

сеточным фильтром), несмотря на то, что использованная измерительная техника не позволяла измерять ток, меньший 10^{-7} А. Указанные параметры соответствуют регистрации около 10^3 квантов на 1 см^2 за 1 с [20].

2.6. "Непрерывная" фокальная матрица

Установлено, что локальное освещение части образца фотоприемника приводит к локальному возбуждению неравновесных носителей заряда, которые не диффундируют в неосвещенные области при низких температурах. Таким образом, распределение интенсивности излучения по поверхности образца однозначно отображается в распределении концентрации неравновесных носителей заряда [21]. Другими словами, на основе рассматриваемых сплавов могут быть созданы фотоприемные матрицы, в которых каждый эффективный элемент производит внутреннее накопление сигнала. Размер затемненного пространства между элементами матрицы, необходимого для устранения их взаимовлияния, составляет по теоретическим оценкам около 10 мкм. Это характерный размер, соответствующий пространственному распределению свободных носителей заряда на границе "светового пятна". Наши эксперименты показали, что этот характерный размер по крайней мере меньше 200 мкм. Геометрический шум в матрицах такого типа минимален благодаря повышенной пространственной однородности электрофизических параметров материала. Разработана идея простого метода считывания информации с такой матрицы, который, однако, пока не реализован в связи с технологическими сложностями.

2.7. Радиационная стойкость

Положение уровня Ферми в кристаллах не зависит ни от флуктуаций концентрации примесей, ни от флуктуации собственных дефектов решетки, в том числе радиационных, в широких пределах. Возможность разделения примесных состояний на состояния с разными зарядами определяет высокую радиационную стойкость параметров сплавов на основе теллурида свинца, по крайней мере на 4 порядка большую, чем у известных аналогов (кроме структур с заблокированной проводимостью по примесной зоне (BIB — blocked-impurity-band)). Облучение сплавов в ускорителе быстрыми электронами с энергией 6 МэВ показало, что параметры фотопроводимости в $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ и $\text{PbTe}(\text{Ga})$ (с содержанием In, Ga $\sim 0,2-0,4$ ат. %) остаются неизменными (с точностью $\sim 5\%$) при потоках электронов Φ до 10^{18} см^{-2} [22].

3. Заключение

Таким образом, уникальная комбинация физических свойств делает сплавы на основе теллурида свинца весьма привлекательными для построения на их основе чрезвычайно чувствительных фокальных фотоприемных матриц терагерцового излучения. Фотоприемники $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ имеют ряд следующих отличительных свойств, которые позволяют им успешно конкурировать с существующими аналогами:

- внутреннее интегрирование падающего светового потока;
- возможность эффективного и быстрого гашения накопленного сигнала;
- СВЧ-стимуляция квантовой эффективности до 10^2 ;

- возможность реализации "непрерывной" фокальной матрицы;
- возможность реализации простого способа считывания;
- высокая радиационная стойкость.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ 04-02-16497, 05-02-16657, 06-02-90867 и гранта № IB7320-110921/1 Swiss National Science Foundation.

Список литературы

1. Haller E E, Hueschen M R, Richards P L *Appl. Phys. Lett.* **34** 495 (1979)
2. Lambrecht A et al. *Semicond. Sci. Technol.* **8** S334 (1993)
3. Zogg H et al. *Semicond. Sci. Technol.* **6** C36 (1991)
4. Волков Б А, Рябова Л И, Хохлов Д Р *УФН* **172** 875 (2002)
5. Каган Ю, Кикоин К А *Письма в ЖЭТФ* **31** 367 (1980)
6. Литвинов В И, Товстук К Д *ФТТ* **24** 896 (1982)
7. Панкратов О А, Волков Б А *ЖЭТФ* **88** 280 (1985)
8. Pankratov O A, Volkov B A *Sov. Sci. Reviews Sect. A: Phys.* (Ed. I M Khalatnikov) **9** 355 (1987)
9. Засавицкий И И и др. *Письма в ЖЭТФ* **42** 3 (1985)
10. Засавицкий И И и др. *ФТП* **20** 214 (1986)
11. Винчаков В Н и др. *Письма в ЖЭТФ* **43** 384 (1986)
12. Акимов Б А и др. *ФТП* **23** 668 (1989)
13. Белогорохов А И и др. *Письма в ЖЭТФ* **72** 178 (2000)
14. Волков Б А, Ручайский О М *Письма в ЖЭТФ* **62** 205 (1995)
15. Базь А И, Зельдович Я Б, Переломов А М *Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике* 2-е изд. (М.: Наука, 1971) Гл.1, пп. 3, 4
16. Климов А Э, Шумский В Н *Приклад. физ.* (3) **74** (2004)
17. Кожанов А Е и др. *ФТП* **40** 1047 (2006)
18. Кристовский К Г и др. *ФТТ* **46** 123 (2004)
19. Akimov B A, Khokhlov D R. *Semicond. Sci. Technol.* **8** S349 (1993)
20. Chesnokov S N et al. *Infrared Phys. Technol.* **35** 23 (1994)
21. Akimov B A et al. *Solid State Commun.* **66** 811 (1988)
22. Скипетров Е П, Некрасова А Н, Хорош А Г *ФТП* **28** 815 (1994)

PACS numbers: 78.80.+y, 78.20.Nr

Модуляционная гамма-резонансная спектроскопия

А.В. Митин

1. Введение

Гамма-диапазон электромагнитных волн благодаря эффекту Мёссбауэра все более осваивается как в фундаментальном, так и в техническом отношении и по сложности поставленных задач и точности измерения начинает составлять конкуренцию оптическому диапазону с его лазерными источниками [1, 2]. На смену стандартной мёссбауэровской спектроскопии пришло новое направление — гамма-оптика, существенную часть которого составляет модуляционная гамма-резонансная спектроскопия. В основе последней лежит возможность управления динамическими процессами в веществе с помощью модуляции гамма-резонанса внешними переменными полями высоких частот, превышающими обратные времена жизни изомерных возбужденных состояний мёссбауэровских ядер, т.е. в мегагерцовом интервале частот. Указанный интервал частот динамических процессов охватывает диапазоны высоко-частотных полей ядерного магнитного резонанса (ЯМР), квадрупольного, ферромагнитного, электронного парамагнитного и оптического резонансов. Эти возмущения

детектируются по изменению гамма-резонансных откликов, которое проявляется как в искажении мёсбауэровского спектра, выражающегося в сдвиге и уширении линий, возникновении спутных линий, схлопывании сверхтонкой структуры при быстром перемагничивании ферромагнетиков, так и в появлении квантовых биений, обусловленных интерференцией ядерных состояний.

Однако интенсивности источников гамма-излучения (естественного и синхротронного происхождения) еще далеки от значений, достаточных для создания инверсной населенности изомерных ядерных состояний. Но уже радует сравнительно недавний факт реализации ядерного возбуждения ^{197}Au вследствие электронного перехода, стимулированного эффектом фотоионизации К-оболочки рентгеновским излучением от синхротронного источника [3].

