

Хмельник С. И.

Гравитомагнетизм:
природные явления, эксперименты,
математические модели

Первая редакция 05.07.2017

Израиль 2016

Solomon I. Khmelnik

Gravitomagnetism: Nature's Phenomenas, Experiments, Mathematical Models (in Russian)

Copyright © 2016 by Solomon I. Khmelnik

СОЛОМОН ИЦКОВИЧ ХМЕЛЬНИК

All right reserved. No portion of this book may be reproduced or transmitted in any form or by any means, electronic or mechanical, without written permission of the author.

Published by "MiC" - Mathematics in Computer Comp.

BOX 15302, Bene-Ayish, Israel, 0060860

Fax: ++972-3-9471301

Printed in United States of America, Lulu Inc.,

ID 20262327

ISBN 978-1-365-62636-4



Israel 2016

Аннотация

Анализируются некоторые масштабные природные явления и неожиданные эксперименты. Доказывается, что они могут быть объяснены существованием гравитомагнетизма и значительных по величине гравитомагнитных сил. На этой же основе доказывается, что может существовать генератор, использующий энергию источника гравитационных консервативных сил для выполнения работы, и это не противоречит закону сохранения энергии.

Предлагается новое решение уравнений Максвелла для гравитомагнетизма, которое используется для построения математических моделей различных природных явлений (песчаного вихря, морских течений, водоворота, воронки, водного солитона, водного и песчаного цунами, турбулентных течений, дополнительных (неньютоновских) сил взаимодействия небесных тел).

Приводится подробное доказательство для заинтересованного читателя.

Рассматриваются экспериментальные подтверждения теории.

Предлагаются объяснения экспериментов, которые до сих пор не были обоснованы

Просьба, замечания и предложения сообщать по адресу:
solik@netvision.net.il

Оглавление

- Глава 1. Гравитомагнетизм \ 5
- Глава 2. Уравнения стационарного гравитомагнитного поля \ 23
- Глава 3. О возможности использования гравитационных сил для выполнения работы \ 39
- Глава 4. Природные явления \ 44
 - 4.1. Песчаный вихрь \ 45
 - 4.2. Водный солитон \ 56
 - 4.3. Водоворот \ 62
 - 4.4. Шестиугольный шторм на Сатурне \ 78
 - 4.5. Воронка и струя из трубы \ 93
 - 4.6. Морские течения \ 104
 - 4.7. Водное и песчаное цунами \ 115
 - 4.8. Дополнительные силы взаимодействия небесных тел (соавтор Хмельник М.И.) \ 126
 - 4.9. Турбулентные течения \ 139
- Глава 5. Эксперименты \ 149
 - 5.1. Эксперименты Самохвалова \ 150
 - 5.2. Колесо Альдо Коста \ 160
 - 5.3. Инерционд Толчина \ 181
- Глава 6. Проекты экспериментов \ 195
 - 6.1. Обнаружение гравитомагнитной индукции \ 196
 - 6.2. Гравитационное колесо \ 202
- Список публикаций автора по данной теме \ 213
- Последняя \ 217

Глава 1. Гравитомагнетизм

Оглавление

1. Вступление
2. Некоторые аналогии и следствия
 - 2.1. Индукция кольцевого массового тока
 - 2.2. Гравитационное возбуждение электрического тока
 - 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
4. Еще о гравитомагнитных силах Лоренца
- Приложение 1. Уравнения электромагнетизма и гравитоэлектромагнетизма
- Приложение 2. Некоторые формулы в системе СГС
- Приложение 3. Преобразование векторного произведения.
- Приложение 4. Взаимодействие движущихся электрических зарядов и эффективность электромагнитных сил Лоренца.
- Приложение 5. Гравитомагнитное взаимодействие движущихся масс и эффективность гравитомагнитных сил Лоренца
- 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).

"Идея подобия законов гравитации законам электромагнетизма обсуждалась Дж. К. Максвеллом, Бриллюэном, Бриджменом, О. Хевисайдом, Г. Бонди (1962 г.), Э. Брагинским и др. Р. Форвард (1961 г.) вывел аналогичные максвелловским соотношения гравитации с опорой на ОТО А. Эйнштейна. Дж. Карстуа (1969 г.) получил ту же систему уравнений "тирополя", опираясь на идею изоморфизма базовых законов электромагнетизма и гравитации" [12].

Далее будем рассматривать уравнения гравитации в форме уравнений Максвелла и называть их максвелловскими уравнениями гравитомагнетизма или МГМ-уравнениями. Ниже рассматриваются МГМ-уравнения и эксперименты Самохвалова. Отмечается, что наблюдаемые в этих экспериментах 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 и т.д.

Подробно рассматриваются некоторые явления и эксперименты, которые могут быть объяснены с привлечением указанных уравнений. Далее предлагаются решения указанных уравнений, которые объясняют наблюдаемые явления и эксперименты. Другими словами, показывается, что существуют решения, адекватные многим явлениям и экспериментам. Поэтому можно утверждать с определенной уверенностью, что предлагаемая теория описывает наблюдаемую действительность.

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 [4-9] 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 (аналогичным коэффициенту магнитной проницаемости среды μ в электромагнетизме). Далее показывается, что при таком дополнении результаты экспериментов хорошо согласуются с модифицированными уравнениями гравитации. Значение коэффициента ξ из этих экспериментов определяются для пониженного давления. Его значение при атмосферном давлении можно оценить весьма приближенно.

Итак, с учетом 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 гравитомagnetизмом, а также следствия из рассмотренных выше уравнений.

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 гравитомagnetный 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,

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

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_0 . 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

$$J_{ge} = J_g \frac{e_0}{m_e}. \quad (7)$$

Известно, что

$$m_e \approx 9.1 \cdot 10^{-34} \text{ Г}, \quad e_0 \approx 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}, \quad (8)$$

$$\eta = \frac{e_0}{m_e} \approx 1.8 \cdot 10^{14} \frac{\text{Кл}}{\text{Г}}.$$

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

$$J_{gm} = J \frac{m_e}{e_0}. \quad (9a)$$

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

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

2.4. Индукция движущегося тела

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

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

При этом вектор \bar{r} направлен из точки, где находится движущийся заряд q_1 в рассматриваемую точку. Аналогично, гравитомагнитная индукция поля, создаваемого массой m , движущейся со скоростью \bar{v} , в некоторой точке равна

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

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

2.5. Гравитомагнитный закон Био-Савара-Лапласа

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

$$\bar{dB} = \frac{\mu \cdot J}{r^3 c} [\bar{dL} \times \bar{r}] \quad (18a)$$

где \bar{dL} - вектор-элемент проводника с током, \bar{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 гравитомагнитной индукции, создаваемой массовым током. В этом случае закон Био-Савара-Лапласа записывается в следующем виде:

$$\overline{dB}_g = \frac{\xi G m}{r^3 c} [\bar{v} \times \bar{r}] \quad (18\text{в})$$

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

2.6. Гравитомagnetная сила Ампера

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

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

Аналогично, на проводник с массовым током \bar{J}_g в гравитомagnetном поле с индукцией \bar{B}_g действует гравитомagnetная сила Ампера

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

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

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

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

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

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

Например, если заряженной частицей является электрон, то

$$m_e \approx 9.1 \cdot 10^{-34} \text{ Г}, \quad e_0 \approx 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}, \quad (24)$$

$$\eta_2 = \frac{m_e}{e_0} \approx 0.6 \cdot 10^{-14} \frac{\text{Г}}{\text{Кл}}.$$

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

$$\eta_2 = \frac{h \cdot m_e}{e_0} \approx 0.6 h \cdot 10^{-14} \frac{\text{Г}}{\text{Кл}}. \quad (25)$$

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

2.7. Плотность энергии магнитной волны

Известно, что плотность энергии электромагнитной волны [10],

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

Применяя приведенный там вывод для уравнений (1.2-1.5) гравитомagnetной 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, гравитомagnetная индукция бесконечного проводника с массовым током

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

3. Некоторые экспериментальные оценки

Анализ экспериментов Самохвалова [4-9], выполненный в главе 51, 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 гравитомagnetной 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.

Далее показывается, что существуют природные явления и эксперименты, которые не имеют общепризнанных объяснений и математических моделей, но могут быть объяснены с привлечением рассмотренных выше уравнений.

4. Еще о силах Лоренца

Взаимодействие между движущимися массами описывается гравитомангнитными силами Лоренца (далее ГЛ-силы), аналогичными силам Лоренца в электродинамике, действующими между движущимися электрическими зарядами. Из (2.20) следует, что ГЛ-сила (ее гравитомангнитная составляющая) имеет вид

$$F_L = J \times B, \quad (1)$$

где, как следует из (2.4), гравитомангнитная индукция

$$B = G\xi H. \quad (2)$$

Здесь G - гравитационная постоянная, ξ - гравитомангнитная проницаемость среды.

Итак, в потоках масс действуют ГЛ-силы (1, 2) или

$$F_L = G\xi(J \times H). \quad (3)$$

или

$$F_L = G \cdot \xi \cdot S_o, \quad (4)$$

где

$$S_o = (J \times H). \quad (5)$$

Это векторное произведение является плотностью потока гравитомангнитной энергии.

Сила Лоренца и гравитомангнитная индукция определены выше по (1.6, 2.18в) соответственно в виде

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

$$B_g = \frac{\xi G m}{r^3 c} [\vec{v} \times \vec{r}]. \quad (7)$$

Следовательно, гравитомagnetная сила Лоренца, действующая от первого тела на второе,

$$F = \frac{\xi \zeta \cdot G m_1 m_2}{r^3 c^2} [\vec{v} \times \vec{v} \times \vec{r}]. \quad (8)$$

В главе 3 показывается, что, благодаря ГЛ-силам, гравитирующее тело расходует свою энергию на создание и поддержание массовых токов. Из аналогии между уравнениями Максвелла для электродинамики и МГМ следует, что существует также поток S гравитационной энергии.

Далее анализируются некоторые масштабные природные явления и неожиданные эксперименты. Доказывается, что они могут быть объяснены существованием гравитомagnetизма и значительных по величине сил гравитомagnetного взаимодействия - гравитомagnetных сил. Эти силы имеют значительную величину в вакууме.

В слабом гравитационном поле Земли можно пользоваться МГМ-уравнениями. Как уже отмечено, ГЛ-силы имеют значительную величину в вакууме. В потоке жидкости движущиеся молекулы разъединены вакуумом. Поэтому силы их гравитомagnetного взаимодействия могут быть значительными и влиять на характер течения.

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 [см/сек];
- F - сила [дина = г·см/сек²];
- m - масса [г];
- ρ_g - плотность массы [г/см³];
- J_g - плотность тока массы [г/см²сек];
- G - гравитационная постоянная,

$$G \approx 7 \cdot 10^{-8} \left[\frac{\text{дин} \cdot \text{см}^2}{\text{г}^2} = \frac{\text{см}^3}{\text{г} \cdot \text{сек}^2} \right];$$
- E_g - напряжённость гравитоэлектрического поля [см/сек²];
- B_g - гравитомагнитная индукция [см/сек²];
- ξ - гравимагнитная проницаемость среды.

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

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

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

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

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

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:

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

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

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

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

Гравитомagnetическая 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. Некоторые формулы в системе СГС

Наименование	Электромagnetизм	Гравитомagnetизм
Уравнения Максвелла	$\operatorname{div} E = 4\pi\rho/\varepsilon$	$\operatorname{div} E_g = 4\pi G\rho_g$
	$\operatorname{div} B = 0$	$\operatorname{div} B_g = 0$
	$\operatorname{rot} E = -\frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t}$	$\operatorname{rot} E_g = -\frac{1}{c} \frac{\partial B_g}{\partial t}$
	$\operatorname{rot} B = \left(\begin{array}{c} \frac{4\pi \cdot \mu}{c} J \\ \varepsilon \frac{\partial E}{c \partial t} \end{array} \right)$	$\operatorname{rot} B_g = \left(\begin{array}{c} \frac{4\pi G \xi}{c} J_g \\ + \frac{1}{c} \frac{\partial E_g}{\partial t} \end{array} \right)$
Сила Лоренца	$F = qE + \frac{q}{c} [v \times B]$	$F = mE_g + \zeta \frac{m}{c} [v \times B_g]$
Магнитная сила Лоренца, действующая от первого тела на второе	$F_{12} = \mu \frac{q_1 q_2}{r^3 c^2} \bullet [v_2 \times [v_1 \times r]]$	$F_{12} = \zeta \xi G \frac{m_1 m_2}{r^3 c^2} \bullet [v_2 \times [v_1 \times r]]$
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)	$\overline{dB} = \frac{\mu \cdot J}{r^3 c} [\overline{dL} \times \bar{r}]$	$\overline{dB}_g = \frac{\xi Gm}{r^3 c} [\bar{v} \times \bar{r}]$
сила Ампера (п. 2.6)	$\bar{F}_a = \frac{1}{c} (\bar{J} \times \bar{B})$	$F_{ag} = \frac{1}{c} [\bar{J}_g \times \bar{B}_g]$
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)	$B = 2J / (cd)$	$B_g = 2\xi GJ_g / (cd)$

Приложение 3. Преобразование векторного произведения.

Рассмотрим выражение с векторами вида

$$\bar{f} = (\bar{a} \times (\bar{b} \times \bar{r})). \quad (1)$$

В правой системе декартовых координат это выражение принимает вид

$$\bar{f} = \begin{bmatrix} a_y (b_x r_y - b_y r_x) - a_z (b_z r_x - b_x r_z) \\ a_z (b_y r_z - b_z r_y) - a_x (b_x r_y - b_y r_x) \\ a_x (b_z r_x - b_x r_z) - a_y (b_y r_z - b_z r_y) \end{bmatrix}. \quad (2)$$

Предположим, что проекции этих векторов на ось Z равны нулю. Тогда

$$\bar{f} = (b_x r_y - b_y r_x) \begin{bmatrix} a_y \\ -a_x \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (2a)$$

Предположим еще, что $r_y = 0$, т.е. $r = r_x$. Тогда

$$\vec{f} = rb_y \begin{bmatrix} -a_y \\ a_x \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (3)$$

Итак, при указанных условиях

$$\vec{f}_{ab} = (\vec{a} \times (\vec{b} \times \vec{r})) = rb_y \begin{bmatrix} -a_y \\ a_x \end{bmatrix}. \quad (3a)$$

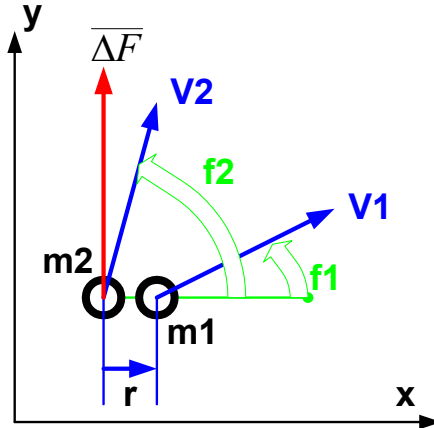


Рис. 1

Аналогично,

$$\vec{f}_{ba} = (\vec{b} \times (\vec{a} \times (-\vec{r}))) = -ra_y \begin{bmatrix} -b_y \\ b_x \end{bmatrix}.$$

Имеем

$$\vec{\Delta f} = \vec{f}_{ab} + \vec{f}_{ba} = r \begin{bmatrix} 0 \\ a_x b_y - a_y b_x \end{bmatrix} \quad (4)$$

или

$$\vec{\Delta f}_y = r(a_x b_y - a_y b_x) = rab(\cos \varphi_a \sin \varphi_b - \sin \varphi_a \cos \varphi_a), \quad (5)$$

где φ_a, φ_b - углы векторов a, b с осью Ox . Таким образом, вектор $\vec{\Delta f}$ лежит в той же плоскости, где находятся исходные векторы, направлен вдоль оси Oy и имеет величину (см. рис. 1)

$$\Delta f = rab \sin(\varphi_b - \varphi_a). \quad (6)$$

Приложение 4. Взаимодействие движущихся электрических зарядов и эффективность электромагнитных сил Лоренца.

Рассмотрим два заряда q_1 и q_2 , движущиеся со скоростями v_1 и v_2 соответственно. Известно [13], что индукция поля, создаваемого зарядом q_1 в точке, где в данный момент находится заряд q_2 , равна (здесь и далее используется система СГС)

$$\overline{B}_1 = q_1 (\overline{v}_1 \times \overline{r}) / cr^3. \quad (1)$$

При этом вектор \overline{r} направлен из точки, где находится движущийся заряд q_1 . Сила Лоренца, действующая на заряд q_2 ,

$$\overline{F}_{12} = q_2 (\overline{v}_2 \times \overline{B}_1) / c. \quad (2)$$

Аналогично,

$$\overline{B}_2 = q_2 (\overline{v}_2 \times \overline{r}) / cr^3, \quad (3)$$

$$\overline{F}_{21} = q_1 (\overline{v}_1 \times \overline{B}_2) / c. \quad (4)$$

В общем случае $\overline{F}_{12} \neq \overline{F}_{21}$, т.е. не соблюдается третий закон Ньютона – возникают неуравновешенные силы, действующие на заряды q_1 и q_2 и искривляющие траектории движения этих зарядов.

Рассмотрим соотношение между силой Лоренца и силой притяжения зарядов. В простейшем случае сила Лоренца, найденная из (1, 2) имеет вид

$$F = \frac{q_1 q_2 v_1 v_2}{r^2 c^2}. \quad (5)$$

Сила притяжения двух зарядов

$$P = \frac{q_1 q_2}{r^2}. \quad (6)$$

Следовательно,

$$\phi_e = \frac{F}{P} = \frac{v_1 v_2}{c^2}. \quad (7)$$

Будем называть эту величину эффективностью электромагнитных сил Лоренца

Приложение 5. Гравитомагнитное взаимодействие движущихся масс и эффективностью гравитомагнитных сил Лоренца

По аналогии с взаимодействием электрических зарядов (см. приложение 4), две массы m_1 и m_2 , движущиеся со скоростями v_1 и v_2 соответственно, также взаимодействуют между собой. В разделе 2.4 показано, что в этом случае возникают гравитомагнитные индукции вида

$$\overline{B_{g1}} = Gm_1(\overline{v_1} \times \overline{r})/cr^3, \quad (1)$$

$$\overline{B_{g2}} = Gm_2(\overline{v_2} \times \overline{r})/cr^3, \quad (2)$$

где

c — скорость света в вакууме, $c \approx 3 \cdot 10^{10}$ см/сек;

G - гравитационная постоянная, $G \approx 7 \cdot 10^{-8}$ дин·см²·г⁻².

При этом на массы также действуют гравитомагнитные силы Лоренца, которые имеют следующий вид(см. рис. 1 в приложении 3):

$$\overline{F_{12}} = \zeta\xi m_2(\overline{v_2} \times \overline{B_{g1}})c, \quad (3)$$

$$\overline{F_{21}} = \zeta\xi m_1(\overline{v_1} \times \overline{B_{g2}})c, \quad (4)$$

где

$\zeta = 2$, что следует из ОТО,

$\xi \approx 10^{12}$ - коэффициент гравитационной проницаемости вакуума.

В общем случае из (2, 4) найдем

$$\overline{F_{21}} = \frac{\zeta\xi Gm_1m_2}{c^2r^3}(\overline{v_1} \times (\overline{v_2} \times \overline{r})). \quad (5)$$

Рассмотрим орты векторов, обозначая их штрихом. Тогда из (5) получим:

$$\overline{F_{21}} = \sigma \overline{f_{21}}, \quad (6)$$

где

$$\overline{f_{21}} = (\overline{v_1}' \times (\overline{v_2}' \times \overline{r}')). \quad (7)$$

$$\sigma = \frac{\zeta\xi G \cdot m_1 m_2 v_1 v_2}{c^2 r^2}. \quad (8)$$

Аналогично,

$$\overline{F_{12}} = \sigma \overline{f_{12}}, \quad (9)$$

где

$$\overline{f_{12}} = (\overline{v'_2} \times (\overline{v'_1} \times \overline{r'})), \quad (10)$$

и

$$\overline{\Delta F} = \sigma \overline{\Delta f}, \quad (11)$$

где

$$\overline{\Delta F} = \overline{F_{21}} + \overline{F_{12}}, \quad (12)$$

$$\overline{\Delta f} = \overline{f_{21}} + \overline{f_{12}}. \quad (13)$$

В приложении 3 (см. (6)) показано, что величина вектора (13) определяется по формуле

$$\Delta f = r \sin(\varphi_2 - \varphi_1). \quad (14)$$

С учетом (13, 11) отсюда получаем:

$$\Delta F = \sigma \sin(\varphi_2 - \varphi_1). \quad (15)$$

Найдем соотношение между гравитомагнитной силой Лоренца и силой притяжения масс. Сила притяжения двух масс

$$P = \frac{G m_1 m_2}{r^2}. \quad (16)$$

Следовательно,

$$\phi_g = \frac{F}{P} = \zeta\xi \cdot \frac{v_1 v_2}{c^2}. \quad (17)$$

Будем называть эту величину эффективностью гравитомагнитных сил Лоренца. Сравнивая (17) с эффективностью электромагнитных сил Лоренца (см. (7) в приложении 4) находим, что

$$\phi_g = \phi_e \zeta\xi. \quad (18)$$

Следовательно, эффективность гравитомагнитных сил Лоренца намного превышает эффективность электромагнитных сил Лоренца при сравнимых скоростях.

$$\sigma = \frac{\zeta\xi G \cdot m_1 m_2 v_1 v_2}{c^2 r^2}. \quad (8)$$

$$\phi_g = \frac{F}{P} = \zeta \xi \cdot \frac{v_1 v_2}{c^2}. \quad (17)$$

Объединяя (8, 17), получаем

$$F = \phi_g P. \quad (19)$$

Литература

Примечание:

DNA-№.стр - Доклады независимых авторов,
ISSN 2225-6717, <http://dna.izdatelstwo.com/>

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. Гравитомagnetизм. Википедия.
4. Самохвалов В.Н. Массодинамическое и массовариационное взаимодействие движущихся тел, **DNA-13.110**
5. Самохвалов В.Н. Квадрупольное излучение вращающихся масс. “Доклады независимых авторов”, **DNA-14.112**
6. Самохвалов В.Н. Силовое действие массовариационного излучения на твердые тела. **DNA-15.175**
7. Самохвалов В.Н. Исследование силового действия и отражения квадрупольного излучения вращающихся масс от твердых тел, **DNA-18.165**
8. Самохвалов В.Н. Силовые эффекты при массодинамическом взаимодействии в среднем вакууме, **DNA-19.170**
9. Самохвалов В.Н. Исследование и измерение величины силовых эффектов при массодинамическом взаимодействии, **DNA-24.**
10. Савельев И.В. Основы теоретической физики. Том 1 – механика, электродинамика. Москва, Физматгиз, 1991.
11. Андре Анго. Математика для электро- и радиоинженеров, изд. «Наука», Москва, 1964, 772 с.
12. Шульц Э.О. К вопросу о мировом вихревом излучении. Журнал Формирующихся Направлений Науки, номер 12(4), стр. 184-185, 2016, <http://www.unconv-science.org/n12>
13. Зильберман Г.Е. Электричество и магнетизм, Москва, изд. "Наука", 1970.

Глава 2. Уравнения стационарного гравитомагнитного поля

Оглавление

1. Уравнения гравитомагнетизма в стационарном гравитомагнитном поле
 2. Уравнения гравитомагнетизма в цилиндрических координатах (система А)
 3. Решение уравнений гравитомагнетизма в цилиндрических координатах (система А)
 4. Движение по винтовой линии (система А)
 5. Потoki гравитомагнитной энергии (система А)
 6. Уравнения гравитомагнетизма в цилиндрических координатах (система В)
 7. Движение по винтовой линии (система В)
 8. Потoki гравитомагнитной энергии (система В)
 9. Уравнения гравитомагнетизма в декартовых координатах (система В)
- Литература

1. Уравнения гравитомагнетизма в стационарном гравитомагнитном поле

Далее часто будут рассматриваться эксперименты, которые описываются уравнениями Максвелла для гравитомагнетизма в стационарном гравитомагнитном поле. Для получения этих уравнений напомним, прежде всего, уравнения (6-9) из приложения 1 в главе 1:

$$\operatorname{div} E_g = 4\pi G \rho_g, \quad (1)$$

$$\operatorname{div} B_g = 0, \quad (2)$$

$$\operatorname{rot} E_g = -\frac{1}{c} \frac{\partial B_g}{\partial t}, \quad (3)$$

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

где переменные имеют следующий смысл:

B_g - гравитомагнитная индукция,

E_g - гравитоэлектрическая напряженность,

J_g - плотность массовых токов,

ρ_g - плотность массы.

Отбрасывая для стационарного случая слагаемые, зависящие от времени, и не интересующую нас в дальнейшем плотность масса, получаем в системе СИ:

$$\operatorname{div} E_g = 0, \quad (5)$$

$$\operatorname{div} B_g = 0, \quad (6)$$

$$\operatorname{rot} E_g = 0, \quad (7)$$

$$\operatorname{rot} H_g = J_g, \quad (8)$$

где H_g - гравитомагнитная напряженность. В дальнейшем мы будем полагать, что (также, как в электротехнике см. раздел 1.2)

$$E_g = R_m J_g, \quad (9)$$

где R_m - сопротивление движению массовых частиц. Такое предположение может быть правомерным пыльном вихре или цунами. Тогда уравнения (5-6) примут вид (для дальнейшего индекс мы отбросим):

$$\operatorname{div} J = 0, \quad (10)$$

$$\operatorname{div} H = 0, \quad (11)$$

$$\operatorname{rot} J = 0, \quad (12)$$

$$\operatorname{rot} H = J, \quad (13)$$

Итак, уравнения гравитомагнетизма в стационарном гравитомагнитном поле (10-13) связывают гравитомагнитные напряженности H и плотности массовых токов J . Заметим, что эти уравнения полностью аналогичны уравнениям электродинамики для постоянного тока. Последние подробно анализируются в [1]. Здесь мы будем пользоваться полученными в [1] результатами решения этих уравнений.

Мы будем также использовать сокращенную систему уравнений (10-12), которую обычно используют для стационарного магнитного поля.

Далее будем называть систему (10-13) **системой А**, систему (10-12) – **системой В**.

Взаимодействие между движущимися массами описывается гравитомангнитными силами Лоренца (далее ГЛ-силы), аналогичными силам Лоренца в электродинамике, действующими между движущимися электрическими зарядами.

Ниже будет показано, что и у системы А, и у системы В существует множество решений. Наша задача – найти те решения, которые объясняют наблюдаемые явления и эксперименты. Другими словами, надо доказать, что существует решение, адекватное данному явлению. Если обнаружится много таких явлений и экспериментов, то можно будет утверждать с определенной уверенностью, что предлагаемая теория описывает наблюдаемую действительность.

2. Уравнения гравитомангнетизма в цилиндрических координатах (система А)

В цилиндрических координатах r , φ , z , как известно [2],

дивергенция и ротор вектора H имеют соответственно вид

$$\operatorname{div}(H) = \left(\frac{H_r}{r} + \frac{\partial H_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial H_z}{\partial z} \right), \quad (a)$$

$$\operatorname{rot}_r(H) = \left(\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial H_\varphi}{\partial z} \right), \quad (b)$$

$$\operatorname{rot}_\varphi(H) = \left(\frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} \right), \quad (c)$$

$$\operatorname{rot}_z(H) = \left(\frac{H_\varphi}{r} + \frac{\partial H_\varphi}{\partial r} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_r}{\partial \varphi} \right). \quad (d)$$

С учетом этого переишем уравнения (1.10-1.13) в следующем виде:

$$\frac{J_r}{r} + \frac{\partial J_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial J_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial J_z}{\partial z} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{H_r}{r} + \frac{\partial H_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial H_\varphi}{\partial z} = J_r, \quad (3)$$

$$\frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} = J_\varphi, \quad (4)$$

$$\frac{H_\varphi}{r} + \frac{\partial H_\varphi}{\partial r} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_r}{\partial \varphi} = J_z, \quad (5)$$

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial J_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial J_\varphi}{\partial z} = 0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial J_r}{\partial z} - \frac{\partial J_z}{\partial r} = 0, \quad (7)$$

$$\frac{J_\varphi}{r} + \frac{\partial J_\varphi}{\partial r} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial J_r}{\partial \varphi} = 0. \quad (8)$$

Уравнения (1-8) описывают, в сущности, процессы взаимодействия токов, напряженностей и гравитационных сил Лоренца (ГЛ-сил), а именно

1. напряженность гравитационного поля направлена вдоль оси z ,
2. она создает вертикальный поток масс - массовый ток J_z ,
3. вертикальный массовый ток J_z формирует кольцевое гравитомагнитное магнитное поле с напряженностью H_φ и радиальное гравитомагнитное магнитное поле H_r - см. (4),
4. гравитомагнитное магнитное поле H_φ отклоняет ГЛ-силами массы вертикального потока в радиальном направлении, создавая радиальный ток масс - радиальный массовый ток J_r ,
5. гравитомагнитное поле H_φ отклоняет ГЛ-силами массы радиального тока перпендикулярно радиусам, создавая вертикальный ток J_z ,
6. гравитомагнитное магнитное поле H_r отклоняет ГЛ-силами массы вертикального потока перпендикулярно радиусам, создавая кольцевой массовый ток J_φ ,
7. гравитомагнитное магнитное поле H_r отклоняет ГЛ-силами массы кольцевого тока вдоль радиусов, создавая вертикальный ток J_z ,
8. массовый ток J_r формирует вертикальное гравитомагнитное поле H_z и кольцевое гравитомагнитное поле H_φ - см. (2),
9. массовый ток J_φ формирует вертикальное гравитомагнитное поле H_z и радиальное гравитомагнитное поле H_r - см. (3).
10. массовый ток J_z формирует кольцевое гравитомагнитное поле H_φ и радиальное гравитомагнитное поле H_r - см. (4); и т.д.

Система 8-ми уравнений (1-8) относительно 6-ти неизвестных $(H_r, H_\varphi, H_z, J_r, J_\varphi, J_z)$ является переопределенной и может

иметь множество решений. Ниже показывается, что такие решения существуют и определяются некоторые из возможных решений.

3. Решение уравнений гравитомангнетизма в цилиндрических координатах (система А)

Далее мы будем искать решение системы уравнений (2.1-2.8) в виде функций имеющих следующий вид:

$$H_{r.} = h_r(r) \cdot \cos(\alpha\varphi + \chi z), \quad (1)$$

$$H_{\varphi.} = h_{\varphi}(r) \cdot \sin(\alpha\varphi + \chi z), \quad (2)$$

$$H_{z.} = h_z(r) \cdot \sin(\alpha\varphi + \chi z), \quad (3)$$

$$J_{r.} = j_r(r) \cdot \cos(\alpha\varphi + \chi z), \quad (4)$$

$$J_{\varphi.} = j_{\varphi}(r) \cdot \sin(\alpha\varphi + \chi z), \quad (5)$$

$$J_z = j_z(r) \cdot \sin(\alpha\varphi + \chi z). \quad (6)$$

где

χ, α – некоторые константы,

$h_r(r), h_{\varphi}(r), h_z(r), j_r(r), j_{\varphi}(r), j_z(r)$ – функции от координаты r ; производные этих функций будем обозначать штрихами.

Подставляя (1-6) в (2.1-2.8), дифференцируя и сокращая на общие множители, получаем следующую систему:

$$\frac{j_r(r)}{r} + j'_r(r) + \frac{j_{\varphi}(r)}{r} \alpha + \chi \cdot j_z(r) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{h_r(r)}{r} + h'_r(r) + \frac{h_{\varphi}(r)}{r} \alpha + \chi \cdot h_z(r) = 0, \quad (2)$$

$$\frac{1}{r} \cdot h_z(r) \alpha - h_{\varphi}(r) \chi = j_r(r), \quad (3)$$

$$-h_r(r) \chi - h'_z(r) = j_{\varphi}(r), \quad (4)$$

$$\frac{h_{\varphi}(r)}{r} + h'_{\varphi}(r) + \frac{h_r(r)}{r} \cdot \alpha - j_z(r) = 0, \quad (5)$$

$$\frac{1}{r} \cdot j_z(r) \alpha - j_{\varphi}(r) \chi = 0, \quad (6)$$

$$-j_r(r) \chi - j'_z(r) = 0, \quad (7)$$

$$\frac{j_{\varphi}(r)}{r} + j'_{\varphi}(r) + \frac{j_r(r)}{r} \cdot \alpha = 0. \quad (8)$$

В [1, глава 5, раздел 2] показано, что решение системы (1-8) имеет следующий вид:

$$j_\varphi(r) = kh(\alpha, \chi, r), \tag{9}$$

$$j_r(r) = -(j_\varphi(r) + r \cdot j'_\varphi(r)) / \alpha, \tag{10}$$

$$j_z(r) = \frac{\chi}{\alpha} r \cdot j_\varphi(r), \tag{11}$$

$$h_z(r) \equiv 0, \tag{12}$$

$$h_\varphi(r) = -j_r(r) / \chi, \tag{13}$$

$$h_r(r) = -j_\varphi(r) / \chi. \tag{14}$$

где функция (9) определяется уравнением вида

$$-\frac{1}{\alpha} \left(\frac{j_\varphi(r)}{r} + j'_\varphi(r) \right) - \frac{1}{\alpha} (2j'_\varphi(r) + r \cdot j''_\varphi(r)) + \alpha \frac{j_\varphi(r)}{r} = -\frac{\chi^2}{\alpha} r \cdot j_\varphi(r). \tag{15}$$

Это уравнение имеет решение

$$j_\varphi(r) = y(r) + z(r), \tag{16}$$

где функция

$$y(r) = b \cdot r^{\alpha-1}, \quad b - \text{некоторая константа}, \tag{17}$$

а функция $z(r)$ определяется уравнением вида

$$z''(r) = \chi^2 z(r) - \frac{3}{r} z'(r), \tag{18}$$

которое не имеет аналитического решения.

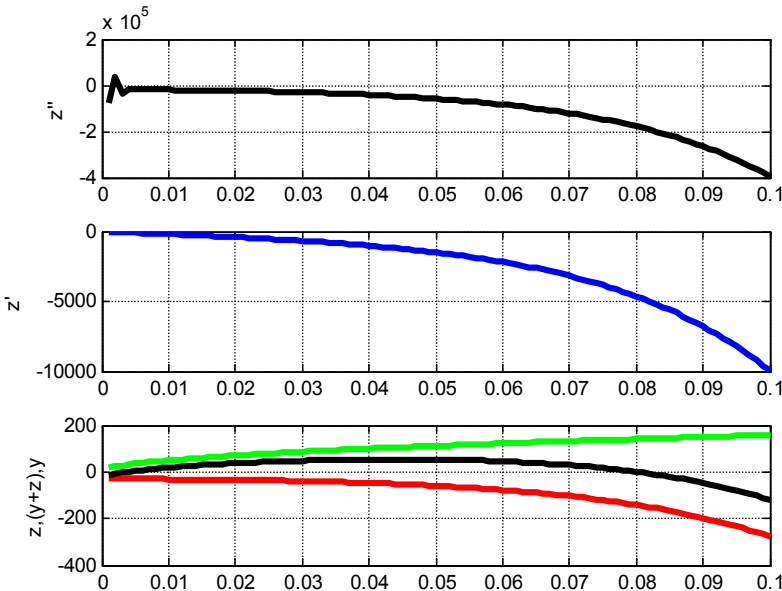
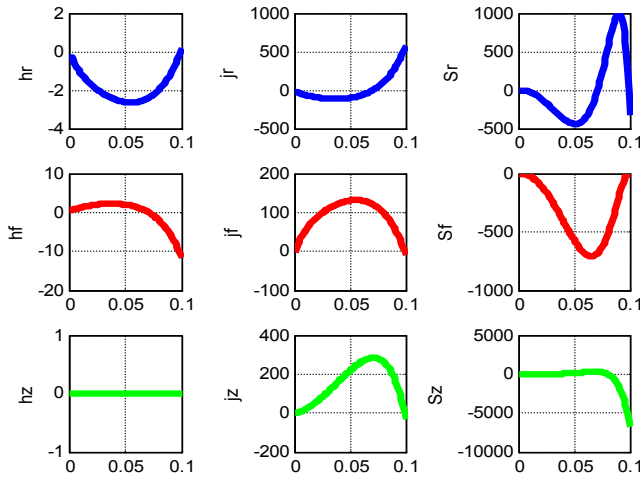


Fig. 13 (FforFig13.m)

Пример 1. Найдем $z(r)$, как решение уравнения (18) при $\chi = 50$ на радиусе $R = 0.1$ и при начальном значении $z_o = z(0) = -30$, а затем вычислим функцию (17) при $\alpha = 1.5$, $b = 500$. На **рис. 13** показаны функции z , z' , z'' , y и суммарная функция $(z + y)$ - см. (16).

Пример 2. На **рис. 3.1** показаны графики функций $j_r(r)$, $j_\varphi(r)$, $j_z(r)$, $h_r(r)$, $h_\varphi(r)$, $h_z(r)$. Эти функции вычисляются при данных $\alpha = 1.5$, $\chi = 50$, $z_o = -30$, $b = 850$ и радиусе провода $R = 0.1$. В первой колонке показаны функции $j_r(r)$, $j_\varphi(r)$, $j_z(r)$, во второй колонке показаны функции $h_r(r)$, $h_\varphi(r)$, $h_z(r)$, а функции, показанные в третьей колонке, будут рассмотрены далее.



Важно отметить, что существует множество решений рассматриваемого типа. Они определяются параметрами α , χ , z_o , b . В силу линейности системы дифференциальных уравнений Максвелла, сумма нескольких решений с различными параметрами α , χ , z_o , b также является решением.

Рассмотрим частное решение, следующее из (16, 17):

$$j_\varphi(r) = b \cdot r^{\alpha-1}, \quad b - \text{некоторая константа}, \quad (21)$$

Тогда из (10, 11) находим:

$$j_r(r) = -\left(b \cdot r^{\alpha-1} + r \cdot (\alpha - 1)b \cdot r^{\alpha-2}\right)\alpha = -b \cdot r^{\alpha-1} = -j_\varphi(r), \quad (22)$$

$$j_z(r) = \frac{\chi}{\alpha} r \cdot b \cdot r^{\alpha-1} = \frac{b\chi}{\alpha} r^\alpha, \quad (23)$$

Например, если

$$\alpha = -1, \text{ то } j_\varphi(r) = b \cdot r^{\alpha-1} = br^{-2} \text{ и } j_z(r) = -b\chi \cdot r^{-1}. \quad (23a)$$

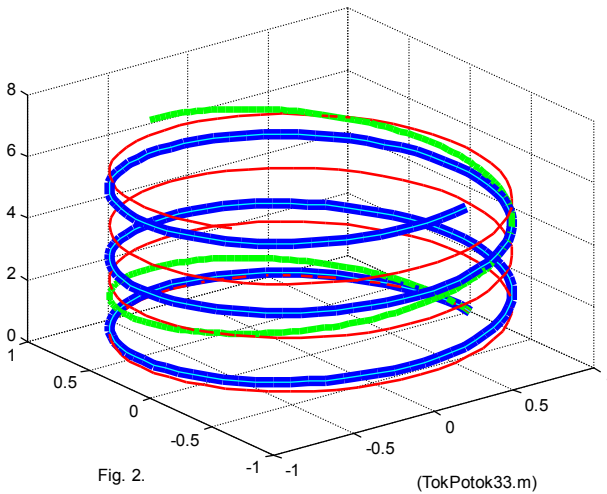
Заметим еще, что в (16) при малых χ имеем: $y(r) \gg z(r)$ и можно полагать, что $j_\varphi(r) \approx y(r)$, т.е. в этом случае второе частное решение является общим.

Итак, функция $j_\varphi(r)$ может изменяться в широких пределах по (24). Таким образом, существует широкий диапазон решений и каждое решение определяется единственной функцией $j_\varphi(r)$ (несмотря на то, что система 8-ми уравнений с 6-ю неизвестными переопределена).

4. Движение по винтовой линии (система А)

Можно полагать, что массовый ток является потоком элементарных масс - ЭМ. Рассмотрим случай, когда средняя скорость ЭМ не зависит от направления массового тока. В частности, при фиксированном радиусе путь, пройденный в единицу времени ЭМ по окружности, и путь, пройденный им по вертикали, будут равны. Следовательно, в этом случае при фиксированном радиусе можно полагать, что

$$\Delta\varphi \equiv \Delta z. \quad (1)$$



В рассмотренной выше системе траектория ЭМ описывается формулами

$$co = \cos(\alpha\varphi + \chi z), \quad (2)$$

$$si = \sin(\alpha\varphi + \chi z), \quad (3)$$

Таким образом, в такой системе на цилиндре постоянного радиуса r существует траектория точки, описываемая формулами (1-3). Такая траектория является винтовой линией. С другой стороны, на этой траектории все напряженности и плотности токов изменяются синусоидально в зависимости от φ . Следовательно,

в рассмотренных выше системах при линия на цилиндре постоянного радиуса r , по которой точка движется так, что все напряженности и плотности токов в ней изменяются синусоидально в зависимости от φ , является винтовой линией.

На основе этого предположения можно построить траекторию движения ЭМ в соответствии с функциями (1-3). На **рис. 2** (из [1]) показаны три винтовые линии при $\Delta\varphi = \Delta z$, описываемые функциями (10, 11) тока: толстая линия при $\alpha = 2$, $\chi = 0.8$, средняя линия при $\alpha = 0.5$, $\chi = 2$ и тонкая линия при $\alpha = 2$, $\chi = 1.6$.

5. Потоки гравитомангнитной энергии (система А)

Еще раз ометим, что взаимодействие между движущимися массами описывается гравитомангнитными силами Лоренца (далее ГЛ-силы), аналогичными силам Лоренца в электродинамике, действующими между движущимися электрическими зарядами. В (1.4.3) показано, что между движущимися массами действуют ГЛ-силы вида

$$F_L = G \cdot \xi \cdot S, \quad (1)$$

где

$$S = (J \times H). \quad (2)$$

Это векторное произведение является плотностью потока гравитомангнитной энергии.

Плотность потока гравитомангнитной энергии (2) в цилиндрических координатах r , φ , z имеет три компоненты S_r , S_φ , S_z , направленные вдоль радиуса, по окружности, вдоль оси соответственно, т.е.

$$S = \begin{bmatrix} S_r \\ S_\varphi \\ S_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} J_\varphi H_z - J_z H_\varphi \\ J_z H_r - J_r H_z \\ J_r H_\varphi - J_\varphi H_r \end{bmatrix}. \quad (3)$$

Таким образом, при известном решении системы уравнений (3.1-3.8) могут быть найдены ГЛ-силы по (3).

Из (3.1-3.6, 3) следует, что

$$S = \begin{bmatrix} S_r \\ S_\varphi \\ S_z \end{bmatrix} = \iiint_{r,\varphi,z} \begin{bmatrix} (j_\varphi h_z - j_z h_\varphi) \cdot \sin^2(\alpha\varphi + \chi z) \\ (j_z h_r - j_r h_z) \cdot \sin(\alpha\varphi + \chi z) \cdot \cos(\alpha\varphi + \chi z) \\ (j_r h_\varphi - j_\varphi h_r) \cdot \sin(\alpha\varphi + \chi z) \cdot \cos(\alpha\varphi + \chi z) \end{bmatrix} dr \cdot d\varphi \cdot dz.$$

или

$$\begin{bmatrix} S_r \\ S_\varphi \\ S_z \end{bmatrix} = \iiint_{r,\varphi,z} \begin{bmatrix} (j_\varphi h_z - j_z h_\varphi) \sin^2(\alpha\varphi + \chi z) \\ (j_z h_r - j_r h_z) \cdot 0.5 \sin(2\alpha\varphi + 2\chi z) \\ (j_r h_\varphi - j_\varphi h_r) \cdot 0.5 \sin(2\alpha\varphi + 2\chi z) \end{bmatrix} dr \cdot d\varphi \cdot dz. \quad (4)$$

На рис. 3.1 в правой колонке показаны функции

$$\begin{bmatrix} \overline{S}_r(r) \\ \overline{S}_\varphi(r) \\ \overline{S}_z(r) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (j_\varphi h_z - j_z h_\varphi) \\ (j_z h_r - j_r h_z) \\ (j_r h_\varphi - j_\varphi h_r) \end{bmatrix}. \quad (5)$$

Из (4, 5) получаем:

$$S = \left(\int_r \begin{bmatrix} \overline{S}_r(r) \\ \overline{S}_\varphi(r) \\ \overline{S}_z(r) \end{bmatrix} dr \right) \cdot \begin{bmatrix} D_3 \\ D_2 \\ D_2 \end{bmatrix}, \quad (6)$$

где

$$\begin{bmatrix} D_3 \\ D_2 \\ D_2 \end{bmatrix} = \iint_{\varphi,z} \begin{bmatrix} \sin^2(\alpha\varphi + \chi z) \\ 0.5 \sin(2\alpha\varphi + 2\chi z) \\ 0.5 \sin(2\alpha\varphi + 2\chi z) \end{bmatrix} d\varphi \cdot dz. \quad (7)$$

В [1, глава 5] получены оценки двойных интегралов из формулы (7) для единицы длины:

$$\tilde{D}_2 \approx \frac{1}{\alpha\chi}, \quad (8)$$

$$\tilde{D}_3 \approx \pi b - 0.5\tilde{D}_2, \quad (9)$$

где b – количество витков винтовой траектории на единице длины.

6. Уравнения гравитомагнетизма в цилиндрических координатах (система В)

С учетом уравнений (а-d) из раздела 2 перепишем уравнения (1.10-1.12) в следующем виде:

$$\frac{H_r}{r} + \frac{\partial H_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial H_\varphi}{\partial z} = J_r, \quad (2)$$

$$\frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} = J_\varphi, \quad (3)$$

$$\frac{H_\varphi}{r} + \frac{\partial H_\varphi}{\partial r} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_r}{\partial \varphi} = J_z, \quad (4)$$

$$\frac{J_r}{r} + \frac{\partial J_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial J_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial J_z}{\partial z} = 0 \quad (5)$$

Уравнения (1-5) описывают, в сущности, процессы взаимодействия токов, напряженностей и гравитационных сил Лоренца (ГЛ-сил) – см. раздел 2.

Система 5-ти уравнений (1-5) относительно 6-ти неизвестных $(H_r, H_\varphi, H_z, J_r, J_\varphi, J_z)$ является переопределенной и может иметь множество решений.

Ниже показывается, что такие решения существуют и для различных случаев определяются некоторые из возможных решений.

Будем вначале искать решение этой системы уравнений (1-5) в виде функций, сепарабельных относительно координат. Эти функции имеют следующий вид:

$$H_r = h_r(r) \cdot \exp(\eta \cdot z), \quad (6)$$

$$H_\varphi = h_\varphi(r) \cdot \exp(\eta \cdot z), \quad (7)$$

$$H_z = h_z(r) \cdot \exp(\eta \cdot z), \quad (8)$$

$$J_r = j_r(r) \cdot \exp(\eta \cdot z), \quad (9)$$

$$J_\varphi = j_\varphi(r) \cdot \exp(\eta \cdot z), \quad (10)$$

$$J_z = j_z(r) \cdot \exp(\eta \cdot z), \quad (11)$$

где

η – некоторая константа,

$h_r(r), h_\varphi(r), h_z(r), j_r(r), j_\varphi(r), j_z(r)$ – функции от координаты r ; производные этих функций будем обозначать штрихами.

