

РАВНОВЕСНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ И ДИНАМИКА СУММАРНОГО МАГНИТНОГО МОМЕНТА СИСТЕМ МАГНИТНЫХ ДИПОЛЕЙ

*А. М. Шутый**

*Ульяновский государственный университет
432970, Ульяновск, Россия*

Поступила в редакцию 27 мая 2009 г.

На основе численного анализа исследованы равновесные состояния различных систем связанных шарообразных тел, обладающих дипольными магнитными моментами. Выявлены бистабильные состояния и отвечающие им значения суммарного магнитного момента ряда плоскостных и объемных дипольных систем, исследованы условия реализации входящих в бистабильность ориентационных конфигураций связанных диполей. Для нескольких типов систем рассмотрены возмущения магнитного момента в результате квазистатического прохождения дополнительного диполя и возбуждаемые однородным переменным магнитным полем динамические режимы, представленные периодическими, квазипериодическими и хаотическими колебаниями магнитного момента системы. Построены бифуркационные диаграммы динамических режимов и выявлены их особенности, характерные для рассмотренных систем.

1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к исследованию различных дипольных систем и кластеров связан, прежде всего, со свойствами, отличными от свойств отдельных составляющих их частиц и от свойств объемного вещества [1, 2]. Особое значение подобные объекты приобрели в связи с достижениями в области информационных технологий и наноструктур. При этом как для анализа процессов самоорганизации пространственных и временных структур [3, 4], так и для реализации фазовых переходов или сложных динамических режимов [5, 6] весьма удобными являются магнитные системы благодаря возможности эффективного управления ими с помощью внешнего поля. Системы магнитных частиц представляют собой важный объект исследований также благодаря формированию на их основе магнитных жидкостей [7, 8] или созданию новых сред при внедрении их в твердые пористые матрицы [9, 10]. В свою очередь, показано, что система частиц в большинстве случаев испытывает процесс агрегации с формированием за счет диполь-дипольного взаимодействия различных по объему кластеров [11, 12], в пределах которых связь диполей значительно сильнее связи между кластерами. Ансамбли магнитных частиц могут

при этом быть использованы в качестве носителей информации [13–15].

В настоящей работе проводится численный анализ равновесных состояний систем частиц нескольких типов, обладающих дипольными магнитными моментами и способных совершать вращения вокруг трех пространственных осей. Анализ проводится с учетом связи каждого диполя со всеми другими диполями системы. Тела с механическими моментами инерции предполагаются однородными и шарообразными, коэрцитивная сила — бесконечно большой. Так как одним из необходимых свойств информационных систем является возможность реализации в них устойчивых бистабильных состояний, наибольшее внимание уделяется выявлению данных состояний, а также условиям реализации различных равновесных ориентаций диполей и отвечающим им значениям суммарного магнитного момента системы.

Управление состояниями систем посредством магнитных полей тесно связано с возбуждаемыми в них динамическими режимами. Исследования сложной нелинейной динамики и, в частности, процессов хаотизации [16, 17] имеют важное значение не только в связи с задачами перевода хаоса на требуемый гармонический режим, но и с возможным использованием регулируемых хаотических состояний в технологиях управления и обработки информации [16, 18]. Исходя из этого,

*E-mail: shuty@mail.ru

в работе на основе построения бифуркационных диаграмм проводится численный анализ возбуждаемой переменным магнитным полем нелинейной динамики магнитного момента системы диполей и выявляются характерные особенности зависимости устанавливаемых режимов от частоты поля.

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ И СООТНОШЕНИЯ

Рассматривая систему диполей, полагаем, что каждый из них связан с другими диполями посредством диполь-дипольного взаимодействия и способен вращаться вокруг неподвижной точки, которая совпадает с центром симметрии и является также центром инерции диполя. Время изменения конфигурации или ориентации связанной системы в целом и расстояния между диполями принимается достаточно большим относительно времени установления равновесных ориентаций дипольных магнитных моментов и характерных временных параметров колебательных режимов диполей (при включении внешнего переменного поля), чтобы динамикой можно было пренебречь. Динамические уравнения для связанных диполей имеют вид

$$\begin{aligned} J_i \frac{d\boldsymbol{\omega}_i}{dt} + \alpha_i \boldsymbol{\omega}_i &= \mathbf{p}_i \times \mathbf{H}_i, \\ \frac{d\mathbf{p}_i}{dt} &= \boldsymbol{\omega}_i \times \mathbf{p}_i, \end{aligned} \quad (1)$$

где \mathbf{p}_i и $\boldsymbol{\omega}_i = d\boldsymbol{\varphi}_i/dt$ — дипольный магнитный момент и угловая скорость i -го диполя (φ_{ij} — угол поворота соответствующего диполя вокруг оси $j = x, y, z$ декартовой системы координат), J_i — момент инерции, α_i — параметр диссипации; в отсутствие внешнего магнитного поля

$$\mathbf{H}_i = \sum_{n \neq i} \left[\frac{3\mathbf{r}_{in}(\mathbf{p}_n \cdot \mathbf{r}_{in})}{l_{in}^5} - \frac{\mathbf{p}_n}{l_{in}^3} \right] \quad (2)$$

— магнитное поле, создаваемое в месте расположения i -го диполя всеми остальными диполями; $\mathbf{r}_{in} = \mathbf{e}_{in} l_{in}$ — вектор между положениями i -го и n -го диполей, l_{in} — расстояние между соответствующими диполями, \mathbf{e}_{in} — единичный вектор. При наличии внешнего поля оно дополнительно добавляется к полю (2). Далее магнитные диполи принимаются идентичными: $|\mathbf{p}_i| = p$, $J_i = J$, $\alpha_i = \alpha$. Переходя к безразмерным параметрам и подставляя в уравнение (1) выражение (2) при наличии гармонически изменяющегося однородного магнитного поля $\mathbf{h} \sin(\tilde{\omega}t)$, запишем исходную систему в виде [6, 19]

