

Магнитное упорядочение анизотропных магнетиков вследствие поворота магнитного поля

А.А. Звягин

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Науки, 47, г. Харьков, 61103, Украина*

Max-Planck-Institut für Physik komplexer Systeme, 38 Noethnitzer Str., Dresden D-01187, Germany

E-mail: zvyagin@ilt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 19 декабря 2016 г., опубликована онлайн 26 июня 2017 г.

Предсказан переход в упорядоченное состояние магнетика с магнитной анизотропией эффективного g -фактора за счет поворота внешнего магнитного поля от оси магнетика с максимальным значением g -фактора к оси с меньшим его значением. Показано, что предсказанный сценарий может быть реализован в редкоземельных непроводящих магнитных системах с низкой (ниже 1 К) температурой перехода в магнитоупорядоченное состояние.

Передбачено перехід у впорядкований стан магнетика з магнітною анізотропією ефективного g -фактора за рахунок повороту зовнішнього магнітного поля від осі магнетика з максимальним значенням g -фактора до осі з меншим його значенням. Показано, що передбачений сценарій може бути реалізованим у рідкісноземельних непровідних магнітних системах з низькою (нижче 1 К) температурою переходу в магнітоупорядкований стан.

PACS: **75.10.-b** Общая теория и модели магнитного упорядочения;
75.30.Sg Магнитокалорический эффект, магнитное охлаждение;
75.30.Gw Магнитная анизотропия.

Ключевые слова: магнитокалорический эффект, анизотропия g -фактора, магнитное упорядочение.

Адиабатическое размагничивание является стандартным методом получения низких температур, например температур порядка 1 К в парамагнитных системах, или сверхнизких температур порядка 100 мК при размагничивании ядерных спинов [1]. Метод адиабатического размагничивания основан на применении магнитокалорического эффекта.

Внешнее магнитное поле может вызвать большие изменения энтропии магнитных систем. Это приводит к изменению температуры при адиабатическом размагничивании этих систем. Такой магнитокалорический эффект впервые открыт Варбургом [2], позднее наблюдался Вейссом и Пиккардом [3]. Суть этого магнитного термодинамического явления состоит в изменении температуры магнетика при изменении величины приложенного внешнего магнитного поля. Природа явления (объясненная независимо Дебаем и Жиакком) заключается в следующем. Уменьшение амплитуды приложенного магнитного поля позволяет магнитным

моментам (доменам) магнетика хаотически изменить свои первоначальные ориентации относительно направления магнитного поля вследствие тепловой энтропии (связанной, например, с фоонами). Если магнетик хорошо изолирован, так что во время изменения внешнего магнитного поля ввода (вывода) энергии в (из) систему(ы) извне не происходит (адиабатический процесс), то температура магнетика падает, поскольку моменты поглощают тепловую энергию, необходимую для их разориентации. Такая разориентация аналогична разориентации магнитных моментов вблизи температуры магнитного упорядочения. Но в отличие от последнего случая магнитные моменты преодолевают влияние внешнего магнитного поля, в отличие от внутреннего (эффективного) поля при упорядочении.

Магнитокалорический эффект связан с изотермическим изменением энтропии во внешнем магнитном поле (мы используем обозначения, в которых константа Больцмана и магнетон Бора равны единице)

$$\left(\frac{\partial T}{\partial H}\right)_S = -\frac{T}{c}\left(\frac{\partial S}{\partial H}\right)_T, \quad (1)$$

где T — температура, H — приложенное внешнее магнитное поле, S — энтропия и c — теплоемкость системы при постоянном магнитном поле. Этот эффект максимален в парамагнетиках и в ферромагнетиках вблизи температуры упорядочения, где изменение намагниченности с температурой при фиксированном значении внешнего магнитного поля максимально [4]. Скорость размагничивания в парамагнетике пропорциональна T/H , что подразумевает линейную монотонную зависимость изменения температуры от амплитуды внешнего магнитного поля, поскольку энтропия парамагнетика зависит только от отношения T/H , и для адиабатического процесса $H/T = \text{const}$. Магнитокалорический эффект можно усилить в системах, где энтропия как функция внешнего поля имеет максимум при низких температурах (например, в антиферромагнетиках [5]).

