
Хмельник С.И.

Еще об экспериментальном уточнении максвеллоподобных уравнений гравитации

Аннотация

Эта статья является исправленной и дополненной редакцией предыдущей статьи [16] с учетом новой статьи Самохвалова и других статей [17-19]. Итак, рассматриваются максвеллоподобные уравнения гравитации и эксперименты Самохвалова. Отмечается, что наблюдаемые эффекты настолько значительны, что для их объяснения в рамках указанных максвеллоподобных уравнений гравитации необходимо дополнить эти уравнения некоторым эмпирическим коэффициентом, который можно назвать гравитационной проницаемостью среды. Далее показывается, что при таком дополнении результаты экспериментов хорошо согласуются с модифицированными таким образом уравнениями гравитации. Дается грубая оценка величины этого коэффициента. Рассматриваются некоторые следствия из указанных уравнений, в частности, гравитационное возбуждение электрического тока, воздействие гравитомагнитной индукции на электрический ток. Указываются некоторые феномены, которые могут быть объяснены с привлечением указанных уравнений.

Оглавление

1. Вступление
2. Некоторые аналогии и следствия
 - 2.1. Индукция кольцевого массового тока
 - 2.2. Гравитационное возбуждение электрического тока
 - 2.3. Вращение пористого кольца
 - 2.4. Индукция движущегося тела

-
- 2.5. Гравитомагнитный закон Био-Савара-Лапласа
 - 2.6. Гравитомагнитная сила Ампера
 - 2.7. Плотность энергии магнитной волны
 - 2.8. Индукция проводника с током
3. Некоторые экспериментальные оценки
- Приложения
- Приложение 1. Уравнения электромагнетизма и гравитоэлектромагнетизма
- Приложение 2. Эксперименты Самохвалова
1. Эксперимент 1
 2. Эксперимент 2
 3. Роль гравитомагнитных сил Лоренца
- Приложение 3. Некоторые формулы в системе СГС
- Литература

1. Вступление

Известны уравнения Максвелла для электромагнитного поля в форме (1), предложенной Хевисайдом [1] (формулы приведены в приложении 1). Хевисайд является также автором теории гравитации [2], в которой гравитационное поле описывается аналогичными по форме уравнениями (3). В дальнейшем было показано [3], что в слабом гравитационном поле при малых скоростях из основных уравнений ОТО можно вывести гравитационные аналоги уравнений электромагнитного поля, которые имеют тот же вид (3).

Итак, в слабом гравитационном поле Земли можно пользоваться максвеллоподобными уравнениями для описания гравитационных взаимодействий. Это означает, что существуют гравитационные волны, имеющие гравитоэлектрическую составляющую с напряженностью E_g и гравитомагнитную составляющую с индукцией B_g . На массу m , движущуюся в магнитном поле со скоростью v , действует гравитомагнитная сила Лоренца (аналог известной силы Лоренца) вида (в системе СГС)

$$F = \zeta \frac{m}{c} [v \times B_g], \quad (1)$$

где ζ - коэффициент, равный 1 у Хевисайда и равный 2 в ОТО.

Самохвалов [4-8] задумал и выполнил серию неожиданных и удивительных экспериментов, которые, по-видимому, можно объяснить взаимодействием неравномерных токов масс.

Неравномерные токи масс J_g создают переменные гравитоэлектрическую напряженность E_g и гравитомагнитную индукцию B_g . При взаимодействии этой индукции с массами m , движущимися со скоростью V возникает гравитомагнитная сила Лоренца. Важно отметить, что эффекты настолько значительны, что для их объяснения в рамках указанных максвеллоподобных уравнений гравитации необходимо дополнить эти уравнения некоторым эмпирическим коэффициентом ξ . Далее показывается, что при таком дополнении результаты экспериментов хорошо согласуются с модифицированными уравнениями гравитации.

Итак, на основании экспериментов Самохвалова максвеллоподобные уравнения гравитации должны быть переписаны в виде

$$\operatorname{div} E_g = 4\pi G m, \quad (2)$$

$$\operatorname{div} B_g = 0, \quad (3)$$

$$\operatorname{rot} E_g = -\frac{1}{c} \frac{\partial B_g}{\partial t}, \quad (4)$$

$$\operatorname{rot} B_g = \frac{4\pi G \xi}{c} J_g + \frac{1}{c} \frac{\partial E_g}{\partial t}. \quad (5)$$

где величина коэффициента ξ определяется ниже из указанных экспериментов. Этот коэффициент можно назвать гравитационной проницаемостью среды.

Сила Лоренца для массы

$$F = mE_g + \zeta \frac{m}{c} [v \times B_g], \quad (6)$$

2. Некоторые аналогии и следствия

Здесь мы рассмотрим некоторые аналогии между электродинамикой и гравитоэлектродинамикой, а также следствия из рассмотренных выше уравнений. На качественную аналогию такого рода указывает Самохвалов в [4-8]. Одно из следствий описано в [9].