$$\begin{aligned} \frac{d\boldsymbol{\omega}_i}{d\tau} &= -\beta \boldsymbol{\omega}_i + \boldsymbol{\rho}_i \times \left(f \boldsymbol{\eta} \sin(\Omega\tau) + \right. \\ &\left. + \sum_{n \neq i} [3\mathbf{e}_{in}(\boldsymbol{\rho}_n \cdot \mathbf{e}_{in}) - l_{in}^2 \boldsymbol{\rho}_n] \right), \\ \frac{d\boldsymbol{\rho}_i}{d\tau} &= \boldsymbol{\omega}_i \times \boldsymbol{\rho}_i. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь дифференцирование проводится по безразмерному времени $\tau = \nu t$, где $\nu = \sqrt{p^2/Ja^3}$ (при этом $\boldsymbol{\omega}_i = d\boldsymbol{\varphi}_i/d\tau$); $\rho_{ij} = p_{ij}/p$ и $\eta_j = h_j/h$ — нормированные компоненты векторов магнитных моментов и внешнего магнитного поля. Остальные параметры выражаются через исходные следующим образом:

$$\Omega = \tilde{\omega}/\nu, \quad \beta = \alpha/(\nu J), \quad f = ph/(\nu^2 J).$$

Равновесные состояния системы диполей могут быть найдены через решение системы уравнений, следующей из уравнения (3):

$$\boldsymbol{\rho}_i \times \sum_{n \neq i} [3\mathbf{e}_{in}(\boldsymbol{\rho}_n \cdot \mathbf{e}_{in}) - l_{in}^2 \boldsymbol{\rho}_n] = 0, \quad (4)$$

при последующей проверке равновесного состояния на устойчивость, что значительно усложняет проводимый анализ. Кроме того, исследование устойчивости, как правило, ничего не говорит о фазовой области «притяжения» равновесного состояния, которая может оказаться очень малой, в результате чего данное состояние, практически, не реализуется. Особенно это актуально в случае бистабильных и мультистабильных состояний, характерных для рассматриваемых ниже систем с достаточно большим числом диполей. Интерес также представляет то, какие из равновесных состояний (в случае мультистабильности) устанавливаются при различных задаваемых начальных ориентациях магнитных моментов отдельных входящих в систему диполей. Таким образом, далее равновесные состояния связанных диполей будут исследоваться через решение исходной системы уравнений (3) в случае отсутствия внешнего переменного поля ($f = 0$) и при рассмотрении временных интервалов, превышающих времена релаксации (когда с течением времени ориентация дипольных моментов не изменяется и все динамические параметры оказываются меньше заданной погрешности).

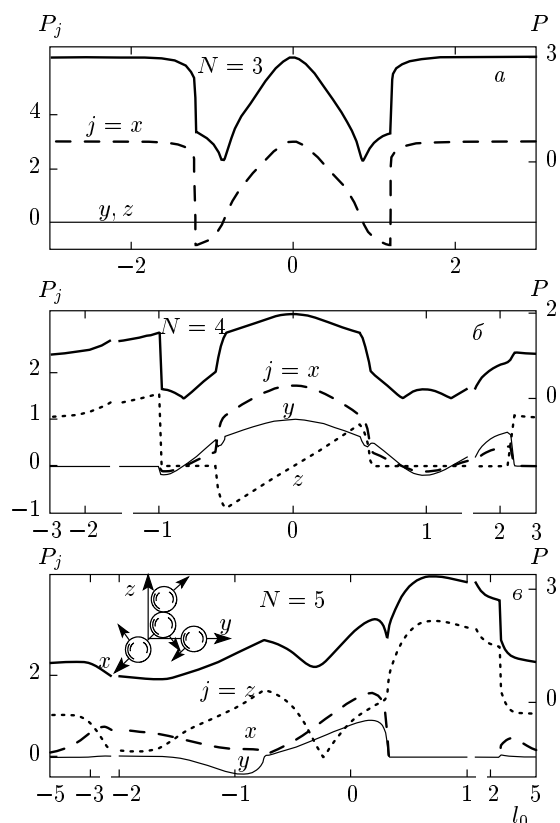


Рис. 1. Зависимость величины нормированного магнитного момента равновесной системы N диполей (жирная линия) и его компонент от положения N -го диполя

3. РАВНОВЕСНЫЕ СОСТОЯНИЯ И СУММАРНЫЙ МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ СИСТЕМ ДИПОЛЕЙ

Вначале рассмотрим системы с малым числом диполей. На рис. 1 для системы $N = 3, 4$ и 5 диполей, из которых $N - 1$ диполь расположены друг от друга на расстоянии l , приведена зависимость модуля вектора нормированного магнитного момента системы (жирная линия) и его компонент от $l_0 = r_0/l$ — нормированного расстояния N -го диполя до начала координат для рис. 1а и до точки $(0, \sqrt{3}l/6, 0)$ для рис. б, в. Рисунок а отвечает случаю двух диполей, имеющих координаты $(l/2, 0, 0)$, $(-l/2, 0, 0)$; третий диполь находится в плоскости xy с изменяющейся координатой по оси y . Рисунок б отвечает трем диполям, расположенным в вершинах правильного треугольника, третий диполь имеет координаты $(0, \sqrt{3}l/2, 0)$, а четвертый — $(0, \sqrt{3}l/6, z_0)$, где $z_0 = l_0 l$ — переменная координата. В случае рис. в диполь с переменной координатой аналогичен пре-

дыдущей системе, а остальные диполи расположены в вершинах тетраэдра, т. е. добавляется диполь с координатами $(0, \sqrt{3}l/6, \sqrt{2/3}l)$. Исходной при начальном значении l_0 (при $l_0 = -3$ (а, б) и $l_0 = -5$ (в)) принимается равновесная ориентация магнитных моментов диполей по направлению оси x для случая а и оси z для случаев б, в; при последующих значениях l_0 исходной принимается равновесная ориентация диполей, соответствующая координате $l_0 - \Delta l_0$, где Δl_0 — шаг изменения параметра в численном анализе; т. е. рассматривается квазистатическое перемещение N -го диполя.