Подставляя (6-11) в (1-5), получаем:

$$\frac{h_r}{r} + h'_r + \eta h_z = 0, \quad (12)$$

$$-\eta h_\varphi = j_r, \quad (13)$$

$$\eta h_r - h'_z = j_\varphi \quad (14)$$

$$\frac{h_\varphi}{r} + h'_\varphi = j_z, \quad (15)$$

$$\frac{j_r}{r} + j'_r + \eta j_z = 0. \quad (16)$$

Подставим (13) и (15) в (16). Тогда получим:

$$\frac{-\eta h_\varphi}{r} - \eta h'_\varphi + \eta \left(\frac{h_\varphi}{r} + h'_\varphi \right) = 0. \quad (17)$$

Выражение (17) является тождеством $0=0$. Поэтому (16) следует из (13, 15) и может быть исключено из системы уравнений (12, 16). Оставшиеся уравнения перепишем в виде:

$$h_z = -\frac{1}{\eta} \left(\frac{h_r}{r} + h'_r \right), \quad (18)$$

$$j_z = \frac{h_\varphi}{r} + h'_\varphi, \quad (19)$$

$$j_r = -\eta h_\varphi \quad (20)$$

$$j_\varphi = \eta h_r - h'_z \quad (21)$$

В этой системе 4-х дифференциальных уравнений с 6-ю неизвестными функциями можно произвольным образом определить две функции.

Для дальнейшего мы определим следующие две функции:

$$h_\varphi(r) = -qr \cdot e^{br^m}, \quad (22)$$

$$h_r(r) = -h \cdot e^{br^n}, \quad (23)$$

Тогда

$$h'_\varphi(r) = -q(1 + bmr^m) \cdot e^{br^m}, \quad (24)$$

$$h'_r(r) = -h b m r^{n-1} \cdot e^{br^n}. \quad (25)$$

Из (18) находим:

$$h_z = \frac{h \cdot e^{br^n}}{\eta \cdot r} (1 + bmr^n). \quad (26)$$

Найдем:

$$\begin{aligned} h'_z &= \frac{h}{\eta} \left(\left(\frac{e^{br^n}}{r} \right)' (1 + bmr^n) + \left(\frac{e^{br^n}}{r} \right) (1 + bmr^n)' \right), \\ h'_z &= \frac{h}{\eta} \left(\left(\frac{bnr^{n-1} e^{br^n}}{r} - \frac{e^{br^n}}{r^2} \right) (1 + bmr^n) + \left(\frac{e^{br^n}}{r} \right) bmnr^{n-1} \right), \\ h'_z &= \frac{h}{\eta} e^{br^n} \left(\left(\frac{bnr^n}{r^2} - \frac{1}{r^2} \right) (1 + bmr^n) + \left(\frac{1}{r^2} \right) bmnr^n \right), \\ h'_z &= \frac{h}{\eta} e^{br^n} \frac{1}{r^2} (b^2 r^{2n} nm + bnr^n (n - m + mn) - 1). \end{aligned} \quad (27)$$

Далее из (19-24, 27) находим:

$$j_z = \frac{-q \cdot e^{br^m}}{r} (2 + bmr^m), \quad (28)$$

$$j_r = q\eta r \cdot e^{br^m}, \quad (29)$$

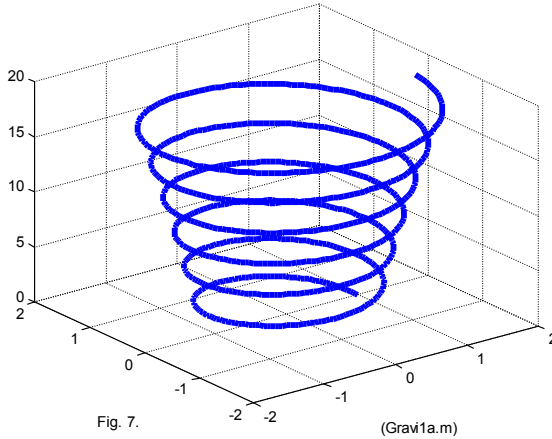
$$j_\varphi = -he^{br^n} \left(\eta + \frac{1}{\eta \cdot r^2} (b^2 r^{2n} nm + bnr^n (n - m + mn) - 1) \right). \quad (30)$$

Итак, далее мы будем использовать решение системы (12-16) в виде функций $(h_r, h_\varphi, h_z, j_r, j_\varphi, j_z)$, определенных по (23, 22, 26, 29, 30, 28) соответственно.

7. Движение по винтовой линии (система В)

Можно полагать, что массовый ток является потоком элементарных масс - ЭМ. Рассмотрим случай, когда средняя скорость ЭМ не зависит от направления массового тока. В частности, при фиксированном радиусе пути, пройденный в единицу времени ЭМ по окружности, и путь, пройденный им по вертикали, будут равны. Следовательно, в этом случае при фиксированном радиусе можно полагать, что

$$\Delta\varphi \equiv \Delta z. \quad (1)$$



В рассмотренной выше системе траектория ЭМ описывается в системе координат (r, φ) равномерным движением по окружности, радиус которой изменяется по экспоненте (см. рис. 7):

$$r \equiv \exp(\eta \cdot z). \tag{2}$$

8. Потоки гравитоманнитной энергии (система В)

Еще раз ометим, что взаимодействие между движущимися массами описывается гравитоманнитными силами Лоренца (далее ГЛ-силы), аналогичными силам Лоренца в электродинамике, действующими между движущимися электрическими зарядами. В (1.4.3) показано, что между движущимися массами действуют ГЛ-силы вида

$$F_L = G \cdot \xi \cdot S, \tag{1}$$

где

$$S = (J \times H). \tag{2}$$

Это векторное произведение является плотностью потока гравитоманнитной энергии.

Плотность потока гравитоманнитной энергии (2) в цилиндрических координатах r, φ, z имеет три компоненты S_r, S_φ, S_z , направленные вдоль радиуса, по окружности, вдоль оси соответственно, т.е.

$$S = \begin{bmatrix} S_r \\ S_\varphi \\ S_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} J_\varphi H_z - J_z H_\varphi \\ J_z H_r - J_r H_z \\ J_r H_\varphi - J_\varphi H_r \end{bmatrix}. \tag{3}$$

Таким образом, при известном решении системы В в виде (2.23, 2.22, 2.26, 2.29, 2.30, 2.28) могут быть найдены ГЛ-силы по (3).

Из (2.6-2.11, 3) следует, что

$$S = \begin{bmatrix} S_r \\ S_\varphi \\ S_z \end{bmatrix} = \iiint_{r,\varphi,z} \begin{bmatrix} (j_\varphi h_z - j_z h_\varphi) \exp^2(\eta \cdot z) \\ (j_z h_r - j_r h_z) \cdot \exp^2(\eta \cdot z) \\ (j_r h_\varphi - j_\varphi h_r) \exp^2(\eta \cdot z) \end{bmatrix} dr \cdot d\varphi \cdot dz. \quad (4)$$

или

$$S = \begin{bmatrix} S_r \\ S_\varphi \\ S_z \end{bmatrix} = 2\pi \left(\int_z \exp^2(\eta \cdot z) \cdot dz \right) \left(\int_r \begin{bmatrix} (j_\varphi h_z - j_z h_\varphi) \\ (j_z h_r - j_r h_z) \\ (j_r h_\varphi - j_\varphi h_r) \end{bmatrix} dr \right). \quad (4)$$

Обозначим:

$$\begin{bmatrix} \overline{S_r}(r) \\ \overline{S_\varphi}(r) \\ \overline{S_z}(r) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (j_\varphi h_z - j_z h_\varphi) \\ (j_z h_r - j_r h_z) \\ (j_r h_\varphi - j_\varphi h_r) \end{bmatrix}. \quad (5)$$

9. Уравнения гравитомангнетизма в декартовых координатах (система В)

В декартовых координатах уравнения (1.10-1.12) принимают следующий вид:

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = J_x, \quad (1)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = J_y, \quad (2)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = J_z, \quad (3)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} + \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial J_x}{\partial x} + \frac{\partial J_y}{\partial y} + \frac{\partial J_z}{\partial z} = 0. \quad (5)$$

Литература

1. Хмельник С.И. Непротиворечивое решение уравнений Максвелла. Publisher by “MiC”, printed in USA, Lulu Inc., ID 18555552, Израиль, 2016, ISBN 978-1-329-96074-9, редакция 7, 170 с.
2. Андре Анго. Математика для электро- и радиоинженеров, изд. «Наука», Москва, 1964, 772 с.

Глава 3. О возможности использования гравитационных сил для выполнения работы

Ниже доказываем, что источник консервативных сил (и, в том числе, гравитационных сил) **совершает** работу по **замкнутым** траекториям движения множества тел, если эти тела не связаны жестко и между ними действуют силы, зависящие от скорости движения этих тел (сокращенный вариант этой главы был опубликован в [1, 2], как приложение).

Вначале рассмотрим примеры.

Пример 1. Имеется электрический заряд Q и намного меньший по величине заряд $q_1 \ll Q$. Кулоновские силы, действующие на заряд q_1 со стороны заряда Q , не совершают работу по замкнутой траектории движения заряда q_1 . Пусть имеется еще один заряд $q_2 \ll Q$ и оба заряда q_1 и q_2 движутся по близким замкнутым траекториям. Тогда между ними действуют силы Лоренца. Пусть среда, в которой движутся заряды q_1 и q_2 , оказывает некоторое сопротивление их движению. Тогда под действием сил Лоренца будет совершаться работа. Энергия для совершения этой работы поступает от электрического заряда Q (это аналогично тому, что силы Лоренца в качестве сил Ампера совершают работу за счет энергии источника тока). Таким образом, источник кулоновских сил совершает работу по замкнутым траекториям движения двух зарядов.

Пример 2. Имеется двигатель постоянного тока с самовозбуждением (в нем якорь и обмотка электромагнитного возбуждения соединены последовательно или параллельно). В таком двигателе источником энергии является источник постоянного напряжения, т.е. источник кулоновских сил. Этот источник явным образом совершает работу.

В общем случае из этих примеров следует, что источник кулоновских сил совершает работу по замкнутым траекториям движения множества несвязанных зарядов. Поскольку кулоновские силы являются консервативными, то предыдущее заключение эквивалентно тому, что

- 0) источник консервативных сил совершает работу по замкнутым траекториям движения множества тел, если
- тело - это то, на что действует консервативная сила,
 - тела не связаны жестко,
 - между телами действуют силы, зависящие от скорости движения этих тел.

Консервативные силы (по определению) не совершают работу по замкнутой траектории. Сила тяжести является консервативной (что доказывается математически). Отсюда делается вывод о том, что

- 1) не существует двигатель, использующий только консервативные силы (в частности, силы тяжести) для выполнения работы.

Далее *бездоказательно* делается вывод о том, что

- 2) **не** существует двигатель, использующий **энергию** источника консервативных сил (в частности, сил тяжести) для выполнения работы.

Кулоновские силы также являются консервативными. Отсюда по аналогии можно сделать вывод 1). Однако вывод 2) легко опровергается предыдущим утверждением 0). Следовательно, в общем случае неверно утверждение 2), а верно следующее утверждение

- 3) **может** существовать двигатель, использующий **энергию** источника консервативных сил для выполнения работы.

Тем не менее, существование двигателя, использующего энергию источника **электрических консервативных сил** (ЭКС), еще не означает, что существует двигатель, использующий энергию источника **гравитационных консервативных сил** (ГКС).

Электрические силы создают движение зарядов по замкнутой траектории – *электрический ток*, который формирует магнитное поле. При этом энергия ЭКС превращается в магнитную энергию. Это происходит даже в том случае, если для движения зарядов по замкнутой траектории не затрачивается энергия. Таким образом, энергия ЭКС превосходит энергию механического движения зарядов. В этом – причина существования двигателя, использующего энергию ЭКС.

Гравитационные силы также могут создать движение масс по замкнутой траектории – *массовый ток*. Массовый ток тоже формирует *гравитоманнитное поле* – см. главу 1. Тогда по аналогии с предыдущим, можно предположить, что

4) **может** существовать двигатель, использующий **энергию** источника **гравитационных** консервативных сил для выполнения работы.

Это не противоречит закону сохранения энергии: в работу превращается энергия ГКС, а источник энергии ГКС теряет часть своей энергии (нельзя утверждать, что энергия ГКС может быть использована только для выполнения работы по перемещению масс).

Подойдем к рассматриваемому вопросу с другой стороны.

Сила тяжести является консервативной силой, т.е. работа силы тяжести не зависит от траектории движения и определяется только начальным и конечным положением точки приложения этой силы. В этом утверждении не рассматривается скорость движения этой точки. Как правило, работа силы тяжести не зависит от этой скорости. Например, работа силы тяжести может быть потрачена на преодоление трения и изменение скорости точки. При этом потраченная потенциальная энергия тела равна работе силы трения (направленной **противоположно** силе тяжести) и увеличение кинетической энергии тела вне зависимости от траектории и скорости движения.

Назовем работу силы тяжести, не зависящую от скорости и от траектории, **консервативной** работой силы тяжести. Видимо, в механике нельзя найти пример, когда скорость движения влияет на работу силы тяжести, т.е. когда работа силы тяжести не является консервативной.

Однако формально такой пример можно обнаружить. Предположим, что сила "квazitрения" направлена **вдоль** силы тяжести и зависит от скорости, а, кроме того, сила этого "квazitрения" создается благодаря движению под действием силы тяжести (также, как и сила обычного трения). Тогда увеличение кинетической энергии тела равна сумме консервативной работы и работы силы "квazitрения". Однако последняя также совершается силой тяжести (по только что принятому предположению). Следовательно, в этом случае работа силы тяжести больше консервативной работы, т.е. работа силы тяжести не является консервативной.

Видимо, в механической системе нельзя найти такой случай. Однако, в электромеханической системе такой случай возможен. Рассмотрим движение заряженных тел – тяжелых электрических зарядов (ТЭЗ) в поле сил тяжести. На такие заряды действуют силы тяжести, силы электрического притяжения\отталкивания и силы Лоренца. Силы Лоренца, как известно, не совершают работу, но используют работу внешних сил – в данном случае - сил тяжести (электрическими силами можно пренебречь). Поскольку силы Лоренца зависят от скорости, то в этом случае и работа сил тяжести зависит от скорости движения (ТЭЗ) по данной траектории.

Таким образом, **в электромеханической системе силы тяжести не являются консервативными.** (Заметим, что существует и другой случай принципиального отличия законов в механике и электромеханике: в механике соблюдается третий закон Ньютона, а в электромеханике он не соблюдается из-за тех же сил Лоренца).

Из основных уравнений ОТО следует, что в слабом гравитационном поле при малых скоростях, т.е. на Земле, можно пользоваться МГМ-уравнениями для описания гравитационных взаимодействий. Это означает, что существуют гравитационные волны, и на массу m , движущуюся в гравитомагнитном поле со скоростью v , действует гравитомагнитная сила Лоренца (ГЛ-сила).

Итак, в механической системе (также как и в электромеханической системе) могут возникать силы Лоренца, т.е. **в механической системе силы тяжести не являются консервативными, если движение под действием сил тяжести вызывает появление гравитомагнитных сил Лоренца.**

Таким образом, силы тяжести могут совершать работу.

Литература

1. Хмельник С.И. Математическая модель песчаного вихря, «Доклады независимых авторов», изд. «DNA», printed in USA, ISSN 2225-6717, Lulu Inc., ID 16537771, Россия-Израиль, 2015, вып. 33, ISBN 978-1-329-02052-8, <http://lib.izdatelstwo.com/Papers/33.141.pdf>; см. также <http://vixra.org/abs/1504.0169>;
2. Хмельник С.И. Уравнение водоворота, <http://vixra.org/abs/1506.0090>

Глава 3. Природные явления

Существуют многочисленные природные явления, которые можно объяснить предположением о значительной величине гравитомагнитных сил. Насколько известно автору, для многих из них отсутствует строгая математическая модель и, следовательно, количественные оценки. Ниже эти явления и их математические модели описываются подробно.

Глава 4.1. Песчаный вихрь

Оглавление

1. Введение
 2. Математическая модель
 3. Потоки энергии
 4. Вертикальная устойчивость и высота вихря
 5. Движение вихря
 6. Сохранение формы вихря
- Литература

1. Введение

Широко известен пыльный вихрь, который представляет собой почти вертикальный столб пыли – см. рис. 1.

Такой вихрь имеет вертикальную ось вращения, высоту - несколько десятков метров, диаметр – несколько метров, время существования - несколько десятков секунд [1]. Существуют и подобные ему явления – водяной, воздушный, пепловый вихри. Причинами возникновения принято считать различные атмосферные явления (ветер, нагрев атмосферы). Однако само существование песчаного вихря - сохранение формы и движение трудно объяснить теми же причинами. Кроме того, существуют и движутся такие вихри и на Марсе, где атмосфера отсутствует – см. рис. 2 [1]. Поэтому при объяснении таких вихрей главным является вопрос об источнике энергии.

Итак, ниже рассматривается вопрос об источнике энергии в песчаном вихре. Атмосферные явления не могут быть единственным источником энергии, поскольку такие вихри существуют и на Марсе, где атмосфера отсутствует. Ниже показывается, что источником энергии для песчаного вихря является энергия гравитационного поля - см. главу 3. Во всяком случае, на Марсе трудно обнаружить другой источник энергии. Предлагается математическая модель песчаного вихря, в которой используется система максвеллоподобных уравнений гравитации. Объясняются некоторые свойства песчаного вихря - сохранение цилиндрической вертикальной формы вихря, движение вихря в целом.



Рис. 1.



Рис. 2.

Модель основана на следующих предположениях. Песчаный вихрь состоит из материальных частиц - песчинок. Движение этих частиц уподобляется массовым токам. Массовые токи в гравитационном поле описываются МПГ-уравнениями. Взаимодействие между движущимися массами описывается гравитомангнитными силами Лоренца (далее ГЛ-силы), аналогичными силам Лоренца в электродинамике, действующими между движущимися электрическими зарядами.

Токи, возникающие в вихре, циркулируют (как показано ниже) по сечению вихря и по вертикали (вверх, вниз). Кинетическая энергия такой циркуляции расходуется на потери от столкновений песчинок. Она поступает от гравитирующего тела. Потенциальная энергия вихря не изменяется и, следовательно, не расходуется. Т.е. в этом случае нет преобразования потенциальной энергии в кинетическую и обратно. Однако гравитирующее тело расходует свою энергию на создание и поддержание массовых токов - см. главу 3.

Поддержка вихря в вертикальном положении объясняется следующим образом. Из аналогии между уравнениями Максвелла и МПГ следует, что может существовать поток S гравитационной энергии. Такой поток может существовать и не изменяться во времени. Вместе с потоком существует гравитационный импульс. Если тело находится в потоке гравитационной энергии (и этот

поток не изменяется во времени), то на тело действует противоположно направленной потоку S сила $F=S \setminus c$ где c – скорость света. Это следует из закона сохранения импульса. Еще раз подчеркнем, что это – полная аналогия между гравитационным и электромагнитным полем. Для электромагнитного поля эти соотношения рассмотрены в главе 1.

В теле вихря вместе с постоянными массовыми токами существует (как показано ниже) постоянный во времени поток гравитационной энергии. Он направлен вниз. В соответствии с вышесказанным на тело вихря действует сила, направленная вверх и удерживающая тело вихря в вертикальном положении.

2. Математическая модель

В главе 2 показаны уравнения для гравитомагнитных напряженностей H и плотностей массовых токов J для стационарного гравитомагнитного поля. В данном случае они дополняются и принимают вид:

$$\operatorname{div}(J)=0, \quad (a)$$

$$\operatorname{div}(H)=0, \quad (b)$$

$$\operatorname{rot}(H+H(J_o))-J-J_o=0. \quad (c1)$$

$$\operatorname{rot}J=0, \quad (d)$$

Здесь в эти уравнения добавлена плотность вертикального массового тока J_o . Известно, что $H_\varphi=J_o r$. Поскольку в определении ротора входит производная $\partial H/\partial r$ и $\partial H_\varphi/\partial r=J_o$, то уравнение (c1) упрощается, принимая вид

$$\operatorname{rot}(H)-J=0. \quad (c)$$

Решение уравнений (a, b, c, d) принято считать равным нулю. Однако в главе 2 показывается, что при наличии тока J_o должно существовать ненулевое решение этих уравнений.

В цилиндрических координатах r, φ, z уравнения (a, b, c) имеют вид (см. главу 3):

$$\frac{J_r}{r} + \frac{\partial J_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial J_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial J_z}{\partial z} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{H_r}{r} + \frac{\partial H_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial H_\varphi}{\partial z} = J_r, \quad (3)$$

$$\frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} = J_\varphi, \quad (4)$$

$$\frac{H_\varphi}{r} + \frac{\partial H_\varphi}{\partial r} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_r}{\partial \varphi} = J_z, \quad (5)$$

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial J_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial J_\varphi}{\partial z} = 0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial J_r}{\partial z} - \frac{\partial J_z}{\partial r} = 0, \quad (7)$$

$$\frac{J_\varphi}{r} + \frac{\partial J_\varphi}{\partial r} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial J_r}{\partial \varphi} = 0. \quad (8)$$

Таким образом, основной массовый ток J_0 создает дополнительные массовые токи J_r , J_φ , J_z и гравитоманнитные поля H_r , H_φ , H_z . Они должны удовлетворять уравнениям (1-8).

Массовые токи

$$J = n \cdot m \cdot v, \quad (9)$$

а их кинетическая энергия

$$W = n \cdot m \cdot v^2 / 2, \quad (10)$$

где n - количество песчинок в потоке, m - масса песчинки, v - скорость потока песчинок. Таким образом, равные массовые токи могут обладать разной кинетической энергией.

В главе 2 показано, что для уравнений (1-8) существует решение в виде функций, имеющих следующий вид:

$$H_r = h_r(r) \cdot \cos(\alpha\varphi + \chi z), \quad (11)$$

$$H_\varphi = h_\varphi(r) \cdot \sin(\alpha\varphi + \chi z), \quad (12)$$

$$H_z = h_z(r) \cdot \sin(\alpha\varphi + \chi z), \quad (13)$$

$$J_r = j_r(r) \cdot \cos(\alpha\varphi + \chi z), \quad (14)$$

$$J_\varphi = j_\varphi(r) \cdot \sin(\alpha\varphi + \chi z), \quad (15)$$

$$J_z = j_z(r) \cdot \sin(\alpha\varphi + \chi z), \quad (16)$$

где

χ , α – некоторые константы,

$h_r(r)$, $h_\varphi(r)$, $h_z(r)$, $j_r(r)$, $j_\varphi(r)$, $j_z(r)$ – функции от координаты r ; производные этих функций будем обозначать штрихами.

Эти функции определены следующими зависимостями:

$$j_\varphi(r) = kh(\alpha, \chi, r), \quad (17)$$

$$j_r(r) = -(j_\varphi(r) + r \cdot j_\varphi'(r)) / \alpha, \quad (18)$$

$$j_z(r) \alpha = r \cdot j_\varphi(r) \frac{\chi}{\alpha}, \quad (19)$$

$$h_z(r) \equiv 0, \quad (20)$$

$$h_\varphi(r) = -j_r(r) / \chi, \quad (21)$$

$$h_r(r) = -j_\varphi(r) / \chi. \quad (22)$$

Важно отметить, что существует множество решений рассматриваемого типа. Они определяются параметрами α , χ , z_0 , b .

Если тело вихря рассматривать как вращающуюся конструкцию, то можно утверждать, что скорость вращения пылинок и их плотность будет увеличиваться в сторону от центра. Соответственно, плотность кольцевого массового тока $j_\varphi(r)$ (как произведение плотности массы на линейную скорость вращения) будет увеличиваться с увеличением радиуса. Следовательно, указанное решение может описывать вихрь, если функция $j_\varphi(r)$ является линейной функцией вид:

$$j_\varphi(r) \approx a + br, \quad (23)$$

где a , b – константы.

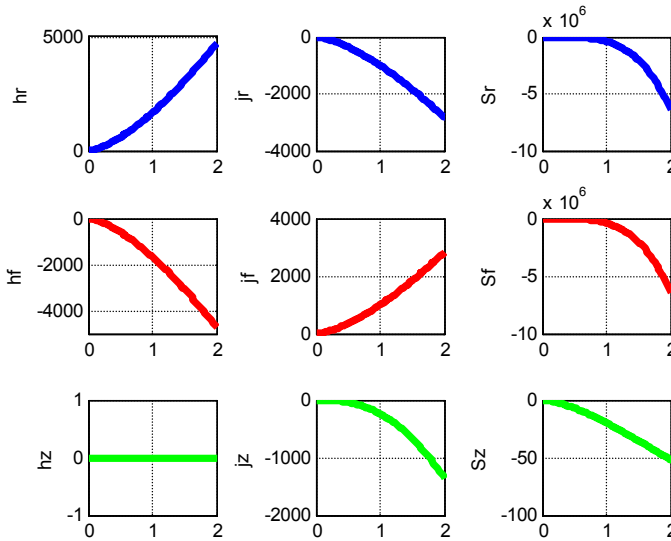


Fig.1. (fig-Pyl-1.m)

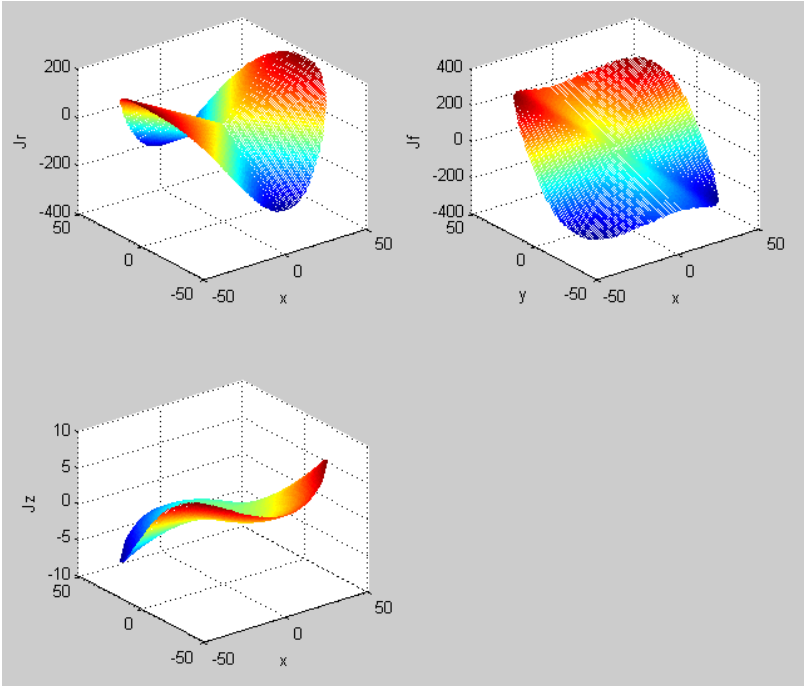


Рис. 2. (fig_Pyl_2.m)

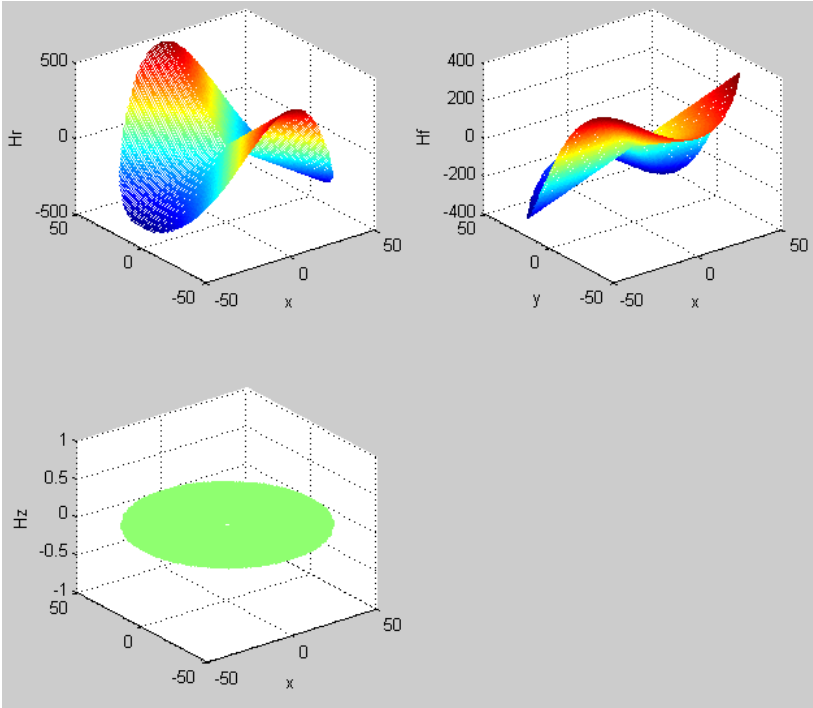


Рис. 3. (fig_Pyl_2.m)

Пример 1.

На рис. 1 показаны графики функций $j_r(r)$, $j_\varphi(r)$, $j_z(r)$, $h_r(r)$, $h_\varphi(r)$, $h_z(r)$. Эти функции вычисляются при данных $\alpha = 2.5$, $\chi = -0.6$, $z_0 = 0.01$, $b = 1000$ и радиусе вихря $R = 2$. В первой колонке показаны функции $h_r(r)$, $h_\varphi(r)$, $h_z(r)$, а во второй колонке показаны функции $j_r(r)$, $j_\varphi(r)$, $j_z(r)$, а функции, показанные в третьей колонке, будут рассмотрены далее.

На рис. 2 показаны функции J_r , J_φ , J_z при $z=0$ - см (14-15).

На рис. 3 показаны функции H_r , H_φ , H_z при $z=0$ - см. (11-13)

Здесь важно отметить, что вертикальные токи циркулируют так, что сумма токов J_z по каждой окружности и в каждом сечении равна нулю – см. (16). Это означает, что в каждом цилиндрическом слое вихря существуют встречные потоки (вверх-вниз). Таким образом, массы-пылинки движутся по замкнутой траектории и силы тяжести не совершают работу по этой траектории. Тем не менее, совершается работа по преодолению сил трения между пылинками при перемещении пылинок ГЛ-силами. Эта работа выполняется за счет энергии гравитационного поля – см. главу 3.

3. Потоки энергии

В главе 2.5 показано, что вместе с массовыми токами и в том же физическом объеме существуют потоки гравитомангнитной энергии. В цилиндрической системе координат эти внутренние потоки направлены

- по радиусу - S_r ;
- по окружности - S_φ ;
- по вертикали - S_z .

Плотности этих потоков описываются формулой вида

$$\begin{bmatrix} S_{r0}(r, \varphi, z) \\ S_{\varphi0}(r, \varphi, z) \\ S_{z0}(r, \varphi, z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (j_\varphi h_z - j_z h_\varphi) \sin^2(\alpha\varphi + \chi z) \\ (j_z h_r - j_r h_z) \cdot \sin(\alpha\varphi + \chi z) \cdot \cos(\alpha\varphi + \chi z) \\ (j_r h_\varphi - j_\varphi h_r) \sin(\alpha\varphi + \chi z) \cdot \cos(\alpha\varphi + \chi z) \end{bmatrix}. \quad (1)$$

При этом полные потоки равны интегралам этих плотностей:

$$S = \begin{bmatrix} S_r \\ S_\varphi \\ S_z \end{bmatrix} = \iiint_{r,\varphi,z} \begin{bmatrix} S_{r0}(r, \varphi, z) \\ S_{\varphi0}(r, \varphi, z) \\ S_{z0}(r, \varphi, z) \end{bmatrix} dr \cdot d\varphi \cdot dz. \quad (2)$$

ИЛИ

$$S = \begin{bmatrix} S_r \\ S_\varphi \\ S_z \end{bmatrix} = \left(\int_r \begin{bmatrix} \overline{S_r}(r) \\ \overline{S_\varphi}(r) \\ \overline{S_z}(r) \end{bmatrix} dr \right) \cdot \begin{bmatrix} D_3 \\ D_2 \\ D_2 \end{bmatrix}, \quad (3)$$

ГДЕ ПЛОТНОСТИ ЭТИХ ПОТОКОВ

$$\begin{bmatrix} \overline{S_r}(r) \\ \overline{S_\varphi}(r) \\ \overline{S_z}(r) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (j_\varphi h_z - j_z h_\varphi) \\ (j_z h_r - j_r h_z) \\ (j_r h_\varphi - j_\varphi h_r) \end{bmatrix}. \quad (4)$$

Величины

$$\begin{bmatrix} D_3 \\ D_2 \\ D_2 \end{bmatrix} = \iint_{\varphi,z} \begin{bmatrix} \sin^2(\alpha\varphi + \chi z) \\ 0.5 \sin(2\alpha\varphi + 2\chi z) \\ 0.5 \sin(2\alpha\varphi + 2\chi z) \end{bmatrix} d\varphi \cdot dz. \quad (5)$$

Получены оценки этих двойных интегралов для единицы длины:

$$\tilde{D}_2 \approx \frac{1}{\alpha\chi}, \quad (6)$$

$$\tilde{D}_3 \approx \pi b - 0.5\tilde{D}_2, \quad (7)$$

где b – количество витков винтовой траектории на единице длины.

На рис. 1 функции (4) показаны в правом столбце. Кроме того, на рис. 4 показаны функции (1) при $z=0$.

Потоки энергии отсутствует вне тела вихря. Эти внутренние потоки энергии обеспечивают

- определенную высоту вихря,
- вертикальную устойчивость,
- движение вихря,
- сохранение формы вихря.

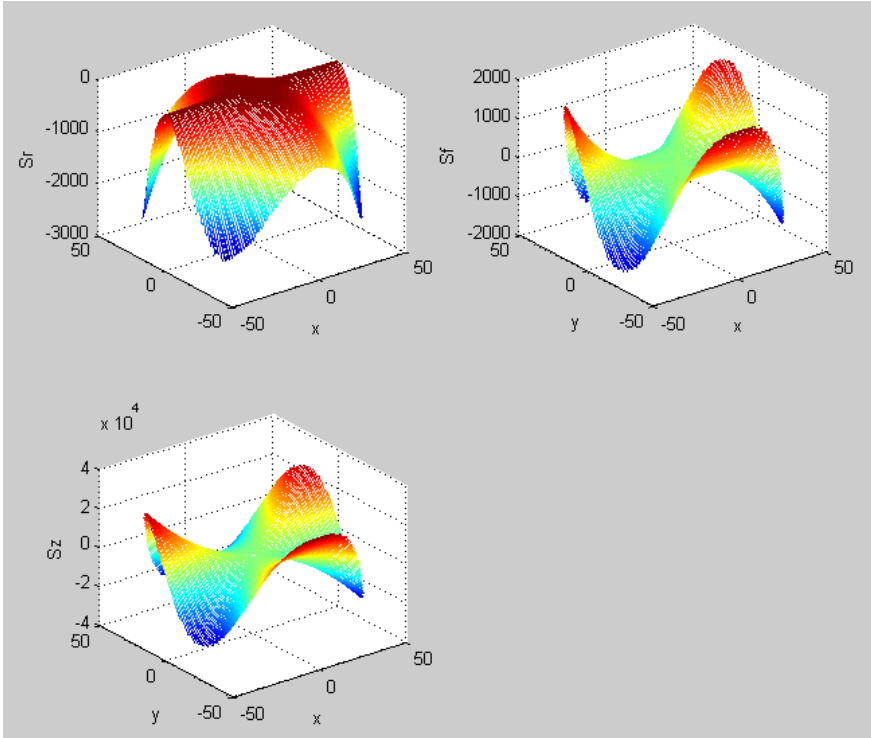


Рис. 4. (fig_Pyl_2.m)

4. Вертикальная устойчивость и высота вихря

Тело вихря пронизывают потоки гравитационной энергии, которые создается массовыми токами. В частности, в теле вихря существует поток энергии, направленный по вертикали, с плотностью

$$\overline{S_z} = J_r H_\varphi - J_\varphi H_r. \quad (1)$$

Известно [2], что поток с данной плотностью, пронизывающий тело, создает действующую на тело силу давления с плотностью (давление)

$$F_z = \frac{\overline{S_z}}{c}, \quad (2)$$

противоположно направленную потоку. Поскольку поток энергии S_z направлен вниз (см. рис. 1), то противоположно направленная ему сила (2) направлена вверх и поддерживает вихрь в вертикальном положении. Ей противодействует и уравнивает ее сила тяжести, которая уменьшается с высотой. Кроме того, плотность

массы вихря также уменьшается с высотой из-за испарения массы через боковую поверхность вихря за счет массового тока J_r . На некоторой высоте плотность силы тяжести становится равной давлению. Этим условием и определяется высота вихря.

5. Движение вихря

Траектория движения вихря плохо предсказуема. Можно сказать, что вихрь совершает хаотические движения. Для того чтобы найти причину такого движения снова обратимся к рассмотрению внутреннего потока электромагнитной энергии. Выше показано, что в теле вихря существует поток энергии, направленный по радиусу, с плотностью

$$\overline{S}_r = J_\phi H_z - J_z H_\phi. \quad (1)$$

Также, как и для вертикального потока энергии, этому потоку соответствует сила с плотностью

$$F_r = \frac{\overline{S}_r}{c}. \quad (2)$$

Найдем полную силу, действующую в теле вихря по радиусу,

$$F_{ro} = \frac{1}{c} \int_0^R \overline{S}_r \cdot r \cdot dr. \quad (3)$$

При симметричном распределении радиального потока суммарная сила (3) равна нулю. Если же осевая симметрия вихря нарушена, то возникает нескомпенсированная сила. Пусть $\xi < 1$ – коэффициент, характеризующий нарушение симметрии. Тогда нескомпенсированная сила может быть найдена по формуле

$$F_{zo} = \frac{1}{c} \left(\int_0^{R/2} \overline{S}_r \cdot r \cdot dr - \xi \int_{R/2}^R \overline{S}_r \cdot r \cdot dr \right). \quad (4)$$

или

$$F_{zo} = \frac{(1-\xi)}{c} \int_{R/2}^R \overline{S}_r \cdot r \cdot dr. \quad (5)$$

Эта сила приводит к движению вихря в целом. Причиной такого искажения (и, как следствие, движение вихря) является инерция песчинок. Таким образом, движение вихря совершается за счет внутренней энергии (а не за счет силы ветра). Это мы наблюдаем на Марсе.

Другой причиной движения вихря (в земных условиях) является сопротивление воздуха. При движении вихря надо учесть

тот факт, что сопротивление воздуха создает дополнительный поток - массовый ток, направленный против скорости поступательного движения вихря. В главе 47 показано, что этот массовый ток создает силу, направленную по скорости поступательного движения вихря (как это ни парадоксально звучит).

6. Сохранение формы вихря

Любое изменение формы вихря должно сопровождаться изменением внутренних потоков энергии. При этом должны измениться внутренние импульсы – см., например, (4.2, 5.2). При этом должна измениться сумма импульсов. Следовательно, изменение формы может быть вызвано только внешним импульсом. Таким образом, при отсутствии внешнего импульса вихрь сохраняет свою форму.

Безусловно, ветер также может влиять на форму и движение вихря. Наша цель состояла в том, чтобы показать, что все метаморфозы вихря и само его существование могут быть обусловлены внутренней энергией, точнее – гравитационной энергией.

Литература

1. Пыльный вихрь, https://ru.wikipedia.org/wiki/Пыльный_вихрь.
<http://lib.izdatelstwo.com/Papers/25.62.pdf>
2. Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс. Фейнмановские лекции по физике. Т. 6. Электродинамика. Москва, изд. "Мир", 1966.

Глава 4.5. Неволновая математическая модель ВОДНОГО СОЛИТОНА

Оглавление

1. Введение
 2. Математическая модель
 3. Потоки энергии
 4. Вертикальная устойчивость
 5. Движение солитона
- Литература

Введение

Изучение солитонов началось с известного наблюдения Рассела за появлением и движением водного солитона. С тех пор появилось много различных математических моделей солитона, а водный солитон превратился в незначительный частный случай большой группы физических явлений, соответствующих этим математическим моделям [2-5]. Однако, насколько известно автору, эти модели рассматривают волновые процессы, а в водных солитонах явным образом наблюдаются процессы переноса вещества. Морская волна переносит энергию, но оставляет на месте воду – вода только колеблется по вертикали. Солитон переносит воду – цунами, продолжающее движение по суше, должно быть доказательством этого. Кроме того, перенос воды по горизонтали невозможно объяснить колебанием масс по вертикали и преобразованием кинетической энергии в потенциальную и обратно. Перенос воды по горизонтали должен быть связан с горизонтальным потоком кинетической энергии, который не может быть получен из потенциальной энергии. Можно вспомнить про ветер, но даже в первом наблюдении Рассела не было ветра. Кажется неубедительным представление о том, что причиной движения солитона является ветер и нелинейность среды. Создается впечатление, что внутри этого "устройства" есть собственный двигатель, а сопротивление среды – лишь катализатор, сила, которая

давит на педаль газа. Этот вопрос подробнее рассматривается в главе 4.7.

Показывается, что водный солитон, будучи "родоначальником" теории солитонов, выпадает из волновой математической модели солитонов. Поэтому ниже рассматривается неволновая математическая модель, рассматриваются потоки вещества и энергии внутри водного солитона, выявляется источник энергии, объясняются его форма и причины устойчивости формы и движения солитона в целом. Эта модель полностью аналогична математической модели песчаного вихря – см. главу 4.1.

Рассмотрим вначале солитон с цилиндрическим основанием. Его математическая модель аналогична математической модели песчаного вихря. Тело солитона пронизывают потоки гравитационной энергии, которые создается массовыми токами. Формульные зависимости между токами и потоками энергии рассмотрены в главе 4.1. для песчаного вихря. Этими же зависимостями можно воспользоваться в данном случае.

2. Вертикальная устойчивость

Явное отличие, которое необходимо обосновать, - колоколообразная форма водяного солитона в отличие от цилиндрической формы песчаного вихря. Это отличие обусловлено тем, что верхние слои солитона давят на нижние слои силой тяжести. Рассмотрим, к чему это приводит.

В частности, в теле солитона существует поток энергии, направленный по вертикали, с плотностью

$$S_z = -j_\phi h_\phi r^2 \frac{\alpha}{2}. \quad (30)$$

Этот поток энергии создает силу давления, действующую в каждом сечении на тело солитона радиусом R ,

$$F_{z0} = -\frac{1}{c} \int_0^R S_z 2\pi r \cdot dr = \frac{1}{c} j_\phi h_\phi \pi \alpha \int_0^R r^3 \cdot dr = \frac{j_\phi h_\phi \pi \alpha R^4}{4c}. \quad (32)$$

Поскольку поток энергии (30) направлен вниз, то противоположно направленная ему сила (32) направлена вверх и поддерживает солитон в вертикальном положении. Ей противодействует и уравновешивает ее сила тяжести.

Отсюда следует, что радиус солитона должен убывать при увеличении z . Оценим зависимость радиуса от z , обозначив ее как $R(z)$. Итак,

$$F_{zo} = \frac{j_\varphi h_\varphi \pi \alpha}{4c} (R(z))^4. \quad (33)$$

Сила тяжести части вихря расположенного выше уровня равна

$$P(z) = - \int_z^L p \cdot \pi (R(z))^2 dz. \quad (34)$$

где p – плотность воды. Силы (33, 34) уравновешиваются, т.е.

$$\frac{j_\varphi h_\varphi \pi \alpha}{4c} (R(z))^4 = \int_z^L p \cdot \pi (R(z))^2 dz. \quad (35)$$

Дифференцируя это выражение, получаем:

$$\frac{j_\varphi h_\varphi \pi \alpha}{4c} \cdot \frac{d}{dz} \left((R(z))^4 \right) = -p \cdot \pi (R(z))^2$$

или

$$(R(z)) \frac{d(R(z))}{dz} = -\eta, \quad (36)$$

где

$$\eta = \frac{pc}{j_\varphi h_\varphi \alpha}. \quad (36a)$$

Функция $R(z)$ определяется как решение этого уравнения. Для этого должны быть задано начальное условие $R(0)$. Для иллюстрации на рис. 3 показаны функции $R(z)$ и $R'(z)$ при $R(0) = 10$ и $\eta = 2$ - верхние кривые, $\eta = 3$ - нижние кривые.

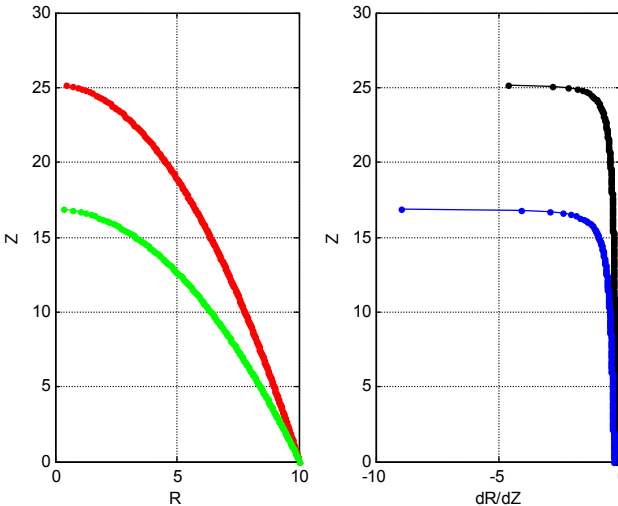


Рис. 3.

При данном $R(z)$ можно по (34) найти вес солитона

$$P_o = -p \cdot \pi \int_o^L (R(z))^2 dz, \quad (37)$$

объем солитона

$$V_o = \pi \int_o^L (R(z))^2 \cdot dz \quad (38)$$

и высоту центра тяжести солитона

$$L_o = \frac{p \cdot \pi}{P_o} \int_o^L (R(z))^2 z \cdot dz. \quad (39)$$

Потенциальная энергия солитона

$$W_p = P_o L_o / g \quad (40)$$

где g - ускорение свободного падения. Объединяя (39, 40), находим

$$W_p = \frac{p \cdot \pi}{g} \int_o^L (R(z))^2 z \cdot dz. \quad (41)$$

Кинетическая энергия солитона W_k , в котором масса циркулирует "верх-вниз", равна потенциальной энергии (если пренебречь потерями на внутреннее трение), т.е.

$$W_k \approx W_p. \quad (42)$$

Эта энергия является энергией массовых токов. Потери этой энергии на внутреннее трение пополняются энергией гравитационного поля.

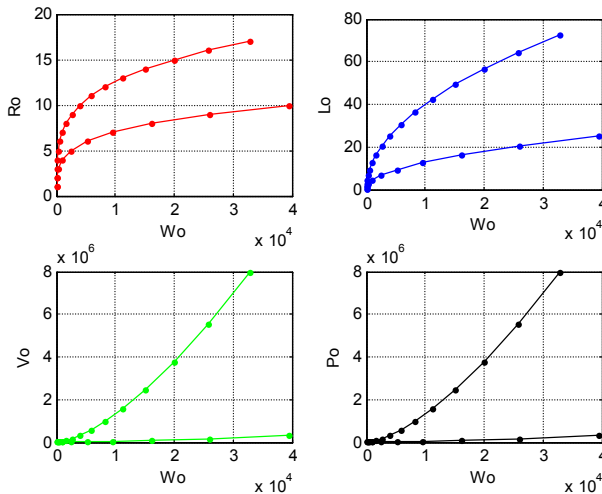


Рис. 4.

В момент образования солитона он получает энергию $W_o \approx W_k \approx W_p$. Из (36, 41) следует, что начальный радиус $R_o = R(0)$ зависит от начальной энергии W_o (при данных p, g, η). В свою очередь, от $R(0)$ зависят высота, форма, объем, вес солитона. Рассмотрим эти зависимости при $p=1, g=10, \eta=2$ - см. рис. 4, где верхние кривые относятся к значениям W_o , указанным на оси, а нижние к значениям $W_o/10$.