Существенное влияние на ход развития модуляционной гамма-резонансной спектроскопии оказала разработка современного метода теоретического анализа гамма-резонансных процессов, основанного на совместном решении уравнений Максвелла в среде и уравнений для ядерной матрицы плотности. Этот метод оправдал себя при рассмотрении процессов, сопровождающих трансмиссию гамма-излучения [4, 5]. Однако для описания процессов гамма-резонансного рассеяния использовался метод решения уравнений для матрицы плотности с вторичным квантованием поля гамма-излучения [6, 7]. С применением этих методов были решены задачи, связанные с влиянием на гамма-резонанс как переменных полей, так и релаксации.

2. Ультразвуковая модуляция гамма-излучения

Уже в первых мёсбауэровских экспериментах была зарегистрирована частотная модуляция гамма-излучения, при которой наблюдались спутники, отстоящие от спектральных линий на частоты, кратные ультразвуковой (УЗ) частоте вибрирующего источника или поглотителя гамма-излучения [8]. Однако не была ясна ситуация для вибрирующего толстого мёсбауэровского поглотителя. Теория, развитая в [1, 9, 10], показала, что интенсивность гамма-излучения при вибрации поглотителя или источника с частотой Ω выражается в виде

$$P = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2(k_1 a) \text{Tr} \left\{ \exp(ik_1 z \hat{b}_n) \hat{\chi} \exp(-ik_1 z \hat{b}_n^\dagger) \right\}, \quad (1)$$

где k_1 — волновое число гамма-волны, a — амплитуда вибрационных УЗ-колебаний, z — толщина поглотителя, J_n — функция Бесселя n -го порядка, \hat{b}_n — тензорный показатель преломления гамма-волны со сдвигом частоты гамма-излучения на $n\Omega$, где Ω — УЗ-частота, $\hat{\chi}$ — поляризационная матрица плотности падающего гамма-излучения, \dagger означает эрмитово сопряжение.

Если источник и поглотитель вибрируют одновременно с одинаковой частотой и амплитудой, то аргумент функции Бесселя $k_1 a$ заменяется выражением

$$w = 2k_1 a \sin \left\{ \frac{1}{2} \left[\varphi_1 - \varphi_2 + \frac{\Omega}{2} (z_2 - z_1) \right] \right\}, \quad (2)$$

где $z_2 - z_1$ — расстояние между источником и поглотителем, $\varphi_2 - \varphi_1$ — разность их УЗ-фаз. Данные резуль-

таты были подтверждены в последующих теоретических [11–13] и экспериментальной [14] работах.

Из общих соображений ясно, что УЗ-вибрации не могут изменить поляризацию гамма-излучения. Наличие этой особенности, подтвержденное экспериментами по анализу поляризационных свойств УЗ-спутников [15], и стало основой для отделения эффекта гамма-магнитного резонанса (ГМР) от возбуждаемых радиочастотным магнитным полем (РЧМП) магнитострикционных УЗ-колебаний [16]. Необходимо отметить, что к этому времени УЗ-модуляция, индуцируемая РЧМП за счет магнитострикции ферромагнетиков, получила широкое распространение в модуляционной гамма-резонансной спектроскопии начиная с работ [17, 18]. В связи с этим было проведено исследование по наблюдению УЗ-модуляции мёсбауэровского спектра железо-иттриевого граната, возмущенного РЧМП [19]. Характер поведения спектра и зависимость его от величины и направления постоянного магнитного поля были объяснены на основании предположения [19] о генерации звука колебаниями стенок магнитных доменов. Впоследствии данный механизм получил развитие в [20–22] и в других работах.

Следующий шаг в изучении УЗ-модуляции связан с экспериментом, в котором был обнаружен эффект подавления гамма-резонансного самопоглощения при больших мощностях ультразвука [23]. Теория, в которой главную роль играла относительная, а не абсолютная деформация (рис. 1), дала хорошее согласие с результатами этого эксперимента [24]. Данная теория учитывала пространственное распределение стоячей УЗ-волны по толщине мёсбауэровского поглотителя. Для стационарного режима наблюдения предполагалось, что магнитная напряженность гамма-излучения может быть представлена следующим образом:

$$h^p = \sum_{n=-\infty}^{\infty} h_n^p(z) \exp(in\Omega t), \quad (3)$$

где индекс $p = \pm 1$ определяет соответственно циркулярные лево- и правополяризованные компоненты магнитной напряженности гамма-волны (имеется в виду 14,4-килоэлектронвольтовый магнитный гамма-переход ядра ^{57}Fe).

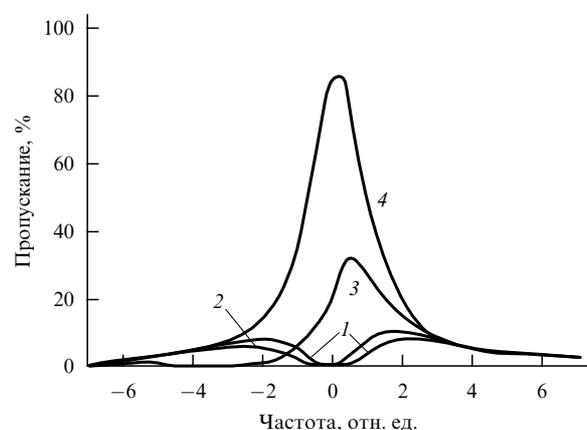


Рис. 1. Частотные спектры гамма-резонансного самопоглощения в зависимости от амплитуды ультразвука: 1 — 0, 2 — 0,5, 3 — 5, 4 — 50 [24].

Тогда если перейти к локальной гармонической системе координат с помощью преобразования

$$h_n'^{pp'}(z) = \sum_{n'=-\infty}^{\infty} J_{n+n'}[k_1 a(z)] h_{n'}^p, \quad (4)$$

то можно получить систему уравнений, описывающую пространственно неоднородную УЗ-модуляцию гамма-излучения:

$$\frac{dh_n'^{pp'}}{dz} + \frac{1}{2} k_1 \frac{da(z)}{dz} (h_{n+1}'^{pp'} - h_{n-1}'^{pp'}) = ik_1 \sum_{p'=\pm 1} b_n^{pp'} h_n'^{-p'}, \quad (5)$$

где $b_n^{pp'}$ — тензорный показатель преломления n -й гармоники.

Решение системы уравнений (5) зависит от градиента индекса УЗ-модуляции гамма-излучения $k_1 da/dz$, и эта зависимость позволяет разработать метод ультразвуковой мёссбауэровской интроскопии [25, 26].