2.1. Индукция кольцевого массового тока

Магнитный поток Φ , проходящий через площадь S витка длины L , по которому течет переменный электрический ток J , в системе СГС

$$\Phi = \frac{4\pi\mu}{c} \cdot \frac{SJ}{L}. \quad (1)$$

Средняя по площади S индукция

$$B = \frac{4\pi\mu J}{cL}. \quad (2)$$

Если виток является кольцом радиуса R , то

$$B = \frac{2\mu J}{cR}. \quad (3)$$

Предположим теперь, что по кольцу течет переменный массовый ток J_g . Тогда, не рассматривая техническую реализацию, по аналогии из (1.5) получим

$$B_g = \frac{2G\xi J_g}{cR}. \quad (4)$$

Сопоставляя эти формулы находим гравимагнитный поток Φ_g , проходящий через площадь S витка длины L , по которому течет переменный массовый ток J_g :

$$\Phi_g = \frac{4\pi G\xi}{c} \cdot \frac{SJ_g}{L}. \quad (4a)$$

2.2. Гравитационное возбуждение электрического тока

Из (1.4) следует, что гравитодвижущая сила, создаваемая гравитомагнитным потоком в контуре массового тока,

$$\varepsilon_g = \frac{1}{c} \cdot \frac{d\Phi_g}{dt}. \quad (5)$$

Сила индукционного электрического тока в замкнутом контуре (в системе СГС)

$$J = \frac{1}{cR_e} \cdot \frac{d\Phi}{dt}, \quad (5a)$$

где R_e - сопротивление движению этих электронов. Этот ток в металле создается свободными электронами с зарядом e_o . По аналогии с учетом (5) находим, что переменный гравитомагнитный поток Φ_g также создает вихревой индукционный массовый ток

$$J_g = \frac{1}{cR_m} \cdot \frac{d\Phi_g}{dt}, \quad (6)$$

где R_m - сопротивление движению массовых частиц. Этот ток в металле создается свободными электронами с массой m_e . Тогда $R_m = R_e$ - сопротивлению движению этих электронов. В этом случае массовому току J_g соответствует электрический ток

$$J_{ge} = J_g \frac{e_o}{m_e}. \quad (7)$$

Известно, что

$$m_e \approx 9.1 \cdot 10^{-34} \text{ Г}, \quad e_o \approx 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}, \quad (8)$$

$$\eta = \frac{e_o}{m_e} \approx 1.8 \cdot 10^{14} \frac{\text{Кл}}{\text{Г}}.$$

Следовательно, сила индукционного электрического тока, создаваемого переменным гравитомагнитным потоком Φ_g ,

$$J_{ge} = \frac{\eta}{cR_e} \cdot \frac{d\Phi_g}{dt}. \quad (9)$$

Аналогично (7), электрическому току J соответствует массовый ток

$$J_{gm} = J \frac{m_e}{e_o}. \quad (9a)$$

Следовательно, сила массового тока, создаваемого переменным магнитным потоком Φ ,

$$J_{gm} = \frac{1}{cR_e \eta} \cdot \frac{d\Phi}{dt}. \quad (9b)$$

2.3. Вращение пористого кольца

Рассмотрим кольцо со средним радиусом R , сделанное из пористого металла и электрически заряженное. Очевидно, заряды располагаются на поверхностях пор. Приближенно можно полагать, что плотность распределения зарядов по окружности кольца описывается функцией вида

$$\rho(\varphi) \approx \rho_0 \cdot (1 + \sin(\lambda\varphi)), \quad (10)$$

где

ρ_0 - константа,

φ - угловая координата,

λ - длина "волны", зависящая от среднего расстояния между порами.

Если привести кольцо во вращение с некоторой угловой скоростью ω , то плотность распределения зарядов по окружности кольца станет функцией от времени t вида

$$\rho(t) \approx \rho_0 \cdot (1 + \sin(\lambda\omega t)), \quad (11)$$

Ток, текущий по кольцу,

$$J(t) = \frac{d\rho(t)}{dt} \approx \rho_0 \cdot \lambda\omega \cdot \cos(\lambda\omega t), \quad (12)$$

где m_0 - константа. Этот ток создает магнитный поток, перпендикулярный плоскости кольца. Средняя по площади кольца магнитная индукция этого потока определяется в системе СГС формулой (3). Следовательно, средняя по площади кольца магнитная индукция вращающегося заряженного пористого кольца

$$B \approx 2\rho_0\omega\lambda \cdot \cos(\lambda\omega t)/(cR). \quad (13)$$

По аналогии можно утверждать, что вращающееся пористое кольцо создает массовый ток

$$J_g(t) = \frac{dm(t)}{dt} \approx m_0 \cdot \lambda\omega \cdot \cos(\lambda\omega t). \quad (14)$$

Тогда из (4) найдем, что этот ток создает переменную гравитомагнитную индукцию

$$B_g \approx 2m_0\xi G\omega\lambda \cdot \cos(\lambda\omega t)/(cR). \quad (15)$$

2.4. Индукция движущегося тела

Известно, что индукция поля в среде с магнитной проницаемостью μ , создаваемого зарядом q , движущимся со скоростью \vec{v} , в некоторой точке равна

$$\vec{B} = \mu q (\vec{v} \times \vec{r}) / cr^3. \quad (16)$$

При этом вектор \vec{r} направлен из точки, где находится движущийся заряд q в рассматриваемую точку. Аналогично, гравитомангнитная индукция поля, создаваемого массой m , движущейся со скоростью \vec{v} , в некоторой точке равна

$$\vec{B}_g = \xi Gm (\vec{v} \times \vec{r}) / cr^3, \quad (17)$$

Поскольку, как показано в разделе 2.2, электронный ток является одновременно и массовым током, гравитомангнитная индукция может создавать Лоренцову силу, действующую на электрический ток.