Изменение температуры системы при адиабатическом процессе размагничивания равно

$$\Delta T = -\int_{H_i}^{H_f} dH \left(\frac{T}{c}\right)_H \left(\frac{\partial M}{\partial T}\right)_H, \quad (2)$$

где M — намагниченность магнитной системы, а H_i и H_f — начальное и конечное значения внешнего магнитного поля. Из формулы (2) следует, что магнитокалорический эффект усиливается, если приложенное магнитное поле велико и(или) если теплоемкость магнетика мала. Заметим, что в то время как при высоких температурах вклад решеточной теплоемкости может доминировать над вкладом магнитной подсистемы, при низких температурах (гораздо меньше температуры Дебая) вклад от решеточных степеней свободы магнитных кристаллов может быть мал.

Интерес к исследованию магнитокалорического эффекта в магнитных системах в последние годы увеличился. Это связано как с использованием его для получения низких и сверхнизких температур, так и, например, с изучением такого эффекта в магнитных системах с фрустрацией, где последняя усиливает влияние эффекта [6]. С другой стороны, индуцированные полем квантовые фазовые переходы могут приводить к универсальным особенностям их отклика на магнитное поле в адиабатическом режиме [7]. Интерес вызывает и проявление магнитокалорического эффекта в молекулярных магнетиках [8]. Однако во всех упомянутых выше случаях магнитокалорический эффект требует уменьшения внешнего магнитного поля от достаточно больших значений порядка 7–8 Тл.

В последние годы интерес к магнитокалорическому эффекту вырос вследствие изучения вращательного магнитокалорического эффекта. Сущность эффекта со-

стоит в том, что в магнитно-анизотропных системах можно не уменьшать значение внешнего магнитного поля, а адиабатически повернуть магнетик в поле от направления с максимальным магнитным моментом, вызванным полем, к направлению с минимальным значением момента. Теоретически вращательный магнитокалорический эффект изучался в [9], где авторы показали, что использование магнитно-анизотропных монокристаллов соединений типа фазы Лавеса может существенно увеличить магнитокалорический эффект. Такой эффект недавно неоднократно наблюдался в разных магнитных системах [10,11]. Рассмотрим магнетик (например, редкоземельный), в котором вследствие взаимодействия кристаллического электрического поля лигандов, окружающих магнитный редкоземельный ион, и спин-орбитального взаимодействия, эффективный g -фактор оказывается существенно анизотропным. Направим внешнее магнитное поле вдоль направления, в котором эффективный g -фактор максимален. При достаточно большом значении внешнего магнитного поля система существенно замагнитится. Затем адиабатически повернем кристалл (или магнитное поле) так, чтобы поле было направлено вдоль направления магнетика, в котором эффективный g -фактор меньше максимального значения (эффект максимален, если поворот осуществляется к направлению минимального эффективного g -фактора). Влияние такого адиабатического поворота аналогично адиабатическому уменьшению величины внешнего магнитного поля при обычном магнитокалорическом эффекте. Таким образом, в результате температура системы понизится.

Обычно в редкоземельных непроводящих магнитных системах взаимодействие между магнитными редкоземельными ионами мало. Это связано с тем, что электроны $4f$ -оболочек, ответственные за магнитные свойства таких систем, экранированы электронами других (внешних) оболочек. Поэтому перекрытие волновых функций редкоземельных ионов между собой (ведущее к прямому обменному взаимодействию) и с волновыми функциями промежуточных немагнитных ионов (косвенный обмен) мало. (Заметим, что в проводящих редкоземельных магнетиках существует обменное взаимодействие через электроны проводимости, и оно может быть достаточно велико. Кроме того, связь орбитальной подсистемы с фононами типа кооперативного эффекта Яна–Теллера также может привести к эффективной связи между спинами редкоземельного непроводящего магнетика. Но в этой работе такие ситуации рассматриваться не будут.) Именно поэтому основным взаимодействием между магнитными ионами редкоземельных непроводящих кристаллов является магнитное дипольное взаимодействие.

Учитывая межионное расстояние магнитных ионов и их (даже увеличенные, по сравнению с магнитными ионами группы железа) значения эффективных g -факторов,

характерная величина межионного магнитного взаимодействия и, как следствие, температура магнитного упорядочения в таких системах оказывается порядка 1 К и ниже. Такие температуры обычно сложно получить в стандартных низкотемпературных установках (обычно используют криостаты с жидким He, с температурой порядка 4 К, и криостаты с откачкой ^3He с температурой порядка 1,5 К).

