

УДК 621.039

Е. А. ИГУМЕНЦЕВ, Е. А. ПРОКОПЕНКО

*Украинская инженерно-педагогическая академия, Украина***РАВНОВЕСИЕ СИЛ СЖАТИЯ-ОТТАЛКИВАНИЯ В ЗАРЯЖЕННОМ ГИРОСКОПЕ**

Проведено моделирование сил сжатия-растяжения гироскопа-шара с использованием двух законов распределения вероятности электрического заряда вдоль радиуса вращающегося сферического объекта и определена его суммарная энергия. Для описания распределения плотности вероятности сферических слоев заряда гироскопа использовано хи - распределение со степенью свободы четыре. Такое распределение позволило вычислить электрическую энергию гироскопа-шара, используя известную модель стина электрона. Применение модели позволило определить дисперсию распределения электрического заряда вдоль радиуса. Для гироскопа в форме неидеального шара определена частота Лармора и магнитная индукция при его вращении с этой частотой.

Ключевые слова: гироскоп, магнитная индукция, напряженно-деформированное состояние, электромагнитная диагностика, электрический заряд, сферический вращающийся объект.

Введение

Перспективы современного приборостроения связаны с использованием гироскопов в системах навигации, ориентации и стабилизации. Этим объясняется большое внимание в науке и технике, уделяемое в настоящее время разработке моделей гироскопов и исследованию соответствующих процессов.

Актуальность изучения свойств и характеристик гироскопов подтверждается большим количеством публикаций [1 - 3].

В работе [3] проведено моделирование магнитной индукции гироскопа-шара с использованием двух законов распределения вероятности электрического заряда вдоль радиуса вращающегося сферического объекта. В качестве исследуемой модели использован электрон. Однако, центробежные силы вращения и электрические силы заряженного «электрона-шара» должны разорвать гироскоп.

Целью данной работы является исследование условий устойчивости заряженного гироскопа, которую могут обеспечить силы гравитационного или магнитного сжатия.

Результаты исследований

Для образования магнитных сил сжатия электрически заряженный гироскоп-шар должен вращаться. Из условия равенства сил сжатия и разрыва можно определить частоту вращения. Линейная скорость вращения электрона не должны превышать скорость света, поскольку увеличенный момент импульса достигается не за счет увеличения частот,

а за счет коэффициента динамичности (добротности) при резонансных колебаниях-вращениях относительно различных осей электрона-гироскопа.

Образует отрицательно заряженный шар. Сначала рассмотрим взаимодействие шарового ядра радиусом r и окружающего его шарового слоя толщиной dr . Если ρ – постоянная плотность электрического заряда, то заряд центрального шара равен $4\pi r^3 \rho / 3$, а заряд слоя равен $(4\pi r^2)(dr)\rho$. По закону Кулона сила отталкивания между шаровым ядром и окружающим его шаровым слоем, распределенная по поверхности шара и шарового слоя радиуса r , имеет вид:

$$dF_p = \frac{k_\varepsilon (4\pi r^3 \rho / 3)(4\pi r^2 dr)\rho}{r^2}.$$

Суммарная сила отталкивания на расстоянии от центра, равном радиусу R , распределенная по шаровой поверхности, есть интеграл:

$$F_p = \int_0^R dF_p = \int_0^R \frac{k_\varepsilon}{3} (4\pi \rho)^2 r^3 dr,$$

где $k_\varepsilon = \frac{1}{4\pi \varepsilon_0} = 9 \cdot 10^9 \text{ м/Ф}$ - коэффициент пропорциональности в системе СИ;

ε_0 - электрическая постоянная.

После вычисления интеграла, при условии, что заряд электрона равен $e = 4\pi R^3 \rho / 3$, получим выражение для силы разрыва электрона:

$$F_p = k_\varepsilon \frac{3 e^2}{4 R^2}. \quad (1)$$

Выражение для сил разрыва электрона пере-

пишем в ином виде:

$$F_p = \int_0^R \mathfrak{I}_1 k_\epsilon \frac{4\pi r^2 \rho}{r^2} dr;$$

$$\mathfrak{I}_1 = \int_0^r 4\pi r^2 \rho dr,$$

где \mathfrak{I}_1 - промежуточный интеграл.

Подставим в представленное соотношение равенство (2) [3] и получим:

$$\left. \begin{aligned} F_p &= e \int_0^R \mathfrak{I}_1 \cdot k_\epsilon P_\mathfrak{I}(r) \cdot r^{-2} dr; \\ \mathfrak{I}_1 &= e \int_0^r P_\mathfrak{I}(r) dr. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

где $P_\mathfrak{I}(r)$ - хи-распределение со степенью свободы $k = 4$;

e - заряд электрона.

Преобразуем интеграл \mathfrak{I}_1 с помощью следующего рекуррентного соотношения [4]

$$\mathfrak{I}_1 e^{-1} = \int_0^r \frac{r^{k-1} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) dr}{\sigma^k} = \quad (3)$$

$$= \frac{r^k \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right)}{k\sigma^k} + \int_0^r \frac{r^{k+1} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) dr}{k\sigma^k \sigma^2},$$

где σ - стандартное отклонение заряда.

Для $k = 4$ имеем

$$\mathfrak{I}_1 = e \int_0^r \frac{r^3 \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) dr}{2\sigma^4} =$$

$$= e \left[\int_0^r \frac{r}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) dr - \frac{r^2 \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right)}{2\sigma^2} \right].$$

Первый интеграл в правой части соотношения (3) есть интеграл от распределения плотности вероятности Релея или хи-распределения со степенью свободы $k = 2$. Запишем его с помощью функции распределения [5] $F(r)$

$$F(r) = 1 - \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right).$$

Подставим это равенство во второе уравнение (2)

$$\mathfrak{I}_1 = e \left[1 - \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) - \frac{r^2}{2\sigma^2} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) \right].$$

А затем полученное выражение для \mathfrak{I}_1 вместе с плотностью электрического заряда $P_k(r)$ в виде хи-распределения со степенью свободы $k + 1$

$$P_k(r) = \frac{r^{k-1} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right)}{2^{\frac{k-2}{2}} \Gamma\left(\frac{k}{2}\right) \sigma^k}$$

подставим в первое уравнение выражения (2):

$$F_p = \frac{e^2}{2\sigma^2} \left[\int_0^R \frac{r \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) dr}{\sigma^2} - \int_0^R \frac{r \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) dr}{\sigma^2} - \int_0^R \frac{r^3 \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) dr}{2\sigma^4} \right].$$

Введем замену переменных $2\sigma_1^2 = \sigma^2$ во втором и третьем интегралах. Тогда все интегралы оказываются табличными [4], а сила, разрывающая электрон, равна

$$F_p = \frac{e^2}{2\sigma^2} \left[1 - \frac{1}{2} - \frac{1}{4} \right] = \frac{e^2}{8\sigma^2}. \quad (4)$$

Полученное равенство справедливо для любых квантилей, а значение радиуса R должно определяться с заданной доверительной вероятностью.

Кроме электрических сил отталкивания при вращении электрона возникают центробежные силы, пытающиеся разорвать электрон. Однако, эти силы малы по сравнению с силами (4) и качественных дополнений в результаты движения (вращения) электрона не принесут. Несложно посчитать эти силы или дать оценку их величины по сравнению с (4).

Образуем шар таким образом: сначала рассмотрим энергию взаимодействия шарового ядра с радиусом r и окружающего его шарового слоя, толщиной dr . Если ρ – постоянная плотность электрического заряда, то заряд центрального шара равен $(4/3)\pi r^3 \rho$, а заряд слоя равен $(4\pi r^2)(dr)\rho$. Потенциальная энергия W_T сил тяготения между пробной массой, расположенной в центре, и массой слоя [5]:

$$W_T = -\frac{GM_{ш}M_{сл}}{r},$$

где $M_{ш}$, $M_{сл}$ – масса пробной массы и шарового слоя;

G – гравитационная постоянная;

r – расстояние между пробной массой и центром шарового слоя.

Как известно [6], силы гравитации являются силами притяжения. А потенциальная энергия притягивающихся объектов всегда отрицательна. Если подставить в уравнение энергии W_T вместо $(-GM_{ш}M_{сл})$ выражение $(e_{ш}e_{сл})$, где $e_{ш}, e_{сл}$ – электрические отрицательные заряды центральной пробной массы и шарового слоя, то получим потенциальную энергию электрических сил отталкивания (разрыва)

$$W = \frac{k_{\epsilon} e_{ш} e_{сл}}{r}.$$

Здесь потенциальная энергия уже положительна, т.к. используются силы отталкивания. Преобразуем потенциальную энергию электрических сил отталкивания между слоем и ядром и представим в следующем виде:

$$dW = k_{\epsilon} \cdot \frac{4}{3} \pi r^3 \rho \cdot 4\pi r^2 dr \frac{\rho}{r}.$$

Собственная электрическая энергия W шарового шара (электрона) радиусом R есть интеграл

$$W = \int_0^R \frac{k_{\epsilon}}{3} (4\pi r)^2 r^4 dr = \frac{k_{\epsilon}}{3} (4\pi r)^2 \frac{R^5}{5} = k_{\epsilon} \frac{3}{5} \frac{e^2}{R}. \quad (5)$$

Здесь использовано то, что заряд электрона равен $e = (4/3)\pi r R^3$.

Выражение для электромагнитной энергии электрона (5) представим аналогично (2) в следующем виде

$$W = \int_0^R \mathfrak{Z}_1 k_{\epsilon} \frac{4\pi r^2 \rho}{r} dr;$$

$$\mathfrak{Z}_1 = \int_0^r 4\pi r^2 \rho dr.$$

Подставим в это соотношение равенство (2) [3]

$$W = k_{\epsilon} \int_0^R \mathfrak{Z}_1 P_{\mathfrak{Z}}(r) r^{-1} dr;$$

$$\mathfrak{Z}_1 = e \int_0^r P_{\mathfrak{Z}}(r) dr.$$

Интеграл \mathfrak{Z}_1 является функцией распределения $F(r)$ случайной величины r . Выражение для \mathfrak{Z}_1 в точности соответствует полученному соотношению в уравнении (4). Подставим \mathfrak{Z}_1 в выражение для энергии (5) и представим ее в следующем виде:

$$W = \frac{e^2 k_{\epsilon}}{2\sigma} \left[\int_0^R \frac{r^2 \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) dr}{\sigma^3} - \int_0^R \frac{r^2 \exp\left(-\frac{r^2}{\sigma^2}\right) dr}{\sigma^3} \right]$$

$$- \int_0^R \frac{r^4 \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) dr}{2\sigma^5}.$$

Введем аналогично (4) замену переменных во втором и третьем интегралах $2\sigma_1^2 = \sigma^2$. Все интегралы оказываются табличными, а выражение энергии принимает вид:

$$W = \frac{e^2 \sqrt{\pi} k_{\epsilon}}{2\sigma \sqrt{2}} \left[1 - \frac{1}{2\sqrt{2}} - \frac{3}{4\sqrt{2}} \right] = \frac{0,14 e^2 k_{\epsilon}}{\sigma}. \quad (6)$$

Запишем соотношение (2) для модели гироскопа в виде протона

$$\left. \begin{aligned} F_p &= e \int_0^R \mathfrak{Z}_1 k_{\epsilon} P_p(r) r^{-2} dr; \\ \mathfrak{Z}_1 &= e \int_0^r P_p(r) dr. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Здесь $P_k(r) = P_p(r)$ есть хи-распределение со степенью свободы $k = 10$. Преобразуем интеграл \mathfrak{Z}_1 (см. (7)) с помощью рекуррентного соотношения (3), аналогично (4).