2.5. Гравитомангнитный закон Био-Савара-Лапласа

Известно, что электрический ток J создает магнитную индукцию, определяемую законом Био-Савара-Лапласа в виде

$$d\vec{B} = \frac{\mu \cdot J}{r^3 c} [d\vec{L} \times \vec{r}] \quad (18a)$$

где $d\vec{L}$ - вектор-элемент проводника с током, \vec{r} - вектор между этим элементом и точкой, где определяется индукция. Этот закон в настоящее время рассматривается как следствие уравнений Максвелла. Поэтому можно утверждать, что аналогичный закон для гравитомангнитной индукции, создаваемой массовым током. В этом случае закон Био-Савара-Лапласа записывается в следующем виде:

$$d\vec{B}_g = \frac{\xi Gm}{r^3 c} [\vec{v} \times \vec{r}] \quad (18b)$$

где \vec{v} - вектор скорости массы m .

2.6. Гравитомангнитная сила Ампера

Известно, что на проводник с электрическим током \vec{J} в магнитном поле с индукцией \vec{B} действует сила Ампера (на единице длины)

$$\overline{F}_a = \frac{1}{c}(\overline{J} \times \overline{B}) \quad (19)$$

Аналогично, на проводник с массовым током \overline{J}_g в гравитомагнитном поле с индукцией \overline{B}_g действует гравитомагнитная сила Ампера

$$F_{ag} = \frac{1}{c}[\overline{J}_g \times \overline{B}_g], \quad (20)$$

Рассмотрим случай, когда массовый ток является следствием электрического тока, т.е. частицы – переносчики заряда образуют массовый ток. Тогда

$$\overline{J}_g = \overline{J} \eta_2, \quad (21)$$

$$\eta_2 = m/q, \quad (22)$$

где m , q – масса и заряд частицы. При этом на проводник с электрическим током \overline{J} в гравитомагнитном поле с индукцией \overline{B}_g действует гравитомагнитная сила Ампера

$$F_{age} = \frac{\zeta \eta_2}{c}[\overline{J} \times \overline{B}_g]. \quad (23)$$

Например, если заряженной частицей является электрон, то

$$m_e \approx 9.1 \cdot 10^{-34} \text{ г}, \quad e_o \approx 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}, \quad (24)$$

$$\eta_2 = \frac{m_e}{e_o} \approx 0.6 \cdot 10^{-14} \frac{\text{г}}{\text{Кл}}.$$

Если же заряженной частицей является ион с массой $m = h \cdot m_e$, то

$$\eta_2 = \frac{h \cdot m_e}{e_o} \approx 0.6 h \cdot 10^{-14} \frac{\text{г}}{\text{Кл}}. \quad (25)$$

и для сложных молекул $\eta_2 \Rightarrow 1$. Таким образом, возможны значительные гравитомагнитные силы Ампера при взаимодействии гравитомагнитной индукции с электрическим током.

2.7. Плотность энергии магнитной волны

Известно, что плотность энергии электромагнитной волны [10],

$$W = \frac{B^2}{8\pi} \left[\frac{\Gamma}{\text{см} \cdot \text{сек}^2} \right] \quad (26)$$

Применяя приведенный там вывод для уравнений (1.2-1.5) гравитоэлектромагнитной волны, находим

$$W_g = \frac{B_g^2}{8\pi G} \quad (27)$$

2.8. Индукция проводника с током

Известно, что магнитная индукция бесконечного проводника с электрическим током

$$B = 2J / (cd), \quad (28)$$

где d - расстояние от проводника до точки измерения. Аналогично, гравитомагнитная индукция бесконечного проводника с массовым током

$$B_g = 2\xi G J_g / (cd). \quad (29)$$

3. Некоторые экспериментальные оценки

Анализ экспериментов Самохвалова [4-8], выполненный в приложении 2, позволяет получить грубую оценку коэффициента ξ гравитационной проницаемости. Там показано, что для вакуума

$$\xi \approx 10^{12}. \quad (30)$$

Эта величина может быть сильно занижена, поскольку эксперименты выполнялись при среднем вакууме, а ξ растет с уменьшением давления. При атмосферном давлении $\xi \Rightarrow 0$, что объясняет отсутствие видимых эффектов гравитационного взаимодействия движущихся масс.

Гравитационная проницаемость среды входит теперь в уравнение для ротора гравитомагнитной индукции также, как магнитная проницаемость среды входит в уравнение для ротора магнитной индукции.

Для выявления природы уменьшения гравитационной проницаемости воздуха по сравнению с гравитационной проницаемостью вакуума заметим, что магнитная проницаемость электропроводных материалов резко уменьшается с увеличением частоты тока, создающего магнитное поле (из-за появления токов Фуко, экранирующих магнитную индукцию). Можно предположить,

что под действием переменного гравимагнитного поля движущиеся молекулы воздуха ведут себя аналогично свободным электронам в проводнике под действием переменного магнитного поля – в воздухе создаются гравитационные "массовые токи Фуко", экранирующие гравимагнитную индукцию. В таком случае можно предположить, что при низких скоростях движения масс даже в атмосфере могут наблюдаться значительные эффекты.

Существует несколько феноменов, которые могут быть объяснены с привлечением рассмотренных выше уравнений (1.2-1.5) – см. [9, 11-15, 18-20].

Приложения.

В каждом приложении формулы нумеруются самостоятельно, а ссылки на эти формулы записываются в виде "(п.'номер приложения и раздела в нем)".

