

Таким образом, влияние диффузионной емкости незначительно сказывается на определении величин стационарных амплитуд генерации и на определении характера зависимости стационарных характеристик синхронного режима от порядка автосинхронизации.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Лихарев К. К. «Радиотехника и электроника», 13, № 9, 1714, 1968.
2. Лагуткин А. Н. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., 15, № 1, 71, 1974.
3. Берман А. С. Нелинейная полупроводниковая емкость. М., 1963.
4. Каплан А. Е., Кравцов Ю. А., Рылов В. А. Параметрические генераторы и делители частоты. М., 1966.
5. Парыгин В. Н., Манешин Н. К. «Радиотехника и электроника», 11, № 7, 1275, 1966.
6. Романова Р. М. «Радиотехника», 25, № 4, 36, 1970.
7. Лагуткин А. Н. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., 15, № 2, 210, 1974.
8. Лагуткин А. Н., Лихарев К. К. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., 14, № 5, 565, 1973.

Поступила в редакцию  
17.12 1974 г.

Кафедра  
физики колебаний

УДК 539.17.014

Ю. В. МЕЛИКОВ, А. Ф. ТУЛИНОВ, Н. Г. ЧЕЧЕНИН

## О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ БОЛЕЕ КОРОТКИХ ВРЕМЕН ЖИЗНИ СОСТАВНЫХ ЯДЕР МЕТОДОМ ЭФФЕКТА ТЕНЕЙ

Значения времен протекания ядерных реакций, доступные в настоящее время для измерения с помощью эффекта теней, лежат в области  $10^{-10}$ — $10^{-16}$  с в зависимости от импульса, переданного составному ядру (см., например, обзор [1]). Но из всего многообразия ядерных реакций в этот диапазон попадает довольно ограниченное их число, большинство же характеризуется более короткими временами протекания. Поэтому большой интерес представляет проблема расширения указанного диапазона в сторону меньших значений времен.

В нашей предыдущей работе [2] были приведены оценки в рамках предположения об одном акте соударения частицы с кристаллографической плоскостью, которые показали, что такое увеличение чувствительности метода в принципе возможно, если область формирования углового распределения расположена вблизи поверхности кристалла.

В данной работе мы рассмотрим более реальную модель для описания процесса формирования плоскостных теней на малых толщинах кристалла и зависимости формы теней от величины смещения составного ядра  $v_{\perp}\tau$  ( $v_{\perp}$  — скорость движения составного ядра перпендикулярно к плоскости,  $\tau$  — среднее время жизни составного ядра).

Рассмотрим функцию распределения положения составного ядра относительно кристаллографической плоскости. Эта функция определяется суперпозицией смещений в результате тепловых колебаний атомов решетки и смещений за счет импульса частицы, вызывающей ядерную реакцию:

$$g(x; v_{\perp}\tau, \rho) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\rho v_{\perp}\tau}} \int_0^{\infty} \exp\left[-\frac{(x-x')^2}{2\rho^2}\right] \exp\left[-\frac{x'}{v_{\perp}\tau}\right] dx', \quad (1)$$

где  $\rho$  — амплитуда тепловых колебаний атомов перпендикулярно плоскости. Из формулы (1) видно, что функция  $g(x)$  асимметрична относительно кристаллографической плоскости, а именно  $g(x) \neq g(-x)$ . Однако если толщина кристалла, проходимость

частицами, достаточно велика и наступает статистическое равновесие в фазовом пространстве поперечного движения [3], информация об этой асимметрии теряется. Поэтому мы будем рассматривать малые толщины кристалла. Потенциал взаимодействия частицы с плоскостью будем считать гармоническим:

$$U(y) = E\psi_1^2 \omega(y) = E\psi_1^2 \left( \frac{2y}{d} \right)^2,$$

где  $E$  — полная энергия частицы,  $\psi_1$  — критический угол,  $d$  — расстояние между плоскостями,  $y = \frac{d}{2} - x$ . Уравнение траектории можно записать в виде

$$\frac{dy}{dz} = \pm \psi_1 \sqrt{\varepsilon - \omega(y)},$$

где  $\varepsilon$  — энергия поперечного движения в единицах  $E\psi_1^2$ . Решением этого уравнения (при  $\varepsilon < 1$ ) являются, как известно, гармонические функции. При начальных условиях,

