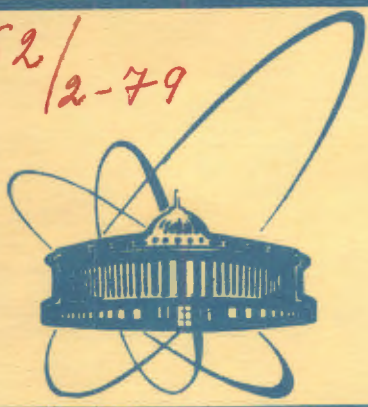


5162/2-79



объединенный  
институт  
ядерных  
исследований  
дубна

17/12-79

Б-903

P6 - 12592

М.Будзынски

**$\beta$ - $\gamma$  -ВОЗМУЩЕННЫЕ УГЛОВЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ**  
(методико- экспериментальный обзор)

1979

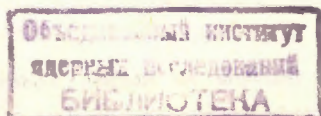
P6 - 12592

М.Будзынски

**$\beta$ - $\gamma$  -ВОЗМУЩЕННЫЕ УГЛОВЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ**

(методико- экспериментальный обзор)

*Направлено в сб. "Прикладная ядерная спектроскопия"*



$\beta$ - $\gamma$ -возмущенные угловые корреляции  
/методико-экспериментальный обзор/

В статье дан обзор теоретических и экспериментальных работ, посвященных исследованию  $\beta$ - $\gamma$  возмущенных угловых корреляций /ВУК/. Указаны возможности их применения в ядерной спектроскопии и физике твердого тела. Обращается внимание на проблемы, связанные с изготовлением источников для исследований  $\beta$ - $\gamma$  ВУК.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований, Дубна 1979

 $\beta$ - $\gamma$  -Disturbed Angular Correlations (Review)

Measurement techniques of  $\beta$ - $\gamma$  disturbed angular correlations and their application in nuclear spectroscopy and solid state physics are reviewed.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Эксперименты с  $\beta$ - $\gamma$ -возмущенными угловыми корреляциями /ВУК/ были впервые предложены в 1959 г. Харрисом<sup>/1/</sup>. Первые измерения начались в 1967 г.<sup>/2,3/</sup>. Новые по сравнению с  $\gamma$ - $\gamma$  ВУК физические результаты были получены только в 1973<sup>/4/</sup>. Систематические исследования  $\beta$ - $\gamma$  ВУК начали развиваться совсем недавно<sup>/5-15/</sup> что в основном связано с экспериментальными трудностями и сложностью интерпретаций полученных результатов.

На возмущение угловой корреляции, вызванное взаимодействием электромагнитных моментов ядер с внеядерными полями, накладывается отклонение траектории  $\beta$ -частиц вследствие их взаимодействия с электромагнитным полем, действующим в источнике. Однако это отклонение для тонких источников  $\sim 10$  мг/см<sup>2</sup> небольшое. Для  $\beta$ -частиц с энергией  $\sim 2$  МэВ угловое отклонение  $\Delta\theta$  от первичной траектории в ферромагнитной фольге, вызванное магнитным полем с напряженностью  $H$ , равно  $\Delta\theta \sim \frac{1}{50} dV^{1/2}$ , где  $d$  - пробег  $\beta$ -частиц в фольге. Для источников, изготовленных методом имплантации и существующих полей это отклонение невелико  $/10^{-4} - 10^{-1} /^\circ$  в сравнении с угловым разрешением корреляционной установки, определенным телесным углом используемых детекторов и точностью их фиксирования в заданном положении.

Основным достоинством метода  $\beta$ - $\gamma$  ВУК по сравнению с  $\gamma$ - $\gamma$  ВУК является возможность определения знака квадрупольного взаимодействия.

Методы определения вкладов разных составляющих в градиент электрического поля /ГЭП/ в металлах до сих пор являются

недостаточными. Можно хорошо посчитать вклад от кристаллической решетки, но в большинстве случаев пока трудно определить вклад от электронной структуры кристалла<sup>/16-20/</sup>. Измерения знака ГЭП и их величин дали новый импульс теоретическим и экспериментальным исследованиям.

В список литературы включены теоретические<sup>/1,20-25/</sup> и экспериментальные работы, касающиеся  $\beta$ - $\gamma$  ВУК<sup>/2-15/</sup>.

## 2. $\beta$ - $\gamma$ ВОЗМУЩЕННЫЕ УГЛОВЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ

$\beta$ - $\gamma$ , как и  $\gamma$ - $\gamma$ <sup>/26-29/</sup> ВУК, возникают как результат взаимодействия магнитных и электрических моментов промежуточных состояний ядер с внеядерными полями при каскадном излучении

$J_i (J_i') \xrightarrow{\beta} J \xrightarrow{\gamma} J_f$  /рис. 1/. Измерения сводятся

к определению частот прецессии спина ядра относительно направления магнитного поля или градиента электрического поля.

Для магнитного дипольного взаимодействия наблюдается лишь одна частота ларморовской прецессии при всех значениях квантового числа "m"

$$\omega_m = -g \frac{\mu_N}{\hbar} B, \quad /1/$$

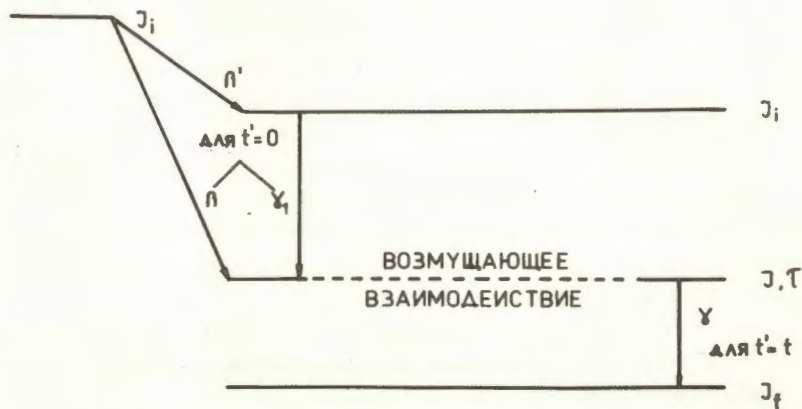


Рис.1. Каскад излучения  $\beta$ - $\gamma$  и  $\gamma$ - $\gamma$ .

