

НАПРАВЛЕННЫЕ АТОМНЫЕ СТОЛКНОВЕНИЯ  
В МОНОКРИСТАЛЛАХ – СПОСОБ ИЗМЕРЕНИЯ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ  
КОРОТКОЖИВУЩИХ ЯДЕР И  
ИССЛЕДОВАНИЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ

В.Б.Фикс

Предложен метод измерения времени жизни короткоживущих ядер ( $\tau \sim 10^{-16} + 10^{-14}$  сек) и использования таких ядер в качестве индикаторов, основанный на управляемых столкновениях нестабильных ядер (атомов) с ближайшими соседями в монокристаллической решетке.

В настоящее время наименее доступна для изучения область существования ультра короткоживущих ядер с временами жизни, находящимися в интервале от  $10^{-16}$  до  $10^{-14}$  сек. В этой области могут находиться "долгоживущие" компаунд-ядра и ультра "короткоживущие"  $\gamma$ -возбужденные ядерные состояния. Метод "теней" используется главным образом в интервале от  $10^{-19}$  до  $10^{-16}$  сек (Тулинов [1]), метод, основанный на уменьшении Допплер-смещение  $\gamma$ -квантов при торможении ядер в веществе [2], не эффективен при  $\tau < 10^{-14}$  сек. За время  $10^{-14}$  сек обычные механизмы торможения практически не успевают изменить скорость и направление движения ядер с энергией  $E_0 \sim 10^4$  эв. Таким образом, процесс торможения уже не может служить "часами" для измерения времени жизни ядер. Существенное изменение энергии и импульса ядра могут вызвать столкновения с рассеянием на большие углы. Такой процесс в принципе может быть использован для измерения [3], но в обычных условиях такие столкновения носят случайный характер и происходят с весьма малой вероятностью  $\sim 10^{-3} + 10^{-5}$ . В предложенном методе "микрочасами" являются управляемые атомные столкновения в монокристаллах.

## Направленные атомные столкновения.

Пусть на монокристалл, состоящий из атомов  $A$ , падает монокинетический пучок частиц  $a$  с малой угловой расходимостью  $\sim 1 + 3^\circ$ . Рассмотрим составное или  $\gamma$ -возбужденное ядро  $B^*$ , которое возникло в узле(0), в результате захвата падающей частицы  $a$ . Ядро  $B^*$  обладает импульсом падающей частицы, и, таким образом, в таких реакциях образуется пучок возбужденных ядер  $B^*$ . Для определенности будем рассматривать реакцию  $(a, \gamma)$  с  $\gamma$ -возбужденным ядром  $B^*$ , но метод применим и к "долгоживущим" компаунд-ядрам. Ориентируя кристалл относительно пучка атомов  $B^*$ , направим их вдоль линии атомных узлов кристалла. Так можно вызвать направленные атомные столкновения атомов  $B^*$  с соседними атомами в решетке. Вероятность рассеяния атомов, двигающихся со скоростью  $v_0$  вдоль цепочки  $A$  на угол  $\theta$

$$\mathcal{P}(\theta) = 2\pi p(\theta) \left| \frac{dp}{d\theta} \right| W(p) \exp \left[ -\frac{d(s)}{v_0 r} \right]; \quad W(p) = \frac{1}{2\pi\beta} \exp \left[ -\frac{p^2}{2\beta} \right]$$

$p(\theta)$  – прицельный параметр;  $\beta$  – средний квадрат относительного смещения ядра  $B^*$  и ядра атома  $A$ ;  $d(s)$  – расстояние от узла (0) до атома  $A$  в цепочке с условным индексом " $s$ ". Если  $a_0 \geq \beta^{1/2}$  ( $\pi a_0^2$  – эффективное сечение рассеяния), то полная вероятность столкновений  $\mathcal{P} \approx 1$  если  $a_0 \leq \beta^{1/2}$  (высокие энергии индикаторных атомов и низкие температуры), то  $\mathcal{P} \approx a_0^2 / 2\beta$ . Для  $\beta \approx 10^{-18} \text{ см}^2$  и  $a_0^2 \approx 2 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$ ,  $\mathcal{P} \approx 0,1$ . В этих условиях вероятность случайных столкновений  $\mathcal{P}^{(c)} = v_0 r N \pi a_0^2 \approx 10^{-3} + 10^{-4}$  ( $N$  – концентрация атомов  $A$ ). Отметим особенности направленных атомных столкновений: 1) создавая почти "лобовые" столкновения, можно с большой вероятностью вызывать рассеяние атомов  $B^*$  на большие углы  $\theta \sim 1$ ; 2) для индикаторных атомов с энергиями более  $10^4$  эВ сечение столкновений с атомами решетки  $\pi a_0^2 \ll d^2$  ( $d$  – параметр решетки) и направленные столкновения могут происходить лишь в узком интервале углов  $a_0 / d$ ; 3) поворачивая кристалл, можно вызывать столкновения с различными соседями. Время столкновений атома  $B^*$  с ближайшим соседом  $t_{\text{ст}} = d(s) / v_0$ . Ядро  $B^*$  можно направить по линии узлов с различными кристаллографическими индексами, меняя расстояние  $d(s)$  (от  $d$  до  $\sim 10d$ ). Таким образом, направленные столкновения позволяют с большой вероятностью создавать рассеяние на большие углы и дискретно изменять время столкновения.

