Low Temperature Physics/Фізика низьких температур, 2019, т. 45, № 5, с. 605–611

Особенности отклика системы магнонов на «спиновое эхо»

А.А. Звягин

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

Max Planck Institute for the Physics of Complex Systems, Noethnitzer Str. 38, D-01187 Dresden, Germany

Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61022, Украина
E-mail: zvyagin@ilt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 19 декабря 2018 г., опубликована онлайн 26 марта 2019 г.

Вычислен отклик магнитной системы, в которой не сохраняется проекция полного спинового момента системы, параллельная внешнему магнитному полю, на последовательность импульсов такого поля, аналогичную спиновому эху. Амплитуда и частота вызванных осцилляций намагниченности существенно зависят нелинейным образом от параметров импульсов поля.

Ключевые слова: спиновое эхо, многочастичный магнетик.

Изучение динамических свойств квантовых систем многих тел дает возможность принципиального понимания природы установления равновесия под действием унитарной временной эволюции [1,2]. Теоретические исследования динамических характеристик квантовых многочастичных систем гораздо сложнее, чем изучение их статических свойств, поскольку все собственные значения дают вклад в динамику, и нельзя ограничиться рассмотрением только низкоэнергетических состояний, как, например, при изучении низкотемпературной термодинамики многочастичных квантовых систем. Переходы между собственными состояниями квантовых систем проявляются в осцилляциях наблюдаемых величин, частоты которых связаны с энергиями их собственных состояний. Поэтому динамика многочастичных квантовых систем проявляет интерференцию большого числа осцилляций со всеми разрешенными квантовой механикой частотами.

Временная эволюция средних значений в квантовой механике зависит от начального состояния через величины большого числа параметров многочастичной системы. Это не согласуется со стандартным описанием эволюции ансамблей большого числа частиц в классической механике, которая использует относительно небольшое количество законов сохранения динамической системы и обычно описывает поведение многочастичной системы после релаксации. Резкие изменения параметров системы ведут к такой временной унитарной эволюции, и конечное установившееся состояние существенно зависит от типа исследуемой системы.

Исследование резких изменений и, в частности, импульсного воздействия очень важно в контексте недавних экспериментов с сверхохлажденными газами [3], импульсами электромагнитного поля терагерцевой частоты [4], наблюдений в конденсированных средах и в моделях квантовых компьютеров [5,6], в динамике магнетиков в импульсных высокоамплитудных полях [7]. Принципиально важно изучение отклика квантовых многочастичных систем на последовательности импульсов внешнего поля с точки зрения квантовой информатики [8], в частности, теории топологических квантовых компьютеров, использующих краевые топологические состояния [9]. В этой области необходимо знать процессы, которые могут приводить к деструктивной декогерентности [10], разрушающей запутанность кубитов квантового компьютера.

В настоящей работе исследована временная эволюция малых отклонений от положения равновесия взаимодействующей магнитной системы как в динамическом, так и в установившемся режиме (с учетом релаксации). Изучается установление равновесного состояния системы магнонов магнетика с существенно отличными от нуля релятивистскими взаимодействиями под действием последовательности резких изменений одного из параметров системы, в рассматриваемом случае — изменений величины внешнего магнитного поля. Мы рассматриваем малые квантованные колебания отклонений магнитного момента от положения равновесия — магноны, которые часто описывают с помощью квантовой статистики Бозе–Эйнштейна. Временная эволюция средних значений существенно зависит от того, сохраняется ли в системе число квазичастиц. Особенно интересна временная эволюция магнитных систем с несохранением числа магнонов, или, аналогично, с несохранением проекций полного магнитного момента системы. Несохранение числа магнонов приводит в случае импульсов внешнего магнитного поля к осцилляциям намагниченности.

Техника воздействия нескольких импульсов на квантовые системы (и, в частности, на магнитные системы) хорошо известна в современной физике твердого тела и оптике. Например, Ган [11] предложил «спиновое эхо» (отклик спинов ядер на последовательность высокочастотных импульсов переменного магнитного поля) как способ измерения поперечного времени релаксации в экспериментах по ядерному магнитному резонансу. Позднее Карр и Парселл [12] предложили улучшить схему Гана, используя $\pi/2$- и π-импульсы вместо нескольких $\pi/2$-импульсов. Ган использовал три $\pi/2$-импульса. Напомним, что $\pi/2$-импульс, действуя на спиновую систему, приводит к нулевой z-проекции намагниченности (т.е. спины после него вращаются в плоскости, перпендикулярной оси z). Второй (π) импульс меняет направление вращения спинов на противоположное, что приводит к «спиновому эху», т.е. к отклику магнетика через период времени, равный периоду времени между импульсами. С другой стороны, Рамсей [13] (даже несколько ранее Гана) предложил использовать последовательность импульсов переменного электромагнитного поля, аналогичную предложенной Ганом (он использовал два $\pi/2$-импульса), в атомной интерферометрии, см. недавние работы в этой области на многочастичных квантовых системах [14]. Заметим, что аналогичные схемы последовательных импульсов применяются также в схемах коррекции ошибок в теории квантовой информации [15].

