

05

Управление индуцированным магнитным моментом системы магнитных диполей

© А.М. Шутый

Ульяновский государственный университет
E-mail: shuty@mail.ru

Поступило в Редакцию 14 июня 2011 г.

Исследованы системы трех и четырех шарообразных тел, обладающих дипольным магнитным моментом. Показано, что при исходном состоянии с нулевым суммарным магнитным моментом под воздействием переменного магнитного поля устанавливаются различные режимы индуцированного магнитного момента, в том числе квазистатические состояния. Выявлены возможности управления индуцированным магнитным моментом за счет изменения амплитуды или частоты переменного магнитного поля.

Свойства различных дипольных систем и кластеров отличны от свойств как отдельных составляющих их частиц, так и объемного вещества [1,2], благодаря чему интерес к таким системам всегда был высоким, но особое значение подобные объекты приобрели в связи с достижениями в области информационных технологий. Для анализа процессов самоорганизации [3,4], фазовых переходов и динамических режимов [5] удобными являются магнитные системы вследствие возможности эффективного управления их состоянием. Системы магнитных частиц представляют собой важный объект исследований также благодаря созданию новых сред при внедрении их в твердотельные пористые матрицы [6,7] и ввиду формирования на их основе магнитных жидкостей [8,9]. В свою очередь показано, что система частиц в большинстве случаев испытывает процесс агрегации с формированием за счет диполь-дипольного взаимодействия различных по объему кластеров [10,11]. В данной работе исследуются системы с нулевым суммарным магнитным моментом, состоящие из трех и четырех магнитных диполей. Показано, что воздействие переменного магнитного поля приводит к существенно отличающимся для различных систем стационарным режимам индуцированного магнитного момента, вклю-

чая квазистатические состояния. Выявлены возможности управления индуцированным магнитным моментом системы.

Рассматривая систему диполей, полагаем, что каждый из них связан с другим диполь-дипольным взаимодействием и способен вращаться вокруг своего, остающегося неподвижным, центра инерции. Время изменения конфигурации системы в целом принимается достаточно большим, чтобы соответствующей динамикой можно было пренебречь. Тела предполагаются однородными и шарообразными [12], материал объектов — магнитожестким. Принимая диполи идентичными, с равными по модулю дипольными магнитными моментами $|\mathbf{p}_i| = p$ и моментами инерции $J_i = J$, запишем динамические уравнения для связанных диполей в присутствии переменного магнитного поля $\mathbf{h}(t)$:

$$\begin{aligned} \frac{d\omega_i}{dt} + \alpha\omega_i &= \mathbf{p}_i \times \left(\mathbf{h}(t) + \sum_{n \neq i} [3\mathbf{r}_{in}(\mathbf{p}_n \mathbf{r}_{in})/r_{in}^5 - \mathbf{p}_n/r_{in}^3] \right), \\ \frac{d\mathbf{p}_i}{dt} &= \omega_i \times \mathbf{p}_i, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\omega_i = d\varphi_i/dt$ — угловая скорость i -го диполя (φ_{ij} — угол поворота диполя вокруг оси $j = x, y, z$), α — параметр диссипации; \mathbf{r}_{in} — вектор между расположениями i -го и n -го диполей. Для численного анализа перейдем к безразмерным параметрам [13]: $\tau = vt$, где $v = \sqrt{p^2/Ja^3}$, a — характерный параметр конфигурации системы; в этом случае $\omega_i = d\varphi_i/d\tau$; $\rho_{ij} = p_{ij}/p$ — нормированные компоненты магнитных моментов; остальные параметры:

$$\beta = \alpha/(vJ), \quad f_j(\tau) = h_j(\tau)p/(v^2J). \quad (2)$$

В случае кольцевых структур при числе диполей $N < 8$, расположенных в вершинах правильного многоугольника, устанавливается только одно равновесное состояние — состояние с нулевым суммарным магнитным моментом $\mathbf{P} = \Sigma \rho_i$ [14]. Далее проведем сравнительный анализ влияния переменного поля на две таких системы, состоящие из минимального количества диполей: трех и четырех диполей, лежащих соответственно в вершинах равнобедренного треугольника и квадрата в плоскости xu (параметром a при этом является радиус окружности, в которую вписаны многоугольники).