### Схема определения времени жизни ядер

Измеряется энергия  $\gamma$ -квантов, испущенных в направлении  $v_0$ . Допплеровское смещение (ДС) частоты кванта зависит от скорости и направления ядра  $B^*$ , и, следовательно, от того, в какой момент времени, до или после столкновения был испущен квант. Кванты, испущенные до столкновения, создадут в спектре фотонов  $J(\omega)$  узкую "бесстолкновительную" линию  $J(\omega_0)$  с инструментальной шириной  $\Gamma$ , сдвинутой на величину полного ДС  $\omega_D = \omega_0 v_0 / c$  относительно частоты фотона  $\omega_0$ , испущенного неподвижным ядром. Часть квантов будет испущена после столкновения. Так как  $v_0 r \ll R$  ( $R$  – полный пробег ядер  $B^*$ ),

то можно в первом приближении пренебречь торможением, считая, что оно не изменяет ДС  $\gamma$ -квантов, испущенных после столкновения. Распределение таких фотонов создает сравнительно широкие "крылья" в спектре. Допплеровское смещение таких фотонов равно

$$\Delta\omega_D = \omega_D (E_1 / E_0)^{1/2} \cos \theta = \omega_D (M_2 / 2M_1) \{ [1 + (M_1 / M_2)] (E_1 / E_0) - [1 - (M_1 / M_2)] \}$$

$E_1$  — энергия атома  $B^*$  после рассеяния на угол  $\theta$ ;  $M_1 M_2$  — массы атомов  $B^*$  ( $A$ ). Полное распределение испущенных квантов по частотам имеет вид

$$J(\omega) = J_0(\omega) [1 - \exp(-d^{(s)} / v_0 r)] + J_1(\omega) \exp(-d^{(s)} / v_0 r),$$

$$J_1(\omega) = 2\pi p(\theta) \left| \frac{d\omega}{dp} \right|^{-1}.$$

Ширина "бесстолкновительного" пика может быть значительно меньше, чем ширина "крыльев" ( $\Gamma \ll \omega_D$ ). Отношение интегральных интенсивностей "пика" и "крыльев" позволяет определить  $r$ . Обычно скорости ядер  $B^*$   $v_0 = 10^8 + 3 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$ ,  $d^{(s)} = 2 \cdot 10^{-8} + 2 \times 10^{-9} \text{ см}$ , таким образом времена жизни ядер, доступных измерениям этим методом, находятся в интервале от  $10^{-16}$  до  $10^{-14} \text{ сек}$ .

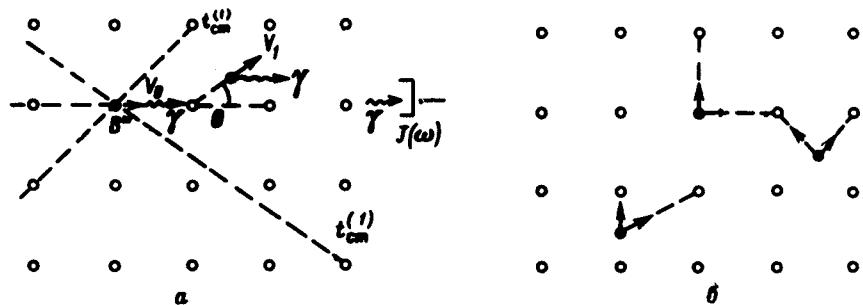


Схема управляемых атомных столкновений ( $\beta^{1/2} \ll a_0$ ): *a* — схема определения времени жизни ядер, *b* — разным положениям индикаторного атома в решетке соответствуют различные ориентации "пучок — кристалл" и разные времена столкновений

Компаунд-ядра можно исследовать, в принципе, таким же образом

**Ультра короткоживущие индикаторы.** Эффект направленности атомных столкновений проявляется в узком интервале углов и имеет резко выраженную зависимость от ориентации кристалла по отношению к первичному пучку. В зависимости от того, находятся ли индикаторные атомы в узлах или междуузлиях, в нормальных или смещенных положениях ориентации кристалла, соответствующие направленным

столкновениям, будут совершенно определенными и существенно различными. Отклонение от определенной ориентации на углы  $\sim a_0/d$  приводит к исчезновению ДС, связанного со столкновением и переходу спектра в практически бесстолкновительную линию. Таким образом, используя ультра короткоживущие ядра с известными  $r$  в качестве индикаторов, можно определять структурные особенности кристаллов а) положения индикаторных атомов в решетке; б) расстояние до ближайших соседей; в) в известной мере можно судить о массе соседей; г) при  $a_0 \gtrsim \beta^{1/2}$  возникает принципиальная возможность определения дифференциальных сечений атомных столкновений; д) учитывая торможение ядер после столкновения, можно использовать в качестве индикаторов и ядра с  $r \sim 10^{-13}$  сек.

Автор благодарит А.Ф.Андреева, М.И.Каганова, И.М.Лифшица, Л.П.Пицтаевского за полезные обсуждения, а также М.А.Кривоглаза за советы, существенные для развития работы.

Физико-технический институт  
им. А.Ф.Иоффе  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
26 мая 1975 г.

### Литература

- [1] А.Ф.Тулинов. ДАН СССР, 165, 546, 1965.
- [2] И.Х.Лемберг, А.А.Пастернак. Изв. АН СССР, 38, № 8, 1974.
- [3] В.Б.Фикс. Письма в ЖЭТФ, 20, 206, 1974.