Целью настоящей работы является изучение динамики спиновых волн в двухосном многочастичном магнетике после воздействия на него «спинового эха», т.е. последовательности импульсов магнитного поля, напоминающей схемы Рамсея–Гана или Карра–Парселла. Обращаем внимание, что мы рассматриваем именно «спиновое эхо» типа Гана, а не перекрытие начальной и конечной волновых функций, которое появляется в теории квантовых динамических фазовых переходов [16]. Однако, в отличие от работ [11–13], где использовались импульсы переменного поля, мы рассматривали импульсы постоянного поля. Несмотря на это, будем для простоты называть рассмотренный в работе эффект «спиновым эхом» с учетом вышеупомянутых особенностей рассмотрения. Показано, что отклик системы магнонов при последовательностях импульсов Гана–Рамсея и Карра–Парселла зависит от длительности временного интервала между импульсами поля, но не зависит от времени. Этот результат не похож на стандартное поведение невзаимодействующих спинов в «классическом» эксперименте по спиновому эху, хотя и напоминает его. Это является прямым следствием многочастичной бозонной природы магнонной системы. Отклик магнонов оказался необратимым во времени даже в случае закрытой системы. В отличие от случая классических систем, где необратимость обычно вызвана хаотической динамикой неупорядоченных ансамблей частиц, в рассматриваемой квантовой однородной системе она вызвана интерференцией осцилляций (бесконечно) большого числа собственных колебаний магнетика.

Рассмотрим многочастичный магнетик с двухосной (например, ромбической) магнитной анизотропией, гамильтониан которого можно записать как

$$H = -J\sum_{n,\delta} S_n \cdot S_{n+\delta} - \sum_n \left(\frac{D}{2}(S_n^z)^2 - \right.$$

$$\left. -\frac{E}{2}[(S_n^x)^2 - (S_n^y)^2] + g\mu_B(H+H_t)S_n^z \right), \qquad (1)$$

где $S_n^{x,y,z}$ — проекции спина $S > 1/2$ в узле n, $D > 0$ и E — константы одноионной магнитной анизотропии, J — параметр обменного взаимодействия, H и H_t — величины постоянного и зависящего от времени магнитного поля, $g\mu_B$ — эффективный g-фактор и магнетон Бора соответственно. Заметим, что результаты принципиально не изменятся, если вместо (вместе с) энергией одноионной магнитной анизотропии в гамильтониан изучаемого магнетика включить разноионную магнитную анизотропию, возникающую, например, вследствие магнитного дипольного взаимодействия. Видно, что z-проекция полного спина (и полного магнитного момента) системы не сохраняется.

В случае слабого релятивистского взаимодействия (магнитная анизотропия имеет, в отличие от обменного взаимодействия, релятивистское происхождение [17]) равновесная конфигурация системы спинов практически соответствует ситуации, когда все спины почти параллельны или антипараллельны оси z. Будем считать, что амплитуды изменений зависящего от времени магнитного поля меньше величины постоянного поля $H_t < H$, и величины параметров магнитной анизотропии удовлетворяют условию $|E| < |D|$, что соответствует стандартной ситуации в магнитных системах, например, группы железа. Поэтому можно воспользоваться представлением спиновых операторов через операторы рождения и уничтожения бозонов $a_n^\dagger$ и a_n (например, представлением Голстейна–Примакова [18])

$$S_n^+ \equiv S_n^x + iS_n^y = (2S - a_n^\dagger a_n)^{1/2} a_n \,,$$
$$S_n^- = (S_n^+)^\dagger \,, \qquad (2)$$
$$S_n^z = S - a_n^\dagger a_n \,.$$

Тогда после фурье-преобразования

$$a_n = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_k \mathrm{e}^{ik\delta} a_k \,,$$

$$a_n^\dagger = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_k \mathrm{e}^{-ik\delta} a_k^\dagger \,, \qquad (3)$$