Дальнейшим развитием метода УЗ-модуляции гамма-резонанса явилась разработка новой техники детектирования УЗ-осцилляций гамма-излучения [27]. С помощью конвертора "время – амплитуда" появилась возможность регистрации квантовых биений гамма-излучения. Первоначально предложенная теория [28], связанная с интерференцией гармоник гамма-излучения, описывалась довольно сложной формулой. Однако позднее эта зависимость была записана в виде более компактной и более общей, чем в работе [28], формулы для интенсивности гамма-излучения, проходящего через мёссбауэровский поглотитель, учитывающей также сверхтонкую структуру мёссбауэровских ядер и произвольную поляризацию падающего излучения [29]:

$$P = \sum_{n,n'} \exp[in(\Omega t + \varphi)] J_{n'}(ka) J_{n'-n}(ka) \times \\ \times \text{Tr} \left\{ \exp(ikz\hat{b}_{n'-n}) \hat{\chi} \exp(-ikz\hat{b}_n^\dagger) \right\}. \quad (6)$$

Следует отметить значительное число экспериментальных работ по исследованию УЗ-квантовых биений гамма-излучений: исследование на ядрах ^{129}I [30], анализ спектров в условиях релаксации [31], определение сверхтонких параметров мёссбауэровских ядер [32], наблюдение когерентных переходных эффектов [33, 34], изучение влияния толщины поглотителя на фазу квантовых биений [35, 36].

С помощью очень коротких импульсов гамма-излучения был обнаружен эффект так называемого гамма-эха, обусловленный интерференцией падающего излучения с УЗ-модулированным, более медленно развивающимся во времени излучением, создающимся в толстом поглотителе [37, 38].

3. Гамма-магнитный резонанс

Особую роль в становлении модуляционной гамма-резонансной спектроскопии сыграл эффект гамма-магнитного резонанса (ГМР). Обнаружению этого эффекта предшествовали работы по двойному радиооптическому резонансу [39, 40], предсказавшие возможность наблюдения магнитного резонанса на зеемановских электронных уровнях возбужденных состояний атома, заселенных с помощью оптической накачки. Авторами этих же работ было показано, что электронные уровни в сильных

РЧМП расщепляются на подуровни, энергетическое расстояние между которыми пропорционально величине напряженности РЧМП. Указанные теоретические работы и успешные эксперименты, их подтвердившие, а также открытие эффекта Мёссбауэра побудили Хэка и Хэмермеша рассчитать вероятность радиационного перехода из возбужденного состояния в одноуровневое основное состояние и показать возможность РЧМП-расщепления ядерных зеемановских уровней [41], однако без оценки возможности экспериментального наблюдения. По-видимому, по этой причине первые эксперименты по изучению влияния резонансного РЧМП на мёссбауэровский спектр были ошибочными [42], поскольку наблюдаемый эффект был обусловлен УЗ-модуляцией гамма-излучения, возникающей за счет магнито-стрикции образца [43].

В 1966 г. была развита теория ГМР [44] — эффекта, представляющего собой возбуждение мёссбауэровских гамма-резонансных переходов между зеемановскими ядерными подуровнями основного и возбужденного состояний одновременно с ЯМР-переходами, стимулированными РЧМП, внутри изомерных состояний. В двухквантовом приближении — гамма-квант + фотон РЧМП — было рассчитано поперечное сечение мёссбауэровского поглощения в мелком порошке металлического железа. Существенным фактором явилась оценка возможности обнаружения эффекта ГМР, учитывающая сверхтонкое усиление РЧМП на ядре в ферромагнетиках. Позднее эффект ГМР был обнаружен [45] методом гамма-резонансного рассеяния на том же образце — тонком порошке металлического железа, в котором ранее предсказывалась возможность наблюдения ГМР [44]. В дальнейшем ГМР наблюдался и в парамагнетиках [46, 47]. Однако наиболее информативными явились эксперименты, проведенные в ферромагнетиках в геометрии прохождения гамма-излучения через поглотители (^{57}Fe в α -железе) [48–50] и в сплаве железо-никель [51, 52]. В этих работах наблюдалось не только квази-энергетическое уширение линий [48], но и их расщепление [49–52] (рис. 2).

Вместе с тем были разработаны поляризационные методы детектирования ГМР. Еще в ранней теоретической работе [53] было рассмотрено изменение поляризации гамма-излучения при возбуждении ГМР. В дальнейшем было предложено использовать ядерные эффекты Фарадея, двулучепреломления и закона Малюса в качестве методов наблюдения ГМР [54–56], что было реализовано в эксперименте по обнаружению ГМР на ядрах ^{57}Fe в железе в источнике и поглотителе с расщепленными в постоянных магнитных полях сверхтонкими подуровнями [16].

Вопросы наблюдения эффекта ГМР в парамагнетиках в условиях электронной релаксации были рассмотрены в [57, 58]. Анализ показал, что при скорости электронной релаксации, сравнимой со спонтанной мёссбауэровской шириной линии, эффект ГМР значительно ослабевает. Поэтому эксперименты по наблюдению ГМР в парамагнетиках проводились при температуре жидкого азота [47, 48].

Вместе с тем развивалась и теория эффекта ГМР. Было обнаружено, что стимулирование ГМР сопровождается магнитными квантовыми биениями гамма-излучения на частотах, кратных частоте РЧМП [59]. Впоследствии их спектры были подробно проанализированы [60]

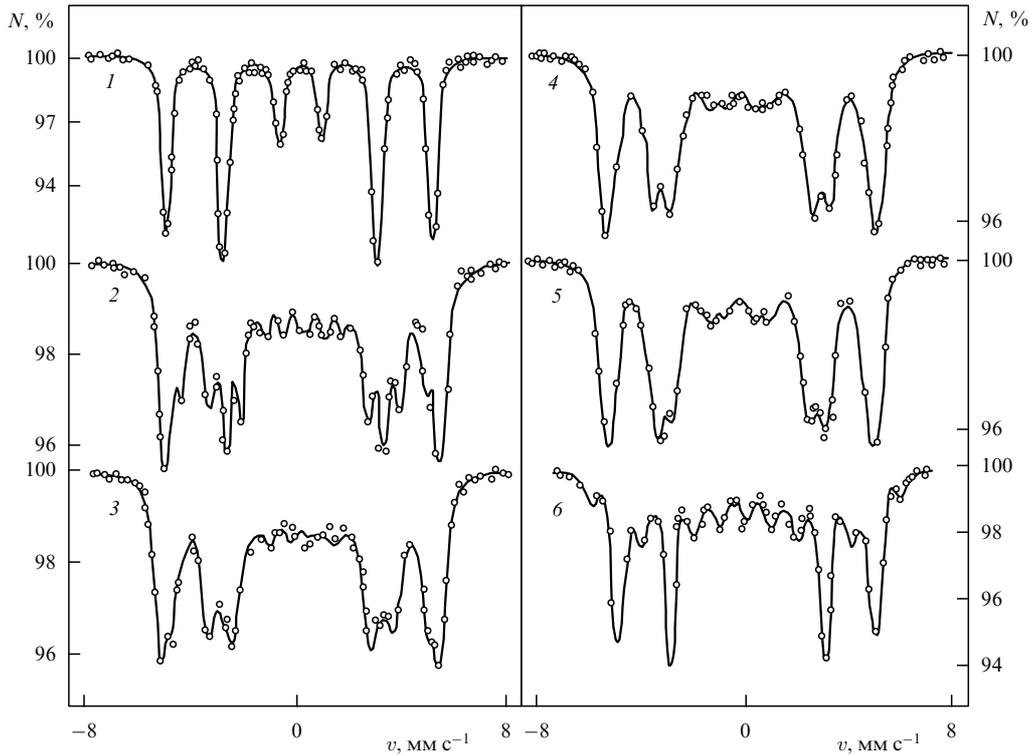


Рис. 2. Мёсбауэровские спектры в образце α -Fe в присутствии постоянного поля $H_0 = 100$ Э при различных частотах [49]: 1 — $v = 0$; 2 — $v = 20$ МГц; 3 — $v = 22$ МГц; 4 — $v = 24$ МГц; 5 — $v = 26$ МГц; 6 — $v = 36$ МГц; $H_1 \approx 25-30$ Э; N — относительная скорость счета гамма-квантов.

