

КВАНТОВАЯ ЗАПУТАННОСТЬ В СМЕШАННОМ СПИНОВОМ ТРИМЕРЕ (1/2, 1/2, 1) С НЕСОХРАНЯЮЩЕЙСЯ НАМАГНИЧЕННОСТЬЮ ПРИ КОНЕЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Ж.А. АДАМЯН*

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения
Институт синхротронных исследований, КЕНДЛ, Ереван, Армения

*e-mail: zhirayrad99@gmail.com

(Поступила в редакцию 3 июля 2024 г.)

Рассмотрена модель молекулярного магнита, состоящего из трех магнитных ионов со спинами (1/2, 1/2, 1) и несохраняющейся намагниченностью, возникающей из-за неоднородности можителей Ланде. Основной задачей данного исследования является выяснение свойств квантовой запутанности состояний системы при процессах намагничивания (размагничивания) при конечных температурах. Показано, как наличие неоднородных можителей Ланде приводит к существенному усилению квантовой запутанности и иногда – к расширению температурного интервала, в котором спины (псевдоспины) магнитных ионов модели находятся в запутанных состояниях.

1. Введение

В силу своей ключевой роли в квантово-информационных технологиях и фундаментальных исследованиях и как одно из наиболее захватывающих явлений квантовой физики квантовая запутанность привлекает к себе все больше внимания [1–5]. Это явление служит концептуальной основой для таких явлений и процессов, как квантовая телепортация [6–11], квантовые вычисления [12–14] и квантовая криптография [15, 16]. Помимо применения в квантовых технологиях изучение квантовой запутанности открыло новые возможности в исследованиях фундаментальной физики. В частности, представления о свойствах квантовой запутанности позволили лучше изучить основополагающие особенности физики черных дыр методами квантовой теории поля [17, 18]. Кроме того, квантовая запутанность как дополнительный инструмент, помогает в изучении квантовых фазовых переходов и прочих сложных явлений в теории многих тел и в физике конденсированного состояния. Явление квантовой запутанности отражает в себе самые фундаментальные отличия между классической и квантовой физикой, формально неустраняемые при стремлении постоянной Планка к нулю.

Квантовая запутанность была успешно реализована в различных физических системах и экспериментах. Следует особо отметить теоретические и экспериментальные работы в области синтеза и изучения магнитно-термодинамических свойств молекулярных магнетиков [19] как носителей кубитов для квантовых компьютеров [20–22]. С формальной точки зрения молекулярные магниты или магнитные молекулы представляют собой так называемые спиновые кластеры,

систему из нескольких спинов с обменными взаимодействиями между ними [19]. В простейшем случае такая система описывается стандартным гамильтонианом Гейзенберга с определенным набором констант обменного взаимодействия, соответствующим симметрии молекулы:

$$H = \sum_{i,j} J_{ij} \mathbf{S}_i \mathbf{S}_j - B \mu_B \sum_i g_i S_i^z, \quad (1.1)$$

где $J_{i,j}$ – константы обменного взаимодействия между спинами (псевдоспинами), находящимися в i -ом и j -ом узлах решетки (кластера), B – напряженность внешнего магнитного поля, μ – магнетон Бора, а g_i – фактор Ланде для магнитного иона в i -ом узле. Процессы намагничивания для магнитных кластеров или магнитных молекул, состоящих из нескольких спинов, заметно отличаются от таковых для истинно многочастичных магнитных материалов. Для моделей с сохраняющейся проекцией магнитного момента на направление внешнего поля, т.е. коммутирующим с гамильтонианом оператором z -проекции магнитного момента,

$$[M^z, H] = 0, \text{ где } M^z = \sum_i g_i S_i^z, \quad (1.2)$$

кривая намагничивания при нулевой температуре будет представлять собой последовательность плато со скачками между ними. Каждое плато на такой кривой соответствует определенному собственному состоянию системы спинов, которое также является собственным и для оператора магнитного момента, что, в свою очередь, приводит к тому, что значение магнитного момента в этом состоянии строго фиксировано и не зависит от B . Скачки же обусловлены переходами между такими основными состояниями при изменении напряженности внешнего магнитного поля. Однако эта картина может измениться кардинальным образом при некоммутативности оператора магнитного момента и гамильтониана [23–29]. В такой ситуации некоторые основные состояния могут не обладать фиксированным собственным значением оператора магнитного момента, поэтому на кривой намагниченности могут наблюдаться участки монотонного роста в пределах одного основного состояния. Наиболее распространенным источником некоммутативности оператора магнитного момента с гамильтонианом является разница в значениях g -факторов магнитных ионов в системе. Таким образом, условие (1.2) может выполняться тогда и только тогда, когда $g_1 = g_2$ для всех i и j [25, 29]. Магнитные свойства квантовых спиновых моделей с неоднородными g -факторами рассматривались во многих недавних публикациях [23–34]. Помимо необычного профиля намагниченности в этих моделях наблюдаются и другие интересные физические эффекты, в частности, в одномерных цепочках с чередующимися g -факторами [29–34] различного знака могут возникать частично упорядоченные фазы и дополнительные особенности спиновых структурных факторов [33].