На рисунке видно, что в первом случае а имеют место два минимума момента системы, соответствующих его нулевому значению. При этом диполи оказываются расположенными в вершинах правильного треугольника. Во втором случае б приближение N -го диполя к трем диполям, расположенным в вершинах правильного треугольника (и имеющим в невозмущенном состоянии нулевой суммарный магнитный момент), сначала приводит к увеличению магнитного момента системы, а затем — к достаточно резкому его уменьшению. Максимальное значение суммарного магнитного момента ($P \approx 2$) устанавливается при расположении четвертого диполя в центре составленного $N - 1$ диполями правильного треугольника. Симметричные минимумы данной зависимости отвечают нулевому значению магнитного момента системы при расположении диполей в вершинах тетраэдра (см. вставку на рис. 1в). Асимметрия зависимости является следствием наличия мультистабильности: в случае приближения к трем диполям четвертого диполя со стороны отрицательных значений нормированной координаты l_0 , суммарный магнитный момент (вследствие начальных условий) при $l_0 < -1$ располагается на той ветви равновесных значений, которая при $l_0 \approx -1$ теряет устойчивость, после чего суммарный магнитный момент P «перескакивает» на другую ветвь, которая устойчива как вблизи $|l_0| < 1$, так и вблизи $|l_0| > 1$. Таким образом, как следует из рисунка, наряду с двумя указанными конфигурациями системы, отвечающими нулевому значению суммарного магнитного момента (диполи располагаются в вершинах правильного тетраэдра), реализуются еще две конфигурации с $|l_0| > 1$, при которых $P = 0$. Заметим, что помимо приведенных ветвей равновесных состояний, имеет место еще одна ветвь, соответствующая изменению знака у всех трех компонент P_j , а также ветви, связанные с симметрией системы диполей. В последнем случае в не устанавливается конфигурация с нулевым значением магнитного момента системы, однако возникают

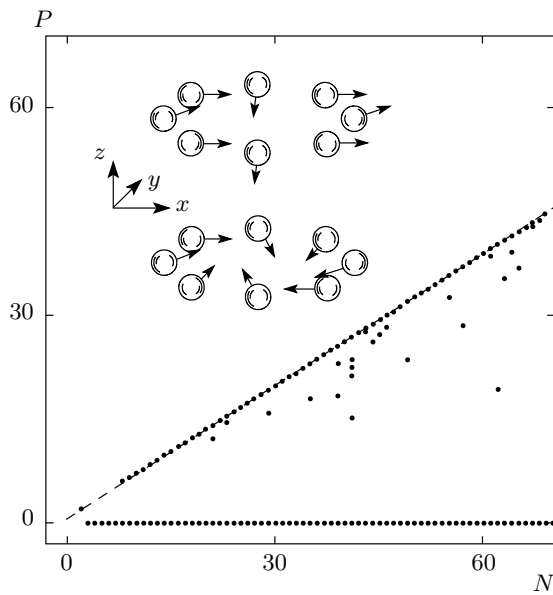


Рис. 2. Равновесные значения суммарного магнитного момента системы, состоящей из N диполей, лежащих в плоскости xy и расположенных в углах правильных многоугольников (кольцевые системы)

три несимметричных минимума его величины. Максимальное значение $P \approx 3.4$ реализуется при координате $l_0 \approx 0.71$ пятого диполя («проходящего» через систему, расположенную в вершинах тетраэдра). Эта система также является мультистабильной: дополнительные (к приведенной) ветви равновесных положений связаны с ее симметрией и с изменением знака компонент P_j . Отметим, что как в данном, так и в предыдущем случаях в результате равенства нулю некоторых из компонент суммарного магнитного момента при определенных координатах N -го диполя, его «прохождение» может вызвать перемагничивание системы.

На рис. 2 представлены результаты численного анализа равновесных значений суммарного магнитного момента системы, состоящей из N диполей, лежащих в плоскости xy и расположенных в углах правильных многоугольников (за исключением $N = 2$, когда имеются два лежащих в указанной плоскости диполя); т. е. при больших N имеют место плоскостные кольцеобразные цепочки связанных диполей (как и в остальных расчетах учитывается связь каждого диполя со всеми остальными диполями). Анализ показал следующее. В случае $N = 2$, как известно, устойчивой является ориентация магнитных моментов диполей, при которой $P = 2$. В слу-

чае $N = 3, \dots, 7$ равновесным является только нулевое значение суммарного магнитного момента. При $N \geq 8$ имеет место бистабильность и устанавливается не менее двух равновесных состояний: с нулевым значением суммарного магнитного момента $P = 0$ и с максимальным значением, определяемым выражением

$$P_{max} = (7N + 8)/11. \quad (5)$$

Причем нулевое значение магнитного момента системы устанавливается при исходной ориентации магнитных моментов отдельных диполей вблизи оси z (по нормали к плоскости структуры), а максимальное значение P_{max} — при плоскостной исходной ориентации дипольных моментов, чего можно добиться предварительным воздействием на систему достаточно сильным соответствующим образом направленным статическим магнитным полем. В последнем случае при достаточно большом N наряду с равновесным состоянием, отвечающим значению момента системы P_{max} , могут устанавливаться иные равновесные состояния, отвечающие меньшим значениям P , т. е. имеет место мультистабильность. Заметим, что в данном численном анализе не ставилась задача нахождения всех равновесных состояний в случае мультистабильности и представлен неполный набор равновесных значений P . В качестве примера на рисунке для структуры с $N = 8$ показаны направления дипольных магнитных моментов, соответствующих P_{max} (вверху) и $P = 0$ (внизу).