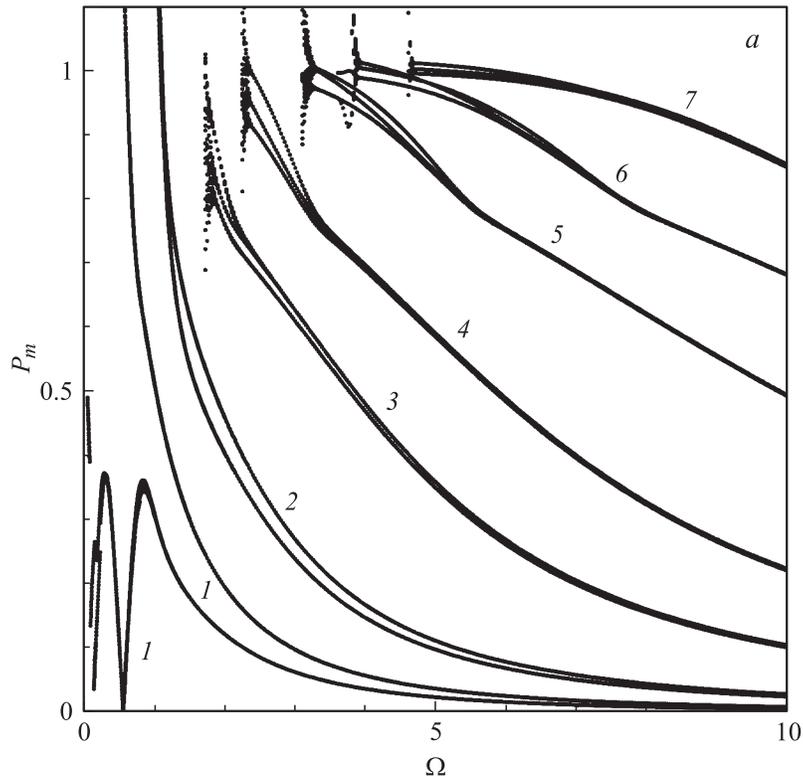


Рис. 1. Параметрическая диаграмма для систем трех (*a*) и четырех (*b*) диполей: частотная зависимость экстремумов величины индуцированного магнитного момента системы при различных амплитудах переменного поля: $f_0 = 0.5, 1, 2, 3, 5, 7, 10$ (*a*, ветви 1–7) и $f_0 = 5, 10, 20$ (*b*, ветви 1–3); $\beta = 1$.

При возбуждении системы диполей линейно поляризованным магнитным полем $\mathbf{h}_0 \sin(\omega t)$ реализуются различные динамические состояния. На рис. 1 для величины индуцированного переменным полем магнитного момента систем трех (*a*) и четырех (*b*) диполей с отсчитываемыми от оси x ориентационными углами $\theta_i = 2\pi i/N$ (где N — число диполей), приведена бифуркационная диаграмма на плоско-

