

ISSN 0021—3411

**ИЗВЕСТИЯ
ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ**



"МИС-РТ"-2018 Сборник №66-7 <http://ikar.udm.ru/mis-rt.htm>



ФИЗИКА

7·85

**ИЗДАТЕЛЬСТВО
ТОМСКОГО УНИВЕРСИТЕТА**

УДК 538.245 : 539.121.4

ШИРОНОВ В. Г.

ЗАДАЧА ДВУХ МАГНИТНЫХ ДИПОЛЕЙ С УЧЕТОМ УРАВНЕНИЙ ДВИЖЕНИЯ ИХ СПИНОВ

Рассмотрена задача двух взаимодействующих магнитных диполей с учетом их спинов. Показана возможность возникновения устойчивых дискретных состояний такой системы (отсутствие коллапса диполей) в случае резонанса. Проведены количественные оценки устойчивости системы из макроскопических диполей.

Обычно система из двух магнитных диполей считается неустойчивой [1—5]. Неустойчивость обусловлена диполь-дипольным взаимодействием, пропорциональным r^{-3} . Однако учет только диполь-дипольного взаимодействия не является корректным. Рассматривая задачу двух магнитных диполей, авторы, как правило, считают их точечными. Это автоматически приводит к отбрасыванию членов в лагранжиане, ответственных за появление спинового уравнения, самих магнитных диполей и к их коллапсу.

В общем случае решение задачи может быть получено из системы уравнений — спинового уравнения

$$d\mathbf{S}/dt = (\mu/\hbar) [\mathbf{S} \times \mathbf{H}] \quad (1)$$

и уравнения силы, действующей на частицу с собственным магнитным моментом $\boldsymbol{\mu} = \mu \mathbf{S}$ [6—8],

$$\mathbf{F} \simeq \mu \nabla (\mathbf{S} \cdot \mathbf{H}) \quad (2)$$

либо на основе конкретной модели диполя и соответствующего лагранжиана [2—5].

Рассматривая различные модели, Козорез [2—5] показал, что учет магнитных моментов выше дипольного приводит к устойчивости орбитального движения одной магнитной частицы вокруг другой на расстояниях, сравнимых с их размерами (рис. 1). В случае одного диполя, находящегося в резонансном неоднородном магнитном поле, с потенциальной энергией типа r^{-3} , учет спинового уравнения (1) приводит к возникновению устойчивых состояний движения [9—11]. Для системы из двух магнитных диполей, обладающих спином, появление аналогичной резонансной устойчивости следует ожидать и без внешнего поля, так как характер их взаимодействия при резонансе существенно зависит от расстройки по частоте [9, 10]. Проанализируем возможность такой устойчивости.

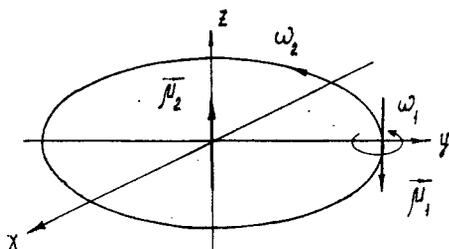


Рис. 1. Устойчивость в системе двух магнитов по Козорезу [2]

В начале, по аналогии с работами Козореза ([2—5], рис. 1), рассмотрим систему двух диполей без диссипации. Ограничимся случаем движения магнитного диполя $\boldsymbol{\mu}_1$ в поле диполя $\boldsymbol{\mu}_2$, закрепленного по трансляционным степеням свободы и помещенного в начало координат. Тогда уравнения движения (1), (2) примут вид:

$$d\boldsymbol{\mu}_1/dt = \gamma_1 [\boldsymbol{\mu}_1 \times \mathbf{H}_{12}], \quad (3)$$

$$d\boldsymbol{\mu}_2/dt = \gamma_2 [\boldsymbol{\mu}_2 \times \mathbf{H}_{21}], \quad (4)$$

Появление „сингулярности“ в точке $r \sim r_0$ ($|\omega| \sim \omega_0$) следовало ожидать при решении резонансной задачи, так как были отброшены члены типа S_{π} (12), ответственные за диссипацию в системе. Обычно диссипативные члены накладывают ограничения на изменения угла прецессии θ ($\mu_z = \mu_0 \cos \theta$) до величины $\theta_m \simeq (\pi - \omega_r/\omega_1)/2$ (см. [11]).

