

# Магнитные квантовые биения гамма-излучения на ядрах $^{181}\text{Ta}$

А. В. Митин, В. Ю. Любимов\*, Э. К. Садыков\*

Казанский государственный технологический университет, 420015 Казань, Россия

\* Казанский государственный университет, 420008 Казань, Россия

Поступила в редакцию 29 марта 2005 г.

Предложен частотно-временной вариант гамма-резонансной спектроскопии использующей эффект квантовой интерференции на мессбауэровских переходах, индуцируемых в условиях гамма-магнитного резонанса. Проведены расчеты для  $^{181}\text{Ta}$ . Показана существенная роль когерентной динамики ядерных спинов в формировании временных гармоник спектра поглощения.

PACS: 61.18.Fs

Изучение эффектов квантовой интерференции в гамма-диапазоне является одной из актуальных задач современной мессбауэровской спектроскопии. Если раньше поиск этих эффектов проводился в рамках традиционных (стационарных) методов измерения частотных спектров, теперь мы обращаем внимание на временно частотный режим измерения. Наиболее удобным для реализации этого метода является изотоп Ta. Мессбауэровские эксперименты на  $^{181}\text{Ta}$  (переход 6.2 кЭв) проводились еще в 70-х годах [1–3]. Однако слабая разрешенность линий мессбауэровского спектра  $^{181}\text{Ta}$  в силу значительного (более чем на порядок) неоднородного уширения, препятствовало использованию преимущества этого изотопа, связанного с малой спонтанной шириной  $W_0 = 2\hbar/\tau = 0.0064\text{мм/с}$ . Вместе с тем на этом изотопе были продемонстрированы особенности гамма-резонансной спектроскопии нелинейно возбужденных спиновых систем [4–6], позволяющей в ряде случаев решать проблему выделения тонких, со спонтанной шириной, линий (например, используя метод гамма-магнитного резонанса – ГМР [7, 8]). Этот метод основан на выделении спиновых пакетов, сверхтонкие поля которых резонансны с радиочастотным магнитным полем (РЧМП), используемым в режимах сканирования и модуляции частоты [7–9].

В настоящей работе предлагается использовать для спектроскопических целей гармоники в спектре поглощения возникающие при возбуждении ГМР за счет магнитных квантовых биений, обязанных интерференции раби-состояний. Возможность их генерации была рассмотрена в [10], а детальная теория была разработана позднее [11]. В то же время частотно-временной метод был использован в [12] для наблюдения квантовых биений гамма-излучения, индуцированных ультразвуковой доплеровской мо-

дуляцией. В этой работе наблюдались временные гармоники спектра с помощью конвертера “время–амплитуда”. До настоящего времени эксперименты по индуцированию ГМР-гармоник не проводились. Известны лишь наблюдения на низких частотах магнитной модуляции гамма-излучения [13–15]. Вместе с тем, отсутствие экспериментов по детектированию гармоник с частотой в несколько десятков МГц, резонансных ядерным ларморовским частотам ядра  $^{57}\text{Fe}$ , объяснялось необходимостью срабатывания конвертера “время–амплитуда” с субнаносекундной точностью, тогда как ядро  $^{181}\text{Ta}$  может иметь приемлемые для временных экспериментов ларморовские частоты в пределах нескольких МГц. Другим мотивом проведения настоящего исследования является определение значимости интерференции между раби-состояниями основного и возбужденного изомерных уровней мессбауэровского ядра [11, 16].