В случае правильных объемных фигур также реализуются равновесные состояния с нулевым суммарным магнитным моментом системы, однако при больших N их реализация может быть затруднена наличием мультистабильности. Так, для системы, состоящей из $N = 20$ диполей, которые располагаются в вершинах правильного додекаэдра (см. вставку на рис. 3а), при исходном отклонении направлений дипольных моментов от оси z на угол $\varphi \approx 1^\circ$ устанавливается конфигурация с $P \approx 0.1$, а состояние с нулевым магнитным моментом устанавливается, если указанный угол $\varphi < 0.01^\circ$. При этом даже относительно далекое расположение от системы дополнительного диполя вызывает возмущение ее магнитного момента. На рис. 3а для системы с $N = 21$, состоящей из описанной выше системы и одного дополнительного диполя, находящегося на оси z (вертикальной, относительно рисунка, оси симметрии структуры), приведена зависимость ее суммарного магнитного момента от нормированной координаты дополнительного диполя $l_0 = z_0/l$, где l — длина грани додекаэдра. Исходной для начального значения l_0

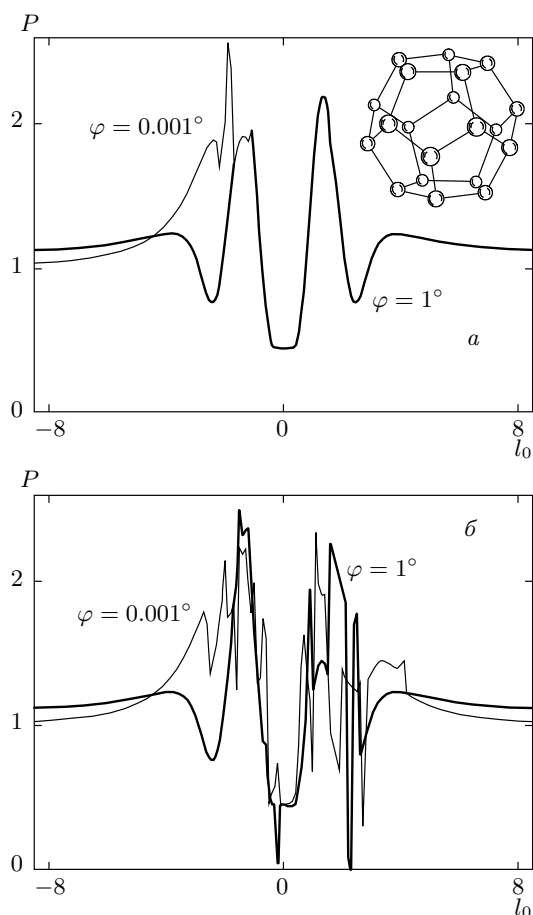


Рис. 3. Зависимости суммарного магнитного момента додекаэдрической системы 20 диполей и одного дополнительного диполя от расположения последнего при его квазистатическом прохождении через систему (*а*) и при сохранении для каждого l_0 исходной ориентации дипольных моментов (*б*)

принимается ориентация всех дипольных моментов вблизи оси z с углом $\varphi = 1^\circ$ и $\varphi = 0.001^\circ$; для последующих l_0 принимается полученная при расчете ориентация магнитных моментов (т. е. рассматривается квазистатическое «прохождение» одного диполя через додекаэдрическую систему). На рисунке видно, что наиболее сильное возмущение магнитного момента системы возникает при $|l_0| \leq 4$, а при $l_0 \approx 1.7$ ориентации дипольных магнитных моментов двух равновесных ветвей оказываются близкими и дальнейшее изменение P реализуется только по одной из ветвей. Однако последнее не означает, что состояния, отвечающие второй ветви, теряют устойчивость. Более того, в рассматриваемой зависимости имеет место мультистабильность. Это видно на рис. 3б, на котором приведена та же зависимость

с той лишь разницей, что исходная ориентация дипольных магнитных моментов бралась одинаковой (вблизи оси z) для всех значений параметра l_0 , т. е. при любом расположении дополнительного диполя все моменты диполей вначале ориентировались по направлениям, близким к оси z (приложением соответствующим образом направленного подмагничивающего поля), а затем (после выключения статического поля) система предоставлялась релаксационной динамике до установления одного из устойчивых равновесных состояний. Заметим, что в случае системы, включающей додекаэдрическую структуру и дополнительный диполь, как видно на рис. 3б, также существуют дипольные ориентации с нулевым суммарным магнитным моментом.

Для большинства объемных систем, имеющих ось симметрии третьего или четвертого порядка, не обнаружено равновесных состояний с нулевым магнитным моментом, однако даже при достаточно большом числе входящих в систему диполей ($N \approx 10-100$) суммарный магнитный момент для симметричных систем, как правило, мал ($P \leq 3$). При этом характерным является наличие мультистабильности. На рис. 4 для систем, имеющих различное число диполей и различную геометрию, условно приведенную в верхней части рисунка соответствующим набором соприкасающихся шаров равного диаметра, который можно рассматривать как расстояние между ближайшими диполями, приведено равновесное значение суммарного магнитного момента (значение на оси абсцисс отвечает номеру системы I), полученных при различных начальных ориентациях дипольных моментов. Рассматривались начальные ориентации моментов отдельных диполей вблизи направления каждой из декартовых осей: обозначения осей, отвечающих начальным условиям, указаны напротив соответствующих точек диаграммы (в случае реализации мультистабильности). Начальный угол отклонения от осей x , y и z принимался равным $\varphi = 1^\circ$ (угол в плоскости, перпендикулярной данным осям, как и в приведенных выше зависимостях, принимался произвольным для моментов различных диполей), для оси z дополнительно рассматривался угол $\varphi = 0.001^\circ$ (поэтому на диаграмме в ряде случаев дважды присутствует обозначение оси z). На рисунке видно, что мультистабильность отсутствует только в случае систем с малым числом диполей, а нулевой суммарный магнитный момент обнаружен лишь для систем под номерами $I = 2$ и 6 . В случае мультистабильности систем с большим $N \geq 80$ уже незначительное изменение начальной ориентации дипольных мо-