Мы предлагаем для достижения магнитного упорядочения использовать вращательный магнитокалорический эффект. А именно, поместим монокристалл редкоземельного непроводящего магнетика в магнитное упорядоченное состояние во внешнее магнитное поле, направленное вдоль оси с максимальной величиной эффективного g -фактора. При этом в достаточно небольшом поле магнитные моменты редкоземельных ионов выстроятся вдоль поля. После этого адиабатически повернем внешнее магнитное поле так, чтобы оно было направленным вдоль оси с минимальным значением эффективного g -фактора. Это эквивалентно тому, что в формуле (2) начальное и конечное значения магнитного поля можно заменить на их эффективные значения $H_i \rightarrow g_{\max} H$ и $H_f \rightarrow g_{\min} H$ соответственно. Если изменение температуры образца ΔT вследствие магнитокалорического эффекта будет больше разности между начальной температурой эксперимента T и температурой магнитного упорядочения T_c , то образец охладится ниже T_c и перейдет в магнитоупорядоченное состояние. Мы будем рассматривать ситуацию, в которой вкладом ядерной подсистемы можно пренебречь, что соответствует экспериментальной ситуации для многих редкоземельных непроводящих магнетиков.

Изучим эффект более подробно, рассмотрев простейшую ситуацию редкоземельного непроводящего ферромагнетика в приближении молекулярного поля. Уравнение самосогласования для молекулярного поля в таком магнетике (при условии нижайшего крамерсова дублета, отделенного от остальных уровней редкоземельного иона щелью гораздо большей, чем температура, величина внешнего магнитного поля и величина эффективного взаимодействия между ионами) имеет вид

$$m = \frac{1}{2} \operatorname{th} \left(\frac{gH + Jzm}{2T} \right), \quad (3)$$

где J — величина эффективного взаимодействия между магнитными моментами, z — координационное число, m — эффективный момент иона и g — эффективный g -фактор. Предположим поле направлено вдоль направления с максимальным значением эффективного g -фактора. Температуру магнитного упорядочения такой системы в отсутствие магнитного поля можно приближенно записать в виде $T_c \approx zJ/4$. Намагниченность на один ион равна $M = M_0 m$, где M_0 — эффективное магнитомеханическое отношение.

Рассмотрим сначала случай, в котором можно пренебречь членом, пропорциональным J в числителе аргумента гиперболического тангенса, т.е. вкладом от магнитного упорядочения. При этом намагниченность иона в поле равна

$$M = \frac{M_0}{2} \operatorname{th} \left(\frac{gH}{2T} \right), \quad (4)$$

Изменение энтропии системы при адиабатическом повороте равно ($h = gH$)

$$\begin{aligned} \Delta S &= - \int_{h_i}^{h_f} dh \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right) = \\ &= M_0 \left(\frac{h}{2T} \operatorname{th}(h/2T) - \ln[\operatorname{ch}(h/2T)] \right) \Big|_{h=g_{\min} H}^{h=g_{\max} H}. \end{aligned} \quad (5)$$

Изменение температуры вследствие вращательного магнитокалорического эффекта дается формулой (2). При этом вклад в теплоемкость дают как магнитная подсистема

$$c_m = \frac{h^2}{4T^2 \operatorname{ch}^2(h/2T)}, \quad (6)$$

так и упругая подсистема

$$c_p = AT^3. \quad (7)$$

Последнее выражение соответствует вкладу фононов. Таким образом, полная теплоемкость есть $c \approx c_m + c_p$. Заметим, что при температурах, низких по сравнению с температурой Дебая, вклад фононов в теплоемкость мал. Изменение температуры при вращательном магнитокалорическом эффекте равно

$$\Delta T = M_0 T \int_{x_i}^{x_f} dx \frac{x}{x^2 + AT^3 \operatorname{ch}^2 x}, \quad (8)$$

где $x_i = g_{\min} H/2T$ и $x_f = g_{\max} H/2T$. Для чисто магнитной системы, когда вкладом фононов можно пренебречь, изменение температуры при вращательном магнитокалорическом эффекте равно

$$\Delta T = -M_0 T \ln(g_{\max}/g_{\min}), \quad (9)$$

т.е. не зависит от величины поля и линейно зависит от начальной температуры.