В настоящей работе рассматривается модель триметаллической магнитной молекулы, в которой содержатся два иона со спином, равным $1/2$, и один ион со спином, равным 1 , с двумя различными g -факторами, причем предполагается, что у иона со спином, равным 1 , и одного из ионов со спином, равным $1/2$, g -факторы совпадают (см. рис.1). Свойства квантовой запутанности основных состояний этой модели были подробно изучены в нашей недавней работе [29]. В частности, нас интересовал вопрос, как можно использовать несохраняющуюся

намагниченность в целях управления квантовой запутанностью и ее усиления. Основным результатом работы [29] стала возможность почти семикратного увеличения количественной меры квантовой запутанности, называемой <<отрицательностью>>, для случая $g_1 \neq g_2$, по сравнению со случаем однородных g -факторов при нулевой температуре. В данной работе мы продолжаем исследование нахождения оптимальных параметров для создания запутанных состояний и управления ими посредством магнитного поля в смешанном спиновом тримере $(1/2, 1/2, 1)$, но уже при конечных температурах.

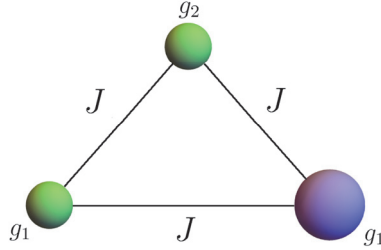


Рис.1. Модель магнитной молекулы треугольной формы. Маленькие шарики соответствуют ионам со спином, равным $1/2$, большой шарик изображает ион со спином, равным 1 .

2. Модель и ее точное решение

Гамильтониан модели имеет следующий вид:

$$H = J(\mathbf{s}_1\mathbf{S}_3 + \mathbf{s}_2\mathbf{S}_3 + \mathbf{s}_1\mathbf{s}_2) - B(g_2s_2^z + g_1(S_3^z + s_1^z)), \quad (2.1)$$

где $S^{x,y,z}$ – операторы проекции спина с $s = 1/2$, а $S^{x,y,z}$ – аналогичные операторы для $S = 1$, g_1, g_2 – множители Ланде соответствующих частиц, J – обменное взаимодействие между частицами, а B – помноженное на магнетон Бора магнитное поле, направленное по оси z . Гамильтониан (2.1) может быть диагонализирован аналитически. Соответствующие собственные значения и собственные векторы имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} E_{1,2} &= \frac{1}{4}(5J \mp 2B(3g_1 + g_2)), & E_{3,4} &= \frac{1}{4}(-3J \mp 2B(g_1 + g_2)), \\ E_{5,6} &= \frac{1}{4}(-5J \mp 2\sqrt{B^2g_2^2 + J^2}), & E_{7,8} &= \frac{1}{4}(J \mp 2\sqrt{B^2g_2^2 + 4J^2}), \\ E_{9,10} &= \frac{1}{4}(J - 4Bg_2 \mp 2Q^+), & E_{11,12} &= \frac{1}{4}(J + 4Bg_2 \mp 2Q^-), \end{aligned} \quad (2.2)$$

$$\begin{aligned} |\Psi_{1,2}\rangle &= \left| \pm\frac{1}{2}, \pm\frac{1}{2}, \pm 1 \right\rangle, & |\Psi_{3,4}\rangle &= \frac{1}{\sqrt{3}} \left(\pm\sqrt{2} \left| \mp\frac{1}{2}, \pm\frac{1}{2}, \pm 1 \right\rangle \mp \left| \pm\frac{1}{2}, \pm\frac{1}{2}, 0 \right\rangle \right), \\ |\Psi_{5,6}\rangle &= \frac{1}{\sqrt{3(1 + M_{\pm}^2)}} \\ &\times \left(M^{\pm} \left(\sqrt{2} \left| \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, -1 \right\rangle - \left| -\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 0 \right\rangle \right) + \sqrt{2} \left| -\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, 1 \right\rangle - \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, 0 \right\rangle \right), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
|\Psi_{7,8}\rangle &= \frac{1}{\sqrt{3(4+K_{\mp}^2)}} \\
&\times \left(K^{\mp} \left(\left| \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, -1 \right\rangle + \sqrt{2} \left| -\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 0 \right\rangle \right) + 2 \left| -\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, 1 \right\rangle + 2\sqrt{2} \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, 0 \right\rangle \right), \\
|\Psi_{9,10}\rangle &= \frac{1}{\sqrt{3+G_{\pm}^2}} \left(\sqrt{2} \left| \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 0 \right\rangle - G^{\pm} \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, 1 \right\rangle + \left| -\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 1 \right\rangle \right), \\
|\Psi_{11,12}\rangle &= \frac{1}{\sqrt{3+U_{\mp}^2}} \left(\left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, -1 \right\rangle + U^{\mp} \left| -\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, -1 \right\rangle + \sqrt{2} \left| -\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, 0 \right\rangle \right),
\end{aligned} \tag{2.3}$$