Таблица 1
Рассчитанные значения параметров двух взаимодействующих магнитных диполей с учетом их спинов

№	$\gamma_{1,2}^2 \mu_{1,2z}$	ω/ω_{12}	$\mu_{1,2x}^B$	$\mu_{1,2y}^B$	α_1	α_2	$V_{д.д} = \langle \mu_1 \cdot H_{12} \rangle _{t=2\pi/\omega}$
1	$\gamma_1 = \gamma_2, \uparrow \downarrow$	3	$\uparrow \uparrow$	0	2	2	$(2\mu_z^2 - \mu_0^2)/r^3$
2		2	0	$\downarrow \uparrow$	1	1	$(3\mu_z^2 - \mu_0^2)/2r^3$
3		0	—	—	-1	-1	
4		-1	$\uparrow \downarrow$	0	-2	-2	μ_0^2/r^3
5	$\gamma_1 = -\gamma_2, \uparrow \uparrow$	3	$\uparrow \downarrow$	0	-2	-2	$-(2\mu_z^2 - \mu_0^2)/r^3$
6		2	0	$\uparrow \uparrow$	-1	-1	$-(3\mu_z^2 - \mu_0^2)/2r^3$
7		0	—	—	1	1	
8		-1	$\uparrow \uparrow$	0	2	2	$-\mu_0^2/r^3$
9	$\gamma_1 = \gamma_2, \uparrow \downarrow$	0	—	—	1	1	
10		$i \cdot 3^{1/2}$	—	—	Im	Im*	мнимое решение
11		$i \cdot 3^{1/2}$	—	—	Im	Im*	мнимое решение
12		0	—	—	-1	-1	
13	$\gamma_1 = -\gamma_2, \uparrow \uparrow$	$i \cdot 3^{1/2}$	—	—	Im	Im*	мнимое решение
14		$i \cdot 3^{1/2}$	—	—	Im	Im*	мнимое решение

Соответствующий график зависимости и схематический рисунок возможных устойчивых движений приведены на рис. 2, 3. При сближении диполей угол прецессии θ увеличивается, что и следовало ожидать за счет увеличения амплитуды поля „накачки“ $H_1 = H_{x,y}^{д.д}$, а в

Таблица 2
Значения параметров системы взаимодействующих диполей без учета диссипации

№	$\gamma_{1,2} \mu_{1,2z}$	ω/ω_{12}	$\sim (\mu_z/\mu_0)$	$V_{д.д}$
1	$\gamma_1 = \gamma_2, \uparrow \uparrow$	3	$\omega_0/(\omega_0 + \omega)$	$(2\mu_0^2/3r^3) [(1 + 3r_0/2r)^{-2} - 3/2]$
2		2	$\omega_0/(\omega_0 + \omega)$	$(\mu_0^2/2r^3) [(1 + r_0/r)^{-2} - 1]$
3		-1	$\omega_0/(\omega_0 - \omega)$	(μ_0^2/r^3)
4	$\gamma_1 = -\gamma_2, \uparrow \downarrow$	3	$\omega_0/(\omega_0 - \omega)$	$-(2\mu_0^2/3r^3) [(1 - 3r_0/2r)^{-2} - 3/2]$
5		2	$\omega_0/(\omega_0 - \omega)$	$-(\mu_0^2/r^3) [(1 - r_0/r)^{-2} - 1]$
6		-1	$\omega_0/(\omega_0 + \omega)$	$-(\mu_0^2/r^3)$

точке r_0 уменьшается в результате синхронизма двух частот — „механической“ $\omega_0^0(m) = |\gamma| \mu_0/r_0^3$ и „магнитной“ $|\omega| = |\gamma| \mu_0/r^3$.

Резонансный захват в системе одного или двух магнитных диполей (рис. 1—3) относится к задачам синхронизации объектов с близкими частотами [13]. Полный строгий анализ устойчивости решений таких задач необходимо проводить на основе привлечения методов функций Ляпунова, Четаева [14], путем выбора конкретных моделей диполей [2—5] и построения соответствующих лагранжианов замкнутых систем вещество — поле.