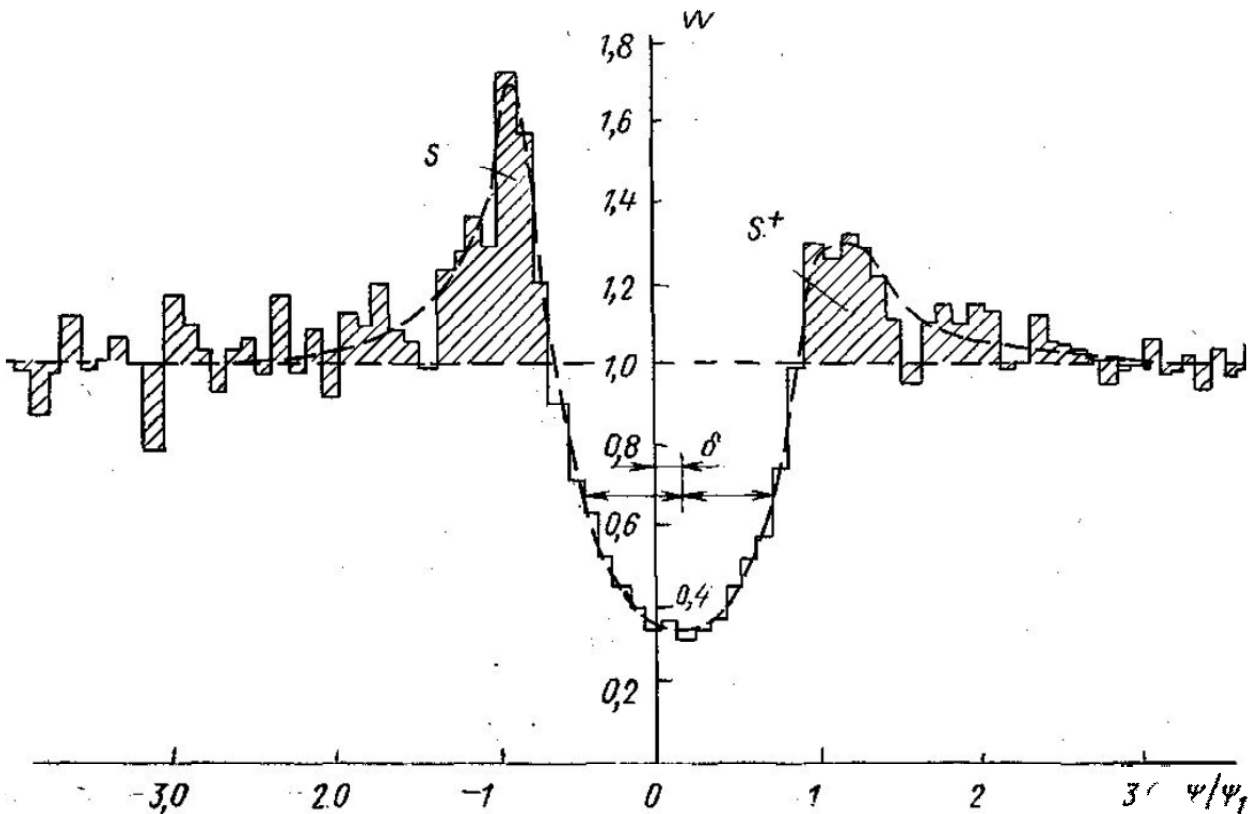


Рис. 1. Угловое распределение относительно кристаллографической плоскости, рассчитанного по формулам (2) — (4) для  $v \perp \tau = 0,06 \text{ \AA}$

задающих точку испускания ( $y_0$ ) и угол испускания ( $\psi_0$ ) (в единицах  $\psi_1$ ), нетрудно получить угол вылета частицы ( $\psi_e$ ) из кристалла (в единицах  $\psi_1$ ) после прохождения его толщины  $z_0$

$$\psi_e = \psi_0 \cos \frac{2\pi}{\lambda} z_0 - \frac{2y_0}{d} \sin \frac{2\pi}{\lambda} z_0, \quad (2)$$

где  $\lambda$  — длина волны осцилляторного движения определяется соотношением

$$\lambda = \frac{4}{\psi_1} \int_0^{y_{\text{макс}}} \frac{dy}{\sqrt{\varepsilon - \omega(y)}} = \frac{\pi d}{\psi_1}.$$

Если же  $\varepsilon > 1$ , тогда угол вылета определяется соотношением

$$\psi_e = \psi_0 \cos \frac{2\pi}{\lambda} (z_0 - n\lambda) - \frac{2y_0}{d} \sin \frac{2\pi}{\lambda} (z_0 - n\lambda), \quad (3)$$

где  $l = \frac{\lambda}{\pi} \arcsin \frac{1}{\sqrt{3}}$ ;  $n = \text{целая часть} \left( \frac{z_0 - z_{\text{мин}}}{l} \right) + 1$ ,

$$z_{\text{мин}} = \frac{\lambda}{2\pi} \left[ \arcsin \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} - \text{sign}(\psi_0) \arcsin \frac{2y_0}{d\sqrt{\epsilon}} \right].$$