где введены следующие обозначения:

$$\begin{aligned}
Q^{\pm} &= \sqrt{(Bg_{-} \pm J)^2 + 3J^2}, \quad M^{\pm} = \frac{-Bg_{-} \pm \sqrt{B^2 g_{-}^2 + J^2}}{J}, \\
K^{\pm} &= \frac{Bg_{-} \pm \sqrt{B^2 g_{-}^2 + 4J^2}}{2J}, \quad G^{\pm} = \frac{Bg_{-} + J \pm Q^{\pm}}{J}, \\
U^{\pm} &= \frac{Bg_{-} - J \pm Q^{\pm}}{J}, \quad g_{-} = g_1 - g_2.
\end{aligned} \tag{2.4}$$

Интересно отметить, что не все собственные состояния модели переходят в соответствующие векторы состояний системы с однородными g -факторами при формальном пределе $g_{-} = 0$. Собственные векторы, для которых предел однородных g -факторов необходимо рассматривать отдельно, приведены ниже:

$$\begin{aligned}
|\Psi_{3,4}\rangle_0 &= \frac{1}{2} \left(\left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, \pm 1 \right\rangle + \left| -\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \pm 1 \right\rangle - \sqrt{2} \left| \pm \frac{1}{2}, \pm \frac{1}{2}, 0 \right\rangle \right), \\
|\Psi_6\rangle_0 &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\left| -\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, 1 \right\rangle - \left| \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, -1 \right\rangle \right), \quad |\Psi_7\rangle_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\left| -\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 0 \right\rangle - \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, 0 \right\rangle \right), \\
|\Psi_9\rangle_0 &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\left| -\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 1 \right\rangle - \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, 1 \right\rangle \right), \quad |\Psi_{11}\rangle_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\left| -\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, -1 \right\rangle - \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, -1 \right\rangle \right).
\end{aligned} \tag{2.5}$$

Необычный выбор констант взаимодействия требует объяснения. С одной стороны, такой выбор параметров допускает аналитическое решение наиболее простым способом. С другой стороны, модель, выбранная в настоящем исследовании, может иметь физическую реализацию в оптических решетках с захваченными фермионными атомами (ионами) [35], что открывает широкие возможности для построения эффективных моделей квантовых магнетиков и сильно коррелированных электронов. Преимущество этой технологии – возможность управлять обменным взаимодействием с помощью лазера.

Исходя из того, что собственные значения и собственные векторы гамильтониана симметричны относительно знака магнитного поля, будем рассматривать только положительные значения поля. Далее, поскольку собственные векторы гамильтониана зависят только от разницы между g -факторами Ланде и так как мера запутанности зависит только от собственных векторов, мы зафиксируем

значение $g_1 = 1$ и рассмотрим зависимость меры квантовой запутанности системы от g_2 . В зависимости от знака константы обменного взаимодействия J возможны два принципиально отличных друг от друга случая магнитного поведения системы, ферромагнитный ($J < 0$) и антиферромагнитный ($J > 0$). В случае ферромагнитных взаимодействий в подобных системах основные состояния при всех значениях магнитного поля являются сепарабельными, следовательно, в таких моделях квантовая запутанность реализовываться не может. Однако ситуация меняется кардинально [27–30, 33, 34], если некоторые из g -факторов в кластере имеют отрицательный знак, что обычно присуще ионам редкоземельных металлов с большим значением орбитального момента L [36].

3. Отрицательность

Существуют различные количественные показатели для определения меры квантовой запутанности [37]. В настоящей работе мы используем меру квантовой запутанности, известную как «отрицательность» [38]. Отрицательность – это мера квантовой запутанности, которая является монотонной функцией запутанности и, следовательно, является подходящей мерой запутанности. Отрицательность может принимать значения в интервале от 0 (что указывает на отсутствие запутанности) до 1/2 (что соответствует максимально возможной запутанности). Так как отрицательность формулируется попарно для каждой пары подсистем (частиц) данной системы, в случае кластера из трех спинов мы имеем дело с тремя подобными величинами. Формальная процедура вычисления отрицательности заключается в следующем: необходимо найти сумму абсолютных значений отрицательных собственных значений частично транспонированной приведенной двухчастичной матрицы плотности, обозначенной ρ_{ij}^T , которая строится следующим образом:

$$\begin{aligned} \langle \widetilde{\xi}_i, \xi_j | \rho_{ij}^T | \xi_i, \widetilde{\xi}_j \rangle &= \langle \xi_i, \xi_j | \rho_{ij} | \widetilde{\xi}_i, \widetilde{\xi}_j \rangle, \\ \rho_{ij} &= \sum_{\xi_k} \langle \xi_k | \rho | \xi_k \rangle, \quad k \neq i, j. \end{aligned} \quad (3.1)$$

Здесь $|\xi_i, \xi_j, \xi_k\rangle$ – стандартный базис собственных векторов для спиновых операторов $\mathbf{s}_1, \mathbf{s}_2$ ($\xi_i = \pm 1/2$) и \mathbf{S}_3 ($\xi_i = -1, 0, 1$). Таким образом, отрицательность для i -го и j -го спина задается следующим выражением:

$$Ne_{ij} = \sum_a |\mu_a|, \quad (3.2)$$

где μ_a – отрицательные собственные значения ρ_{ij}^T [38]. Поскольку нас интересует квантовая запутанность термальных гиббсовских состояний (предполагается, что система находится в термодинамическом равновесии с термостатом при температуре T), для расчета отрицательности используется стандартная гиббсовская матрица плотности,

$$\rho = \sum_{i=1}^{12} \frac{\exp(-\beta E_i)}{Z} |\psi_i\rangle \langle \psi_i|. \quad (3.3)$$