оставим в гамильтониане только квадратичные по операторам рождения и уничтожения бозонов (магнонов) члены, учитывая малость числа магнонов

$$2NS >> \sum_n a_n^\dagger a_n$$

(N — число узлов в системе), что справедливо, например, при низких температурах. Полученный гамильтониан является квадратичной формой по бозе-операторам (где кроме нормальных по операторам рождения и уничтожения слагаемых имеют место и аномальные, которые являются следствием двухосной магнитной анизотропии, т.е. несохранения проекции магнитного момента, параллельного магнитному полю). Запишем уравнения движения (уравнения Гейзенберга) для операторов бозонов в импульсном пространстве. Обозначим

$$A_k = 2JS \sum\nolimits_\delta [1 - \exp(ik\delta)] + g\mu_B H + DS, \; B_k = ES$$

(для рассматриваемого случая B_k не зависит от k, однако, например, для случая двухосной анизотропии обменного или магнитного дипольного взаимодействия, см. ниже, эта зависимость имеет место). Имеем

$$i\hbar \frac{\partial a_k}{\partial t} = (1 + i\hbar\gamma)\Big([A_k + g\mu_B H_t] a_k + B_k a_{-k}^\dagger\Big),$$

$$i\hbar \frac{\partial a_{-k}^\dagger}{\partial t} = (1 + i\hbar\gamma)\Big(-[A_k + g\mu_B H_t] a_{-k}^\dagger - B_k a_k\Big), \quad (4)$$

где γ — параметр линейной релаксации, описывающий вывод энергии из открытой системы, записанный, например, в форме Блоха [19], либо в форме Ландау-Лифшица [20], где $\hbar\gamma = \lambda / g\mu_B S$, а λ — параметр релаксации, введенный в уравнения движения для магнитного момента Ландау и Лифшицем [21]. Заметим, что, вообще говоря, можно ввести релаксацию не к начальному (или конечному) состоянию системы, а к какому-либо другому, например к состоянию с $H_t = h$. Случай закрытой системы формально соответствует ситуации с $\gamma = 0$.

Изучим влияние последовательности импульсов магнитного поля в схеме «спинового эха» на систему магнонов. Вначале будем рассматривать закрытую систему, положив в уравнениях Гейзенберга для операторов магнонов $\gamma = 0$. Предположим, что в начальный момент времени (и до него) $t \le 0$ рассматриваемая система магнонов была в термодинамически равновесном состоянии, которое описывается распределением Гиббса $\rho_0 = \exp(-H_0/k_B T)/[\mathrm{Tr}\exp(-H_0/k_B T)]$, где T — температура, а k_B — постоянная Больцмана. Затем в момент времени $t = 0$ включается дополнительное к H — магнитное поле $H_t = h$, так что диагональная (в операторах рождения и уничтожения бозонов) часть гамильтониана меняется $A_k \to A_k + g\mu_B h \equiv A_{1,k}$. Через интервал времени τ_1 значение магнитного поля возвращается к первоначальному значению, так что $A_{2,k} \equiv A_k$. Затем через интервал времени $\tau_{1'}$ магнитное поле h вновь включается на время τ_2, а затем снова выключается. Динамика системы описывается уравнениями динамики Гейзенберга, записанной для удобства в матричной форме, см. [22]:

$$i\hbar \frac{\partial f_k}{\partial t} = L_k(t) f_k \,, \qquad (5)$$

где использованы спиноры $f_k^\dagger = (a_k^\dagger, a_{-k})$ и введены обозначения $L_k(t) = (A_k + g\mu_B H_t)\sigma^z + iB_k\sigma^y$. Здесь $\sigma^{x,y,z}$ — матрицы Паули, а H_t — зависящая от времени часть гамильтониана. В начальный момент времени $t = 0$ операторы Гейзенберга совпадают с операторами Шредингера. Решение находится в явном виде вследствие кусочного постоянства переменного магнитного поля H_t.

Решение уравнений движения после двух импульсов (ситуация «спинового эха») может быть записано в виде

$$f_k(t) = \mathrm{e}^{-iL_k t/\hbar} \mathrm{e}^{-iL_{k,1}\tau_2/\hbar} \mathrm{e}^{-iL_k \tau_{1'}/\hbar} \mathrm{e}^{-iL_{k,1}\tau_1/\hbar} f_k(0) \,. \quad (6)$$

Обозначения $L_{k,1}$и L_k относятся к значениям переменного поля $H_t = h$ и $H_t = 0$ соответственно. Возможно рассмотреть любое число импульсов поля n. В результате динамика операторов бозонов после n импульсов описывается формулой

$$f_k(t) = g_n(t, \tau_n, H_n) \cdots g_1(\tau_{1'}, \tau_1, H_1) f_k(0) \,, \qquad (7)$$

