangle_{3/2} = \frac{H_1}{H_0} \langle {}^{(0)}F_z \rangle_{3/2} \cos \Omega t, \quad \langle F_y \rangle_{3/2} = 0. \quad (2)$$

При магнитном резонансе в поле H_1 для величины $\langle {}^{(0)}F_z \rangle_{3/2}$ по формулам (2.7, 4.5) работы [6] получается

$$\langle {}^{(0)}F_z \rangle_{3/2} = \frac{10}{3} \langle {}^{(0)}I_z \rangle_f + \frac{7}{2} \frac{\tau}{\tau_p} \Phi, \quad (3)$$

где $\langle^{(0)}I_z\rangle_f = I_0 \left[1 - \frac{(T_1/T_2)\omega_{1f}^2}{(1/T_2)^2 + (\omega_f - \omega)^2 + (T_1/T_2)\omega_{1f}^2} \right]$. (4)

Здесь τ_p — время накачки, Φ — величина, зависящая только от характеристик света накачки, $\omega_{1f} = (1/2)\gamma_f H_1$, $T_1 = T_r$, $T_2 = T$ (T — время релаксации атомов в основном состоянии за счет столкновений с метастабильями, T_r — за счет других факторов).

Наблюдаемый сигнал A пропорционален величине $\langle F_x \rangle_f$ [7], которая по формулам (2), (3) пропорциональна продольной составляющей $\langle^{(0)}I_z\rangle_f$ ядерного момента. Таким образом, при поперечной модуляции осуществляется «поперечное наблюдение» продольной составляющей ядерного момента. По формулам (2)–(4) наибольшая амплитуда сигнала (при $\omega_{1f} \gg \sqrt{1/T_1 T_2}$) равна $\beta(10/3)(H_1/H_0)I_0$ (β — коэффициент пропорциональности). В отсутствие модуляции ($H_{\perp} = 0$) наблюдаемый сигнал пропорционален поперечной составляющей $\langle^{(0)}I_x\rangle_f$ ядерного момента [6], и наибольшая амплитуда сигнала (при $\omega_{1f} = 1/\sqrt{T_1 T_2}$) равна $\beta(5/6)\sqrt{T_2/T_1}(I_0/\omega_m \tau)$. Отношение максимальных значений сигналов с модуляцией и без нее равно $4\omega_{1f} \tau \sqrt{T_1/T_2}$. Для ${}^3\text{He}$ $T_1 \gg T_2$ ($T_1 \approx 10^2 \div 10^3$ с, $T_2 \approx 10^{-1}$ с [6]), поэтому сигнал с поперечной модуляцией много больше сигнала без модуляции. Так, при $H_{\perp} = 0.21$ Э, $\tau = 1.47 \cdot 10^{-7}$ с (при давлении $p = 0.8$ тор и сечении обмена метастабильностью $\sigma = 7.6 \cdot 10^{-16}$ см² [8]), $T_1 = 10^2$ с, $T_2 = 10^{-1}$ с выигрыш в величине сигнала равен 68, что совпадает по порядку величины с данными эксперимента.

Литература

[1] F. D. Colegrove, L. D. Schearer, G. K. Walters. (Phys. Rev., 132, 2561, 1963.)
 [2] R. B. Partridge, G. W. Series. Proc. Phys. Soc., 88, 983, 1966.
 [3] A. Dönszelmann. Physica, 56, 138, 1971.
 [4] О. А. Бартнев, Л. Н. Новиков. ПТЭ, № 5, 129, 1972.
 [5] J. M. Winter. Ann. Phys., 4, 745, 1959.
 [6] J. Dupont-Roc, M. Leduc, F. Laloe. J. Phys., 34, 961, 977, 1973.
 [7] R. C. Greenhow. Phys. Rev., 136, 3A, 660, 1964.
 [8] J. Dupont-Roc, M. Leduc, F. Laloe. Phys. Rev. Letts., 27, 467, 1971.

Поступило в Редакцию 22 декабря 1976 г.

УДК 621: 373 : 535

**ПОЛЯРИЗАЦИЯ АКТИВНОЙ СРЕДЫ
 МНОГОМОДОВОГО ГАЗОВОГО ЛАЗЕРА
 ПРИ МОДУЛЯЦИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ**

М. Н. Бурнашев

В ряде случаев в экспериментах и точных измерениях используются газовые лазеры (ГЛ) в многомодовом режиме [1–3]. Пределы точности измерений с помощью ГЛ зачастую определяются уровнем технических флуктуаций накачки в активном элементе. В связи с этим представляет интерес задача получения уравнений ГЛ в многомодовом режиме при модуляции возбуждения в активном элементе с учетом как синфазной по длине капилляра, так и волновой составляющих модуляции (таким образом, можно моделировать страты в положительном столбе газового разряда [4]).

Запишем функцию возбуждения рабочих атомов на уровень $a = a, b$ при наличии страт в активном элементе следующим образом [4, 5]:

$$\Lambda_a(z_0, t_0) = \Lambda_a^0 \left\{ 1 + m_a^{(W)} \exp [d_c(z_0 - z_1)] \cos [\omega_c t_0 + k_c(z_0 - z_1) + \varphi_a] + m_a^{(I)} \cos (\omega_c t_0 + \varphi_a + \varphi_c) \right\}, \quad (1)$$

где $z_0 \in [z_1, z_2]$ — положение атома в момент t_0 его возбуждения на уровень a ; z_1, z_2 — координаты концов капилляра; $m_a^{(I)}$ и $m_a^{(W)}$ — амплитуды синфазной и волновой (у катода) составляющих модуляции соответственно; φ_a — сдвиг фаз между модуляцией $\Lambda_a(z_0, t_0)$ и $m_a^{(I)}, m_a^{(W)}$; Λ_a^0 — функция возбуждения рабочих атомов в отсутствие модуляции; остальные параметры определены в [4]. Такая запись $\Lambda_a(z_0, t_0)$ соответствует начальной стадии страт в положительном столбе. Введение модуляции накачки в виде (1) обладает существенной степенью общности: если положить $m_a^{(W)} = 0$, то с помощью (1) можно описать гармоническую модуляцию накачки ГЛ от внешнего генера-