В последние годы большое количество публикаций было посвящено

изучению квантовой запутанности в различных спиновых системах при конечной температуре, в том числе и в модельных системах, соответствующих спиновым кластерам или молекулярным магнитам [39–44]. Стоит также отметить, что с формальной точки зрения, гамильтонианы спиновых кластеров с неоднородными g -факторами описывают не только молекулярные магниты, но и могут возникать в процессе описания магнито-термальных свойств особых декорированных решеточных моделей, в которых кластеры квантовых спинов взаимодействуют друг с другом посредством промежуточных узлов с изинговскими спинами [45–49].

4. Результаты и их обсуждение

В данном разделе представлены основные результаты настоящей работы в виде двумерных графиков зависимости отрицательности от магнитного поля и температуры для отдельных пар спинов. При этом в случае ферромагнитной обменной энергии ($J < 0$), как было указано выше, значения одного из g -факторов выбираются отрицательными, чтобы гарантировать наличие ненулевой квантовой запутанности. Для антиферромагнитных значений обменной энергии ($J > 0$) все g -факторы предполагаются положительными. Для удобства отображения результатов используются безразмерные величины $g_1 B / |J|$ и $T / |J|$.

4.1. Антиферромагнитное взаимодействие

В случае антиферромагнитного взаимодействия $J > 0$ запутанные состояния в системе возникают как при положительных, так и при отрицательных $g_2 < 0$, однако мы рассматриваем только случай $g_2 > 0$. В работе [29] были построены все возможные фазовые диаграммы основных состояний системы при нулевой температуре в зависимости от величины магнитного поля и отношения двух g -факторов, g_2 / g_1 . Процессы намагничивания системы для различных значений g_2 / g_1 могут сильно отличаться друг от друга по последовательности основных состояний, через которые проходит система при переходе от состояния с минимальным магнитным моментом к состоянию насыщения или квазинасыщения. Последнее возникает из-за несохраняющейся намагниченности и представляет собой ситуацию, когда при любом конечном значении напряженности магнитного поля магнитный момент системы не достигает своего максимально возможного значения, которое, в свою очередь, является асимптотическим значением квантово-механического среднего оператора магнитного момента системы при $B \rightarrow \infty$ [25, 29]. Однако при конечных температурах все собственные состояния системы могут вносить определенный вклад в намагниченность в соответствии с принципом вычисления средних значений в каноническом ансамбле Гиббса. Рисунок 2 иллюстрирует температурное поведение отрицательности для пары частиц под номерами 1 и 2, то есть частиц одинакового спина, равного $1/2$, но с различными значениями g -факторов. Рисунки 2a и 2b отображают поведение отрицательности для $g_2 / g_1 = 1/2$ и $g_2 / g_1 = 1$, соответственно. Важным результатом является как увеличение значения отрицательности для неоднородных g -факторов (рис.2a), так и расширение области значений магнитного поля и

температуры, которые соответствуют высокой степени квантовой запутанности по сравнению с однородным случаем (рис.2b). Интересным фактом также является полное отсутствие запутанности при $g_2/g_1 > 1$.

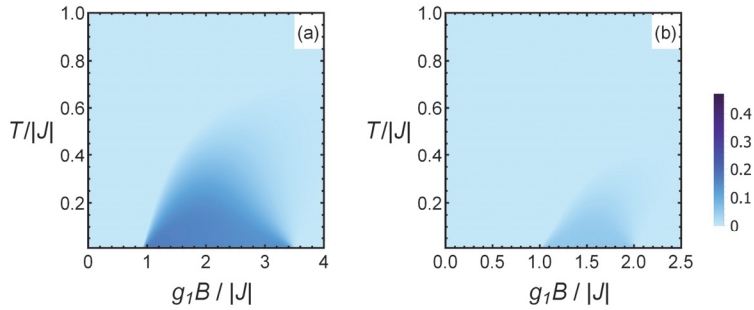


Рис.2. Зависимость отрицательности частиц под номерами 1 и 2 от магнитного поля и температуры, где рисунки (a) и (b) соответствуют значениям $g_2/g_1 = 1/2, 1$.

Зависимость отрицательности от безразмерного магнитного поля и температуры для пары частиц под номерами 2 и 3 представлена на рис.3. Как и в предыдущем случае, здесь мы имеем дело с магнитными ионами с различными g -факторами, однако частица под номером 3 обладает спином, равным 1. Рисунок 3 состоит из трех рисунков, соответствующих значениям $g_2/g_1 = 1/2, 1, 2$. Для данной пары частиц тенденция, выявленная в предыдущем случае, сохраняется и здесь. При $g_2/g_1 < 1$ ($g_2/g_1 = 1/2$) (рис.3a) наблюдается существенное усиление проявлений квантовой запутанности по сравнению с изотропным случаем (рис.3b) и ослабление при $g_2/g_1 > 1$ ($g_2/g_1 = 2$). Однако обусловленное неоднородностью g -факторов усиление свойств квантовой запутанности в данном случае касается исключительно удлинения интервала значений напряженности магнитного поля, при которых отрицательность для данных двух частиц ненулевая. Что касается температурной зависимости, то во всех случаях она примерно одинаковая.