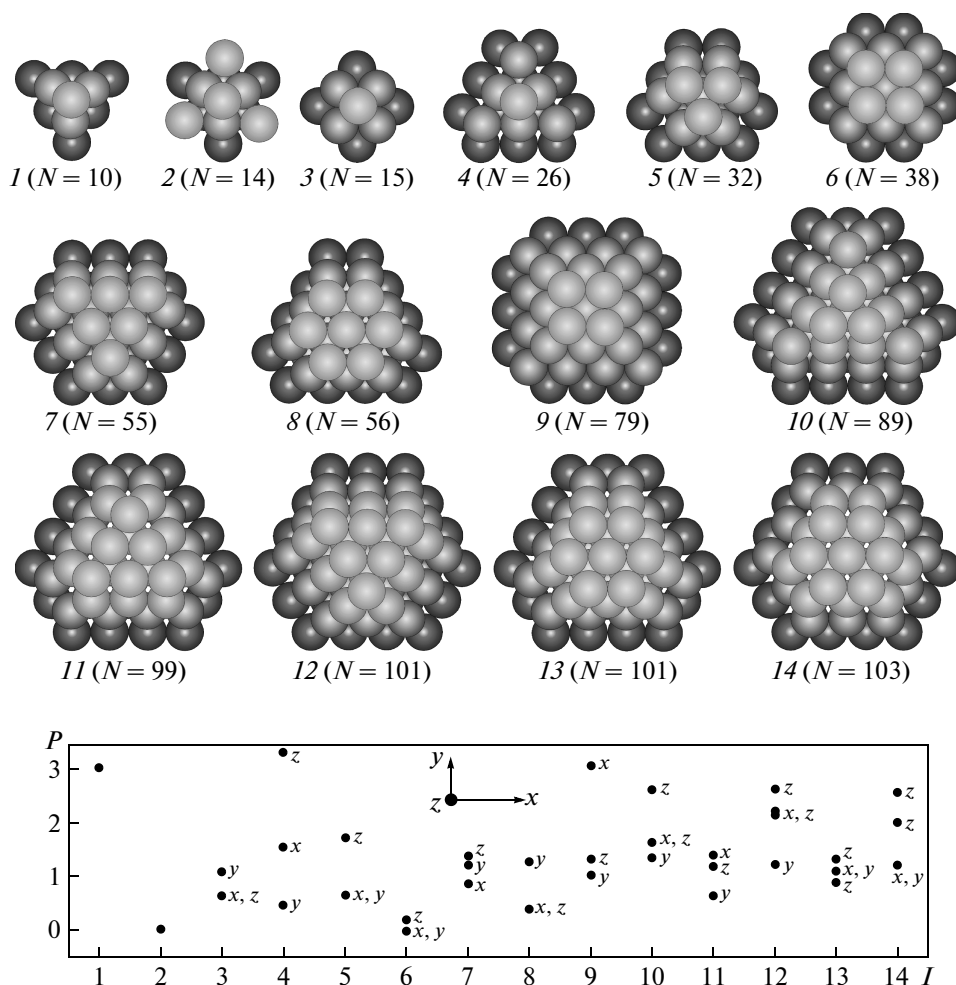


Рис. 4. Равновесные значения суммарного магнитного момента изображенных систем диполей при различной исходной ориентации дипольных магнитных моментов (оси, вблизи которых предварительно ориентированы дипольные моменты, указаны около соответствующих точек)

ментов ($\Delta\varphi < 1^\circ$) может привести к изменению устанавливающегося равновесного состояния; равновесные состояния двух систем с одинаковым N и несколько различающимися конфигурациями расположения диполей также оказываются различными. Однако при использовании достаточно малых систем выбор начальных условий (определяемых, в частности, направлением предварительного подмагничивания) позволяет задавать определенные равновесные состояния системы.

Нарушение симметричного расположения диполей увеличивает суммарный магнитный момент. Так, добавление (с одной стороны по оси z) к системе под номером $I = 8$ четырехдипольной тетраэдрической структуры увеличивает магнитный момент системы до значений $P_1 \approx 2.8$, $P_2 \approx 2.8$ и $P_3 \approx 4.5$ (где индексы 1, 2, 3 отвечают значениям,

полученным при начальной ориентации дипольных моментов соответственно вблизи осей x , y и z , при $\varphi = 1^\circ$); аналогичным изменениям системы $I = 12$ соответствуют следующие значения момента результирующей системы: $P_1 \approx 4.4$, $P_2 \approx 4.3$ и $P_3 \approx 2.8$.

4. ДИНАМИЧЕСКИЕ РЕЖИМЫ МАГНИТНОГО МОМЕНТА СИСТЕМ ДИПОЛЕЙ

Исследование методами численного анализа устанавливающихся под воздействием переменного магнитного поля динамических режимов наиболее удобно начать с построения бифуркационных диаграмм [16, 19, 20], полученных в результате решения системы (3) при $f \neq 0$. На рис. 5 для трех систем

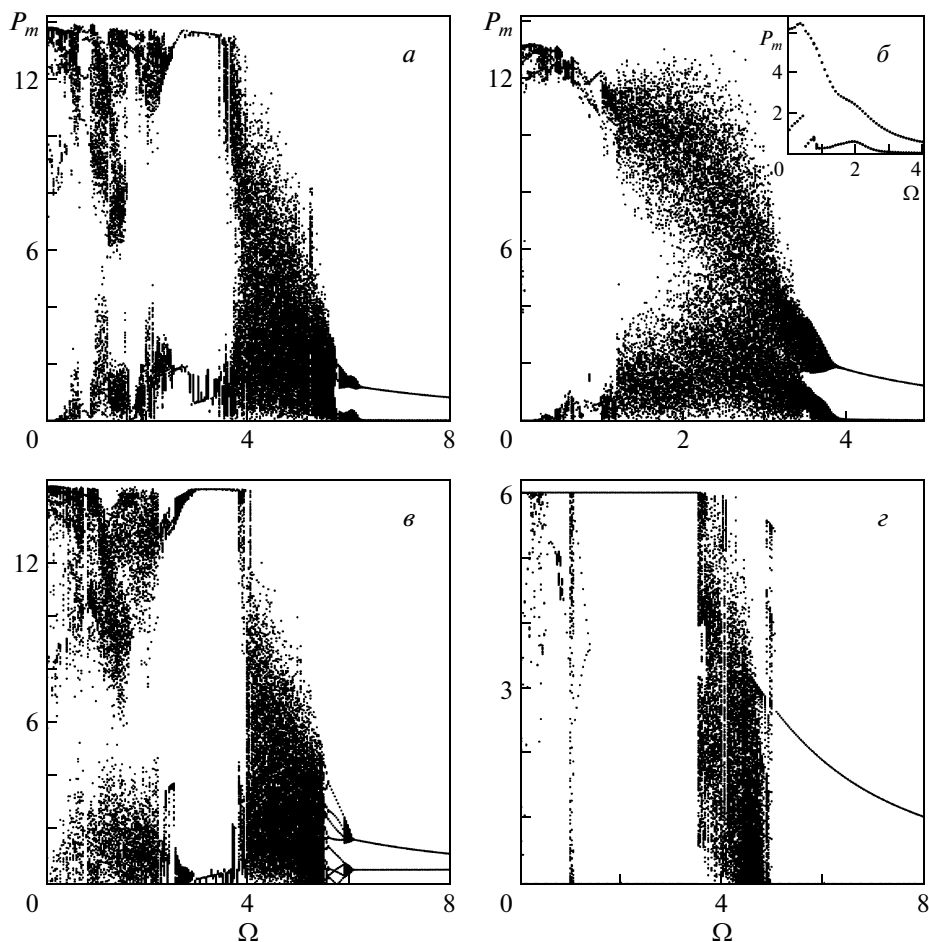


Рис. 5. Бифуркационные диаграммы для систем, представленных на рис. 4 (номера $I = 2$ (*a, б*), $I = 3$ (*в*)), и системы диполей, расположенных в углах правильного шестиугольника (*з*): частотная зависимость экстремальных значений суммарного магнитного момента при параметре переменного поля $f = 10$ (*a, в, з*), $f = 5$ (*б*) и $f = 1$ (*вставка*) и параметре диссипации $\beta = 1$

диполей: систем, представленных на рис. 4 под номерами $I = 2$ (*a, б*) и $I = 3$ (*в*), и лежащей в плоскости xy системы шести диполей, расположенных в углах правильного шестиугольника (*з*), приведены диаграммы $(P_m; \Omega)$, где $P_m = P_{max}, P_{min}$ и каждому значению нормированной частоты Ω переменного поля соответствуют экстремальные значения модуля суммарного магнитного момента системы при параметре диссипации $\beta = 1$ и параметре f , характеризующем амплитуду переменного магнитного поля. Переменное поле однородно, линейно поляризовано и ориентировано по оси z ($\eta = \eta_z$). Начальная ориентация магнитных моментов диполей также принимается вблизи ($\varphi = 1^\circ$) направления оси z . При этом, если на бифуркационной диаграмме одному значению частоты отвечают

лишь две или большее число точек, то реализуются регулярные колебательные режимы. Множеству близко расположенных точек отвечает хаотическая динамика магнитных диполей или квазипериодические режимы (это требует дополнительного исследования).

Из приведенного рисунка следует, что характер зависимости устанавливающихся динамических режимов суммарного магнитного момента от частоты переменного поля близок для различных систем диполей, отличающихся как по числу входящих в них элементов, так и по форме. Для достаточно больших амплитуд внешнего поля на больших частотах возбуждаются низкоамплитудные колебания близкие к гармоническим. С уменьшением частоты вначале наблюдается слабый рост амплитуды, который

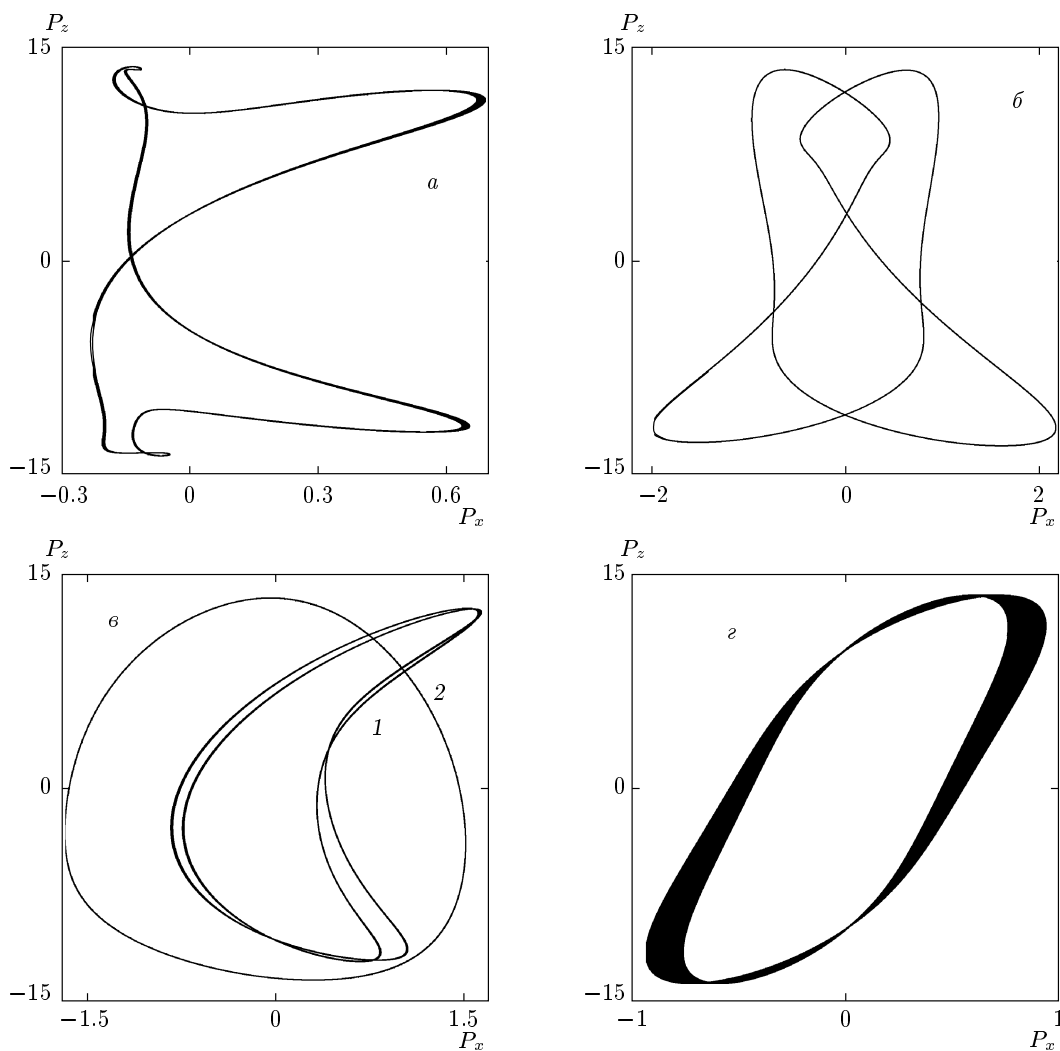


Рис. 6. Проекция фазовых траекторий периодических (б, в) и квазипериодических (а, г) режимов магнитного момента системы, отвечающей $I = 2$ на рис. 4, на частотах $\Omega = 0.8$ (а), 1.8 (б), 2.2 (в, кривая 1), 2.6 (в, кривая 2), 3.0 (г); $f = 10, \beta = 1$

затем сменяется хаотизацией динамики, а также появлением в ряде случаев более сложных регулярных режимов. Дальнейшее уменьшение частоты приводит к резкому увеличению амплитуды хаотических режимов до значений $P_{max} \approx N$. Далее следует область высокоамплитудной динамики, в которой периодические режимы с простыми по форме фазовыми траекториями чередуются с квазипериодическими режимами, аттракторами которых являются близкие по форме (к периодическим траекториям) двумерные торы. В области низких частот имеет место вторая зона хаотических режимов (с несколько менее выраженной степенью хаотичности), в которую включаются узкие частотные интервалы, отвечающие высокоамплитудным регулярным режимам с более сложными относительно указанных вы-

ше фазовыми траекториями. Ослабление переменного поля приводит к уменьшению амплитуды колебаний и исчезновению области регулярных режимов с $P_{max} \approx N$. В результате расширяется частотная область хаотической динамики (рис. 5б), которая, однако, также исчезает при более слабых полях (вставка на рис. 5б), когда возбуждаются только простые по форме траекторий периодические колебания. Наиболее существенным отличием диаграммы г для системы с $N = 6$ от диаграмм для двух других (объемных) систем является наличие широкого частотного интервала, отвечающего регулярному режиму магнитного момента, представляющему собой линейно поляризованные по оси z (т. е. $P = P_z$) близкие к гармоническим колебания.

На рис. 6 в качестве примера для системы, отве-

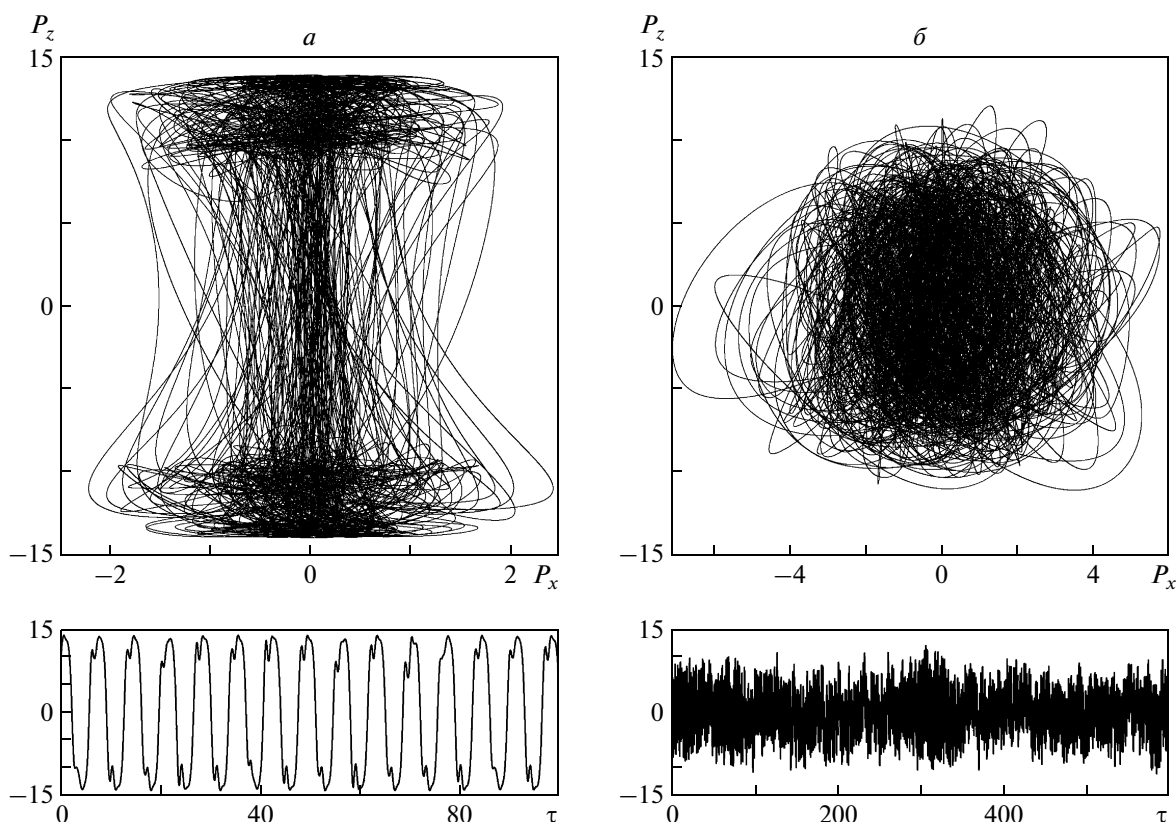


Рис. 7. Хаотические режимы магнитного момента системы, отвечающей $I = 2$ на рис. 4: проекции фазовых траекторий и соответствующие временные зависимости на частотах $\Omega = 0.9$ (а), 4.0 (б); $f = 10$, $\beta = 1$

чающей $I = 2$ на рис. 4, даны проекции на плоскость (P_x, P_z) фазовых траекторий периодических (б, в) и квазипериодических (а, г) режимов магнитного момента системы, устанавливающихся под воздействием переменного поля с амплитудным параметром $f = 10$ на различных частотах. Видно, что квазипериодические колебания, как и периодические, могут иметь различные по сложности траектории, а также значительно различаться по ширине аттрактора. Заметим, что некоторые из регулярных режимов (в частности, колебания, отвечающие кривой 1 на рис. 6в) устанавливаются после продолжительного по времени ($\tau \approx 100$) переходного хаоса.