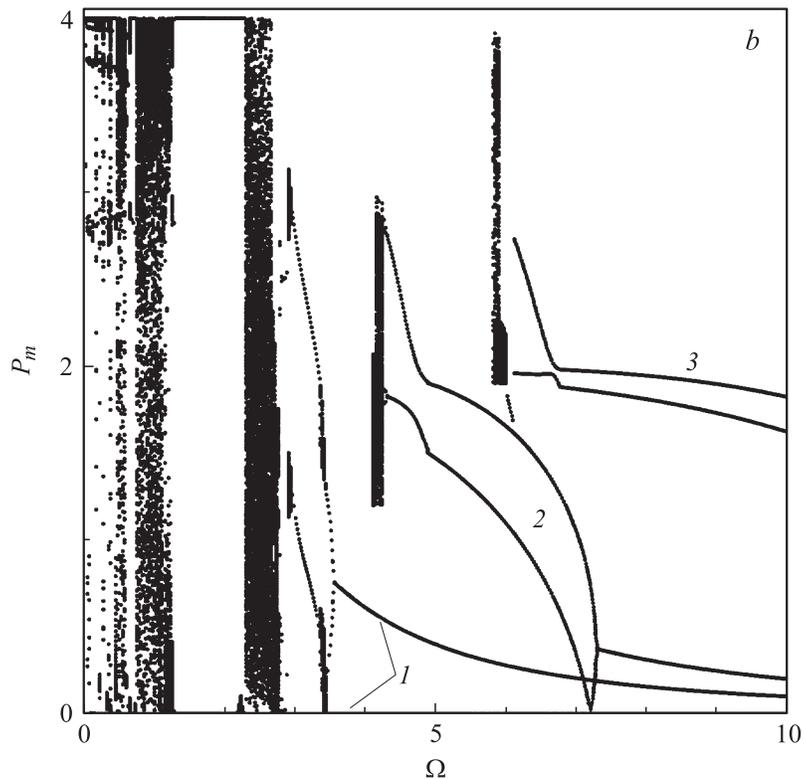


Рис. 1 (продолжение).

сти $(P_m; \Omega)$, где $P_m = P_{\max}, P_{\min}$ и каждому нормированному значению частоты $\Omega = \omega/\nu$ соответствуют экстремальные значения суммарного магнитного момента. Переменное поле принимается ориентированным вдоль оси y , и ветви диаграммы отвечают параметрам: $f_0 = 0.5, 1, 2, 3, 5, 7, 10$ (a , ветви 1–7) и $f_0 = 5, 10, 20$ (b , ветви 1–3); $\beta = 1$ (здесь и далее). При этом если одному значению Ω отвечают две точки ветви (или большее конечное их число), то реализуются регулярные колебания; множеству близко расположенных точек отвечает хаотическая динамика.

На низких частотах при достаточно больших полях ($f_0 > 1$) реализуются колебания с максимально возможными амплитудами. Как правило, это — хаотические режимы, но имеют также место частотные интервалы высокоамплитудных регулярных колебаний. С усилением переменного поля области хаотической динамики расширяются, распространяясь на более высокие частоты. Отвечающие указанным режимам части ветвей на диаграмме практически отсутствуют (так как хаотические режимы далее не рассматриваются). Из рисунка видно, что в случае трехдипольной системы характерными являются динамические состояния, при которых в большом диапазоне параметров переменного поля величина магнитного момента системы слабо меняется с течением времени, и при исходном $P = 0$ возникает суммарный магнитный момент, отвечающий выбранным параметрам поля. С усилением поля или с увеличением его частоты низкоамплитудные колебания индуцированного магнитного момента практически исчезают — реализуется квазистатический индуцированный магнитный момент. При этом величина магнитного момента системы плавно уменьшается от значения $P \approx 1$ до $P < 0.1$. Данная особенность позволяет управлять величиной магнитного момента как за счет варьирования величины поля, так и за счет изменения его частоты. При повороте системы на угол $\pi/2$ реализуется динамическая бистабильность с $P < 1$ и с большим магнитным моментом $2 < P < 3$.

Для четырехдипольной системы при исходном состоянии с $P = 0$ в случае малых частот также характерными являются хаотическая динамика и высокоамплитудные колебания индуцированного магнитного момента. Увеличение частоты приводит к установлению регулярных колебаний, которые можно разбить на два типа: в области меньших частот имеют место колебания магнитного момента системы, не проходящие через его нулевое значение, а в области больших частот — симметричные колебания относительно нулевого значения с амплитудой, уменьшающейся при увеличении частоты (или амплитуды) поля. С усилением переменного поля частотная область, отвечающая первому типу режимов, расширяется, а амплитуда соответствующих колебаний падает. При повороте системы на $\pi/4$ в узких частотных областях устанавливаются состояния с $P \approx 4$. Таким образом, также достигается возможность управлять индуцированным магнитным моментом, причем устанавливаются режимы, существенно отличающиеся от режимов трехдипольных систем.

