

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 5
 01

12 марта 1989 г.

РЕЗОНАНСНОЕ УДЕРЖАНИЕ ЧАСТИЦ С СОБСТВЕННЫМ МАГНИТНЫМ МОМЕНТОМ В ПЕРЕМЕННОМ НЕОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А.В. Б о н ш т е д т, В.Г. Ш и р о н о с о в

Согласно теореме Ирншоу, устойчивая статическая конфигурация электрических зарядов невозможна. Аналогичное утверждение справедливо и для частиц с магнитным моментом при отсутствии диамагнитных тел [1]. Однако возможно электродинамическое удержание заряженных частиц без внешней обратной связи при помощи комбинации постоянного и переменного электрического поля [2]. В настоящее время ловушки такого типа довольно широко используются для подвешивания частиц микронных размеров (см., например, [3]). Осуществлено и подвешивание постоянного магнита при помощи комбинации постоянного и переменного магнитного поля [4] и в чисто переменном поле [5]. Показана возможность устойчивого орбитального движения спиновой частицы в переменном и неоднородном постоянном магнитном поле [6]. Во всех случаях (кроме [6]) рассматривались линейаризованные уравнения движения, и критерием устойчивости подвеса являлось отсутствие в системе параметрического резонанса.

Однако нелинейность уравнений движения позволяет предположить существование устойчивого удержания при наличии параметрически возбужденных колебаний удерживаемой частицы.

Рассмотрим в качестве примера магнитный диполь, находящийся в переменном магнитном поле, создаваемом соленоидом, и поле силы тяжести (рис. 1). Можно выделить два случая: 1) диполь подвешивается над торцом соленоида; 2) диполь подвешивается внутри соленоида.

Распределение магнитной индукции \vec{B} (в цилиндрической системе координат) аппроксимируется следующим видом:

$$B_z = B_0(s + z^2 - 0.5\rho^2) \cdot \cos \omega t,$$

$$B_\rho = -B_0\rho z \cdot \cos \omega t,$$

$$B_\varphi = 0,$$

$$s = \text{const}.$$

В 1-м случае $s > 0$, во втором $-s < 0$.

При этом компоненты вектор-потенциала поля будут удовлетворять уравнению Лапласа. Диполь можно представить в виде ротатора с массой m , моментом инерции I и магнитным моментом $\vec{\mu}$. Пренебрегая неоднородностью поля в пределах частицы, потенциальную энергию \mathcal{U} можно записать в виде:

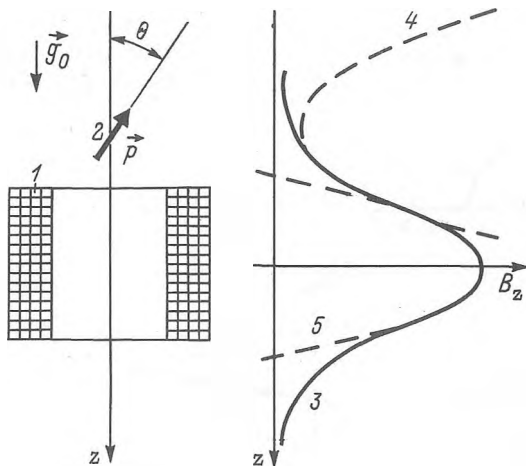


Рис. 1. 1 - соленоид, 2 - диполь, 3 - реальная зависимость $B_z = \varphi(z)$, 4 - аппроксимация $\varphi(z)$ для 1 случая, 5 - аппроксимация $\varphi(z)$ для 2-го случая.

$$U = -\vec{p} \cdot \vec{B} - mg_0 z,$$

где g_0 - ускорение свободного падения.

Предположим, что момент количества движения по координате φ равен 0. Учитывая, что $B_\varphi = 0$, сведем задачу к двумерному случаю. В этом случае лагранжиан частицы запишется для 1-го случая в виде:

$$L = \dot{\rho}^2 + \dot{z}^2 + K\dot{\theta}^2 + \varepsilon((s+z^2 - 0.5\rho^2) \cdot \cos\theta - \rho z \cdot \sin\theta) \cdot \cos 2t + gz,$$

где $K = \frac{I}{m}$, $\varepsilon = \frac{8\rho B_0}{m\omega^2}$, $g = \frac{8g_0}{\omega^2}$, $t = \frac{\omega\tau}{2}$.

Аналогично записывается лагранжиан для второго случая.

Устойчивость решений соответствующих уравнений удобно анализировать при помощи методики, описанной в [7]. При этом ищутся приближенные решения в виде ряда

$$x = a_0 + \sum_{k=1}^n (a_k \cdot \cos kt + \frac{b_k}{k} \cdot \sin kt).$$

В результате вычислений получаются уравнения $\dot{a}_\alpha = f(a_\beta, b_\beta, K, \varepsilon, g)$, $\dot{b}_\alpha = f(a_\beta, b_\beta, K, \varepsilon, g)$ (1), где $\alpha, \beta = 0, 1, \dots, n$. Стационарные точки получаются решением системы уравнений $\dot{a}_\alpha = 0$, $\dot{b}_\alpha = 0$. Для определения устойчивости стационарных точек уравнения (1) исследуются на устойчивость в вариациях.