где  $g$  - гиромагнитное отношение для ядра со спином  $J$  /ядерный  $g$ -фактор/,  $\mu_N$  - ядерный магнетон,  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ ,  $h$  - постоянная Планка.

Для электрического квадрупольного взаимодействия частота прецессии зависит от квантового числа "m", а направление меняет знак при переходе от "+m" к "-m"

$$\omega_Q = p(2m-1)\omega_E \quad /2/$$

$$\omega_E = \frac{e^2 Q q}{4J(2J-1)\hbar}, \quad /3/$$

где  $\omega_E$  - основная квадрупольная прецессия,  $p=3$  /или 6/ для целых /полуцелых/ значений  $J$ ,  $Q$  - квадрупольный момент,  $e$  - заряд электрона,  $q$  - градиент электрического поля. Для целых значений  $J$  наблюдаем следующие частоты квадрупольной прецессии

$$\omega_Q = 3\omega_E, 9\omega_E, 15\omega_E. \quad /4a/$$

а для полуцелых

$$\omega_Q = 6\omega_E, 12\omega_E, 18\omega_E. \quad /4b/$$

Используя принятые обозначения<sup>/26/</sup>, общее выражение функций  $\beta$ - $\gamma$  ВУК можно записать следующим образом:

$$W(\vec{k}_1, \vec{k}_2, t) = (-1)^{k_1+k_2} \sum_{k_1} \sum_{k_2} \frac{A_{k_1}(\beta) A_{k_2}(\gamma)}{\sqrt{(2k_1+1)(2k_2+1)}} G_{k_1 k_2}^{N_1 N_2} Y_{k_1}^{N_1}(\Theta_1, \phi_1) \times Y_{k_2}^{N_2}(\Theta_2, \phi_2) \quad /5/$$

где  $\Theta_1, \phi_1$  и  $\Theta_2, \phi_2$  обозначают углы испускания  $\beta$ -частиц и  $\gamma$ -квантов относительно избранного направления /рис. 2/. Парциальный коэффициент корреляции  $A_{k_1}(\beta)$  имеет форму

$$A_{k_1}(\beta) = \frac{1}{\sum_{j j'} b_0(j j')} \sum_{j j'} F_k(j j' J_1 J) b_k(j j'), \quad /6/$$

где

$$F_k(jj' J_i J) = (-1)^{J_i+J+1} \frac{1}{\sqrt{(2j+1)(2j'+1)(2J+1)(2k+1)}}.$$

$$\begin{pmatrix} j & j' & k \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} j & j' & k \\ J & J & J_i \end{Bmatrix} \quad /7/$$

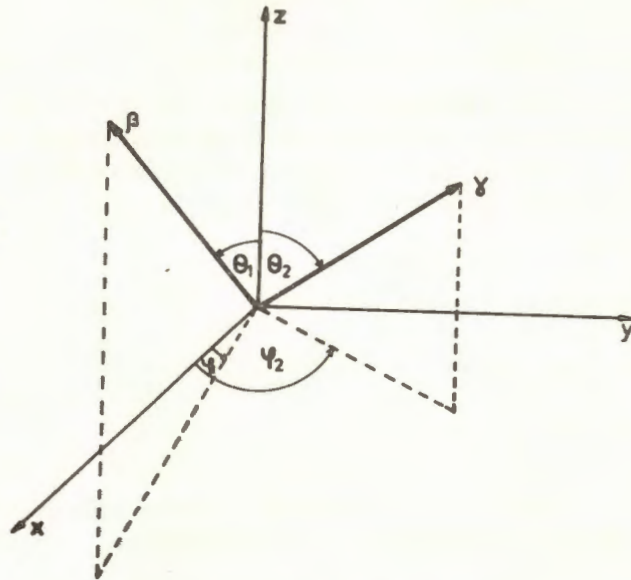


Рис.2. Направление вылета  $\beta$ -частицы и  $\gamma$ -кванта.

Аналитическая форма параметров  $b_k(jj')$  зависит от типа переходов и ядерных матричных элементов<sup>/26/</sup>. Парциальный коэффициент корреляции гамма-излучения  $A_{k_2}(\gamma)$  имеет форму

$$A_{k_2}(\gamma) = \frac{1}{1 + \delta^2} [F_k(LL' J_f J) + 2\delta F_k(LL' J_f J) + \delta^2 F_k(L'L' J_f J)] / 8/$$

Здесь  $LL'$  обозначают мультипольности гамма-излучения, а  $\delta$  - их коэффициенты смешивания:

$$\delta = \frac{\langle J || L' || J_f \rangle}{\langle J || L || J_f \rangle} \quad /9/$$