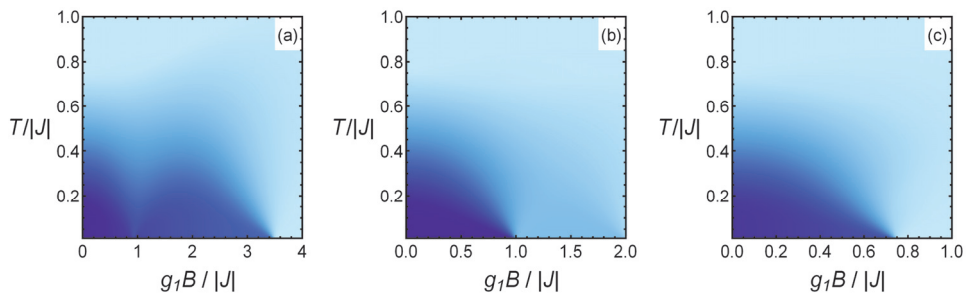


Рис.3. Зависимость отрицательности частиц под номерами 2 и 3 от магнитного поля и температуры, где рисунки (a), (b) и (c) соответствуют значениям $g_2/g_1 = 1/2, 1, 2$.

Зависимости значений отрицательности от безразмерного магнитного поля и температуры для пары частиц под номерами 1 и 3 представлены на рис.4 в виде трех рисунков, соответствующих тем же значениям отношения g -факторов, что

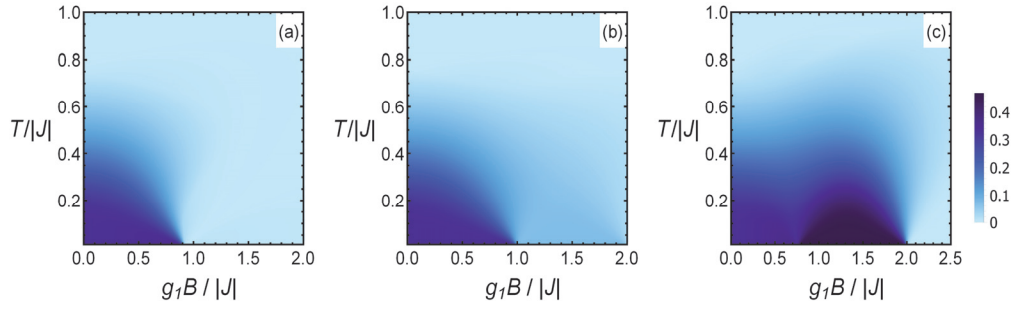


Рис.4. Зависимость отрицательности частиц под номерами 1 и 3 от магнитного поля и температуры, где рисунки (a), (b) и (c) соответствуют значениям $g_2/g_1 = 1/2, 1, 2$.

и на рис.3. В данном случае мы наблюдаем иную закономерность в изменении масштаба и пределов квантовой запутанности из-за неоднородности g -факторов. Наибольшее усиление квантовой запутанности по сравнению с однородным случаем здесь наблюдается для $g_2/g_1 = 2$ (рис.4c). Как было показано в работе [29], данный эффект не зависит от величины отношения g -факторов. Для любых значений $g_2/g_1 > 1$ в данных пределах напряженности магнитного поля основным состоянием модели является $|\psi_5\rangle$, для которого отрицательность не зависит ни от отношения g_2/g_1 , ни от напряженности магнитного поля и равна $\sqrt{2}/3 = 0.47$, что достаточно близко к максимально возможному значению $1/2$. Отметим, что при конечных температурах данная высокая степень квантовой запутанности сохраняется почти до $T/J = 0.2$, прежде чем начинает затухать, оставаясь все еще достаточно существенной до $T/J = 0.3$. После этого при последующем повышении температуры отрицательность для данной пары частиц снижается до уровня, наблюдаемого в однородном случае (рис.4b) при нулевой температуре, $1/16(\sqrt{17} - 3)$ [29]. Таким образом, основной результат работы [29], заключающийся в почти семикратном увеличении отрицательности для частиц под номерами 1 и 3 при любом $g_2/g_1 > 1$ по сравнению с однородным случаем, сохраняется в полной мере и для конечных температур в пределах куполообразной области с максимумом, приблизительно соответствующим $T/J = 0.2$. При $g_2/g_1 < 1$ (рис.4a) практически не наблюдается существенных улучшений свойств квантовой запутанности по сравнению с однородным случаем.