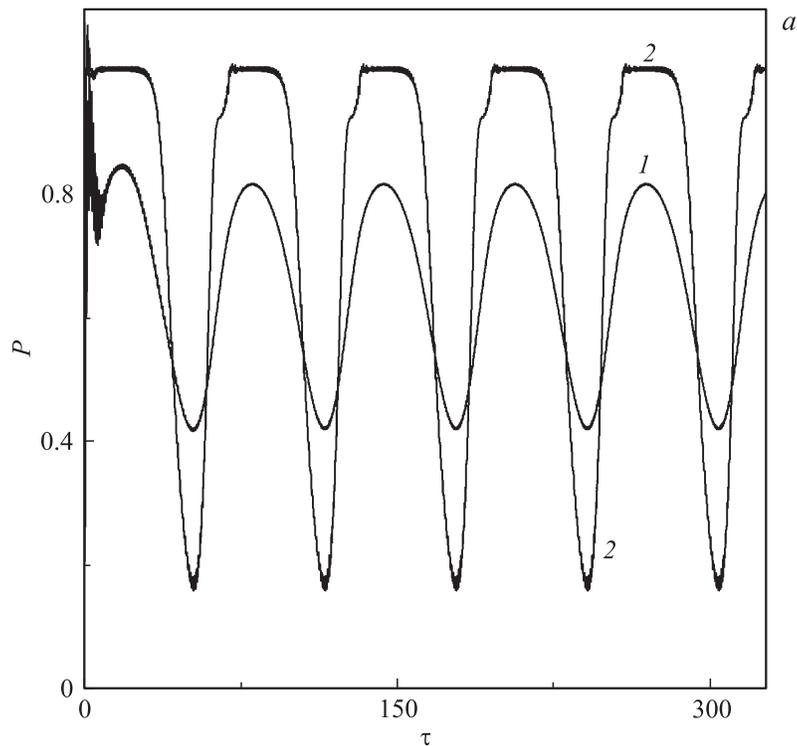


Рис. 2. Временная зависимость индуцированного магнитного момента системы трех (а) и четырех (б) диполей при изменении амплитуды переменного поля по гармоническому закону с различными параметрами; $\Omega = 7$.

На рис. 2 приведен график изменения суммарного магнитного момента системы трех (а) и четырех (б) диполей при изменении амплитуды переменного поля по гармоническому закону: $f_0 = f_1 + f_2 \sin(\tilde{\Omega}\tau)$, где $\tilde{\Omega} = 0.1$, а $f_1 = 5$ и $f_2 = 2$ (а; зависимость 1), $f_1 = 10$ и $f_2 = 9$ (а; зависимость 2), $f_1 = 8$ и $f_2 = 7$ и (б; зависимость 1), $f_1 = 15$ и $f_2 = 5$ (б; зависимость 2) на частоте $\Omega = 7$. Видно, что в случае трехдипольных систем модуляция амплитуды поля приводит к соответствующему изменению индуцированного магнитного момента, причем при малой глубине модуляции магнитный момент изменяется по закону,

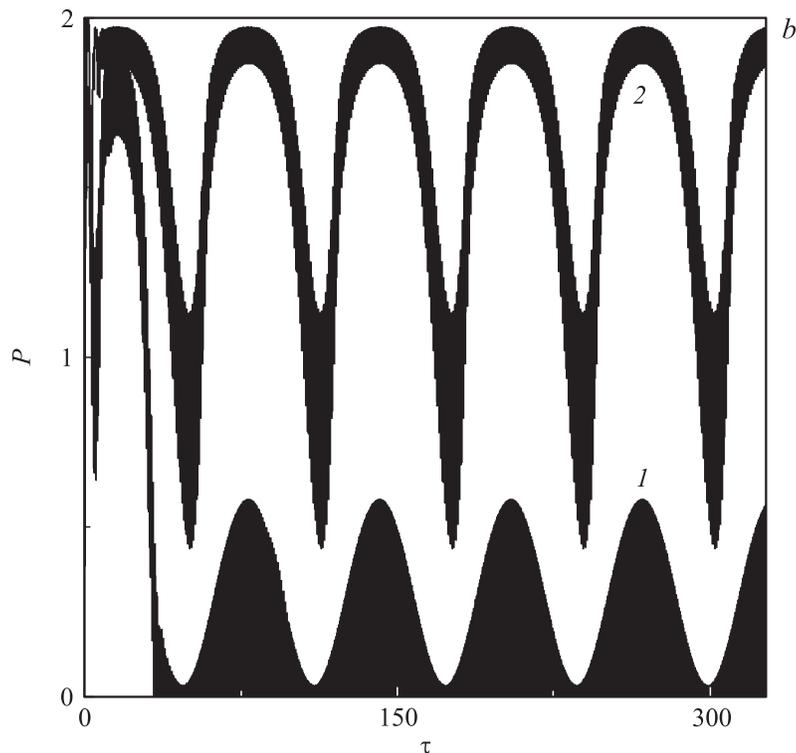


Рис. 2 (продолжение).