Теперь рассмотрим вклад магнитного упорядочения $T \leq T_c$, когда нельзя пренебречь взаимодействием между магнитными ионами. Для этого воспользуемся формулой (3), которую перепишем в виде

$$h = -Jzm + 2T \operatorname{arcth}(2m). \quad (10)$$

Отсюда можно легко получить

$$\Delta S_{ord} = \frac{M_0}{2} \int_{m_i}^{m_f} dm \frac{m}{\operatorname{arcth}(2m)}, \quad (11)$$

где пределы интегрирования определяются из значений эффективных магнитных моментов системы во внешнем поле с максимальным и минимальным значением эффективного g -фактора. Вклад в теплоемкость магнитоупорядоченной системы равен

$$c_{ord} = -2zJM \frac{\partial M}{\partial T}. \quad (12)$$

Можно показать, что вклад от магнитного упорядочения в изменение температуры при вращательном магнитокалорическом эффекте равен

$$\Delta T_{ord} = 2M_0T \int_{m_i}^{m_f} dm f(m) \frac{\operatorname{arcth}(2m)}{AT^3 f(m) - 4M_0^2 Jzm \operatorname{arcth}(2m)}, \quad (13)$$

где

$$f(m) = Jz - \frac{4T}{1 - 4m^2}. \quad (14)$$

Отметим, что в магнитоупорядоченной фазе (во внешнем магнитном поле, направленном уже вдоль направления минимального эффективного g -фактора, поскольку упорядочение наступает именно вследствие поворота поля) разница между m_i и m_f мала: и в одном и в другом случае $g = g_{\min}$. Поэтому и вклад магнитоупорядоченной фазы во вращательный магнитокалорический эффект мал, и мы можем им пренебречь.

Рассмотрим теперь ситуацию некрамерсова нижайшего дублета редкоземельного иона с синглетным основным состоянием. Такая ситуация реализуется, например, в тербиевом алюмоборате [12]. Обозначим через Δ величину щели между двумя нижайшими немагнитными уровнями редкоземельного иона, которая вызвана электрическим кристаллическим полем лигандов. В этом случае уравнение самосогласования имеет вид

$$m = \frac{gH}{2a} \operatorname{th} \left(\frac{a}{2T} \right), \quad (15)$$

где

$$a = \sqrt{(\Delta^2 + (gH + zJm)^2)}. \quad (16)$$

При $\Delta = 0$ уравнение (15) естественно переходит в (3). Вновь рассмотрим ситуацию, в которой можно пренебречь членом с J в выражении для a . При этом вклад магнитной подсистемы в теплоемкость имеет вид

$$c_m = \frac{a^2}{4T^2 \operatorname{ch}^2(a/2T)}. \quad (17)$$

Изменение энтропии при вращательном магнитокалорическом эффекте равно

$$\Delta S = M_0 \left(\frac{2x}{1 + e^{-2x}} - \ln(e^{2x} + 1) \right) \Big|_{x_i}^{x_f}, \quad (18)$$

где $x_{i,f} = (2T)^{-1} a(g_{\min, \max} H, J = 0)$. Изменение температуры системы вновь дается формулой (8), но с пределами $x_{i,f} = (2T)^{-1} a(g_{\min, \max} H, J = 0)$. Для чисто магнитной системы, когда вкладом фононов можно пренебречь, изменение температуры при вращательном магнитокалорическом эффекте равно

$$\Delta T = -M_0T \ln[a(g_{\max} H, J = 0)/a(g_{\min} H, J = 0)], \quad (19)$$

т.е. линейно зависит от начальной температуры, но, в отличие от случая нижайшего крамерсова дублета, зависит от величины магнитного поля.

Естественно, что при $\Delta = 0$ эти формулы совпадают с формулами (5)–(8). Очевидно, что отличия между крамерсовым и некрамерсовым (синглетный магнетик) случаями проявляются наиболее существенно при значениях магнитного поля и температуры порядка величины щели синглетного магнетика $gH, T \leq \Delta$.

Можно показать аналогично случаю нижайшего крамерсова дублета, что для вращающегося магнитокалорического эффекта в случае синглетного магнетика вкладом магнитоупорядоченной системы также можно пренебречь.