4.2. Ферромагнитное взаимодействие

В случае ферромагнитной константы обменного взаимодействия $J < 0$, как было указано выше, нетривиальные основные состояния, отличные от полностью поляризованного, возможны только при различии в знаках g -факторов. В данном случае мы предполагаем, что $g_1 > 0$, а $g_2 < 0$. Ситуация, когда оба g -фактора отрицательны, с точностью до пространственной инверсии спинов, идентична случаю антиферромагнитной константы обменного взаимодействия с

положительными g -факторами. На рис.5. представлены зависимости отрицательности от безразмерного магнитного поля и температуры, соответствующие фиксированному значению $g_2/g_1 = -2$ для частиц под номерами 1 и 2 (рис.5а) и 2 и 3 (рис.5б).

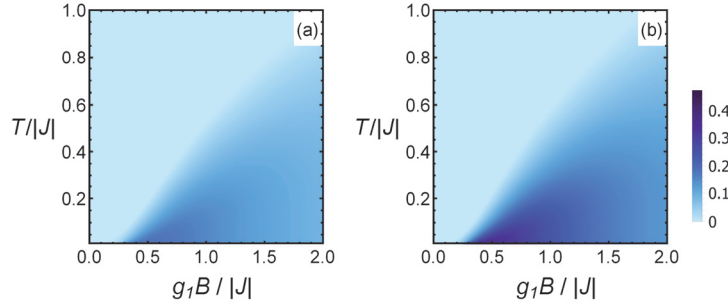


Рис.5. Зависимость отрицательности от магнитного поля и температуры при $g_2/g_1 = -2$, где рисунки (а) и (б) соответствуют отрицательности для частиц под номерами 1 и 2 и частиц под номерами 2 и 3.

Тут мы наблюдаем практически идентичную по структуре зависимость с той лишь разницей, что для частиц под номерами 2 и 3 значения отрицательности выше. Также можно заметить, что в данном случае квантовая запутанность сохраняется до достаточно высоких по сравнению с предыдущими графиками температур. Линия, разделяющая области относительно сильной и слабой запутанности, четко видна и прослеживается почти до $T/J = 1$. На заключительном рис.6 продемонстрированы графики зависимости отрицательности для частиц под номерами 1 и 3 при различных значениях отношения $g_2/g_1 = -2, -3, -4$ (рис.6а, б, с, соответственно). Тут мы наблюдаем еще одно проявление несохраняющейся намагниченности, а именно – усиление квантовой запутанности с увеличением абсолютного значения отношения g_2/g_1 . Однако данное усиление, естественно, ограничено сверху максимально возможным значением, которое в рассматриваемой системе не достигается. Но при значительной величине абсолютного значения отношения $g_2/g_1 > 5$, которое является нефизическим, отрицательность для данной пары частиц возможно довести до максимального для данной модели значения $\sqrt{2}/3$. Следует также отметить, что в случае

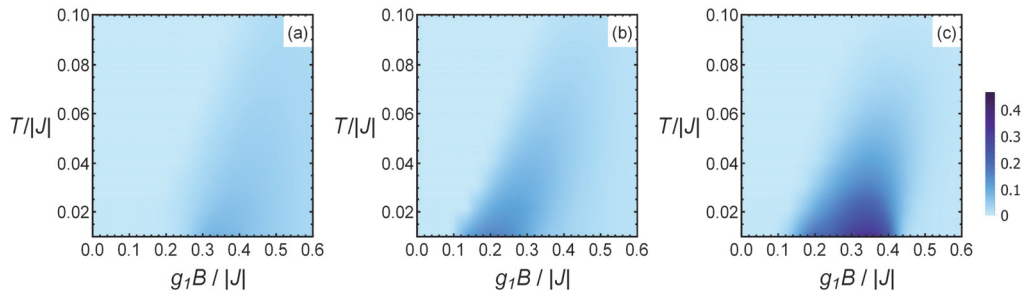


Рис.6. Зависимость отрицательности для частиц под номерами 1 и 3 от магнитного поля и температуры, где рисунки (а), (б) и (с) соответствуют значениям $g_2/g_1 = -2, -3, -4$.

ферромагнитного значения обменной константы квантовая запутанность очень неустойчива относительно увеличения температуры. Как видно из рис.6, даже при наиболее существенной запутанности при нулевой температуре (рис.6с) последняя значительно уменьшается уже при $T/J = 0.03$.

5. Заключение

В работе рассмотрена задача исследования квантовой запутанности при конечных температурах в квантовом спиновом тримере со смешанными значениями спинов ($1/2$, $1/2$, 1) и несохраняющейся намагниченностью, возникающей по причине неоднородности g -факторов. Продемонстрировано, что неоднородность g -факторов может привести к существенному усилению свойств квантовой запутанности собственных состояний модели, возникающих в процессе намагничивания системы. В оптимальном случае удается достичь почти семикратного увеличения отрицательности при антиферромагнитной константе связи. Однако для системы с неоднородными g -факторами температурный интервал, в котором отрицательность сохраняет существенно ненулевое значение, не сильно отличается от такового для системы с однородными g -факторами несмотря на то, что внутри этой области возникает промежуток температур с существенно более высокой запутанностью (см. рис.4). Высокая степень отрицательности для частиц под номерами 1 и 3 сохраняется почти до $T/J = 0.2$. Для реальных молекулярных магнитов, похожих на нашу модель, абсолютное значение обменного взаимодействия J в кельвинах меняется в широком интервале от 0.1 до 200 К. Наряду с этим для случая ферромагнитной константы связи, который характеризуется полным отсутствием запутанных состояний при положительных значениях g -факторов, рассмотрение несохраняющейся намагниченности посредством введения отрицательных g -факторов приводит как к появлению запутанных состояний при нулевой температуре, так и к ощутимому расширению температурного интервала, в котором отрицательность существенно отлична от нуля.