На рис. 5 показана зависимость высоты солитона от нижнего радиуса $L_o = f(R_o)$. Вид этой функции зависит от коэффициента найти η . При известной из наблюдений функции $L_o = f(R_o)$ можно найти значение коэффициента найти η . На рис. 5 коэффициент $\eta=2, 4, 7$ (верхняя, средняя, нижняя кривые соответственно).

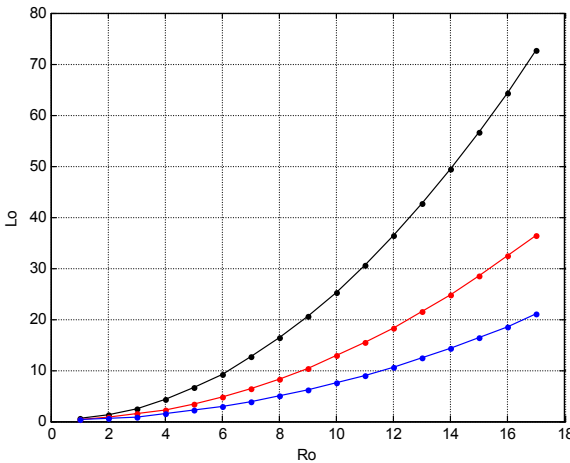


Рис. 5.

5. Движение солитона

Траектория движения солитона плохо предсказуема и этом солитон схож с песчаным вихрем – см. раздел 4.1.5. При движении и солитона, и вихря надо учесть тот факт, что сопротивление воздуха создает дополнительный поток - массовый ток, направленный против скорости их поступательного движения. В главе 4.7 показано, что этот массовый ток создает силу, направленную по скорости поступательного движения вихря (как это ни парадоксально звучит).

Гравитационная энергия в солитоне преобразуется в кинетическую энергию внутренних струй воды, которая, в свою очередь, преобразуется в тепловую энергию трения и в кинетическую энергию движения солитона.

Литература

1. Хмельник С.И. Математическая модель песчаного вихря, <http://vixra.org/pdf/1504.0169v3.pdf>
2. Верин О.Г. Солитон и физика, <http://www.sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/12297.html>
3. Кудрящов Н.А. Нелинейные волны и солитоны, 1997, <http://www.pereplet.ru/obrazovanie/stsoros/265.html>
4. Многоликий солитон, <http://ilib.mccme.ru/djvu/bib-kvant/soliton.htm>
5. Теория солитонов. Математическое описание и физические приложения, http://ksit.psu.ru/dmdocuments/Solitons_auo_book.pdf

Глава 4.3. Водоворот

Оглавление

1. Введение
 2. Основная математическая модель
 3. Уравнения гидродинамики для водоворота
 4. Вычислительный алгоритм
 5. Анализ уравнений водоворота
 6. Потoki энергии
 7. Давление
 8. Траектория частиц
 9. Выводы
- Литература

1. Введение

Недавно появилась математическая модель океанических водоворотов [1], которая практически полностью совпадает с моделями, построенными для космических черных дыр. Сходство между водоворотами и черными дырами обнаруживается в том, что нечто, оказавшееся вблизи этих объектов, вовлекается в них и никогда не возвращается. Столь далекая аналогия подчеркивает (на наш взгляд), как далека от завершения математическая модель водоворотов. Ниже автор тоже предпринимает попытку построения такой модели. Предлагаемая модель, как и вышеупомянутая, строится на базе одной теории – теории относительности. Но предлагаемая модель более приземлена (или, если хотите, приводнена), поскольку используются также и уравнения гидродинамики, и следствия из теории относительности, выполняющиеся только в условиях слабого земного притяжения.

Интересен еще вопрос об источнике энергии, позволяющей водовороту длительное время вращаться в окружении неподвижных вод. Этот вопрос становится еще более важным в связи с тем, что именно водовороты (а не Луна) являются источниками энергии для приливов и отливов [2]. В [1] источник энергии водоворотов не анализируется. Ниже показывается, что этим источником является гравитационное поле Земли.

В предлагаемой ниже математической модели водоворота используется система МГМ-уравнений гравитомагнетизма, описанных в главе 1. Модель основана на следующих предположениях: движение воды уподобляется массовым токам; взаимодействие между движущимися массами объясняется существованием гравитомагнитных сил Лоренца (ГЛ-сил).

Массовые токи в водовороте циркулируют по горизонтальным сечениям водоворота и по вертикали. Кинетическая энергия такой циркуляции расходуется на потери от внутреннего трения. Она поступает от гравитирующего тела - Земли. Потенциальная энергия водоворота не изменяется и, следовательно, не расходуется. Т.е. в этом случае нет преобразования потенциальной энергии в кинетическую и обратно. Однако гравитирующее тело расходует свою энергию на создание и поддержание массовых токов - см. главу 3.

В водовороте массовые токи создают напряженности; массовые токи вместе с напряженностями создают силы Лоренца; силы Лоренца воздействуют на массы, движущиеся в токе, изменяя тем самым направление токов. Все эти процессы вместе описываются МГМ-уравнениями, в которых силы Лоренца исключены. Однако эти процессы можно проследить последовательно и связать их с МГМ-уравнениями – см. главу 3.

2. Основная математическая модель

Предлагаемую математическую модель интересно сопоставить с реальным водоворотом – см. рис. 0.

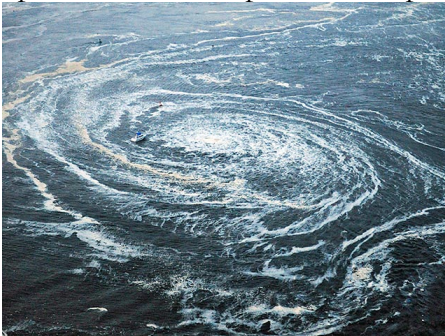


Рис. 0а.



Рис. 0в.

В главе 2 (см. (2.6.1-2.6.5)) показано, что уравнения для гравитомагнитных напряженностей H и плотностей массовых

ТОКОВ J для стационарного гравитоманнитного поля в цилиндрических координатах r , φ , z имеют вид:

$$\frac{H_r}{r} + \frac{\partial H_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial H_\varphi}{\partial z} = J_r, \quad (2)$$

$$\frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} = J_\varphi, \quad (3)$$

$$\frac{H_\varphi}{r} + \frac{\partial H_\varphi}{\partial r} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_r}{\partial \varphi} = J_z, \quad (4)$$

$$\frac{J_r}{r} + \frac{\partial J_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial J_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial J_z}{\partial z} = 0 \quad (5)$$

При известном решении системы уравнений (1-5) могут быть найдены ГА-силы по (2.8.1-2.8.3).

3. Уравнения гидродинамики для водоворота

Водоворот, как движение воды, удовлетворяет также уравнению Навье-Стокса для вязкой несжимаемой жидкости. Для стационарного течения это уравнение имеет следующий вид (см., например, [3]):

$$\operatorname{div}(v) = 0, \quad (16)$$

$$\nabla p - \mu \cdot \Delta v + \rho(v \cdot \nabla)v - \rho F_m = 0, \quad (17)$$

где

ρ - постоянная плотность воды,

μ - коэффициент внутреннего трения,

p - давление,

v - скорость течения в данной точке, вектор,

F_m - массовая сила, вектор.

Массовый ток и скорость течения связаны очевидным соотношением

$$J = \rho \cdot v. \quad (18)$$

Следовательно, уравнения (7) и (16) идентичны, а уравнение (17) можно переписать в виде

$$\nabla p - \frac{\mu}{\rho} \cdot \Delta J + \frac{1}{\rho} (J \cdot \nabla)J - \rho \cdot F = 0. \quad (19)$$

Массовыми силами здесь являются ГЛ-силы F_L и силы тяжести P , т.е., с учетом (2.9),

$$F = G \cdot \xi \cdot S_o + P. \quad (20)$$

При известных токах и силах по (19) может быть найдено давление. Следовательно, система уравнений

$$(2.1-2.5, 2.8.1-2.8.3, 19, 20) \quad (21)$$

является системой уравнений водоворота, позволяющей найти распределение скоростей и давлений в теле водоворота.

4. Вычислительный алгоритм

Будем вначале искать решение этой системы уравнений (2.1-2.5) в виде функций, сепарабельных относительно координат. Эти функции имеют следующий вид:

$$H_{r.} = h_r(r) \cdot \exp(\eta \cdot z), \quad (1)$$

$$H_{\varphi.} = h_{\varphi}(r) \cdot \exp(\eta \cdot z), \quad (2)$$

$$H_{z.} = h_z(r) \cdot \exp(\eta \cdot z), \quad (3)$$

$$J_{r.} = j_r(r) \cdot \exp(\eta \cdot z), \quad (4)$$

$$J_{\varphi.} = j_{\varphi}(r) \cdot \exp(\eta \cdot z), \quad (5)$$

$$J_z = j_z(r) \cdot \exp(\eta \cdot z), \quad (6)$$

где

η – некоторая константа,

$h_r(r)$, $h_{\varphi}(r)$, $h_z(r)$, $j_r(r)$, $j_{\varphi}(r)$, $j_z(r)$ – функции от координаты r ; производные этих функций будем обозначать штрихами.

В приложении 1 показано, что решение этой системы уравнений может иметь следующий вид:

$$h_r(r) = -h \cdot e^{br^n}, \quad (7)$$

$$h_{\varphi}(r) = -qr \cdot e^{br^m}, \quad (8)$$

$$h_z = \frac{h \cdot e^{br^n}}{\eta \cdot r} (1 + bmr^n), \quad (9)$$

$$j_r = q\eta r \cdot e^{br^m}, \quad (10)$$

$$j_{\varphi} = -he^{br^n} \left(\eta + \frac{1}{\eta \cdot r^2} (b^2 r^{2n} nm + bnr^n (n - m + mn) - 1) \right), \quad (11)$$

$$j_z = \frac{-q \cdot e^{br^m}}{r} (2 + bmr^m). \quad (12)$$

Итак, далее мы будем использовать решение системы (2.1-2.5) в виде (6-11), где функции $(h_r, h_\varphi, h_z, j_r, j_\varphi, j_z)$ определены по (7-12) соответственно.

Алгоритм решения системы (3.21) может быть, например, таким:

1. определяются напряженности и токи $(h_r, h_\varphi, h_z, j_r, j_\varphi, j_z)$ по (7-12),
2. определяются ГЛ-силы по (2.8.1-2.8.3),
3. определяются массовые силы по (3.20),
4. определяются давления по (3.19).

5. Анализ уравнений водоворота

Далее мы будем анализировать решение (4.1-4.12).

Начало координат расположим на поверхности океана, а ось oz направим вертикально вверх. Тогда при $z < 0$ и $\eta > 0$ величина направление тока J_z определяется его знаком, причем ток направлен вверх или вниз, если $\text{sign}(J_z) > 0$ или $\text{sign}(J_z) < 0$ соответственно. Существует некоторый радиус $r = R_b$, при котором $J_z = 0$. Назовем R_b радиусом "вертикального спокойствия".

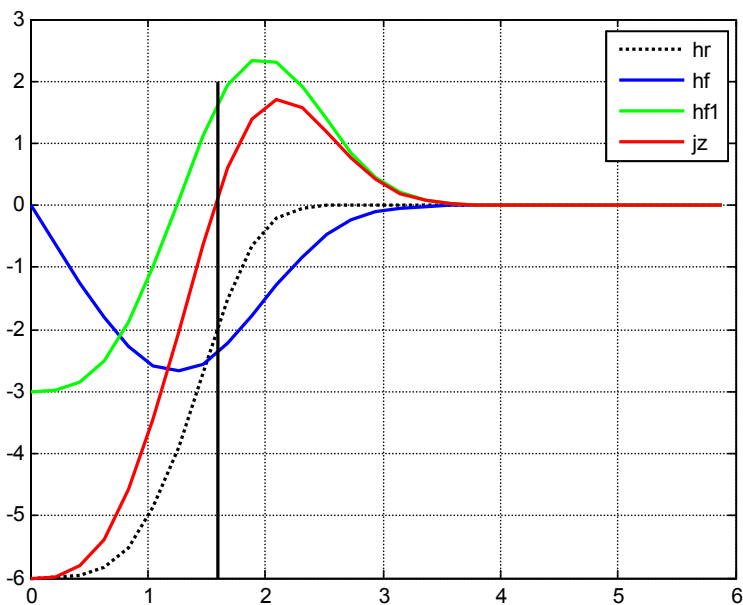


Fig.1. (fig-Vod-1.m)

На рис. 1 показаны функции $h_r(r)$, $h_f(r)$, $h'_f(r)$, $j_z(r)$ при $q = 3$, $h = 6$, $\beta = -0.17$, $m = 3$, $n = 4$. Показана также вертикаль при $R_b = 1.6$.

Итак, существует некоторый радиус "вертикального спокойствия", на котором вертикальный ток воды отсутствует ($J_z = 0$), а ближе к центру водоворота ток воды направлен вниз ($J_z < 0$), но при удалении от этого радиуса вода поднимается вверх ($J_z > 0$). Таким образом, вода окружающего океана вливается в воронку с этим радиусом "вертикального спокойствия".

Рассмотрим векторное поле токов J_r , J_z в вертикальной плоскости сечения водоворота. На рис. 2 представлен фрагмент этого поля для частей плоскости $r = 0, 3$ и $z = 0, -1.4$ при том же значении констант. Показана также "вертикаль спокойствия". Видно, что массовые токи (эквивалентные скоростям) резко уменьшаются с увеличением расстояния до центра водоворота.

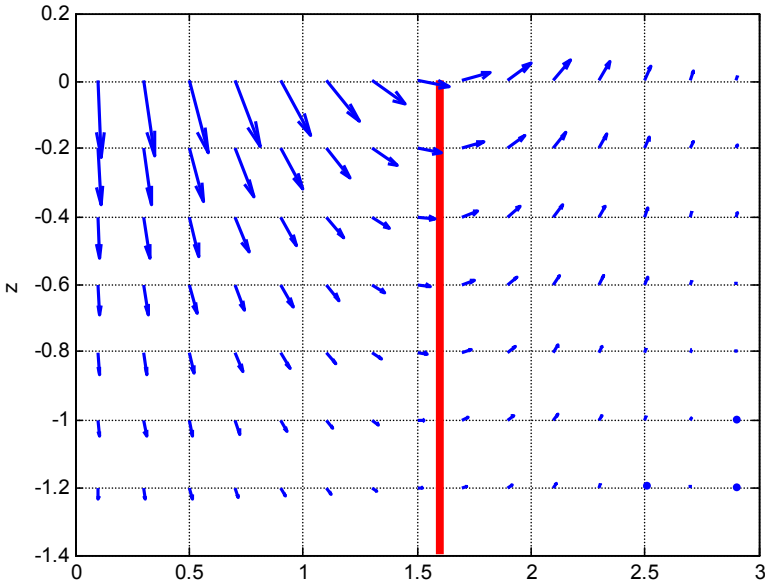


Fig. 2 (VodovorotFig.m)

Таким образом, массовые токи в водовороте циркулируют по вертикали. При этом в малой центральной области масса воды с большой скоростью опускается вниз, а в отдаленной, но значительной по объему области, с малой скоростью поднимается вверх. На свободной поверхности океана вдоль оси образуется

углубление, а вдоль границ образуется возвышение – это можно увидеть на рис. 2, если мысленно объединить концы стрелок на верхней горизонтали. Вода с возвышения устремляется в углубление. Кинетическая энергия такой циркуляции расходуется только на потери от внутреннего трения. Потенциальная энергия водоворота не изменяется. Т.е. в этом случае нет преобразования потенциальной энергии в кинетическую и обратно. Однако (как уже указывалось) гравитирующее тело расходует свою энергию на создание и поддержание массовых токов - см. главу 3.

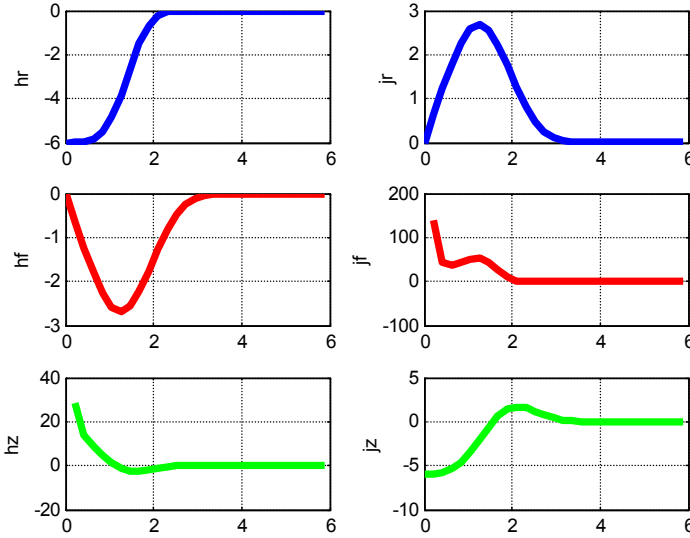


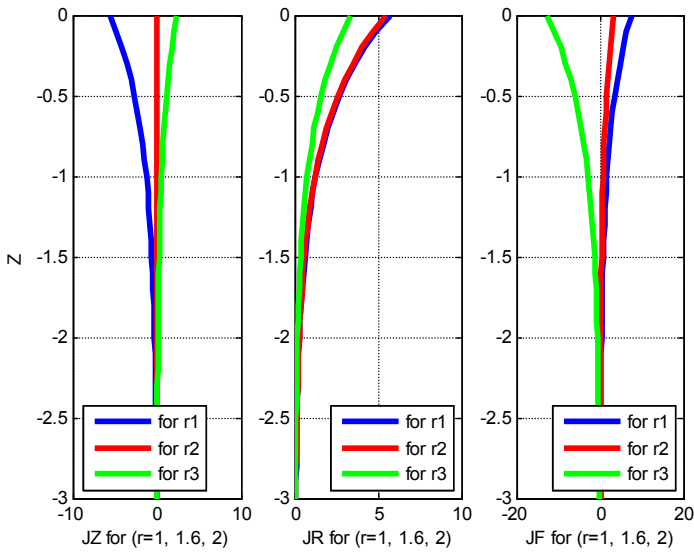
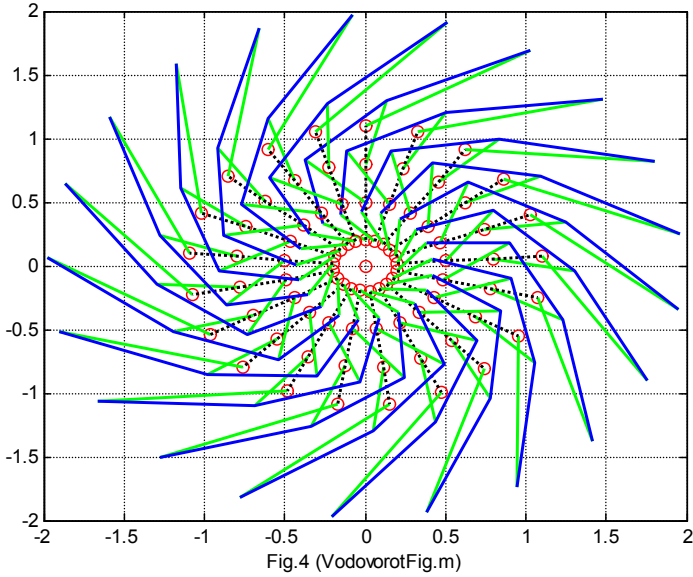
Fig.3. (fig-Vod-1.m)

Рассмотрим те части $h_r, h_\varphi, h_z, j_r, j_\varphi, j_z$ сепарабельных функций (1-6), которые зависят от координаты r . На рис. 3 представлены графики этих частей при прежних значениях констант.

Рассмотрим теперь векторное поле токов J_r, J_φ на окружности в горизонтальной плоскости водоворота при прежних значениях констант – см. рис. 4. Здесь кружками обозначены анализируемые точки, расположенные на "пунктирных" радиусах. "Зеленые (бледные)" короткие отрезки показывают векторы токов, пропорциональные скоростям, а "синие (темные)" отрезки объединяют концы этих векторов. Видно, что распределение векторов напоминает рис. 0. Видно, что на малых радиусах скорости направлены по касательной к окружности, а с увеличением радиуса

увеличиваются радиальные составляющие общей скорости, но общие скорости уменьшаются.

На рис. 5 представлены еще графики токов J_r , J_φ , J_z в зависимости от z при нескольких значениях r и при прежних значениях констант.



6. Потоки энергии

По (2.8.5) определены проекции вектора плотности потока гравитомангнитной энергии

$$\begin{bmatrix} \overline{S}_r(r) \\ \overline{S}_\varphi(r) \\ \overline{S}_z(r) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (j_\varphi h_z - j_z h_\varphi) \\ (j_z h_r - j_r h_z) \\ (j_r h_\varphi - j_\varphi h_r) \end{bmatrix}. \quad (1)$$

Вектор потока энергии на окружности сечения горизонтальной плоскости определяется как

$$\begin{bmatrix} S_r(r) \\ S_\varphi(r) \\ S_z(r) \end{bmatrix} = 2\pi \cdot r \cdot \begin{bmatrix} \overline{S}_r(r) \\ \overline{S}_\varphi(r) \\ \overline{S}_z(r) \end{bmatrix}. \quad (2)$$

Кроме того, мы будем определять суммарный поток энергии

$$S = \sqrt{(S_r^2 + S_\varphi^2 + S_z^2)}. \quad (2)$$

На рис. 6 представлены проекции векторов (1, 3) в зависимости от z при нескольких значениях r и при прежних значениях констант.

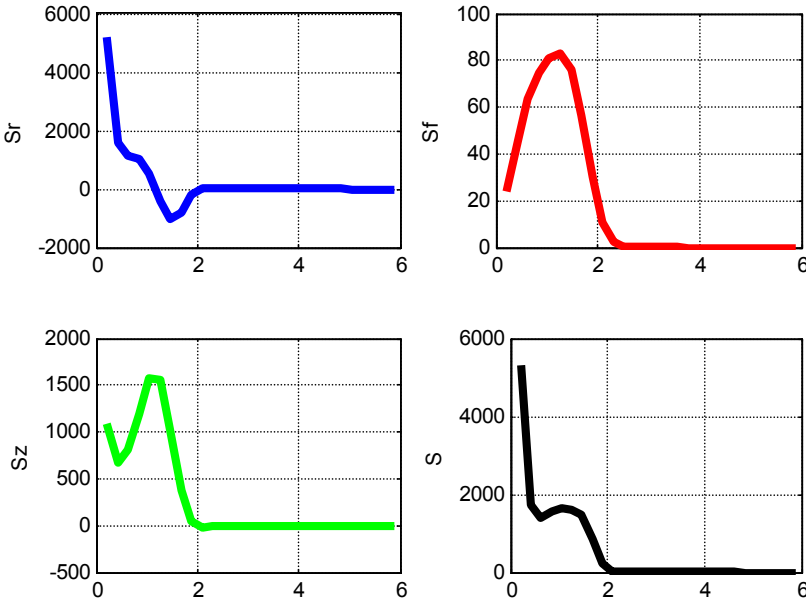


Fig.6. (fig-Vod-1.m)

На рис. 7 представлены проекции векторов (1, 3) на плоскости вертикального сечения водоворота в зависимости от Z при нескольких значениях r и при прежних значениях констант. Видно, что величина потока энергии убывает от центра струи вниз и вбок.

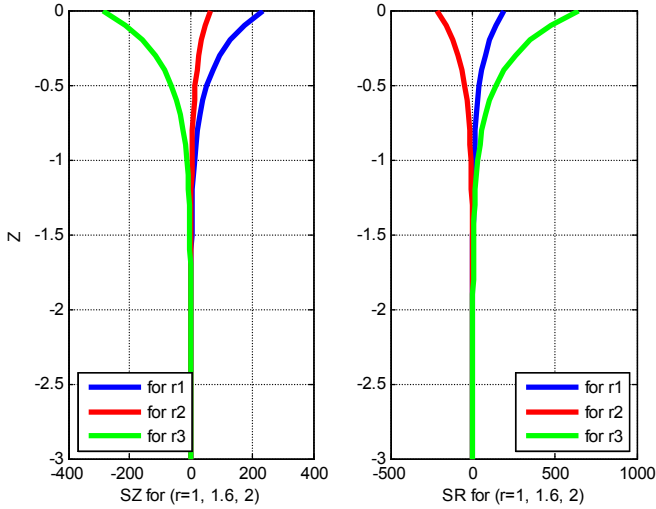


Fig. 7 (VodovorotFig.m)

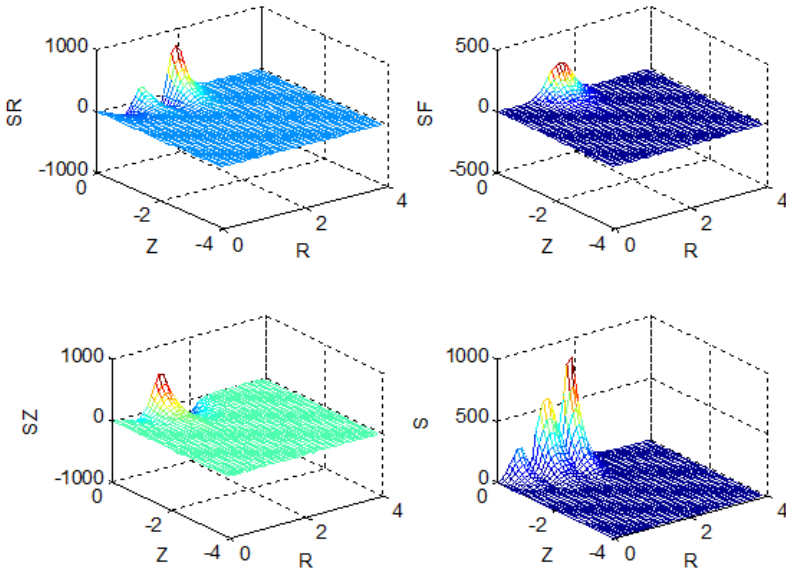


Fig. 8 (VodovorotFig.m)

На рис. 8 показаны проекции векторов (1, 3) на плоскости вертикального сечения при прежних значениях констант. Видно, что вертикальный поток энергии меняет знак в зависимости r . Существуют такие значения констант (они применены в данном случае), при которых суммарный поток энергии в каждом горизонтальном сечении равен нулю.

Таким образом, в водовороте поток энергии циркулирует по вертикали. Следовательно, энергия вертикальной циркуляции остается постоянной. Потенциальная энергия водоворота также остается постоянной. Таким образом, в этом случае нет преобразования потенциальной энергии в кинетическую и обратно. Поток энергии циркулирует также по окружности. Радиальный поток энергии расходуется на компенсацию потерь от внутреннего трения. Эта энергия может поступать только извне – от гравитирующего тела (как уже указывалось - см. главу 2).

Рассмотрим еще кинетическую энергию массовых токов на окружности сечения горизонтальной плоскости. Эта энергия пропорциональна величинам

$$(W_r, W_\varphi, W_z) = 2\pi \cdot r \cdot (J_r^2, J_\varphi^2, J_z^2) \quad (3)$$

$$W = (W_r + W_\varphi + W_z). \quad (4)$$

На рис. 9 представлены эпюры энергий (3, 4) на плоскости вертикального сечения водоворота при прежних значениях констант. Указаны также суммарные значения каждого вида энергии. Видно, что наибольшую величину имеет энергия круговых токов и эта энергия сосредоточена в узкой центральной трубке.

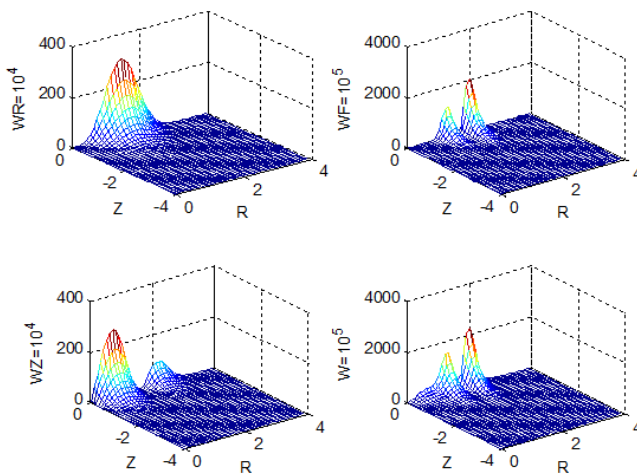


Fig. 9 (VodovorotFig.m)

7. Давление

Рассмотрим в заключение расчет давления в водовороте по алгоритму, описанному в разделе 4. При этом давление будем определять по формуле (3.19), а массовые силы - по формуле (3.20). Таким образом,

$$\nabla p = \frac{\mu}{\rho} \cdot \Delta J - \frac{1}{\rho} (J \cdot \nabla) J + \rho \cdot G \cdot \xi \cdot S_o + \rho \cdot P. \quad (1)$$

На рис. 10 показаны величины, входящие в (1) и рассчитанные для поверхности водоворота при $z = 0$. В расчете использованы прежние значения констант и следующие значения констант, входящих в (1):

$$\frac{\mu}{\rho} = 10^{-8}, \quad \frac{1}{\rho} = 1, \quad \rho \cdot G \cdot \xi, \quad \rho \cdot P = 1. \quad (2)$$

В окнах на рис. 10 показаны проекции на ось z при $z = 0$ следующих величин:

$$DPz = \nabla p, \quad Lvz = \frac{\mu}{\rho} \Delta J, \quad vDvz = (J \cdot \nabla) J, \quad Sz = S_o. \quad (3)$$

Давления на свободной поверхности отражают форму поверхности водоворота.

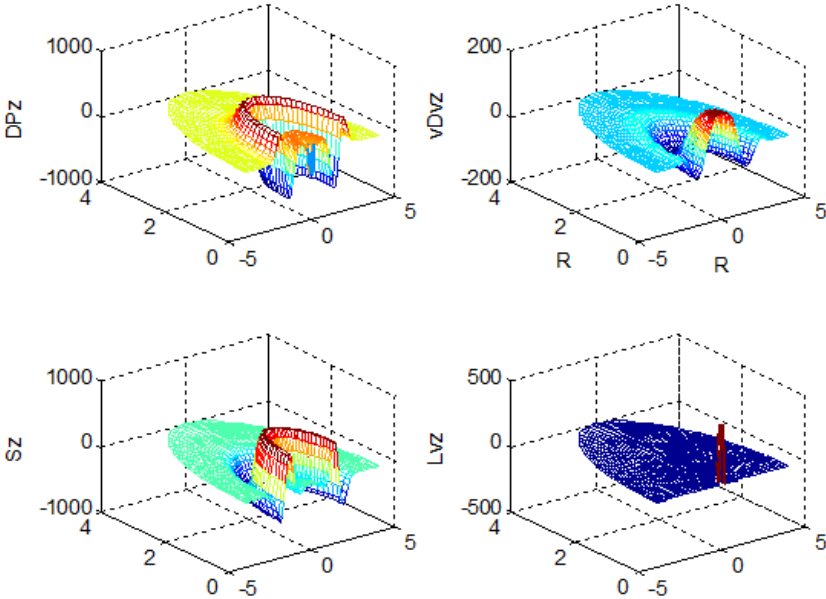


Fig. 10 (VodovorotFig.m)

8. Траектория частиц

В разделе 2.8 рассматривается траектория массовых частиц в том случае, когда решение имеет вид (4.1-4.6). Показано, что эта траектория является винтовой линией, в которой радиус изменяется по экспоненте (см. рис. 2.8.7):

$$r \equiv \exp(\eta \cdot z). \quad (1)$$

9. Выводы

На основе принятых предположений построена система уравнений водоворота и найдено одно из возможных решений. Это решение объясняет наблюдаемые явления, а именно

- вертикальную циркуляцию воды: активное падение воды в центре водоворота и подъем воды из глубин с низкой скоростью, но на большом пространстве,
- горизонтальное вращение воды по окружности с формированием линейных волн, образующих некоторый угол к касательной этой окружности,
- форму свободной поверхности,
- существование источника энергии водоворота в спокойном океане.

Приложение 1

Перепишем уравнения (2.1-2.5):

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = J_x, \quad (1)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} = J_y, \quad (2)$$

$$-\frac{\partial H_x}{\partial y} = J_z, \quad (3)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial y} + \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial J_y}{\partial y} + \frac{\partial J_z}{\partial z} = 0. \quad (5)$$

Будем искать решение системы уравнений (1-5) в виде функций, сепарабельных относительно координат. Эти функции имеют следующий вид:

$$H_{x\cdot} = h_x(y) \cdot \exp(\eta \cdot z), \quad (6)$$

$$H_{y\cdot} = h_y(y) \cdot \exp(\eta \cdot z), \quad (7)$$

$$H_{z\cdot} = h_z(y) \cdot \exp(\eta \cdot z), \quad (8)$$

$$J_{x\cdot} = j_x(y) \cdot \exp(\eta \cdot z), \quad (9)$$

$$J_{y\cdot} = j_y(y) \cdot \exp(\eta \cdot z), \quad (10)$$

$$J_z = j_z(y) \cdot \exp(\eta \cdot z), \quad (11)$$

где

η – некоторая константа,

$h_r(y)$, $h_\varphi(y)$, $h_z(y)$, $j_r(y)$, $j_\varphi(y)$, $j_z(y)$ – функции от координаты y ; производные этих функций будем обозначать штрихами.

Подставляя (6-11) в (1-5), получаем:

$$\frac{h_r}{r} + h'_r + \eta h_z = 0, \quad (12)$$

$$-\eta h_\varphi = j_r, \quad (13)$$

$$\eta h_r - h'_z = j_\varphi \quad (14)$$

$$\frac{h_\varphi}{r} + h'_\varphi = j_z, \quad (15)$$

$$\frac{j_r}{r} + j'_r + \eta j_z = 0. \quad (16)$$

Подставим (13) и (15) в (16). Тогда получим:

$$\frac{-\eta h_\varphi}{r} - \eta h'_\varphi + \eta \left(\frac{h_\varphi}{r} + h'_\varphi \right) = 0. \quad (17)$$

Выражение (17) является тождеством $0=0$. Поэтому (16) следует из (13, 15) и может быть исключено из системы уравнений (12, 16). Оставшиеся уравнения перепишем в виде:

$$h_z = -\frac{1}{\eta} \left(\frac{h_r}{r} + h'_r \right), \quad (18)$$

$$j_z = \frac{h_\varphi}{r} + h'_\varphi, \quad (19)$$

$$j_r = -\eta h_\varphi \quad (20)$$

$$j_\varphi = \eta h_r - h'_z \quad (21)$$

В этой системе 4-х дифференциальных уравнений с 6-ю неизвестными функциями можно произвольным образом определить две функции.

Для дальнейшего мы определим следующие две функции:

$$h_{\varphi}(r) = -qr \cdot e^{br^m}, \quad (22)$$

$$h_r(r) = -h \cdot e^{br^n}, \quad (23)$$

где h, q, b, m, n – некоторые константы. Тогда

$$h'_{\varphi}(r) = -q(1 + bmr^m) \cdot e^{br^m}, \quad (24)$$

$$h_r(r) = -hbmr^{n-1} \cdot e^{br^n}. \quad (25)$$

Из (18) находим:

$$h_z = \frac{h \cdot e^{br^n}}{\eta \cdot r} (1 + bmr^n). \quad (26)$$

Найдем:

$$\begin{aligned} h'_z &= \frac{h}{\eta} \left(\left(\frac{e^{br^n}}{r} \right)' (1 + bmr^n) + \left(\frac{e^{br^n}}{r} \right) (1 + bmr^n)' \right), \\ h'_z &= \frac{h}{\eta} \left(\left(\frac{bmr^{n-1} e^{br^n}}{r} - \frac{e^{br^n}}{r^2} \right) (1 + bmr^n) + \left(\frac{e^{br^n}}{r} \right) bmnr^{n-1} \right), \\ h'_z &= \frac{h}{\eta} e^{br^n} \left(\left(\frac{bmr^n}{r^2} - \frac{1}{r^2} \right) (1 + bmr^n) + \left(\frac{1}{r^2} \right) bmnr^n \right), \\ h'_z &= \frac{h}{\eta} e^{br^n} \frac{1}{r^2} (b^2 r^{2n} nm + bnr^n (n - m + mn) - 1). \end{aligned} \quad (27)$$

Далее из (19-24, 27) находим:

$$j_z = \frac{-q \cdot e^{br^m}}{r} (2 + bmr^m), \quad (28)$$

$$j_r = q\eta r \cdot e^{br^m}, \quad (29)$$

$$j_{\varphi} = -he^{br^n} \left(\eta + \frac{1}{\eta \cdot r^2} (b^2 r^{2n} nm + bnr^n (n - m + mn) - 1) \right). \quad (30)$$

Итак, далее мы будем использовать решение системы (12-16) в виде функций $(h_r, h_{\varphi}, h_z, j_r, j_{\varphi}, j_z)$, определенных по (23, 22, 26, 29, 30, 28) соответственно.

Литература

Примечание:

Vixra- viXra, <http://vixra.org/>,

DNA-№.срп - Доклады независимых авторов,

ISSN 2225-6717, <http://dna.izdatelstwo.com/>

1. Francisco J. Beron-Vera, Yan Wang, María J. Olascoaga, Gustavo J. Goni, George Haller, Objective Detection of Oceanic Eddies and the Agulhas Leakage. *J. Phys. Oceanogr.*, 43, 1426–1438, 2013
2. Хизиров Ю.С. Приливы и отливы - результат прецессии водоворотов, **DNA-33**, 2015.
3. Хмельник С.И. Уравнения Навье-Стокса. Существование и метод поиска глобального решения. Вторая редакция, 2011, изд. “MiC”, printed in USA, Lulu Inc., ID 9971440, ISBN 978-1-4583-1953-1.

Глава 4.3. Шестиугольный шторм на Сатурне

Оглавление

1. Введение
 2. Краткое описание математической модели Земного водоворота
 3. Математическая модель эллиптического водоворота
 4. Математическая модель шестиугольного водоворота
- Приложение 1. Решение уравнений Максвелла в эллиптических цилиндрических координатах.
- Приложение 2. Разложение шестиугольника на эллипсы.
- Литература

1. Введение

На северном полюсе Сатурна существует гигантский шторм в форме шестиугольника, каждая сторона которого больше диаметра Земли [1, 2, 3]. Этот шестиугольник не перемещается на планете, вращается и сохраняет свою форму. Он обладает удивительной устойчивостью – существует уже более 30 лет. Построению математической модели такого шторма посвящено много работ, но общепризнанная модель отсутствует [3]. Ниже предлагается математическая модель такого шторма, аналогичная математической модели океанского водоворота, предложенная в разделе 3.1. При этом показывается, что источником энергии, позволяющей шторму длительное время вращаться, является гравитационное поле Сатурна.

Очевидна внешняя аналогия этого шторма и океанского водоворота – см. рис. 1 и рис. 2. Основное отличие состоит в форме поверхности. Можно сказать, подчеркивая эту аналогию, что на Сатурне существует шестиугольный "газоворот", в отличие от круглого океанского водоворота на Земле.

Отметим еще, что шестиугольные газовороты наблюдаются и в земных условиях: анализ спутниковых снимков показал присутствие над аномальной зоной в Атлантическом океане известной как Бермудский треугольник, облаков шестиугольной формы – см. рис. 3 [4].

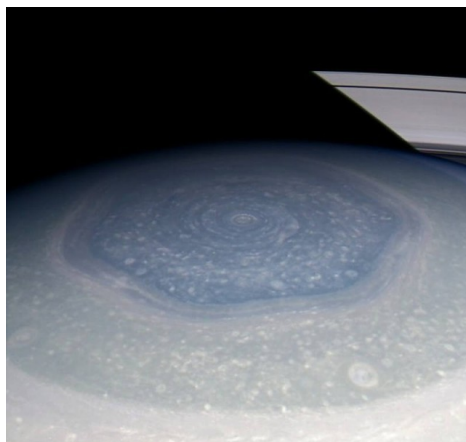


Рис. 1.



Рис. 2.



Рис. 3.

Далее вначале строится математическая модель эллиптического водоворота. Она строится по аналогии с математической моделью кругового водоворота – см. раздел 4.3.

Затем показывается, что шестиугольный газоворот является суммой эллиптических газоворотов. Каждый газоворот определяется собственными начальными условиями в уравнениях Максвелла. При существовании нескольких независимых начальных условий появляются несколько решений - эллиптических газоворотов. Поскольку система уравнений Максвелла является линейной, то реальное решение является суммой этих решений. Сумма имеет вид шестиугольного водоворота.

2. Краткое описание математической модели Земного водоворота

В математической модели водоворота используется система МГМ-уравнений – см. главу 1. Модель основана на следующих предположениях. Движение воды уподобляется массовым токам. Взаимодействие между движущимися массами описывается гравитомангнитными силами Лоренца (далее ГЛ-силы), аналогичными силам Лоренца в электродинамике, действующими между движущимися электрическими зарядами.

Массовые токи в водовороте циркулируют по винтовой линии, в которой радиус изменяется по экспоненте (см. рис. 2.8.7). Кинетическая энергия такой циркуляции расходуется на потери от внутреннего трения. Она поступает от гравитирующего тела - Земли. Потенциальная энергия водоворота не изменяется и, следовательно, не расходуется. Т.е. в этом случае нет преобразования потенциальной энергии в кинетическую и обратно. Однако гравитирующее тело расходует свою энергию на создание и поддержание массовых токов, т.е. на сохранение водоворота

Водоворот, как движение воды, удовлетворяет также уравнению Навье-Стокса для вязкой несжимаемой жидкости. В разделе 4.3 показано, что давление воды в водовороте можно рассчитать по уравнению Навье-Стокса в зависимости от массовых токов. При этом обнаруживается, что геометрическое место точек с постоянным значением вертикальной составляющей давления на свободной поверхности является окружностью данного радиуса. Давление на свободной поверхности отражает форму поверхности водоворота. Следовательно, на поверхности водоворота должны быть концентрические выступы и впадины, соответствующие волнообразной зависимости давления от радиуса. На основе этого в разделе 4.3 построена картина поверхности водоворота – см. рис. 4 (фрагмент рис. 4.3.10).

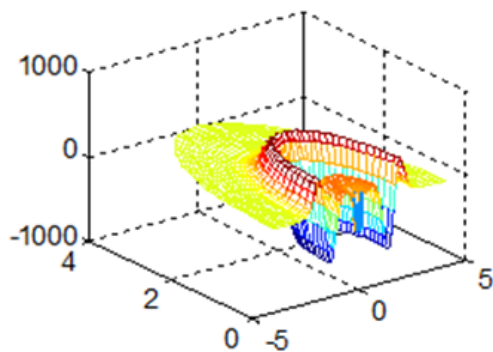


Рис. 4.

Аналогичный подход используется ниже. Остается только показать, что существует решение уравнений Максвелла для эллиптического водоворота и, далее, для шестиугольного водоворота.

3. Математическая модель эллиптического водоворота

Уравнения Максвелла для стационарного гравитомагнитного поля имеют вид (см. (2.1.10-2.1.12)):

$$\operatorname{div}(H) = 0, \quad (1)$$

$$\operatorname{div}(J) = 0, \quad (2)$$

$$\operatorname{rot}(H) = J, \quad (3)$$

где H - гравитомагнитные напряженности, J - плотности массовых токов.

Рассмотрим эти уравнения в эллиптических координатах ξ, φ, z [5, стр. 161] - см. также рис. 5:

$$\operatorname{div}(H) = \left(\frac{1}{a\Delta^3} (\operatorname{sh}(\xi)\operatorname{ch}(\xi)H_\xi + \sin(\varphi)\cos(\varphi)H_\varphi) + \frac{1}{a\Delta} \left(\frac{\partial H_\xi}{\partial \xi} + \frac{\partial H_\varphi}{\partial \varphi} \right) + \frac{\partial H_z}{\partial z} \right) = 0, \quad (4)$$

$$\operatorname{rot}_\xi(H) = \left(\frac{1}{a\Delta} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial H_\varphi}{\partial z} \right) = J_\xi, \quad (5)$$

$$\operatorname{rot}_\varphi(H) = \left(\frac{\partial H_\xi}{\partial z} - \frac{1}{a\Delta} \frac{\partial H_z}{\partial \xi} \right) = J_\varphi, \quad (6)$$

$$\operatorname{rot}_z(H) = \left(\begin{array}{l} \frac{1}{a\Delta^3} (\operatorname{ch}(\xi)\operatorname{sh}(\xi)H_\varphi - \cos(\varphi)\sin(\varphi)H_\xi) + \\ \frac{1}{a\Delta} \left(\frac{\partial H_\varphi}{\partial \xi} - \frac{\partial H_\xi}{\partial \varphi} \right) \end{array} \right) = J_z, \quad (7)$$

$$\operatorname{div}(J) = \left(\begin{array}{l} \frac{1}{a\Delta^3} (\operatorname{sh}(\xi)\operatorname{ch}(\xi)J_\xi + \sin(\varphi)\cos(\varphi)J_\varphi) + \\ \frac{1}{a\Delta} \left(\frac{\partial J_\xi}{\partial \xi} + \frac{\partial J_\varphi}{\partial \varphi} \right) + \frac{\partial J_z}{\partial z} \end{array} \right) = 0, \quad (7a)$$

где

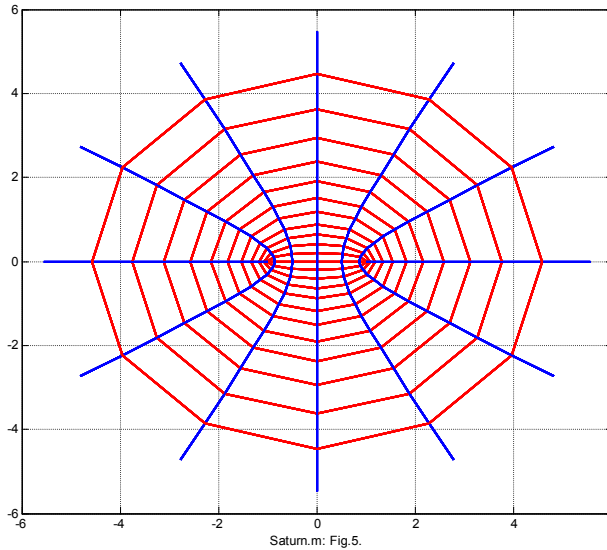
$$\Delta = \sqrt{(\operatorname{ch}^2(\xi) - \cos^2(\varphi))}, \quad (7b)$$

a - полуфокусное расстояние,

координаты ξ , φ , z связаны с прямоугольными координатами

x , y , z формулами вида

$$x = a\operatorname{ch}(\xi)\cos(\varphi), \quad y = a\operatorname{sh}(\xi)\sin(\varphi), \quad z = z. \quad (7c)$$



При фиксированных ξ , z точка описывает эллипс в горизонтальной плоскости. При фиксированных φ , z точка описывает гиперболу в горизонтальной плоскости. В частности, на рис. 5 показаны эллипсы и гиперболы, построенные по (7c) при

$a = 1$ в зависимости от $0 \leq \xi < 1.2$, $0 \leq \varphi < 2\pi$.