На рис. 1 и 2 показаны рассчитанные зависимости изменения энтропии как функции приложенного магнитного поля при различных температурах и как функция температуры при различных значениях приложенного поля для синглетного магнетика. В качестве параметров использовались величины констант

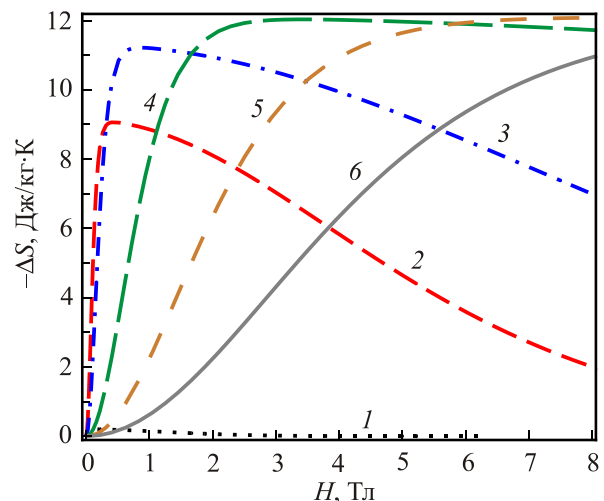


Рис. 1. (Онлайн в цвете) Рассчитанные зависимости изменения энтропии как функции приложенного магнитного поля при различных температурах T , К в синглетном магнетике при вращательном магнитокалорическом эффекте: 0,1 (1); 0,5 (2); 1 (3); 4 (4); 5 (5); 20 (6).

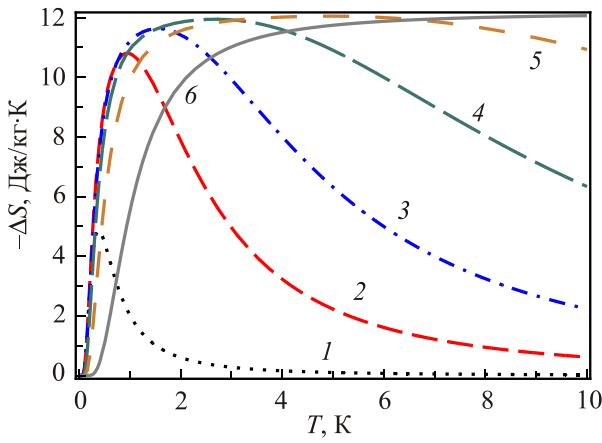


Рис. 2. (Онлайн в цвете) Рассчитанные зависимости изменения энтропии как функции температуры при различных значениях приложенного магнитного поля H , Тл в синглетном магнетике при вращательном магнитокалорическом эффекте: 0,1 (1); 0,5 (2); 1 (3); 2 (4); 4 (5); 8 (6).

тербиевого алюмобората (в котором температура перехода в магнитоупорядоченное состояние $T_c = 0,68$ К, величина щели $\Delta = 1,3$ К [12], $g_{\max} = 16$, $g_{\min} = 0,32$ [11]). Заметим, что различия наших результатов с результатами работы [11] проявляются при $gH, T \leq \Delta$ (эта область параметров не рассматривалась в [11]), а также в области больших значений поля, поскольку в работе [11] полагали $g_{\min} \approx 0$. На рис. 3 показана рассчитанная зависимость изменения температуры вследствие вращательного магнитокалорического эффекта как функция приложенного магнитного поля при различных значениях начальных температур. Параметр A был выбран так, чтобы согласовать температурное поведение теплоемкости с данными для тербиевого феррбората [11,12]. На-

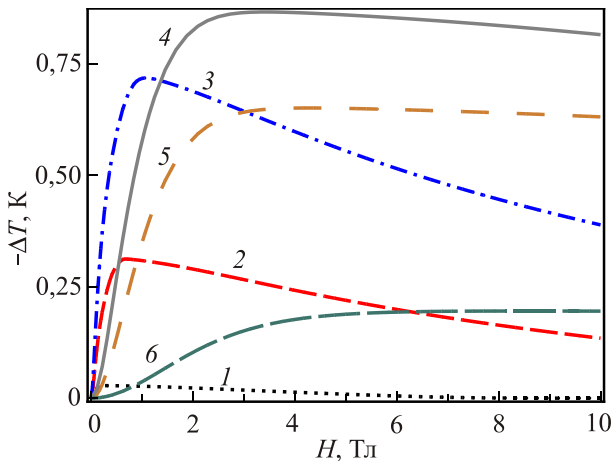


Рис. 3. (Онлайн в цвете) Рассчитанные зависимости изменения температуры синглетного магнетика как функции приложенного магнитного поля при различных значениях температуры T , К при вращательном магнитокалорическом эффекте: 0,1 (1); 0,5 (2); 1 (3); 4 (4); 5 (5); 10 (6).