(рис. 3). Для описания эффекта ГМР-поглощения была получена в случае тонкого поглотителя формула:

$$P \sim \text{Re} \sum_{Q=-2L}^{2L} \exp [iQ(\Omega_1 t + \varphi)] \text{Tr} \{ \hat{\chi} \hat{B}_{Q,0} \}, \quad (7)$$

$$B_{Q,0}^{pp'} = \sum_{g_1, e_1} \sum_{M=-L}^L (pp')^\varepsilon \exp [i(p-p')\psi] d_{p, M-Q}^{(L)}(\theta) d_{p', M}^{(L)}(\theta) \times \frac{S_{g_1, e_1}^{M-Q}(\beta_g, \beta_e) S^M(\beta_g, \beta_e)}{i[e_1 a_e - g_1 a_g + M\Omega_1 - \Delta_1] + \Gamma/2}, \quad (7a)$$

$$S_{g_1, e_1}^{M-Q}(\beta_g, \beta_e) = \sum_{g, e} d_{g_1, g}^{(I_g)}(\beta_g) C(I_g L L_e; g, M-Q, e) d_{e, e_1}^{(I_e)}(-\beta_e). \quad (7b)$$

Здесь $a_r \sin \beta_r = \omega_{1r}$, $a_r \cos \beta_r = \omega_{0r} - \Omega_1$, $r = g, e$; индекс $\varepsilon = 0, 1$ определяет гамма-переходы, соответственно магнитные и электрические, Γ — ширина спектральных линий мёсбауэровского поглотителя; индексы e и g обозначают квантовые числа соответственно возбужденного и основного изомерных состояний ядра. Все остальные обозначения стандартны (см., например, [61]). Из формулы (7) видно, что максимальный порядок гармоники магнитных квантовых биений в тонком поглотителе ограничен числом $2L$, где L — мультипольность гамма-перехода, в отличие от, вообще говоря, неограниченного порядка гармоники квантовых биений в случае УЗ-модуляции.

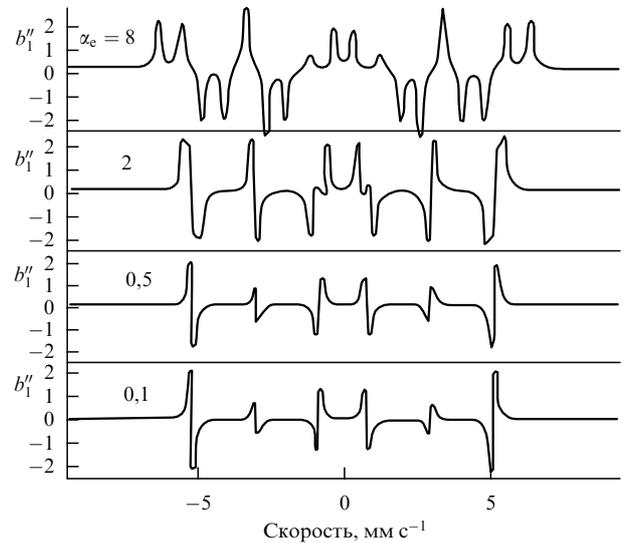


Рис. 3. Доплеровские спектры мнимой части интенсивности первой гармоники ГМР [60]. Зависимость от эффективного поля на ядре $\alpha_e = 2g\beta_N H_1 / (\hbar\Gamma)$. b_1'' — мнимая часть псевдвосприимчивости первой гармоники интенсивности гамма-излучения.

Формулы (7) выведены в предположении, что на основное и возбужденное состояния ядра гамма-излучение и РЧМП воздействуют одновременно, что обусловлено когерентным характером рассеянной вперед гамма-волны. Поэтому возникает интерференция магнитных квазиэнергетических изомерных состояний. Задача решалась в приближении резонансного вращающегося поля, и этот эффект должен проявиться, когда g -факторы изо-

мерных состояний имеют один и тот же знак, а частоты Раби являются сравнимыми с разностью их ларморовских частот [61–63]. Эффект изомерной интерференции удалось наблюдать в эксперименте по ГМР на ядрах ^{181}Ta в тантале [64]. Недавняя работа [65] показала, что интенсивность первой гармоники при возбуждении ГМР на ядрах ^{181}Ta максимальна при выборе частоты РЧМП в интервале между значениями ядерных ларморовских частот основного и возбужденного состояний.

Если же ядерные g -факторы имеют разные знаки в основном и возбужденном состояниях ядра, как в случае ^{57}Fe , то изомерная интерференция возникает благодаря вращающимся в противоположные стороны компонентам осциллирующего РЧМП [61] и этот эффект обусловлен квантовыми переходами, для которых магнитные квантовые числа удовлетворяют условию $e + g = 0$. Значительно позднее появления экспериментальных наблюдений была разработана теория ГМР-рассеяния. Первыми были работы [66, 67], однако законченная теория [68–71] появилась позднее. В работах [70–72] построена более общая теория, из которой, в частности, следуют формулы двойного радиооптического резонанса [73]. Рассмотрена поляризация гамма-излучения, рассчитаны спектры ГМР-рассеяния [70, 71]. Обнаружена интерференция амплитуд рассеяния квазиэнергетических состояний [2, 74]. Последняя проявляется значительно сильнее, чем интерференция сверхтонких амплитуд рассеяния. Продолжением этих исследований стали работы по квантовой интерференции в электронно-ядерной системе уровней [75, 76].

Сейчас наблюдается большой интерес к проблеме использования интерференции квантовых состояний, индуцированных высокочастотными полями, с целью создания условий резонансной прозрачности среды [77]. Однако в отличие от интенсивностей оптического диапазона электромагнитного излучения, в случае которого благодаря наличию достаточно мощных лазеров предполагаются значительные заселенности возбужденных состояний, интенсивности естественного и синхротронного гамма-излучения слишком малы, для того чтобы заселить возбужденные изомерные ядерные состояния. В то же время мёсбауэровские ядра, обладающие магнитным моментом, могут весьма интенсивно взаимодействовать с РЧМП посредством возбуждения ГМР.

Поэтому возникла задача о стимулировании ГМР бирадиочастотным когерентным полем с частотами одновременно резонансно возбуждающими основное и возбужденные изомерные состояния ядра.

На примере ядра ^{57}Fe в железе была рассмотрена ситуация, когда частота гамма-излучения была сдвинута на полусумму или полуразность частот бирадиочастотного поля [78]. В дальнейшем это условие было заменено более общим, которое определялось структурой группы симметрии гармоник спиновых состояний гамма-переходов [79].

Анализ показал, что в толстом поглотителе резонансный спектр имеет значительно более отчетливую структуру для гармоник квантовых биений, чем в случае стационарного детектирования (рис. 4). Предварительные исследования для возбужденных ГМР-гармоник на ядрах ^{181}Ta в тантале, но уже на одной частоте РЧМП, также показывали большую резонансную прозрачность мёсбауэровской среды для квантовых биений. Поэтому эффект квантовых биений, стимулированных ГМР, может найти применение как в элементах интегральной гамма-оптики, так и аналогично рентгеновскому излучению [80] в разработках схем управления и усиления гамма-излучением.

Одним из направлений применения ГМР может стать исследование неупорядоченных магнетиков. Необходимость разработки таких методов связана с изучением магнитных аморфных и нанокристаллических материалов, мёсбауэровские спектры которых часто имеют сильное неоднородное уширение и довольно схожи между собой при различных химических составах. Идея применения ГМР состоит в следующем [62, 63]. Гамма-излучение от источника с естественной спектральной шириной линии Γ взаимодействует только с малой частью ядер, находящихся в неоднородном сверхтонком магнитном поле с шириной $\sigma \sim \Gamma$. Сильное РЧМП накачки H_1 , воздействующее на ядро, образует эффективное поле с амплитудой

$$H_{\text{eff}} = \left[\left(H_{\text{hf}} - \frac{\hbar\Omega_1}{g_r\beta_N} \right)^2 + H_1^2 \right]^{1/2}, \quad (8)$$

где H_{hf} — сверхтонкое поле на ядре, g_r — g -фактор возбужденного ($r = e$) или основного ($r = g$) состояний

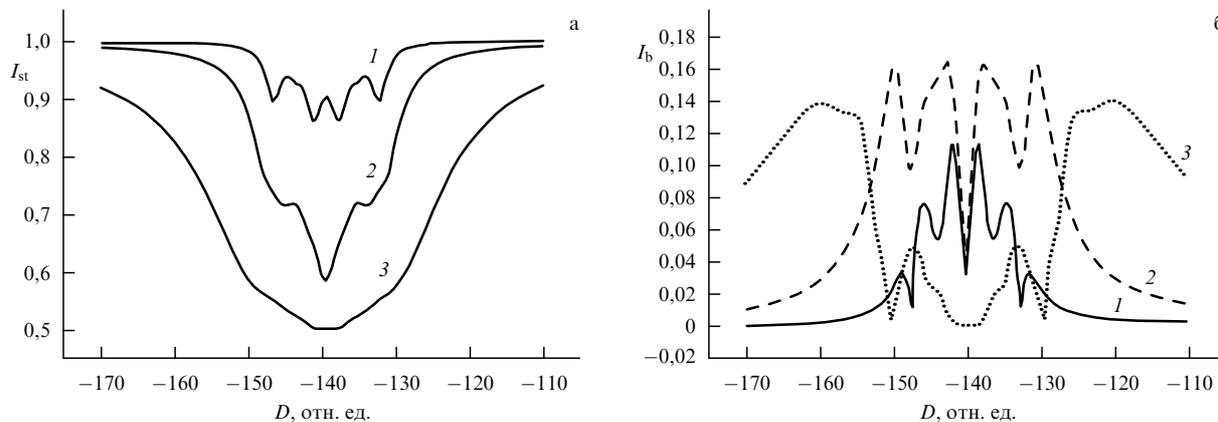


Рис. 4. Бирадиочастотные спектры ГМР. Симметричный случай. Зависимость от толщины поглотителя s [79]: (а) стационарная интенсивность (кривая 1 — $s = 1$, кривая 2 — $s = 10$, кривая 3 — $s = 100$), (б) интенсивность b -гармоники (кривая 1 — $s = 1$, кривая 2 — $s = 10$, кривая 3 — $s = 100$). D — частотная настройка гамма-излучения в единицах $\Gamma/2$.

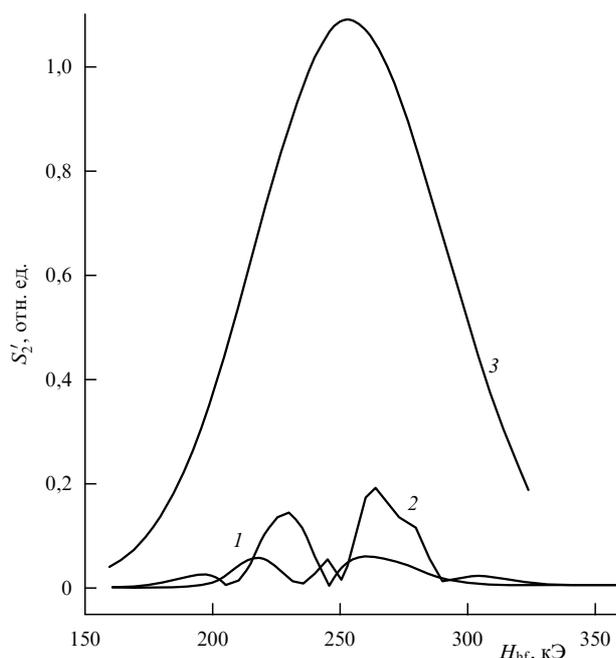


Рис. 5. Распределение интегральной по спектру частот гамма-излучения величины квадрата модуля интенсивности второй модуляционной гармоники в зависимости от величины сверхтонкого поля H_{hf} ($\omega_{0c}/2\pi = 19,91$ МГц, $\omega_{1c}/2\pi = 2,5$ МГц, $\Omega_2 = 3$ МГц) при $\Omega_1/2\pi = 17,91$ МГц (кривая 1) и $\Omega_1/2\pi = 21,91$ МГц (кривая 2). Кривая 3 — гауссова функция $g(H_{hf})$ распределения сверхтонкого поля в аморфном металлическом сплаве, $H_{hf}^0 = 255$ кЭ [83].

ядра, β_N — ядерный магнетон Бора. Частота Ω_1 сильного РЧМП является резонансной лишь для определенного спинового пакета. Поэтому только для данного спинового пакета возникает квазиэнергетическая система уровней. Слабое сканирующее поле H_2 с частотой Ω_2 способно выявить эти квазиэнергетические состояния. Дальнейшая модификация этого метода [81] основывалась на применении низкочастотной модуляции амплитуды РЧМП накачки (поперечные модуляции) и постоянного магнитного поля (продольная модуляция). Анализ показывает, что, например, спектр второй гармоники на частоте Ω_2 имеет узкие линии несмотря на значительный разброс сверхтонких полей [82, 83] (рис. 5).

Результаты данных исследований ждут своего применения при использовании синхротронного гамма-излучения. Дальнейший прогресс ожидается при распространении этих методов на наноструктуры.

В заключение укажем на возможность применения метода ГМР-магнитных квантовых биений для проверки Т-инвариантности ядер со смешанными M1 – E2-гамма-переходами [84].

4. Радиочастотные, микроволновые и оптические двойные гамма-резонансы

Основная идея большинства предложений по модификации гамма-резонанса заключалась в одновременном возбуждении ядерного магнитного, ферромагнитного, электронного парамагнитного и оптического резонансов [85]. Однако обнаружилось, что вызвать значительные изменения гамма-резонанса таким путем является довольно сложной экспериментальной задачей. Причина состоит в том, что для наблюдения эффекта нужны

достаточно мощные излучения, причем, для того чтобы обеспечить значительную разность заселенностей основного и возбужденного электронных состояний, необходимы низкие температуры. Однако в ферромагнетиках РЧМП с амплитудой, значительно превышающей коэрцитивную силу, и частотой в несколько раз большей, чем ларморовские частоты основного и возбужденного уровней ядра, наблюдался коллапс сверхтонкой структуры мёссбауэровского спектра пермаллоевой фольги (рис. 6) в сильном РЧМП напряженностью 15 Э [86]. В этом случае увеличение частоты РЧМП до 106 МГц приводило к схлопыванию мёссбауэровского спектра в единичную линию. Интерпретация данного эффекта аналогична интерпретации спектрального сужения линий магнитных резонансов при молекулярном движении. В дальнейшем эффект коллапса сверхтонкой структуры мёссбауэровского спектра наблюдался и другими авторами. Следует отметить его применение для определения квадрупольного расщепления [87].

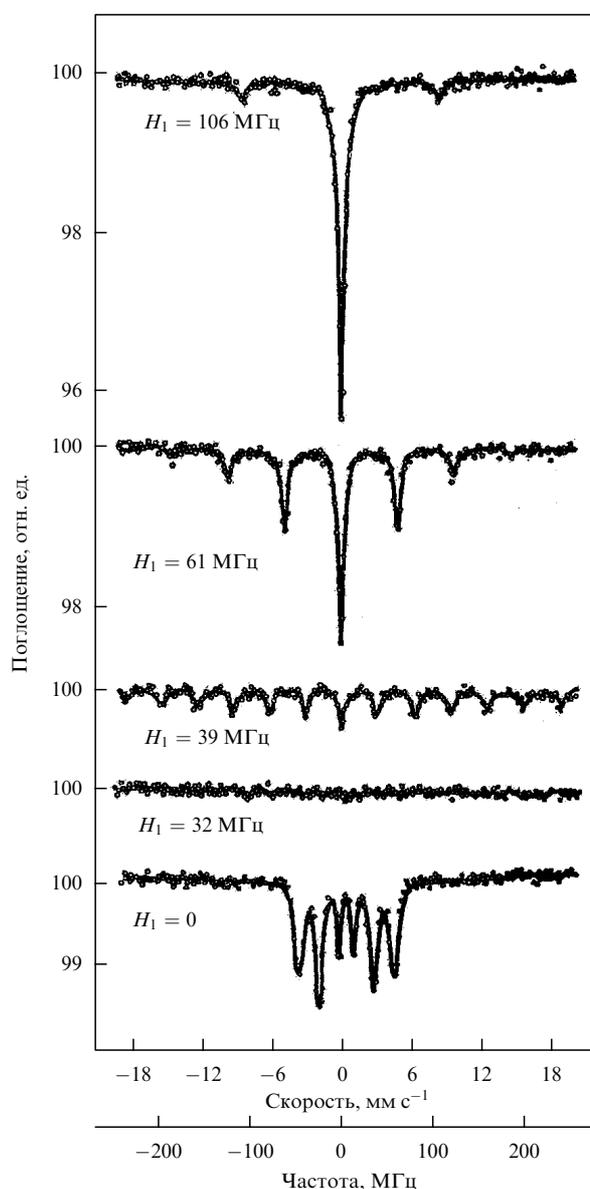


Рис. 6. Эффект РЧМП-коллапса как функция приложенной частоты [86].

Эффект влияния импульсного перемагничивания на гамма-резонанс был исследован на основе анализа откликов от синхротронного излучения на монокристалле FeVO_3 как в геометрии брэгговского рассеяния [88], так и при прохождении излучения через образец [89].

Однако получение подобных эффектов в парамагнетиках за счет возбуждения ЭПР-переходов оказалось довольно сложной задачей в связи с вышеуказанными трудностями. Тем не менее удалось наблюдать уширение так называемых К-линий мёссбауэровского спектра монокристалла алюминиевого нитрата, допированного железом, при его облучении микроволновым магнитным полем с частотой 9,41 ГГц и амплитудой 0,7 Э [90].

В ранних теоретических работах рассматривали возможность влияния оптического излучения на мёссбауэровские спектры, предполагая изменения химического сдвига [91], квадрупольного [92] и магнитного [93, 94] сверхтонких взаимодействий, а также наличие лазерного эффекта "выжигания" узких резонансов в доплеровско-уширенной линии гамма-переходов в газах [95].

Экспериментально удалось наблюдать увеличение квадрупольного расщепления и уменьшение изомерного сдвига в полупроводниках [96] и перераспределение интенсивностей спектральных линий в иттрий-галиевых гранатах [97]. Продолжением этих исследований явились недавние эксперименты по изменению квадрупольного взаимодействия $^{151}\text{Eu}^{3+}$ в ряде монокристаллов [98] и наблюдение вибрационного "звона" после воздействия лазерного импульса на гамма-резонанс ^{57}Fe в MgO [99].

5. Заключение

Подводя итоги результатов развития модуляционной гамма-резонансной спектроскопии, можно прогнозировать в перспективе ее перерастание в нелинейную гамма-резонансную спектроскопию. Однако это произойдет не очень скоро, поскольку связано с необходимостью создания мощных синхротронных и других источников электромагнитного излучения в диапазоне энергий 10–30 кэВ. И, по-видимому, в ближайшие 10 лет исследования будут проходить в рамках рассмотренных выше эффектов модуляционной гамма-резонансной спектроскопии. Сейчас в этом направлении ведутся исследования в России (Казань, Нижний Новгород, Москва), США (Техас), Бельгии (Левен), Румынии (Бухарест) и других странах, что позволяет надеяться на получение новых результатов и их приложений.

Список литературы

- Макаров Е Ф, Митин А В *УФН* **120** 55 (1976)
- Митин А В *Изв. РАН, Сер. физ.* **62** 406 (1998)
- Kishimoto S et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 1831 (2000)
- Mitin A V *Phys. Status Solidi B* **53** 93 (1972)
- Mitin A V *Phys. Lett. A* **84** 278 (1981)
- Mitin A V *Phys. Lett. A* **84** 283 (1981)
- Митин А В *Оптика и спектроск.* **53** 288 (1982)
- Ruby S L, Bolef D I *Phys. Rev. Lett.* **5** 5 (1960)
- Митин А В *Квантовая электроника* **3** 840 (1976)
- Mitin A V, in *Proc. of the XX Colloquium Spectroscopy Intern.: CSI and 7th Intern. Conf. on Atomic Spectroscopy: ICAS, Prague, Czechoslovakia, 1977 Invited Lectures*, p. 461
- Ognjanov N I, Tsankov L T *J. Phys. (Paris)* **44** 859 (1983)
- Ognjanov N I, Tsankov L T *J. Phys. (Paris)* **44** 865 (1983)
- Dzyublik A Ya *Phys. Status Solidi B* **134** 503 (1986)
- Лобко А С, Рубацкая Е Е *Письма в ЖТФ* **16** 46 (1990)
- Лексин В В и др. *ФТТ* **22** 1509 (1980)
- Лексин В В, Манапов Р А, Митин А В *ФТТ* **24** 906 (1982)
- Heiman N D, Pfeiffer L, Walker J C *Phys. Rev. Lett.* **21** 93 (1968)
- Asti G, Albanese G F, Bucci C *Nuovo Cimento B* **57** 531 (1968)
- Baldokhin Ya V et al. *J. Phys. Colloq. (Paris)* **33** C6-145 (1972)
- Митин А В, Тарасов В А *ЖЭТФ* **72** 793 (1977)
- Туров Е А, Луговой А А *ФММ* **50** 717, 903 (1980)
- Луговой А А, Туров Е А, Дякин В В *ФММ* **60** 1124 (1985)
- Mishory J, Bolef D I, in *Mössbauer Effect Methodology: Proc. of the Symp. Vol. 4* (New York: Plenum Press, 1968) p. 13
- Митин А В *ФТТ* **20** 1626 (1978)
- Mitin A V *Solid State Commun.* **39** 1087 (1981)
- Mitin A V *Phys. Status Solidi B* **113** 113 (1982)
- Perlow G J *Phys. Rev. Lett.* **40** 896 (1978)
- Monahan J E, Perlow G J *Phys. Rev. A* **20** 1499 (1979)
- Митин А В, в сб. *Тезисы 2-го Всесоюз. симпозиума по световому эхо, Казань, 17–19 июня 1981* (Отв. ред. И Х Хадыев) (Казань: АН СССР, Казанский филиал, 1981) с. 73
- Zhang Gui-Lin, Du Marchie Van Voorthuysen E H, De Waard H *Phys. Lett. A* **91** 417 (1982)
- Salkola M, Javanainen J, Katila T *Hyperfine Interact.* **29** 1559 (1986)
- Hollatz R, Ruffer R, Gerdau E *Hyperfine Interact.* **42** 1141 (1988)
- Helistö P et al. *Phys. Rev. Lett.* **49** 1209 (1982)
- Helistö P et al. *Hyperfine Interact.* **29** 1563 (1986)
- Shvyd'ko Yu V, Smirnov G V *J. Phys.: Condens. Matter* **4** 2663 (1992)
- Popov S L et al. *Europhys. Lett.* **28** 439 (1994)
- Helistö P et al. *Phys. Rev. Lett.* **66** 2037 (1991)
- Smirnov G V, Potzel W *Hyperfine Interact.* **123/124** 633 (1999)
- Bitter F *Phys. Rev.* **76** 833 (1949)
- Pryce M H L *Phys. Rev.* **77** 136 (1950)
- Hack M N, Hamermesh M *Nuovo Cimento* **19** 546 (1961)
- Matthias E, in *Hyperfine Structure and Nuclear Radiation: Proc. of a Conf., USA, August 25–30, 1967* (Eds E Matthias, D A Shirley) (Amsterdam: North-Holland, 1968) p. 815
- Pfeiffer L, Heiman N D, Walker J C *Phys. Rev. B* **6** 74 (1972)
- Митин А В *ЖЭТФ* **52** 1596 (1967)
- Heiman N D, Walker J C, Pfeiffer L *Phys. Rev.* **184** 281 (1969)
- Якимов С С и др. *Письма в ЖЭТФ* **26** 16 (1977)
- Вагизов Ф Г, Манапов Р А, Митин А В *Оптика и спектроск.* **51** 941 (1981)
- Лексин В В, Манапов Р А, Митин А В *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **50** 2362 (1986)
- Vagizov F G *Hyperfine Interact.* **61** 1359 (1990)
- Vagizov F G *Hyperfine Interact.* **95** 85 (1995)
- Tittonen I et al. *Phys. Rev. Lett.* **69** 2815 (1992)
- Lippmaa M et al. *Phys. Rev. B* **52** 10268 (1995)
- Митин А В, в сб. *Некоторые вопросы магнитной радиоспектроскопии и квантовой акустики. Материалы научной конф., май 1967, Казань* (Под ред. Б М Козырева, У Х Копвиллема) (Казань: КФТИ АН СССР, 1968) с. 120
- Митин А В, Чугунова Г П *ФТТ* **16** 614 (1974)
- Chugunova G P, Mitin A V *Phys. Lett. A* **47** 243 (1974)
- Mitin A V, Chugunova G P *Phys. Status Solidi A* **28** 39 (1975)
- Берсукер И Б, Борщ С А, Огурцов И Я *ФТТ* **15** 2270 (1973)
- Mitin A V, Polyakov N V *Phys. Status Solidi B* **115** 477 (1983)
- Митин А В, в *Proc. of the 5th Intern. Conf. on Mössbauer Spectroscopy, Bratislava, 3–7 September, 1973* (Praha: Czechoslovakia Atomic Energy Commission. Nuclear Information Centre, 1975) p. 615
- Mitin A V *Phys. Lett. A* **84** 278 (1981)
- Митин А В *Изв. РАН. Сер. физ.* **56** (7) 186 (1992)
- Митин А В, Макаров Е Ф, Поляков Н В *ЖЭТФ* **90** 1931 (1986)
- Mitin A V, Polyakov N V *Phys. Lett. A* **114** 27 (1986)
- Войтовецкий В К и др. *Письма в ЖЭТФ* **36** 322 (1982)
- Митин А В, Любимов В Ю, Садыков Э К *Письма в ЖЭТФ* **81** 538 (2005)
- Башкиров Ш Ш, Садыков Э К *ФТТ* **20** 3444 (1978)
- Bashkirov Sh Sh, Belyanin A L, Sadykov E K *Phys. Status Solidi B* **93** 437 (1979)
- Dzyublik A Ya *Phys. Status Solidi B* **104** 81 (1981)