Такие вычисления были проделаны для обоих случаев при $|s| = 1$. Периодические решения ищались в виде:

$$z = a_{10} + a_{11} \cdot \cos t + b_{11} \cdot \sin t + a_{12} \cdot \cos 2t + b_{12} \cdot \sin 2t,$$

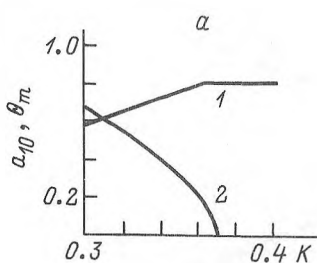
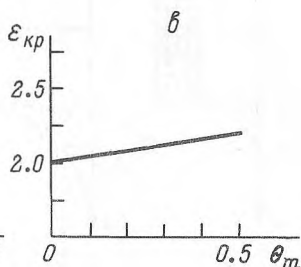
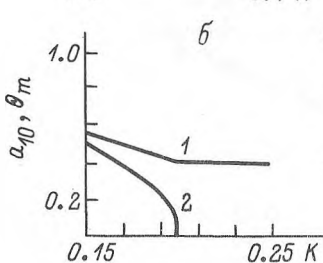


Рис. 2. 1 - $a_{10}(K)$, 2 - $\theta_m(K)$.
 а) 1-й случай, $g = 0.2$, $\varepsilon = 1$;
 в) 2-й случай, $g = 0.1$, $\varepsilon = 1$;
 с) 2-й случай, $g = 0.1$.



$$\rho = a_{21} \cdot \cos t + b_{21} \cdot \sin t,$$

$$\theta = a_{31} \cdot \cos t + b_{31} \cdot \sin t.$$

При вычислениях полагалось, что $a_{ik}, b_{ik} \ll 1$, и члены выше 4-го порядка малости отбрасывались.

Зависимости a_{10} и амплитуды угловых колебаний диполя

$\theta_m = \sqrt{a_{31}^2 + b_{31}^2}$ от K , полученные в результате вычислений, показаны на рис. 2. Из графиков видно, что возможно пространственное разделение частей по величине K . Решение становится неустойчивым при $\varepsilon > \varepsilon_{кр}$, причём в 1-м случае в принятом приближении $\varepsilon_{кр} = 2$ и не зависит от θ_m , а во 2-м случае такая зависимость существует (рис. 2). В частности, возможно такое сочетание K и g , что при увеличении ε устойчивое решение переходит в неустойчивое и затем вновь становится устойчивым после возникновения колебаний диполя по θ .

Во 2-м случае возникает еще один вид неустойчивости решения, связанный с тем, что при увеличении θ_m жесткость подвеса уменьшается вплоть до отрицательных величин. При этом стационарная точка $z=0$, соответствующая отсутствию силы тяжести ($g=0$), становится неустойчивой, а при $g \neq 0$ координата точки подвешивания неограниченно возрастает. Аналогичную неустойчивость по координате ρ можно наблюдать для 1-го случая.

Для проверки численно-аналитических расчетов было проведено моделирование уравнений движения на аналоговой вычислительной машине „Русалка“ и натурное моделирование. При этом магнит из феррита бария длиной 8 мм подвешивался над торцом электромагнита, что соответствует 1-му случаю. С целью расширения области

начальных условий, приводящих к удержанию магнита, подвешивание осуществлялось в глицерине. Амплитуда колебаний по θ изменялась наложением синфазного или противофазного однородного переменного магнитного поля. При этом поведение магнита качественно описывалось решениями (рис. 2), полученными в результате расчетов.

В заключение авторы выражают признательность В.И. Ожогину и другим участникам семинара за обсуждение работы.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] К о з о р е з В.В. Динамические системы магнитно взаимодействующих свободных тел, Киев: Наукова думка, 1981. 140 с.
- [2] W u e r k e r R.F., S h e l t o n H., L a n g m u i r R.V. // Journal of Applied Physics. 1959. V. 30. N 3. P. 342-349.
- [3] А р н о л ь д и Ф о л а н. // Приборы для научных исследований. 1986. № 9. С. 52-55.
- [4] V a n d e r H e i d e H. // Philips tech. Rev. 1974. V. 34. N 2/3. P. 61-72.
- [5] Ш и р о н о с о в В.Г., Б о н ш т е д т А.В. Тез. конф. по физике магнитных явлений, ХУШ конф., Калинин, 1988. С. 886-887.
- [6] Ш и р о н о с о в В.Г. // ЖТФ. 1983. Т. 53. В. 7. С. 1414-1416.
- [7] Ш и р о н о с о в В.Г. Деп. в ВИНТИ 14. 11, 88, № 8071, В88, 1988.

Физико-технический институт
УНЦ АН СССР

Поступило в Редакцию
7 января 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 5
11

12 марта 1989 г.

ВЛИЯНИЕ ВНУТРЕННЕГО ПОЛЯ НА СПЕКТР ПОВЕРХНОСТНЫХ СОСТОЯНИЙ

Н.В. Д а н и л ь ц е в

В данной работе представлены результаты исследования энергетических спектров электронов полевой эмиссии атомарно-чистой поверхности *Ge p*-типа. Форма спектров электронов для кристаллографических направлений (КН) [111] и [100] для 300 К представлена на рис. 1. Положение спектра электронов по отношению к вершине валентной зоны в объеме эмиттера ($E_{\text{с}}$) свидетельствует о наличии на поверхности загиба зон вверх, величина которого составляет 0.3 В и практически не зависит от КН. На рис. 2 пред-