Автор выражает благодарность В. Оганяну за полезные и плодотворные обсуждения и Комитету по науке МОНКС РА и фонду ANSEF за частичную финансовую поддержку в рамках проектов 23AA-1C032, 21AG-1C006 и PS-condmatth-2884, соответственно.

ЛИТЕРАТУРА

1. **L. Amico, R. Fazio, A. Osterloh, V. Vedral.** Rev. Mod. Phys, **80**, 517 (2008).
2. **O. Gühne, G. Tóth.** Phys. Reports, **474**, 1 (2009).
3. **C.H. Bennett, D.P. DiVincenzo, J.A. Smolin, W.K. Wootters.** Phys. Rev. A, **54**, 3824 (1996).
4. **C.H. Bennett, G. Brassard, S. Popescu, B. Schumacher, J.A. Smolin, W.K. Wootters.** Phys. Rev. Lett, **76**, 722 (1996).
5. **A.K. Ekert.** Nature (London), **358**, 14 (1992).
6. **C.H. Bennett, G. Brassard, C. Crépeau, R. Jozsa, A. Peres, W.K. Wootters.** Phys. Rev. Lett., **70**, 1895 (1993).
7. **D. Bouwmeester, J.W. Pan, K. Mattle, M. Eibl, H. Weinfurter, A. Zeilinger.** Nature (London), **390**, 575 (1997).

8. **J. Cho, H.W. Lee.** Phys. Rev. Lett., **95**, 160501 (2005).
9. **X.M. Jin, J.G. Ren, B. Yang, Z.H. Yi, F. Zhou, X.F. Xu, S.K. Wang, D. Yang, Y.F. Hu, S. Jiang, T. Yang, H. Yin, K. Chen, C.Z. Peng, J.W. Pan.** Nature Photonics, **4**, 376 (2010).
10. **M. Baur, A. Fedorov, L. Steffen, S. Filipp, M.P. da Silva, A. Wallraff.** Phys. Rev. Lett., **108**, 040502 (2012).
11. **G. Björk, A. Laghaout, U.L. Andersen.** Phys. Rev. A, **85**, 022316 (2012).
12. **P. Kok, W.J. Munro, K. Nemoto, T.C. Ralph, J.P. Dowling, G.J. Milburn.** Rev. Mod. Phys., **79**, 135 (2007).
13. **J. Kim, J.S. Lee, S. Lee, C. Cheong.** Phys. Rev. A, **62**, 022312 (2000).
14. **A. Brodutch, D.R. Terno.** Phys. Rev. A, **83**, 010301(R) (2011).
15. **V. Vedral, E. Kashefi.** Phys. Rev. Lett., **89**, 037903 (2002).
16. **A. Avella, G. Brida, I.P. Degiovanni, M. Genovese, M. Gramegna, P. Traina.** Phys. Rev. A, **82**, 062309 (2010).
17. **S.N. Solodukhin.** Living Rev. Rel., **14**, 8 (2011).
18. **E. Livine, D. Terno.** Nucl. Phys. B, **741**, 131 (2006).
19. **C. Benelli, D. Gatteschi.** Introduction to Molecular Magnetism, From Transitional Metals to Lanthanides, Wiley-VCH Verlag (2015).
20. **D. Stepanenko, M. Trif, D. Loss.** Inorganica Chimia Acta, **361**, 3740 (2008).
21. **K. Sato, Sh. Nakazawa, R. Rahimi, T. Ise, Sh. Nishida, T. Yoshino, N. Mori, K. Toyota, D. Shiomi, Y. Yakiyama, Y. Morita, M. Kitagawa, K. Nakasuji, M. Nakahara, H. Hara, P. Carl, Peter Höfer, T. Takui.** J. Mater. Chem., **19**, 3739 (2009).
22. **A.I. Johnson, F. Islam, C.M. Canali, M.R. Pederson.** J. Chem. Phys., **151**, 174105 (2019).
23. **W. Van den Heuvel, L.F. Chibotaru.** Phys. Rev. B, **82**, 174436 (2010).
24. **S. Bellucci, V. Ohanyan, O. Rojas.** EPL, **105**, 47012 (2014).
25. **V. Ohanyan, O. Rojas, J. Strečka, S. Bellucci.** Phys. Rev B, **92**, 214423 (2015).
26. **J. Strečka, M. Jaščur, M. Hagiwara, Y. Narumi, K. Kindo, K. Minami.** Phys. Rev. B, **72**, 024459 (2005).
27. **Zh. Adamyan, S. Muradyan, V. Ohanyan.** J. Contemp. Phys., **55**, 292 (2020).
28. **J. Strečka, E.Sh. Shahrabadi.** Inorganics, **12**, 102 (2024).
29. **Zh. Adamyan, V. Ohanyan.** Phys. Rev. E, **110**, 034131 (2024).
30. **J. Torrico, V. Ohanyan, O. Rojas.** J. Magn. Magn. Mater., **454**, 85 (2018).
31. **G.Y. Chitov, T. Pandey, P.N. Timonin.** Phys. Rev. B, **100**, 104428 (2019).
32. **T. Pandey, G.Y. Chitov.** Phys. Rev. B, **102**, 054436 (2020).
33. **T. Krokhmalkii, T. Verkholyak, O. Baran, V. Ohanyan, O. Derzhko.** Phys. Rev. B, **102**, 144403 (2020).
34. **W.G. Yin, Ch.R. Roth, A.M. Tselik.** Phys. Rev. B, **109**, 054427 (2024).
35. **A. Bohrdt, L. Homeier, C. Reinmoser, E. Demler, F. Grusd.** Ann. Phys. **435**, 168651 (2021).
36. **L.F. Chibotaru.** In “Advances in Chemical Physics”, S.A. Rice, A.R. Dinnered (Eds), **153**, Wiley, New Jersey, 2013, pp. 397–519.
37. **R. Horodecki, P. Horodecki, M. Horodecki, K. Horodecki.** Rev. Mod. Phys., **81**, 865 (2009).
38. **G. Vidal, R.W. Werner,** Phys. Rev. A, **65**, 032314 (2002).
39. **N.S. Ananikian, L.N. Ananikyan, L.A. Chakhmakhchyan, O. Rojas.** J. Phys.: Condens.

