

29.10.65

21

Л-87



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

В.И. Лушиков, Б.С. Негапов, Л.Б. Парфенов, Ю.В. Таран

P-1422

ДИНАМИЧЕСКАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ ПРОТОНОВ
ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ КРИСТАЛЛЕ
ЛАНТАН-МАГНИЕВОГО НИТРАТА

ЖЭТФ, 1965, т 49, в 2, с. 406-409.

Дубна 1963

В.И. Лушиков, Б.С. Неганов, Л.Б. Парфенов, Ю.В. Таран

P-1422

2102/38

ДИНАМИЧЕСКАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ ПРОТОНОВ
ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ КРИСТАЛЛЕ
ЛАНТАН-МАГНИЕВОГО НИТРАТА

Институт физики
и химии
Дубна

Дубна 1983

Достижение высокой степени поляризации ядер на языке спиновых температур означает достижение каким-либо путем сверхнизкой спиновой температуры ядер в относительно большом магнитном поле.

Недавно Абрагам и Джеффрис^{1,2/} проанализировали условия, при которых спиновая температура ядер может быть сильно понижена, и указали на очень простой способ, пригодный для кристаллов с резко анизотропными магнитными овыми. Если такой кристалл помещен во вращающееся магнитное поле H_0 , то зеемановская энергия

$$\Delta \epsilon(\phi) = g(\phi) \beta H_0,$$

где $g(\phi)$ - фактор расщепления, а β - магнетон Бора, будет осциллировать с удвоенной частотой вращения. В соответствии с этим электронная спиновая температура будет периодически изменяться примерно пропорционально $\Delta \epsilon$, если время спинрешеточной релаксации T_1 сравнимо с периодом вращения и, следовательно, равновесие с решеткой, находящейся при температуре тепловой ванны T_0 , не успевает устанавливаться.

Так как вероятность релаксационных переходов

$$W = \frac{1}{T_1} = g^2(\phi),$$

тепловая связь с решеткой разрывается при $g \rightarrow 0$, т.е. когда температура спинов понижается. В этом случае наименьшая температура

$$T_{\epsilon(\min)} \approx T_0 \frac{g_{\min}}{g_{\max}},$$

и наибольшая равна $\approx T_0$.

Рассмотрим теперь поведение ядерной системы спинов при условии, что время ядерной релаксации $T_2 \gg T_0$, что может быть всегда выполнено путем подбора концентрации парамагнитных центров и температуры T_0 . Однако внутри спиновой системы равновесие достигается быстро путем спин-спиновой релаксации, которая не зависит от T_0 . Следовательно, если какую-то часть системы быстро охладить, то сначала произойдет быстрое охлаждение всей системы до некоторой средней температуры, а затем вся система медленно вернется в исходное равновесное состояние.

Если допустить, что ларморовы частоты прецессии электронов и ядер f_0 и f_H совпадают, например, при электронной спиновой температуре $T_{\epsilon(\min)}$, то обе системы становятся тождественны и должно произойти быстрое выравнивание спиновых

температур путем спин-спиновой релаксации. За много периодов спиновая температура ядер понизится до $T_{e(min)}$, и, следовательно, ядрам будет сообщена электронная поляризация.

Робинсон^{/3/} проверил этот метод и нашел, что в небольших полях (1-2 кэ) действительно имеет место примерно десятикратное увеличение поляризации протонов в кристалле лантан-магниевого нитрата с 2% примесью церия. Однако в поле ≈ 3 кэ эффект уже практически исчезал.

Мы повторили опыт Робинсона и получили примерно те же результаты. Причиной столь незначительного коэффициента усиления и его резкого падения с увеличением поля следует считать недостаточно сильную анизотропию кристалла $\beta_{min} = 0,025/$. Поэтому магнитное расщепление уровней электронной и ядерной спиновых систем значительно отличается при любой ориентации кристалла, и эффект имеет место лишь за счет конечной ширины магнитных уровней электронной системы.

В этих условиях имеет смысл применить метод вынужденных переходов, как это имеет место в обычном эффекте-солид (см., например,^{/4/}), действуя на систему дополнительно слабым радиочастотным полем с частотой, равной разности ларморовых частот электронной и ядерной систем. Отличие от обычного эффекта-солид будет заключаться в данном случае в разделении во времени процессов релаксации и вынужденных переходов. Так как первым при вращении кристалла будет всегда насыщаться запрещенный переход с минимальной частотой, должна наблюдаться только положительная поляризация (см. рис. 1). Третье отличие заключается в том, что насыщение может производиться в принципе на любой частоте радиочастотного поля $f_0 \geq f_{e(min)} - f_{я}$. При этом изменяется только угол между осью кристалла и направлением поля, при котором происходит насыщение того или другого перехода. Однако, как показывает элементарный расчет, при $f_0 = f_{e(min)} - f_{я}$ усиление должно быть в 7 раз больше, чем при $f_0 \geq f_{e(min)} + f_{я}$.

Мы проверили этот метод и получили значительное увеличение поляризации. Эксперименты проводились в полях от 2 до 5 кэ при частотах насыщения от 60 до 170 Мгц при равномерном вращении кристалла со скоростями от 30 до 550 об/мин.

Было установлено, что:

1. Поляризация возрастает с понижением концентрации церия от 2 до 0,2%.
2. Температурная зависимость коэффициентов усиления поляризации аналогична той, которая наблюдается в обычном эффекте-солид.

Коэффициент усиления резко возрастает в интервале скоростей вращения от 30 до 100 об/мин., а затем медленно падает.

4. При подводимой мощности ≈ 1 ватт и добротности контура ≈ 16 напряженность радиочастотного поля оказалась недостаточной для достижения насыщения. Поэтому для дальнейшего увеличения напряженности поля, кроме увеличения добротности, целесообразно использовать импульсное синхронное питание контура, чтобы избежать быстрого испарения гелия.

5. Достигнутый нами коэффициент усиления поляризации η в отдельных опытах достигал ≈ 70 при облучении в течение 30-40 мин (см. рис.2). Это значение не является предельным и может быть увеличено более тщательным выбором всех параметров. При всех частотах насыщения имеет место только положительная поляризация.

Необходимо отметить, что основным недостатком данного метода является необходимость очень точной юстировки кристалла и устранение вибраций при вращении кристалла в магнитном поле. По-видимому, эти причины приводят к резкому уменьшению коэффициента усиления при $f_0 = f_{e(min)} - f_{я}$, как это следует из рис. 3, где показана зависимость коэффициента усиления от магнитного поля при фиксированной частоте насыщения $f_0 = 165$ Мгц. Следует заметить, что положению пика соответствует $\beta_{min} \approx 0,026$, совпадающее со значением, указанным в работе^{/3/}. Преимуществом данного метода является крайне низкое требование к однородности и стабильности магнитного поля и использование радиочастотного диапазона вместо сверхвысоких частот.

Л и т е р а т у р а

1. A.Abragam. *Cryogenics*, 3, 42 (1963).
2. C.D.Jeffries. *Cryogenics*, 3, 41 (1963).
3. F.N.H.Robinson. *Phys. Lett.*, 4, 180 (1963).
4. O.S.Leifson, C.D.Jeffries. *Phys. Rev.*, 122, 1781 (1961).

Рукопись поступила в издательский отдел
4 октября 1963 г.

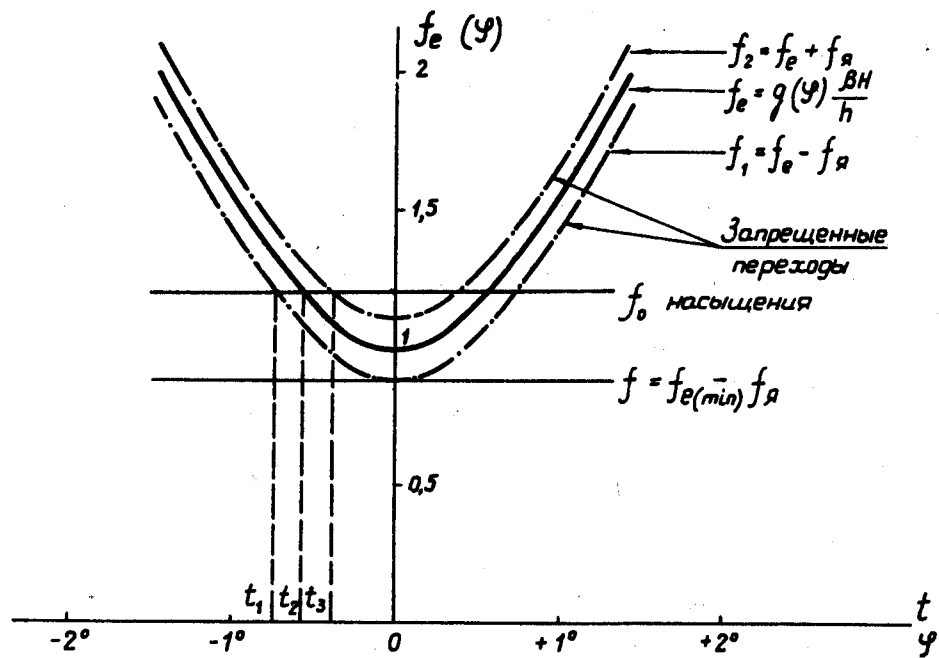


Рис. 1. Зависимость частот разрешенного и запрещенных переходов от угла ориентации кристалла в магнитном поле.