Одно из возможных решений уравнений (4-7а) имеет следующий вид (что показано в приложении 1):

$$H_{\xi} = h_{\xi} \Delta^{-2} \sin(\varphi) \cos(\varphi), \quad (8)$$

$$H_{\varphi} = h_{\varphi} \Delta^{-2} \operatorname{sh}(\xi) \operatorname{ch}(\xi), \quad (9)$$

$$H_z = \Delta^{-2}, \quad (10)$$

$$J_{\xi} = \frac{2}{a\Delta^5} \sin(\varphi) \cos(\varphi), \quad (11)$$

$$J_{\varphi} = -\frac{2}{a\Delta^5} \operatorname{sh}(\xi) \operatorname{ch}(\xi), \quad (12)$$

$$J_z = \frac{3}{a\Delta^5} (h_{\varphi} \operatorname{sh}^2(\xi) \operatorname{ch}^2(\xi) - h_{\xi} \sin^2(\varphi) \cos^2(\varphi)), \quad (13)$$

где константы h_{ξ} , h_{φ} связаны соотношением вида

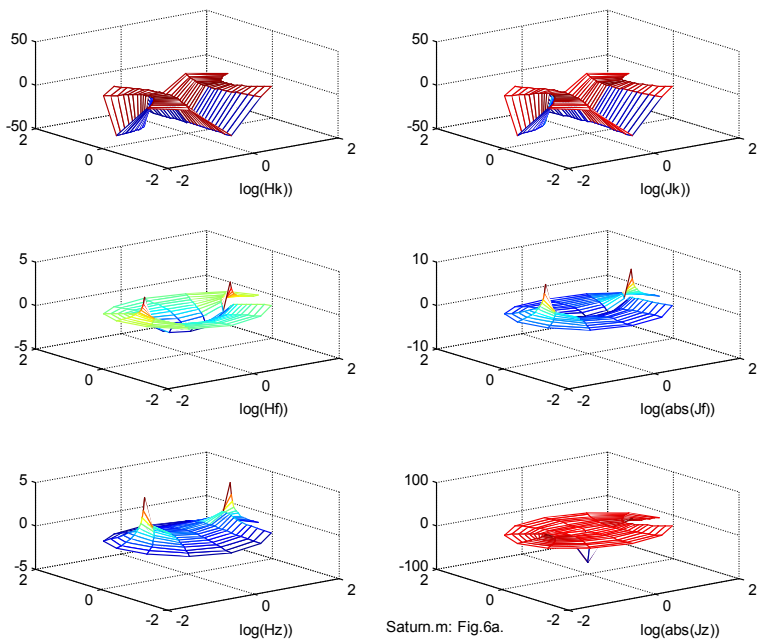
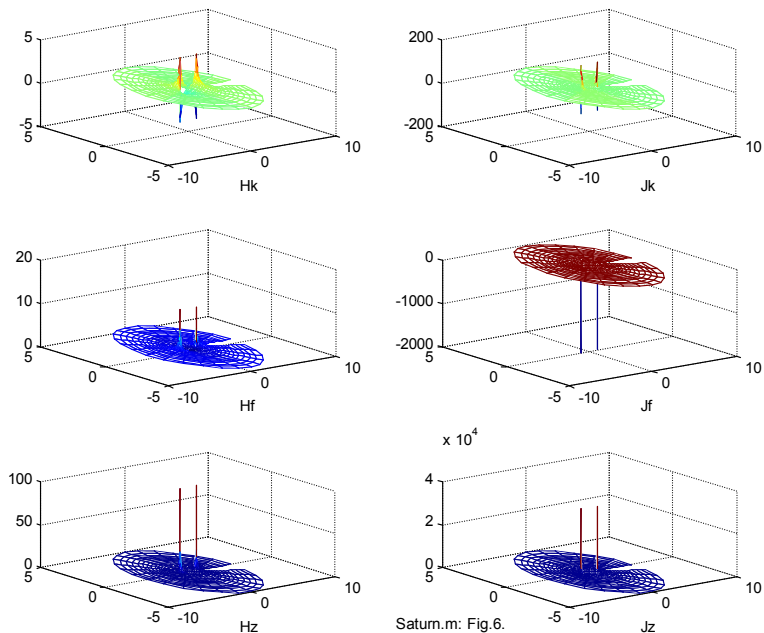
$$h_{\xi} + h_{\varphi} = 0. \quad (14)$$

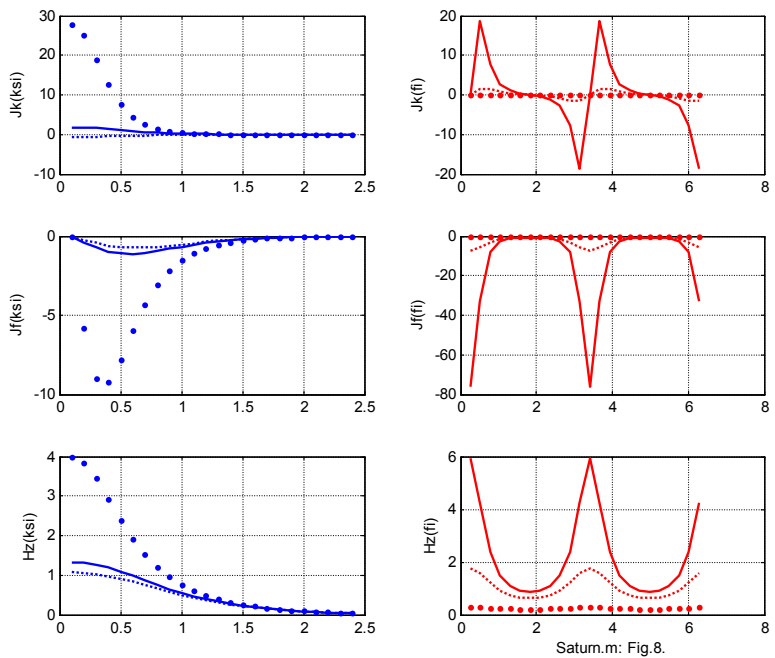
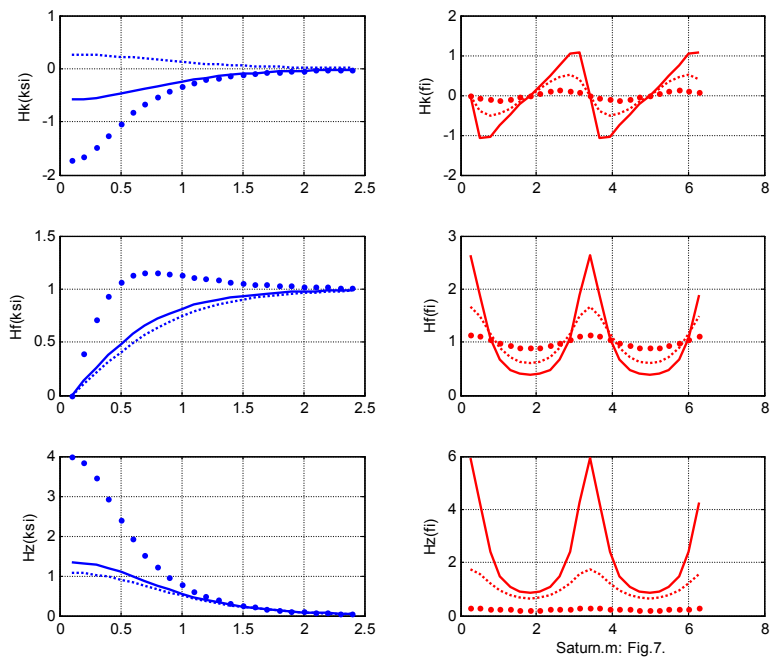
На рис. 6 показаны графики функций (8-13) при $a = 1$, $h_{\xi} = 1$, $h_{\varphi} = -1$ на плоскости (x, y) , где (x, y) определены по (7с) в зависимости от $0 \leq \xi < \xi_{\max}$, $0 \leq \varphi < 2\pi$. На рис. 6а для наглядности показаны те же графики, но в логарифмическом масштабе.

На рис. 7 в левом столбце показаны функции $H_{\xi}(\xi)$, $H_{\varphi}(\xi)$, $H_z(\xi)$ при данном значении φ . При этом сплошной линией, точками и пунктиром показаны эти функции при $\varphi = 1.05, 1.83, 3.67$ соответственно.

На рис. 7 в правом столбце показаны функции $H_{\xi}(\varphi)$, $H_{\varphi}(\varphi)$, $H_z(\varphi)$ при данном значении ξ . При этом сплошной линией, точками и пунктиром показаны эти функции при $\xi = 0.4, 0.7, 1.4$ соответственно.

Наконец, на рис. 8 таким же образом показаны функции $J_{\xi}(\xi)$, $J_{\varphi}(\xi)$, $J_z(\xi)$ и $J_{\xi}(\varphi)$, $J_{\varphi}(\varphi)$, $J_z(\varphi)$.





4. Математическая модель шестиугольного водоворота

Показанная на рис. 4 картина определяется начальными условиями – массовыми токами в основании водоворота. При существовании нескольких групп независимых начальных условий появляются несколько решений указанного вида. Поскольку система уравнений Максвелла является линейной, то реальное решение является суммой этих нескольких решений. Если группа начальных условий определяет группу эллиптических водоворотов с общим центром, то суммарное решение будет определять водоворот, имеющий конфигурацию суммы эллипсов.

Можно показать, что конфигурация суммы эллипсов имеет вид замкнутой кривой Γ . Это означает, что геометрическое место точек с постоянным значением вертикальной составляющей давления на свободной поверхности отличается от окружности данного радиуса и имеет вид замкнутой кривой Γ . На этой кривой Γ значение вертикальной составляющей давления будет иметь одну и ту же величину. Следовательно, на поверхности водоворота в этом случае вместо концентрических окружностей должны будут наблюдаться концентрические кривые Γ .

Любая замкнутая выпуклая кривая Γ может быть разложена на сумму эллипсов. Для доказательства заметим следующее. Любую такую кривую можно представить двумя функциями угла φ :

$$x = f_x(\varphi), \quad (1)$$

$$y = f_y(\varphi). \quad (2)$$

Представленные таким образом дискретные функции (1, 2) можно разложить в тригонометрические ряды вида

$$x = \sum_{n=2}^N x_n, \quad (3)$$

$$y = \sum_{n=2}^N y_n, \quad (4)$$

где

$$x_n = \left(\alpha_n \cos\left(\frac{2\pi(n-1)}{N}\varphi\right) + \beta_n \sin\left(\frac{2\pi(n-1)}{N}\varphi\right) \right), \quad (5)$$

$$y_n = \left(\eta_n \cos\left(\frac{2\pi(n-1)}{N}\varphi\right) + \lambda_n \sin\left(\frac{2\pi(n-1)}{N}\varphi\right) \right). \quad (6)$$

Здесь каждая пара слагаемых (x_n, y_n) представляет эллипс. Следовательно, кривая Γ является суммой эллипсов.

В приложении 2 описано разложение шестиугольника на эллипсы. Существование решения для эллиптического водоворота показано выше. Следовательно, возможно существование группы начальных условий для образования шестиугольного водоворота. Наблюдения на Сатурне и Бермудском треугольнике показывают, упомянутые выше сочетания начальных условий могут существовать.

Приложение 1. Решение уравнений Максвелла в эллиптических цилиндрических координатах.

В разделе 3 приведены уравнения Максвелла в эллиптических координатах ξ, φ, z (3.4- 3.7a).

Будем искать решение этих уравнений в предположении, что все переменные не изменяются вдоль оси z . Тогда уравнения (2, 11-13, 14) примут вид:

$$\frac{1}{\Delta^2} (\text{sh}(\xi)\text{ch}(\xi)H_\xi + \sin(\varphi)\cos(\varphi)H_\varphi) + \left(\frac{\partial H_\xi}{\partial \xi} + \frac{\partial H_\varphi}{\partial \varphi} \right) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{1}{a\Delta} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} = J_\xi, \quad (2)$$

$$-\frac{1}{a\Delta} \frac{\partial H_z}{\partial \xi} = J_\varphi, \quad (3)$$

$$\left(\frac{1}{a\Delta^3} (\text{ch}(\xi)\text{sh}(\xi)H_\varphi - \cos(\varphi)\sin(\varphi)H_\xi) + \frac{1}{a\Delta} \left(\frac{\partial H_\varphi}{\partial \xi} - \frac{\partial H_\xi}{\partial \varphi} \right) \right) = J_z, \quad (4)$$

$$\frac{1}{\Delta^2} (\text{sh}(\xi)\text{ch}(\xi)J_\xi + \sin(\varphi)\cos(\varphi)J_\varphi) + \left(\frac{\partial J_\xi}{\partial \xi} + \frac{\partial J_\varphi}{\partial \varphi} \right) = 0. \quad (5)$$

Из (3.7b) найдем:

$$\frac{\partial(\Delta^{-2})}{\partial \xi} = \frac{\partial(\text{ch}^2(\xi) - \cos^2(\varphi))^{-1}}{\partial \xi} = 2\Delta^{-4} \text{sh}(\xi)\text{ch}(\xi), \quad (6)$$

$$\frac{\partial(\Delta^{-2})}{\partial \varphi} = \frac{\partial(\text{ch}^2(\xi) - \cos^2(\varphi))^{-1}}{\partial \varphi} = 2\Delta^{-4} \sin(\varphi)\cos(\varphi). \quad (7)$$

Пусть

$$H_\xi = h_\xi \Delta^{-2} \sin(\varphi)\cos(\varphi), \quad (8)$$

$$H_{\varphi} = h_{\varphi} \Delta^{-2} \operatorname{sh}(\xi) \operatorname{ch}(\xi). \quad (9)$$

Тогда

$$\frac{\partial H_{\xi}}{\partial \xi} = h_{\xi} \sin(\varphi) \cos(\varphi) \frac{\partial(\Delta^{-2})}{\partial \xi} = 2\Delta^{-4} h_{\xi} \sin(\varphi) \cos(\varphi) \operatorname{sh}(\xi) \operatorname{ch}(\xi), \quad (10)$$

$$\frac{\partial H_{\xi}}{\partial \varphi} = h_{\xi} \sin(\varphi) \cos(\varphi) \frac{\partial(\Delta^{-2})}{\partial \varphi} = 2\Delta^{-4} h_{\xi} \sin^2(\varphi) \cos^2(\varphi), \quad (11)$$

$$\frac{\partial H_{\varphi}}{\partial \varphi} = h_{\varphi} \operatorname{sh}(\xi) \operatorname{ch}(\xi) \frac{\partial(\Delta^{-2})}{\partial \varphi} = 2h_{\varphi} \Delta^{-4} \operatorname{sh}(\xi) \operatorname{ch}(\xi) \sin(\varphi) \cos(\varphi), \quad (12)$$

$$\frac{\partial H_{\varphi}}{\partial \xi} = h_{\varphi} \operatorname{sh}(\xi) \operatorname{ch}(\xi) \frac{\partial(\Delta^{-2})}{\partial \xi} = 2\Delta^{-4} h_{\varphi} \operatorname{sh}^2(\xi) \operatorname{ch}^2(\xi). \quad (13)$$

Из (1, 8-13) находим:

$$\frac{1}{\Delta^2} \left(\operatorname{sh}(\xi) \operatorname{ch}(\xi) h_{\xi} \Delta^{-2} \sin(\varphi) \cos(\varphi) + \right) + \left(\frac{2\Delta^{-4} h_{\xi} \sin(\varphi) \cos(\varphi) \operatorname{sh}(\xi) \operatorname{ch}(\xi) +}{2\Delta^{-4} h_{\varphi} \operatorname{sh}(\xi) \operatorname{ch}(\xi) \sin(\varphi) \cos(\varphi)} \right) = 0$$

или

$$3h_{\xi} \sin(\varphi) \cos(\varphi) \operatorname{sh}(\xi) \operatorname{ch}(\xi) + 3h_{\varphi} \operatorname{sh}(\xi) \operatorname{ch}(\xi) \sin(\varphi) \cos(\varphi) = 0$$

или

$$h_{\xi} + h_{\varphi} = 0. \quad (14)$$

Из (4, 8-13) находим:

$$\left(\frac{1}{a\Delta^3} \left(\operatorname{ch}(\xi) \operatorname{sh}(\xi) h_{\varphi} \Delta^{-2} \operatorname{sh}(\xi) \operatorname{ch}(\xi) - \cos(\varphi) \sin(\varphi) h_{\xi} \Delta^{-2} \sin(\varphi) \cos(\varphi) \right) + \right. \\ \left. \frac{1}{a\Delta} \left(2\Delta^{-4} h_{\varphi} \operatorname{sh}^2(\xi) \operatorname{ch}^2(\xi) - 2\Delta^{-4} h_{\xi} \sin^2(\varphi) \cos^2(\varphi) \right) \right) = J_z$$

или

$$\left(\left(h_{\varphi} \operatorname{ch}(\xi) \operatorname{sh}(\xi) \operatorname{sh}(\xi) \operatorname{ch}(\xi) - h_{\xi} \cos(\varphi) \sin(\varphi) \sin(\varphi) \cos(\varphi) \right) + \right. \\ \left. \left(2h_{\varphi} \operatorname{sh}^2(\xi) \operatorname{ch}^2(\xi) - 2h_{\xi} \sin^2(\varphi) \cos^2(\varphi) \right) \right) = a\Delta^{-5} J_z$$

или

$$3h_{\varphi} \operatorname{sh}^2(\xi) \operatorname{ch}^2(\xi) - 3h_{\xi} \sin^2(\varphi) \cos^2(\varphi) = a\Delta^{-5} J_z$$

или

$$J_z = \frac{3}{a\Delta^5} \left(h_{\varphi} \operatorname{sh}^2(\xi) \operatorname{ch}^2(\xi) - h_{\xi} \sin^2(\varphi) \cos^2(\varphi) \right) \quad (15)$$

Подставим (2, 3) в (4). Тогда получим

$$\frac{1}{\Delta^2} \left(\operatorname{sh}(\xi) \operatorname{ch}(\xi) \frac{1}{a\Delta} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} - \sin(\varphi) \cos(\varphi) \frac{1}{a\Delta} \frac{\partial H_z}{\partial \xi} \right) + \left(\frac{1}{a\Delta} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \varphi \partial \xi} - \frac{1}{a\Delta} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \varphi \partial \xi} \right) = 0$$

или

$$\left(\operatorname{sh}(\xi) \operatorname{ch}(\xi) \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} - \sin(\varphi) \cos(\varphi) \frac{\partial H_z}{\partial \xi} \right) = 0. \quad (16)$$

Из (6, 7) находим, что

$$\left(\operatorname{sh}(\xi) \operatorname{ch}(\xi) \frac{\partial(\Delta^{-2})}{\partial \varphi} - \sin(\varphi) \cos(\varphi) \frac{\partial(\Delta^{-2})}{\partial \xi} \right) = 0. \quad (17)$$

Сравнивая (16, 17), замечаем, что

$$H_z = \Delta^{-2}. \quad (18)$$

Из (2, 3, 18) получаем:

$$J_\xi = \frac{1}{a\Delta} \frac{\partial(\Delta^{-2})}{\partial \varphi}, \quad (19)$$

$$J_\varphi = -\frac{1}{a\Delta} \frac{\partial(\Delta^{-2})}{\partial \xi}. \quad (20)$$

или, с учетом (6, 7),

$$J_\xi = \frac{2}{a\Delta^5} \sin(\varphi) \cos(\varphi), \quad (21)$$

$$J_\varphi = -\frac{2}{a\Delta^5} \operatorname{sh}(\xi) \operatorname{ch}(\xi). \quad (22)$$

Итак, если переменные H_ξ и H_φ определяются по (8, 9) соответственно, то переменные H_z , J_ξ , J_φ , J_z определяются по (18, 21, 22, 15) соответственно и выполняется условие (14).

Приложение 2. Разложение шестиугольника на эллипсы.

Рассмотрим шестиугольник, изображенный на рис. 1. Его можно представить двумя функциями угла φ :

$$x = f_x(\varphi), \quad (1)$$

$$y = f_y(\varphi). \quad (2)$$

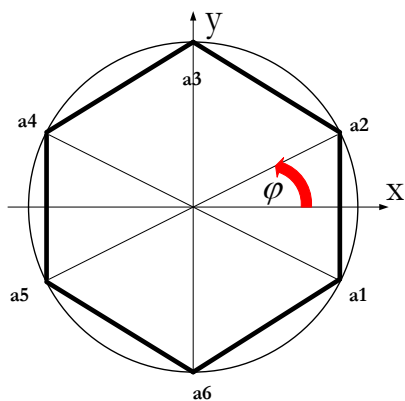


Рис. 1.

Эти функции показаны на рис. 2. Представим эти функции множеством точек. На рис. 2 каждый отрезок представлен тремя точками: $n = 3$, а отрезок $[a_1, a_2]$ повторен дважды. При этом каждая функция представляется $N = 7n$ точками. Представленные таким образом дискретные функции (1, 2) можно разложить в тригонометрические ряды вида (4.1, 4.2).

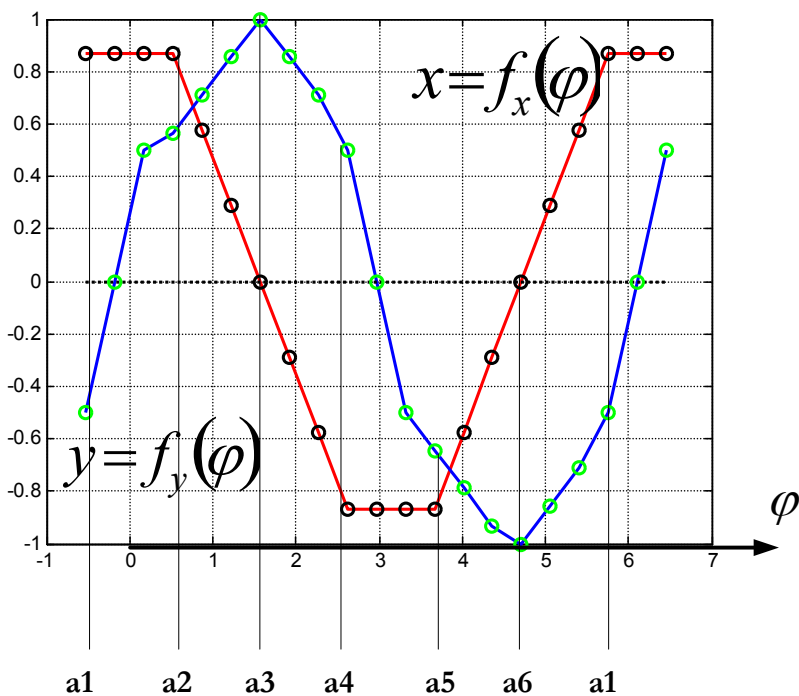
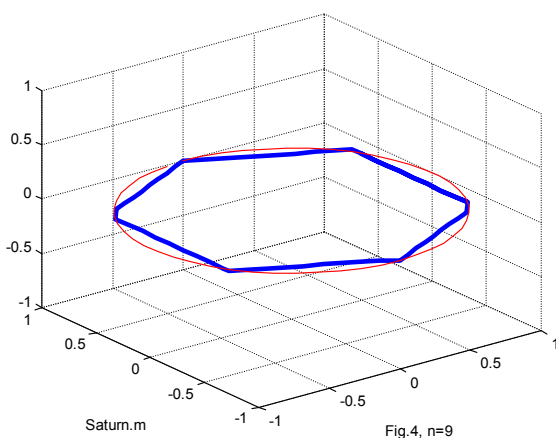
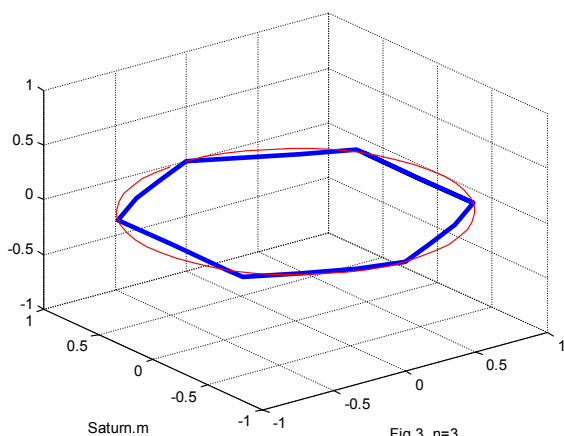
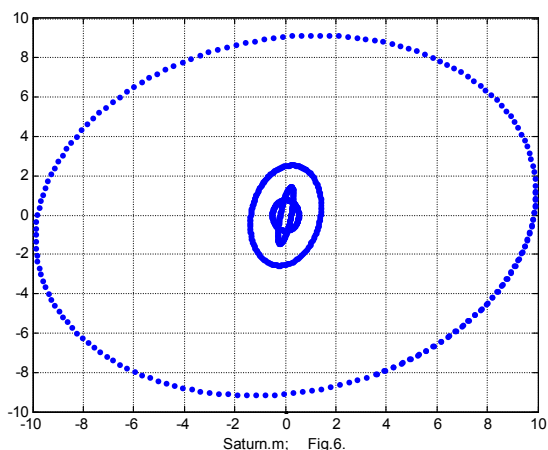


Рис. 2.

Моделирование показывает, что постоянной величиной первых слагаемых при $n=1$ можно пренебречь. Следовательно, функции (1, 2) в полярных и цилиндрических координатах можно аппроксимировать множеством $(N-1)$ функций, описывающих **ЭЛЛИПСЫ**. Сумма таких функций изображает шестиугольник. Например, на рис. 3 и 4 показаны фигуры, как результат такой аппроксимации при $n=3$ и $n=9$ соответственно. На рис. 6 показаны первые 4 эллипса в разложении шестиугольника при $n=3$. Точками выделен первый эллипс.





Литература

1. Шестиугольник Сатурна, <http://naucaitechnika.ru/blog/43524663032/10-strannyih-obektov-Solnechnoy-sistemyi,-o-kotoryih-nam-malo-ch>
2. Шестиугольник Сатурна, <http://fishki.net/1592643-krupnye-inoplanetnye-buri-i-uragany.html>
3. Saturn's hexagon, https://en.wikipedia.org/wiki/Saturn%27s_hexagon
4. Раскрыта тайна Бермудского треугольника, <https://lenta.ru/news/2016/10/24/bt/>
5. Андре Анго. Математика для электро- и радиоинженеров, изд. «Наука», Москва, 1964, 772 с.

Глава 4.5. О потоке воды в воронку и из трубы

Оглавление

1. Введение
 2. Основная математическая модель
 3. Вычислительный алгоритм
 4. Анализ уравнений
 5. Выводы
- Приложение 1. О форме струи.
Литература

1. Введение

До настоящего времени не построена (насколько известно автору) строгая модель потока воды, втекающего в трубу под действием силы тяжести и образующего вращающийся вихрь - воронку. Эксперименты позволяют установить только то, что вихрь образуется, когда скорость потока превышает некоторое пороговое значение [1]. Вода закручивается не только в воронке, но и при вылете из брансбойта, в отвесном водопаде, при вытекании из крана под большим напором и т.п.

Показывается, что вращение воды, втекающей в воронку, или вытекающей из трубы под действием силы тяжести, может быть объяснено существованием значительных по величине гравитоманнитных сил.

В предлагаемой ниже математической модели воронки используется система МГМ-уравнений – см. главу 1. Модель основана на следующих предположениях. Движение воды уподобляется массовым токам. Взаимодействие между движущимися массами объясняется существованием гравитоманнитных сил Лоренца (ГЛ-сил).

В потоке воды массовые токи создают напряженности; массовые токи вместе с напряженностями создают силы Лоренца; силы Лоренца воздействуют на массы, движущиеся в токе, изменяя тем самым направление токов. Все эти процессы вместе

описываются уравнениями Максвелла, в которых силы Лоренца исключены. Однако эти процессы можно проследить последовательно и связать их с уравнениями Максвелла – см. раздел 2.2.

2. Основная математическая модель

В главе 2 (см. (2.6.1-2.6.5)) показано, что уравнения для гравитомангнитных напряженностей H и плотностей массовых токов J для стационарного гравитомангнитного поля в цилиндрических координатах r , φ , z имеют вид:

$$\frac{H_r}{r} + \frac{\partial H_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial H_\varphi}{\partial z} = J_r, \quad (2)$$

$$\frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} = J_\varphi, \quad (3)$$

$$\frac{H_\varphi}{r} + \frac{\partial H_\varphi}{\partial r} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_r}{\partial \varphi} = J_z, \quad (4)$$

$$\frac{J_r}{r} + \frac{\partial J_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial J_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial J_z}{\partial z} = 0 \quad (5)$$

При известном решении системы уравнений (1-5) могут быть найдены ГЛ-силы по (2.8.1-2.8.3).

Решение будем искать для случая, когда вода вытекает под действием напора - силы давления, действующего на уровне выходного отверстия, в свободное пространство. Этот напор может создаваться силой тяжести некоторого объема воды. Для дальнейшего важно, что на уровне выходного отверстия вода имеет значительную начальную скорость v_0 . Важно еще отметить, что предложенная модель не учитывает силы тяжести.

3. Вычислительный алгоритм

В главе 2 (см. (2.6.1-2.6.5)) показано, что для уравнений (2.1-2.5) существует решение в виде функций, имеющих следующий вид:

$$H_r = h_r(r) \cdot \exp(\eta \cdot z), \quad (1)$$

$$H_\varphi = h_\varphi(r) \cdot \exp(\eta \cdot z), \quad (2)$$

$$H_z = h_z(r) \cdot \exp(\eta \cdot z), \quad (3)$$

$$J_r = j_r(r) \cdot \exp(\eta \cdot z), \quad (4)$$

$$J_{\varphi} = j_{\varphi}(r) \cdot \exp(\eta \cdot z), \quad (5)$$

$$J_z = j_z(r) \cdot \exp(\eta \cdot z), \quad (6)$$

где

χ, α – некоторые константы,

$h_r(r), h_{\varphi}(r), h_z(r), j_r(r), j_{\varphi}(r), j_z(r)$ – функции от координаты r ; производные этих функций будем обозначать штрихами.

В разделе 2.6 показано, что система 5-ти уравнений (2.3-2.6, 2.8) с 6-ю неизвестными в виде (1-6) преобразуется в систему 4-х уравнений вида (см. (2.6.18-2.67.21))

$$h_z = -\frac{1}{\eta} \left(\frac{h_r}{r} + h'_r \right), \quad (7)$$

$$j_z = \frac{h_{\varphi}}{r} + h'_{\varphi}, \quad (8)$$

$$j_r = -\eta h_{\varphi}, \quad (9)$$

$$j_{\varphi} = \eta h_r - h'_z. \quad (10)$$

В этой системе 4-х дифференциальных уравнений с 6-ю неизвестными функциями можно произвольным образом определить две функции. Для дальнейшего мы определим следующие две функции:

При этом две функции можно определить произвольно. Для дальнейшего определим функции $h_{\varphi}(r)$ и $h_r(r)$ в виде

$$h_r(r) = h_{r_0} \cdot (1 - X), \quad (11)$$

$$h_{\varphi}(r) = -q \cdot r \cdot (1 - X), \quad (12)$$

где

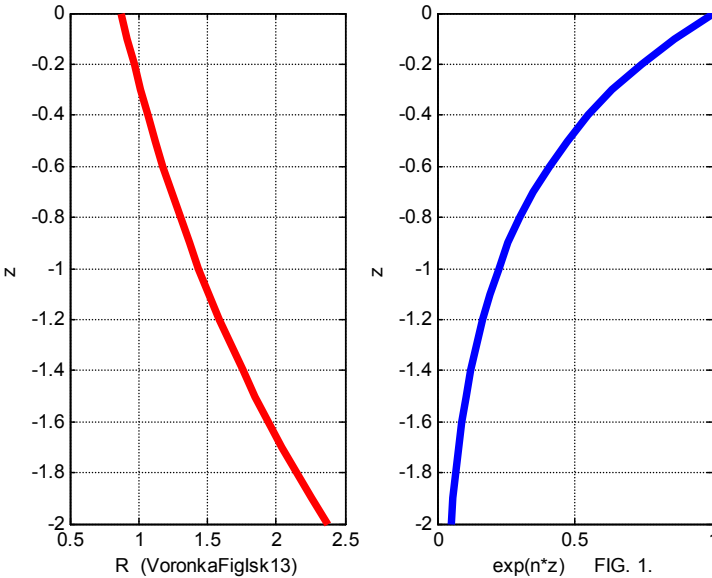
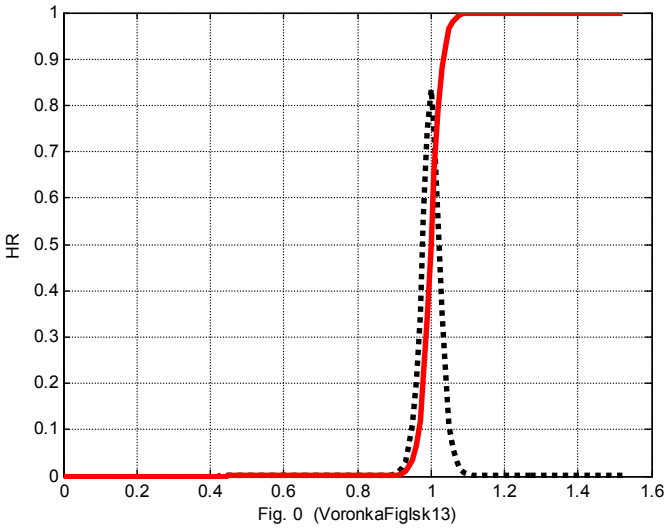
$$X(r, R) = 1 / (1 + \exp(-2g(r - R))), \quad (13)$$

$$R(z) = \exp\left(-\frac{\eta}{3} \cdot z\right) \cdot \sqrt[3]{\frac{1}{\eta}}, \quad (14)$$

$h_{r_0}, q, g = 10/\delta$ – некоторые константы.

Функции (13, 14) определяют форму струи. Здесь – аппроксимация функции Хевисайда [2], величина g характеризует "ширину скачка" δ функции Хевисайда при аппроксимации, R – радиус струи, т.е. то значение координаты r , в которой функция Хевисайда меняет значение с 0 на 1. На рис. 1 показаны функция X (сплошная линия) и ее производная dX/dr (точечная линия).

Формула (14) не следует из предыдущих уравнений и требует отдельного обоснования. В приложении 1 показано, что при постоянном h_{r0} радиус струи принимает значение (14).



На рис. 1 показаны функции (14) и $\exp(\eta \cdot z)$ при $\eta = 1.5$. При этом предполагается, что ось oz направлена вверх, а на уровне отверстия $z = 0$.

Найдем производные, входящие в (7-10):

$$h'_r = -h_{r0} \cdot X', \quad (15)$$

$$h''_r = -h_{r0} \cdot X'', \quad (16)$$

$$h'_\varphi = -q \cdot (r \cdot (1 - X) - r \cdot X') = h_\varphi + r \cdot X', \quad (17)$$

$$h'_z = -\frac{1}{\eta} \left(\left(\frac{h'_r}{r} - \frac{h_r}{r^2} \right)' + h''_r \right). \quad (18)$$

Для практических расчетов тела воронки производными от функции Хевисайда можно пренебречь (в теле они равны нулю). Тогда находим:

$$h'_r = 0, \quad (19)$$

$$h''_r = 0, \quad (20)$$

$$h'_\varphi = h_\varphi, \quad (21)$$

$$h'_z = \frac{h_r}{r^2 \eta}. \quad (22)$$

При этом из (7-10) находим:

$$h_z = -\frac{h_r}{\eta r}, \quad (23)$$

$$j_z = h_\varphi \left(\frac{1}{r} + 1 \right), \quad (24)$$

$$j_r = -\eta h_\varphi, \quad (25)$$

$$j_\varphi = h_r \left(\eta - \frac{1}{r^2 \eta} \right). \quad (26)$$

или, с учетом (11, 12),

$$h_z = -\frac{h_{r0}}{\eta r} (1 - X), \quad (27)$$

$$j_z = -q \cdot (1 + r)(1 - X), \quad (28)$$

$$j_r = \eta q r \cdot (1 - X), \quad (29)$$

$$j_\varphi = h_{r0} \left(\eta - \frac{1}{r^2 \eta} \right) (1 - X). \quad (30)$$

Итак, функции $h_r(r)$, $h_\varphi(r)$, $h_z(r)$, $j_r(r)$, $j_\varphi(r)$, $j_z(r)$ определяются по (11, 12, 27, 29, 30, 28) соответственно.

4. Анализ уравнений

Функция (3.14) определяет радиус сечения струи в зависимости от z . Функция $\exp(\eta \cdot z)$ определяет плотность массового тока J_z при постоянных r , φ в зависимости от z - см. (3.6). Поскольку масса струи в сечении не зависит от z , то (как показано в приложении 1) плотность силы массового тока

$$J_z(z) = \pi h \eta^{5/3} \cdot \exp\left(\frac{\eta}{3} \cdot z\right), \quad (1)$$

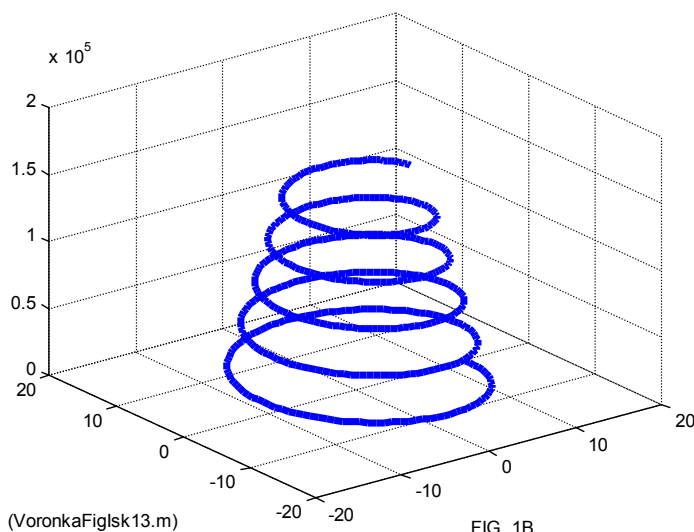
вертикальная скорость струи

$$v_z(z) \equiv \eta^{7/3} \cdot \exp\left(-\frac{\eta}{3} z\right), \quad (2)$$

угловая скорость струи

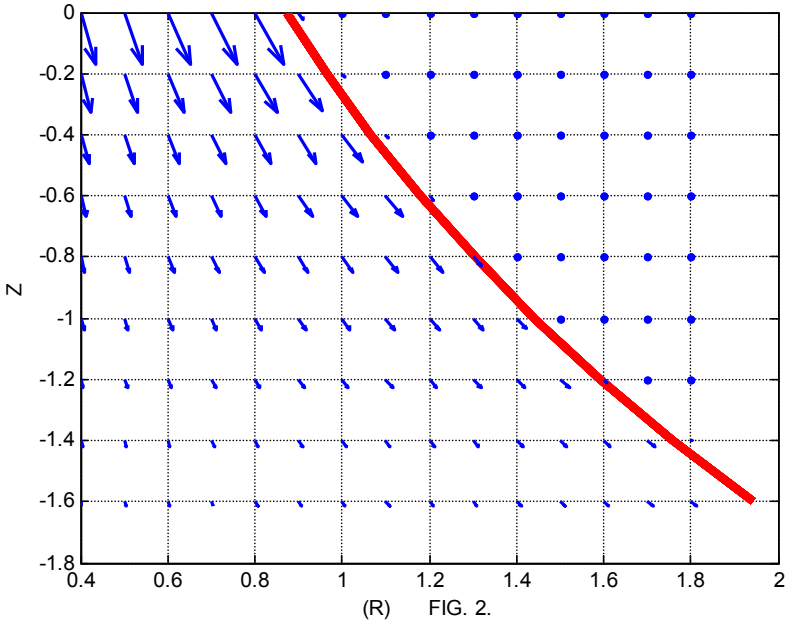
$$\omega \equiv \exp\left(\frac{\eta}{3} \cdot z\right) \cdot \frac{\eta^{4/3}}{r}. \quad (3)$$

Таким образом, угловая скорость изменяется в зависимости от радиуса и уменьшается книзу – см. рис. 1.



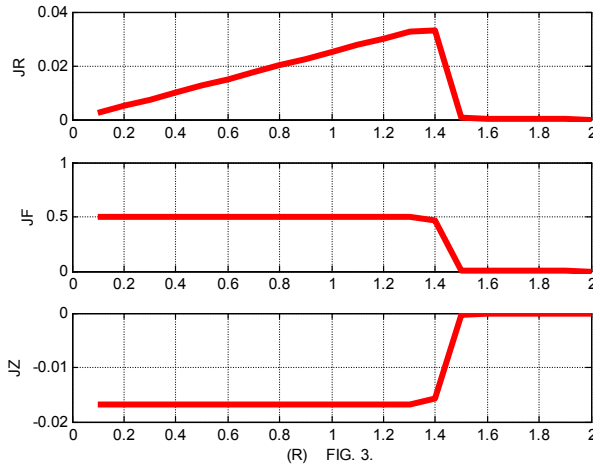
Итак, каждый элемент массы струи воды вращается с угловой скоростью (3), опускается вниз со скоростью (2) (сопротивление воздуха не учитывается в модели) и тем самым перемещается по винтовой линии. Кроме того, этот элемент отходит от центральной линии столба с радиальной скоростью $v_r \equiv J_r$, т.е. струя

расширяется книзу и при этом уменьшается её плотность - см. рис. 1в.



Далее мы будем анализировать решение (3.1-3.6).

Рассмотрим векторное поле токов J_r , J_z в вертикальной плоскости сечения струи. На рис. 2 представлен фрагмент этого поля для части плоскости $r = \overline{0, 20}$ и $z = [0, -2]$ при $h = 1$, $q = -0.05$, $\eta = 1.5$. Показана также функция (3.14).



Рассмотрим те части сепарабельных функций токов J_r , J_φ , J_z , которые зависят от координаты r . На рис. 3 представлены графики этих частей токов при $z = -1$.

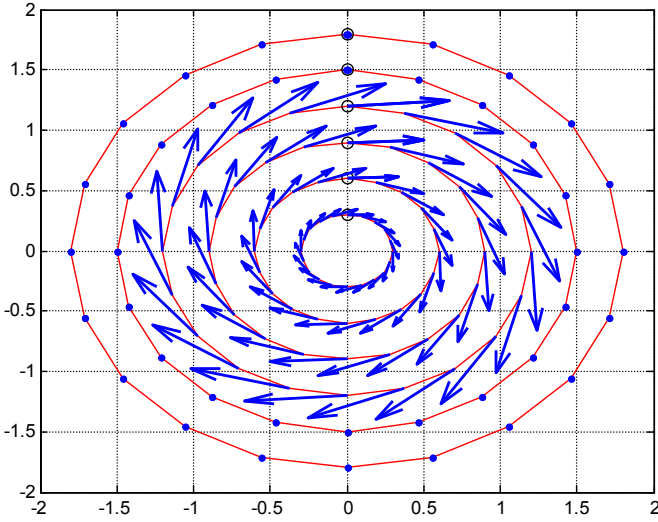


FIG. 4.

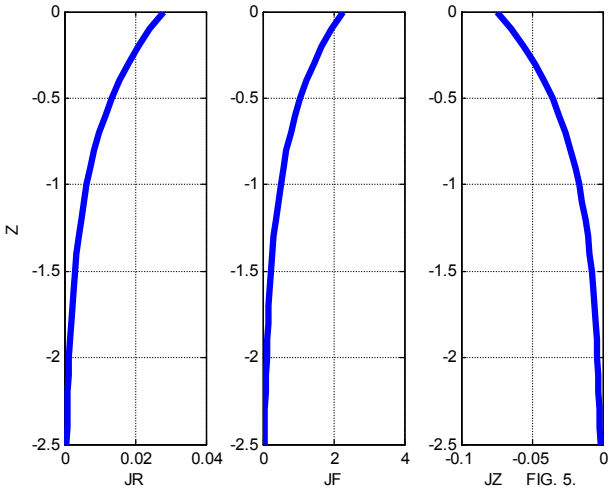


FIG. 5.

Рассмотрим теперь векторное поле токов J_r , J_φ на окружностях с радиусами $r = 0.3k$, $k = \overline{1, 6}$ в горизонтальной плоскости при $z = 0$ и том же значении констант – см. рис. 4, где представлено векторное поле токов J_r , J_φ на этих окружностях.

Видно, что на окружностях с радиусами $r > r_0$ круговые токи практически отсутствуют. Видно также, что вместе с вращением токи отклоняются в радиальном направлении.

Рассмотрим еще зависимости токов j_r, j_φ, j_z от координаты z . На рис. 5 показаны эти зависимости при $\varphi = 0.3, r = 0.25$ и тех же значениях констант.

5. Выводы

Вращение воды, втекающей в воронку или вытекающей из трубы, может быть описано МГМ-уравнениями гравитации. При этом движение воды уподобляется массовым токам. Существует такое решение этих уравнений, которое согласуется с наблюдаемым движением: масса струи воды вращается с угловой скоростью, уменьшающейся книзу, опускается вниз с постоянной вертикальной скоростью и тем самым перемещается по винтовой линии; кроме того, существует радиальная скорость расширения струи книзу и уменьшения её плотности.

Приложение 1. О форме струи

Будем полагать, что плотность струи ρ постоянна по сечению струи. Поскольку масса струи в сечении не зависит от z , то плотность ρ струи в сечении на уровне z

$$\rho(z) \cdot S(z) = \rho(z) \cdot \pi R^2(z) = C = const, \quad (1)$$

или

$$\rho(z) = C / \pi R^2(z), \quad (1a)$$

где $S(z), R(z)$ - площадь и радиус сечения соответственно. Массовый ток, проходящий через сечение (см. (3.6)),

$$J_z(z) = \eta \cdot j(z) \cdot \exp(\eta \cdot z), \quad (2)$$

$$j(z) = 2\pi \int_{r=0}^{R(z)} r \cdot f_{80}(r) dr, \quad (2a)$$

$$J_z(z) = \rho(z) v_z(z), \quad (3)$$

а кинетическая энергия этого тока

$$W_z(z) = 0.5 \rho v_z^2(z). \quad (4)$$

Тогда

$$v_z(z) = \frac{\eta}{\rho(z)} \cdot j(z) \cdot \exp(\eta \cdot z), \quad (5)$$

$$W_z(z) = \frac{\eta^2}{2\rho(z)} \cdot (j(z) \cdot \exp(\eta \cdot z))^2,$$

(6)

Совмещая (1а, 6) находим:

$$v_z(z) = \frac{\eta \pi R^2(z)}{C} \cdot j(z) \cdot \exp(\eta \cdot z), \quad (7)$$

$$W_z(z) = \frac{\pi R^2(z) \eta^2}{2C} \cdot (j(z) \cdot \exp(\eta \cdot z))^2, \quad (8)$$

Если эта энергия постоянна по сечению струи (восстанавливается ГЛ-силами), то

$$W_z = \frac{\pi R^2(z) \eta^2}{2C} \cdot (j(z) \cdot \exp(\eta \cdot z))^2, \quad (9)$$

и

$$R(z) = \exp(-\eta \cdot z) \cdot \sqrt{\frac{2CW_z}{\pi}} / (\eta \cdot j(z)), \quad (10)$$

Если $f_{80}(r) = h$, как принято выше в (3.13), то

$$j(z) = 2\pi h \int_{r=0}^{R(z)} r dr = 2\pi h \frac{R^2(z)}{2} = \pi h R^2(z), \quad (14)$$

Тогда

$$R(z) = \exp(-\eta \cdot z) \cdot \sqrt{\frac{2CW_z}{\pi}} / (\eta \cdot \pi h R^2(z)),$$

или

$$R^3(z) = \exp(-\eta \cdot z) \cdot \sqrt{\frac{2CW_z}{\pi}} / (\eta \cdot \pi h),$$

т.е

$$R(z) = \exp\left(-\frac{\eta}{3} \cdot z\right) \cdot \sqrt[3]{\frac{1}{\eta}}. \quad (14)$$

Из (2, 7, 14) находим:

$$J_z(z) = \pi h \eta^{5/3} \cdot \exp\left(\frac{\eta}{3} \cdot z\right), \quad (15)$$

$$v_z(z) = \frac{\pi^2 h}{C} \eta^{7/3} \cdot \exp\left(-\frac{\eta}{3} z\right), \quad (16)$$

Из (3.5, 3.13) следует, что плотность массового тока, текущего по окружности внутри струи,

$$J_{\varphi} = \eta^2 h \cdot \exp(\eta \cdot z). \quad (17)$$

В то же время

$$J_{\varphi} = \rho v_{\varphi}, \quad (18)$$

где v_{φ} - окружная скорость струи. Из (17, 18, 1а) следует, что угловая окружная скорость

$$\omega = \eta^{4/3} \exp\left(\frac{\eta}{3} \cdot z\right) \cdot \frac{h\pi}{rC}. \quad (19)$$

Литература

1. R. Fernandez-Feria and E. Sanmiguel-Rojas. On the appearance of swirl in a confined sink flow. Universidad de Ma'laga, E.T.S. Ingenieros Industriales, 29013 Ma'laga, Spain. Received 3 March 2000; accepted 2 August 2000,
2. Функция Хевисайда
http://atarazanas.sci.uma.es/docs/articulos/16669083.pdf/Функция_Хевисайда

Глава 4.6. Морские течения

Оглавление

1. Введение
 2. Основная математическая модель
 3. Вычислительный алгоритм
 4. Анализ решения
 5. Выводы
- Приложение 1
Литература

1. Введение

Принятые представления о причинах океанских течений плохо согласуются с существованием замкнутых траекторий течения и устойчивостью конфигурации и формы сечения траекторий течения. Ниже строится математическая модель океанских течений с использованием уравнений гравитомagnetизма. Показывается, что эта модель объясняет существование внутренних массовых сил, создающих течение, и сил, которые обеспечивают устойчивость конфигурации и формы сечения струи.

Выделяют три группы течений, различающиеся теми факторами, которые создают эти течения: [1]

- Градиентные течения, вызванные горизонтальными градиентами гидростатического давления,
- Течения, вызванные ветром
- Приливные течения,

Эти факторы могут служить причиной возникновения течений, но не могут поддерживать существование (в течении столетий) замкнутой траектории течения (поскольку противоположно направленные участки этой траектории должны подвергаться противоположно направленным воздействиям, а указанные факторы однонаправлены во всех точках траектории). Однако течения, как правило, являются замкнутыми (как можно видеть на картах – см. рис. 1, 2 [1]). Следовательно, должны существовать внутренние массовые силы, создающие течение.

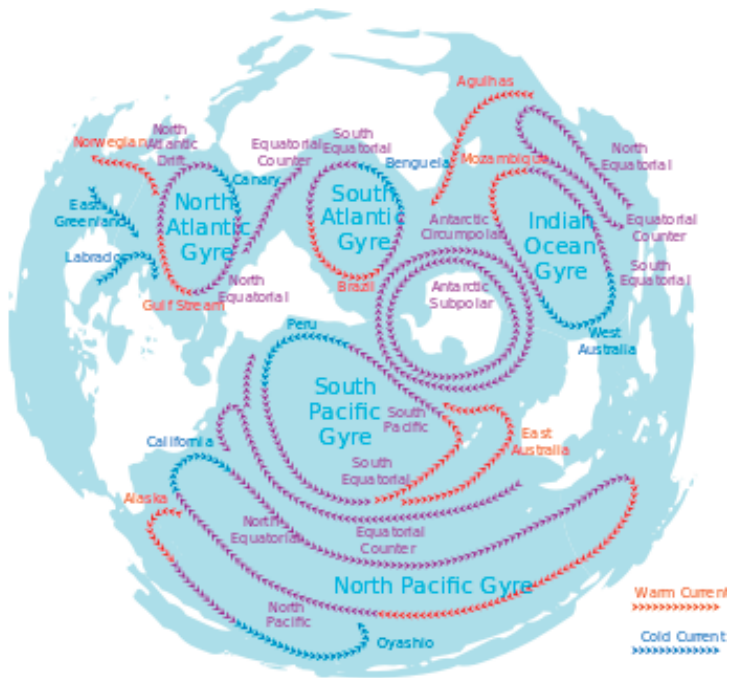


Рис. 1.

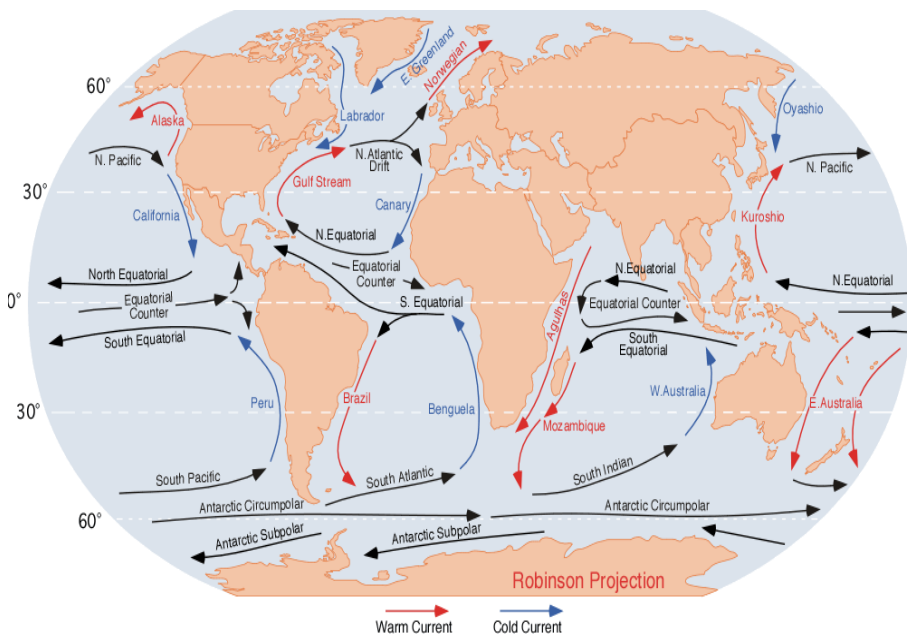


Рис. 2.

Течения сохраняют конфигурацию своей траектории и форму сечения струи. Для объяснения этих явлений обычно указывают на отличия в составе и свойствах вод струи и окружающих вод. Естественнее (на наш взгляд) предположить, что эти отличия являются следствием обособленности струи, а не причиной этой обособленности. Следовательно, должны существовать силы, обеспечивающие устойчивость конфигурации и формы сечения струи.

Насколько известно автору, такие вопросы не отражены в существующих теориях и численных методах расчета океанских течений – см., например, [2, 3]. Ниже предлагается теория, объясняющая существование внутренних движущих сил и сил, обеспечивающих устойчивость течения. Рассматривается математическая модель течений. При этом используется система МГМ-уравнений гравитомагнетизма, описанных в главе 1. Взаимодействие между движущимися массами объясняется существованием гравитомагнитных сил Лоренца (ГЛ-сил), которые, как показано в главе 1, могут иметь значительную величину.

2. Основная математическая модель

МПП-уравнения для гравитомагнитных напряженностей H и плотностей массовых токов J в стационарном гравитомагнитном поле имеют вид (см. систему В в главе 1)

$$\operatorname{div}(H) = 0, \quad (1)$$

$$\operatorname{rot}(H) = J, \quad (2)$$

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

Рассмотрим течение в форме параллелепипеда, где ab - уровень водной поверхности, а оси расположены в соответствии с рис. 3. Будем полагать, что скорость v течения направлена вдоль оси ox . В декартовых координатах уравнения (1, 2, 3) примут вид (см. 2.9.1-2.9.5):

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = J_x, \quad (5)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = J_y, \quad (6)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = J_z, \quad (7)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} + \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0, \quad (8)$$

$$\frac{\partial J_x}{\partial x} + \frac{\partial J_y}{\partial y} + \frac{\partial J_z}{\partial z} = 0. \quad (9)$$

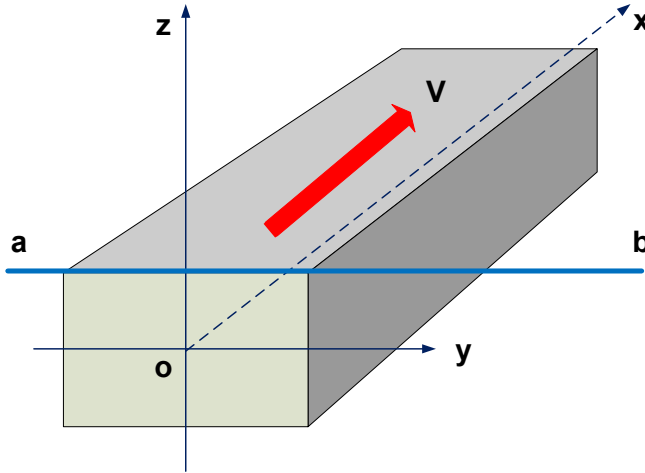


Рис. 3.

Из физических соображений ясно, что поле должно быть однородным вдоль оси Ox , т.е. должны отсутствовать производные по аргументу x , и, следовательно, уравнения (5-9) должны быть переписаны в виде:

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = J_x, \quad (10)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} = J_y, \quad (11)$$

$$-\frac{\partial H_x}{\partial y} = J_z, \quad (12)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial y} + \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0, \quad (13)$$

$$\frac{\partial J_y}{\partial y} + \frac{\partial J_z}{\partial z} = 0. \quad (14)$$

В приложении 1 показано, что решение этой системы уравнений может иметь следующий вид:

$$H_x = h_x(y) \cdot \exp(\eta \cdot z), \quad (6)$$

$$H_y = h_y(y) \cdot \exp(\eta \cdot z), \quad (7)$$

$$H_z = h_z(y) \cdot \exp(\eta \cdot z), \quad (8)$$

$$J_x = j_x(y) \cdot \exp(\eta \cdot z), \quad (9)$$

$$J_y = j_y(y) \cdot \exp(\eta \cdot z), \quad (10)$$

$$J_z = j_z(y) \cdot \exp(\eta \cdot z), \quad (11)$$

где

η – некоторая константа,

$h_x(y)$, $h_y(y)$, $h_z(y)$, $j_x(y)$, $j_y(y)$, $j_z(y)$ – функции от координаты y ; производные этих функций будем обозначать штрихами.

При этом

$$h_x(y) = \sin(b_3 y) / (b_1 + b_2 y^4), \quad (15)$$

$$h_y(y) = \exp(b_5 |y|) - b_4. \quad (16)$$

$$h_z = -\frac{b_5}{\eta} \exp(b_5 |y|), \quad (17)$$

$$j_x = -\left(\frac{1}{\eta} b_5^2 + \eta \right) \exp(b_5 |y|) + \eta b_4. \quad (18)$$

$$j_y = \eta \sin(b_3 y) / (b_1 + b_2 y^4), \quad (19)$$

$$j_z = \left\{ \begin{array}{l} b_3 \cos(b_3 y) / (b_1 + b_2 y^4) \\ -4b_2 y^3 \sin(b_3 y) / (b_1 + b_2 y^4) \end{array} \right\}, \quad (20)$$

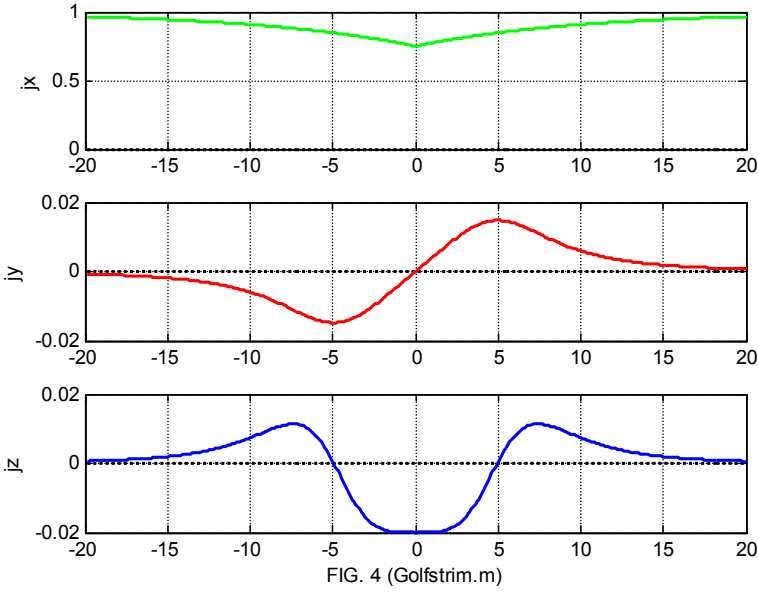
где b_k – некоторые константы.

4. Анализ решения

Далее мы рассмотрим указанные функции при

$$\eta = 0.2, \quad b_1 = 3, \quad b_2 = 0.0016, \quad b_3 = 0.06, \quad b_4 = 4, \quad b_5 = -0.1.$$

Массовые токи j_x , j_y , j_z , не зависят от координаты x , а в зависимости от координаты y , определяются по (18-20). Функции $j_x(y)$, $j_y(y)$, $j_z(y)$ показаны на рис. 4.



На рис. 5 показаны массовые токи J_x , J_z , как функции координаты z . Показаны токи при нескольких определенных значениях y . Токи показаны в масштабе 1:10.

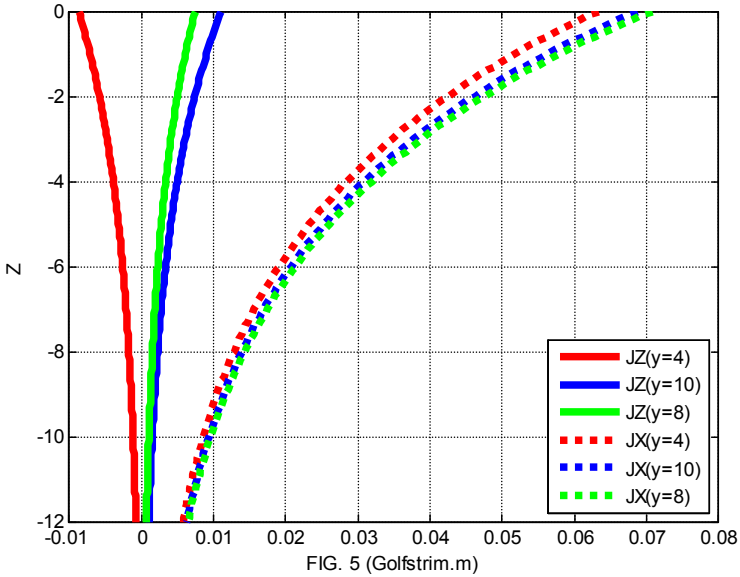


Рис. 5.

Рассмотрим векторное поле токов J_y, J_z в вертикальной плоскости сечения струи. На рис. 6 представлен фрагмент этого поля $y = [-15, 15]$ и $z = [0, -2, -4, -6, -8]$. Таким образом, массовые токи в струе циркулируют по вертикали. При этом в малой центральной области масса воды с большой скоростью опускается вниз, а в отдаленной, но значительной по объему области, с малой скоростью поднимается вверх. На свободной поверхности струи вдоль оси образуется углубление (см. дугу AA на рис. 6), а вдоль границ образуется возвышение (см. дуги АВ на рис. 6). Это аналогично поверхности водоворота. Вода с возвышения устремляется в углубление. Кинетическая энергия такой циркуляции расходуется только на потери от внутреннего трения. Потенциальная энергия водоворота не изменяется. Т.е. в этом случае нет преобразования потенциальной энергии в кинетическую и обратно. Однако (как указывалось в главе 3) гравитирующее тело расходует свою энергию на создание и поддержание массовых токов.

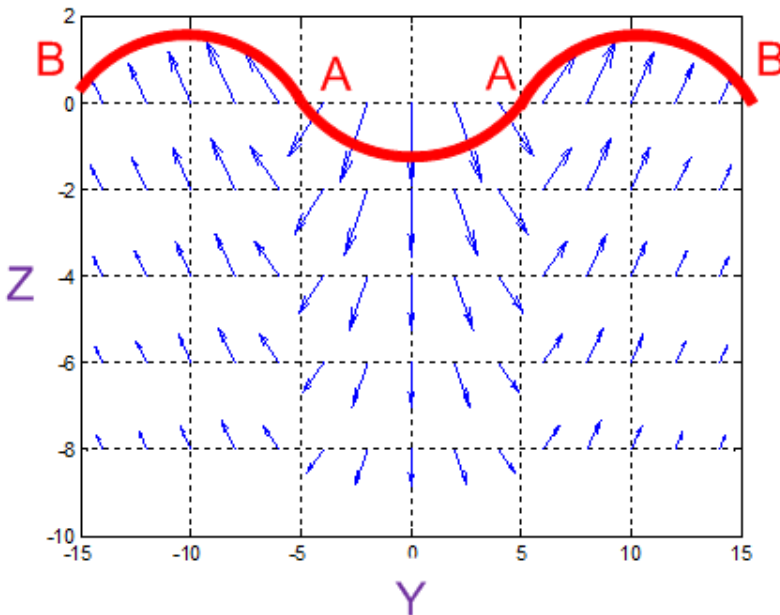


Рис. 6 (Golfstrim.m).

На рис. 7 показаны токи $J_x, -J_x, J_y, J_z$ на горизонтальной плоскости сечения струи. Видно, что токи J_y , направленные перпендикулярно боковой поверхности струи, близки к нулю на

боковой поверхности и направлены из струи (см. также рис. 4). Это означает, что боковые воды не входят в струю, а воды струи не выходят из струи, т.е. нет обмена между водами струи и окружающими водами: струя сохраняет свой состав!

Видно, что токи J_x быстро уменьшаются с глубиной. Это соответствует, например, структуре Гольфстрима [4]. Вертикальные токи J_z также уменьшаются с глубиной и можно говорить о вертикальном размере течения. Видно также, что массовые токи вдоль течения примерно в 100 раз превышают массовые ток в других направлениях.

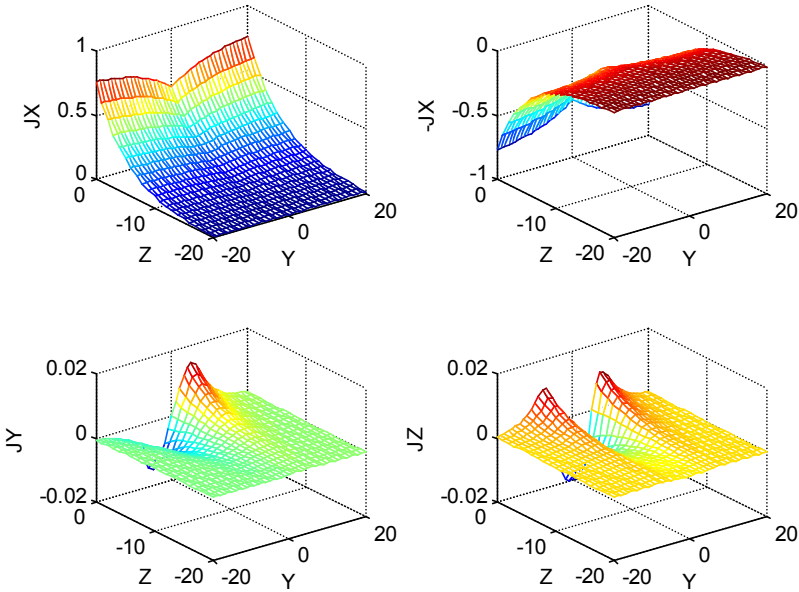


Рис. 7 (Golfstrim.m).

По аналогии с (1.8.3) в главе 2 запишем выражение для проекций вектора плотности гравитационной энергии:

$$S_{xyz} = \begin{bmatrix} S_x = J_y H_z - J_z H_y \\ S_y = J_z H_x - J_x H_z \\ S_z = J_x H_y - J_y H_x \end{bmatrix} \quad (1)$$

На рис. 8 показаны плотности потоков энергии S_x , S_y , S_z , $(-S_z)$ на горизонтальной плоскости сечения струи.

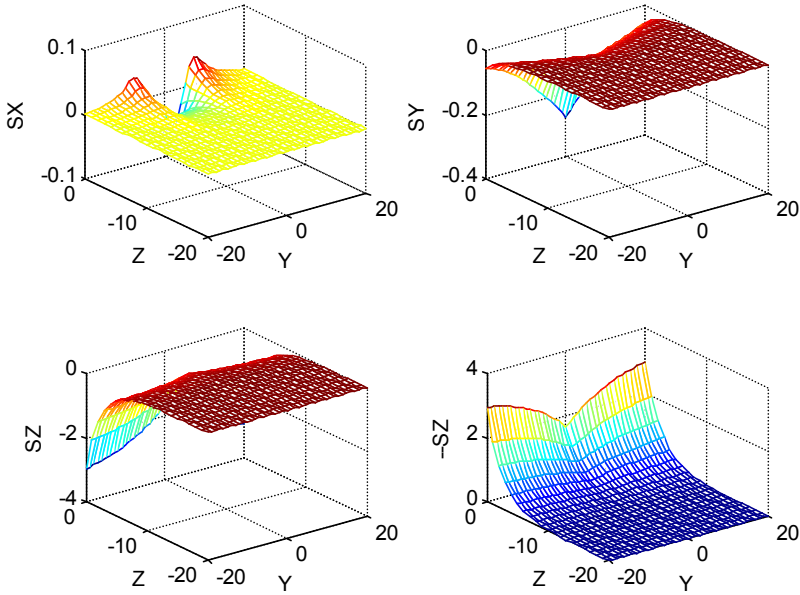


Рис. 8 (Golfstrim.m).

5. Выводы

Предложенная математическая модель объясняет

- источник энергии морского течения
- существование замкнутой траектории течения
- сохранение конфигурации траектории течения
- сохранение формы течения
- обособленность течения от окружающих вод

Приложение 1

Перепишем уравнения (2.10-2.14):

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = J_x, \quad (1)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} = J_y, \quad (2)$$

$$-\frac{\partial H_x}{\partial y} = J_z, \quad (3)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial y} + \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial J_y}{\partial y} + \frac{\partial J_z}{\partial z} = 0. \quad (5)$$

Будем искать решение системы уравнений (1-5) в виде функций, сепарабельных относительно координат. Эти функции имеют следующий вид:

$$H_x = h_x(y) \cdot \exp(\eta \cdot z), \quad (6)$$

$$H_y = h_y(y) \cdot \exp(\eta \cdot z), \quad (7)$$

$$H_z = h_z(y) \cdot \exp(\eta \cdot z), \quad (8)$$

$$J_x = j_x(y) \cdot \exp(\eta \cdot z), \quad (9)$$

$$J_y = j_y(y) \cdot \exp(\eta \cdot z), \quad (10)$$

$$J_z = j_z(y) \cdot \exp(\eta \cdot z), \quad (11)$$

где

η – некоторая константа,

$h_r(y)$, $h_\varphi(y)$, $h_z(y)$, $j_r(y)$, $j_\varphi(y)$, $j_z(y)$ – функции от координаты y ; производные этих функций будем обозначать штрихами.

Подставляя (6-11) в (1-5), получаем:

$$h'_z - \eta h_y = j_x, \quad (12)$$

$$\eta h_x = j_y, \quad (13)$$

$$-h'_x = j_z, \quad (14)$$

$$h'_y + \eta h_z = 0, \quad (15)$$

$$j'_y + \eta j_z = 0. \quad (16)$$

Подставим (13, 14) в (16). Тогда получим:

$$\eta h'_x - \eta h'_x = 0. \quad (17)$$

Выражение (17) является тождеством $0=0$. Поэтому (16) следует из (13, 15) и может быть исключено из системы уравнений (12, 16). Оставшиеся 4 дифференциальных уравнения (12-15) содержат 6 неизвестных функций. Поэтому можно произвольным образом определить две любые функции.

Для дальнейшего мы определим следующие две функции h_x и h_y . Тогда найдем

$$j_y = \eta h_x, \quad (18)$$

$$j_z = -h'_x, \quad (19)$$

$$h_z = -\frac{1}{\eta} h'_y, \quad (20)$$

$$j_x = h'_z - \eta h_y = -\frac{1}{\eta} h''_y - \eta h_y. \quad (21)$$

Пусть

$$h_x(y) = \sin(b_3 y) / (b_1 + b_2 y^4), \quad (22)$$

$$h_y(y) = \exp(b_5 |y|) - b_4. \quad (23)$$

где b_k – некоторые константы. Тогда

$$h'_x(y) = \left\{ \begin{array}{l} b_3 \cos(b_3 y) / (b_1 + b_2 y^4) - \\ - 4b_2 y^3 \sin(b_3 y) / (b_1 + b_2 y^4)^2 \end{array} \right\}, \quad (24)$$

$$h'_y(y) = b_5 \exp(b_5 |y|). \quad (25)$$

$$h''_y(y) = b_5^2 \exp(b_5 |y|). \quad (26)$$

$$h_z = -\frac{b_5}{\eta} \exp(b_5 |y|), \quad (27)$$

$$j_x = -\frac{1}{\eta} h''_y - \eta h_y = -\left(\frac{1}{\eta} b_5^2 + \eta \right) \exp(b_5 |y|) + \eta b_4. \quad (28)$$

$$j_y = \eta \sin(b_3 y) / (b_1 + b_2 y^4), \quad (29)$$

$$j_z = \left\{ \begin{array}{l} b_3 \cos(b_3 y) / (b_1 + b_2 y^4) - \\ - 4b_2 y^3 \sin(b_3 y) / (b_1 + b_2 y^4)^2 \end{array} \right\}, \quad (30)$$

Итак, функции $(h_x, h_y, h_z, j_x, j_y, j_z)$ определяются по (22, 23, 27, 28, 29, 30) соответственно.

Литература

1. https://ru.wikipedia.org/wiki/Морские_течения
2. А. С. Монин, Г. М. Жихарев, Океанские вихри, АН СССР, УФН, 1990, том 160, вып. 5, http://elibrary.lt/resursai/Uzsienio%20leidiniai/Uspechi_Fiz_Nauk/1990/5/r905a.pdf
3. Robert H. Stewart, Introduction To Physical Oceanography, Department of Oceanography, Texas A & M University, 2008, http://oceanworld.tamu.edu/resources/ocng_textbook/PDF_files/book.pdf
4. <https://ru.wikipedia.org/wiki/Гольфстрим>

Глава 4.7. Водное и песчаное цунами

Оглавление

1. Введение
 2. Математическая модель
 3. Потоки энергии
 4. Вертикальная устойчивость и движение
 5. Выводы
- Приложение 1
Приложение 2
Литература

Введение

Водные и песчаные цунами часто объединяют в один класс явлений с водными солитонами и песчаными вихрями. Внешне они различаются размерами и формой. Громадные размеры цунами впечатляют – см. рис 1-4. Что касается формы, то, в отличие от солитонов и песчаных вихрей, имеющих колоколообразную или цилиндрическую форму, форму цунами можно аппроксимировать параллелепипедом. Поэтому в математической модели цунами применяется параллелепипедная форма цунами.

Еще раз посмотрим на рис 1-4. Кажется неубедительным представление о том, что причиной движения этой махины является ветер и нелинейность среды. Создается впечатление, что внутри этого "устройства" есть собственный двигатель, а сопротивление среды – лишь катализатор, сила, которая давит на педаль газа.



Рис. 1.



Рис. 2



Рис. 3.



Рис. 4.

2. Математическая модель

МПГ-уравнения для гравитомангнитных напряженностей H и плотностей массовых токов J в стационарном гравитомангнитном поле имеют вид (см. систему В в главе 1)

$$\operatorname{div}(H) = 0, \quad (1)$$

$$\operatorname{rot}(H) = J, \quad (2)$$

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

Эти уравнения описывают неподвижное цунами. Но при движении цунами надо учесть тот факт, что сопротивление воздуха и инерция элементарных масс создает дополнительный поток - массовый ток, направленный против скорости v поступательного движения цунами – см. рис. 4а. Можно полагать, что существует некоторый источник постоянного тока $\overline{J}_v \equiv -\overline{v}$. В декартовых координатах будем полагать, что скорость направлена вдоль оси Ox . При этом уравнения (1, 2, 3) примут вид:

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = J_x + J_v, \quad (5)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = J_y, \quad (6)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = J_z, \quad (7)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} + \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0, \quad (8)$$

$$\frac{\partial J_x}{\partial x} + \frac{\partial J_y}{\partial y} + \frac{\partial J_z}{\partial z} = 0. \quad (9)$$

Из физических соображений ясно, что поле должно быть однородным вдоль вертикальной оси, т.е. должны отсутствовать производные по аргументу z , и, следовательно, уравнения (5-9) должны быть переписаны в виде:

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} = J_x + J_v \quad (10)$$

$$-\frac{\partial H_z}{\partial x} = J_y \quad (11)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = J_z \quad (12)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} = 0 \quad (13)$$

$$\frac{\partial J_x}{\partial x} + \frac{\partial J_y}{\partial y} = 0 \quad (14)$$

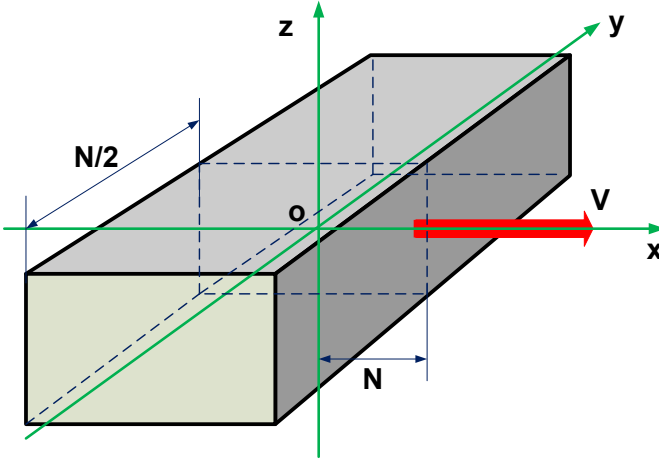


Рис. 4а.

В приложении 1 найдено решение системы уравнений (10-14). Оно имеет следующий вид:

$$H_x = h_x \cos(\alpha x) \sin(\beta y), \quad (15)$$

$$H_y = h_y \sin(\alpha x) \cos(\beta y), \quad (16)$$

$$H_z = h_z \sin(\alpha x) \sin(\beta y) + J_y y, \quad (17)$$

$$J_x = j_x \sin(\alpha x) \cos(\beta y) + J_y, \quad (18)$$

$$J_y = j_y \cos(\alpha x) \sin(\beta y), \quad (19)$$

$$J_z = j_z \cos(\alpha x) \cos(\beta y), \quad (20)$$

где

α, β - константы,

$h_x, h_y, h_z, j_x, j_y, j_z$ - амплитуды функций.

В приложении 1 показано, что при данных α, β, j_x, j_z остальные амплитуды h_x, h_y, h_z, j_y могут быть найдены по следующим формулам:

$$h_z = \frac{j_x}{\beta}, \quad (21)$$

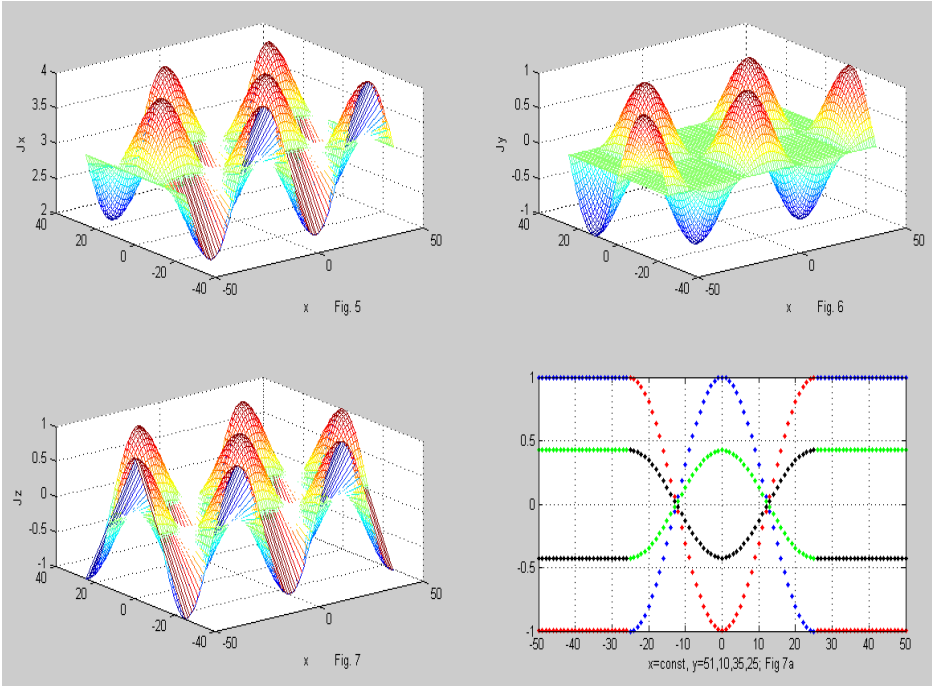
$$j_y = -j_x \frac{\alpha}{\beta}. \quad (22)$$

$$h_y = -h_x \frac{\alpha}{\beta}, \quad (23)$$

$$h_x = -j_z \left(\frac{\alpha^2}{\beta} + \beta \right). \quad (24)$$

Предположим, что площадь сечения цунами такова, что

$$-N \leq x \leq N \text{ и } -\frac{N}{2} \leq y \leq \frac{N}{2}.$$



На рис. 5, 6, 7 показаны величины J_x , J_y , J_z на плоскости сечения (x, y) при $\alpha = 2\pi/N$, $\beta = 2\pi/N$, $j_z = 1$, $j_x = 1$, $J_y = 3$. На рис. 7а показаны функции (20) при фиксированных значениях y . Видно, что при определенных значениях α , β сумма вертикальных токов (20) по каждой горизонтальной прямой и в каждом сечении равна нулю. Это означает, что в каждом вертикальном слое цунами существуют встречные потоки (вверх-вниз). При этом потенциальная энергия всего цунами остается постоянной. Это аналогично вращению колеса с постоянной скоростью в

вертикальной плоскости, когда потенциальная и кинетическая энергия остаются постоянными.

3. Потоки энергии

В приложении 2 вычислены эти проекции вектора плотности гравитационной энергии в теле цунами. При $J_v = 0$ они имеют вид:

$$S_{x0} = \left(\frac{1}{2} \sin(2\alpha x) (j_y h_z \sin^2(\beta y) - j_z h_y \cos^2(\beta y)) \right), \quad (21)$$

$$S_{y0} = \left(\frac{1}{2} \sin(2\beta y) (j_z h_x \cos^2(\alpha x) - j_x h_z \sin^2(\alpha x)) \right), \quad (22)$$

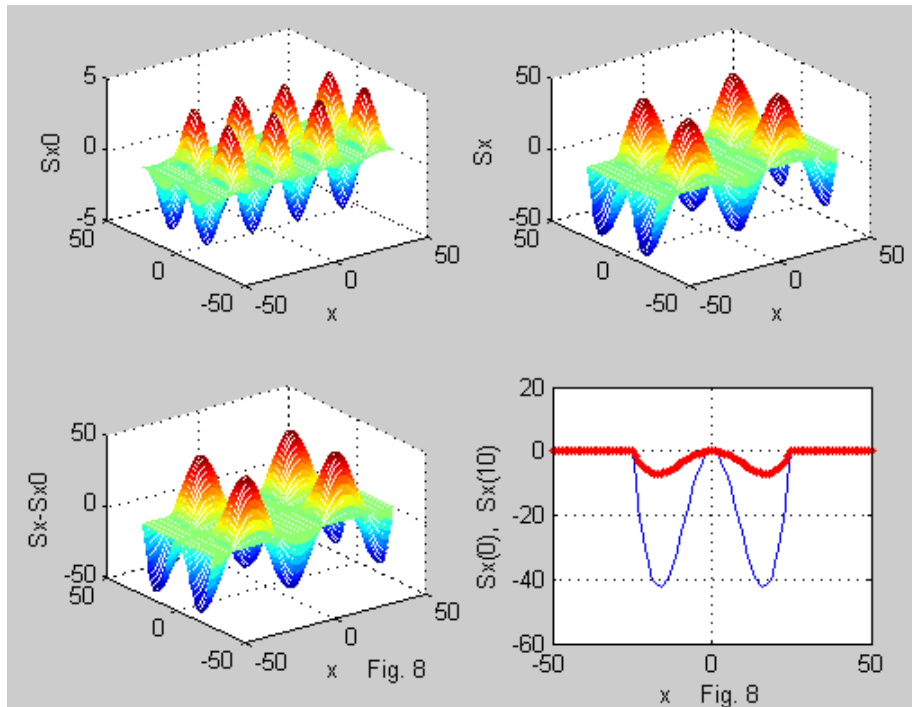
$$S_z = \left(\begin{array}{l} j_x h_y \sin^2(\alpha x) \cos^2(\beta y) - j_y h_x \cos^2(\alpha x) \sin^2(\beta y) \\ + J_v h_y \sin(\alpha x) \cos(\beta y) \end{array} \right). \quad (23)$$

При $J_v > 0$ эти потоки принимают вид:

$$S_x = (S_{x0} + J_v j_y y \cdot \cos(\alpha x) \sin(\beta y)), \quad (24)$$

$$S_y = (S_{y0} - J_v j_x x \cdot \sin(\alpha x) \cos(\beta y) - J_v h_z \sin(\alpha x) \sin(\beta y) - J_v^2 y), \quad (25)$$

$$S_z = (S_{z0} + J_v h_y \sin(\alpha x) \cos(\beta y)). \quad (26)$$

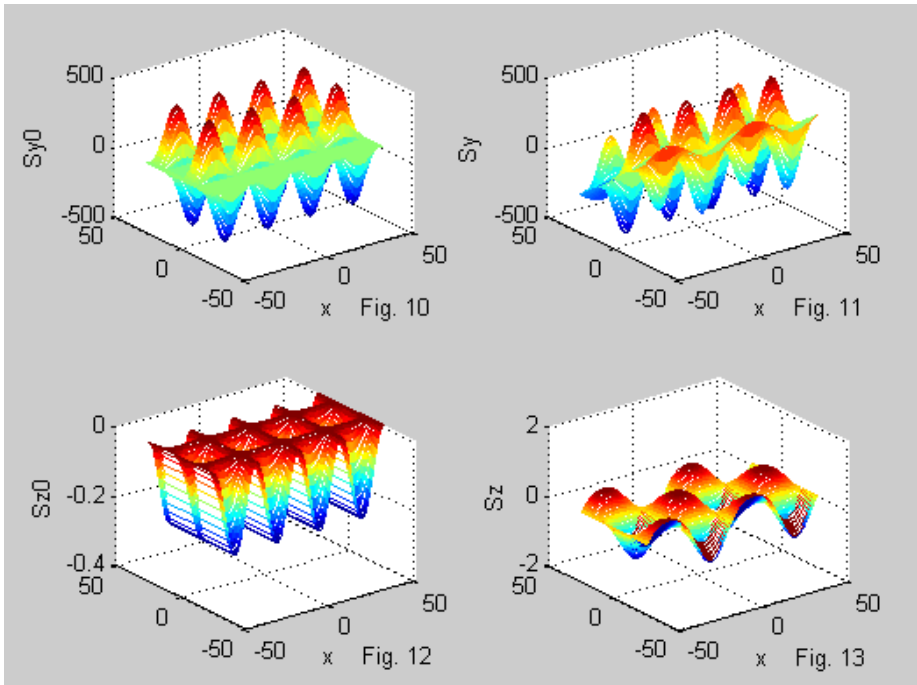


На рис. 8 показаны величины S_{x0} , S_x , $(S_x - S_{x0})$ на плоскости сечения (x, y) при $\alpha = 2\pi/N$, $\beta = 2\pi/N$, $j_z = 1$, $j_x = 1$, $J_y = 3$. В последнем окне показаны зависимости $S_x(x, y=0)$ и $S_x(x, y=10)$ - см. нижней и верхней кривые соответственно. Интегрирование величин S_{x0} , S_x по плоскости сечения (x, y) показывает, что

$$\overline{S_{x0}} = \int_{x,y} S_{x0} dx dy = 0, \quad (27)$$

но

$$\overline{S_x} = \int_{x,y} S_x dx dy < 0. \quad (28)$$



На рис. 10-13 показаны величины S_{y0} , S_y , S_z , S_{z0} на плоскости сечения (x, y) при $\alpha = 2\pi/N$, $\beta = 2\pi/N$, $j_z = 1$, $j_x = 1$, $J_y = 3$. Видно, что

$$S_y \approx S_{y0}, \quad (29)$$

$$S_z \approx S_{z0}, \quad (30)$$

причем интегральные значения

$$\overline{S}_y = \int_{x,y} S_y dx dy \approx 0, \quad (31)$$

$$\overline{S}_z = \int_{x,y} S_z dx dy < 0, \quad (32)$$

4. Вертикальная устойчивость и движение

Таким образом,

1. при любом J_v существует не зависящий от J_v вертикальный поток гравитоманнитной энергии

$$\overline{S}_z < 0. \quad (33)$$

2. при $J_v > 0$ существует горизонтальный поток гравитоманнитной энергии

$$\overline{S}_x < 0. \quad (34)$$

Одновременно с этими потоками энергии существуют потоки гравитоманнитного импульса $\overline{P}_z < 0$ и $\overline{P}_x < 0$. В соответствии с законом сохранения импульса существуют противоположно направленные импульсы массы цунами $\overline{P}_{mz} > 0$ и $\overline{P}_{mx} < 0$. Импульс $\overline{P}_{mz} > 0$ сохраняет вертикальную форму цунами, а импульс $\overline{P}_{mx} < 0$ движет цунами в направлении, противоположном скорости.

Таким образом, причиной движения цунами является сопротивление воздуха. Это сопротивление воздуха создает дополнительный массовый ток, направленный против скорости v поступательного движения вихря. Итак, существует положительная обратная связь между скоростью цунами и его механическим импульсом: начав движение, цунами разгоняется. Работу совершает гравитоманнитная энергия – см. главу 3.

5. Выводы

Предложенная математическая модель объясняет

- источник энергии для движения цунами
- источник движущей силы цунами
- сохранение формы цунами

Приложение 1

Решение системы уравнений (2.10-2.14) будем искать в виде:

$$H_x = h_x \cos(\alpha x) \sin(\beta y), \quad (41)$$

$$H_y = h_y \sin(\alpha x) \cos(\beta y), \quad (42)$$

$$H_z = h_z \sin(\alpha x) \sin(\beta y) + J_v y, \quad (43)$$

$$J_x = j_x \sin(\alpha x) \cos(\beta y) + J_v, \quad (44)$$

$$J_y = j_y \cos(\alpha x) \sin(\beta y), \quad (45)$$

$$J_z = j_z \cos(\alpha x) \cos(\beta y), \quad (46)$$

где

$h_x, h_y, h_z, j_x, j_y, j_z$ - амплитуды функций,

α, β - константы.

Будем дифференцировать (41-46) и подставлять полученное выражение в исходную систему уравнений (2.10-2.14). Например, из (2.10) получаем:

$$h_z \beta \cdot \sin(\alpha x) \cos(\beta y) + J_v = j_x \sin(\alpha x) \cos(\beta y) + J_v.$$

После сокращения на общие множители, находим:

$$h_z \beta = j_x, \quad (48)$$

Аналогично, из (2.11-2.14) находим:

$$-h_z \alpha = j_y, \quad (49)$$

$$h_y \alpha - h_x \beta = j_z, \quad (50)$$

$$h_x \alpha + h_y \beta = 0, \quad (51)$$

$$j_x \alpha + j_y \beta = 0. \quad (52)$$

Из (48, 49) находим:

$$h_z = \frac{j_x}{\beta}, \quad (53)$$

$$j_y = -j_x \frac{\alpha}{\beta}. \quad (54)$$

Из (50, 51) находим:

$$h_y = -h_x \frac{\alpha}{\beta}, \quad (55)$$

$$h_x = -j_z \left(\frac{\alpha^2}{\beta} + \beta \right). \quad (56)$$

Таким образом, при данных α, β, j_x, j_z остальные переменные j_y, h_z, h_x, h_y , могут быть найдены из уравнений (56, 55, 54, 53) соответственно.

Приложение 2

По аналогии с (1.8.3) в главе 2 запишем выражение для проекций вектора плотности гравитационной энергии:

$$S_{xyz} = \begin{bmatrix} S_x = J_y H_z - J_z H_y \\ S_y = J_z H_x - J_x H_z \\ S_z = J_x H_y - J_y H_x \end{bmatrix} \quad (60)$$

Используя формулы (2.15-2.20) основного текста, найдем проекции вектора плотности гравитационной энергии:

$$S_{xyz} = \begin{bmatrix} S_x = j_y \cos(\alpha) \sin(\beta) (h_z \sin(\alpha) \cos(\beta) + J_v y) - \\ \quad - j_z \cos(\alpha) \cos(\beta) h_y \cos(\alpha) \cos(\beta) \\ S_y = j_z \cos(\alpha) \cos(\beta) h_x \cos(\alpha) \sin(\beta) - \\ \quad - (j_x \sin(\alpha) \cos(\beta) + J_v) (h_z \sin(\alpha) \sin(\beta) + J_v y) \\ S_z = (j_x \sin(\alpha) \cos(\beta) + J_v) h_y \sin(\alpha) \cos(\beta) - \\ \quad - j_y \cos(\alpha) \sin(\beta) h_x \cos(\alpha) \sin(\beta) \end{bmatrix} \quad (61)$$

Выполняя умножение находим:

$$S_{xyz} = \begin{bmatrix} S_x = j_y \cos(\alpha) \sin(\beta) h_z \sin(\alpha) \sin(\beta) + j_y \cos(\alpha) \sin(\beta) J_v y - \\ \quad - j_z \cos(\alpha) \cos(\beta) h_y \sin(\alpha) \cos(\beta) \\ S_y = j_z \cos(\alpha) \cos(\beta) h_x \cos(\alpha) \sin(\beta) - \\ \quad - j_x \sin(\alpha) \cos(\beta) h_z \sin(\alpha) \sin(\beta) - J_v j_x \sin(\alpha) \cos(\beta) \\ \quad - h_z \sin(\alpha) \sin(\beta) J_v - J_v^2 y \\ S_z = j_x \sin(\alpha) \cos(\beta) h_y \sin(\alpha) \cos(\beta) + J_v h_y \sin(\alpha) \cos(\beta) - \\ \quad - j_y \cos(\alpha) \sin(\beta) h_x \cos(\alpha) \sin(\beta) \end{bmatrix} \quad (62)$$

ИЛИ

$$S_x = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} j_y h_z \sin^2(\beta y) \sin(2\alpha x) + J_v j_y y \cdot \cos(\alpha x) \sin(\beta y) - \\ - \frac{1}{2} j_z h_y \cos^2(\beta y) \sin(2\alpha x) \end{pmatrix}, \quad (63)$$

$$S_y = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} j_z h_x \cos^2(\alpha x) \sin(2\beta y) - \frac{1}{2} j_x h_z \sin^2(\alpha x) \sin(2\beta y) - \\ - J_v j_x y \cdot \sin(\alpha x) \cos(\beta y) - J_v h_z \sin(\alpha x) \sin(\beta y) - J_v^2 y \end{pmatrix}, \quad (64)$$

$$S_z = \begin{pmatrix} j_x h_y \sin^2(\alpha x) \cos^2(\beta y) + J_v h_y \sin(\alpha x) \cos(\beta y) - \\ - j_y h_x \cos^2(\alpha x) \sin^2(\beta y) \end{pmatrix}. \quad (65)$$

Глава 4.8. ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ СИЛЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕБЕСНЫХ ТЕЛ

Оглавление

1. Вступление
 2. Гравитомагнитное взаимодействие движущихся масс
 3. Количественные оценки
 4. Известные эксперименты
 5. Гравитомагнитное взаимодействие спутника и Земли
 6. Выводы
- Литература

1. Вступление

В главе 1 рассмотрены МГМ-уравнения, уточненные на основе известных экспериментов, откуда следует, что могут существовать значительные силы гравитомагнитного взаимодействия движущихся масс в вакууме. Эти уравнения справедливы только в условиях слабого гравитационного поля при малых скоростях. Поэтому следует ожидать, что в космосе можно наблюдать гравитомагнитные взаимодействия между спутниками, астероидами и более крупными небесными телами. Ниже приводятся расчет таких взаимодействий и некоторые примеры.