где каждый импульс производит динамический множитель

$$g_j(\tau_j{}', \tau_j, H_j) = \hat{I} f_{j,1} + \sigma^z f_{j,z} + \sigma^x f_{j,x} + \sigma^y f_{j,y} \,.$$

Здесь $\hat{I}$ обозначает единичную матрицу 2×2, τ_j — длительность импульса с амплитудой h, $H_j = H_t$, $\tau_{j'}$ — период времени между j-м и $(j+1)$-м импульсами, а

$$f_{j,1} = \cos(\varepsilon_k \tau'_j/\hbar)\cos(\varepsilon_{k,j}\tau_j/\hbar) - \frac{A_k(A_k + g\mu_B H_j) - B_k^2}{\varepsilon_k \varepsilon_{k,j}}\sin(\varepsilon_k \tau'_j/\hbar)\sin(\varepsilon_{k,j}\tau_j/\hbar),$$

$$f_{j,z} = -\frac{iA_k}{\varepsilon_k}\sin(\varepsilon_k \tau'_j/\hbar)\cos(\varepsilon_{k,j}\tau_j/\hbar) - \frac{i(A_k + g\mu_B H_j)}{\varepsilon_{k,j}}\cos(\varepsilon_k \tau'_j/\hbar)\sin(\varepsilon_{k,j}\tau_j/\hbar),$$

$$f_{j,y} = \frac{B_k}{\varepsilon_k}\sin(\varepsilon_k \tau'_j/\hbar)\cos(\varepsilon_{k,j}\tau_j/\hbar) - \frac{B_k}{\varepsilon_{k,j}}\cos(\varepsilon_k \tau'_j/\hbar)\sin(\varepsilon_{k,j}\tau_j/\hbar),$$

$$f_{j,x} = \frac{g\mu_B H_j B_k}{\varepsilon_k \varepsilon_{k,j}}\sin(\varepsilon_k \tau'_j \hbar)\sin(\varepsilon_{k,j}\tau_j/\hbar), \qquad (8)$$

где $\varepsilon_k = \sqrt{A_k^2 - B_k^2}$, $\varepsilon_{k,j} = \sqrt{(A_k + g\mu_B H_j)^2 - B_k^2}$ и $H_n = 0$. Обращает на себя внимание то, что $f_{j,1}^2 - f_{j,x}^2 - f_{j,y}^2 - f_{j,z}^2 = 1$. Используя это решение, можно рассчитать временную зависимость среднего значения числа бозонов после нескольких импульсов поля $n_k(t) \equiv \langle a_k^\dagger(t) a_k(t)\rangle$ в явном виде, где угловые скобки означают усреднение с матрицей плотности $\langle\ldots\rangle = \mathrm{Tr}[\ldots\rho_0]$. Общая структура числа бозонов на одну моду $n_k(t) \equiv (1/2)(\langle n_k(t)\rangle + \langle n_{-k}(t)\rangle)$ после n импульсов поля имеет вид

$$n_k(t) = \frac{n_k(0)}{\varepsilon_k}[A_k(J_1^2 - J_z^2 + J_x^2 + J_y^2) + 2B_k(J_1 J_x - iJ_y J_z)], \qquad (9)$$

а параметры $J_{1,x,y,z}$ зависят от числа импульсов n и множителей $g_j(\tau_j', \tau_j, H_j)$. Заметим, что только последний множитель $g_n(t, \tau_n, H_n)$ определяет временную эволюцию $n_k(t)$ (так же, как и зависимость от τ_n), тогда как остальные множители ответственны за зависимость числа бозонов $n_k(t)$ от амплитуд импульсов поля $H_1, \ldots, H_{n-1}$, длительностей импульсов $\tau_1, \ldots, \tau_n$, и длительностей временных промежутков между импульсами $\tau_{1'}, \ldots, \tau_{n-1}'$, причем для любого n выполняется соотношение $J_1^2 - J_z^2 - J_x^2 - J_y^2 = 1$ (для $n = 1$ это очевидно, поскольку $J_1 = f_{1,1}$, $J_{x,y,z} = f_{1,x,y,z}$).
Для $n = 2$ имеем:

$$J_1 = f_{2,1} f_{1,1} + f_{2,x} f_{1,x} + f_{2,y} f_{1,y} + f_{2,z} f_{1,z},$$

$$J_x = f_{2,x} f_{1,1} + f_{2,1} f_{1,x} + i(f_{1,z} f_{2,y} - f_{1,y} f_{2,z}),$$

$$J_y = f_{2,y} f_{1,1} + f_{2,1} f_{1,y} + i(f_{1,x} f_{2,z} - f_{1,z} f_{2,y}),$$

$$J_z = f_{2,z} f_{1,1} + f_{2,1} f_{1,z} + i(f_{1,y} f_{2,x} - f_{1,x} f_{2,y}). \qquad (10)$$