Анализ спектров гармоник будем проводить, используя результаты работы [11]. Интенсивность излучения или поглощения гамма-квантов в тонком источнике или поглотителе определяется, соответственно, формулой

$$P = \pm f^{(s)} \tau \frac{2L+1}{2I_e+1} \text{Re} \sum_{g_1, e_1} F \times \sum_{p, p'=\pm 1} (pp')^\epsilon e^{i(p-p')\Psi} d_{p, M-Q}^L(\Theta) d_{p, M}^L(\Theta) e^{i(\Omega t + \phi)} \hat{\chi} \times \sum_{Q=-2L}^{2L} \frac{S_{g_1, e_1}^{(M)}(\beta_g, \beta_e) S_{g_1, e_1}^{(M-Q)}(\beta_g, \beta_e) \Gamma_{\text{exp}}}{i[a_e e_1 - a_g g_1 + M\Omega - D] + \Gamma_{\text{exp}}/2}, \quad (1)$$

$$S_{g_1, e_1}^{(M-Q)}(\beta_g, \beta_e) = \sum_{g, e} d_{g_1 g}^{(I_g)}(\beta_g) C(I_g, L, I_e; g, M-Q, e) d_{e_1 e}^{(I_e)}(\beta_e). \quad (2)$$

Здесь  $\Gamma_{\text{exp}} = \Gamma^S + \Gamma^A$ ,  $F = 1 + 2i\xi$ ,  $\xi$  – фактор интерференции между ядерным поглощением с помощью внутренней конверсии и фотоэлектрическим поглощением (для  $^{181}\text{Ta}$   $\xi = -0.08$  [17]),  $\chi_{pp'}$  – поляризационная матрица плотности;  $\tau = \sigma_0 n z f^{(A)}$  – эффективная толщина поглотителя;  $d(\dots)$  – функции Вигнера. Эффективные углы  $\beta_r$  и  $a_r$  ( $r = g, e$ ) определяются уравнениями

$$\begin{aligned} a_r \sin \beta_r &= w_{1r}/2, \\ a_r \cos \beta_r &= w_{0r} - \Omega, \end{aligned} \quad (3)$$

$D$  – доплеровский сдвиг,  $\epsilon = 0; 1$  для электрических или магнитных гамма-переходов, чьи магнитные квантовые числа для основного и возбужденного состояний обозначены  $e$  и  $g$ , соответственно. Все остальные обозначения стандартны.

Расчеты проводились на основании экспериментальных данных, представленных в работах Войтовецкого и др. [16, 18]. Для тонкого источника спектр ГМР ограничен нулевой, первой и второй гармониками, а выражение (1) можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} P &= P_{st} + P'_1 \cos(\Omega t + \phi) + P''_1 \sin(\Omega t + \phi) + \\ &+ P'_2 \cos(2\Omega t + \phi) + P''_2 \sin(2\Omega t + \phi). \end{aligned} \quad (4)$$

Приведенные на рис.1 мессбауэровские спектры, рассчитанные при условии возбуждения ГМР, по

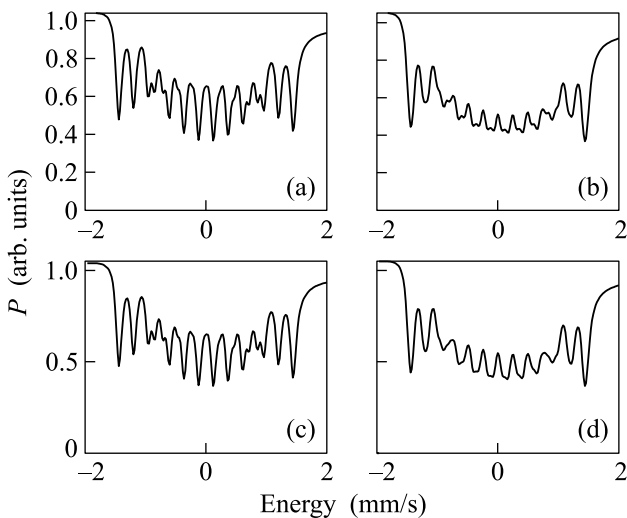


Рис.1. Стационарный спектр  $^{181}\text{Ta}$  при постоянном поле  $H_0 = 3.4$  кЭ: (а) без переменного поля; (б) при РЧМП частотой  $\Omega = 3$  МГц и амплитудой  $H_1 = 180$  Э; (с) –  $\Omega = 4$  МГц,  $H_1 = 150$  Э; (д) –  $\Omega = 3$  МГц,  $H_1 = 150$  Э

крайней мере качественно описывают спектры поглощения работы [18]. Это подтверждает правильность

рассматриваемой теории. Необходимо отметить, что графики рис.1b и рис.1d, показывающие мессбауэровские спектры при частоте 3 МГц, резонансной с ядерной ларморовской частотой возбужденного уровня, довольно расплывчаты и мало пригодны для точного измерения параметров материала, являющегося матрицей изотопа.