В главе 1 показано, что МГМ-уравнения должны быть дополнены некоторым эмпирическим коэффициентом гравитационной проницаемости среды. Этот коэффициент для вакуума имеет величину порядка $\xi \approx 10^{12}$ и резко уменьшается с увеличением давления. Это объясняет отсутствие видимых эффектов гравитомагнитного взаимодействия движущихся масс в воздухе. Однако в вакууме эти взаимодействия отчетливо проявляются. Ограничением может служить также то, что, как следует из основных уравнений ОТО, МГМ-уравнения справедливы только в условиях слабого гравитационного поле при малых скоростях. Поэтому следует ожидать, что в космосе можно наблюдать такие гравитомагнитные взаимодействия между спутниками, астероидами и более крупными небесными телами.

2. Гравитомагнитное взаимодействие движущихся масс

Рассмотрим две массы m_1 и m_2 , движущиеся со скоростями v_1 и v_2 соответственно. В приложении 5 главы 1 показано, что в этом случае возникают гравитомагнитные силы Лоренца, которые имеют следующий вид (здесь орты скоростей обозначены штрихами):

$$\overline{F_{21}} = \sigma \overline{f_{21}}, \quad (1)$$

$$\overline{F_{12}} = \sigma \overline{f_{12}}, \quad (1a)$$

где

$$\overline{f_{21}} = (\overline{v_1} \times (\overline{v_2} \times \overline{r'})). \quad (2)$$

$$\overline{f_{12}} = (\overline{v_2} \times (\overline{v_1} \times \overline{r'})), \quad (2a)$$

$$\sigma = \frac{\zeta \xi G \cdot m_1 m_2 v_1 v_2}{c^2 r^2}, \quad (3)$$

где $\zeta = 2$, $\xi \approx 10^{12}$.

Рассмотрим случай, когда обе скорости лежат в одной плоскости xOy . В приложении 3 главы 1 показано (см. (2a)), что в этом случае векторное произведение (2) имеет вид:

$$\overline{f_{21}} = \left(v'_{2x} r'_{1y} - v'_{2y} r'_{1x} \right) \begin{bmatrix} v'_{1y} \\ -v'_{1x} \end{bmatrix}. \quad (4)$$

Таким образом, в этом случае

$$\overline{f_{21}} \perp v'_1. \quad (5)$$

В частности, при $r'_{1y} = 0$, т.е. $r' = r'_x$, имеем:

$$\overline{f_{21}} = r' \cdot v'_{2y} \begin{bmatrix} -v'_{1y} \\ v'_{1x} \end{bmatrix}. \quad (6)$$

Векторы, входящие в эту формулу, показаны на рис. 1.

Если еще $v'_{1x} = 0$, т.е. $v'_1 = v'_{1y}$, то

$$\overline{f_{21}} = -r' \cdot v'_{2y} v'_1. \quad (7)$$

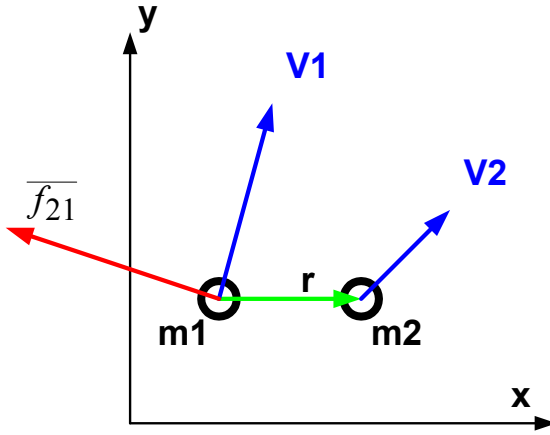


Рис. 1.

Таким образом, в этом случае сила (7) является отталкивающей. Следовательно, и сила (1) является отталкивающей. Сила притяжения двух масс всегда является притягивающей и равна

$$P = \frac{Gm_1m_2}{r^2}. \quad (8)$$

В приложении 5 главы 1 показано также, что

$$F = \phi_g P, \quad (9)$$

где

$$\phi_g = \zeta \xi \cdot \frac{v_1 v_2}{c^2}. \quad (10)$$

Пример 1. Рассмотрим две массы m_1 и m_2 , расположенные на расстоянии $\bar{r} = r_x$. Пусть их скорости удовлетворяют условиям

$$v'_{1x} = 0, \text{ т.е. } v'_1 = v'_{1y},$$

$$v'_{2x} = 0, \text{ т.е. } v'_2 = v'_{2y},$$

т.е. их скорости \bar{v}_2, \bar{v}_1 параллельны оси oy . Тогда из (7)

находим $\bar{f}_{21} = -r' \cdot v'_2 v'_1$. Вектор этой силы направлен противоположно вектору $\bar{r} = r_x$. При этом модуль отталкивающей силы равен (9). Притягивающая сила всегда равна (8). Следовательно, в этом положении сила

взаимодействия масс будет отсутствовать, если $\phi_g = 1$. Имеем $c \approx 3 \cdot 10^{10}$ см/сек, $\zeta = 2$. Пусть $v_1 = v_2 = 10^5$ см/сек. Тогда из (10) имеем:

$$\phi_g = 1 = \zeta \xi \cdot \frac{v_1 v_2}{c^2}, \quad \text{откуда находим} \quad \xi = \frac{c^2}{\zeta \cdot v_1 v_2} \quad \text{или}$$

$\xi = (3 \cdot 10^{10})^2 / 2 \cdot (10^5)^2 \approx 5 \cdot 10^{10}$. В этих условиях суммарная сила будет притягивающей, если $\xi < 5 \cdot 10^{10}$, и отталкивающей, если $\xi > 5 \cdot 10^{10}$.

3. Известные эксперименты

Выше указывалось, что в космосе следует ожидать наблюдения гравимагнитных взаимодействий между спутниками, астероидами и более крупными небесными телами. Ниже кратко описывается на до сих пор необъясненный эксперимент со спутником Explorer-I (1958 г.). Затем рассматривается математическая модель полета спутника, учитывающая гравимагнитное взаимодействие между Землей и спутником, и показывается, что результаты такого моделирования совпадают с наблюдениями.

В [2] Хоагленд описывает эксперимент Брауна со спутником Explorer-I (1958 г.). Траектория этого спутника явным образом противоречила расчетной траектории и этому до сих пор не найдено объяснения. Исследуя этот факт, Хоагленд не сдерживает свой пафос:

1) "...это восхитительное космическое открытие, которое, очевидно, будучи публично подтверждено, означало бы самый важный результат всей космической программы! Соккрытие, которое продолжается до сих пор."

2) "Представляется, что сразу же после запуска реальная траектория Explorer-I недвусмысленно нарушила два основных закона физики XX века. И это НЕ получило никакого научного признания, призов или обсуждений... даже через 50 лет после абсолютно неожиданного открытия."

3) "...в отличие от публичных "оправданий" аномального поведения Explorer-I, в частном порядке, тайно, он (Браун) искал серьезную рабочую альтернативу Ньютону и Эйнштейну!"

4) Интенсивный всемирный поиск фон Брауном работающей физики для решения этой основной проблемы не был чем-то, что он делал “просто из любопытства”. Очевидно, он единственный осознавал, что если это “нарушение” механики Ньютона в динамике спутников не будет понято, а затем каким-то образом взято под контроль, невозможность размещения будущих спутников на планируемые орбиты быстро похоронит всю космическую программу!

5) Если космический аппарат не может быть запущен на точную, предсказуемую орбиту, то научные миссии, основанные на известных орбитах спутников ..., не могли успешно выполняться. Не могли планироваться облеты намеченных объектов в военных целях

6) "Радикально “не ньютоновское” орбитальное поведение Explorer-I (и других американских спутников) должно считаться главным научным и политическим открытием в ранней космической программе, если не в области исследования Солнечной системы за последние 50 лет!"

Хоагленд также указывает на ряд других необъяснимых экспериментов

1) "Через 34 часа после запуска первый советский автоматический лунный зонд успешно пересек орбиту Луны, но оказался впереди Луны на целых “5.953 км” перед тем, как остаться на годичной, солнечной орбите.... Это было первое независимое подтверждение этой возможности, поскольку на орбите Земли Советы всегда могли сказать (и говорили), что любая достигнутая ими орбита была “запланированной”. Пролет мимо Луны, да еще и на расстояние большее, чем диаметр самой Луны (3.475 км), учитывая наличие сложной системы космической навигации, было важным свидетельством того, что загадочная “Сила” (не ньютоновское тяготение), демонстративно действующая на космический аппарат фон Брауна, действовала и на советские аппараты!"

2) "Через два месяца, когда подошла очередь очередной попытки фон Брауна осуществить еще одну американскую лунную миссию Пионер 4, его космический аппарат оказался на расстоянии 59.533 км перед Луной. В десять раз больше, чем ошибка русских!"

3) "Рассмотрение данных открытого доступа раскрыло одинаково неожиданное “поведение” двух дополнительных спутников Explorer в рамках военной программы фон Брауна, а

также подобные “загадочно увеличенные орбиты” трех успешно запущенных ВМФ США спутников Авангард до такой степени, что последние стали самыми старыми искусственными спутниками, еще вращающимися вокруг Земли!”

4) "И все же, как мы заметили, даже по прошествии 50 лет никто не заметил и не задал более глубоких вопросов об этой удивительной последовательности событий: повторяющихся нарушениях Законов Ньютона и Теории Относительности Эйнштейна при запуске первых американских спутников!"

5) "За срок чуть более полутора лет... фон Браун успешно запустил ещё два спутника Explorer, а ВМФ США – три (из планируемых 11-ти спутников) Авангарда. И все они демонстрировали тот же вид «загадочных аномалий орбит!"

Далее Хоагленд отмечает, что при отсутствии адекватной теории возникла необходимость в "ракете, которая имела бы достаточно топлива, чтобы противостоять любым “не ньютоновским неопределенностям”, с которыми она столкнется на пути..."

Итак, энергетические ресурсы ракеты позволяют сообщить спутнику некоторую стартовую скорость v_p . Однако реальная траектория такова, что для ее существования спутник должен был бы приобрести стартовую скорость $v_r > v_p$. Для объяснения этого противоречия Хоагленд предполагает, что ракеты приобрели каким-то образом дополнительную энергию в процессе разгона.

Хоагленд ищет объяснение всем этим фактам в теории торсионных полей. Известна еще весьма необычная теория [4], основанная на том, что скорость распространения гравитации конечна и, следовательно, можно допустить нарушение третьего закона Ньютона. Ниже обосновывается объяснение.

4. Гравитомагнитное взаимодействие спутника и Земли

Далее показывается, что экспериментальная траектория спутника Explorer-I совпадает с расчетной траекторией, которая получена с учетом гравитомагнитной силы Лоренца.

Таблица 1.

Параметр траектории	Расчетные значения, полученные традиционными методами	Экспериментальные значения
1	2	3
Апогей (км) [2, стр. 5]	$a_1 = 1575$	$a_2 = 2534$
Перигей (км) [2, стр. 5]	$p_1 = 224$	$p_2 = 360$
Орбитальный период (мин) [2, стр. 5]	105	114.7
То же, но вычисленное в данной статье при данных апогее и перигее	$T_1 = 105$	$T_2 = 114.3$
Скорость вывода спутника - скорость в перигее (м/сек) [4]	$v_1 = 8129$	$v_2 = 8214$
То же, но вычисленное в данной статье при данных апогее и перигее	$v_1 = 8125$	$v_2 = 8210$
Большая полуось (км) [5]		7832
Эксцентриситет [5]		0.14
Наклонение [5]		$33,24^\circ$
Масса (кг) [5]	21.5	21.5

В [2, 4, 5] приведены параметры траектории спутника Explorer-I, которые сведены в табл. 1. Обозначим:

$G = 6.67 \cdot 10^{-11}$ - гравитационная постоянная (здесь и далее используется система СИ),

$R = 6.37 \cdot 10^6$ - радиус Земли,

$M = 5.97 \cdot 10^{24}$ - масса Земли,

$m = 21.5$ - масса спутника,

p - перигей (см. табл. 1).

Вначале мы будем моделировать расчетную траекторию, выбирая стартовую скорость так, чтобы она проходила через данные точки перигея и апогея и имела заданную длительность

оборота. Для этого расчет траектории может выполняться по формуле

$$g = \frac{d^2 \bar{r}}{dt^2}, \quad (1)$$

где

g - ускорение, вызванное притяжением Земли,

t - текущее время,

$\bar{r}(x, y)$ - вектор расстояния от Земли до спутника, где система плоских координат привязана к центру земли.

Ускорение вычисляется, как известно, по формуле [3]

$$g = \frac{G \cdot M \cdot r}{|r|^3}. \quad (2)$$

При этом начальные значения должны иметь следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} x_0 = r_0 = R + p, \\ y_0 = 0, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

$$\left. \begin{aligned} (dx/dt)_0 = 0, \\ (dy/dt)_0 = v_{y0}, \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

где v_{y0} - скорость спутника в перигее. Этот расчет можно также выполнить по аналитическим формулам [6]:

$$\left. \begin{aligned} r(\varphi) &= \frac{P}{1 - e \cdot \cos(\varphi)}, \\ P &= \frac{r_0^2 v_{y0}^2}{GM}, \\ e &= 1 - \frac{P}{r_0}, \end{aligned} \right\} \quad (4a)$$

где

φ - угол вектора $r(\varphi)$ с осью абсцисс,

P - параметр эллипса (траектории спутника),

e - эксцентриситет эллипса.

На рис. 1 из [2] показаны траектории спутника

- с перигеем $p_1 = 0.224 \cdot 10^6$ и апогеем $a_1 = 1.575 \cdot 10^6$,
- с перигеем $p_2 = 0.36 \cdot 10^6$ и апогеем $a_2 = 2.534 \cdot 10^6$.

Разности перигеев $\Delta a = 0.959 \cdot 10^6$ и апогеев $\Delta p = 0.136 \cdot 10^6$ отличаются в 7 раз - см. табл. 1.



Рис. 1.

На рис. 2 показаны вычисленные траектории спутника

- с перигеем $p_1 = 0.224 \cdot 10^6$, апогеем $a_1 = 1.575 \cdot 10^6$, стартовой скоростью $v_1 = 8125$, периодом обращения $T_1 = 105 \text{ min}$ для теоретической орбиты (tr),
- с перигеем $p_2 = 0.36 \cdot 10^6$, апогеем $a_{20} = 2.35 \cdot 10^6$, стартовой скоростью $v_2 = 8210$, периодом обращения $T_2 = 114.3 \text{ min}$ для экспериментальной орбиты (ex),
- радиус и окружность Земли (rz,oz,zz).

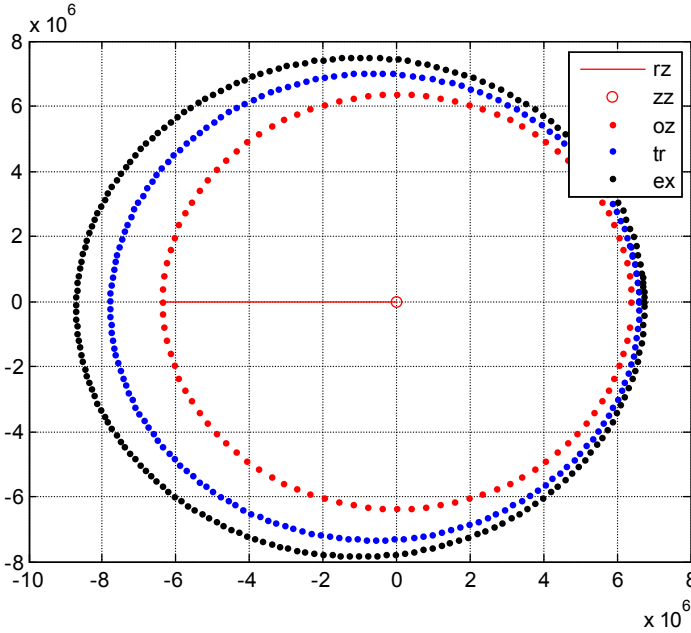


Рис. 2 ('fspunath, mode=7')

Как показано выше, движущаяся масса m_2 воздействует на другую движущуюся массу m_1 гравитоманнитной силой Лоренца, имеющей вид

$$\overline{F}_{21} = \frac{\xi \cdot G m_1 m_2}{c^2 r^3} (\overline{v}_1 \times (\overline{v}_2 \times \overline{r})), \quad (5)$$

где

\overline{r} - вектор расстояния между массами,

$\overline{v}_1, \overline{v}_2$ - соответствующие скорости,

ξ - коэффициент гравитационной проницаемости среды,

$c = 3 \cdot 10^8$ - скорость света.

В нашем случае Земля воздействует на спутник, а воздействием спутника на Землю можно пренебречь. При этом ускорение, которое приобретает спутник под воздействием гравитоманнитной силы Лоренца со стороны Земли,

$$\overline{L} = \frac{\xi \cdot GM}{c^2 r^3} (\overline{v}_c \times (\overline{v}_3 \times \overline{r})), \quad (6)$$

где $\overline{v}_c, \overline{v}_3$ - скорости спутника и Земли соответственно.

Коэффициент гравитационной проницаемости ξ приблизительно определен в выше на основании экспериментов Самохвалова. Этот коэффициент зависит от давления воздуха нелинейно. Траектория спутника частично проходит через атмосферу, в которой давление меняется с высотой, а частично в космосе с нулевым давлением. Поэтому мы не можем учесть влияние этого коэффициента строго. Далее мы определим некоторое среднее значение этого коэффициента в предположении, что он не изменяется на протяжении всей траектории.

Итак, с учетом гравитомагнитной силы Лоренца ускорение будем вычислять по формуле

$$w = g + L. \tag{7}$$

При этом принимаются начальные условия (3, 4) со следующими значениями констант:

$p_2 = 0.36 \cdot 10^6$ - экспериментально найденный перигей,

$v_1 = 8125$ скорость спутника в перигее, которая достигается в соответствии с теоретическим расчетом.

Таким образом, предполагается, что двигатели доставляли спутнику именно ту стартовую скорость, на которую были рассчитаны. Но траектория определялась с учетом гравитомагнитной силы Лоренца.

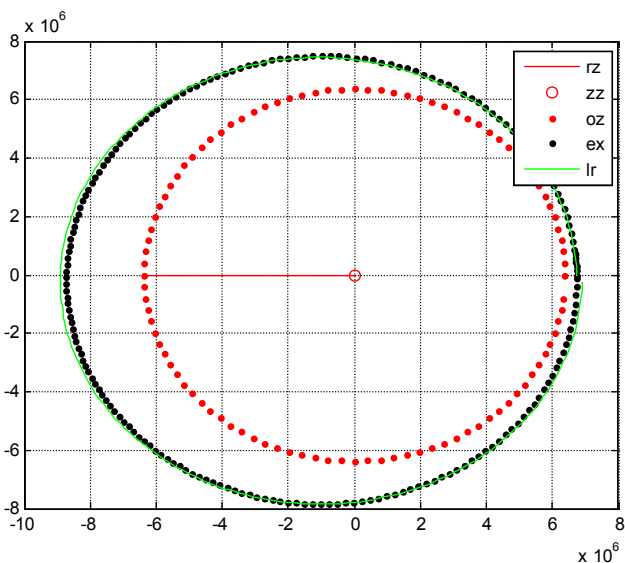


Рис. 3 ('fspunath, mode=10')

Кроме того, принимается среднее значение коэффициента гравитационной проницаемости среды $\xi = 2.65 \cdot 10^6$. Эта величина отличается от найденной выше величины $\xi = 10^{12}$ для вакуума, поскольку спутник летел в разреженной атмосфере.

На рис. 3 показаны вычисленные траектории спутника с перигеем $p_2 = 0.36 \cdot 10^6$:

- траектория спутника со стартовой скоростью $v_2 = 8210$, апогеем $a_{20} = 2.35 \cdot 10^6$ и периодом обращения $T_2 = 114.3 \text{ min}$ для экспериментальной орбиты (ex), вычисленная традиционным методом – см. также на рис. 2,
- траектория спутника со стартовой скоростью $v_1 = 8125$, апогеем $a_2 = 2.53 \cdot 10^6$ и периодом обращения $T_2 = 114.3 \text{ min}$, вычисленная с учетом гравитомагнитной силы Лоренца (lr),
- радиус, окружность и центр Земли (rz, zz, oz).

6. Выводы

Итак, реальная орбита спутника такова, что при расчете по известной теории должна иметь стартовую скорость $v_2 = 8210$. Однако спутник по запасам энергии мог достигнуть стартовой скорости $v_1 = 8125$ ($v_2 - v_1 = 85$). Для объяснения этого противоречия предполагалось, что спутник во время разгона получил дополнительную энергию (из неизвестного источника) и достиг стартовой скорости $v_2 = 8210$. В статье показано, что спутник и при стартовой скорости $v_1 = 8125$ (без получения дополнительной энергии) мог иметь указанную реальную орбиту.

Таким образом, наблюдаемая траектория спутника Explorer-I совпадает с траекторией, вычисленной по предлагаемой теории, т.е. она может быть объяснена без привлечения неизвестных источников энергии, а только с учетом гравитомагнитной силы Лоренца. При этом источником энергии является гравитационное поле Земли (подобно тому, как энергия, расходуемая электрическими зарядами под действием сил Лоренца, поставляется источником тока).

Указанная выше незначительная разница между перигеями может быть объяснена также, как и разница между апогеями, но для этого надо рассматривать траекторию разгона спутника, что здесь не проделано.

Вместе с тем совпадение реальной траектории спутника Explorer-I с расчетной траекторией, которая получена с учетом гравитомагнитной силы Лоренца, является еще одним подтверждением того, что МГМ-уравнения справедливы и вакуум (и любая иная среда) обладает гравитационной проницаемостью для передачи магнитогравитационных взаимодействий между массами.

Литература

1. Зильберман Г.Е. Электричество и магнетизм, Москва, изд. "Наука", 1970.
2. Ричард Колфилд Хоагленд. Пятидесятилетний секрет фон Брауна, 2010, http://alexfl.ru/vechnoe/vechnoe_braun.html, http://alexfl.ru/vechnoe/vechnoe_braun1.html
3. П.И. Бакулин, Э.В. Кононович, В.И. Мороз. Курс общей астрономии, 1976, <http://www.bibliotekar.ru/astromonia/>
6. О.Х. Деревенский. Бирюльки и фитюльки всемирного тяготения, <http://newfiz.narod.ru/gra-opus.htm>
7. Эксплорер-1, Википедия, <http://ru.wikipedia.org/wiki/Эксплорер-1>
8. О.В. Голубева. Теоретическая механика. Изд."Высшая Школа", 1976.

Глава 4.9. Механизм возникновения и метод расчета турбулентных течений

Оглавление

1. Вступление
 2. Гравитомагнитное взаимодействие движущихся масс
 3. Гравитомагнитное взаимодействие как причина турбулентности
 4. Количественные оценки
 5. Пример: турбулентный поток воды в трубе
 6. Уравнения турбулентного потока
- Литература

1. Вступление

Ниже предлагается объяснение механизма возникновения турбулентных течений, которое основано на максвеллоподобных МГМ-уравнениях. Показывается, что движущиеся молекулы текущей жидкости взаимодействуют между собой аналогично движущимся электрическим зарядам. Силы такого взаимодействия могут быть рассчитаны и включены в уравнения Навье-Стокса как массовые силы. Уравнения Навье-Стокса, дополненные такими силами, становятся уравнениями гидродинамики для турбулентного течения. При этом для расчета турбулентных течений можно использовать известные методы решения уравнений Навье-Стокса.

В главе 1 показано, что МГМ-уравнения должны быть дополнены некоторым эмпирическим коэффициентом гравитационной проницаемости среды. Этот коэффициент для вакуума имеет величину порядка $\xi \approx 10^{12}$ и резко уменьшается с увеличением давления. Это объясняет отсутствие видимых эффектов гравимагнитного взаимодействия движущихся масс в воздухе. Однако в вакууме эти взаимодействия отчетливо проявляются.

В потоке жидкости движущиеся молекулы разъединены вакуумом. Поэтому силы их гравитомагнитного взаимодействия могут быть значительными и влиять на характер течения.

Известно, что при увеличении скорости ламинарного течения жидкости или газа самопроизвольно (без наличия внешних сил) возникает турбулентное течение [1]. Механизм самопроизвольного перехода от ламинарного течения к турбулентному не найден. Очевидно, должен быть обнаружен источник сил, перпендикулярных скорости потока.

Далее показывается, что гравитомагнитное взаимодействие движущихся масс жидкости может быть причиной возникновения турбулентности.

2. Гравитомагнитное взаимодействие движущихся масс

Рассмотрим две массы m_1 и m_2 , движущиеся со скоростями v_1 и v_2 соответственно. В приложении 5 главы 1 показано, что в этом случае возникают гравитомагнитные силы Лоренца, которые имеют следующий вид (здесь орты скоростей обозначены штрихами):

$$\overline{F_{21}} = \sigma \overline{f_{21}}, \quad (1)$$

$$\overline{F_{12}} = \sigma \overline{f_{12}}, \quad (2)$$

где

$$\overline{f_{21}} = (\overline{v_1'} \times (\overline{v_2'} \times \overline{r'})), \quad (3)$$

$$\overline{f_{12}} = (\overline{v_2'} \times (\overline{v_1'} \times \overline{r'})), \quad (4)$$

$$\sigma = \frac{\zeta \xi G \cdot m_1 m_2 v_1 v_2}{c^2 r^2}, \quad (5)$$

где $\zeta = 2$, $\xi \approx 10^{12}$.

При параллельных скоростях $\overline{v_1} = \overline{v_2}$ и равных массах силы $\overline{F_{12}} = -\overline{F_{21}}$ и ламинарное течение сохраняет свой характер. Однако в общем случае, когда $\overline{v_1} \neq \overline{v_2}$, возникают силы $\overline{F_{12}} \neq \overline{F_{21}}$, т.е. возникает неуравновешенная сила $\overline{\Delta F} = \overline{F_{12}} + \overline{F_{21}}$, действующая на массы m_1 и m_2 и искривляющая траектории движения этих масс (заметим, что при этом не соблюдается третий закон Ньютона [2]). Из приведенных формул следует, что неуравновешенная сила

направлена под углом к скорости потока, что нарушает ламинарность.

В приложении 5 главы 1 показано также, что эффективность гравитоманнитных сил Лоренца намного превышает эффективность электромагнитных сил Лоренца при сравнимых скоростях.

3. Гравитоманнитное взаимодействие как причина турбулентности

Для появления неуравновешенных сил должны выполняться следующие условия:

1. скорости должны иметь определенную величину (при которой силы становятся существенными);
2. должна возникнуть причина местного изменения скоростей, например,
 - появление преграды
 - изменение давления при вытекании струи из воды.

Можно указать ряд причин, увеличивающих неуравновешенные силы:

- увеличение температуры, при котором скорости V_1 и V_2 перестают быть параллельными из-за тепловых флуктуаций,
- уменьшение вязкости, т.е. межмолекулярных сил притяжения, которые противодействуют неуравновешенной силе, раздвигающей молекулы.

Можно указать также ряд внешних факторов, вызывающих появление неуравновешенных сил за счет внешнего нарушения параллельности скоростей V_1 и V_2 , например,

- резкие изменения температуры, давления,
- впрыскивание дополнительной жидкости или других веществ.

Локальное изменение равных скоростей пары связанных молекул, вызванное, например, несимметричным ударом, неизбежно распространяется на всю область течения.

Поскольку силы Лоренца не совершают работы, энергия для турбулентного движения должна поступать из энергии ламинарного течения, т.е. энергия входного потока должна превышать некоторую величину для возникновения турбулентности.

Уравнения Навье-Стокса позволяют определить скорости потока, встречающего преграду или покидающего преграду. Зная

эти скорости, по указанным выше уравнениям можно определить неуравновешенные силы. Затем эти силы, как функции скорости, могут быть включены в уравнения Навье-Стокса как массовые силы.

4. Количественные оценки

Рассмотрим формулы (2.1-2.5). Из них следует:

$$\overline{\Delta F} = \sigma \overline{\Delta f}, \quad (7)$$

где

$$\overline{\Delta F} = \overline{F_{21}} + \overline{F_{12}}, \quad (8)$$

$$\overline{\Delta f} = \overline{f_{21}} + \overline{f_{12}}. \quad (9)$$

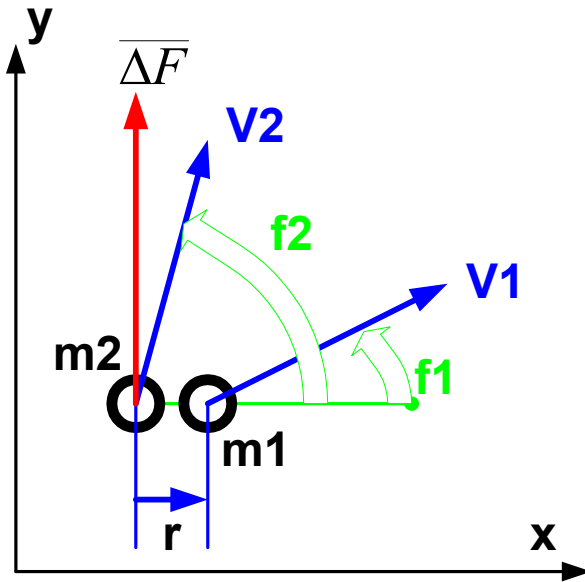


Рис. 1.

Рассмотрим две соседние молекулы жидкости. Расстояние между молекулами жидкости остается неизменным. В силу малости расстояния \$r\$ между ними можно полагать, что векторы скоростей \$\vec{v}'_1\$, \$\vec{v}'_2\$ этих молекул приложены к одной точке и лежат в некоторой общей плоскости \$xoy\$. Тогда вектор (9) также лежит в этой плоскости. На рис. 1 показано расположение векторов \$\vec{v}'_1\$, \$\vec{v}'_2\$, \$\vec{r}'\$.

В приложении 5 главы 1 (см. (6)) показано также, что величина векторов (9, 8) определяются по формулам вида

$$\Delta f = r \sin(\varphi_2 - \varphi_1). \quad (10)$$

$$\Delta F = \sigma \sin(\varphi_2 - \varphi_1). \quad (11)$$

Эта сила возникает тогда, когда соседние молекулы ударяются о преграду под разными углами. Можно полагать, что суммарная сила приложена к одной из молекул. Поэтому она создает крутящий момент диполя, составленного из двух молекул,

$$M = r \cdot \Delta F. \quad (12)$$

Каждая пара соседних молекул жидкости образует диполь с крутящим моментом (12). Крутящие моменты увеличивают локальные скорости молекул жидкости, что, в свою очередь, увеличивает крутящие моменты указанных диполей. Поэтому турбулентность, начавшись, продолжает развиваться, распространяясь в объеме жидкости.

Формула (11) определяет силы гравитомангнитного взаимодействия молекул жидкости, как функцию скоростей этих соприкасающихся молекул. Эти силы могут быть включены в уравнения Навье-Стокса как массовые силы – см. ниже.

5. Пример: турбулентный поток воды в трубе

Далее рассмотрим случай взаимодействия струй жидкости, предполагая, что взаимодействуют группы молекул, образующих элемент струи. Рассмотрим частный случай, когда у струй векторы скоростей равны $|\mathbf{v}_1| = |\mathbf{v}_2| = v$ и массы групп равны $m_1 = m_2 = m$. При этом по (4) найдем силу

$$\sigma = \zeta \xi G \left(\frac{mv}{cr} \right)^2. \quad (11)$$

где r – расстояние между струями. Обозначим через d характерный размер группы (диаметр струи) и перепишем (11) в виде

$$\sigma = \zeta \xi G \left(\frac{\rho \cdot d^3 v}{cr} \right)^2. \quad (11a)$$

где ρ – плотность жидкости, а масса группы

$$m = \rho \cdot d^3. \quad (11b)$$

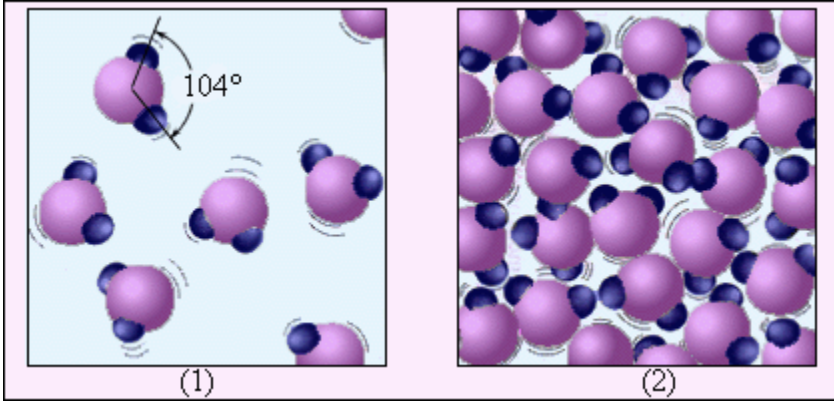


Рис. 2 (из Википедии). Водяной пар (1) и вода (2). Молекулы воды увеличены примерно в $5 \cdot 10^7$ раз.

Дальнейший пример относится к воде. Поскольку в жидкостях молекулы располагаются на расстояниях соизмеримых с размерами самих молекул (см. рис. 2), то расстояние между молекулами примем равным диаметру молекулы, который для воды равен $r \approx 3 \cdot 10^{-12}$ см. Плотность воды $\rho = 1 \text{ г/см}^3$. Найдем еще скорость потока воды, при котором возникает турбулентность. Известно [3], что условие возникновения турбулентности определяется критерием Рейнольдса, который для круглой трубы имеет вид

$$\text{Re} = Dv / \eta, \quad (12)$$

где D - диаметр трубы, η - коэффициент кинематической вязкости. Для воды $\eta \approx 0.01 \text{ см}^2/\text{с}$ [3]. Пусть $D = 2.5 \text{ см}$. Турбулентность возникает, если число Рейнольдса $\text{Re} > 2300$. При этом из (12) найдем скорость турбулентного потока $v = 10 \text{ см/сек}$. Пусть диаметр взаимодействующих струй $d \approx 0.1 \text{ см}$. Выше указано, что $\zeta = 2$, $\xi \approx 10^{12}$, $G \approx 7 \cdot 10^{-8}$. Тогда из (11а) найдем

$$\sigma = 2 \cdot 10^{12} \cdot 7 \cdot 10^{-8} \left(0.1^3 \cdot 10 / (6 \cdot 10^{10} \cdot 3 \cdot 10^{-12}) \right)^8 \approx 2000 \text{ дин} \quad (13)$$

Предположим, что $\sin(\varphi_2 - \varphi_1) \approx 10^{-2}$. Тогда найдем силу (9):

$$\Delta F \approx 20 \text{ дин}. \quad (14)$$

Из (10, 14) найдем еще крутящий момент:

$$M \approx r \cdot \Delta F \approx 2 \text{ дин*см}. \quad (15)$$

6. Уравнения турбулентного потока

Снова вернемся к формуле (5) из приложения 5 главы 1:

$$\overline{F_{21}} = \frac{\zeta \xi G m^2}{c^2 r^3} (\overline{v_1} \times (\overline{v_2} \times \overline{r})) \left[\text{дина} = \frac{\Gamma \cdot \text{см}}{\text{сек}^2} \right]. \quad (1)$$

Аналогично п. 5 найдем

$$\overline{\Delta F} = \mathcal{G} \cdot \overline{\Delta f}, \quad (2)$$

где

$$\mathcal{G} = \frac{\zeta \xi G m^2}{c^2 r^3} \left[\frac{e}{\text{см}^2} \right], \quad (3)$$

$$\overline{\Delta f} = \mathcal{G} ((\overline{v_1} \times (\overline{v_2} \times \overline{r})) - (\overline{v_2} \times (\overline{v_1} \times \overline{r}))). \quad (4)$$

Учитывая (11в), перепишем (3) в виде

$$\mathcal{G} = \frac{\zeta \xi G \rho^2 d^6}{c^2 r^3} \left[\frac{e}{\text{см}^2} \right]. \quad (4a)$$

Далее силы, вызывающие турбулентность, будем обозначать как T . В приложении 3 главы 1 показано (см. также рис. 1), что, если все векторы лежат в одной плоскости, то (4) эквивалентно формуле

$$T_y = \mathcal{G} \cdot R_x (v_{2x} v_{1y} - v_{2y} v_{1x}), \quad (5)$$

где

T_y - сила, действующая на массу, движущуюся со скоростью v_2

R_x - расстояние между центрами масс.

Пусть две соседние группы молекул расположены на оси OX . Обозначим:

$$R_x = dx, \quad (6a)$$

$$v_2 = v, \quad v_1 = v + dv. \quad (6b)$$

Тогда

$$T_y = \mathcal{G} \cdot dx (v_x (v_y + dv_y) - v_y (v_x + dv_x)) \quad (7)$$

или

$$T_y = \mathcal{G} \cdot dx (v_x dv_y - v_y dv_x). \quad (8)$$

Аналогично, для правой системы координат имеем:

$$T_z = \mathcal{G} \cdot dy (v_y dv_z - v_z dv_y), \quad (9)$$

$$T_x = \mathcal{G} \cdot dz (v_z dv_x - v_x dv_z). \quad (10)$$

Глава 4.9. Турбулентные течения

Рассмотрим оператор (который в дальнейшем для краткости будем называть турбулеаном)

$$\Omega(v) = \begin{vmatrix} v_z \frac{dv_x}{dz} - v_x \frac{dv_z}{dz} \\ v_x \frac{dv_y}{dx} - v_y \frac{dv_x}{dx} \\ v_y \frac{dv_z}{dy} - v_z \frac{dv_y}{dy} \end{vmatrix} \left[\frac{\text{см}}{\text{сек}^2} \right]. \quad (11)$$

Пример 1. Рассмотрим идеальное ламинарное течение, в котором $v_x \neq 0$, $v_y = 0$, $v_z = 0$. Очевидно, при этом $\Omega(v) = 0$, т.е. ламинарное течение не может самопроизвольно перейти в турбулентное течение.

В соответствии с (6а) имеем

$$R = dx = dy = dz \quad (12)$$

Из (10-12) следует выражение

$$T = R^2 g \cdot \Omega(v) \left[\text{см}^2 \frac{\Gamma}{\text{см}^2} \cdot \frac{\text{см}}{\text{сек}^2} = \frac{\Gamma \cdot \text{см}}{\text{сек}^2} = \text{дина} \right]. \quad (13)$$

или

$$T = g_1 \cdot \Omega(v) [\text{дина}], \quad (14)$$

где

$$g_1 = R^2 g = \frac{R^2 \zeta \xi G \rho^2 d^6}{c^2 r^3} [g]. \quad (15)$$

Выражение (14) определяет силу, действующую на группу молекул со стороны трех соседних групп молекул, находящихся перед ней на осях координат, если дифференциалы координат равны расстоянию между молекулами (12). Эта сила действует на объем четырех групп молекул, т.е. на объем $4d^3$. Поэтому сила, действующая на единичный объем,

$$T_m = \rho_m \Omega(v) \left[\frac{\text{дина}}{\text{см}^3} = \frac{\Gamma}{\text{сек}^2 \text{см}^2} \right], \quad (16)$$

где

$$\rho_m = \frac{g_1}{4d^3} = \frac{R^2 \zeta \xi G \rho^2 d^3}{4c^2 r^3} \left[\frac{\text{Г}}{\text{см}^3} \right]$$

или

$$\rho_m = \frac{\zeta \xi G \rho^2 d^8}{4c^2 r^3} \left[\frac{\text{Г}}{\text{см}^3} \right], \quad (17)$$

поскольку $R \approx d$.

Заметим для сравнения, что в уравнениях гидродинамики размерность массовой силы $F_m \left[\frac{\text{дина}}{\text{Г}} = \frac{\text{см}}{\text{сек}^2} \right]$, а размерность силы, действующей на единичный объем, $\rho F_m \left[\frac{\text{дина}}{\text{Г}} \frac{\text{Г}}{\text{см}^3} = \frac{\text{дина}}{\text{см}^3} = \frac{\text{Г}}{\text{сек}^2 \text{см}^2} \right]$. Именно такую размерность имеет и сила (16). При этом коэффициент (17) имеет размерность плотности и может быть назван турбулентной плотностью данной жидкости.

Пример 2. Найдем турбулентную плотность ρ_m воды. Имеем: $\rho = 1 \text{Г/см}^3$, $d \approx 0.1 \text{см}$, $c \approx 3 \cdot 10^{10} \text{см/сек}$, $\zeta = 2$, $\xi \approx 10^{12}$. Пусть диаметр струи $d \approx 0.1 \text{см}$ и расстояние между струями $r \approx 10^{-8} \text{см}$. Тогда

$$\rho_m = \frac{\zeta \xi G \rho^2 d^8}{4c^2 r^3} = \frac{2 \cdot 10^{12} \cdot 7 \cdot 10^{-8} \cdot 10^{-8}}{4 \cdot (3 \cdot 10^{10})^2 (10^{-8})^3}$$

или $\rho_m \approx 0.4 \left[\frac{\text{Г}}{\text{см}^3} \right]$.

Силы (16) могут быть включены в уравнения Навье-Стокса. Уравнения Навье-Стокса, дополненные такими силами, становятся уравнениями гидродинамики для турбулентного течения.

Турбулеан (11) по структуре аналогичен выражению

$$(\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{v} = \begin{bmatrix} v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_x}{\partial z} \\ v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_y}{\partial z} \\ v_x \frac{\partial v_z}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_z}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \end{bmatrix}, \quad (18)$$

входящему в уравнения Навье-Стокса. Поэтому для расчета турбулентных течений можно использовать известные методы решения уравнений Навье-Стокса и, в том числе, метод, предложенный в [4].

Выражение (18) входит в уравнение Навье-Стокса с множителем ρ . Следовательно, турбулеан (11) будет влиять на решение уравнения, если коэффициент (17) будет иметь значение $\rho_m \approx \rho$.

Литература

1. Иванов Б.Н. Мир физической гидродинамики. От проблем турбулентности до физики космоса. Изд. 2-е. – М.: Едиториал УРСС, 2010. – 240с.
2. Зильберман Г.Е. Электричество и магнетизм, Москва, изд. "Наука", 1970.
3. Вильнер Я.М. и др. Справочное пособие по гидравлике, гидромашинам и гидроприводам, изд. "Высшая школа", 1976.
4. Хмельник С.И. Уравнения Навье-Стокса. Существование и метод поиска глобального решения (вторая редакция). Published by "MiC" - Mathematics in Computer Comp., printed in USA, Lulu Inc., ID 9971440. Израиль, 2011, ISBN 978-1-4583-1953-1.

Глава 5. Эксперименты

Существуют эксперименты, которые без оглядки относят к вечным двигателям, только потому, что нет приемлемых объяснений. Между тем некоторые из них можно объяснить предположением о значительной величине гравитомагнитных сил. Подробнее такие эксперименты и их математические модели описываются ниже.

Глава 5.1. Эксперименты Самохвалова

Оглавление

1. Вступление
 2. Первый эксперимент
 3. Второй эксперимент
 4. Роль гравитомангнитных сил Лоренца
 5. Некоторые экспериментальные оценки
- Литература

1. Вступление

Самохвалов задумал и выполнил серию неожиданных и удивительных экспериментов, которые, по-видимому, можно объяснить взаимодействием неравномерных токов масс [4-8]. Для автора эти эксперименты послужили стимулом к разработке данной темы. Анализируя эти эксперименты, можно было предположить, что они соответствуют уравнениям Максвелла для гравитации. Можно было увидеть, что неравномерные токи масс J_g создают переменные гравитоэлектрическую напряженность E_g и гравитомангнитную индукцию B_g . При взаимодействии этой индукции с массами m , движущимися со некоторой скоростью v возникает гравитомангнитная сила Лоренца.

Важно отметить, что эффекты были настолько значительны, что для их объяснения в рамках указанных уравнений гравитации необходимо было дополнить эти уравнения некоторым эмпирическим коэффициентом ξ . Далее показывается, что при таком дополнении результаты экспериментов хорошо согласуются с уравнениями Максвелла для гравитации, которые мы выше договорились называть МГД-уравнениями.

Необходимо отметить, что Самохвалов такое объяснение своих экспериментов.

2. Первый эксперимент.

Рассмотрим эксперимент Самохвалова, описанный в [1]. 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 [1] 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 (1.2.4) 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 (1.2.9), 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 (10a, 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 $d \approx 0.3$ 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

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

3. Второй эксперимент

Рассмотрим эксперименты Самохвалова, описанные в [2]. 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

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

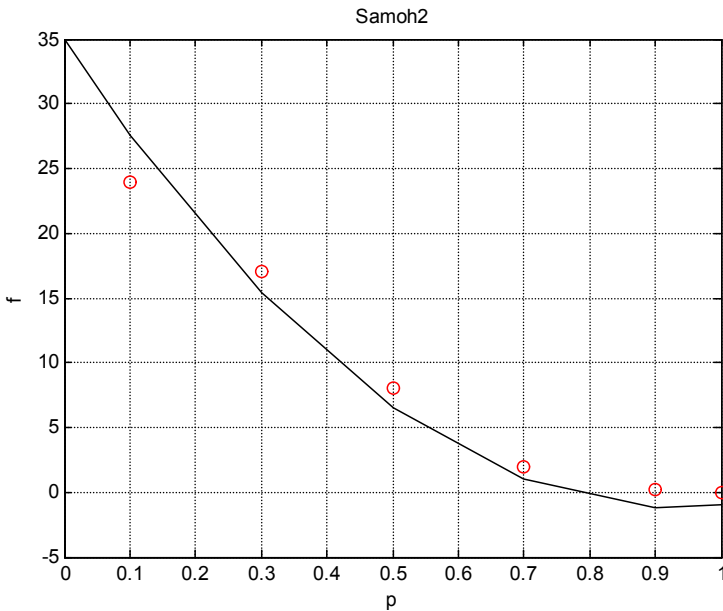


Рис. 1.

В эксперименте исследуются эти зависимости.

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

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

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

Глава 5.1. Эксперименты Самохвалова

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:

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

$$f_1 = [24, 17, 6, 5] \text{ при } p = 1 \text{ атм},$$

$$f_{102} = [30, 25, 12, 10] \text{ при } p = 1.02 \text{ атм}.$$

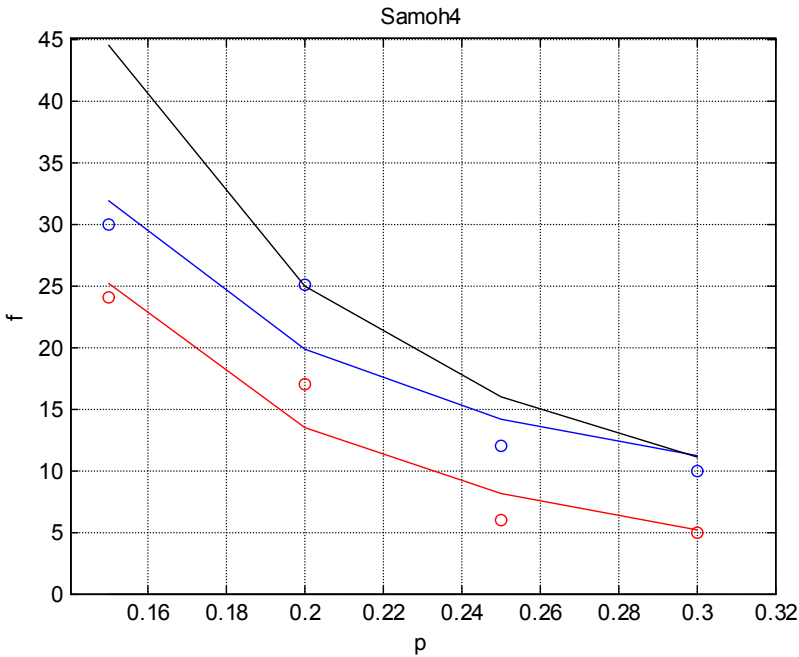


Рис. 2.