Приложение 1. Уравнения электромагнетизма и гравитоэлектромагнетизма

Ниже приняты следующие обозначения:

- q – электрический заряд $[\sqrt{\Gamma \cdot \text{см}}]$;
- ρ – плотность электрического заряда $[\sqrt{\Gamma \cdot \text{см}}/\text{см}^3]$;
- J – плотность электрического тока $\left[\frac{1}{\text{см} \cdot \text{сек}} \sqrt{\frac{\Gamma}{\text{см}}} \right]$;
- c – скорость света в вакууме; $c \approx 3 \cdot 10^{10} [\text{см}/\text{сек}]$;
- E – напряжённость электрического поля $[\sqrt{\Gamma \cdot \text{см}}/\text{сек}^2 = 3 \cdot 10^4 \text{ В}/\text{м}]$;
- B – магнитная индукция $\left[\frac{1}{\text{сек}} \sqrt{\frac{\Gamma}{\text{см}}} = \text{Гс} \right]$;
- \mathcal{E} – диэлектрическая проницаемость среды, равная 1 для вакуума в системе СГС;
- μ – магнитная проницаемость среды, равная 1 для вакуума в системе СГС;
- v – скорость $[\text{см}/\text{сек}]$;
- F – сила $[\text{дина} = \Gamma \cdot \text{см}/\text{сек}^2]$;
- m – масса $[\Gamma]$;

- ρ_g - плотность массы $[\text{г}/\text{см}^3]$;
- J_g - плотность тока массы $[\text{г}/\text{см}^2\text{сек}]$;
- G - гравитационная постоянная, $G \approx 7 \cdot 10^{-8} \left[\frac{\text{см}^3}{\text{г} \cdot \text{сек}^2} \right]$;
- E_g - напряжённость гравитоэлектрического поля $[\text{см}/\text{сек}^2]$;
- B_g - гравитомагнитная индукция $[\text{см}/\text{сек}^2]$;
- ξ - гравимагнитная проницаемость среды.

Уравнения Максвелла для электромагнетизма в среде (без учета намагничённости среды) в гауссовой системе СГС имеют вид [1]:

$$\text{div}E = 4\pi\rho/\varepsilon, \quad (1)$$

$$\text{div}B = 0, \quad (2)$$

$$\text{rot}E = -\frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t}, \quad (3)$$

$$\text{rot}B = \frac{4\pi \cdot \mu}{c} J + \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial E}{\partial t}. \quad (4)$$

Сила Лоренца для электрического заряда

$$F = qE + \frac{q}{c} [v \times B]. \quad (5)$$

Уравнения для гравитоэлектромагнетизма в среде в гауссовой системе СГС [3], дополненные по аналогии с уравнениями (1-4) проницаемостью ξ , имеют вид:

$$\text{div}E_g = 4\pi G \rho_g, \quad (6)$$

$$\text{div}B_g = 0, \quad (7)$$

$$\text{rot}E_g = -\frac{1}{c} \frac{\partial B_g}{\partial t}, \quad (8)$$

$$\text{rot}B_g = \frac{4\pi G \xi}{c} J_g + \frac{1}{c} \frac{\partial E_g}{\partial t}. \quad (9)$$

Гравитомагнитная сила Лоренца для массы

$$F = mE_g + \zeta \frac{m}{c} [v \times B_g], \quad (10)$$

где ζ - коэффициент, равный 1 у Хевисайда и равный 2 в ОТО.

Приложение 2. Эксперименты Самохвалова

2.1. Эксперимент 1

Рассмотрим эксперимент Самохвалова, описанный в [4]. Два диска помещены в вакуумную камеру, разбалансированы (перекосом осей) и вращаются в одну сторону. При этом оба диска перегреваются. Технические параметры установки таковы:

- материал дисков алюминий
- давление в камере 1Па
- плотность алюминия $\rho \approx 2.7\text{г/см}^3$
- толщина дисков $h \approx 0.09\text{см}$
- диаметр дисков $2R = 16.5\text{см}$
- зазор между дисками $d \approx 0.3\text{см}$
- биение по торцам 0.05см
- количество оборотов $f \approx 50/\text{сек}$
- температура перегрева (в [4] сказано, что измеренное через несколько минут повышение температуры составляло 50К)

Будем рассматривать вращение диска как массовый ток. Можно полагать, что этот ток образуется движением массы по окружности внешней полосы диска радиусом $R \approx 7\text{см}$ и размером сечения

$$S \approx 0.3 \cdot 2.5\text{см}^2 \approx 7.5\text{см}^2. \quad (1)$$

Скорость этой массы

$$v = 2\pi R \cdot f \approx 2\pi \cdot 7 \cdot 50 \approx 2200\text{см/сек}. \quad (2)$$

Следовательно, массовый ток

$$J_g = S\rho v \approx 7.5 \cdot 2.7 \cdot 2200 = 4400\text{г/сек}. \quad (3)$$

Этот ток является переменным из-за биения дисков. В соответствии с (2.4) этот ток вызывает переменную аксиальную (по оси OX диска) индукцию, среднюю по площади круга радиусом R ,

$$B_g = \frac{2\xi G J_g}{cR} \quad (4)$$

или

$$B_g = \frac{2 \cdot \xi \cdot 7 \cdot 10^{-8} \cdot 4400}{3 \cdot 10^{10} \cdot 7} \approx 3\xi \cdot 10^{-15}. \quad (5)$$