Для $k = 10$ имеем

$$\mathfrak{Z}_1 = e \int_0^r \frac{r^9 \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) dr}{2^4 \sigma^{10} \Gamma(5)} =$$

$$= e \left[\int_0^r \frac{r \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) dr}{\sigma^2} - \left(192 \frac{r^2}{\sigma^2} + 48 \frac{r^4}{\sigma^4} + 8 \frac{r^6}{\sigma^6} + \frac{r^8}{\sigma^8} \right) \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) \right].$$

Первый интеграл в правой части соотношения \mathfrak{Z}_1 есть интеграл распределения плотности вероятности Релея. Запишем его с помощью функции распределения, а затем \mathfrak{Z}_1 подставим в первое уравнение (7) аналогично (2).

$$F_p = \frac{k_{\epsilon} e^2}{2^4 \Gamma(5) \sigma^2} \int_0^R \left[\frac{r^7}{\sigma^8} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) - \left(\frac{r^7}{\sigma^8} + \frac{192 r^9}{\sigma^{10}} + \frac{48 r^{11}}{\sigma^{12}} + \frac{8 r^{13}}{\sigma^{14}} + \frac{r^{15}}{\sigma^{16}} \right) \exp\left(-\frac{r^2}{\sigma^2}\right) \right] dr.$$

Введем замену переменных $2\sigma_1^2 = \sigma^2$ во всех слагаемых кроме первого. Тогда все интегралы в выражении силы оказываются табличными. А сила, разрывающая гироскоп для модели протона, имеет следующий вид:

$$F_p = \frac{k_e e^2}{\sigma^2} [0,125 - (0,0078 + 0,0156 + 0,0195 + 0,0195 + 0,017) = \frac{0,0454 k_e e^2}{\sigma^2}.$$

Вращающийся заряженный гироскоп создает собственный магнитный момент μ . Под действием магнитного поля B этот момент образует вращающийся момент $M = \mu \times B$, стремящийся установить магнитный момент в направлении вектора магнитной индукции внешнего поля. В рассматриваемом случае внешним является магнитное поле электрона. Энергия, связанная магнитным и вращающимся моментом, у гироскопа равна [1]:

$$\Delta W = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = -\mu \cdot B \cdot \cos \theta_2 = \mu \cdot B \cdot \cos \theta_1,$$

где θ_1, θ_2 – углы между векторами μ и B (рис. 1).

В неоднородном магнитном поле возникает сила

$$F_C = -\frac{d}{dz}(\Delta W). \quad (8)$$

Эта сила выталкивает диполи, ориентированные определенным образом вдоль линии индукции поля, в направлении участка поля большей интенсивности (рис. 2). Диполи, ориентированные противоположно, выталкиваются в противоположном направлении.

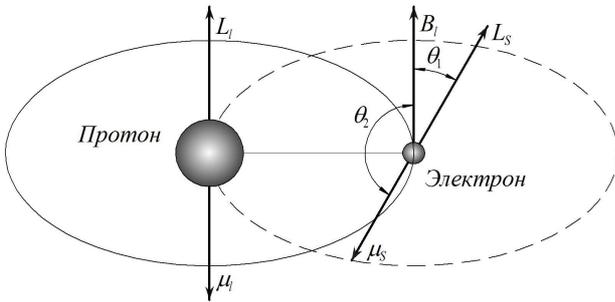


Рис. 1. Магнитный дипольный момент при орбитальном движении электрона

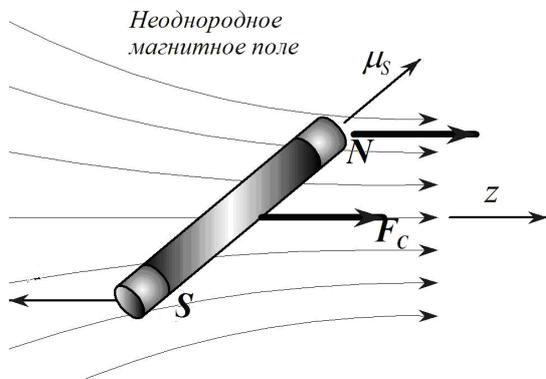


Рис. 2. Сила, выталкивающая диполь в направлении индукции поля большей интенсивности

Рассмотрим электрон в виде шара постоянной плотности электрического заряда. Электрон при вращении создает собственное магнитное поле B и является диполем. В соответствии с (8) результирующая сила, действующая на электрон, равна

$$F_C = -L\gamma_S \cos \theta_L B', \quad (9)$$

где угол θ_L отсчитывается от оси Ω ,

B' – производная от магнитной индукции (B).

Поскольку угол γ мал ($\gamma \approx 0$), для приближенной оценки заменим угол θ_L на угол θ , отсчитываемый от оси ω , т.е. $\theta_L \approx \theta$ (рис. 3).

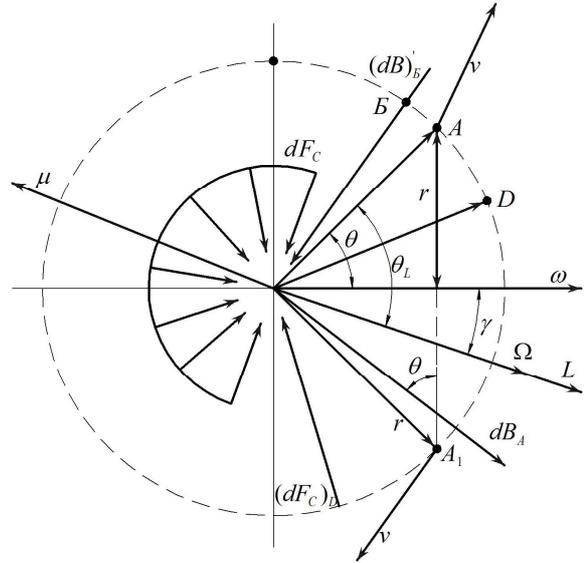


Рис. 3. Магнитная индукция dB_A в точке A , ее производная в точке B $(dB)'_B$

Элементарная сила сжатия $(dF_C)_D$ бесконечно малой части гироскопа, образованная индукцией, в произвольной точке D показана на рис. 3.

Участок линий магнитной индукции поля большей интенсивности находится в центре гироскопа и образует силы сжатия (dF_C) . Силу, действующую на бесконечно малую часть заряда de гироскопа, представим в соответствии с (9) в виде:

$$dF_C = -L\gamma_S \cos \theta (dB)',$$

где производную бесконечно малой части магнитной индукции $(dB)'$ получим дифференцированием dB - общего выражения магнитной индукции по r .

$$(dB)' = \left(\frac{k_e de \sin \theta \omega}{c^2 r} \right)' = -\frac{k_e \omega \sin \theta \rho dV}{c^2 r^2} = -\frac{k_e \omega \rho \sin^2 \theta d\theta d\phi dr}{c^2} \quad (10)$$

С учетом полученного выражения для бесконечно малой части производной магнитной индукции

ции (dB)' силу сжатия малой части гироскопа представим зависимостью

$$dF_C = \gamma_S L \frac{k_\varepsilon \omega \rho}{c^2} d\varphi \sin^2 \theta \cos \theta d\theta dr.$$

Общую сжимающую силу, отнесенную к сферической поверхности гироскопа, вычислим путем интегрирования бесконечно малой части силы:

$$F_C = 2\gamma_S L \frac{k_\varepsilon \omega \rho}{c^2} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \sin^2 \theta \cos \theta d\theta \int_0^R dr.$$

Коэффициент 2 и пределы интегрирования $\theta_{\min} = 0$, $\theta_{\max} = \pi/2$ в выражении силы взяты в связи с тем, что сжимающие силы двух половин гироскопа направлены в разные стороны, т.е. к центру. Результатом интегрирования в пределах $0 \div \pi$ будет $F_C = 0$. Интегрируя в пределах $0 \div \pi/2$, получим выражение для силы сжатия:

$$F_C = \frac{4\pi k_\varepsilon \gamma_S L \omega \rho R}{3 c^2}.$$

Подставим в это равенство $\gamma_S = -e/m$, $L = \sqrt{3}\hbar/2$ и $e = 4\pi\rho R^3/3$ и получим окончательное выражение для силы

$$F_C = -\frac{\sqrt{3}k_\varepsilon \hbar \omega}{2} \frac{e^2}{mc^2} \frac{1}{R^2}.$$

Знак минус указывает на то, что F_C является силой притяжения (сжатия).

Выражения для бесконечно малой силы сжатия аналогично (2) в соответствии с (10) перепишем в ином виде

$$dF_C = \frac{4\pi k_\varepsilon \gamma_S L \omega (r\rho)'}{3 c^2} dr.$$

Введем замену в представленное соотношение для малой силы сжатия [8]:

$$dF_C = \left(\frac{P(r)}{r} \right)' \frac{k_\varepsilon \gamma_S L e \omega dr}{3 c^2}.$$

Подставим плотность хи-распределения в уравнение малой силы

$$dF_C = \frac{k_\varepsilon \gamma_S L e \omega}{3 c^2 2 \sigma^4} \left[r^2 \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) \right]' dr. \quad (11)$$

Возьмем производную в (11) и проинтегрируем выражение малой силы от 0 до R. В результате определим суммарную силу сжатия гироскопа

$$F_C = \frac{k_\varepsilon \gamma_S L e \omega}{3 c^2 \sigma^2} \int_0^R \left[\frac{r \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right)}{\sigma^2} - \frac{r^3 \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right)}{2\sigma^4} \right] dr.$$

Выражение для суммарной силы сжатия F_C состоит из двух одинаковых слагаемых-функций. Из каждой функции необходимо взять одинаковый интеграл. Различие подынтегральных функций состоит в том, что одна функция возрастает, а вторая убывает. Такое поведение функций приводит к тому, что производная одной функции больше нуля, а производная второй меньше нуля. В этом случае слагаемые-функции имеют противоположный знак в последнем выражении для силы F_C . Поэтому в последнем выражении силы F_C необходимо поменять знак одной из слагаемых-функций на противоположный. С учетом того, что $\gamma_S = -e/m$ и

$$L = \frac{\sqrt{3}}{2} \hbar, \text{ получим}$$

$$F_C = \frac{-k_\varepsilon e^2 \sqrt{3} \hbar}{3 c^2 m 2 \sigma^2} \int_0^R \left[\frac{r}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) + \frac{r^3}{2\sigma^4 \Gamma(2)} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) \right] dr. \quad (12)$$

Интегралы, входящие в соотношение (12) табличные и равны единице, а выражение для силы сжатия запишем в виде:

$$F_C = -\frac{k_\varepsilon e^2 \omega \hbar}{\sqrt{3} c^2 \sigma^2 m}. \quad (13)$$

Рассмотрим случай, когда гироскоп находится в равновесии. Приравняем силы сжатия и разрыва (1), распределенные по всему объему радиуса R, т.к. гироскоп находится в устойчивом состоянии.

$$\frac{\sqrt{3}}{2} k_\varepsilon \frac{\hbar \omega}{m \sigma c^2} \frac{e^2}{R^2} = \frac{3}{4} k_\varepsilon \frac{e^2}{R^2}.$$

Из этого равенства найдем выражение для угловой скорости вращения гироскопа:

$$\omega = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{m \sigma c^2}{\hbar}. \quad (14)$$

С помощью частоты (14) определим максимальную относительную линейную скорость вращения гироскопа

$$\alpha_v = \frac{v}{c} = \frac{\omega R}{c} = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{m \sigma c R}{\hbar}.$$

Подставив формулу для вычисления частоты вращения гироскопа (14) в выражение для определения частоты Лармора [3] мы можем написать формулу для частоты прецессии:

$$\Omega_B = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{k_\varepsilon e^2}{\hbar R}.$$

Воспользовавшись связью значения энергии гироскопа с величиной его заряда $W = 3e^2/(5R)$ [7], получим выражение для частоты прецессии, обу-

словленной собственной электрической энергией гироскопа

$$\Omega_B \approx \frac{5W}{2\sqrt{3}\hbar} = \frac{\sqrt{2}W}{\hbar}.$$

Приравняв силы сжатия (12) и разрыва (5),

$$\frac{\hbar\omega e^2}{\sqrt{3}mc^2\sigma^2} = \frac{e^2}{8\sigma^2}$$

найдем выражение для угловой и максимальной относительной линейной скорости вращения гироскопа в следующем виде:

$$\omega = \frac{\sqrt{3}}{8} \cdot \frac{m_0 c^2}{\hbar}, \quad \alpha_v = \frac{\sqrt{3}}{8} \cdot \frac{m_0 c R}{\hbar}. \quad (15)$$

Запишем выражение частоты Лармора с заменой данных, соответствующих энергии сжатия

$$W = \frac{0,14k_e e^2}{\sigma};$$

$$\Omega_B \approx \frac{3W\omega}{mc^2}.$$

Полученное равенство при $\Omega_B \approx \omega$ можно представить в виде $W = \frac{1}{3} mc^2$. Это означает, что энергия, направленная на разрыв гироскопа, составляет треть его глобальной энергии $W = \frac{1}{3} W_g$. Похожее равенство уже было получено выше для локальной энергии и энергии квантово-механического осциллятора электрона [3].

Подставим выражение частоты Лармора Ω_B в формулу частоты вращения (15) и получим уравнение энергий:

$$W \approx \frac{3}{2} \Omega_B \hbar.$$

Заключение

Максимальные линейные скорости вращения гироскопа-шара, вычисленные в результате представленных моделей, меньше скорости света и обеспечивают устойчивость системы и значение момента импульса, полученное ранее экспериментально.

Установленное и вычисленное ранее [3] значение частоты вращения вокруг мгновенной оси позволяет определить численное значение магнитной индукции заряженного гироскопа, которое равно $B_\omega = 0,344 \cdot 10^9$ Тл.

Литература

1. Игуменцев, Е. А. Устойчивость заряженного гироскопа [Текст] / Е. А. Игуменцев, Е. А. Прокопенко // *Авиационно-космическая техника и технология*. - 2012. - № 7 (94) - С. 171-175.
2. Игуменцев, Е. А. Момент импульса заряженного гироскопа [Текст] / Е. А. Игуменцев, Е. А. Прокопенко // *Авиационно-космическая техника и технология*. - 2011. - № 8 (85). - С. 117-121.
3. Игуменцев, Е. А. Магнитная и электрическая энергия заряженного гироскопа [Текст] / Е. А. Игуменцев, Е. А. Прокопенко // *Авиационно-космическая техника и технология*. - 2015. - № 10 (127) - С. 86-90.
4. Ландау, Л. Д. Электродинамика сплошных сред [Текст] / Л. Д. Ландау, Е. Лифшиц. - М. : Изд-во технико-теоретической литературы, 1957. - 532 с.
5. Математическая энциклопедия [Текст] ; науч. ред. И. Н. Виноградов. - М. : Изд-во Советская энциклопедия. - 1989. - Т. 3. - 537 с.
6. Киттель, Ч. Механика [Текст] / Ч. Киттель, У. Найт, М. Рудерман. - М. : Наука, 1971. - Т. 1. - 479 с.
7. Игуменцев, Е. А. Гироскопическая модель спина электрона [Текст] : монография / Е. А. Игуменцев. - Х. : ХУПС, 2012. - 224 с.

References

1. Igumencev, E. A., Prokopenko, E. A. Ustojchivost' zarjzhenogo giroskopa [Stability rotation of the charged gyroscope]. *Aviacionno-kosmicheskaja tehnika i tehnologija*, 2012, no. 7 (94), pp. 171-175.
2. Igumencev, E. A., Prokopenko, E. A. Moment impul'sa zarjzhenogo giroskopa [Moment of impulse of the charged gyroscope]. *Aviacionno-kosmicheskaja tehnika i tehnologija*, 2011, no. 8 (85), pp. 117-121.
3. Igumencev, E. A., Prokopenko, E. A. Magnitnaja i jelektricheskaja jenergija zarjzhenogo giroskopa [Magnetic energy and electric power gyro with charge]. *Aviacionno-kosmicheskaja tehnika i tehnologija*, 2015, no. 10 (127), pp. 86-90.
4. Landau, L. D., Lifshic, E. *Jeletrodinamika sploshnyh sred*. Moscow, Technique and theoretical literature Publ., 1957. 532 p.
5. Vinogradov, I. N. *Matematicheskaja jenciklopedija* [Mathematical encyclopaedia], Moscow, Soviet encyclopaedia Publ., 1989, vol. 3. 537 p.
6. Kittel', Ch., Najt, U., Ruderman, M. *Mehanika* [Mechanics]. Moscow, Science Publ., 1971, vol. 1. 479 p.
7. Igumencev, E. A. *Giroskopicheskaja model' spina jelektrona* [Gyroscopic model of the electron spin], Kharkiv, HUPS Publ., 1989. 537 p.

Рецензент: д-р техн. наук, проф., зав. отделом проблем управления магнитным полем Б. И. Кузнецов, НТЦ МТО НАНУ, Харьков.

РІВНОВАГА СИЛ СТИСКУВАННЯ-ВІДШТОВХУВАННЯ В ГІРОСКОПІ, ЩО МАЄ ЗАРЯД

Є. О. Ігуменцев, О. О. Прокопенко

Проведено моделювання сил стискування-розтягування гіроскопа-кулі з використанням двох законів розподілу вірогідності електричного заряду уздовж радіусу сферичного об'єкту, що обертається, і визначено його сумарну енергія. Для опису розподілу щільності вірогідності сферичних шарів заряду гіроскопа використано χ^2 - розподіл із ступенем свободи чотири. Такий розподіл дозволив розрахувати електричну енергію гіроскопа-кулі з використанням відомої моделі спіну електрону. Застосування моделі дозволило визначити дисперсію розподілу електричного заряду уздовж радіусу. Для гіроскопа у формі неідеальної кулі визначено частоту Лармора і магнітну індукцію при його обертанні з цією частотою.

Ключові слова: гіроскоп, магнітна індукція, напружено-деформований стан, електромагнітна діагностика, електричний заряд, сферичний об'єкт, що обертається.

BALANCE OF COMPRESSION POWERS AND PUSHING AWAY POWERS IN THE GYRO WITH CHARGE

I. Igumentsev, O. Prokopenko

The object of study is the gyro-ball with an imperfect form. An electron is used as the model. Tension forces and pressing forces of the gyro-ball were simulation. Two laws were used probability distribution of electric charge along the radius of a spherical object that spins. χ^2 distributions with four degrees of freedom describe the probability density spherical layers charge gyro. This distribution allows you to calculate the electrical energy of the globe using famous model of electron spin. The model allows determining the variance of the distribution for electric charge along the radius. The electron gyrofrequency and the magnetic induction has been defined when gyro is rotating with this frequency.

Keywords: gyro, magnetic induction, tensely-deformed state, electromagnetic diagnostics, electric charge, spherical revolved object.

Ігуменцев Евгений Александрович – д-р техн. наук, профессор, Харьков, Украина, e-mail: izumea@i.ua.

Прокопенко Елена Александровна – канд. техн. наук, доцент, доцент кафедры теплоэнергетики и энергосберегающих технологий Украинской инженерно-педагогической академии Харьков, Украина, e-mail: lleenna@i.ua.

Igumentsev Ievgen - Doctor of Science on Engineering, Full professor, Kharkiv, Ukraine, e-mail: izumea@i.ua.

Prokopenko Olena - Candidate of Technical Science, Assistant Professor, Department of steam power industry and energy saving solution, Ukrainian Engineering Pedagogics Academy, Kharkiv, Ukraine, e-mail: lleenna@i.ua.