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:

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

В частности, из (2a) находим:

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

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

Ниже в (п.3.7) показано, что

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

Таким образом,

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

Из (9) следует, что

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

В первом эксперименте 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:

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

4. Роль гравитомангнитных 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.

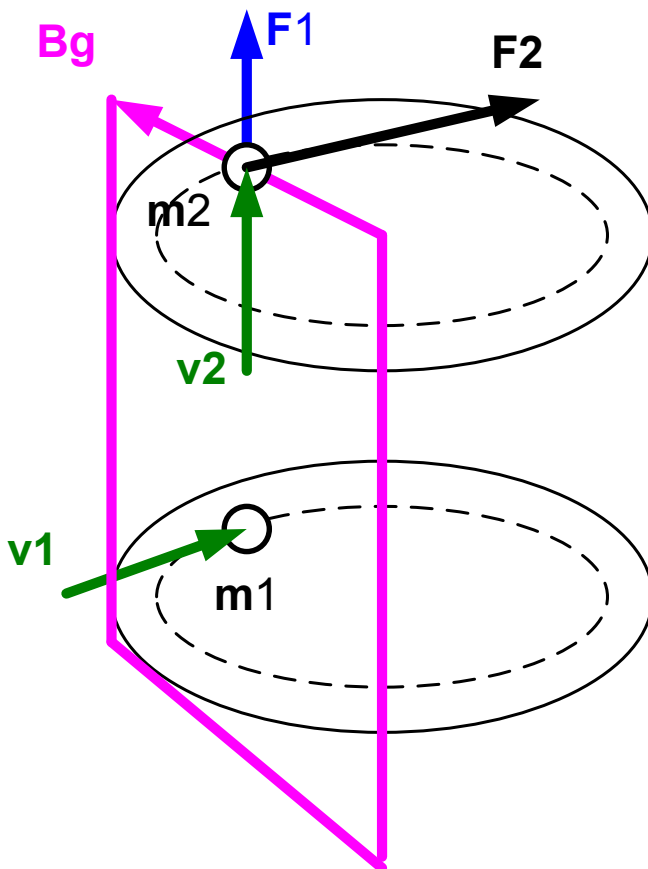


Рис. 3.

Вибрация дисков объясняется следующим образом – см. рис. 3. Выше, при анализе первого эксперимента, показано, что ведущий диск представляет собой переменный массовый ток (2.3) с круговой частотой (2.6). Этот ток массы m_1 , движущийся со скоростью V_1 , создает переменную гравимагнитную индукцию B_g (2.4), 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

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

Выше, при анализе первого эксперимента, показано, что массы m_1 , m_2 являются массой окружности внешней полосы диска радиусом $R \approx 7\text{ см}$ и размером сечения (2.1). 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 [5].

Вращающая сила, действующая на ведомый диск, объясняется следующим образом – см. рис. 3.. Рассмотренная выше гравитомагнитная индукция B_g (2.4), 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 (1.1.1):

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

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 (2.4, 2.5)), 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 второго эксперимента – см. (3.8).

5. Некоторые экспериментальные оценки

Анализ экспериментов Самохвалова, рассмотренных выше, позволяет получить грубую оценку коэффициента ξ гравитационной проницаемости:

$$\xi \approx 10^{12}. \quad (1)$$

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.

Литература

Примечание:

DNA-№ - Доклады независимых авторов,
ISSN 2225-6717, <http://dna.izdatelstwo.com/>

1. Самохвалов В.Н. Массодинамическое и массовариационное взаимодействие движущихся тел. **DNA-13**, 2009 – С. 110-159.
2. Самохвалов В.Н. Квадрупольное излучение вращающихся масс. «Доклады независимых авторов», **DNA-14**, 2010 – С. 112-145.
3. Самохвалов В.Н. Силовое действие массовариационного излучения на твердые тела. **DNA-15**, 2010 – С. 175-195.
4. Самохвалов В.Н. Исследование силового действия и отражения квадрупольного излучения вращающихся масс от твердых тел. **DNA-18**, 2011 – С. 165-187.
5. Самохвалов В.Н. Силовые эффекты при массодинамическом взаимодействии в среднем вакууме. **DNA-19**, 2011 – С. 170-181.
6. Самохвалов В.Н. Исследование и измерение величины силовых эффектов при массодинамическом взаимодействии. «Доклады независимых авторов», **DNA-24**, 2013 - С. 113-131.

Глава 5.2. Колесо Альдо Коста

"Моя небольшая работа принесет им (искателям вечного двигателя) пользу: им не придется спасаться бегством от королей и правителей, не выполнив обещания"

Леонардо да Винчи

Содержание

1. Введение
 2. Не спасался бегством...
 3. Разбалансированные колеса
 4. Основная идея
 5. Определение гравимагнитной силы Лоренца
 6. Математическая модель колеса Альдо Коста
 7. Количественные оценки
 8. Некоторые сравнения
 9. Технология
- Приложение 1. Движение тела по окружности под действием силы тяжести
1. Движение шарика внутри трубчатой окружности
 2. Движение шарика внутри деформированной трубчатой окружности
 3. Динамика движения шарика внутри деформированной трубчатой окружности
 4. Импульс силы при движении шарика внутри деформированной трубчатой окружности
- Приложение 2. Движение груза по вертикальной ступеньке.
- Литература

1. Введение

Известно, что работа силы тяжести по перемещению тела по замкнутой траектории равна нулю.

В [1] читаем. Осуществив множество попыток построения вечного двигателя "Леонардо попытается понять, почему двигатели различных систем не работают, утверждает неотвратимость существования каких-либо причин, внутренне присущих и

мешающих работе эффектов" Его последователи, основываясь на его авторитете, "используют принцип невозможности вечного двигателя уже как твердо установленный закон природы". Парижская академия, отталкиваясь от мнения этих последователей, тоже не предъявила строгое доказательство невозможности существования вечного двигателя. Парижская академия "хотела как лучше": "такие работы (творцов вечного движения) слишком расточительны: они уже разрушили очень много семей. Часты случаи, когда механик, который мог бы занять достойное место, растрчивал на это свою славу, время и талант".

Но механики не могут утомиться, т.к. принцип невозможности вечного двигателя **не** твердо установленный закон природы. Многократные попытки построения вечного двигателя предпринимались в течении столетий [2] и продолжают. Но они лишь позволяют, как писал Леонардо, утверждать неотвратимость существования каких-либо мешающих причин. Доказательств существования таких причин нет и закон сохранения энергии тут ни причем.

2. Не спасался бегством...

Известна история успешного испытания вечного двигателя Орфериуса [3]. Финансировал работу и возглавлял "приемную комиссию", включающую известных ученых, граф Карл, который также считался одним из ведущих ученых своего времени. Трудно представить, что Орфериус взялся обмануть такого человека. Это кажется мне менее вероятным, чем успешное испытание. Не пришлось Орфериусу спасаться бегством от графа, не выполнив обещания.

3. Разбалансированные колеса

Среди проектов вечного двигателя распространены т.н. разбалансированные колеса. Как указано в [3], "впервые конструкция из разбалансированных колес была описана Маркизом Ворчестером. Из описания следует, что это было колесо с двумя ободами – один внутри другого. К ободам с помощью струн прикрепляются гири таким образом, что при движении вниз они смещаются в сторону внешнего обода, а при движении вверх – в сторону внутреннего." Автору не удалось найти описание этого колеса, но в [4]. приводятся описания нескольких подобных устройств.

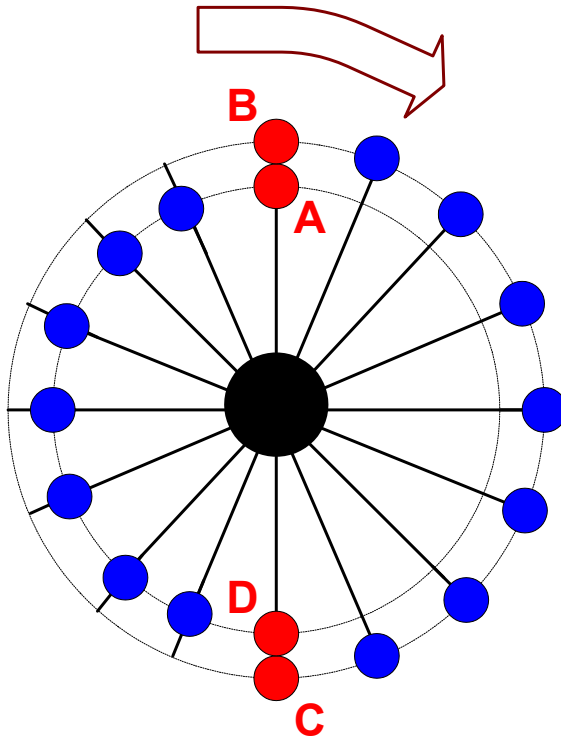


Рис. 1.

Мы рассмотрим самое впечатляющее из них. В [5] описан гравитационный мотор Альдо Коста. Его конструкцию можно представить в следующем виде – см. рис. 1. Грузы, укрепленные на спицах, вращаются вокруг общей оси. В точках *A* и *C* грузы перемещаются вдоль спицы в точки *B* и *D* соответственно. Таким образом, при перемещении вниз (справа) грузы вращаются по радиусу R_1 , а при перемещении вверх (справа) грузы вращаются по радиусу $R_2 < R_1$ – это похоже на то, что предложено Маркизом Ворчестером – см. выше.

Колесо установлено вертикально, имеет диаметр 18 м и содержит 236 сложных механизмов для переключения положения грузов – см. рис. 2. Детали машины подробно описаны в патенте [9]). Несколько видео-роликов работы устройства приведены в [10].

Заметим, что здесь, также, как и у Маркиза Ворчестера, имеется "колесо с двумя ободами – один внутри другого. К ободам ... прикрепляются гири таким образом, что при движении вниз они

смещаются в сторону внешнего обода, а при движении вверх – в сторону внутреннего."

Еще одно устройство подобного типа предложил Дмитриев [11]. Подробное описание этого устройства и несколько видеороликов его работы приведены в [12].



Рис. 2.

4. Основная идея

В главе 3 показано, что силы тяжести могут совершать работу. При этом автор торжественно заявляет, что признает закон сохранения энергии (понимая, однако, что это автору не поможет). Далее показывается, что этот закон не противоречит возможности построения вечного двигателя, использующего силы земного притяжения. При этом, естественно, уменьшается кинетическая энергия Земли, но эту проблему автор игнорирует (точно так же, как ее игнорируют конструкторы гидроэлектростанций).

5. Определение гравимагнитной силы Лоренца

В главе 1 показано, что гравимагнитная сила Лоренца, действующая от массы m_1 на массу m_2 , определяется выражением вида (здесь и далее используется система СГС)

$$\vec{F}_{12} = -\frac{k_g m_1 m_2}{r^3} \left[\vec{v}_2 \times \left[\vec{v}_1 \times \vec{r} \right] \right] \text{дина}, \quad (1)$$

где

- коэффициент $k_g = \frac{\xi G}{c^2}$, (2)
- $G \approx 7 \cdot 10^{-8} \left[\frac{\text{дин} \cdot \text{см}^2}{\text{г}^2} = \frac{\text{см}^3}{\text{г} \cdot \text{сек}^2} \right]$ - гравитационная постоянная,
- $c \approx 3 \cdot 10^{10} [\text{см/сек}]$ - скорость света в вакууме,
- ξ - гравимагнитная проницаемость среды,
- \vec{r} - вектор, направленный из точки m_1 в точку m_2 ,
- \vec{v}_1, \vec{v}_2 - скорости масс m_1 и m_2 соответственно.

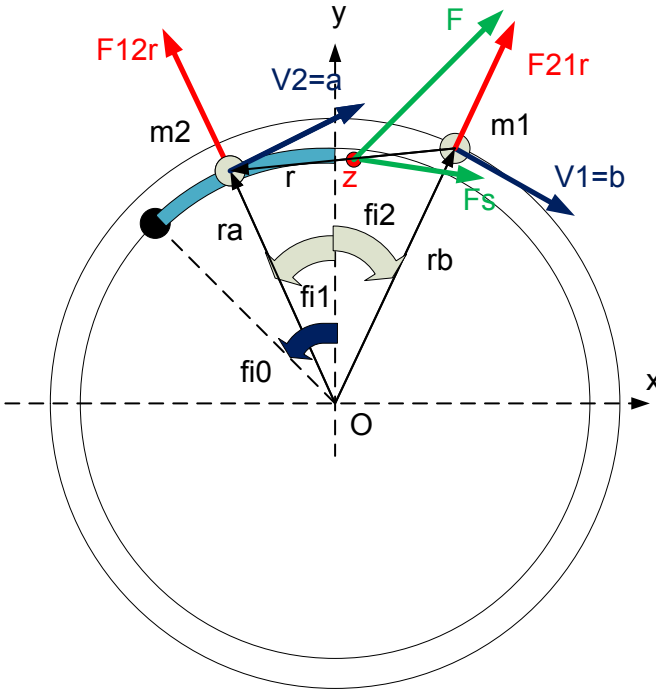


Рис. 3.

Важно отметить, что эффекты в указанных выше экспериментах настолько значительны, что для их объяснения в рамках максвеллоподобных уравнений гравитации необходимо ввести коэффициент гравимагнитной проницаемости среды ξ (аналогичный коэффициенту магнитной проницаемости среды μ в электромагнетизме). Однако значение коэффициента ξ из этих экспериментов можно оценить весьма приближенно.

6. Математическая модель колеса Альдо Коста

Рассмотрим рис. 3, где показаны два груза в колесе Альдо Коста. В данном случае скорости \bar{v}_1, \bar{v}_2 в формуле (1) - это линейные скорости вращения грузов. Выделим в формуле (1) выражение

$$\bar{f}_{12} = (\bar{a} \times (\bar{b} \times \bar{r})), \quad (3)$$

где

$$\bar{a} = \bar{v}_2, \quad \bar{b} = \bar{v}_1.$$

В правой системе декартовых координат это выражение принимает вид

$$\bar{f}_{12} = \begin{bmatrix} a_y(b_x r_y - b_y r_x) - a_z(b_z r_x - b_x r_z) \\ a_z(b_y r_z - b_z r_y) - a_x(b_x r_y - b_y r_x) \\ a_x(b_z r_x - b_x r_z) - a_y(b_y r_z - b_z r_y) \end{bmatrix}. \quad (4)$$

Грузы вращаются с одинаковой скоростью в противоположных направлениях. Поэтому

$$|a| = \omega R_2, \quad |b| = \omega R_1, \quad (5)$$

где R_2, R_1 - радиусы полуокружностей, ω - угловая скорость.

Обозначим еще радиус-векторы грузов m_1 и m_2 как r_b и r_a соответственно. Тогда

$$r = r_a - r_b. \quad (6)$$

Т.к. грузы вращаются в одной плоскости, то

$$r_z = 0, \quad a_z = 0, \quad b_z = 0. \quad (7)$$

С учетом этого получаем:

$$\overline{f_{12}} = \begin{bmatrix} a_y(b_x r_y - b_y r_x) \\ -a_x(b_x r_y - b_y r_x) \\ 0 \end{bmatrix}$$

или

$$\overline{f_{12}} = D[a_y, -a_x] \quad D = (b_x r_y - b_y r_x) \quad (8)$$

Аналогично,

$$\overline{f_{21}} = D_2[b_y, -b_x] \quad D_2 = -(a_x r_y - a_y r_x) \quad (8.1)$$

Далее найдем

$$\Delta f = \overline{f_{12}} - \overline{f_{21}} = \begin{bmatrix} Da_y - D_2 b_y \\ -Da_x + D_2 b_x \end{bmatrix} \quad (9)$$

Из рис. 3 следует, что

$$\angle AOm_2 = \varphi_1, \quad \angle AOm_1 = \varphi_2$$

$$a_x = \omega R_1 \cos \varphi_1, \quad b_x = \omega R_2 \cos \varphi_2,$$

$$a_y = \omega R_1 \sin \varphi_1, \quad b_y = -\omega R_2 \sin \varphi_2,$$

$$r_a = R_1 \begin{bmatrix} -\sin \varphi_1, & \cos \varphi_1 \end{bmatrix},$$

$$r_b = R_2 \begin{bmatrix} \sin \varphi_2, & \cos \varphi_2 \end{bmatrix} \quad (10)$$

$$r = r_a - r_b. \quad (11)$$

Обозначим:

$$\Delta f_L = \Delta f / |r|^3. \quad (16)$$

Из (1, 3) следует, что

$$\Delta F = k_g m_1 m_2 \Delta f_L, \quad (17)$$

Можно полагать, что эта сила действует на пару **жестко** связанных (ободом и спицами колеса) масс m_1 и m_2 и приложена к центру отрезка r - см. точку Z на рис. 3. Радиус-вектор этой точки

$$\overline{r_z} = (\overline{r_a} + \overline{r_b}) / 2. \quad (20)$$

Найдем проекцию ΔF_s этой силы ΔF на касательную к окружности радиуса r_z . Она равна скалярному произведению этой силы на орт K_w вектора, перпендикулярного радиусу $\overline{r_z}$, т.е.

$$\Delta F_s = \overline{\Delta F} \otimes K_w. \quad (21)$$

Если

$$r_z = [r_{zx}, r_{zy}] \quad (22)$$

то

$$K_w = [-r_{zy}, r_{zx}] |r_z|. \quad (23)$$

Таким образом может быть найдена сила (21). Она создает крутящий момент

$$M_s = \Delta F_s |r_z|. \quad (24)$$

Учитывая (21-23), получаем

$$M_s = \overline{\Delta F} \otimes [-r_{zy}, r_{zx}]. \quad (25)$$

Масса m_2 перемещается по дуге φ_o радиуса R_1 - см. рис. 3. При этом она взаимодействует с массой m_1 , которая также перемещается по дуге φ_o радиуса R_2 . Расстояние между ними остается постоянным: $|r| = const$. Длина вектора oz также остается постоянным: $|r_z| = const$. При этом момент (25) также остается постоянным: $M_s = const$ - см далее. В верхней точке масса m_2 переходит на окружность радиуса R_2 ("верхний прыжок"), т.е. принимает роль массы m_1 . В этот момент масса, движущаяся по окружности радиуса R_1 вслед за бывшей массой m_2 , принимает роль массы m_2 и т.д.

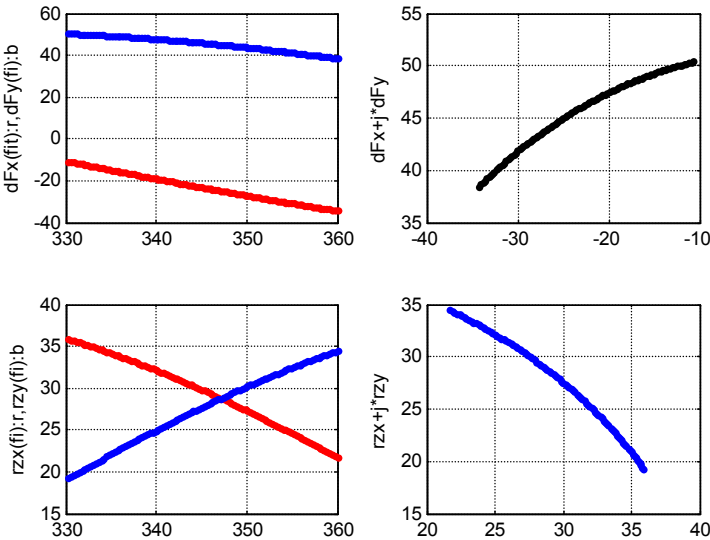


Рис. 4.

Можно показать, что внизу колеса (где происходит "нижний прыжок") создается такой же момент и того же противоположного знака.

На рис. 4 показаны результаты общего расчета. При этом

- В первом окне показаны проекции силы (21): ΔF_{sy} - вверху, ΔF_{sx} - внизу.
- Во втором окне показан годограф вектора силы (21) в виде $\Delta F_s = \Delta F_{sx} + j \cdot \Delta F_{sy}$.
- В третьем окне показаны проекции вектора (22): r_{zx} - вверху, r_{zy} - внизу.
- Во четвертом окне показан годограф вектора (22) в виде $r_z = r_{zx} + j \cdot r_{zy}$.

Аналогично можно рассмотреть силы, действующие при движении грузов по вертикали – см. приложение 2.

7. Количественные оценки

В примере $|r| \approx 48$, $|r_z| \approx 41$ при $R_1 = 45$, $R_2 = 50$ (в системе СГС), а силы и моменты сил рассчитаны при условии

$$K_{gm} = k_g m_1 m_2 = 1. \quad (31)$$

При этом моменты равны вверху $M_s \approx 2000$ [дин·см] и внизу $M_s \approx -2000$ [дин·см]. Момент действует в течении времени $T_1 \approx 0.05$ [сек]. Следовательно, в верхней точке на конструкцию действует момент силы

$$(F\Delta t)_o = K_{gm} M_s T_1 / R_1 \approx 2K_{gm} [\text{дин} \cdot \text{сек}], \quad (32)$$

где коэффициент K_{gm} требует определения. В приложении 1.4 показано, что каждый груз в такой конструкции для непрерывного вращения должен получать импульс силы

$$(F\Delta t) \approx 2500 [\text{дин} \cdot \text{сек}]. \quad (33)$$

Следовательно, для получения непрерывного вращения за счет сил Лоренца должно соблюдаться условие

$$(F\Delta t)_o = 2(F\Delta t) \quad (34)$$

или

$$K_{gm} = 2500. \quad (35)$$

Оценим для этого случая значение коэффициента ξ . Пусть массы $m_1 = m_2 = 500\text{г}$. Тогда из условий (31, 35) найдем

$$2500 = k_g 500^2 \quad (36)$$

или

$$k_g = 0.01.$$

Далее из (2) найдем

$$\xi = k_g c^2 / G = 0.01 \left(3 \cdot 10^{10} \right)^2 / 7 \cdot 10^{-8} = 10^{26}. \quad (37)$$

Эта величина совпадает с той, которая получена при анализе инерциоида Толчина в главе 5.3. При таком значении ξ (по порядку величины) представленное объяснение является правомерным.

В рассмотренном примере угол $\varphi_o = \pi/6$. Следовательно, за один оборот взаимодействуют 12 пар масс и можно полагать, что крутящий момент $M_s \approx 2000[\text{дин} \cdot \text{см}]$ действует постоянно. Таким образом, **возможна конструкция, в которой движение происходит за счет энергии гравитационного поля.**

8. Некоторые сравнения

Впрочем, аналогично рассмотренной гравитационной задаче движения масс можно рассмотреть точно такую же задачу движения тяжелых электрических зарядов, где не возникнет вопроса о правомерности максвеллоподобных уравнений гравитации и значения коэффициента гравимагнитной проницаемости среды.

Сравним силы Лоренца при взаимодействии масс и зарядов. Выше приведена сила Лоренца, действующая от первого тела на второе, в виде

$$F_{Lg} = k_g \frac{m^2}{r^3} \cdot \left[\vec{v}_2 \times \left[\vec{v}_1 \times \vec{r} \right] \right],$$

где $k_g = \frac{\xi G}{c^2}$. Аналогично, сила Лоренца, действующая от первого заряда на второй, имеет вид:

$$F_{Le} = k_e \frac{q^2}{r^3} \cdot \left[\vec{v}_2 \times \left[\vec{v}_1 \times \vec{r} \right] \right],$$

где $k_e = \frac{\mu}{c^2}$. Следовательно сила Лоренца F_{Le} , действующая на заряды, относится к силе Лоренца F_{Lg} , действующей на массы (при тех же скоростях и расстояниях), как

$$\frac{F_{Le}}{F_{Lg}} = \frac{k_e q^2}{k_g m^2} = \frac{\mu}{k_g c^2} \left(\frac{q}{m} \right)^2.$$

Принимая $\mu = 1$ и $k_g = 0.01$ (как показано выше), находим:

$$\frac{F_{Le}}{F_{Lg}} = 10^{-19} \left(\frac{q}{m} \right)^2.$$

Сравним это с отношением сил притяжения:

$$\frac{F_{Pe}}{F_{Pg}} = \frac{(1/\varepsilon)q^2}{Gm^2}.$$

При $\varepsilon = 1$ и $G \approx 7 \cdot 10^{-8}$ находим:

$$\frac{F_{Pe}}{F_{Pg}} \approx 10^7 \left(\frac{q}{m} \right)^2$$

Если $F_{Le} = F_{Pe}$, то $F_{Lg} 10^{19} = F_{Pg} 10^{-7}$ или $F_{Lg} = F_{Pg} 10^{26}$.

Таким образом, если при $k_g = 0.01$ условия (расстояния и скорости) таковы, что для двух зарядов сила Лоренца равна силе притяжения, то для двух масс сила Лоренца в 10^{26} раз больше силы притяжения. Это означает, что конструкция, использующая энергию гравитационного поля и основанная на гравитомангнитных силах Лоренца, значительно эффективнее такой же конструкции, основанная на магнитных силах Лоренца – точнее, последнюю нечего и пытаться реализовать.

9. Технология

Те 18 м, которые демонстрирует Альдо Коста, объясняются, по-видимому, размерами переключателей – они сложные, а потому большие. Кроме того, они сложные, а потому требуют постоянного подрегулирования, что усложняет эксплуатацию.

Приложение 1. Движение тела по окружности под действием силы тяжести

Здесь рассматривается некоторая идеализированная конструкция, эквивалентная колесу Альдо Коста. Для такой конструкции можно построить строгую математическую модель.

1. Движение шарика внутри трубчатой окружности

Рассмотрим шаровое тело весом P , которое движется по жесткой трубке, свернутой в окружность – см. рис.1. Окружность расположена в вертикальной плоскости.

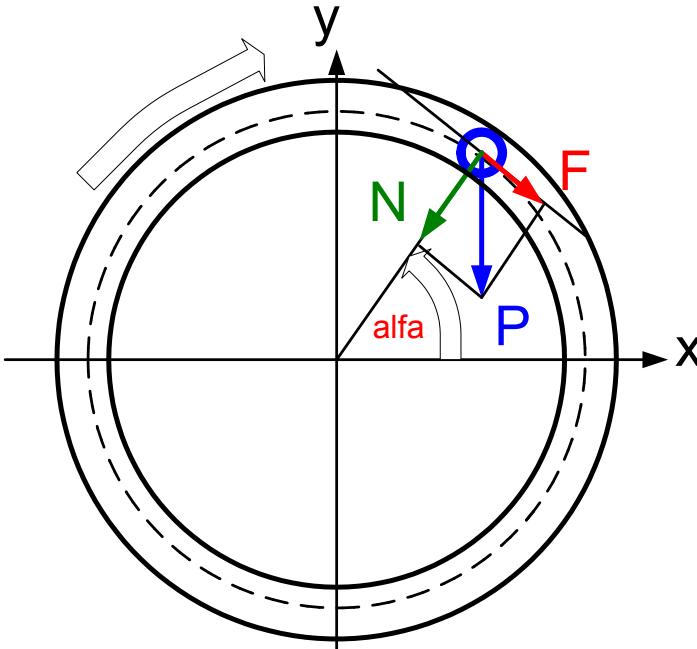


Рис. 1.

Найдем силу F , действующую на тело по касательной:

$$F = P \cos \alpha = xP / R.$$

Момент этой силы

$$M_F = FR = xP.$$

Будем считать момент положительным, если он направлен по часовой стрелке. Найдем силу давления N , действующую на окружность по радиусу:

$$N = P \sin \alpha = -yP / R.$$

Глава 5.2. Колесо Альдо Коста

Сила трения тела по окружности

$$T = kN = -kyP / R .$$

где k - коэффициент трения. Момент этой силы

$$M_T = TR = -kyP .$$

В табл. 1 указаны формулы для перечисленных сил и моментов в 4-х квадрантах.

Таблица 1.

	1	2	3	4
	$F = xP / R$	$F = xP / R$	$F = xP / R$	$F = xP / R$
	$M_F = xP$	$M_F = xP$	$M_F = xP$	$M_F = xP$
	$T = -kyP / R$	$T = kyP / R$	$T = kyP / R$	$T = -kyP / R$
	$M_T = -kyP$	$M_T = kyP$	$M_T = kyP$	$M_T = -kyP$

2. Движение шарика внутри деформированной трубчатой окружности

Теперь предположим, что шарик движется внутри трубки, изображенной на рис. 2 (где показана только осевая линия трубки и несколько положений шарика). Показана только верхняя половина трубки. Эта трубка состоит из трех частей: дуга 'ad' радиусом R_1 , дуга 'bq' радиусом R_2 и отрезок AB ("ступенька"), расположенный под углом φ к горизонтали.

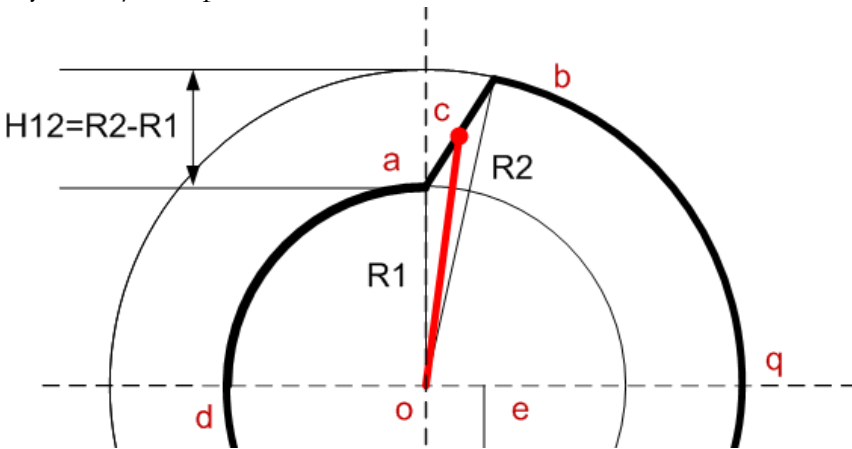


Рис. 2.

В табл. 2 указаны формулы для перечисленных выше сил и моментов в 4-х квадрантах для такой деформированной трубки.

Таблица 2.

	1	2	3	4
	$\varphi = \left(\frac{\pi}{2}, 0\right)$	$\varphi = \left(0, -\frac{\pi}{2}\right)$	$\varphi = \left(-\frac{\pi}{2}, -\pi\right)$	$\varphi = \left(-\pi, \frac{\pi}{2}\right)$
	$F = xP / R_2$	$F = xP / R_2$	$F = xP / R_1$	$F = xP / R_1$
	$M_F = xP$	$M_F = xP$	$M_F = xP$	$M_F = xP$
	$T = -kyP / R_2$	$T = -kyP / R_2$	$T = -kyP / R_1$	$T = -kyP / R_1$
	$M_T = -kyP$	$M_T = kyP$	$M_T = kyP$	$M_T = -kyP$
	$A_1 = (1 - k)PR_2$	$A_2 = (1 - k)PR_2$	$A_3 =$ $(-1 - k)PR_1$	$A_4 =$ $(-1 - k)PR_1$
	$dv_1 = g \cdot$ $\begin{pmatrix} \cos \varphi \\ -k \sin \varphi \end{pmatrix} \frac{d\varphi}{v_1}$	$dv_2 = g \cdot$ $\begin{pmatrix} \cos \varphi \\ +k \sin \varphi \end{pmatrix} \frac{d\varphi}{v_2}$	$dv_3 = g \cdot$ $\begin{pmatrix} \cos \varphi \\ +k \sin \varphi \end{pmatrix} \frac{d\varphi}{v_3}$	$dv_4 = g \cdot$ $\begin{pmatrix} -\cos \varphi \\ -k \sin \varphi \end{pmatrix} \frac{d\varphi}{v_4}$
	$\frac{v_{1k}^2 - v_{1o}^2}{2} =$ $gR_2(1 - k)$	$\frac{v_{2k}^2 - v_{2o}^2}{2} =$ $gR_2(1 - k)$	$\frac{v_{3k}^2 - v_{3o}^2}{2} =$ $gR_1(-1 - k)$	$\frac{v_{4k}^2 - v_{4o}^2}{2} =$ $gR_1(-1 - k)$

Суммарная работа силы тяжести, выполняемая моментами, действующими на шарик при движении по квадранту 1, равна

$$A_1 = \int_{\pi/2}^0 (M_F + M_T) d\varphi =$$

$$P \int_{\pi/2}^0 (x - ky) d\varphi = P \int_{\pi/2}^0 \left(x - k\sqrt{R_2^2 - x^2} \right) d\varphi$$

$$A_1 = PR_2 \int_{\pi/2}^0 \begin{pmatrix} \cos \varphi \\ k \sin \varphi \end{pmatrix} d\varphi = PR_2 \Big|_{\pi/2}^0 \begin{pmatrix} -\sin \varphi \\ k \cos \varphi \end{pmatrix}$$

$$A_1 = PR_2(1 - k)$$

Аналогично вычисляется работа, совершаемая на квадрантах 2, 3, 4 – см. табл. 2. Вся работа, совершаемая на полуокружностях,

$$A_o = A_1 + A_2 + A_3 + A_4$$

$$A_o = 2P((R_2 - R_1) - 2k(R_1 + R_2))$$

На ступеньке совершается работа

$$A_s = (-1 - k)P(R_2 - R_1) / \sin \varphi.$$

Вся работа, совершаемая силой тяжести,

$$A = A_o + 2A_s$$

Отметим следующее. Коэффициент трения скольжения $k = 0.1$; $0.5 \approx 0.25$. Коэффициент трения качения ролика радиусом r равен $k = f/r$, где $f \approx 0.5mm$ при качении стали по стали [6] Если $r = 20mm$, то $k \approx 0.025$.

3. Динамика движения шарика внутри деформированной трубчатой окружности

Найдем изменение скорости шарика на элементе длины ds окружности в первом квадранте за счет сил F_1 , T_1 . Имеем:

$$dv_1 = a dt = \frac{F_1 + T_1}{m} dt = \frac{F_1 + T_1}{m} \frac{ds}{v} = \frac{F_1 + T_1}{m} \cdot \frac{R_1}{v_1} d\alpha.$$

Учитывая табл. 2, получаем:

$$dv_1 = \frac{xP/R_2 - kyP/R_2}{m} \cdot \frac{R_2}{v_1} d\alpha = g \frac{x - ky}{v_1} \cdot d\alpha,$$

$$dv_1 = g \frac{x - ky}{v_1} \cdot d\alpha,$$

$$dv_1 = g \left(x - k\sqrt{R_2^2 - x^2} \right) \frac{d\varphi}{v_1},$$

$$dv_1 = g(\cos \varphi - k \sin \varphi) \frac{d\varphi}{v_1}, \text{ причем } \varphi = \left(\frac{\pi}{2}, 0 \right).$$

Аналогично вычисляется приращение скорости на квадрантах 2, 3, 4 – см. табл. 2. На двух ступеньках имеем:

$$dv_s = -\frac{kP \cos(\varphi)}{m} \cdot dt,$$

$$dv_s = -kg \cos(\varphi) \frac{dh}{v_s}, \text{ причем } h = \left(0, R_2 - R_1 \right)$$

где φ - угол наклона ступеньки к горизонтالي.

Проинтегрируем выражение для скорости первого квадранта:

$$\int_{v_{1o}}^{v_{1k}} v_1 dv_1 = \int_{\pi/2}^0 gR_2 (\cos \varphi - k \sin \varphi) d\varphi,$$

$$\left. \frac{v_1^2}{2} \right|_{v_{1o}}^{v_{1k}} = gR_2 \left. (-\sin \varphi - k \cos \varphi) \right|_{\pi/2}^0,$$

$$\frac{v_{1k}^2 - v_{1o}^2}{2} = gR_2(1 - k).$$

Аналогично вычисляется приращение кинетической энергии на квадрантах 2, 3, 4 – см. табл. 2. На ступеньках имеем:

$$\int_{v_{so}}^{v_{sk}} v_s dv_s = \frac{-kg}{\sin \varphi} \int_0^{R_2 - R_1} dh, \quad \left. \frac{v_s^2}{2} \right|_{v_{so}}^{v_{sk}} = \frac{-kg}{\sin \varphi} \left. h \right|_0^{R_2 - R_1},$$

$$\frac{v_{sk}^2 - v_{so}^2}{2} = \frac{-kg}{\sin \varphi} (R_2 - R_1).$$

В этих формулах принято допущение о том, что ступенька не изменяют длину полуокружности.

Поскольку конечная скорость на некотором участке совпадает с начальной скоростью на следующем участке, из предыдущих формул может быть найдено изменение скорости на всей трубке за один оборот Δv . Потеря кинетической энергии при этом равна

$$\Delta W = \frac{v_b^2 - (v_b - \Delta v_b)^2}{2}.$$

4. Импульс силы при движении шарика внутри деформированной трубчатой окружности

В колесе Альдо Коста все грузы (в нашей схеме – шарики) вращаются с угловой скоростью ω вокруг т. 'о'. Выше было найдено изменение кинетической энергии ΔW . В данном случае работу для сохранения кинетической энергии шарика какой-либо внешний источник энергии должен добавлять величину ΔW за каждый оборот шарика. Предположим, что эта энергия вносится приложением в некоторый интервал времени момента силы $F \cdot \Delta t$.

Глава 5.2. Колесо Альдо Коста

Этот момент силы увеличивает угловую скорость. Если момент силы прикладывается к шарiku в т. 'b', то

$$F \cdot \Delta t = m \cdot \Delta v_b, \quad (1)$$

где

$$\Delta v_b = R_2 \cdot \Delta \omega_b. \quad (2)$$

Эта величина может быть вычислена при данном по следующей формуле:

$$\Delta W = \left((v_b + \Delta v_b)^2 - v_b^2 \right) / 2 \quad (3)$$

или

$$2 \frac{\Delta W}{R_2^2} = (\omega_b + \Delta \omega_b)^2 - \omega_b^2 \quad (4)$$

или

$$\Delta \omega_b = \sqrt{\omega_b^2 + 2\Delta W / R_2^2} - \omega_b. \quad (5)$$

Из (1, 2, 5) находим:

$$F \cdot \Delta t = m R_2 \left(\sqrt{\omega_b^2 + 2\Delta W / R_2^2} - \omega_b \right); \quad (6)$$

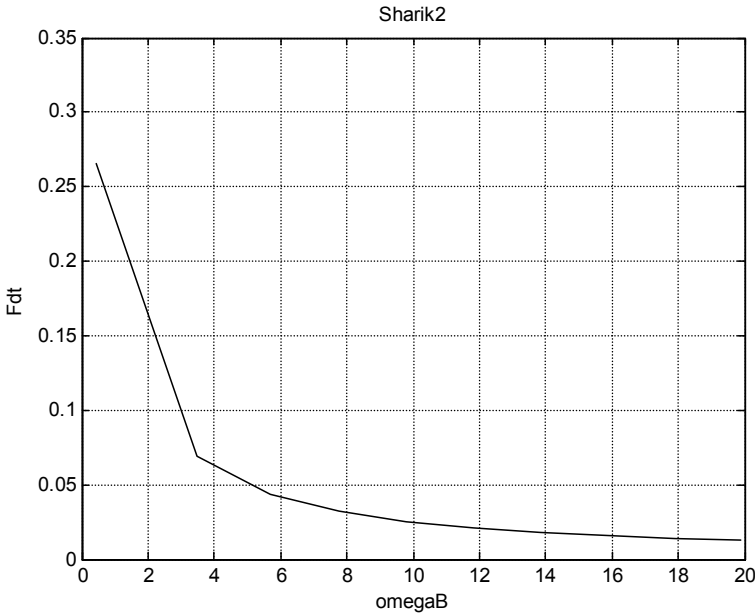


Рис. 3.

Если момент силы превышает указанную величину, то угловая скорость будет возрастать, а если момент силы меньше указанной величины, то угловая скорость будет уменьшаться и в какой-то момент шарик остановится. На рис. 3 показана зависимость $F \cdot \Delta t = f(\omega_b)$. При расчете принято, что

$$P = 5[\text{Н}], R_1 = 0.44[\text{м}], R_2 = 0.5[\text{м}], \omega = 10[1/\text{сек}], k = 0.025.$$

При этом импульс силы должен быть равен

$$F \cdot \Delta t \approx 0.025[\text{Н} \cdot \text{сек}] \approx 2500[\text{дин} \cdot \text{сек}]$$

Приложение 2. Движение груза по вертикальной ступеньке.

Рассмотрим случай, когда груз m_2 вращается с угловой скоростью ω , а груз m_1 движется по вертикали со скоростью v_1 . Тогда

$$|a| = \omega R_2, \quad b = [0, v_1, 0], \quad (1)$$

Т.к. грузы движутся в одной плоскости, то

$$r_z = 0, \quad a_z = 0, \quad b_z = 0. \quad (2)$$

С учетом этого из (4 – см. раздел 6) получаем:

$$\overline{f_{12}} = \begin{bmatrix} a_y(-v_1 r_x) \\ -a_x(-v_1 r_x) \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3)$$

или

$$\overline{f_{12}} = D[-a_y, a_x] \quad D = v_1 r_x. \quad (4)$$

Следовательно, от m_1 на m_2 действует сила (4). Аналогично, рассмотрим случай, когда груз m_1 вращается с угловой скоростью ω , а груз m_2 движется по вертикали со скоростью v_2 . Тогда

$$|b| = \omega R_1, \quad a = [0, v_2, 0], \quad (5)$$

то из ((4) – см. раздел 6) получаем:

$$\overline{f_{21}} = - \begin{bmatrix} v_1(b_x r_y - b_y r_x) \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (6)$$

Глава 5.2. Колесо Альдо Коста

Следовательно, сила (6) направлена по горизонтали от m_2 на m_1 по горизонтали и на движение по вертикали не влияет.

Выше принято допущение о том, что скорость движения по ступеньке постоянно. На самом деле эта скорость изменяется даже при постоянной угловой скорости. Рассмотрим этот вопрос подробнее - см. рис.4. Найдем скорость движения тела на отрезке "ас". Обозначим:

$$\gamma = \angle aob, \quad \gamma_2 = \angle aoc, \quad u_1 = \angle u1', \quad u_1' = \angle bao,$$

$$u_2 = \angle u2', \quad u_22' = \angle aco.$$

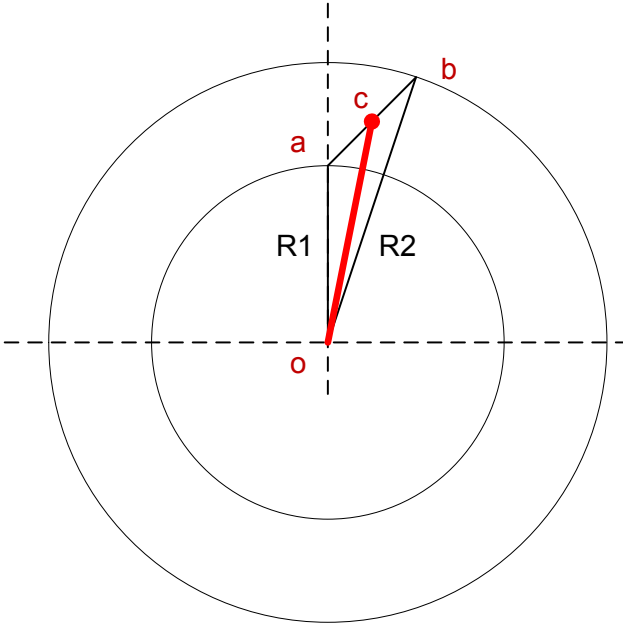


Рис. 4.

Решая треугольник "оав", находим:

$$d = \sqrt{R_1^2 + R_2^2 - 2R_1 R_2 \cos(\gamma)}$$

$$\sin(u_2) = \sin(\gamma),$$

$$u_1 = \pi - \gamma - u_2.$$

Радиус "ос" вращается с угловой скоростью ω . Поэтому

$$\gamma_2 = \omega t.$$

Решая треугольник "оас", находим:

$$u_{22} = \pi - \gamma_2 - u_1,$$

$$d_2 = R_1 \sin(\gamma_2) / \sin(u_{22}),$$

$$R_{22} = R_1 \sin(u_1) / \sin(u_{22}).$$

Скорость тела на отрезке "ав"

$$v = \frac{d(d_2)}{dt}.$$

Скорость приближения тела к этому отрезку по окружности радиуса R_1 равна $v_a = \omega R_1$, а скорость удаления от него по окружности радиуса R_2 равна $v_b = \omega R_1$. В точках "а" и "в" скорости изменяют свои значения в результате упругого удара, т.е. без потери энергии.

На рис. 5 показаны функции γ_2 , d_2 , R_{22} , v от времени (в окнах 1-4 соответственно).

Скорость движения тела по отрезку "ав" существенно больше скоростей движения по окружностям. Поэтому выше мы рассматривали взаимодействие тела, поднимающегося по вертикали со скоростью v , и тела, движущегося по окружности со скоростью $v_a = \omega R_1$ или $v_b = \omega R_1$.

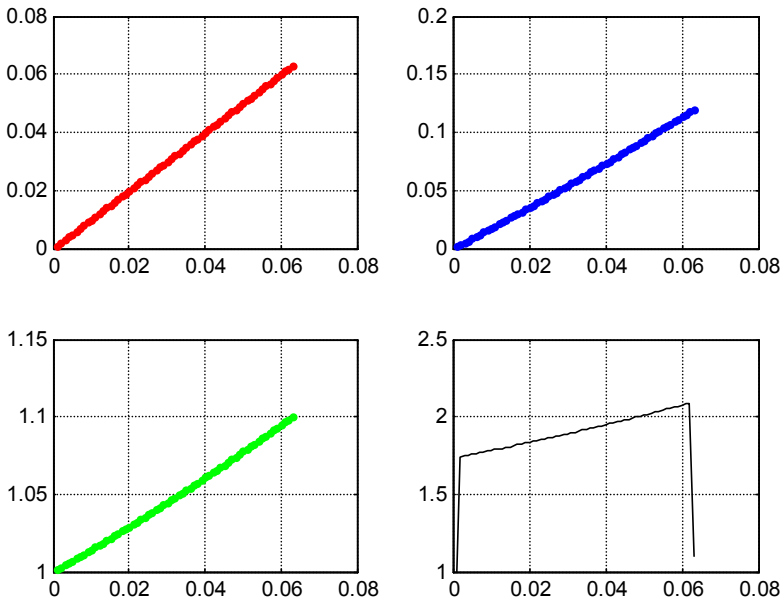


Рис. 5.