На рис. 7 для той же системы диполей приведены соответствующие проекции фазовых траекторий вектора \mathbf{P} и временные зависимости его z -компоненты в случае двух типов хаотических режимов (отвечающих различным частотным областям), устанавливающихся при $f = 10$ на разных частотах Ω . Видно, что в отличие от второго (б) режима, при котором сильная хаотичность затрагивает все три компоненты магнитного момента и колебания близки к шумовому сигналу, при первом

(а) режиме траектории усложняются вблизи амплитудных значений z -компоненты магнитного момента, где в наибольшей степени и проявляется хаотичность динамики, а колебания самой z -компоненты при этом близки к периодическим, т. е. режим оказывается подобным спиновому хаосу [18].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ показал, что системы магнитных диполей, как правило, являются мультистабильными, и устанавливающиеся равновесные состояния ориентации дипольных моментов отличаются величиной суммарного магнитного момента. При этом реализация той или иной из равновесных ориентаций мультистабильного состояния определяется начальной ориентацией дипольных моментов системы, что дает возможность управления ее магнитным моментом и осуществления переходов между различными равновесными состояниями. Магнитный момент плоскостных систем диполей, расположенных в вершинах правильных многоугольников, равен нулю при числе диполей $N = 3-7$. При

большем N помимо состояния с нулевым значением P реализуется еще, как минимум, одно равновесное состояние с отличным от нуля значением магнитного момента, причем максимальная его величина имеет линейную зависимость от числа входящих в систему диполей. Магнитный момент симметричных объемных систем в большинстве случаев отличен от нуля (за исключением систем с достаточно высокой симметрией), однако его величина мала, и даже при $N \leq 100$ нормированное значение момента не превышает двух-трех единиц. Существенное изменение магнитного момента системы, включая ее перемагничивание, может быть осуществлено за счет воздействия приближенного к системе дополнительного диполя.

Особенности возмущения системы диполей переменным магнитным полем имеют в отношении устанавливающихся динамических режимов суммарного магнитного момента ряд общих характеристик для различных дипольных систем. В частности, уменьшение частоты поля приводит к росту амплитуды колебаний магнитного момента и при достаточно сильных переменных полях — к реализации высокоамплитудных (амплитуда суммарного момента достигает значений $P_{max} \approx N$) регулярных и хаотических режимов. В области низких частот хаотическая динамика близка к спиновому хаосу (со слабой хаотизацией одной из компонент магнитного момента), а на больших частотах реализуется хаос, подобный шумовому сигналу. Регулярная высокоамплитудная динамика представлена как колебаниями, близкими к гармоническим, так и режимами, имеющими сложные траектории и период, кратный периоду переменного поля. Характерным для ряда систем является также наличие частотных интервалов, отвечающих квазипериодическим колебаниям, аттракторы которых представляют собой различные по ширине двумерные торы. Показано, что динамика суммарного магнитного момента сильно зависит от параметров переменного магнитного поля, в частности его амплитуды и частоты, что позволяет эффективно управлять колебательными режимами.

В приведенных исследованиях, как сказано ранее, были сделаны определенные приближения, которые, однако, необходимы для получения наиболее общих и существенных результатов. Развитие предложенного анализа видится прежде всего по четырем основным направлениям: учет поступательного движения входящих в систему диполей и движения под действием внешнего поля системы в целом, расчет динамики диполей более сложных форм, имеющих, в частности, отличающиеся относительно раз-

ных осей моменты инерции, и рассмотрение конфигураций систем, встречающихся в конкретных средах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. М. Смирнов, УФН **177**, 366 (2007).
2. Г. Н. Макаров, УФН **178**, 337 (2008).
3. Б. Н. Филиппов, Л. Г. Корзунин, ЖЭТФ **121**, 372 (2002).
4. Г. С. Кандаурова, В. Х. Осадченко, А. Г. Пашко, ФТТ **47**, 1806 (2005).
5. А. М. Шутый, Письма в ЖЭТФ **87**, 181 (2008).
6. А. М. Шутый, ЖЭТФ **135**, 1009 (2009).
7. А. О. Ivanov and О. В. Kuznetsova, Phys. Rev. E **64**, 041405 (2000).
8. V. M. Kozhevnikov, I. J. Chuenkova, M. I. Danilov et al., Magnetohydrodynamics **41**, 53 (2005).
9. А. А. Eliseev, А. S. Vyacheslavov, А. V. Lukashin et al., Int. J. Nanoscience **5**, 459 (2006).
10. Л. А. Головань, В. Ю. Тимошенко, П. К. Кашкаров, УФН **177**, 619 (2007).
11. Д. В. Гладких, Ю. И. Диканский, ЖТФ **76**, 13 (2006).
12. Е. В. Лахтина, А. Ф. Пшеничников, Коллоидный ж. **68**, 327 (2006).
13. А. С. Мищенко, А. К. Звездин, Б. Барбара, ФТТ **45**, 278 (2003).
14. В. М. Кожевников, И. Ю. Чуенкова, М. И. Данилов, С. С. Ястребов, ЖТФ **76**, 129 (2006).
15. Б. Д. Шанина, А. М. Данишевский, А. И. Вейнгер и др., ФТТ **51**, 593 (2009).
16. Г. Г. Малинецкий, А. Б. Потапов, *Современные проблемы нелинейной динамики*, Едиториал УРСС, Москва (2002).
17. А. Ю. Лоскутов, Вестник МГУ, сер. 3 «Физика, Астрономия» **3**, 3 (2001).
18. В. С. Анищенко, В. В. Астахов, Т. Е. Вадивасова и др., *Нелинейные эффекты в хаотических и стохастических системах*, Институт компьютерных исследований, Москва–Ижевск (2003).
19. Ф. В. Лисовский, О. П. Поляков, Письма в ЖЭТФ **73**, 546 (2001).
20. Д. И. Семенцов, А. М. Шутый, УФН **177**, 831 (2007).