Для $n > 2$ выражения для $J_{1,x,y,z}$ более громоздкие, и мы их не приводим в явном виде. Температурная зависимость $n_k(t)$ полностью определена начальной функцией распределения $n_k(0) = [\exp(\varepsilon_k/k_B T) - 1]^{-1}$ — функцией распределения магнонов Бозе–Эйнштейна.

Зависящая от времени величина z-проекции полного спинового момента системы (на один узел) получается из выражения

$$m^z(t) = \langle S^z(t)\rangle/N = S - (1/N)\sum_{k\ge 0} n_k(t).$$

Легко проверить, что отклик системы магнонов на последовательность импульсов типа спинового эха равен нулю, т.е. $n_k(t) = n_k(0)$ при $B_k = 0$ в случае отсутствия двухосной магнитной анизотропии, не сохраняющей проекцию полного магнитного момента магнетика. Также отклик очевиден в простых предельных случаях $h = 0$ и $\tau_n = 0$, когда $n_k(t) = A_k n_k(0)/\varepsilon_k$. Множитель A_k/ε_k связан с унитарным преобразованием Боголюбова, учитывающим несохранение проекции полного спина, с помощью которого диагонализуется гамильтониан системы в отсутствие импульсов поля, т.е. с переходом к истинным магнонам. Естественно рассматривать лишь область изменения параметров системы, при которых ε_k, $\varepsilon_{k,j}$ вещественны (иначе неприменимо приближение малых отклонений от положения равновесия, и (или) релаксация приводит к неустойчивости колебаний магнитных моментов, что не представляется физически оправданным).

Для одного импульса поля характерно отсутствие зависимости отклика системы от времени [20,23]. Это же свойство сохраняется и для двух импульсов: отклик системы явно не зависит от времени и намагниченность осциллирует как функция амплитуды и длительностей импульсов и как функция величины интервала между импульсами. Мы проверили это как для схемы Гана–Рамсея, так и для схемы Карра–Парселла. Осцилляции добавки к намагниченности очень сложные; этот процесс характеризуется интерференцией большого (бесконечного для термодинамического предела) числа осциллирующих магнонных мод. Амплитуды осцилляций каждой моды зависят как от параметров гамильтониана (обменный интеграл, константы анизотропии, величина внешнего магнитного поля), так и от параметров эха — амплитуды и длительностей импульсов поля. Интересно отметить, что осцилляции зависят от длительности периода между импульсами. Это свойство напоминает ситуацию «классического» спинового эха Гана и Карра–Парселла, но не аналогично ей. Различие связано с существенной многочастичностью рассмотренных систем и с отсутствием в них беспорядка, что приводит к зонной структуре спектра собственных состояний (магнонов). Также результат в значительной степени зависит от того, что величина поля между импульсами и конечное значение поля были одинаковыми (и равными значению поля до включения импульсов). Отметим, что в большинстве теоретических рассмотрений, относящихся к импульсному воздействию гейтов в квантовых компьютерах, к многочастичной интерферометрии типа Рамсея и к импульсной технике для изучения сверххолажденных атомов в оптических ловушках, длительностью импульсов поля обычно пренебрегали. В случае закрытой системы намагниченность осциллирует вокруг значения, которое определяется не только постоянным полем, но и параметрами «спинового эха» — амплитудой и длительностями импульсов, а также интервалом между ними. Интересно отметить, что намагниченность осциллирует и с амплитудой импульсов поля. Вследствие сложной интерференции в большинстве рассмотренных случаев (скорее всего, это соответствует общей ситуации) осцилляции затухают к упомянутому значению намагниченности. Такое затухание в закрытой системе, как и зависимость от амплитуды импульсов, свидетельствует о необратимости отклика системы магнонов (т.е. существенно многочастичной системы) на «спиновое эхо».

Для иллюстрации на рис. 1 и 2 представлены зависимости добавки к функции распределения бозонов $\Delta n_k / n_k(0) \equiv (n_k(t) - A_k n_k(0)/\varepsilon_k)/n_k(0)$ вследствие двух импульсов «спинового эха» в схеме Карра–Парселла $\tau_2 = 2\tau_1$ для одномерного ферромагнетика $S = 1$ для $k = 0, \pi$ соответственно. Использовались следующие параметры: $E = 0{,}5$, $D = 2$, $H = 3$, $J = 47{,}5$ и $\tau_1 = \pi/2$.