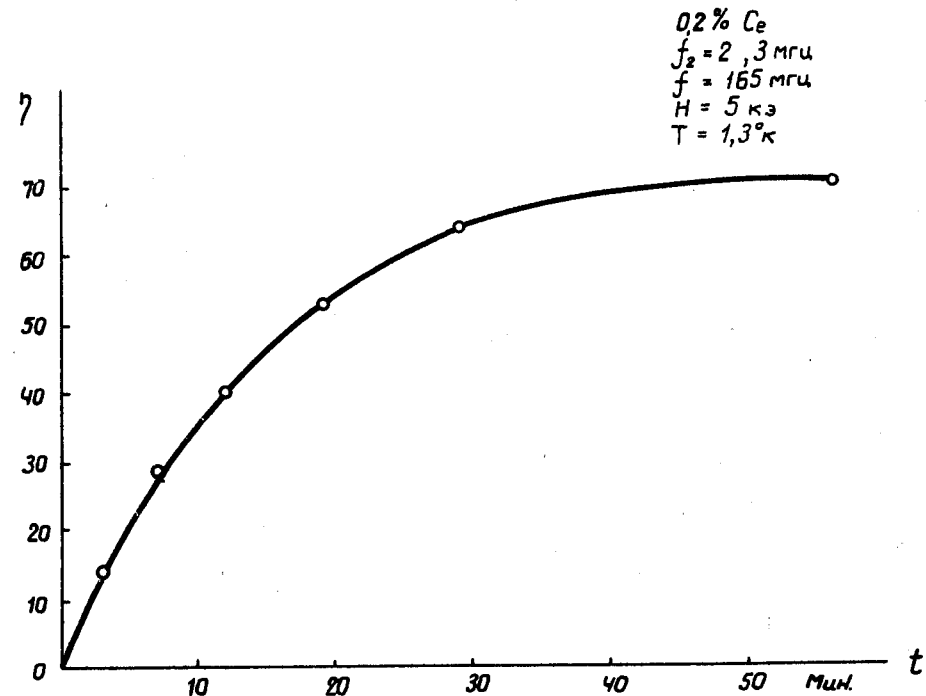


Рис. 2

Рис. 2. Зависимость усиления поляризации протонов от времени насыщения электронного резонанса.

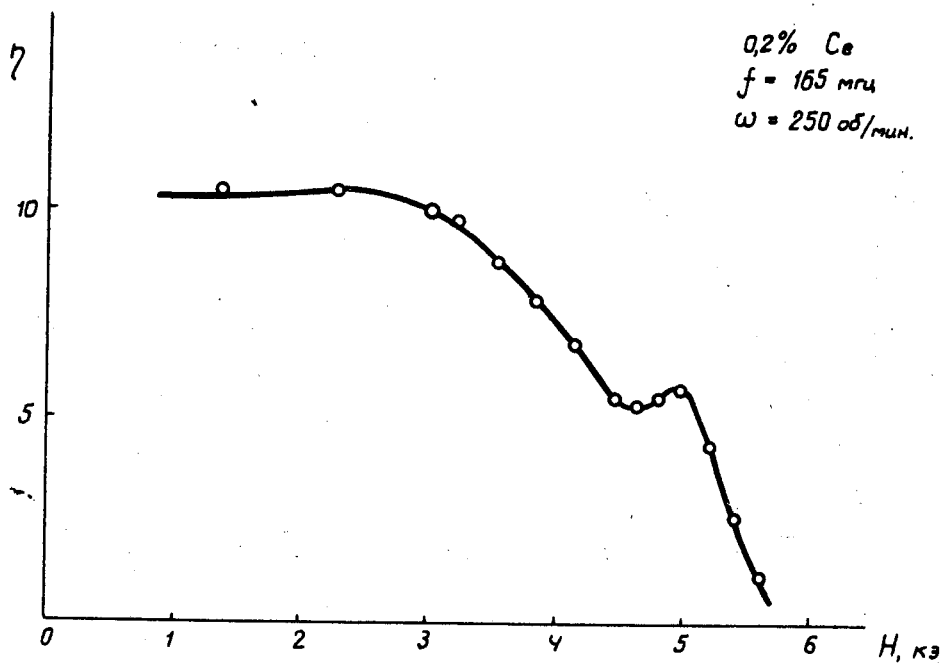


Рис. 3. Зависимость усиления поляризации от напряженности магнитного поля.