Угловое распределение, таким образом, можно записать в виде

$$W(\psi; v_{\perp} \tau) = \int f(z_0) dz_0 \int_{-d/2}^{d/2} g(x_0; v_{\perp} \tau, \rho) dx_0 \int_{-\infty}^{\infty} d\psi_0 \delta[\psi_e - \psi_e(\psi_0, z_0, x_0)], \quad (4)$$

где  $f(z_0)$  — функция распределения источника по глубине кристалла.

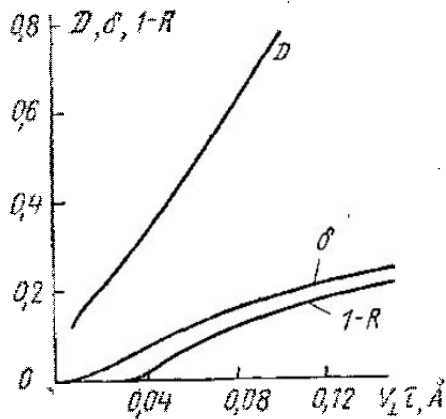


Рис. 2. Зависимость параметров угловых распределений  $D$  и  $\delta$  от величины среднего смещения составного ядра

На рис. 1 изображено угловое распределение, рассчитанное по формулам (2)—(4) для случая равномерного распределения источника от  $z_0=0$  до  $z_0=\lambda/2$ . Расчет производился методом независимого изменения переменных  $z_0$ ,  $x_0$ ,  $\psi_0$  в интеграле (4) с шагом и вычисления  $\psi_e$  для каждого набора переменных. Величины:  $d=2,33 \text{ \AA}$ ,  $\rho=0,105 \text{ \AA}$  соответствовали плоскости  $\{111\}$  кристалла алюминия при комнатной температуре.

Угловое распределение, изображенное на рис. 1, обладает некоторыми особенностями по сравнению с типичными угловыми распределениями, формирующимися на больших толщинах кристаллов. Это прежде всего асимметрия «плеч» плоскостной тени, т. е. неравенство высот левого и правого плеч углового распределения и площадей под ними. В качестве характеристики этой асимметрии можно использовать параметр относительной разности площадей плеч плоскостной тени:

$$D = (S^- - S^+) / \frac{1}{2} (S^- + S^+),$$

где

$$S^{\pm} = \int_{\psi_m^{\pm}}^{\pm\infty} [W(\psi) - 1] d\psi, \text{ а } \psi_m^{\pm}$$

определяется из условия:  $W(\psi_m^{\pm}) = 1$ .

Другой особенностью является угловой сдвиг всего распределения, величина которого зависит от значения  $v_{\perp} \tau$ .

На рис. 2 изображены зависимости параметров относительной разности площадей ( $D$ ) и углового сдвига ( $\delta$ ) от величины среднего смещения составного ядра. Из рис. 2 видно, что параметр  $D$  обладает весьма высокой чувствительностью к малым значениям  $v_{\perp} \tau$ . Там же для сравнения приведена зависимость относительной площади провала углового распределения в случае кристаллографической плоскости ( $R$ ), рассчитанная в работе [4] для относительно толстого кристалла, когда статистическое равновесие в фазовом пространстве поперечного движения успевает установиться.

Таким образом, если ядерная реакция протекает на малых глубинах от поверхности кристалла, то даже очень малые величины  $v_{\perp} \tau$  ( $\sim 0,01 \text{ \AA}$ ) должны приводить к заметной асимметрии в угловом распределении заряженных продуктов реакции относительно кристаллографической плоскости. Экспериментальное изучение такой асимметрии может служить одним из способов расширения диапазона времен, измеряемых методом теней, в сторону меньших значений.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Карамян С. А., Меликов Ю. В., Тулинов А. Ф. «Физика элемент. частиц и атомного ядра», 4, 456, 1973.
2. Меликов Ю. В., Тулинов А. Ф., Чеченин Н. Г. Тезисы докладов IV Всесоюзной конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с монокристаллами. М., 1974.
3. Линдхардт И. «Успехи физических наук», 99, 249, 1969.
4. Nakayama H., Ichii M. et. al. «Nucl. Phys.», A208, 545, 1973.

Поступила в редакцию  
28.4 1975 г.