Видны осцилляции добавки к функции распределения как с амплитудой импульсов поля, так и с величиной длительности интервала между импульсами. Видно также, что для разных значений волнового вектора осцилляции различны. Естественно, в добавку к намагниченности дают вклад все моды (со всеми значениями квазиимпульса), что приводит к сложной интерференционной картине.

Включение линейной релаксации для открытой системы (как в форме Блоха, так и в форме Ландау–Лифшица) приводит к затуханию со временем осцилляций к значению намагниченности, которое определяется величиной постоянного магнитного поля и не зависит от параметров импульсов поля.

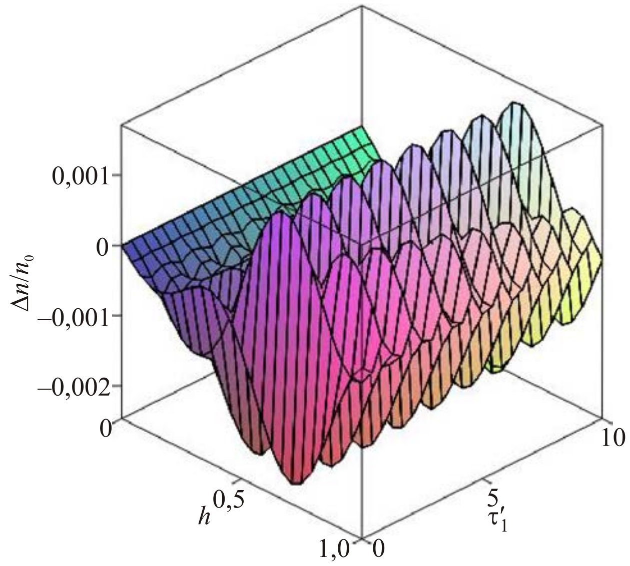

Рис. 1. (Онлайн в цвете) Зависимость добавки к функции распределения бозонов вследствие двух импульсов «спинового эха» в схеме Карра–Парселла для $k = 0$.

Просуммируем полученные результаты. Видно, что в случае сохранения величины проекции полного спинового момента системы, параллельного внешнему магнитному полю (в рассмотренном случае при $E = 0$), добавка к намагниченности, вызванной «спиновым эхом», равна нулю. Если же такая проекция не сохраняется, то в системе возникают осцилляции намагниченности. Амплитуда этих осцилляций, естественно, вызвана ненулевой величиной h, но отклик на ненулевую амплитуду включенного поля, как видно из уравнения, не линеен. Более того, частота колебаний также существенно зависит от амплитуды включенного поля.

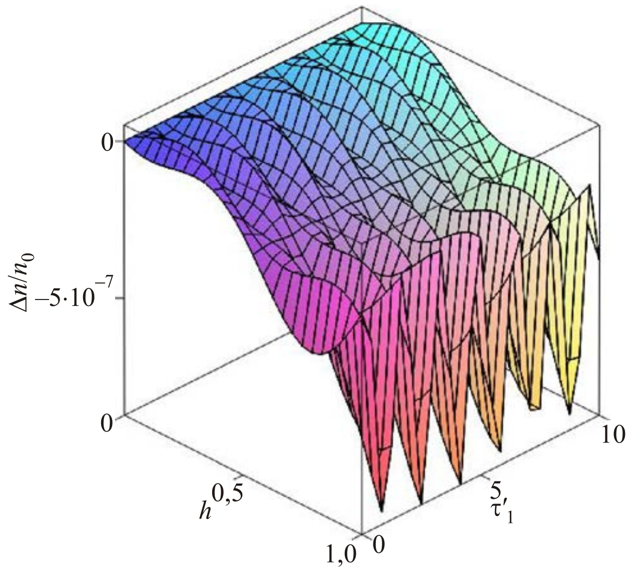

Рис. 2. (Онлайн в цвете) То же, что и на рис. 1, но для $k = \pi$.

Такие осцилляции намагниченности сохраняются и в основном состоянии, когда $n_k(0) = 0$, как следствие квантовых (нулевых) колебаний. Амплитуда осцилляций затухает со временем вследствие включения релаксации в открытой системе. Однако для общего случая зависимости ε_k от квазиимпульса k численный анализ показывает, что осцилляции намагниченности затухают (вообще говоря, к ненулевому среднему значению) со временем даже в случае закрытой системы. Такое затухание является следствием интерференции большого числа колебаний (это число определяется числом собственных мод в системе магнонов). Это, в свою очередь, определяет необратимость во времени отклика магнонов на «спиновое эхо» в закрытом динамическом случае.

Можно обобщить полученный результат на случай межчастичной природы магнитной анизотропии. При этом, например, для анизотропии обмена требуется заменить $2JS\sum_\delta[1-\exp(ik\delta)] \to 2JS\sum_\delta[\Delta-\exp(ik\delta)]$ и $ES \to J_a S/2$, здесь $\Delta = J_z/J$, $J_a =|J_x - J_y|$, где подразумеваются разные величины обменных интегралов вдоль принципиальных магнитных осей магнетика (также предполагая малость двухосности). При учете магнитодипольного взаимодействия замена следующая: $A_k \to A_k - DS + 2\pi(g\mu_B)^2 a^{-3}\sin^2\theta_k$ и $ES \to 2\pi(g\mu_B)^2 a^{-3}\sin^2\theta_k \exp(2i\varphi_k)$, где θ_k и φ_k — азимутальный и полярный углы волнового вектора k, a — постоянная решетки. При этом наши результаты при $\gamma = 0$ (т.е. в отсутствие релаксации для закрытой системы) для случая $n = 1$ совпадают с ранее полученными результатами [20,24], см. также [23].

Таким образом, в работе показано, что в магнитной системе, в которой не сохраняется проекция полного спинового момента системы, параллельная внешнему магнитному полю последовательность импульсов поля, аналогичная ситуации спинового эха, вызывает осцилляции намагниченности. Амплитуда и частота этих осцилляций существенно зависят нелинейным образом от амплитуды и длительностей импульсов поля, а также от величины интервала между импульсами. Отклик системы магнонов на последовательность импульсов проявляет сложную интерференцию всех возможных осцилляций квантовой многочастичной системы в закрытом режиме. Квазирелаксация колебаний к динамическому положению равновесия и зависимость осцилляций намагниченности от амплитуды импульсов поля в закрытом режиме являются проявлениями существенной необратимости отклика на последовательность импульсов «спинового эха». С другой стороны, стандартное включение линейной релаксации (как следствие откачки энергии из системы в открытом режиме) приводит к затуханию со временем колебаний намагниченности к значению, которое определяется статическими параметрами гамильтониана, прежде всего постоянным магнитным полем.

---

1. Е.М. Лифшиц и Л.П. Питаевский, *Физическая кинетика*, Наука, Москва (1979).
2. A. Polkovnikov, K. Sengupta, A. Silva, and M. Vengalattore, *Rev. Mod. Phys.* **83**, 863 (2011).
3. T. Kinoshita, T. Wenger, and D.S. Weiss, *Nature* **440**, 900 (2006); M. Gring, M. Kuhnert, T. Langen, T. Kitagawa, B. Rauer, M. Schreitl, I. Mazets, D.A. Smith, E. Demler, and J. Schmiedmayer, *Science* **337**, 1318 (2012).
4. B. Ferguson and X.-C. Zhang, *Nature Mater* **1**, 26 (2002); M. Tonouchi, *Nature Photon*. **1**, 97 (2007); T. Kampfrath, A. Sell, G. Klatt, A. Pashkin, S. Mährlein, T. Dekorsy, M. Wolf, M. Fiebig, A. Leitenstorfer, and R. Huber, *Nature Photon*. **5**, 31 (2011).
5. H. Häffner, C.F. Roos, and R. Blatt, *Phys. Rep*. **469**, 155 (2008).
6. B.E. Cole, J.B. Williams, B.T. King, M.S. Sherwin, and C.R. Stanley, *Nature* **410**, 60 (2001); R. Huber, F. Tauser, A. Brodschelm, M. Bichler, G. Abstreiter, and A. Leitenstorfer, *Nature* **414**, 286 (2001); R.A. Kaindl, M.A. Carnahan, D. Hägele, R. Lövenich, and D.S. Chemla, *Nature* **423**, 734 (2003); S.G. Carter, V. Birkedal, C.S. Wang, L.A. Coldren, A.V. Maslov, D.S. Citrin, and M.S. Sherwin, *Science* **310**, 651 (2005); J. Kröll, J. Darmo, S.S. Dhillon, X. Marcadet, M. Calligaro, C. Sirtori, and K. Unterrainer, *Nature* **449**, 698 (2007); J.R. Danielson, Y.-S. Lee, J.P. Prineas, J.T. Steiner, M. Kira, and S.W. Koch, *Phys. Rev. Lett*. **99**, 237401 (2007).
7. S. Zherlitsyn, B. Wustmann, T. Herrmannsdörfer, and J. Wosnitza, *IEEE Transact. Appl. Supercond*. **22**, 3 (2012); F. Weickert, B. Meier, S. Zherlitsyn, T. Herrmannsdörfer, R. Daou, M. Nicklas, J. Haase, F. Steglich, and J. Wosnitza, *Meas. Sci. Technol*. **23**, 105001(2012).
8. M.A. Nielsen and I. Chuang, *Quantum Computation and Quantum Information*, Cambridge University Press, Cambridge (2000).
9. J. Alicea, *Rep. Progr. Phys*. **75**, 076501 (2012); C.W.J. Beenakker, *Annu. Rev. Condens. Matter Phys*. **4**, 113 (2011); T.D. Stanescu, and S. Tewari, *J. Phys.: Condens. Matter* **25**, 233201 (2013).
10. E. Schrödinger, *Naturwissenschaften* **23**, 807 (1935); J. von Neumann, *Z. Phys*. **57**, 30 (1929).
11. E.L. Hahn, *Phys. Rev*. **80**, 580 (1950).
12. H.E. Carr and E.M. Purcell, *Phys. Rev*. **94**, 630 (1954).
13. N.F. Ramsey, *Phys. Rev*. **78**, 695 (1950).
14. M. Knap, A. Kantian, T. Giamarchi, I. Bloch, M.D. Lukin, and E. Demler, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 147205 (2013); M. Cetina, M. Jag, R.S. Lous, I. Fritsche, J.T.M. Walraven, R. Grimm, J. Levinsen, M.M. Parish, R. Schmidt, M. Knap, and E. Demler, *Science* **354**, 96 (2016); Y. Ashida, R. Schmidt, L. Tarruell, and E. Demler, *Phys. Rev. B* **97**, 060302(R) (2018).
15. D. Buterakos, R.E. Throckmorton, and S. Das Sarma, *Phys. Rev. B* **98**, 035406 (2018).
16. Недавние обзоры по физике квантовых динамических фазовых переходов опубликованы в: A.A. Zvyagin, *ФНТ* **42**, 1240 (2016) [*Low Temp. Phys*. **42**, 971 (2016)]; M. Heyl, *Rep. Progr. Phys*. **81**, 054001 (2018).

17. A.A. Zvyagin, *Quantum Theory of One-Dimensional Spin Systems, Cambridge Scientific Publishers*, Cambridge (2010).
18. T. Holstein and H. Primakoff, *Phys. Rev.* **58**, 1098 (1940).
19. А.Г. Гуревич, *Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках*, Наука, Москва (1973).
20. А.А. Звягин, *ФНТ* **41**, 938 (2015) [*Low Temp. Phys*. **41**, 730 (2015)].
21. Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшиц, *К теории дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных тел*, в кн.: Л.Д. Ландау*, Собрание трудов*, Наука, Москва (1969) с. 128.
22. А.А. Звягин, В.Я. Серебрянный, А.М. Фришман, В.М. Цукерник, *ФНТ* **8**, 1205 (1982) [*Sov. J. Low Temp. Phys*. **8**, 612 (1982)]; А.А. Звягин, Ю. Садауи, В.М. Цукерник, *ФНТ* **16**, 1315 (1990) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **16**, 754 (1990)].
23. A.A. Zvyagin, *Phys. Rev. B* **92**, 184507 (2015).
24. В.М. Цукерник, Р.П. Янкелевич, *ЖЭТФ* **63**, 729 (1972).

Особливості відгуку системи магнонів на «спінову луну»

А.А. Звягін

Розраховано відгук магнітної системи, в якій не зберігається проекція повного спінового моменту системи, яка паралельна зовнішньому магнітному полю, на послідовність імпульсів такого поля, аналогічну спіновій луні. Амплітуда та частота викликаних осціляцій суттєво залежать нелінійним чином від параметрів імпульсів поля.

Ключові слова: спінова луна, багаточастинковий магнетик.

Freatures of the response of the magnon system to the “spin echo”

A.A. Zvyagin

Response of the magnetic system, in which the projection of the total spin moment of the system, parallel to the field, is not conserved, to the sequence of pulses of such a field, analogous to the spin echo. The magnitude and the frequency of induced oscillations essentially depend in the nonlinear way on the parameters of the field pulses

Keywords: spin echo, multiparticle magnetic.