Оставшиеся случаи резонансно-

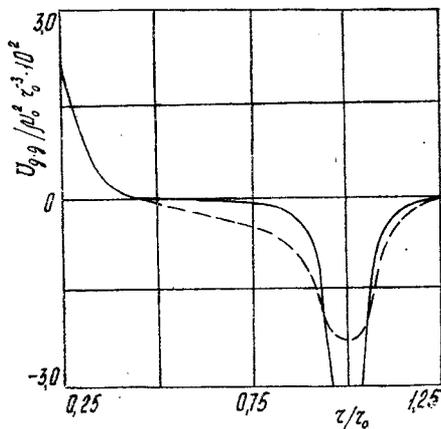


Рис. 2

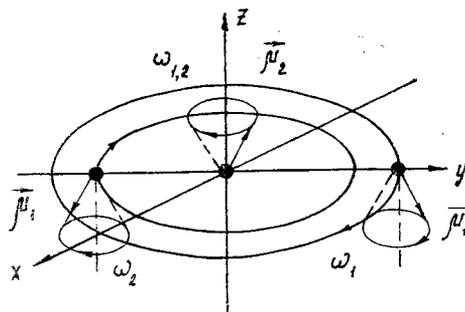


Рис. 3

Рис. 2. Графики усредненной потенциальной энергии двух спиновых частиц μ_1 и μ_2 : сплошная линия — без диссипации, пунктир — с учетом диссипации (таблица 1, № 6)

Рис. 3. Возможные устойчивые движения спиновых частиц, $\omega_1 = 2\omega_{12}$ (таблица 1, № 6), $\omega_2 = 3\omega_{12}$ (таблица 1, № 5)

го захвата (1—3 табл. 2) тоже могут привести к устойчивости и существенному влиянию на характер движения спиновых частиц, если учесть дополнительные слагаемые из (2) типа кулоновских или гравитационных $1/r^2$.

Проведем оценки параметров движения диполей для систем [4, 5] табл. 2 (рис. 2, 3): радиуса орбиты r_0 , частоты вращения и прецессии диполя μ_1 , времени «жизни» — диссипации τ_r . В качестве макродиполей возьмем два сферических образца с параметрами: $4\pi M_0 = 1750$ Гс, $\rho = 5$ г/см³, $d/2 = 0,1$ см и частотой собственного вращения $\omega_c = 2\pi \cdot 10$ Гц, где M_0 — намагниченность, ρ — плотность, d — диаметр образцов. Соответственно получим:

$$r_0/(d/2) = (4\pi M_0)^2 / (3\pi \rho d^2 \omega_c^2) \simeq 10^3, \tag{14}$$

$$\omega \simeq 2\pi \cdot 10^{-5} \text{ Гц}, \quad |\gamma| = (r_0/m)^{1/2} \simeq 2\pi \cdot 10 \text{ Гц/э}, \tag{15}$$

$$\tau_r^{(4)} \simeq (c/r_0 \omega)^3 (1/\omega) \simeq 10^{45} \text{ с}, \tag{16}$$

$$\tau_r^{(5)} \simeq (c/r_0 \omega)^2 \tau_r^{(4)} \simeq 10^{71} \text{ с}, \tag{17}$$

где $\tau_r^{(4)}$ и $\tau_r^{(5)}$ — времена диссипации [15] в системе излучающих диполей (рис. 3). В случае микродиполей, к примеру электрон-позитрон, радиус орбиты в точности равен классическому радиусу электрона $r_0 = \gamma^2 m_e = 2,8 \cdot 10^{-13}$ см, и дальнейшее рассмотрение на основе данной приближенной модели теряет смысл.

Автор признателен А. И. Филатову за проявленный интерес к работе и участникам семинара И. М. Тернова за ее обсуждение.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика, Механика, М., Наука, 1965, т. 1.
2. Козорез В. В. Изв. АН СССР, сер. МТТ, 1974, № 4, 29.

3. Козорез В. В., Колодаев И. Д. и др. ДАН УССР, сер. А, 1976, № 3, 247.
4. Козорез В. В. Изв. АН СССР, сер. МТГ, 1976, № 1, 8.
5. Козорез В. В. ДАН СССР, 1977, 232, 1055.
6. Тернов И. М., Бордовицын В. А. УФН, 1980, 132, 345.
7. Бордовицын В. А., Бызов Н. Н. Изв. вузов, Физика, 1979, № 3, 107.
8. Тернов И. М., Бордовицын В. А., Разина Г. К. Изв. вузов, Физика, 1981, № 1, 44.
9. Филатов А. И., Широносков В. Г. Изв. вузов, Физика, 1977, № 1, 138.
10. Широносков В. Г. Деп. в ВИНТИ, рег. № 2035-79.
11. Широносков В. Г. ЖТФ, 1983, № 7, 1414.
12. Пейк Дж. Парамагнитный резонанс. М., Мир, 1965.
13. Блехман И. И. Синхронизация в природе и технике. М., Наука, 1981.
14. Меркин Д. Р. Введение в теорию устойчивости движения. М., Наука, 1971.
15. Тамм И. Е. Основы теории электричества. М., Наука, 1976.

Ижевский мединститут

Поступила в редакцию 11.03.84.

УДК 539.12

РЕКАЛО М. П.

ПРОЯВЛЕНИЕ *P*-НЕЧЕТНЫХ ЯДЕРНЫХ СИЛ В ФОТООБРАЗОВАНИИ ПИОНОВ НА ${}^6\text{Li}$

Исследованы *P*-нечетные эффекты в фотообразовании пионов на ядрах ${}^6\text{Li}$, $\gamma + {}^6\text{Li} \rightarrow \pi^+ + {}^6\text{He}$. Рассмотрены столкновения линейно и циркулярно поляризованных фотонов с поляризованной ядерной мишенью, причем учтена и векторная и тензорная поляризации. Показано, что в общем случае *P*-нечетные эффекты в $\gamma + {}^6\text{Li} \rightarrow \pi^+ + {}^6\text{He}$ характеризуются 18 вещественными структурными функциями, которые определяют различные *P*-нечетные асимметрии углового распределения пионов. В свою очередь, структурные функции зависят от различных произведений трех *P*-четных и трех *P*-нечетных амплитуд процесса $\gamma + {}^6\text{Li} \rightarrow \pi^+ + {}^6\text{He}$. Проанализированы *P*-нечетные эффекты у порога реакции $\gamma + {}^6\text{Li} \rightarrow \pi^+ + {}^6\text{He}$. Используя имеющиеся экспериментальные данные о поведении сечения реакции $\gamma + {}^6\text{Li} \rightarrow \pi^+ + {}^6\text{He}$ у порога, оценена константа сильного $\pi^6\text{Li}^6\text{He}$ -взаимодействия.

1. Как известно, *P*-нечетные эффекты в электромагнитных взаимодействиях адронов измерены в двух типах процессов, а именно, при излучении фотонов ядрами [1] и радиационном захвате нейтронов протонами $n + p \rightarrow d + \gamma$ [2], а также при взаимодействии электронов с адронами: *P*-нечетный поворот плоскости поляризации лазерного света при прохождении его через пары атомарного висмута [3] и *P*-нечетная асимметрия неупругого рассеяния продольно-поляризованных электронов неполяризованными протонами и дейтронами [4]. Теоретический анализ *P*-нечетных эффектов в $n + p \rightarrow d + \gamma$ затрудняется сложностью спиновой структуры *P*-четной и *P*-нечетной частей амплитуды: в общем случае обе части определяются 18 комплексными амплитудами (каждая часть). И даже у порога (при захвате тепловых нейтронов в *s*-состоянии) «выживают» три *P*-четных и три *P*-нечетных амплитуды. Поэтому для восстановления *P*-нечетной амплитуды процесса $n + p \rightarrow d + \gamma$ даже у порога необходимы несколько *P*-нечетных поляризационных экспериментов. Наиболее простую спиновую структуру имеет процесс $\gamma + {}^4\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + \pi^0$ [5], характеризуемый одной *P*-четной и одной *P*-нечетной амплитудами (независимо от энергии фотона и угла образования пиона). Для этого процесса можно указать только два *P*-нечетных эксперимента, а именно, измерение *P*-нечетной $\sin 2\varphi$