- Matter, **24(25)**, 256001 (2012).
40. **O. Rojas, M. Rojas, N.S. Ananikian, S.M. de Souza.** Phys. Rev. A, **86**, 042330 (2012).
 41. **O. Rojas, M. Rojas, S.M. de Souza, J. Torrico, J. Strečka, M.L. Lyra.** Physica A, **486**, 367 (2017).
 42. **H.A. Zad, A. Zoshki, N. Ananikian, M. Jaščur.** J. Magn. Magn. Mater., **559**, 169533 (2022).
 43. **K. Karlová, J. Strečka.** Molecules, **28**, 4037 (2023).
 44. **A. Ghannadan, J. Strečka.** Chin. J. Phys., **89**, 1062 (2024).
 45. **V. Ohanyan.** Condens. Matter Phys., **12**, 343 (2009).
 46. **S. Bellucci, V. Ohanyan.** Eur. Phys. J. B, **75**, 531 (2010).
 47. **V. Ohanyan, A. Honecker.** Phys. Rev. B, **86**, 054412 (2012).
 48. **S. Bellucci, V. Ohanyan.** Eur. Phys. J. B, **86**, 446 (2013).
 49. **H. Arian Zad, V. Ohanyan, A. Zoshki, J. Strečka.** Phys. Rev. E, **108**, 044132 (2023).

QUANTUM ENTANGLEMENT IN A MIXED SPIN TRIMER (1/2,1/2,1) WITH
NON-CONSERVED MAGNETIZATION AT FINITE TEMPERATURES

Zh.A. ADAMYAN

Model of a molecular magnet consisting of three magnetic ions with spins (1/2,1/2,1) and non-conserved magnetization arising from the inhomogeneity of g -factors is considered. The main objective of this study is to explain the properties of quantum entanglement of the states of the system during magnetization (demagnetization) processes at finite temperatures. The paper shows how the presence of inhomogeneous g -factors leads to a significant enhancement of quantum entanglement and sometimes to the expansion of the temperature range in which the spins (pseudospins) of magnetic ions of the model are in entangled states.

ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԽՃՃՎԱԾՈՒԹՅՈՒՆԸ ՉՊԱՀՊԱՆՎՈՂ ՄԱԳՆԵՏԱՑՎԱԾՈՒԹՅԱՄԲ
ԽԱՌԸ ՍՊԻՆՆԱԿԻՆ ՏՐԻՄԵՐՈՒՄ (1/2, 1/2, 1) ՎԵՐՋԱՎՈՐ
ՋԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆՆԵՐՈՒՄ

Ժ.Ա. ԱԴԱՄՅԱՆ

Աշխատանքը դիտարկում է մոլեկուլային մագնիսի մոդել, որը բաղկացած է երեք մագնիսական իոններից 1/2, 1/2, 1 սպիններով և չպահպանվող մագնիսացվածությամբ, որն առաջանում է g -ֆակտորների անհամասեռության պատճառով: Այս հետազոտության հիմնական նպատակն է պարզել համակարգի վիճակների քվանտային խճճվածության հատկությունները վերջավոր ջերմաստիճաններում մագնիսացման (ապամագնիսացման) պրոցեսների ժամանակ: Աշխատանքը ցույց է տալիս, թե ինչպես անհամասեռ g -ֆակտորների առկայությունը հանգեցնում է քվանտային խճճվածության զգալի աճի և երբեմն ջերմաստիճանային տիրույթի ընդլայնմանը, որում մոդելի մագնիսական իոնների սպինները (փսևվորսպինները) գտնվում են խճճված վիճակում: