

МЕТОДЫ ПОЛУЧЕНИЯ ОРИЕНТИРОВАННЫХ ЯДЕР

Хорошо известно, что многие ядра обладают спинами и магнитными моментами. В обычных условиях распределение ядерных спинов макроскопического тела по направлениям совершенно хаотично. Получение мишеней с ориентированными ядрами (ядра называют ориентированными или поляризованными, если у совокупности ядер имеется некоторое преимущественное направление ядерного спина) представляет значительный интерес для ядерной физики, так как, проводя опыты с ориентированными ядрами и, например, поляризованными нейтронами, можно будет получить много интересных сведений о спиновой зависимости ядерных сил. Однако, как мы дальше увидим, вследствие малости ядерных магнитных моментов получение ориентированных ядер представляет большие трудности.

Ясно, что для того, чтобы получить мишень с ориентированными ядрами, надо создать такие условия, при которых состояния с разными направлениями ядерного спина обладали бы различными энергиями. Тогда получим бoльцмановское распределение ядер по этим энергетическим уровням, и то направление ядерного спина, которое соответствует низшему энергетическому состоянию, будет преобладающим. Однако разности энергий соседних уровней о азываются величинами порядка $0,01-0,02^\circ \text{K}$ (в температурных единицах энергии), вследствие чего для получения значительной степени ориентации ядер требуется применение сверхнизких температур.

Пусть ось z представляет собой ось квантования ядерного спина (этим направлением может быть направление внешнего магнитного поля или направление кристаллической оси). Пусть m — проекция ядерного спина на ось квантования (в единицах $\hbar$), I — максимальная проекция спина (величина спина $\sqrt{I(I+1)}$). Тогда в качестве меры степени ориентации ядер можно принять следующую величину (называемую ядерной поляризацией):

$$f = \frac{\bar{m}}{I},$$

где среднее берётся по совокупности всех ядер данного типа в образце. Величина f равна нулю при отсутствии ориентации и равна единице при полной поляризации ядер.

Некоторыми способами (см. ниже) получают такие образцы, в которых числа ядер в состояниях, отличающихся только знаком m , равны друг другу. Для описания степени ориентации таких мишеней величина f не годится (она обращается в нуль) и удобно ввести следующую величину (называемую ядерной квадрупольной поляризацией):

$$g = \frac{\bar{m^2} - \frac{I(I+1)}{3}}{I^2}.$$

При хаотическом распределении ядерных спинов по направлениям $\bar{m^2} = \frac{I(I+1)}{3}$ и $g=0$, для ориентированных же ядер g принимает отличные от нуля значения.

Перейдём теперь к рассмотрению методов получения ориентированных ядер. До настоящего времени предложены четыре метода.

а) Непосредственный метод

На образец накладывается сильное магнитное поле. Ясно, что в таком случае

$$f = \frac{M}{N \mu},$$

где N — число ядер в образце, μ — максимальная проекция ядерного магнитного момента, M — суммарный ядерный магнитный момент образца. Вспоминая элементарные формулы теории парамагнетизма, получим

$$f = B_I \left(\frac{\mu M}{kT} \right),$$

где B_I — функция Бриллюэна. Чтобы получить f , близкое к единице, $\frac{\mu H}{kT}$ должно быть больше единицы. Но вследствие чрезвычайной малости μ метод требует больших $\frac{H}{T}$.

Рассмотрим, например, случай Li^7 $\left(I = \frac{3}{2}, \mu = 3,25 \text{ ядерных магнетона} \right)$. Чтобы получить в этом случае $f = 0,75$, требуется $\frac{H}{T} \approx 2 \cdot 10^7 \frac{\text{эрстед}}{^\circ\text{К}}$, т. е., например, $H = 200$ килоэрстед при $T = 0,01^\circ\text{К}$.

В случае протонов, чтобы получить $f = 0,75$, при $T = 0,01^\circ\text{К}$ нужно $H \approx 100$ килоэрстед. Таким образом, для значительной поляризации ядер требуются такие поля, которые пока недостижимы.

Для получения же $f = 0,2$ при $T = 0,01^\circ\text{К}$ требуются значительно меньшие поля, например: около 30 килоэрстед в случае Li^7 и около 20 килоэрстед в случае протонов.

Известно, что сверхнизкие температуры получают адиабатическим размагничиванием парамагнитных солей (например, хромовых или железных квасцов). Поэтому при применении непосредственного метода опыт будет выглядеть следующим образом: образец (диамагнетик или металл) надо привести в хороший тепловой контакт с охлажденной парамагнитной солью и затем на образец (но не на соль, иначе произойдет нагревание) наложить сильное магнитное поле.

Ввиду технических трудностей применения непосредственного метода в течение последних лет были предложены три других способа получения ориентированных ядер.

б) Квадрупольный метод¹ (метод Паунда).

Известно, что ядра (при спине $I \geq 1$) обладают квадрупольными моментами. В том месте, где находится какое-нибудь ядро (обладающее квадрупольным моментом), имеется неоднородное электрическое поле, вызванное как электронной оболочкой самого того иона, в состав которого входит данное ядро, так и соседними ионами. Из теории известно, что при помещении электрического квадруполь в неоднородное электрическое поле, не обладающее сферической симметрией, происходит расщепление энергетических уровней. В частности, электрическое поле с аксиальной симметрией вызывает расщепление, при котором состояния с проекциями ядерного спина $+m$ и $-m$ на ось симметрии электрического поля совпадают. Например, при спине $I = \frac{3}{2}$ получим два уровня,

соответствующие $m = \pm \frac{3}{2}$ и $m = \pm \frac{1}{2}$.

Эти расщепления вследствие малости ядерных квадрупольных моментов обычно чрезвычайно малы; однако в некоторых молекулярных кристаллах (именно в таких кристаллах, в молекулах которых имеются ковалентные связи типа p , например CH_3Br ; отметим, что в таких случаях на ядре галогена имеется электрическое поле с аксиальной симметрией, вызванное остальными зарядами молекулы) эти расщепления достигают $0,01$ — $0,02^\circ\text{К}$. При температурах такого же порядка получим довольно значительную степень ориентации ядер (причем $f = 0$, $g \neq 0$).

Для проведения опыта монокристалл такого вещества надо привести в тепловой контакт с охлаждённой парамагнитной солью.

Остальные два метода получения ориентированных ядер основаны на взаимодействии ядерного спина со спином электронной оболочки парамагнитного иона. Рассмотрим парамагнитный ион, содержащий ядро со спином (например, нечётные изотопы Gd^{+++} , Fe^{+++} , Co^{++} , Cu^{++}). Ясно, что между ядерным спином и спином электронной оболочки будет иметь место магнитное взаимодействие. Это взаимодействие было оценено путём изучения сверхтонкой структуры парамагнитного резонанса. Оказалось, что вызываемые этим взаимодействием расщепления порядка $0,01-0,03^\circ K$. Отметим, что отсюда вытекает, что незамкнутая $3d$ или $4f$ оболочка создаёт на ядре поле порядка нескольких сот килоэрстед.

в) Ориентация слабым полем² (метод Гортера-Розе).

Ввиду сравнительно большой величины магнитного момента незаполненной $3d$ или $4f$ оболочки ориентация спинов электронных оболочек гораздо легче, чем ориентация ядерных спинов (для ориентации спинов

оболочек достаточно $\frac{H}{T} \approx 2 \cdot 10^4 \frac{\text{эрстед}}{^\circ K}$). Если же спины оболочек ориентированы, то на все ядра будут действовать одинаково направленные внутренние поля (как отмечалось выше, они порядка нескольких сот килоэрстед), которые при достаточно низкой температуре вызовут значительную ядерную поляризацию.

Предлагается парамагнитную соль, ионы которой содержат ядра со спином, размагнитить от больших полей (и температур порядка $1^\circ K$) до полей порядка нескольких сот эрстед. Если при этом получится температура порядка нескольких сотых градуса (конечная температура будет тем ниже, чем выше начальное поле), то получим значительную ядерную поляризацию.

г) Ориентация анизотропным спин-спин взаимодействием³ (метод Блини).

Эксперименты по сверхтонкой структуре парамагнитного резонанса показывают, что в парамагнитных слоях взаимодействие ядерного спина со спином электронной оболочки, вообще говоря, анизотропно, а именно, это взаимодействие описывается следующим гамильтонианом:

$$AS_z I_z + B(S_x I_x + S_y I_y)$$

(где S — спин электронной оболочки, z — ось симметрии кристаллического поля), причём, вообще говоря, $A \neq B$. Кроме того, эксперименты показывают, что в туттоновских солях Co и Cu (туттоновскими солями называют соединения типа $M'_2 M''(SO_4)_3 \cdot 6H_2O$, где M' — одновалентный, а M'' — двухвалентный металл, например Co или Cu) $A \gg B$. Например, в случае соли $(NH_4)_2 Co(SO_4)_3 \cdot 6H_2O$, $A = 0,035^\circ K$, $B = 0,001^\circ K$. Пренебрегая в таком случае малым вторым членом, получим, что энергия взаимодействия ядерного спина со спином оболочки имеет вид $AS_z I_z$. Это взаимодействие вызовет расщепление энергетических уровней;

в частности, при $S = \frac{1}{2}$ S_z может принимать значения $\pm \frac{1}{2}$ и получим $2I+1$ двукратно вырожденных энергетических уровней.

Например, при $I = \frac{3}{2}$ получим четыре уровня со следующими значениями проекции ядерного спина на кристаллическую ось $m = \pm \frac{3}{2}, \pm \frac{1}{2}, \pm \frac{1}{2}, \pm \frac{3}{2}$ и с разностью энергии между сосед-

ними уровнями, равной $\frac{A}{2}$. Если температура порядка или меньше A , нижний уровень будет населён больше остальных и получим значительную степень ориентации ядер (причём $f = 0$, $g \neq 0$).

Предлагается парамагнитную соль с анизотропной сверхтонкой структурой размагнитить от больших полей и гелиевых температур до нулевого поля. При этом получим довольно низкую температуру и, следовательно, довольно сильную степень ориентации ядер.

До сих пор мы не касались следующего обстоятельства: когда образец приводится к некоторой температуре T , требуется некоторое время (так называемое время релаксации ядерного спина с решёткой), чтобы ядерные спины пришли в тепловое равновесие с решёткой; только после установления этого равновесия мы получим больцмановское распределение ядерных спинов по их спиновым уровням. Для успешности экспериментов нужно, чтобы это время релаксации не было слишком велико.

В случае методов в и г релаксация, повидимому, будет довольно быстрая вследствие взаимодействия ядерных спинов с парамагнитными спинами (электронных оболочек), которые довольно сильно связаны с решёткой. В случае же метода б, чтобы время релаксации не было слишком велико, надо будет к образцу добавить парамагнитные атомы.

В заключение отметим, что из всех рассмотренных методов при современных технических возможностях наиболее сильную степень ориентации даёт метод Блани ввиду того, что конечная температура образца в этом случае меньше, чем при применении других методов.

Г. Х.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. R. V. Pound, Phys. Rev. **76**, 1410 (1949).
 2. C. G. Gorter, Physica **14**, 504 (1948); M. E. Rose, Nucleonics **3**, 6, 23 (1948).
 3. B. Bleaney, Proc. Phys. Soc. A **64**, 315 (1951); Phil. Mag. **42**, 442 (1951).
-