В формуле /5/  $Y_{k_1}^{N_1}(\Theta_1, \phi_1)$  и  $Y_{k_2}^{N_2}(\theta_2, \phi_2)$  обозначают сферические гармоники. Индексы  $k_1, k_2, N_1, N_2$  - это целые числа ( $-k \leq N \leq k$ ). Обыкновенно в  $\beta$ - $\gamma$  ВУК поляризация  $\gamma$ -квантов не измеряется, и тогда  $k_2$  является четным числом, кроме этого, должно быть выполнено условие, вытекающее из свойств F-коэффициентов:

$$0 < k_2 \text{ макс.} < \text{мин.} (2J, L+L'). \quad /10/$$

Эффект возмущения корреляции содержит член  $G_{k_1 k_2}^{N_1 N_2}(t)$ . Предположим, что возмущение вызывает аксиально-симметричный ( $N_1 = N_2$ ) градиент электрического поля<sup>/22/</sup>

$$G_{k_1 k_2}^{NN}(t) = \sum_{n \geq 0} S_{nN}^{k_1 k_2} \cos(n\omega_E t) \quad \text{для четных } (k_1 + k_2) \quad /11a/$$

$$G_{k_1 k_2}^{NN}(t) = \sum_{n \geq 0} S_{nN}^{k_1 k_2} (-i) \sin(n\omega_E t) \quad \text{для нечетных } (k_1 + k_2), \quad /11b/$$

где для  $N \neq 0$

$$S_{nN}^{k_1 k_2} = 2(1 - \frac{1}{2}\delta_0) \sqrt{(2k_1+1)(2k_2+1)} \begin{pmatrix} J & J & k_1 \\ m-N & -m & N \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J & J & k_2 \\ m-N & -m & N \end{pmatrix} \quad /12a/$$

и для  $N = 0$

$$S_{n0}^{k_1 k_2} = \delta_{n0} \delta_{k_1 k_2} \quad /12b/$$

Коэффициенты  $S_{nN}^{k_1 k_2}$  протабулированы в работах<sup>/1,8,26,30-31/</sup>

Если возмущение вызывает неаксиально-симметричный ГЭП или матрицы взаимодействия недиагональны, как это имеет место для комбинированных взаимодействий, то фактор  $G_{k_1 k_2}^{N_1 N_2}$  содержит члены с  $N_1 \neq N_2$ . Для нечетной суммы показателей ( $k_1 + k_2$ ) фактор возмущения описывается нечетной функцией

/10б/, благодаря этому можно определить величину и знак прецессии  $\omega_E$ . Тогда, согласно /3/, можно определить величину и знак квадрупольного момента ядра /или ГЭП/. Эксперименты эти являются возможными, поскольку  $\beta$ -частицы из распада линейно поляризованы. Одиночная  $\beta$ -частица обладает

полной линейной поляризацией. Поляризация пучка является некогерентным сложением поляризованных состояний всех  $\beta$ -частиц. Степень линейной поляризации  $\beta$ -частиц зависит от типа перехода и вклада отдельных ядерных матричных элементов.

Если ГЭП не обладает осевой симметрией, то вид  $G_{k_1 k_2}^{N_1 N_2}$  усложняется.

Для поликристаллического источника суммирование по разным направлениям оси симметрии отдельных кристаллов приводит к фактору ослабления функции угловой корреляции<sup>/9/</sup>

$$G_{k_1 k_2}^{N_1 N_2} = \frac{1}{2k+1} \sum_N G_{kk}^{NN}(t) = G_{kk}(t), \quad /13/$$

поскольку  $G_{kk}(t)$  не зависит от  $N_1$  и  $N_2$ . При имплантации радиоактивных ядер в монокристалл некоторые из них будут расположены в локальном поликристалле, образованном в основном из-за радиационных эффектов. В этом случае будет иметь место следующий экспериментальный коэффициент ослабления:

$$G_{k_1 k_2}^{N_1 N_2'} = f G_{kk}(t) + (1-f) G_{k_1 k_2}^{N_1 N_2}(t), \quad /14/$$

где  $f$  обозначает число ядер, расположенных в поликристалле. Если корреляция возмущается дополнительно магнитным полем, то

$$G_{k_1 k_2}^{NN}(t) = \sum_{n>0} S_{nN}^{k_1 k_2} (-i) \sin(n\omega_E t) e^{-iN\omega_m t} \quad \text{для нечетных } (k_1 + k_2)$$

или /15a/

$$G_{k_1 k_2}^{NN}(t) = \sum_{n>0} S_{nN}^{k_1 k_2} \cos(n\omega_E t) e^{-iN\omega_m t} \quad \text{для четных } (k_1 + k_2). \quad /15b/$$

После учета соотношения симметрии

$$S_{n-N}^{k_1 k_2} = (-1)^{k_1 + k_2} S_{nN}^{k_1 k_2}, \quad /16/$$

используя /15a/, получаем

$$G_{k_1 k_2}^{NN} e^{iN(\phi_1 - \phi_2)} + G_{k_1 k_2}^{-N-N} e^{-iN(\phi_1 - \phi_2)} = \sum_{n>0} S_{nN}^{k_1 k_2} \sin(n\omega_E t) \times \times \sin[\omega_m t - (\phi_1 - \phi_2)]. \quad /17/$$

Формулы /5/ и /11a, б/ представляют дифференциальную функцию ВУК. Их можно применять, если выполняется соотношение  $\tau_0 \ll \tau$ . Здесь  $\tau_0$  - разрешающее время схемы быстрых совпадений, а  $\tau$  - время жизни промежуточного уровня J в каскаде излучения. Если  $\tau_0 \gg \tau$ , тогда можно измерять только интегральную функцию:

$$W(\vec{k}_1, \vec{k}_2, \infty) = \frac{1}{\tau} \int_0^\infty e^{-\frac{t}{\tau}} W(k_1, k_2, t) dt = (-1)^{k_1 + k_2} \times \times \frac{1}{\tau} \sum_{k_1 k_2} \sum_{N_1 N_2} \frac{A_{k_1}(\beta) A_{k_2}(\gamma)}{\sqrt{(2k_1+1)(2k_2+1)}} Y_{k_1}^{N_1}(\Theta_1, \phi_1) Y_{k_2}^{N_2}(\Theta_2, \phi_2) \times \times \int_0^\infty e^{-\frac{t}{\tau}} G_{k_1 k_2}^{N_1 N_2}(t) dt. \quad /18/$$

Возмущение содержит член  $G_{k_1 k_2}^{N_1 N_2}$

$$G_{k_1 k_2}^{N_1 N_2} = \sum_{n=0} S_{nN}^{k_1 k_2} \frac{1}{1 + (n\omega_E \tau)^2} \quad \text{для четных } (k_1 + k_2) \quad /19a/$$

или

$$G_{k_1 k_2}^{N_1 N_2} = \sum_{n=0} S_{nN}^{k_1 k_2} \frac{(-i)n\omega_E \tau}{1 + h\omega} \quad \text{для нечетных } (k_1 + k_2). \quad /19b/$$

Если корреляция возмущается дополнительно контролируемым, изотропным, зависящим от времени взаимодействием, тогда коэффициент ослабления имеет форму<sup>/9/</sup>

$$G_{kk}(t) = e^{-\lambda_k \tau} \quad \text{для } \tau_0 \ll \tau \quad /20a/$$

$$G_{kk}(t) = \frac{1}{1 + \lambda_k \tau} \quad \text{для } \tau_0 \gg \tau, \quad /20b/$$

где

$$\lambda_k = \frac{12}{5} \pi^2 \omega_E \tau_c k(k+1)[4J(J+1) - k(k+1) - 1] \quad /21a/$$

для квадрупольного взаимодействия и

$$\lambda_k = \frac{1}{3} k(k+1) \omega_m^2 \tau_c \quad /216/$$

для магнитного взаимодействия,  $\tau_c$  обозначает время корреляции. Различие в зависимости постоянных релаксации  $\lambda_k$  от  $k$  позволяет определить тип взаимодействий, ослабляющих корреляцию. Если радиоактивные ядра подлежат одновременно взаимодействию градиента электрического поля и изотропного взаимодействия, зависящего от времени, тогда в форме /5/ фактор возмущения имеет следующий вид

$$G_{k_1 k_2}^{N_1 N_2'}(t) = e^{-\lambda_k t} G_{k_1 k_2}^{N_1 N_2}(t). \quad /22/$$

### 3. РАЗРЕШЕННЫЕ ПЕРЕХОДЫ - ИНДУЦИРОВАННЫЕ $\beta$ - $\gamma$ ВОЗМУЩЕННЫЕ УГЛОВЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ

Разрешенные  $\beta$ -переходы ( $\log ft \sim 6$ ,  $\Delta \pi = \pi_i \pi_f = +1$ ) подчиняются правилам отбора Ферми:  $\Delta J = |J_i - J_f| = 0$  и Гамова-Теллера:  $\Delta J = 0$ , или 1, при этом спины лептонов параллельны. Чисто синглетное фермиевское излучение имеет место для  $0 \rightarrow 0$  переходов. Переходы с  $\Delta J = 0$  и  $\Delta J \neq 0$  приводят к смешиванию фермиевского и гамма-теллеровского излучений. Для нас интересны чистые переходы Гамова-Теллера с  $\Delta J = 1$ .  $\beta$ - $\gamma$ -угловые корреляции для разрешенных  $\beta$ -переходов являются почти изотропными. В отличие от ВУК для запрещенных  $\beta$ -переходов или  $\gamma$ - $\gamma$  ВУК, где внеядерное поле возмущает существующую угловую корреляцию, для разрешенных  $\beta$ -переходов  $\beta$ - $\gamma$ -угловая корреляция возникает лишь при взаимодействии ядра с внеядерными полями. Именно в этом случае в работах /23,24/ употребляется термин "индуцированная".

Число членов формулы /5/ ограничено через  $k_1$  и  $k_2$ . Для переходов Гамова-Теллера, вызванных одним ядерным матричным элементом  $j\sigma$  /уникальным/,  $k_1 = 0, 1$ . Обыкновенно в  $\beta$ - $\gamma$  ВУК циркулярная поляризация гамма-квантов не измеряется, тогда  $k_2 = 0, 2, 4$ . Функция корреляции особенно проста,

если  $\gamma$ -излучение является дипольным  $L_1 = 1$ , и в этом случае она содержит /5/ и /106/, только члены с  $k_1 = 1$  и  $k_2 = 2$ ; поскольку  $S_{00}^{00} = 1/$  для  $k_1 = 0$  и  $k_2 = 0$ , она принимает следующий вид /8/:

$$W(t) = 1 - \frac{1}{2} \sqrt{3} A_1(\beta) A_2(\gamma) \sin \Theta_1 \sin 2 \Theta_2 \sin(\phi_2 - \phi_1) \sum_n S_{n1}^{12} \sin(n \omega_E t). \quad /23/$$

Видно, что максимальный эффект может быть получен для

$$\Theta_1 = \frac{\pi}{2}, \quad \Theta_2 = \frac{\pi}{4}, \quad \phi_2 - \phi_1 = \phi = \pm \frac{1}{2} \pi \quad (N = \pm 1).$$

Измерения  $\beta$ - $\gamma$  возмущенной угловой корреляции для определения знака ядерного квадрупольного взаимодействия  $^{115}\text{Cd}$  в монокристалле кадмия впервые выполнены в 1973 г. /4/ /рис. 3/. Измерения  $\beta$ - $e^-$  корреляции, возмущенной одновременно сверхтонким магнитным и квадрупольным взаимодействиями, выполнены в работе /13/ /рис. 4/.

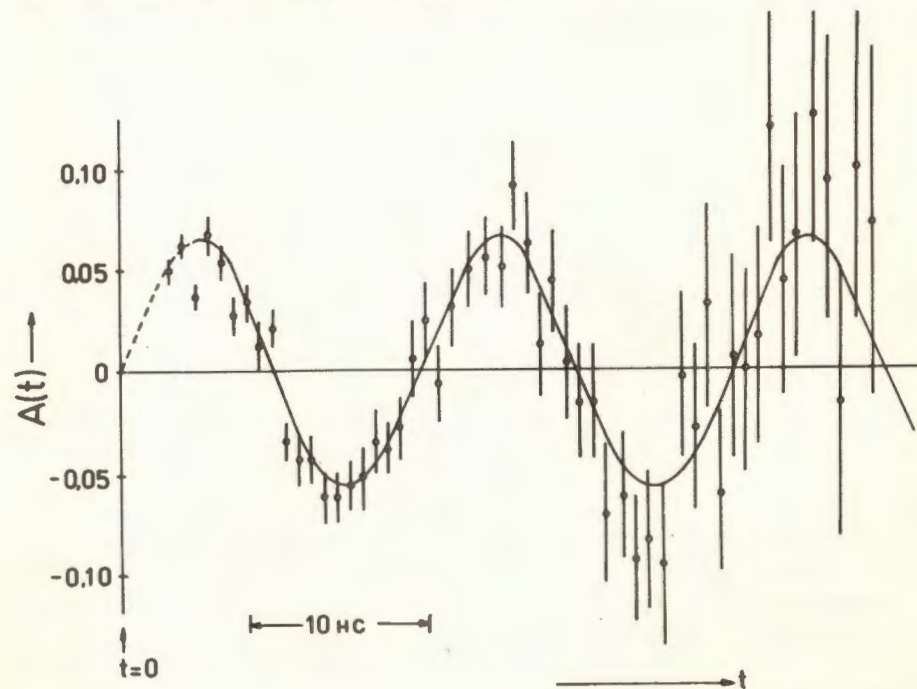


Рис.3. Временная зависимость, отражающая асимметрию  $\beta$ - $\gamma$  совпадений для двух положений  $\phi = \pm \frac{\pi}{2}$   $\beta$ -детектора /4/.

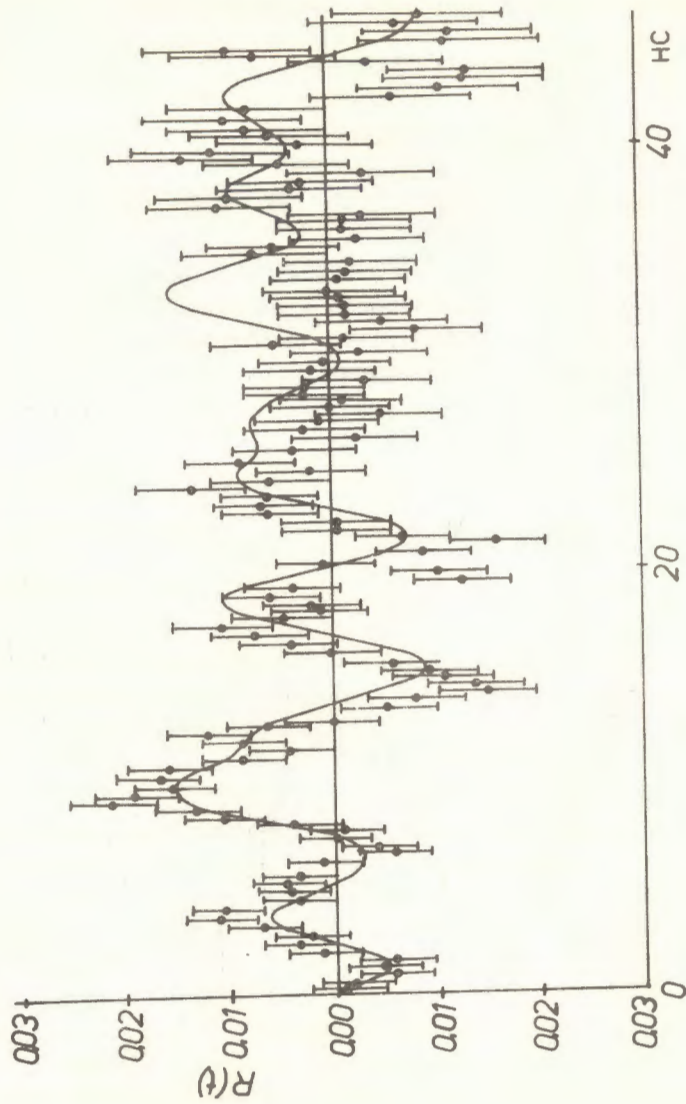


Рис.4. Возмущенные угловые корреляции для разрешенного  $\beta$ -перехода в каскаде  $\beta^- - \text{Ge}^{129}\text{Te}$ , имплантированного в монокристалл никеля<sup>13/</sup>.

#### 4. ЗАПРЕЩЕННЫЕ $\beta$ -ПЕРЕХОДЫ

Из однократно запрещенных  $\beta$ -переходов /logft~ 6÷9,  $\Delta\pi = -1, \Delta J = 0, \pm 1, \pm 2/$  в  $\beta$ - $\gamma$  ВУК используются чистые переходы типа  $\int B_{ij}$ ,  $\Delta J = \pm 2, j = 2$ . Для уникальных  $\beta$ -переходов теоретически просто определить коэффициент  $A_k(\beta)$ <sup>26/</sup>. Для этих переходов  $k_1 = 0, 1, 2, 3$  и  $k_2 = 0, 2, 4$ . Для  $\beta$ - $\gamma$  ВУК с использованием уникальных  $\beta$ -переходов формула /5/ содержит много компонент, и необходимо включать поправки, связанные с размерами детекторов излучения при учете геометрии эксперимента. Формулы эти приведены в работе<sup>18/</sup>.

$$\begin{aligned}
 W(\pm, t) = & 1 - \frac{1}{8} A_2(\beta) Q_2(\beta) A_2(\gamma) Q_2(\gamma) - \frac{3}{8} A_2(\beta) Q_2(\beta) A_2(\gamma) Q_2(\gamma) \times \\
 & \times \sum_n S_{n2}^{22} \cos(n\omega_E t) - \frac{15}{32} \sqrt{\frac{5}{2}} A_2(\beta) Q_2(\beta) A_4(\gamma) Q_4(\gamma) \times \\
 & \times \sum_n S_{n2}^{24} \cos(n\omega_E t) \pm \frac{1}{2} \sqrt{3} A_1(\beta) Q_1(\beta) A_2(\gamma) Q_2(\gamma) \times \\
 & \times \sum_n S_{n1}^{12} \sin(n\omega_E t) \mp \frac{1}{16} \sqrt{10} A_1(\beta) Q_1(\beta) A_4(\gamma) Q_4(\gamma) \times \\
 & \times \sum_n S_{n1}^{14} \sin(n\omega_E t) \pm \frac{3}{4} \frac{1}{\sqrt{2}} A_3(\beta) Q_3(\beta) A_2(\gamma) Q_2(\gamma) \times \\
 & \times \sum_n S_{n1}^{32} \sin(n\omega_E t) \pm \frac{1}{32} \sqrt{15} A_3(\beta) Q_3(\beta) A_4(\gamma) Q_4(\gamma) \times \\
 & \times \sum_n S_{n1}^{34} \sin(n\omega_E t) \pm \frac{35}{32} \frac{1}{\sqrt{7}} A_3(\beta) Q_3(\beta) A_4(\gamma) Q_4(\gamma) \times \\
 & \times \sum_n S_{n3}^{34} \sin(n\omega_E t).
 \end{aligned}$$

Эти формулы получены для  $\Theta_1 = \frac{\pi}{2}$  и  $\Theta_2 = \frac{\pi}{4}$  /рис. 2/. Поправки для гамма-излучения содержатся в работах<sup>26,27,30/</sup> для NaJ(Tl)-детекторов и в работе<sup>32/</sup> для Ge(Li)-детекторов. Геометрические поправки для  $\beta$ -излучения можно определить из формулы, приведенной в работе<sup>19/</sup>.

Согласно выражениям /5/ и /11а, б/, функция ларморовской прецессии имеет разную форму для разного сочетания  $k_1 + k_2$  - рис. 5.



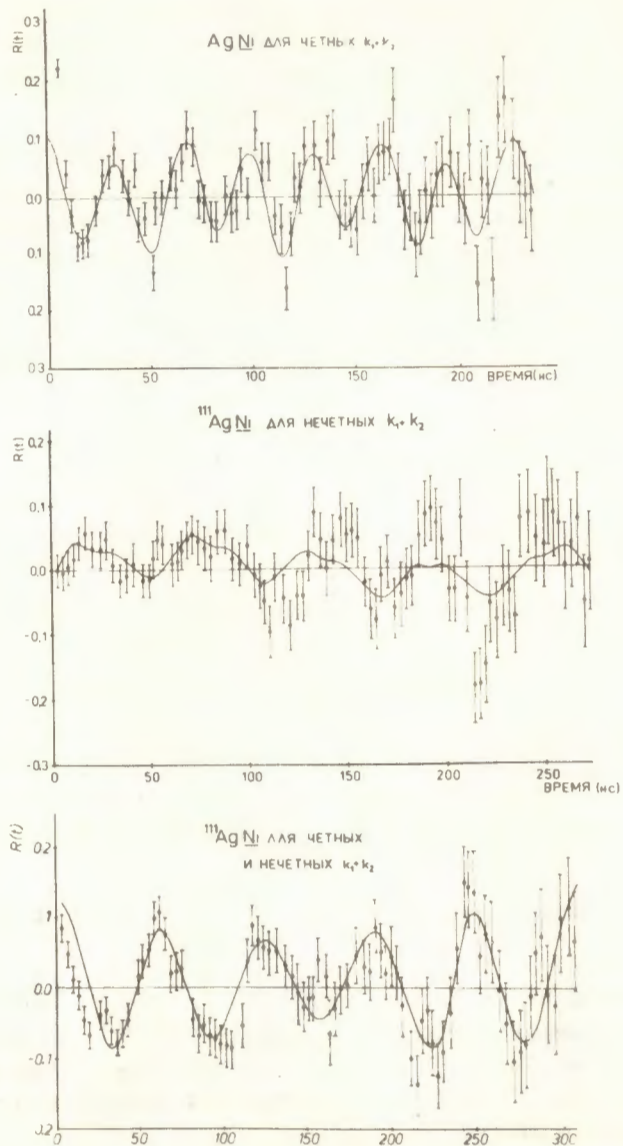


Рис.5. Измерения  $\beta$ - $\gamma$ -дифференциальных возмущенных угловых корреляций  $^{111}\text{Ag}$  в монокристалле никеля  $^{118}\text{Ni}$ .

## 5. ПРИГОТОВЛЕНИЕ ИСТОЧНИКОВ

При изготовлении источников необходимо учитывать природу излучения и характер предполагаемых измерений. При этом следует умело сочетать требования, предъявляемые к источникам со стороны  $\beta$ - и  $\gamma$ -спектроскопии  $^{133}\text{Ba}$  и ВУК.

Результаты измерения  $\gamma$ - $\gamma$  ВУК чувствительны к способам приготовления источников, тем более это относится к  $\beta$ - $\gamma$  ВУК, хотя детальные исследования эффектов еще не были проведены. Источник для  $\beta$ - $\gamma$  ВУК должен отвечать следующим требованиям.

1. Монокристалл /поликристалл/ должен быть без неоднородностей, дислокаций и радиационных повреждений, достаточно тонким, чтобы изменение траектории  $\beta$ -частицы, вызванное его электромагнитным полем, было минимальным.

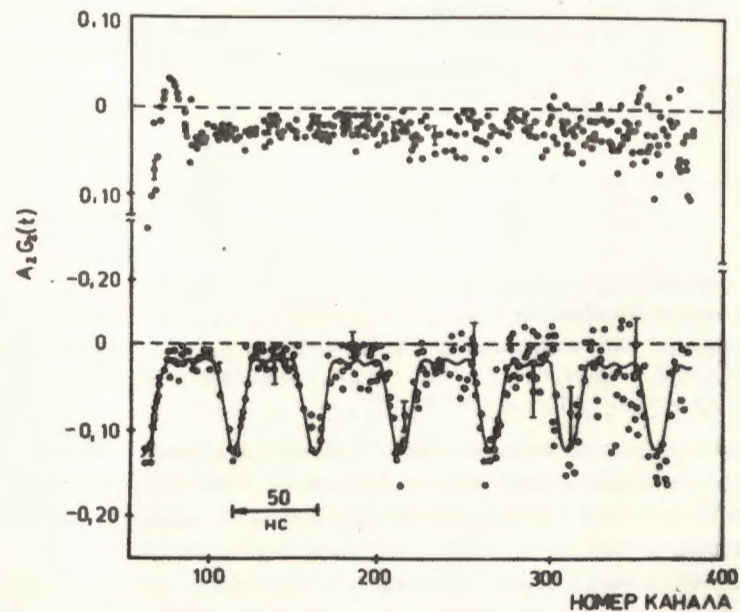


Рис.6. Дифференциальная - временная анизотропия  $\gamma$ - $\gamma$ -каскада /173-247/ кэВ, обусловленная квадрупольным взаимодействием состояний 247 кэВ  $^{111}\text{Cd}$  в поликристаллическом цинке, А/ - необработанный источник после имплантации, Б/ - источник отжигался после имплантации в течение 1 ч при температуре 300°C  $^{135}\text{Ba}$ .

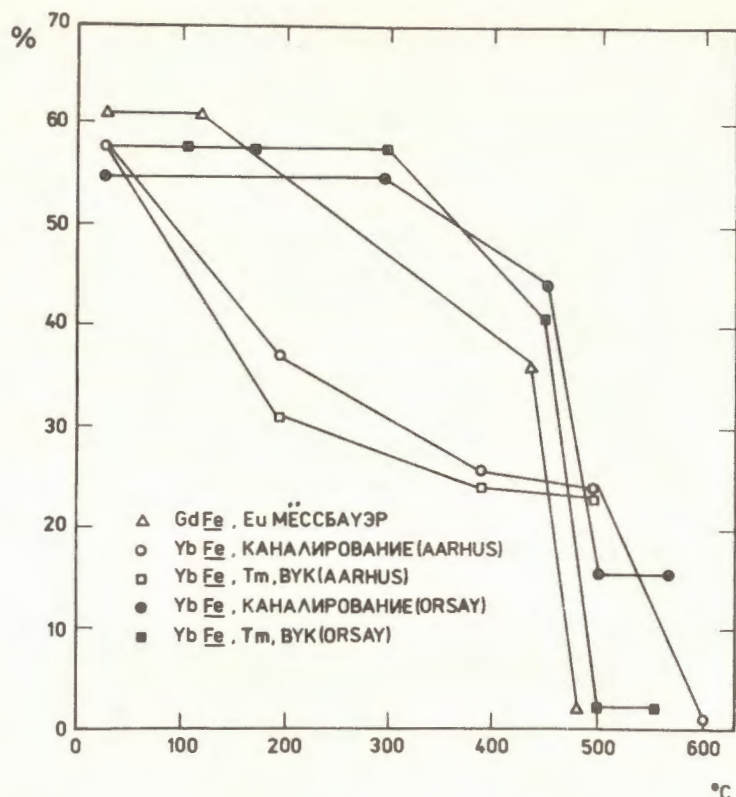


Рис.7. Составной график результатов измерений части ядер редкоземельной области в железе, испытывающих большие магнитные поля - заместивших ядра матрицы, в разных температурах отжига. Измерения проведены методом: эффекта Мёссбауэра, каналирования и ИВУК<sup>36/</sup>.

2. Целесообразно использовать ориентированные монокристаллы. Ориентация обыкновенно проводится путем измерения рентгеновской или нейтронной дифракции с использованием гониометров.

3. Радиоактивные ядра должны находиться в определенных местах кристаллической решетки /в узлах/, достаточно глубоко, чтобы не чувствовалось изменения кристаллических полей в поверхностных слоях.

Радиоактивные ядра можно внедрять в матрицу методом имплантации или диффузии. Условия, в которых должна быть

проведена имплантация, описаны в работе<sup>34/</sup>. Во время имплантации возможно изменение свойств монокристалла вследствие образования дефектов в кристаллической решетке матрицы /рис. 6/<sup>35/</sup>. Отжиг после имплантации для рекристаллизации решетки и установления радиационных дефектов не всегда может быть пригоден, особенно для некоторых ионов редкоземельной области в матрице Fe /рис. 7/<sup>36/</sup>. Возможно, это будет иметь место и для матриц из Co и Ni.

## 6. ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА $\beta$ - $\gamma$ ВУК

Методом  $\beta$ - $\gamma$  ВУК можно определить магнитные моменты возбужденных состояний ядер или величины внеядерных магнитных полей. Он является ценным дополнением к методу  $\gamma$ - $\gamma$  ВУК<sup>27-29/</sup>, особенно там, где энергия и интенсивность гамма-излучения, а также энергетическое разрешение применяемой установки делает невозможным или затруднительным использование  $\gamma$ - $\gamma$  ВУК.

Важным параметром, описывающим ядерные состояния, особенно для ядерных моделей, является их квадрупольный момент. Число известных квадрупольных моментов существенно меньше в сравнении с числом измеренных магнитных моментов. В большинстве случаев измерены только модули квадрупольных моментов, что уменьшает возможность проверки моделей структуры ядра. В отличие от магнитных полей, ГЭП, создаваемые в лабораторных условиях, слишком малы /не хватает нескольких порядков для возмущения угловой корреляции с  $r$ , находящейся в наносекундном диапазоне/. В связи с этим используются электрические поля в твердых телах. Методом  $\beta$ - $\gamma$  ВУК можно определить знак и величину квадрупольного момента ядра или ГЭП ориентированных монокристаллов. Эта возможность очень ценна, поскольку определение знака другими методами является довольно сложным и затруднительным, особенно если измеряется циркулярная поляризация гамма-квантов в  $\gamma$ - $\gamma$  ВУК.

Метод  $\beta$ - $\gamma$  ВУК может быть использован для определения линейной поляризации  $\beta$ -частиц. Эффективность регистрации линейной поляризации  $\beta$ -частиц приблизительно в тысячу раз выше, чем циркулярной поляризации  $\gamma$ -квантов методом комптоновского рассеяния в намагниченном железе.

Измерение квадрупольного взаимодействия можно будет проводить для возбужденных уровней с  $\tau \approx 1$  нс.  $\omega \tau < 1$  с использованием метода интегральных  $\beta$ - $\gamma$  ВУК, для которого коэффициент ослабления линейно зависит от  $\omega \tau$ . В методе  $\gamma$ - $\gamma$  ВУК зависимость эта имеет квадратичную форму.

Интересным является возможность наблюдения небольшого квадрупольного взаимодействия в присутствии сильного магнитного поля для разрешенных  $\beta$ -переходов, которое имеет место в кубических ферромагнитах с примесями.

В заключение автор выражает глубокую благодарность В.М.Цупко-Ситникову за полезные обсуждения и помощь в выполнении этой работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Harris S.M. Nucl.Phys., 1959, 11, p. 387.
2. Nielsen K.B., Deutch D.I. Phys.Lett., 1967, 25B, p. 208.
3. Agnihotry A.P. et al. Proc.Ind.Acad.Sci., 1971, A73, p. 297.
4. Raghavan R.S. et al. Phys.Rev.Lett., 1973, 31, p. 111, Phys.Rev.Lett., 1973, 31, p. 802 (E).
5. Horie M. J.Phys.Soc.Jap.Suppl., 1973, 34, p. 161.
6. Raghavan R. et al. Phys.Lett., 1974, A48, p. 131.
7. Rots M. et al. Phys.Rev.Lett., 1975, 34, p. 1093.
8. Raghavan R.S. et al. Phys.Rev., 1975, C12, p. 2022.
9. Kulesa R. Raport 928/P1, Krakow, 1976.
10. Raghavan P. et al. Phys.Rev., 1976, B13, p. 2835.
11. Tuli J.K., Emery G.T. Phys.Rev., 1976, C13, p. 799.
12. Kulesa R., Nguen Tung.Hyp. Int., 1978, p. 564.
13. Namavar F. et al. Hyp.Int., 1978, 4, p. 716.
14. Ooms H. et al. Hyp.Int., 1978, 4, p. 599.
15. Будзынски М. и др. ОИЯИ, Р6-12597, Дубна, 1979.
16. Watson R.E., Phys.Rev., 1965, A140, p. 375.
17. Das T.P., Pomerantz M. Phys.Rev., 1961, 123, p. 2070.
18. Mohapatra N.C. et al. Phys.Rev.Lett., 1972, 29, p. 456.
19. Mohapatra N.C. et al. Phys.Rev.Lett., 1973, 31, p. 530.
20. Raghavan R.S., Kaufman E.N. Phys.Rev.Lett., 1975, 34, p. 1281.
21. Levis R.R. Phys.Rev., 1967, 163, p. 935.
22. Grodzins L., Klepper O. Phys.Rev., 1971, C3, p. 1019.
23. Денисенко Г.А., Хаймович Э.П. Письма в ЖЭТФ, 1973, 17, с. 667.

24. Денисенко Г.А., Хаймович Э.П. ФТТ, 1974, 16, с. 431.
25. Denisenko G.A., Khaimovich E.P. Hyp.Int., 1978, 5, p. 271.
26. Зигбан К. В сб.: Альфа-бета и гамма-спектроскопия, Атомиздат, М., 1969.
27. Карлссон Э. и др. В сб.: "Возмущенные угловые корреляции", Атомиздат, М., 1966.
28. Хрынкевич А. ЭЧАЯ, 1971, 2, с. 355.
29. Хрынкевич А. ЭЧАЯ, 1978, 9, с. 623.
30. Фергюсон А. Методы угловых корреляций в гамма-спектроскопии. Атомиздат, М., 1969.
31. Salomon M. et al. Arkiv for Fysik, 1964, 27, p. 97.
32. Camp D.C., Van Lehn A.L. Nucl.Instr.Meth., 1969, 76, p. 192, 1970, 87, p. 147.
33. Вылов Ц. и др. ЭЧАЯ, 1978, 9, с. 1350.
34. Deutch B.I. In Nuclear Interactions with Extranuclear Fields ed. Hrynkiewicz A.Z., Golczewski J.A. Warszawa 1974, p.172.
35. Raghavan P. et al. J.Phys.F Met.Phys., 1974, 4, p. 180.
36. Deutch B.I, et al. Phys.Rev.Lett., 1974, 33, p. 518.

Рукопись поступила в издательский отдел  
27 июня 1979 года.