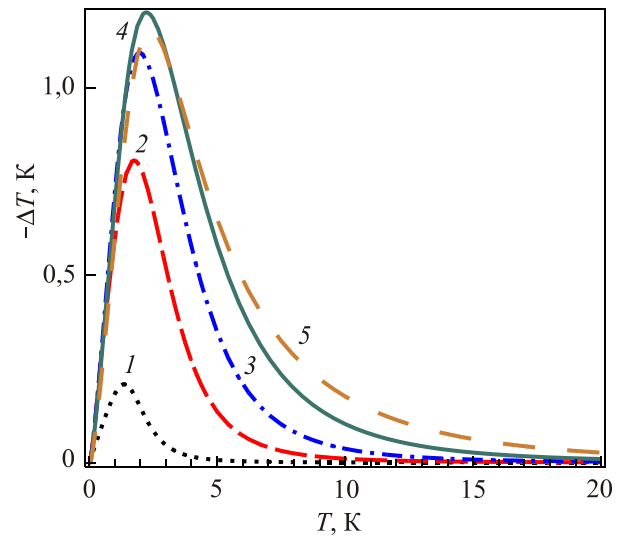


Рис. 4. (Онлайн в цвете) Рассчитанные зависимости изменения температуры синглетного магнетика как функции температуры при различных значениях приложенного магнитного поля H , Тл при вращательном магнитокалорическом эффекте: 0,1 (1); 0,5 (2); 1 (3); 4 (4); 5 (5).

конец, на рис. 4 показана зависимость изменения температуры вследствие вращательного магнитокалорического эффекта как функция начальной температуры при разных значениях внешнего магнитного поля. Различия в поведении изменения температуры с работой [11] связаны с определением величины A : в настоящей работе мы ее определяли по более широкому интервалу температур, включая область низких температур $T \sim \Delta$. Отметим, что температурное и полевое поведение ΔT сильно зависит от величины A . Поэтому результаты, представленные на рис. 3 и 4 определяют лишь качественные зависимости, но количественно величины могут меняться. Несмотря на это, видно (как из наших расчетов, так и результатов работы [11]), что для разумных значений величины внешнего магнитного поля изменение температуры ΔT может быть сравнимо с разностью $T - T_c$, т.е. возможен переход магнетика в магнитоупорядоченное состояние вследствие вращательного магнитокалорического эффекта.

Верно и обратное утверждение: поворот внешнего магнитного поля от направления с малым значением эффективного g -фактора к направлению с большим значением может вывести анизотропный магнетик из магнитоупорядоченного состояния в парамагнитное. вследствие вращательного магнитокалорического эффекта.

Таким образом, в работе предсказан (что подтверждено теоретическими расчетами) фазовый переход в магнитоупорядоченную фазу магнетика с магнитной анизотропией эффективного g -фактора за счет разворота направления внешнего магнитного поля от оси магнетика с максимальным значением g -фактора к оси с меньшим его значением. Предсказанный сценарий может

быть реализован в редкоземельных непроводящих магнитных системах с низкой (ниже 1 К) температурой перехода в магнитоупорядоченное состояние и низкой температурой Дебая. Результаты обобщены на случаи магнетика с кривмерсовым и некривмерсовым нижайшим дублетом уровней редкоземельного иона. Проведен расчет характеристик вращательного магнитокалорического эффекта в синглетном магнетике тербиевого алюминобората для сравнимых со щелью значений температуры и внешнего магнитного поля.

Автор благодарен химическому факультету Харьковского национального университета им. В.Н. Каразина за поддержку. К сожалению, академик НАН Украины В.В. Еременко не дожил до публикации этого выпуска ФНТ. Автор посвящает эту работу светлой памяти академика НАН Украины В.В. Еременко.