Касаясь зависимости гармоник от величины напряженности радиочастотного поля, следует заметить, что интенсивности спектральных линий, при малых значениях напряженности РЧМП, пропорциональны напряженности РЧМП в степени, равной порядку гармоники, а форма линий характеризуется формой кривых, определяемых производной той же степени по доплеровскому сдвигу от лоренцевой функции формы [19]. Поэтому при выбранных значениях  $H_1 = 150$  Э и 300 Э интенсивности спектральных линий второй гармоники будут значительно ниже чем первой гармоники, однако увеличение РЧМП приводит к насыщению первой гармоники значительно раньше, чем второй [11].

Рассматривая спектры первой гармоники, мы видим более четкую спектральную структуру линий, чем это характерно для статического случая. Зависимость первой гармоники от частоты  $\Omega$  показывает, что наибольшая интенсивность линий спектра возникает для частоты 2.3 МГц, чье значение находится в промежутке между ядерными ларморовскими частотами основного (1.7 МГц) и возбужденного (3 МГц)

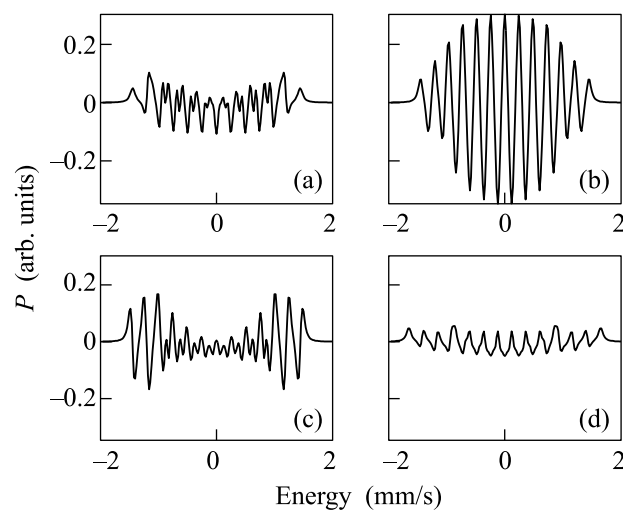


Рис.2. Спектр реальной части амплитуды первой гармоники ( $P'_1$ ) при постоянном поле  $H_0 = 3.4$  кЭ, переменном  $H_1 = 150$  Э и частоте: (а)  $\Omega = \omega_g = 1.7$  МГц; (б)  $\Omega = 2.3$  МГц; (с)  $\Omega = \omega_e = 3$  МГц; (д)  $\Omega = 4$  МГц

состояний (см. рис.2b), показывая тем самым преобладающую роль квантовой интерференции между

магнитными раби-состояниями изомерных уровней ядра.

Резкую зависимость формы линии первой гармоники можно использовать для более точных измерений параметров спектра. Так, на рис.3 показано, что

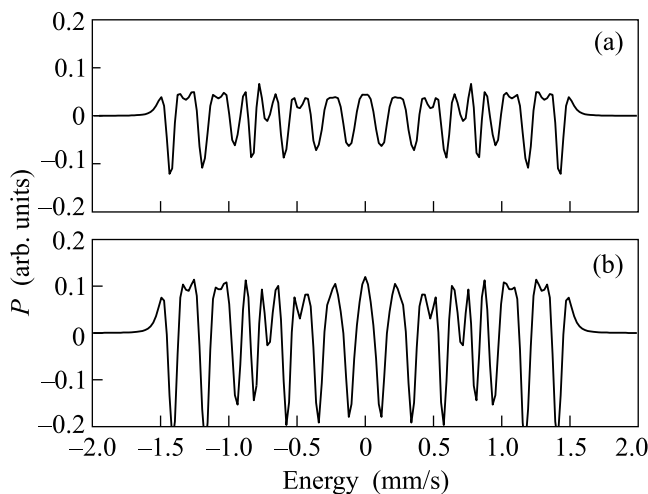


Рис.3. Разность спектров первой гармоники при изменении постоянного поля ( $H_0 = 3.4$  кЭ) на 2% (а) и 5% (б) при переменном поле  $H_1 = 150$  Э частотой  $\Omega = 3$  МГц