Эта индукция является переменной во времени из-за биений. Будем полагать, что круговая частота этой индукции равна

$$\omega \approx 2\pi f = 314. \quad (6)$$

В соответствии с (2.9), сила вихревого электрического тока, создаваемого переменным гравитомагнитным потоком,

$$J_{ge} = \frac{\eta}{cR_e} \cdot \frac{d\Phi_g}{dt}. \quad (7)$$

или

$$J_{ge} = \frac{\eta\omega}{cR_e} \cdot \Phi_g. \quad (8)$$

В нашем случае

$$\Phi_g = \beta\pi R^2 B_g = \beta\pi R^2 \cdot 3 \cdot 10^{-15}, \quad (9)$$

где β – коэффициент ослабления индукции на уровне ведомого диска (из-за зазора). Следовательно,

$$J_{ge} = \frac{\eta\omega}{cR_e} \cdot \beta\pi R^2 B_g \quad (10)$$

или

$$J_{ge} = \frac{1.8 \cdot 10^{14} \cdot 314}{3 \cdot 10^{10} R_e} \cdot \beta\pi 8.25^2 \cdot 3 \cdot \xi 10^{-15} = \frac{\xi\beta}{R_e} 10^{-6} \quad (10a)$$

Этот электрический ток повышает температуру диска. В эксперименте показано, что температура диска повысилась на $\Delta T \approx 100$ градусов. Рассмотрим эквивалентное напряжение

$$E_e = J_{ge} R_e \quad (11)$$

и будем полагать, что так повысить температуру диска могло бы напряжение E_e . Из (10а, 11) находим

$$E_e = \xi\beta 10^{-6}. \quad (12)$$

Предположим, что такое эквивалентное напряжение $E_e = 200$. Тогда найдем

$$\xi\beta \approx 2 \cdot 10^8. \quad (13)$$

Здесь ξ зависит от давления, а β зависит от зазора. Полагая, что $\beta \approx 1/d^2$ и зная $d \approx 0.3\text{см}$, находим $\beta \approx 0.01$. Таким образом, на

основании эксперимента Самохвалова можно предполагать, что при указанных условиях коэффициент гравитационной проницаемости при давлении 0.1 атм равен величине

$$\xi_p(0.1) \approx 2 \cdot 10^{10}. \quad (14)$$

2.2. Эксперимент 2

Рассмотрим эксперименты Самохвалова, описанные в [5]. Два диска помещены в вакуумную камеру, разбалансированы (перекосом осей). Первый из них вращается принудительно, а второй раскручивается за счет воздействия первого. Частота f_2 вращения второго (при постоянной частоте вращения первого) зависит от зазора между дисками d и давления в вакуумной камере p . Можно полагать, что частота вращения ведомого диска

$$f_2(p, d) = f_{2p}(p) \cdot f_{2d}(d). \quad (1)$$

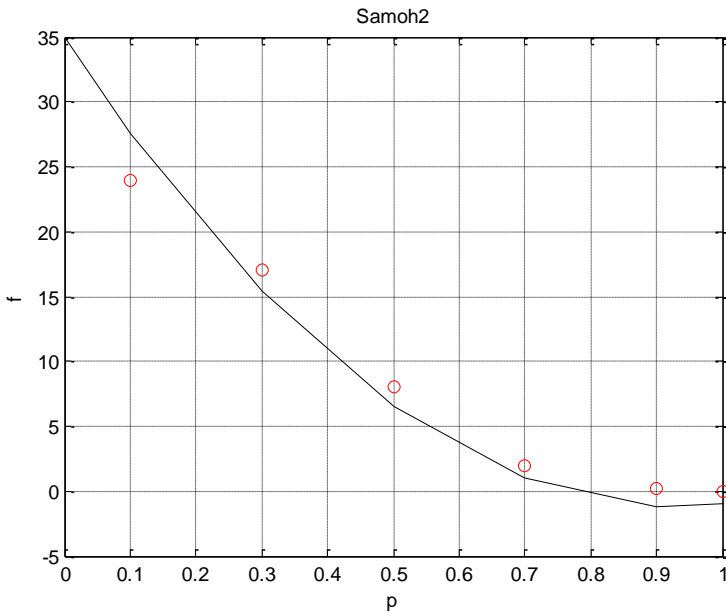


Рис. 1.

В эксперименте исследуются эти зависимости.

Зависимость частоты от давления дана в [5] на рис. 2, откуда находим при $d = 0.2$:

$$p=[0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 0.9, 1] \text{ (атм)},$$

$$f=[24, 17, 8, 2, 0.2, \varepsilon],$$

где ε – малая величина, которую не представляется возможным определить по результатам эксперимента. На рис. 1 показана эта экспериментальная зависимость (кружками) и (сплошной линией) аппроксимирующая функция в виде полинома с 5-ю членами. Будем полагать, что

$$f_2(p, d=0.2) = f_{2p}(p) \cdot f_{2d}(0.2) \quad (2)$$

В частности, по аппроксимирующей функции находим:

$$f_2(0.1, 0.2) = 25, \quad f_2(0, 0.2) \approx 35. \quad (2a)$$

Зависимость частоты от расстояния дана в [5, рис. 3], откуда находим:

$$d=[0.15, 0.2, 0.25, 0.3] \text{ (см)},$$

$$f1=[24, 17, 6, 5] \text{ при } p=1\text{атм},$$

$$f102=[30, 25, 12, 10] \text{ при } p=1.02\text{атм}.$$

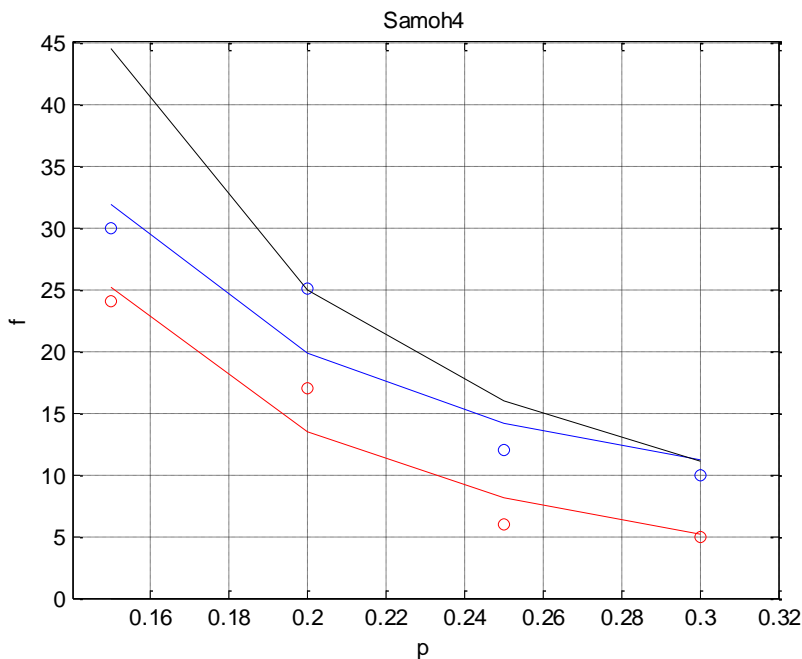


Рис. 2.

На рис. 2 показаны эти экспериментальные зависимости (кружками), их аппроксимирующие функции (сплошной линией) вида $a + b/d^2$ и функция

$$f_{2d}(d) = 1/d^2. \quad (3)$$

В первом приближении для дальнейшего будем пользоваться функцией (2). В частности, при $d = 0.2$ (см) имеем:

$$f_{2d}(0.2) \approx 25. \quad (3a)$$

Анализ функций $f_{2p}(p)$ и $f_{2d}(d)$

Учитывая (2, 3a), находим:

$$f_{2p}(p) = f_2(p, 0.2) / f_{2d}(0.2) = 0.04 f_2(p, 0.2). \quad (4)$$

В частности, из (2a) находим:

$$f_{2p}(0.1) = 0.04 f_2(0.1, 0.2) = 0.04 \cdot 25 = 1, \quad (5)$$

$$f_{2p}(0) = 0.04 f_2(0, 0.2) = 0.04 \cdot 35 \approx 1.5, \quad (6)$$

Ниже в (п.3.7) показано, что

$$f_{2p}(p) = \mathcal{G} \cdot \xi_p^2(p). \quad (8)$$

Таким образом,

$$\xi_p(p) \approx \sqrt{\frac{f_{2p}(p)}{\theta}}, \quad (9)$$

Из (9) следует, что

$$\frac{\xi_p(0)}{\xi_p(p)} \approx \sqrt{\frac{f_{2p}(0)}{f_{2p}(p)}}, \quad (10)$$

В эксперименте 1 показано, что

$$\xi_p(0.1) \approx 2 \cdot 10^{10}. \quad (11)$$

Совмещая (5, 6, 10, 11), получаем:

$$\xi_p(0) \approx \xi_p(0.1) \sqrt{\frac{f_{2p}(0)}{f_{2p}(0.1)}} \approx 2 \cdot 10^{10} \sqrt{\frac{1.5}{1}} \approx 2.5 \cdot 10^{10}$$

Отсюда находим грубую оценку гравитационной проницаемости вакуума:

$$\xi \approx 10^{10} \quad (13)$$

2.3. Роль гравитомагнитных сил Лоренца

В экспериментах Самохвалова ведущий диск увлекает ведомый диск. Ниже предлагается объяснение механизма такого явления. Самохвалов отмечает, что сначала возникает вибрация ведущего диска, а затем начинается вращение ведомого диска – далее см. рис. 3.

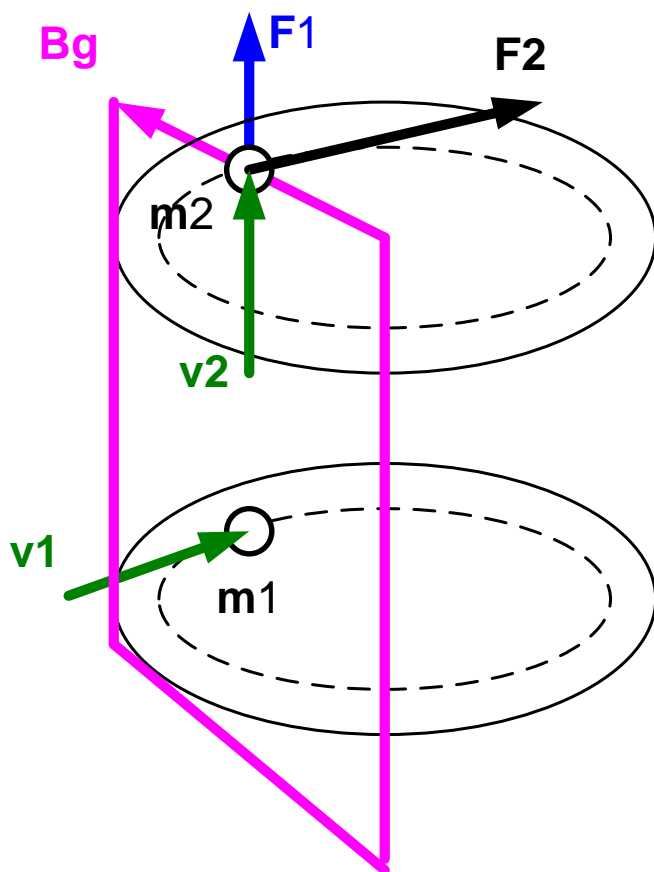


Рис. 3.

Вибрация дисков объясняется следующим образом – см. рис. 3. Выше, при анализе эксперимента 1, показано, что ведущий диск представляет собой переменный массовый ток (п.2.1.3) с круговой частотой (п.2.1.6). Этот ток массы m_1 , движущийся со скоростью v_1 , создает переменную гравитомагнитную индукцию B_g (п.2.1.4),

которая направлена перпендикулярно массовому току ведущего диска, т.е. по радиусу диска и параллельно его плоскости – см. замкнутую кривую на рис. 3. Вектор этой индукции на уровне ведомого диска движется со скоростью v_1 относительно массы m_2 ведомого диска. При этом возникает гравитомагнитная сила Лоренца, действующая на массу m_2 , направленная вертикально и имеющая вид

$$F_1 = m_2 v_1 B_g \frac{c}{c}. \quad (1)$$

Выше, при анализе эксперимента 1, показано, что массы m_1 , m_2 являются массой окружности внешней полосы диска радиусом $R \approx 7\text{ см}$ и размером сечения (п.2.1.1). Эта масса равна

$$m_1 = m_2 = 2\pi R S \rho. \quad (2)$$

Сила F_1 направлена перпендикулярно плоскости диска и меняется с частотой $f \approx 50/\text{сек}$, вызывая вибрацию ведомого диска. Очевидно, скорость v_2 этой вибрации пропорциональна силе F_1 , т.е.

$$v_2 = \alpha F_1, \quad (3)$$

где α – некоторая константа.

Этой же силой можно объяснить "колебательный характер процесса отталкивания экрана с нарастанием амплитуды колебаний (угла отклонения рамки), при установившейся частоте вращения диска", что фиксируется в экспериментах Самохвалова, описанных в [8].

Вращающая сила, действующая на ведомый диск, объясняется следующим образом – см. рис. 3.. Рассмотренная выше гравитомагнитная индукция B_g (п.2.1.4), создаваемая ведущим диском, направлена перпендикулярно массовому току ведущего диска, т.е. по радиусу диска и параллельно его плоскости. Эта индукция действует на вертикально вибрирующую массу m_2 ведомого диска гравитомагнитной силой Лоренца (2.18):

$$F_2 = m_2 v_2 B_g \frac{c}{c}. \quad (4)$$

Эта сила направлена по касательной к окружности диска, т.к. перпендикулярна направлениям индукции B_g (которая направлена по радиусу диска) и скорости v_2 (которая направлена перпендикулярно плоскости диска). Благодаря тому, что скорость v_2 вибрации и индукция B_g изменяются синхронно, вектор этой силы не меняет направление. Очевидно, скорость вращения ведомого диска пропорциональна силе F_2 , т.е. количество его оборотов

$$f_2 = \gamma F_2, \quad (5)$$

где γ – некоторая константа. Объединяя (1-5), получаем

$$\begin{aligned} f_2 &= \gamma m_2 v_2 B_g \frac{\xi}{c} = \gamma m_2 B_g \frac{\xi}{c} \alpha F_1 = \\ &= \gamma m_2 B_g \frac{\xi}{c} \alpha m_2 v_1 B_g \frac{\xi}{c} = \alpha \gamma \left(m_2 \frac{\xi}{c} B_g \right)^2. \end{aligned} \quad (6)$$

Поскольку гравимагнитная индукция B_g пропорциональна гравимагнитной проницаемости ξ (что следует из (п.1.9) в приложении 1), то количество оборотов ведомого диска

$$f_2 = \vartheta \cdot \xi^2. \quad (7)$$

т.е. пропорциональна величине ξ^2 с некоторым коэффициентом пропорциональности. Это соотношение использовано выше при анализе эксперимента 2 – см. (п.2.2.8).

Приложение 3. Некоторые формулы в системе СГС

Наименование	Электромагнетизм	Гравиелектромагнетизм
Уравнения Максвелла	$\operatorname{div} E = 4\pi\rho/\varepsilon$	$\operatorname{div} E_g = 4\pi G\rho_g$
	$\operatorname{div} B = 0$	$\operatorname{div} B_g = 0$
	$\operatorname{rot} E = -\frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t}$	$\operatorname{rot} E_g = -\frac{1}{c} \frac{\partial B_g}{\partial t}$
	$\operatorname{rot} B = \left(\begin{array}{c} \frac{4\pi \cdot \mu}{c} J \\ + \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial E}{\partial t} \end{array} \right)$	$\operatorname{rot} B_g = \left(\begin{array}{c} \frac{4\pi G \xi}{c} J_g \\ + \frac{1}{c} \frac{\partial E_g}{\partial t} \end{array} \right)$

Сила Лоренца	$F = qE + \frac{q}{c} [v \times B]$	$F = mE_g + \zeta \frac{m}{c} [v \times B_g]$
Магнитный поток, проходящий через площадь витка с током (п. 2.1)	$\Phi = \frac{4\pi\mu}{c} \cdot \frac{SJ}{L}$	$\Phi_g = \frac{4\pi G\xi}{c} \cdot \frac{SJ_g}{L}$
Индукция кольцевого тока (п. 2.1)	$B = \frac{2\mu J}{cR}$	$B_g = \frac{2G\xi J_g}{cR}$
Движущая сила (п. 2.2)	$\varepsilon = \frac{1}{c} \cdot \frac{d\Phi}{dt}$	$\varepsilon_g = \frac{1}{c} \cdot \frac{d\Phi_g}{dt}$
Сила индукционного тока (п. 2.2)	$J = \frac{1}{cR_e} \cdot \frac{d\Phi}{dt}$	$J_g = \frac{1}{cR_m} \cdot \frac{d\Phi_g}{dt}$
Индукция движущегося тела (п. 2.4)	$\bar{B} = \mu q (\bar{v} \times \bar{r}) / cr^3$	$\bar{B}_g = \xi Gm (\bar{v} \times \bar{r}) / cr^3$
закон Био-Савара-Лапласа (п. 2.5)	$d\bar{B} = \frac{\mu \cdot J}{r^3 c} [d\bar{L} \times \bar{r}]$	$d\bar{B}_g = \frac{\xi Gm}{r^3 c} [v \times r]$
сила Ампера (п. 2.6)	$\bar{F}_a = \frac{1}{c} (\bar{J} \times \bar{B})$	$F_{ag} = \frac{1}{c} [J_g \times B_g]$
Плотность энергии магнитной волны (п. 2.7)	$W = \frac{B^2}{8\pi}$	$W_g = \frac{B_g^2}{8\pi G}$
Индукция проводника с током (п. 2.8)	$B = 2J / (cd)$	$B_g = 2\xi GJ_g / (cd)$

Литература

1. Уравнения Максвелла. Википедия.
2. Oliver Heaviside. A Gravitational and Electromagnetic Analogy. Part I, The Electrician, 31, 281-282 (1893), <http://serg.fedosin.ru/Heavisid.htm>
3. Гравитомагнетизм. Википедия.

-
4. Самохвалов В.Н. Массодинамическое и массовариационное взаимодействие движущихся тел. «Доклады независимых авторов», изд. «ДНА», Россия – Израиль, 2009, вып. 13, ISBN 978-0-557-18185-8, printed in USA, Lulu Inc. – С. 110-159.
 5. Самохвалов В.Н. Квадрупольное излучение вращающихся масс. «Доклады независимых авторов», изд. «ДНА», Россия – Израиль, 2010, вып. 14, ISBN 978-0-557-28441-2, printed in USA, Lulu Inc. – С. 112-145.
 6. Самохвалов В.Н. Силовое действие массовариационного излучения на твердые тела. Доклады независимых авторов», изд. «ДНА», Россия – Израиль, 2010, вып. 15, ISBN 978-0-557-52134-0, printed in USA, Lulu Inc. – С. 175-195.
 7. Самохвалов В.Н. Исследование силового действия и отражения квадрупольного излучения вращающихся масс от твердых тел. «Доклады независимых авторов», изд. «ДНА», Россия – Израиль, 2011, вып. 18, ISBN 978-1-257-04063-6, printed in USA, Lulu Inc. – С. 165-187.
 8. Самохвалов В.Н. Силовые эффекты при массодинамическом взаимодействии в среднем вакууме. «Доклады независимых авторов», изд. «ДНА», ISSN 2225-6717, Россия – Израиль, 2011, вып. 19, ISBN 978-1-105-15373-0, printed in USA, Lulu Inc. – С. 170-181.
 9. Хмельник С.И. Детектирование гравитационных волн. «Доклады независимых авторов», изд. «ДНА», ISSN 2225-6717, Россия – Израиль, 2012, вып. 20, ISBN 978-1-300-07217-1, printed in USA, Lulu Inc., ID 13109103
 10. Савельев И.В. Основы теоретической физики. Том 1 – механика, электродинамика. Москва, Физматгиз, 1991.
 11. Хмельник С.И. Механизм возникновения и метод расчета турбулентных течений. «Доклады независимых авторов», изд. «ДНА», ISSN 2225-6717, Россия – Израиль, 2012, вып. 21, ISBN 978-1-300-33987-8, printed in USA, Lulu Inc., ID 13325013
 12. Хмельник С.И. К теории лозоходства (там же)
 13. Хмельник С.И. Активное поле пчелиных сот, (там же)
 14. Хмельник С.И., Хмельник М.И. Дополнительные силы взаимодействия небесных тел (там же)
 15. Хмельник С.И. Звук и гравитация (там же)
 16. Первая редакция этой статьи (там же)

-
- 17 Самохвалов В.Н. Исследование и измерение величины силовых эффектов при массодинамическом взаимодействии. «Доклады независимых авторов», изд. «ДНА», ISSN 2225-6717, Россия – Израиль, 2013, вып. 24, ISBN 978-1-304-66049-7, printed in USA, Lulu Inc., ID 14268873
 18. Хмельник С.И., Хмельник М.И. Еще о дополнительных (неньютоновских) силах взаимодействия небесных тел (там же)
 - .19. Хмельник С.И. О скорости распространения гравитационного воздействия. «Доклады независимых авторов», изд. «ДНА», ISSN 2225-6717, Россия – Израиль, 2013, вып. 23, ISBN 978-1-300-55019-8, printed in USA, Lulu Inc., ID 13514159
 - .20. Хмельник С.И. Инерционид Толчина и ОТО (данный выпуск).