69. Афанасьев А М, Александров П Я, Якимов С С, Препринт ИАЭ-3337/9 (М.: ИАЭ, 1980)
70. Mitin A V *Phys. Lett. A* **84** 283 (1981)
71. Митин А В *Оптика и спектроск.* **53** 288 (1982)
72. Митин А В, Дисс. ... докт. физ.-мат. наук (Казань: КГТУ, 1984)
73. Александров Е Б *УФН* **107** 595 (1972)
74. Митин А В, в сб. *Тезисы Всесоюз. совещания по ядерно-спектроскопическим исследованиям сверхтонких взаимодействий, Москва, 1985* (М., 1985) с. 110
75. Sadykov E K, Zakirov L L, Yurichuk A A *Laser Phys.* **11** 409 (2001)
76. Садыков Э К и др. *Изв. РАН. Сер. физ.* **67** 995 (2003)
77. Harris S E *Phys. Today* (7) **50** 36 (1997)
78. Митин А В, Роганов Д Ф *Изв. РАН. Сер. физ.* **65** 941 (2001)
79. Митин А В, Анискин И П, Тарасов В А *Изв. РАН. Сер. физ.* **69** 1414 (2005)
80. Дабагов С Б *УФН* **173** 1083 (2003)
81. Mitin A V *Phys. Lett. A* **213** 207 (1996)
82. Mitin A V, in *Proc. First Intern. Induced Gamma Emission Workshop 1997, Predeal, Romania* (Eds I I Popescu, C A Ur) (Bucharest: IGE Foundation, 1999) p. 145
83. Митин А В *Оптика и спектроск.* **92** 432 (2002)
84. Mitin A V, Aniskin I P, in *Proc. of 7th AFOSR Workshop on Isomers and Quantum Nucleonics, Dubna, June 26–July 1, 2005* (Eds S A Kamarin, J J Carroll, E A Cherepanov) (Dubna, 2006) p. 206
85. Poole C P (Jr.), Farach H A *J. Magn. Res.* **1** 551 (1969)
86. Pfeiffer L *J. Appl. Phys.* **42** 1725 (1971)
87. Korciewicz M, Wagner H-G, Gonsler U *Solid State Commun.* **48** 531 (1983)
88. Shvyd'ko Yu V et al. *Phys. Rev. B* **52** R711 (1995)
89. Shvyd'ko Yu V et al. *Phys. Rev. Lett.* **77** 3232 (1996)
90. Cherepanov V M et al., in *Proc. of the First Intern. Induced Gamma Emission Workshop, Predeal, Romania* (Eds I I Popescu, C A Ur) (Bucharest: IGE Foundation, 1999) p. 394
91. Берсукер И Б, Коварский В А *Письма в ЖЭТФ* **2** 286 (1965)
92. Башкиров Ш Ш, Садыков Э К *Письма в ЖЭТФ* **3** 240 (1966)
93. Митин А В *ФТТ* **10** 3632 (1968)
94. Иванов А С, Колпаков А В, Кузьмин Р Н *ФТТ* **16** 1229 (1974)
95. Letokhov V S *Phys. Rev. A* **12** 1954 (1975)
96. Башкиров Ш Ш и др. *Письма в ЖЭТФ* **27** 486 (1978)
97. Бибикина Ю Ф и др. *ФТТ* **22** 2349 (1980)
98. Olariu S et al., in *Intern. Conf. of the Applications of the Mössbauer Effect: ICAME 2005, Montpellier, France, September 5–9, 2005*, Abstracts, p. T6–P17
99. Vagizov F et al., in *Intern. Conf. of the Applications of the Mössbauer Effect: ICAME 2005, Montpellier, France, September 5–9, 2005*, Abstracts, p. T6–P29

PACS numbers: 07.60.–j, 87.64.–t

Методы и приборы иммунного экспресс-анализа. Новый подход к решению проблемы

В.Е. Курочкин

1. Введение

Бурное развитие гетерогенного иммунного анализа (ГетИА) обусловлено высокой специфичностью реакций антиген (Аг)–антитело (Ат), основанной на молекулярном узнавании по принципу "ключ–замок". С теоретической точки зрения это позволяет — при наличии высокочувствительных методов детектирования и быстродействующих механизмов переноса единичных Аг к активным центрам, иммобилизованным на поверхности, — обнаруживать одну молекулу (частицу) искомого вещества в реальном масштабе времени. Наибольшую значимость практическое решение этой задачи имеет для

эпидемиологии при обнаружении возбудителей особо опасных инфекционных заболеваний в многокомпонентных пробах окружающей среды.

Разработанная автором концепция построения высокочувствительных систем экспресс-анализа основана на результатах работ, проводимых в трех основных направлениях.

1. Целенаправленное использование физических процессов, происходящих в поле ультразвуковой стоячей волны (УЗСВ), для доставки Аг к поверхности иммуносорбента (ИС) при диффузионных и концентрационных ограничениях массопереноса, а также для минимизации влияния неспецифически сорбирующихся примесей.

2. Развитие теоретических положений отражательной фотометрии применительно к тонкослойным оптически прозрачным элементам (хемо- и биосенсорам) для создания высокочувствительных детекторов, работающих в реальном режиме времени и оптимально сопряженных с блоком постановки реакций.

3. Исследование свойств рекуррентного стохастического алгоритма оценивания сигналов типа "линейный тренд" для получения быстродействующего помехоустойчивого оценивания информативных параметров сигналов.

2. Интенсификация реакций антиген–антитело с помощью стоячей волны ультразвукового поля

Анализ различных способов ускорения массопереноса в ГетИА показал, что применение традиционных методов — проточный режим, интенсификация перемешивания и др. — является недостаточно результативным [1–3]. Наиболее перспективным представляется применение УЗ-полей, причем, по мнению автора, наибольшие преимущества дает постановка реакций Аг–Ат в некавитирующем поле УЗСВ мегагерцового диапазона, так как это позволяет:

— формировать слои ИС с периодичностью в половину длины УЗ-волны (используя действие радиационной силы на частицы ИС [4–6]);

— удерживать частицы ИС во взвешенном состоянии в УЗ-ячейке в проточном режиме, противодействуя силе Стокса, что обеспечивает возможность смены растворов ингредиентов [7];

— организовывать в микрообъемах проб бесконтактное перемешивание с заданным пространственным масштабом L (с помощью конвективных течений — $L \gg \lambda$, течений Рэлея — $L \sim \lambda/2$, пограничных течений Шлихтинга — $L = (\lambda/4) 2\delta$, где $\delta = (v/\pi f)^{1/2}$ — толщина акустического пограничного слоя, v — кинематическая вязкость жидкости, f — частота колебаний [8]). При обычных условиях (вода, температура 20 °С) и $f = 3$ МГц — толщина пограничного слоя $\delta \sim 0,3$ мкм.

Автором была выдвинута гипотеза, согласно которой целенаправленное создание течения Рэлея или сочетания течений Рэлея и Шлихтинга является основой нового универсального быстродействующего механизма переноса определяемых Аг к поверхности ИС. Скорость течений, пропорциональная средней плотности акустической энергии E [8] и, следовательно, регулируемая в широком диапазоне, должна выбираться так, чтобы: а) значительно увеличивать скорость массопереноса, т.е. вероятность встречи Аг с Ат; б) не препятство-