разница в спектрах первой гармоники при изменении постоянного магнитного поля ( $H_1 = 150$  Э) на 2% и 5% сравнима с интенсивностью линий спектра. Кроме того, спектры первой гармоники обладают аналогично ультразвуковой доплеровской модуляции значительной точностью измерения изомерного сдвига [20].

Настоящая работа показывает, что точность спектроскопических измерений может быть повышена если использовать дополнительные временные характеристики, возникающие при индуцирование интерференционных процессов. Особенно это касается  $^{181}\text{Ta}$ , являющегося одним из перспективных изотопов в разработке схем гамма-лазеров [21].

Работа частично поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований # 04-02-16939.

1. A. H. Muir and F. Voem, *Bull. Am. Phys. Soc* **4**, (1959).
2. D. B. J. Salomon, *Mössbauer spectroscopy of the 6.2keV  $\gamma$ -ray transition of  $^{181}\text{Ta}$* , Ph. D. Thesis, LBL-1276, 1972.
3. L. Kaindl, D. Salomon, and L. Wortmann, Preprints LBL-1631, LBL-1645, 1973.
4. Е. Ф. Макаров, А. В. Митин, *УФН* **120**, 55 (1976).
5. А. В. Митин, *Изв. РАН сер. физ.* **62**, 395 (1998).
6. Е. К. Sadykov, S. A. Alexeev, and L. L. Zakirov, *Proc. First Intern. Induced Gamma Emmission Workshop, 1979, Predeal, Romania*, Eds. I. I. Popescu and C. A. Ur, 1999, p. 339.
7. А. В. Митин, Е. Ф. Макаров, Н. В. Поляков, *ЖЭТФ* **90**, 1931 (1986).
8. A. V. Mitin, *Phys. Lett.* **213**, 207 (1996).
9. А. В. Митин, *Оптика и спектроскопия* **92**, 432 (2002).
10. A. V. Mitin, *Proc. 5th Intern. Conf. on Mössbauer spectroscopy. Bratislava, Czecheslovakia, 1973, Part. 3 - Praha.* 1975, p. 615.
11. A. V. Mitin, *Phys. Lett.* **84A**, 278 (1981).
12. L. J. Perlow, *Phys. Rev. Lett.* **40**, 896 (1978).
13. P. J. West and E. Matthias, *Z. Physik* **A288**, 369 (1978).
14. E. Ikonen, P. Helistö, J. Hietaniemi, and T. Katila, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 643 (1988).
15. M. Lippmaa, L. Tittonen, J. Linden, and T. Katila, *Phys. Rev.* **B52**, 10268, (1995).
16. В. К. Войтовецкий, С. М. Черемисин, А. Ю. Дудкин, Е. Г. Плоскирев, *Письма в ЖЭТФ* **36**, 322 (1982).
17. L. T. Trammel and J. P. Hannon, *Phys. Rev.* **180**, 337 (1969).
18. V. K. Voitovetskii, S. H. Cheremisin, and S. B. Sazonov, *Phys. Lett.* **83A**, 81 (1981).
19. А. В. Митин, Диссертация на соискание ученой степени д.ф.-м.н. Казань, 1984.
20. J. E. Monahan and L. J. Perlow, *Phys. Rev.* **A20**, 1499 (1979).
21. А. В. Андреев, Р. В. Волков, В. М. Гордиенко и др., *ЖЭТФ* **118**, 1343 (2000).