близкому к гармоническому. В случае четырехдипольных систем, как правило, реализуется модуляция амплитуды колебаний магнитного момента относительно нулевого положения, а модуляция магнитного момента с отличной от нуля постоянной может быть достигнута только при достаточно больших амплитудах переменного поля.

На рис. 3 приведена ориентация магнитных моментов систем диполей, возбуждаемых переменным полем с параметрами: $f_0 = 5$, $\Omega = 6, 7$ (*a, b*), $f_0 = 10$, $\Omega = 5, 9$ (*c, d*). В случае трех диполей при режимах (*a*), отвечающих приведенной на рис. 1, *a* диаграмме, наибольшей является ортогональная полю x -составляющая индуцированного

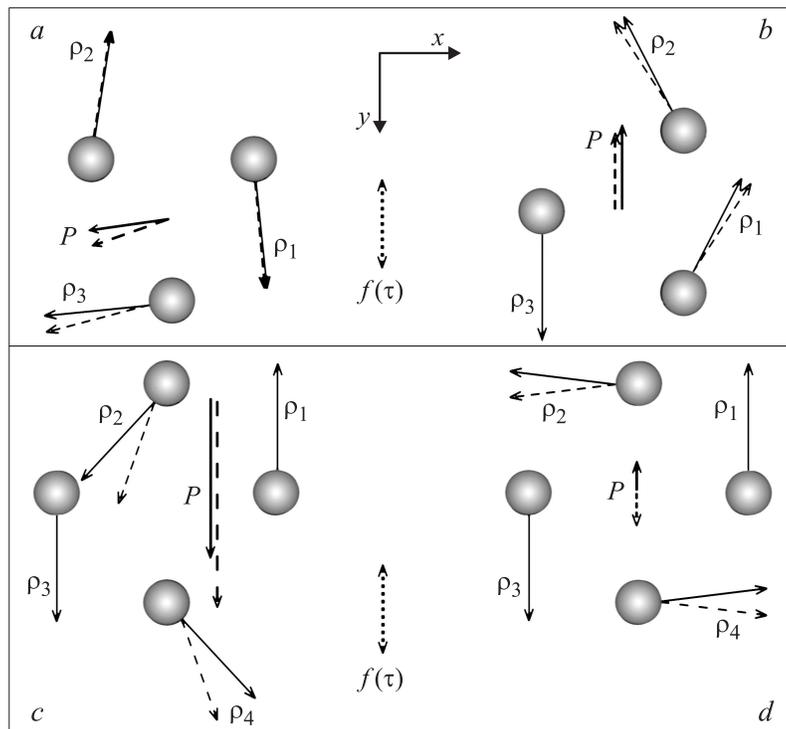


Рис. 3. Ориентация магнитных моментов систем диполей, возбуждаемых переменным магнитным полем с параметрами: $f_0 = 5$, $\Omega = 6$, $7(a, b)$, $f_0 = 10$, $\Omega = 5$, $9(c, d)$.

магнитного момента системы, а y -составляющая испытывает небольшие по амплитуде колебания, которые уменьшаются с увеличением частоты поля. Величина P с увеличением частоты также уменьшается, но несколько медленнее, чем амплитуда колебаний, поэтому на достаточно больших частотах $P \approx |P_x|$. При повороте системы (b) возникают низкоамплитудные колебания магнитного момента, ориентированного вдоль оси y . В этом же случае может установиться режим, когда „третий“ диполь ориентируется в противоположном (представленному) направлении, что приводит к увеличению почти на две единицы постоянной

составляющей индуцированного магнитного момента системы. Рис. 3, *c* и *d* отвечают двум типам колебательных режимов индуцированного магнитного момента системы из четырех диполей, устанавливаемых при различной частоте переменного поля. В обоих случаях магнитный момент системы ориентирован вдоль оси y (параллельно полю), но, как было сказано, при малых частотах (*c*) среднее за период значение \bar{P} отлично от нуля и значительно превышает амплитуду колебаний, тогда как в режиме, соответствующем большим частотам (*d*), устанавливаются колебания относительно нулевого значения ($\bar{P} = 0$). Первый из указанных режимов составляет динамическую бистабильность: для \mathbf{P} возможно два противоположных направления. Данная бистабильность относится также и к трехдипольным системам.

Проведенный анализ систем, состоящих из трех и четырех магнитных диполей и характеризующихся в равновесном состоянии нулевым суммарным магнитным моментом, показал, что при воздействии переменного магнитного поля устанавливаются различные стационарные состояния индуцированного магнитного момента системы, которыми можно эффективно управлять как за счет изменения амплитуды поля, так и за счет изменения его частоты. При этом стационарные состояния суммарного магнитного момента и их изменения при варьировании параметров поля у трех- и четырехдипольных систем существенно различаются. В случае трех диполей устанавливается индуцированный магнитный момент, величина которого близка к постоянной, а ориентация — в зависимости от ориентации системы — может быть как параллельна поляризации поля, так и близка к перпендикулярному ей направлению. В случае четырехдипольных систем устанавливаются режимы с параллельным поляризации поля суммарным магнитным моментом, который при одном типе режимов имеет постоянную и сонаправленную ей переменную составляющие, а при другом типе (на больших частотах) — испытывает колебания относительно нулевого значения. Причем первый из указанных режимов четырехдипольных систем и режимы систем трех диполей являются бистабильными состояниями с противоположным направлением индуцированного магнитного момента. Дополнительные исследования также показали, что в среде из данных систем в качестве кластеров, влияние соседних кластеров на динамику магнитных моментов практически исчезает при расстоянии между ними, равном трем-четырем размерам самих кластеров.

Список литературы

- [1] Смирнов Б.М. // УФН. 2007. Т. 177. В. 4. С. 366–373.
- [2] Макаров Г.Н. // УФН. 2008. Т. 178. В. 4. С. 337–376.
- [3] Филиппов Б.Н., Корзунин Л.Г. // ЖЭТФ. 2002. Т. 121. В. 2. С. 372–387.
- [4] Кандаурова Г.С., Осадченко В.Х., Пашко А.Г. // ФГТ. 2005. Т. 47. В. 10. С. 1806–1812.
- [5] Семенцов Д.И., Шутый А.М. // УФН. 2007. Т. 177. В. 8. С. 831–857.
- [6] Eliseev A.A., Vyacheslavov A.S., Lukashin A.V., Tretyakov Yu.D., Suzdalev I.P., Maksimov Yu.V., Goernert P. // International Journal of Nanoscience. 2006. V. 5. N 4&5. P. 459–463.
- [7] Головань Л.А., Тимошенко В.Ю., Кашкаров П.К. // УФН. 2007. Т. 177. В. 6. С. 619–638.
- [8] Ivanov A.O., Kuznetsova O.B. // Phys. Rev. E. 2001. V. 64. N 4. P. 041405-01-12.
- [9] Кожевников В.М., Чуенкова И.Ю., Данилов М.И., Ястребов С.С. // ЖТФ. 2006. Т. 76. В. 7. С. 129–131.
- [10] Гладких Д.В., Диканский Ю.И. // ЖТФ. 2006. Т. 76. В. 8. С. 13–18.
- [11] Лахтина Е.В., Пшеничников А.Ф. // Коллоидный журнал. 2006. Т. 68. № 3. С. 327–337.
- [12] Губин С.П., Кокиаров Ю.А., Хомутов Г.Б., Юрков Г.Ю. // Успехи химии. 2005. Т. 74. В. 6. С. 539–574.
- [13] Шутый А.М. // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. В. 10. С. 77–85.
- [14] Шутый А.М. // ЖЭТФ. 2010. Т. 137. В. 2. С. 277–286.