НИИЯФ

УДК 539.26

Е. М. САХАРОВ, Н. Н. ЛОБАНОВ

### УПОРЯДОЧЕНИЕ И СТРУКТУРНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В СПЛАВЕ Fe<sub>3</sub>Pt

Исследование структурных превращений и процесса упорядочения в сплавах, обладающих инвариными аномалиями, является важным элементом в изучении природы инваров.

Процесс упорядочения в инварином сплаве Fe<sub>3</sub>Pt исследовался нами на двух сериях образцов. Первая серия изготовлялась для уточнения температуры перехода из неупорядоченной в упорядоченную  $\gamma$ -фазу и определения необходимых режимов отжига для образцов второй серии. Сплавы готовились из Fe и Pt чистотой 99,99% в индукционной печи в атмосфере Ar (-0,3 ат.). Термообработка всех образцов проводилась в откачанных до  $5 \cdot 10^{-5}$  мм рт. ст. кварцевых ампулах. Гомогенизирующий отжиг длился 48 ч при  $T=1100^\circ\text{C}$ . Процентное содержание компонентов определялось методом комплексанометрического титрования. Рентгеноструктурный анализ проводился в камере РКД-57 на Co K $\alpha$ . Слиток, содержащий 24,8 ат. % Pt, измельчался в порошок и отжигался 24 ч при  $T=900^\circ\text{C}$  для снятия механических напряжений, что подтверждалось разрешением дублета K $\alpha_1$ , K $\alpha_2$  отражения (400). Порошок набивался в длинную кварцевую трубку с внутренним диаметром 2 мм, которая откачивалась и на 72 ч помещалась в печь с градиентом  $1^\circ\text{C}/\text{см}$  в области температур 730—750°C и не более  $2^\circ\text{C}/\text{см}$  в остальном диапазоне 600—800°C. Термообработка завершалась закалкой в воду со льдом. Описание градиентной печи приводится в работе [1]. Трубка с порошком разрезалась на отрезки длиной 1 см. Рентгенофазовый анализ этих образцов показал, что переход из неупорядоченной  $\gamma$ -фазы (г.ц.к.) в упорядоченную (по типу Cu<sub>3</sub>Au) происходит при  $T=738 \pm 1^\circ\text{C}$ . В образцах, отожженных выше 738°C, кроме неупорядоченной  $\gamma$ -фазы (аустенит) обнаружено присутствие  $\alpha$ -фазы (мартенсит). Образование мартенсита в системе Fe—Pt вблизи состава 75 ат. % Fe—25 ат. % Pt исследовалось в работах [2, 3], где показано, что  $\alpha$ -фаза имеет о.ц.к. ячейку с незначительным тетрагональным искажением вдоль оси с. Содержание  $\alpha$ -фазы в наших образцах уменьшалось при снижении температуры отжига. Существование мартенсита определялось по наличию сильного отражения (110). Параметр ячейки  $\alpha$ -фазы  $a=2,96 \pm 0,03$  А.

Образцы второй серии были приготовлены для исследования по мессбауэровской спектроскопии. Сплавление компонентов, гомогенизация слитка и определение состава проводилось таким же образом, как и для образцов первой серии. Слиток, содержащий 25 ат. % Pt и обогащенный до 14 ат. % Fe<sup>57</sup>, прокатывался в фольгу толщиной ~8 мк. Отжиг при  $T=1100^\circ\text{C}$  в течение 3 ч снимал механические напряжения. Было приготовлено 6 образцов, которые выдерживались при  $T=1000, 740, 720, 700, 680$  и  $650^\circ\text{C}$  в течение 72 ч с последующей закалкой в воду со льдом. Рентгенофазовый анализ показал, что при  $T=20^\circ\text{C}$  образцы № 1 и № 2 содержат неупорядоченную  $\gamma$ -фазу без примеси  $\alpha$ -фазы, образцы № 3, 4, 5, 6 имеют различную степень дальнего порядка S. Величина S определялась из отношения интенсивностей отражений (110) и (111), измерившихся на микрофотометре, и приведена в табл. 1. Найденное изменение параметра элементарной ячейки в зависимости от температуры отжига согласуется с результатом работы [3]. Далее рентгеноструктурный анализ проводился при  $T=80$  К (экспозиция 5 ч). На дебаеграмме образца № 1 присутствует практически чистая  $\alpha$ -фаза, а рентгенограммы образцов № 2, 3 показывают уменьшение мартенсита в образце и одновременное уменьшение сопровождающих его упругих напряжений матрицы. При  $S \geq 0,7$  ( $T_{\text{отж}} \leq 700^\circ\text{C}$ ) мартенсит не обнаружен. Количество  $\alpha$ -фазы контролировалось по изменению интенсивности отражения (110), а упругие