1. P. Strehlow, H. Nuzha, and E. Bork, *J. Low Temp. Phys.* **147**, 81 (2007).
2. E. Warburg, *Ann. Phys.* **249**, 141 (1881).
3. P. Weiss and A. Piccard, *J. Phys. (Paris) Ser.* **7**, 103 (1917).
4. A.M. Tishin, *Magnetocaloric Effect in the Vicinity of Phase Transitions*, in: *Handbook of Magnetic Materials*, K.H.J. Buschow (ed.), Elsevier, Amsterdam (1999), Vol. 12.
5. J.C. Bonner and J.F. Nagle, *Phys. Rev. A* **5**, 2293 (1972).
6. См., например, М.Е. Zhitomirsky, *Phys. Rev. B* **67**, 104421 (2003); М.Е. Zhitomirsky and H. Tsunetsugu, *Phys. Rev. B* **70**, 100403 (2004); O. Derzhko and J. Richter, *Phys. Rev. B* **70**, 104415 (2004); S.S. Sosin, L.A. Prozorova, A.I. Smirnov, A.I. Golov, I.B. Berkutov, O.A. Petrenko, G. Balakrishnan, and M.E. Zhitomirsky, *Phys. Rev. B* **71**, 094413 (2005); B. Schmidt, P. Thalmeier, and N. Shannon, *Phys. Rev. B* **76**, 125113 (2007); J. Schnack, R. Schmidt, and J. Richter, *Phys. Rev. B* **76**, 054413 (2007); M.S.S. Pereira, F.A.B.F. de Moura, and M.L. Lyra, *Phys. Rev. B* **79**, 054427 (2009).
7. L. Zhu, M. Garst, A. Rosch, and Q. Si, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 066404 (2003); M. Garst and A. Rosch, *Phys. Rev. B* **72**, 205129 (2005).
8. M. Evangelisti, A. Candini, M. Affronte, E. Pasca, L.J. de Jongh, R.T.W. Scott, and E.K. Brechin, *Phys. Rev. B* **79**, 104414 (2009).
9. A.L. Lima, K.A. Gschneidner, Jr., and V.K. Pecharsky, *J. Appl. Phys.* **96**, 2164 (2004).
10. M. Balli, S. Jandl, P. Fournier, and M.M. Gospodinov, *Appl. Phys. Lett.* **104**, 232402 (2014); V. Tkac, A. Orendacova, E. Cizmar, M. Orendac, A. Feher, and A.G. Anders, *Phys. Rev. B* **92**, 024406 (2015); M. Balli, S. Mansouri, S. Jandl, P. Fournier, and D.Z. Dimitrov, *Solid State Commun.* **239**, 9 (2016).
11. М.И. Пашенко, В.А. Бедарев, Д.Н. Меренков, А.Н. Блудов, В.А. Пашенко, С.Л. Гнатченко, Т. Zajarniuk, A. Szewczyk, В.Л. Темеров, *ФНТ* **43**, 789 (2017) [*Low Temp. Phys.* **43**, No. 5 (2017)].
12. В.А. Бедарев, М.И. Пашенко, М.И. Кобец, К.Г. Дергачев, Е.Н. Хацько, С.Л. Гнатченко, А.А. Звягин, Т. Zajarniuk, A. Szewczyk, М.У. Gutowska, Л.Н. Безматерных, В.Л. Темеров, *ФНТ* **41**, 687 (2015). [*Low Temp. Phys.* **41**, 534 (2015)].

Magnetic ordering of anisotropic magnets due to the rotation of a magnetic field

A.A. Zvyagin

The transition to the ordered state of a magnet with the magnetic anisotropy of the effective g -factor due to the rotation of the external magnetic field from the axis with the maximal value of the effective g -factor to the axis with the lower value of it. It is shown that the predicted scenario can be realized in rare-earth isolating magnetic systems with the low (lower than 1 K) temperature of the transition to the magnetically ordered state.

PACS: **75.10.-b** General theory and models of magnetic ordering;
 75.30.Sg Magnetocaloric effect, magnetic cooling;
 75.30.Gw Magnetic anisotropy.

Keywords: magnetocaloric effect, anisotropy g -factor due, magnetic ordering.