Литература

1. М. Могилевский. Леонардо да Винчи ... и принцип невозможности вечного двигателя, "Квант", №5, 1999
2. А.И. Краснов. Возможен ли вечный двигатель? Государственное издательство технико-теоретической литературы. Москва, 1956.
3. Действительно ли Orffyreus создал вечный двигатель?
<http://www.ortopax.ru/2010/11/dejstvitelno-li-orffyreus-sozdal-vechnyj-dvigatel/>
4. Работа гравитационного потенциального поля
http://fictionbook.ru/author/aleksandr_frolov/novyie_istochniki_yenergii/read_online.html?page=3
5. Aldo Costa's Gravity Motor,
http://peswiki.com/index.php/Directory:Aldo_Costa%27s_Gravity_Motor
6. http://ru.wikipedia.org/wiki/Трение_качения.
7. Aldo Costa. Movement Perpetual. Patent FR 2745857A1, 1995.
8. Власов В.Н. Величайшая Революция в Механике, 6,
<http://vitanar.narod.ru/revolucio/revolucio6/revolucio6.html>
9. Дмитриев М.Ф. Усилитель момента вращения. WO 2010/062207, 2010.
10. Власов В.Н. Величайшая Революция в Механике, 5,
<http://vitanar.narod.ru/revolucio/revolucio5/revolucio5.html>

Глава 5.3. Инерциоид Толчина

Оглавление

1. Введение
 2. Математическая модель экспериментов Толчина
 3. Количественные оценки
 4. Возможные модификации
 5. Выводы
- Литература

1. Введение

Загадка инерциоида Толчина существует почти век. Ниже показывается, что она может быть решена с привлечением общей теории относительности. Дается методика расчета инерциоида. Предлагаются конструктивные модификации.

Термин "инерциоид" и его конструкцию придумал В.Н. Толчин в 1930 годы. В [1] приводится подробное описание инерциоида и экспериментов с ним. Инерциоид демонстрирует безопорное движение. Признанная физическая модель объясняет это явление силами трения. Однако известны многочисленные эксперименты, не подтверждающие такое объяснение [2, 7].

Предложены различные теории для объяснения этого явления [3]. Но они отвергаются современной наукой из-за того, что безопорное движение обычно считается невозможным в силу того, что оно нарушает третий закон Ньютона и следующий из него (в механике) закон сохранения импульса. Последний является более общим для физики законом. В электродинамике этот закон учитывает также импульс электромагнитной волны и поэтому импульсы материальных тел, взаимодействующих с волной, в сумме оказываются не равными нулю [4]. Например, в [5] рассматривается взаимодействие электрических зарядов, и доказывается, что при этом возможны случаи, когда нарушается закон сохранения импульса в механике. В [6] описываются основанные на этом умоглядные эксперименты, которые демонстрируют безопорное движение. Такое движение возможно благодаря существованию сил Лоренца. Такие силы отсутствуют в механике и поэтому из закона сохранения импульса в механике следует третий закон Ньютона.

В главе 1 рассматриваются МГМ- уравнения гравитации. Из основных уравнений ОТО следует, что в слабом гравитационном поле при малых скоростях, т.е. на Земле, 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 гравимагнитном поле со скоростью v , действует гравитомагнитная сила Лоренца (аналог известной силы Лоренца). Отсюда следует, что в гравитационном поле Земли третий закон Ньютона может нарушаться (также, как и в электромагнитном поле).

Ниже показывается, что функционирование инерциода Толчина легко объясняется при учете гравитомагнитной силы Лоренца. Кроме того, эксперименты Толчина позволяют уточнить значение коэффициента ξ , а данная теория позволит предложить полезные модификации инерциода.

2. Математическая модель экспериментов Толчина

Инерциод состоит из двух грузов m_1 и m_2 на рычагах, установленных на подвижной платформе - см. рис. 1. Грузы вращаются навстречу друг другу с изменяющейся угловой скоростью (что обеспечивается приводным механизмом). Двигатель инерциода включается на участке СА (от 330 до 360 градусов), а тормоз инерциода включается на участке DB (от 150 до 180 градусов). При этом скорость грузов максимальна, когда они расположены в окрестности точки А, и минимальна, когда они расположены в окрестности точки В.

По предположению автора причина ускорения заключается в том, что движущиеся грузы взаимодействуют между собой гравимагнитными силами Лоренца. Сила Лоренца обратно пропорциональна квадрату расстояния между грузами. Поэтому эта сила принимает существенное значение только в точках А и В, где расстояние между грузами минимально. Кроме того, сила Лоренца пропорциональна произведению скоростей грузов. Поэтому сила Лоренца в т. А (где скорости велики) намного превышает силу Лоренца в т. В (где скорости малы). Далее, направление силы Лоренца зависит от того, сближаются или удаляются грузы. Следует

еще отметить, что при равномерной скорости движения грузов в окрестности точек А и В суммарный импульс сил Лоренца, действующих справа и слева от этих точек, был бы равен нулю. Но Толчин предусмотрел резкое изменение ускорений именно именно в этих точках, что создает отличный от нуля суммарный импульс сил Лоренца. В результате движение инерциоида становится прерывистым – сильный рывок в т. А и слабый, направленный в обратную сторону рывок в т. В. Далее эти процессы анализируются количественно.

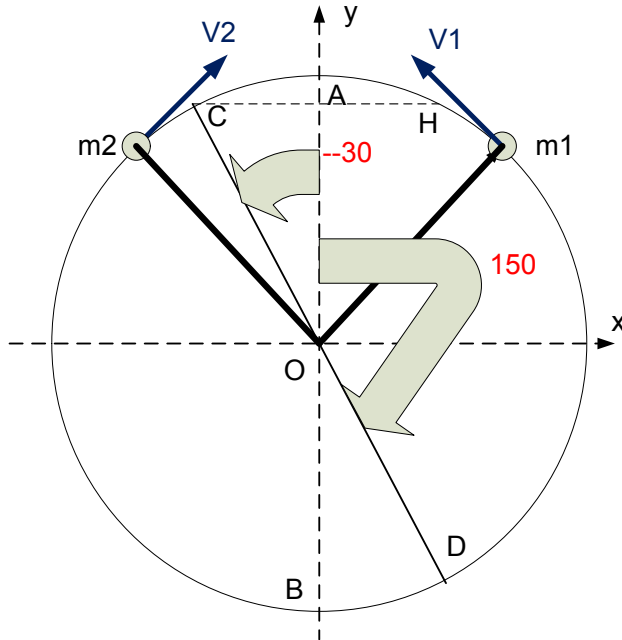


Рис. 1 (Г1.vsd)

В главе 1 показано, что сила Лоренца, действующая от массы m_1 на массу m_2 , определяется выражением вида (здесь и далее используется система СГС)

$$\overline{F}_{12} = \frac{k_g m_1 m_2}{r^3} \left[\overline{v}_2 \times \left[\overline{v}_1 \times \overline{r} \right] \right] \text{дина}, \quad (1)$$

где

- коэффициент $k_g = \frac{\xi G}{c^2}$, (2)

- $G \approx 7 \cdot 10^{-8} \left[\frac{\text{дин} \cdot \text{см}^2}{\text{г}^2} = \frac{\text{см}^3}{\text{г} \cdot \text{сек}^2} \right]$ - гравитационная постоянная,

Глава 5.3. Инерциод Толчина

- $c \approx 3 \cdot 10^{10}$ [см/сек] - скорость света в вакууме,
- ξ - гравимагнитная проницаемость среды,
- \vec{r} - вектор, направленный из точки m_1 в точку m_2 ,
- \vec{v}_1, \vec{v}_2 - скорости масс m_1 и m_2 соответственно.

Скорости \vec{v}_1, \vec{v}_2 - это скорости взаимного перемещения масс, не зависящие от скорости системы, с которой связаны массы. В нашем случае – это линейные скорости вращения грузов на платформе, не зависящие от скорости платформы – см. рис. 1.

Выделим в формуле (1) выражение

$$\vec{f} = (\vec{a} \times (\vec{b} \times \vec{r})), \tag{3}$$

где

$$\vec{a} = \vec{v}_2, \vec{b} = \vec{v}_1.$$

В правой системе декартовых координат это выражение принимает вид

$$\vec{f} = \begin{bmatrix} a_y(b_x r_y - b_y r_x) - a_z(b_z r_x - b_x r_z) \\ a_z(b_y r_z - b_z r_y) - a_x(b_x r_y - b_y r_x) \\ a_x(b_z r_x - b_x r_z) - a_y(b_y r_z - b_z r_y) \end{bmatrix}. \tag{4}$$

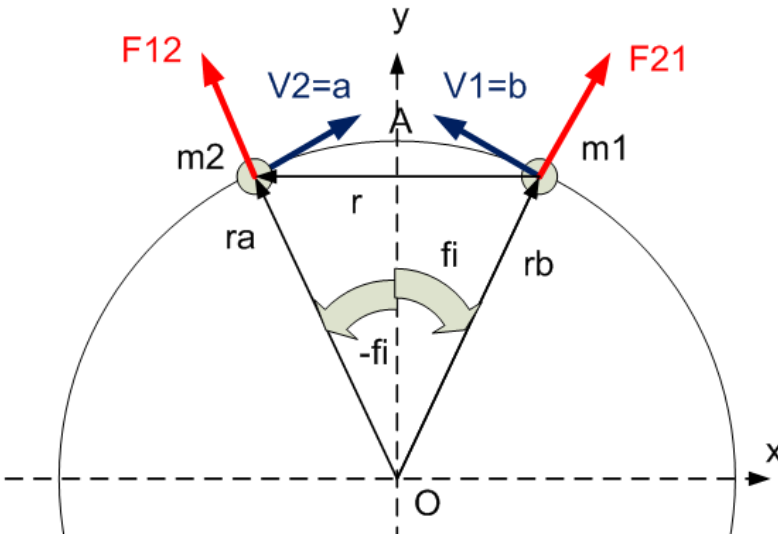


Рис. 2 (Г2.vsd)

Грузы вращаются с одинаковой скоростью в противоположных направлениях. Поэтому

$$|a| = \omega R, \quad |b| = \omega R, \quad (5)$$

где R - длина рычага, ω - угловая скорость. Обозначим еще радиус-векторы грузов m_1 и m_2 как r_b и r_a соответственно. Тогда

$$r = r_a - r_b. \quad (6)$$

Т.к. грузы вращаются в параллельных плоскостях, между которыми сохраняется расстояние d , и углы отклонения масс от вертикали равны, то

$$r_y = 0, \quad r_z = d, \quad a_z = 0, \quad b_z = 0. \quad (7)$$

С учетом этого получаем:

$$\bar{f} = -b_y r_x \begin{bmatrix} a_y \\ -a_x \\ d \end{bmatrix}. \quad (8)$$

Нас будет интересовать вертикальная составляющая этой силы

$$f_y = b_y r_x a_x. \quad (9)$$

Из рис. 1 следует, что

$$\begin{aligned} \angle AOm_2 &= -\varphi, \quad \angle AOm_1 = \varphi \\ a_x &= \omega R \cos \varphi, \quad b_x = -\omega R \cos \varphi, \\ a_y &= \omega R \sin \varphi, \quad b_y = \omega R \sin \varphi, \\ r_a &= R [-\sin \varphi, \cos \varphi, 0], \\ r_b &= R [\sin \varphi, \cos \varphi, 0]. \end{aligned} \quad (10)$$

Следовательно,

$$r = r_a - r_b = [-2R \sin \varphi, 0, d], \quad (11)$$

$$|r| = \sqrt{[(2R \sin \varphi)^2 + d^2]}. \quad (12)$$

Из (9-11) находим:

$$f_y = -\omega R \cos \varphi 2\omega R^2 \sin^2 \varphi = -2\omega^2 R^3 \cos \varphi \sin^2 \varphi, \quad (13)$$

$$f_{yr} = f_y / |r|^3 = 2\omega^2 R^3 \cos \varphi \sin^2 \varphi / |r|^3. \quad (14)$$

Из (1, 3) следует, что вертикальная проекция силы (1)

$$F_{12y} = k_g m_1 m_2 f_{yr}. \quad (15)$$

В силу симметрии на платформу действуют две такие силы от двух грузов, т.е. на платформу вдоль ее оси при вращении грузов навстречу в каждый момент действует сила

$$F_1 = 2k_g m_1 m_2 f_{yr}, \quad (16)$$

вычисляемая для четвертого квадранта (где находится т. С). Аналогично, при вращении грузов "в разлет" действует сила

$$F_2 = -2k_g m_1 m_2 f_{yr}, \quad (17)$$

вычисляемая для первого квадранта (где находится т. Н).

Суммарный импульс этих сил равен нулю при одинаковых скоростях вращения "навстречу" и "в разлет". Это правило соблюдается и при неравномерном вращении. Однако, если эти скорости "навстречу" и "в разлет" различны, то их суммарный импульс не равен нулю и платформа будет двигаться (вперед или назад). Это движение является безопорным, т.к. для силы Лоренца не существует противодействующей силы.

3. Количественные оценки

Рассмотрим эпюру угловых скоростей груза m_2 , которую реализует конструкция Толчина [1] – см. рис. 3. Здесь представлена развертка окружности из рис. 1 с теми же обозначениями точек и указанием углов. На участке СА двигатель разгоняет грузы от угловой скорости ω_1 до угловой скорости ω_2 , а на участке DB включается тормоз.

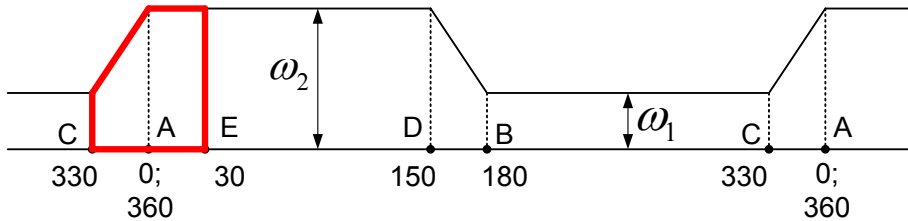


Рис. 3 (Т3.vsd)

Рассмотрим на рис. 3 выделенный участок САЕ. На участке СА груз m_2 разгоняется от скорости ω_1 до скорости ω_2 с ускорением ε в временном интервале $t = \overline{0, T_1}$, а на участке АЕ - движется с постоянной скоростью ω_2 на временном интервале $t = \overline{T_1, T_2}$. На рис. 4 и рис. 5 показаны результаты моделирования этого процесса – показаны функции

$$\omega(t) = \omega_1 + \varepsilon \cdot t,$$

$$\varphi(t) = \varphi_0 + \varepsilon \cdot t^2 / 2,$$

$\lfloor F_2(\varphi), F_1(\varphi) \rfloor$ - см. формулы (14, 15, 16),

$F(t)$ - функция, равная $F_1(\varphi)$ на временном интервале $t = \overline{0, T_1}$, и равная $F_2(\varphi)$ на временном интервале $t = \overline{T_1, T_2}$; показаны только вертикальные проекции этих сил.

При этом интервалы T_1, T_2 определяются формулами:

$$\varepsilon \cdot T_1^2 / 2 + \omega_1 T_1 = 2\pi - \varphi_0,$$

$$\omega_2 T_2 = 2\pi - \varphi_0.$$

На первых трех графиках временной интервал $t = \overline{0, T_1}$ соответствует движению на участке СА, а следующий временной интервал $t = \overline{T_1, T_2}$ соответствует движению на участке АЕ.

Видно, что силы $F_1(t)$ и $F_2(t)$ направлены в противоположную сторону (см. окно 3) и $|F_2(\varphi)| \geq |F_1(\varphi)|$ (см. окно 4). Однако интервал $\overline{T_1, T_2} < \overline{0, T_1}$. Сумма импульс сил $F_2(t)$ и $F_1(t)$ равна величине

$$\Delta S = \int_0^{T_1} F_1(t) dt + \int_{T_1}^{T_2} F_2(t) dt > 0$$

и действует на связанную пару грузов m_1 и m_2 , изменяя скорость платформы. Точнее,

$$\Delta S = M \cdot \Delta v,$$

где M – масса платформы с грузами, Δv - приращение ее скорости за счет импульса ΔS . У этого импульса есть проекция на ось 'оу'. В дальнейшем на участке ДЕ платформа движется со скоростью, измененной этим импульсом.

Таблица 1.

Варианты:	1	2	3	4
	Рис. 4	Рис. 5	Рис. 7	Рис. 8
m	100	500	500	500
M	500	5000	5000	5000
d	0.5	1	1	1
R	30	30	30	30
φ_0	330	330	330	330
ω_1	3	1	1	2.7
ε	100	3	3	-3
ξ	10^{23}	10^{23}	10^{23}	10^{23}
T_1	0.08	0.35	0.35	0.22
T_2	0.05	0.26	0.22	0.35
ω_2	11	2	2.7	1
ΔS_1	8.7	1.37	1.37	1.73
ΔS_2	10.1	1.57	1.73	1.38
ΔS	-1.4	-0.2	-0.36	0.35
oS	0.9	0.87	0.79	1.26
Δv	-4.3	-39	-71	69

Таким образом, при данных параметрах инерциоида $m_1, m_2, \omega_1, \varepsilon, R, M, d$ и значении гравимагнитной проницаемости воздуха при атмосферном давлении ξ_b можно определить импульс скорости платформы Δv на каждом обороте грузов. При этом импульсы вычисляются по формулам

$$\Delta S_1 = \int_0^{T_1} F_1(t) dt, \quad \Delta S_2 = \int_{T_1}^{T_2} F_2(t) dt, \quad \Delta S = \Delta S_1 + \Delta S_2, \quad oS = \Delta S_1 / \Delta S_2.$$

Результаты решения сведены в табл. 1.

Аналогично можно исследовать поведение инерциоида в т. В. Но скорости грузов в окрестности т. В значительно меньше скорости грузов в окрестности т. А. Поэтому силы Лоренца в т. В значительно меньше сил Лоренца в т. А – инерциоид получает большой импульс в т. А и малый противоположно направленный импульс в т. В.

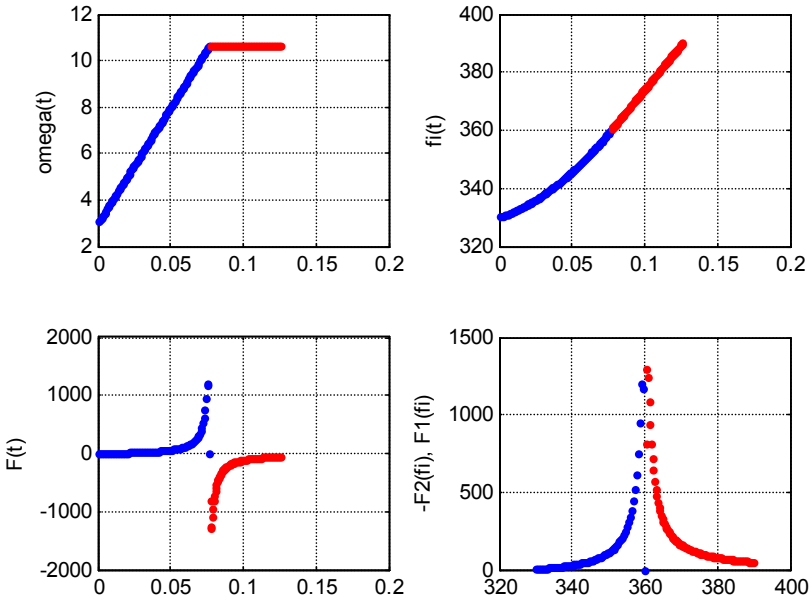


Рис. 4 (subaldo5.m, mode=9)

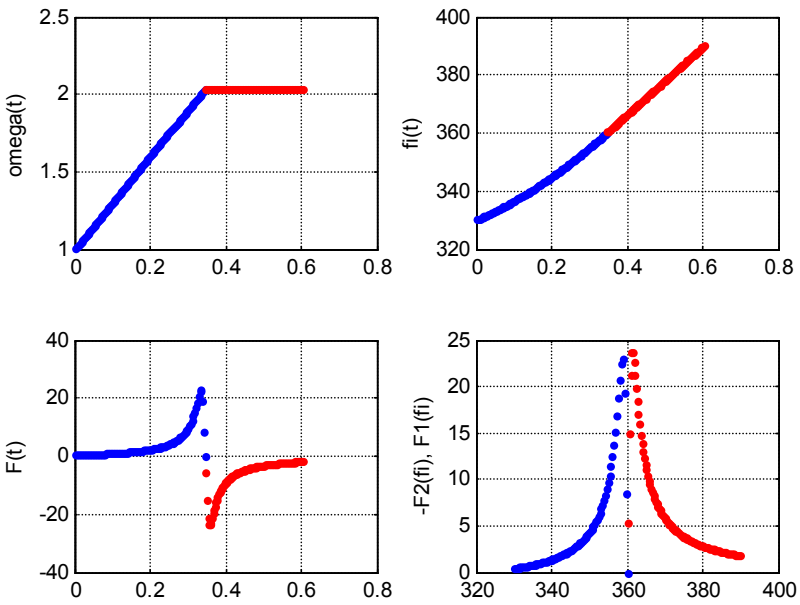


Рис. 5 (subaldo5.m, mode=10)

4. Возможные модификации

В описании инерциоида декларируется, что двигатель выключается в т. А – см. рис. 1-3. Рассмотрим теперь поведение инерциоида, когда двигатель выключается в т. Е – сравни рис. 3 и рис. 6. На рис. 7 приведены и в табл. 1 приведены результаты решения. В этом случае грузы вращаются с постоянным ускорением ε , набирая скорость от $\omega_A = \omega_1$ в т. А до $\omega_E = \omega_2$ в т. Е. Сравнение вариантов 2 и 3 показывает, что импульс силы в последнем случае значительно превышает импульс силы в варианте 2.

Рассмотрим еще поведение инерциоида, если грузы вращаются с постоянным замедлением ($-\varepsilon$), уменьшая скорость от $\omega_A = \omega_2$ в т. А до $\omega_E = \omega_1$ в т. Е. В этом варианте 4 импульс силы имеет ту же величину, но противоположный знак по сравнению с импульсом силы в варианте 3 – см. рис. 8 и табл. 1.

Учитывая вышесказанное, можно предложить следующую диаграмму включения двигателя – см. рис. 9. Грузы разгоняются на участке СЕ с ускорением ε и тормозятся на участке DF с замедлением ($-\varepsilon$). При этом в т. А и В грузы создают однаправленные импульсы (направленные по АВ – см. рис 1), т.е. грузы создают полезный импульс в обеих точках сближения А и В.

Таким образом, если предлагаемая теория верна, то эффективность инерциоида может быть существенно повышена изменением временной диаграммы включения двигателя.

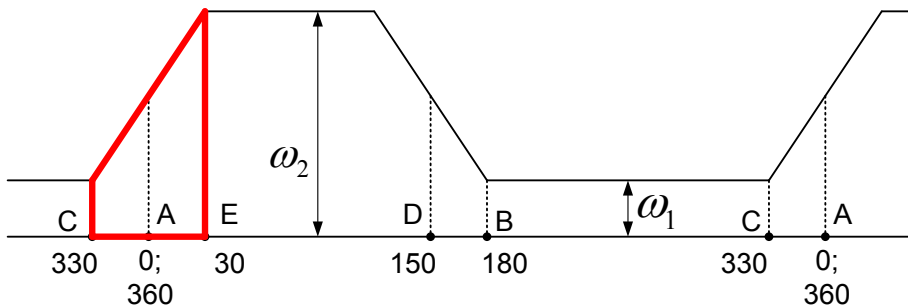


Рис. 6 (Т6.vsd)

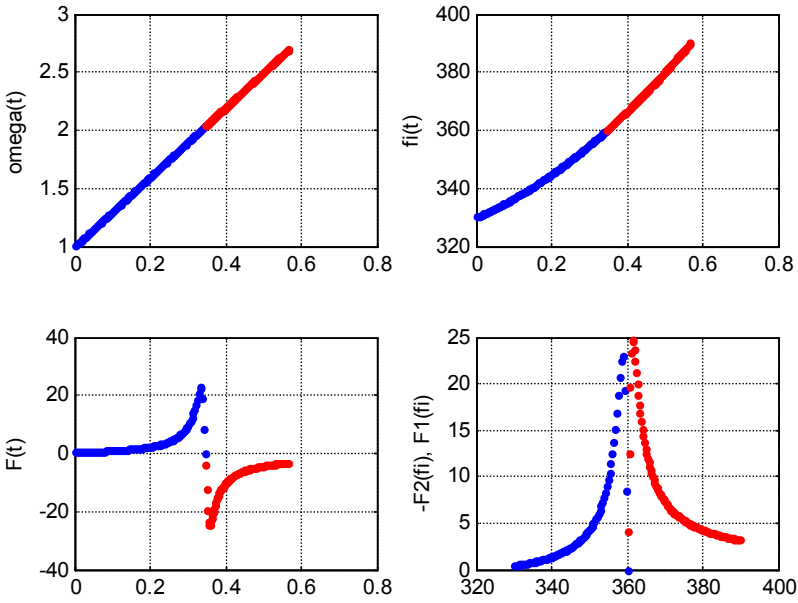


Рис. 7 (subaldo5.m, mode=12)

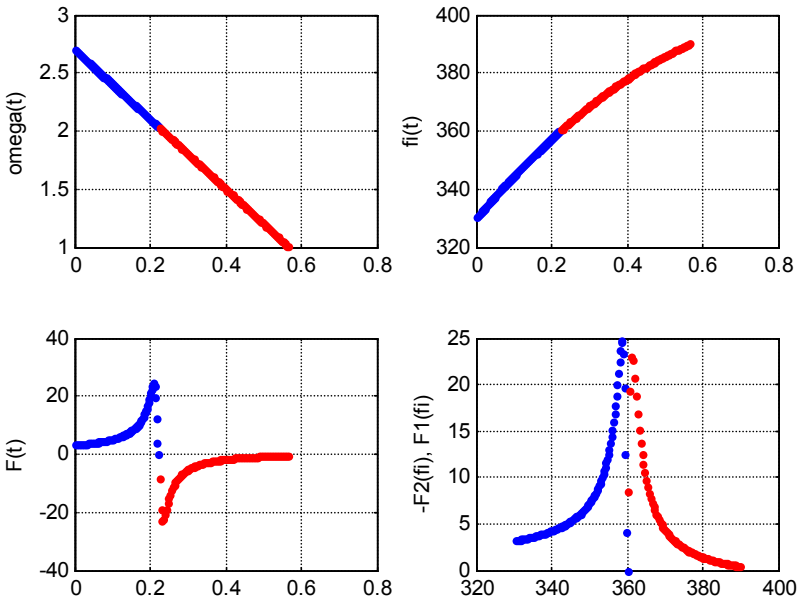


Рис. 8 (subaldo5.m, mode=22)

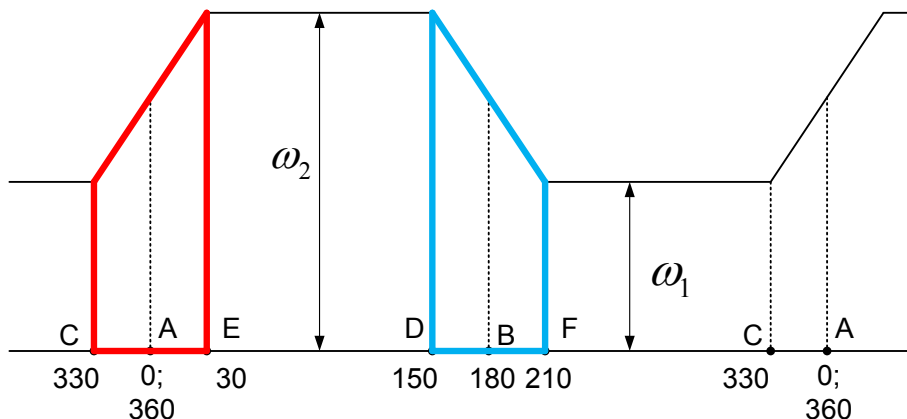


Рис. 9 (T9.vsd)

5. ВЫВОДЫ

Итак, под действием гравитомангнитных сил Лоренца инерциоид Толчина может совершать беспорочное движение (что обсуждалось во введении). Однако для этого должны соблюдаться определенные соотношения между скоростями вращения на различных участках окружности вращения. Толчину удалось найти эти соотношения и реализовать их в своей конструкции.

Предлагаемая теория позволяет рассчитать эти соотношения предварительно. Этим фактом можно воспользоваться для проверки теории: если инерциоид будет двигаться\не двигаться точно в соответствии с расчетом, то это может служить доказательством справедливости теории. Кроме того, теория позволяет предложить полезные модификации инерциоида. Проверка этой возможности позволит проверить справедливости теории.

Точное значение ξ_b пока не известно. Но при действующем инерциоиде можно решить обратную задачу и найти ξ_b , а затем проектировать другие инерциоиды.

Силы Лоренца, как известно, не совершают работу. Однако, влияние гравитомангнитных сил Лоренца приводит к тому, что появляется кинетическая энергия платформы. Очевидно, источником этой энергии является энергия внутреннего двигателя. Это подобно тому, как источником дополнительной энергии при движении проводника с током в магнитном поле (под действием силы Ампера, являющейся следствием силы Лоренца) является электрическая энергия.

Инерциоид движется по инерции получая периодически импульс сил Лоренца. Поэтому его, по-прежнему, можно называть инерциоидом (хотя не силы инерции являются движущими силами). Его и следует называть инерциоидом, поскольку это название продержалось около века.

Впрочем, аналогично рассмотренной гравитационной задаче движения масс можно рассмотреть точно такую же задачу движения электрических зарядов (где не возникнет вопроса об источнике энергии и возможности безопорного движения). В [6] рассмотрена более сложная конструкция с вращающимися электрическими зарядами. Имея в виду вышеизложенное, можно в ней заменить электрические заряды массами – см. рис. 10. Эти массы вращаются непрерывно и равномерно. Тогда получится конструкция, которую в отличие от инерциоида Толчина (где грузы движутся в плоскости) можно назвать трехмерным инерциоидом.

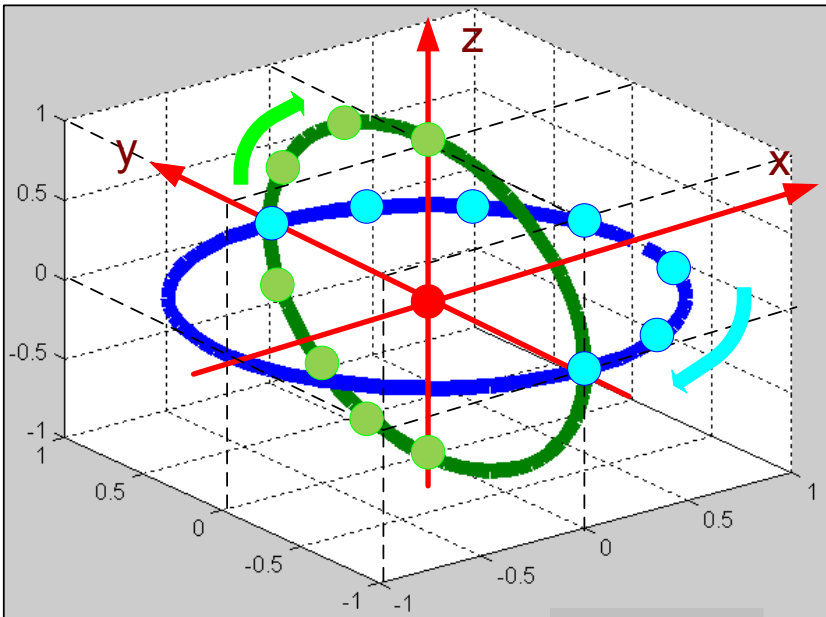


Рис. 10 (DwePoluokrugnostiZaradow.vsd)

Литература

1. Толчин В.Н. Инерциоид. Пермь, Пермское книжное издательство, 1977.
2. Жигалов В.А. Некоторые актуальные вопросы безопорного движения,
http://second-physics.ru/lib/articles/zhigalov_issues.pdf

3. Инерциоиды. Википедия,
<http://ru.wikipedia.org/wiki/Инерциоиды>
4. Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс. Фейнмановские лекции по физике. Т. 6. Электродинамика. Москва, изд. "Мир", 1966.
5. Зильберман Г.Е. Электричество и магнетизм, Москва, изд. "Наука", 1970.
6. Хмельник С.И. Безопорное движение без нарушения физических законов, «Доклады независимых авторов», изд. «DNA», printed in USA, ISSN 2225-6717, Lulu Inc., ID 13325013, Россия-Израиль, 2012, вып. 21, ISBN 978-1-300-33987-8.
7. Г. Шипов Четверть века борьбы за новый космический движитель. 3, Октябрь, 2008,
<http://blog.kob.spb.su/2008/10/03/168/>
8. Самохвалов В.Н. Статьи в журнале «Доклады независимых авторов», изд. «DNA», ISSN 2225-6717, Россия – Израиль, 2009, вып. 13; 2010, вып. 14; 2010, вып. 15; 2011, вып. 18; 2011, вып. 19; 2013, вып. 24.
9. Голубева О.В. Теоретическая механика. Изд."Высшая Школа", 1976.

Глава 6. Проекты экспериментов

На основе вышеизложенного предлагаются проекты некоторых экспериментов, которые могут подтвердить (или опровергнуть) предлагаемую теорию. Предлагаются также эксперименты, которые могут послужить прототипом промышленного технического устройства.

Автор с удовольствием принял бы участие в проведении таких экспериментов. Обращаться с предложениями по адресу:

solik@netvision.net.il

Глава 6.1. Обнаружение гравитомагнитной индукции

Оглавление

1. Вращение пористого заряженного кольца
 2. Вращение массивного диска
 3. Эксперименты
 - 3.1. Измерение гравитомагнитной индукции.
 - 3.2. Измерение гравитационной проницаемости.
- Литература

1. Вращение пористого заряженного кольца

В [1] рассматривается вращающийся заряженный диск, возбуждающий магнитное поле. Эйхенвальд называет эти вращающиеся заряды конвекционным током. Его эксперимент позволяет утверждать, что обычный электрический ток, конвекционный ток, вращающееся электрическое поле и вращающийся заряженный диск одинаково возбуждают магнитное поле.

Имея в виду эксперимент Эйхенвальда, 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

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

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 $\varphi(t) = \omega t$ плотность распределения зарядов по окружности кольца станет функцией от времени t вида

$$\rho(t) \approx \rho_0 \cdot (1 + \sin(\lambda\omega t)), \quad (2)$$

Ток, текущий по кольцу,

$$J(t) = \frac{d\rho(t)}{dt} \approx \rho_0 \cdot \lambda\omega \cdot \cos(\lambda\omega t). \quad (3)$$

Этот ток создает магнитный поток, перпендикулярный плоскости кольца. Средняя по площади кольца магнитная индукция этого потока определяется в системе СГС формулой вида

$$B(t) = \frac{2\mu J(t)}{c \cdot R}, \quad (4)$$

Следовательно, средняя по площади кольца магнитная индукция вращающегося заряженного пористого кольца

$$B(t) \approx 2\rho_0 \omega \lambda \cdot \cos(\lambda\omega t) / (cR). \quad (5)$$

2. Вращение массивного диска

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

$$J_g(t) = \frac{dm(t)}{dt} \approx m_0 \cdot \lambda\omega \cdot \cos(\lambda\omega t). \quad (6)$$

Средняя по площади кольца гравитомагнитная индукция этого потока определяется в системе СГС формулой вида (см. в главе 1 формулу (1.2.4)):

$$B_g = \frac{2G\xi J_g}{cR}. \quad (7)$$

Тогда из (14а) найдем, что этот ток создает переменную гравитомагнитную индукцию

$$B_g \approx 2m_0 \xi G \omega \lambda \cdot \cos(\lambda\omega t) / (cR). \quad (8)$$

Следовательно, можно утверждать, что вращающееся пористое кольцо создает гравитомагнитную индукцию (8). Очевидно, вращающийся сплошной диск из пористого материала тоже создает гравитомагнитную индукцию. Таким образом, **вращающийся пористый диск создает гравитомагнитную индукцию**. Это утверждение эквивалентно следующему:

<p style="text-align: center;">вращающийся пористый диск является постоянным гравитомагнитом</p>

Отсюда следует, что вращающиеся пористые диски, будучи гравитомагнитами, должны притягиваться или отталкиваться.

Поскольку любой материал не является сплошным, то это утверждение можно распространить на любой диск. Однако его гравитомагнитные свойства будут слабо выражены. Отсюда следует, что вращающиеся диски, будучи гравитомагнитами, должны притягиваться или отталкиваться. Такие явления наблюдаются. Вопрос о взаимодействии вращающихся тел подробно рассмотрен Эткиным в [2, 3], где предлагается также теория, объясняющая это явление с других позиций.

Еще раз подчеркнем, что эффект притяжения\отталкивания вращающихся дисков должен проявляться наиболее ярко, если диски являются **пористыми** или, в более общем случае, неоднородными. Неоднородность может быть создана неплоской конфигурацией дисков. Именно такая неоднородность дисков была реализована в экспериментах Самохвалова – см. главу 5.1.

Наконец, эффект притяжения\отталкивания вращающихся дисков должен быть значительнее в вакууме, поскольку гравитомагнитная индукция пропорциональна гравитомагнитной проницаемости ξ , которая резко возрастает с уменьшением атмосферного давления – см. главу 5.1.

3. Эксперименты

На основе вышеизложенного можно выполнить эксперименты, которые позволят

- вычислить гравитомагнитную индукцию различных дисков в зависимости от скорости вращения и давления,
- вычислить гравитомагнитную проницаемость ξ в зависимости от давления.

Прежде всего, отметим, что для изготовления пористых дисков существует большое разнообразие пористых материалов – см., например, [4]. Деревянные диски также являются пористыми, а из них наибольшей пористостью обладает дубовый диск. Другой способ изготовления пористых дисков – изготовление пакета одинаковых тонких дисков, перфорированных множеством отверстий. В пакете такие диски должны быть сдвинуты относительно друг друга на некоторый малый угол. Сделанный тем или иным способом пористый диск при вращении становится постоянным **гравитомагнитом**.

3.1. Измерение гравитомагнитной индукции.

На рис. 1 показана измерительная установка, где 1 - диск, 2 - электромотор, 3, 4 – трубка, 5 – шарнир, 6 – насос, 7 – резервуар, 8 – вода.

Диск 1, вращаемый электромотором 2, представляют собой гравитомагнит с гравитомагнитной индукцией B_g . Насос 6 прокачивает воду 8 из резервуара 7 по трубке 3, создавая тем самым массовый ток J_g .

На проводник – трубку 3 с массовым током J_g в гравитомагнитном поле с гравитомагнитной индукцией B_g действует гравитомагнитная сила Ампера (см. (1.2.20) в системе СИ):

$$F_{ag} = \frac{1}{c} J_g B_g, \quad (9)$$

Эта сила действует на отрезок трубки 3, расположенный над диском 1. Шарниры 5 позволяют трубке 3 отклониться в положение 4. Угол отклонения φ позволяет определить величину силы F_{ag} .

Массовый ток J_g в этом эксперименте тоже известен. Следовательно, измеренная таким образом сила F_{ag} позволяет найти гравитомагнитную индукцию

$$B_g = c \cdot F_{ag} / J_g, \quad (10)$$

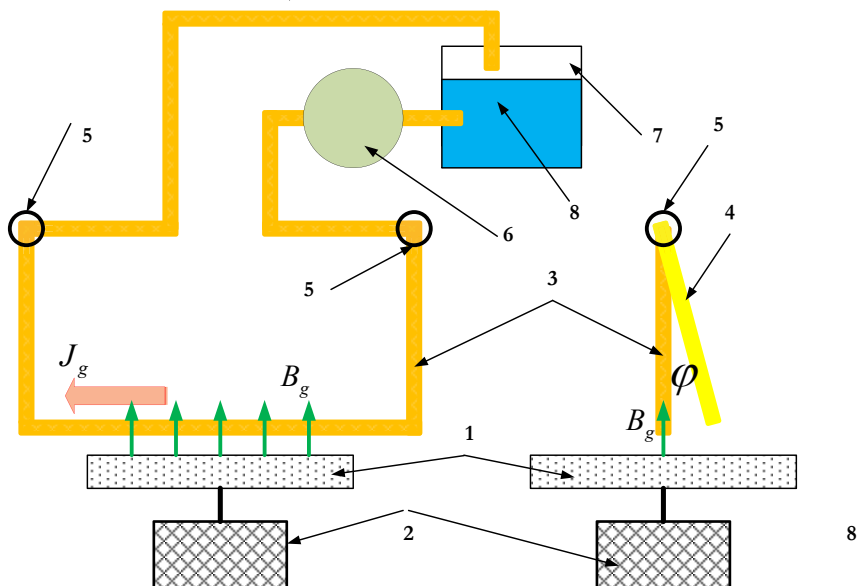


Рис. 1.

3.2. Измерение гравитационной проницаемости.

На рис. 2 показана измерительная установка, где 1, 2 – диски, 3, 4 – электромоторы, 5 – пружина, 6 – корпус.

Диск 1 с электромотором 3 представляют собой гравитомангнит А, а диск 2 с электромотором 4 – гравитомангнит В. Гравитомангнит А закреплен на дне корпуса 6, а гравитомангнит В подвешен на пружине 5 к крышке корпуса 6.

При включении гравитомангнитов они притягиваются или отталкиваются в зависимости от направления вращения дисков. Сила притяжения\отталкивания вычисляется в зависимости от длины L пружины 5 или от расстояния Z между дисками 1 и 2.

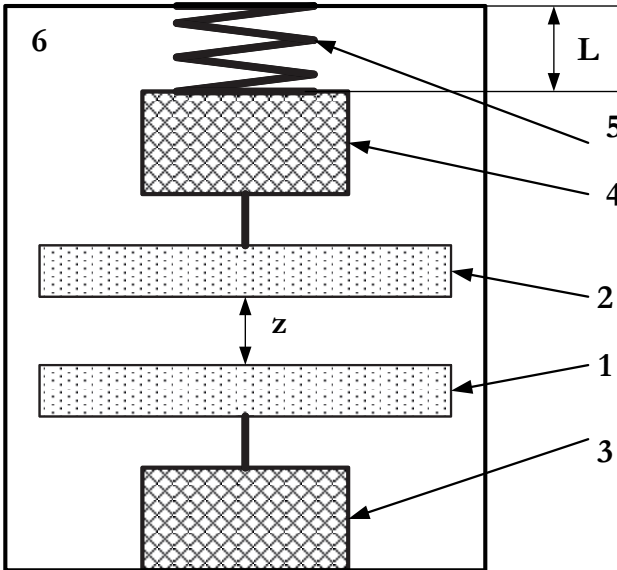


Рис. 2.

Измеренная таким образом сила F пропорциональна производной dB_g/dz , т.е.

$$F(z) = k \frac{dB_g}{dz}, \tag{11}$$

где k – некоторый коэффициент. Поскольку гравитомангнитная индукция B_g может быть измерена в эксперименте 3.1, то коэффициент k может быть найден по формуле (11), т.е.

$$k = F(z) \left/ \frac{dB_g}{dz} \right., \quad (12)$$

Гравитомангнитная проницаемость ξ пропорциональна гравитомангнитной индукции B_g , т.е.

$$\xi = qB_g, \quad (13)$$

где коэффициент q определяется размерами диска. Например, для кольца этот коэффициент может быть найден из (7). Из (11, 13) следует, что

$$F(z) = kq \frac{d\xi(z)}{dz}, \quad (13)$$

Следовательно, эксперимент позволит найти зависимость

$$\xi(z) = \frac{1}{kq} \int_0^z F(z) \cdot dz. \quad (14)$$

Действительная гравитационная проницаемость при данном давлении p

$$\xi(p) = \lim_{z \rightarrow 0} \left(\frac{1}{kq} \int_0^z F(z) \cdot dz \right), \quad (15)$$

Гравитационная проницаемость вакуума

$$\xi(0) = \lim_{p \rightarrow 0} (\xi(p)). \quad (16)$$

Литература

1. А. Эйхенвальд. Электричество, М.Л. 1933, п. 282, <http://lib.izdatelstwo.com/Papers2/Eyhenvald.djvu>
2. В.А. Эткин. Вопрос о взаимодействии вращающихся тел, <http://www.etkin.iri-as.org/napravlen/06vzaimod/O%20vzaim%20vrash%20tel.pdf>
3. В.А. Эткин. О новых видах взаимодействия, <http://vixra.org/abs/1307.0149>.
4. С.В. Белов и др. Пористые проницаемые материалы. Справочник. Москва, изд. "Металлургия", 1987

Глава 6.2. Гравитационное КОЛЕСО

Содержание

1. Введение
2. Принципиальная схема
3. Выполнение эксперимента
4. Реальные конструкции
5. Гравитомагнитная сила Лоренца
6. Конструкция
7. Математическая модель
8. Математическое моделирование

1. Введение

В главу 3 доказывається, что источник гравитационных сил может совершать работу и это не противоречит законам физики. Многие давно предложенные конструкции можно объяснить с этих позиций. Однако они не являются вечными двигателями просто потому, что поступающая гравитационная энергия меньше работы сил трения.

В главе 5.2 дается обоснование работоспособности колеса Альдо Коста и его расчет. Большие размеры устройства, которое демонстрирует Альдо Коста, объясняются, по-видимому, размерами переключателей – они сложные, а потому большие. Кроме того, они сложные, а потому требуют постоянного подрегулирования, что усложняет эксплуатацию.

Ниже предлагается значительно менее сложная и компактная конструкция.

2. Принципиальная схема

Принципиальную схему колеса можно представить в виде, показанном на рис. 1. Оно представляет собой трубку, в которой движутся грузы. Эти грузы нанизаны на спицы, а спицы закреплены на втулке так, что углы между каждой парой спиц равны между

собой. В трубке есть прорезь, позволяющая спицам вращаться по окружности.

Силы Лоренца возникают между грузами m_1 и m_2 , двигающимися с разной скоростью по окружности и "ступеньке". Результирующая этих сил вращает груз m_1 – см. рис. 2.

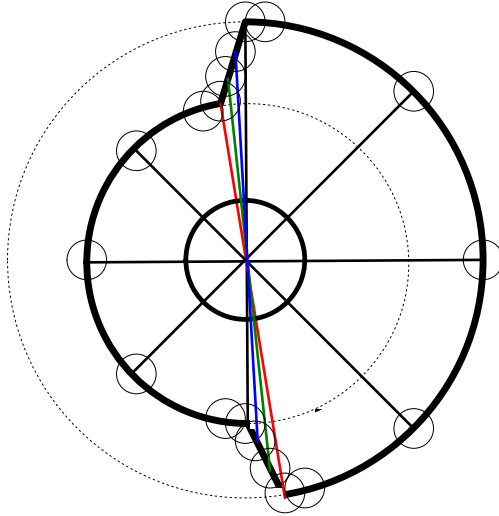


Рис. 1 (Aldo3.vsd (2)).

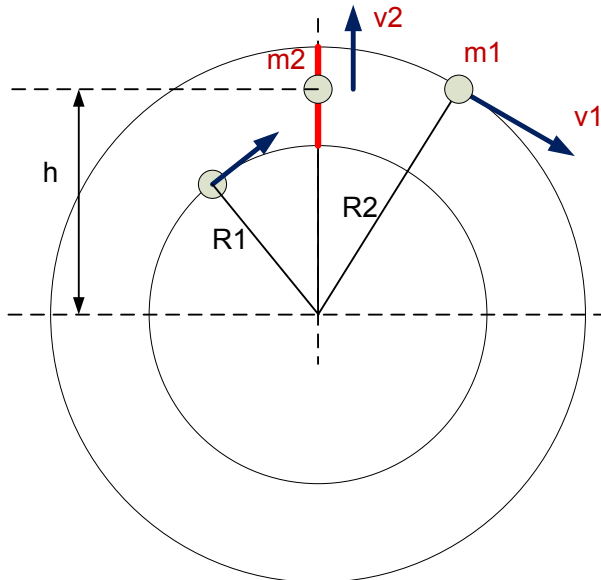


Рис. 2 (Aldo7.vsd).

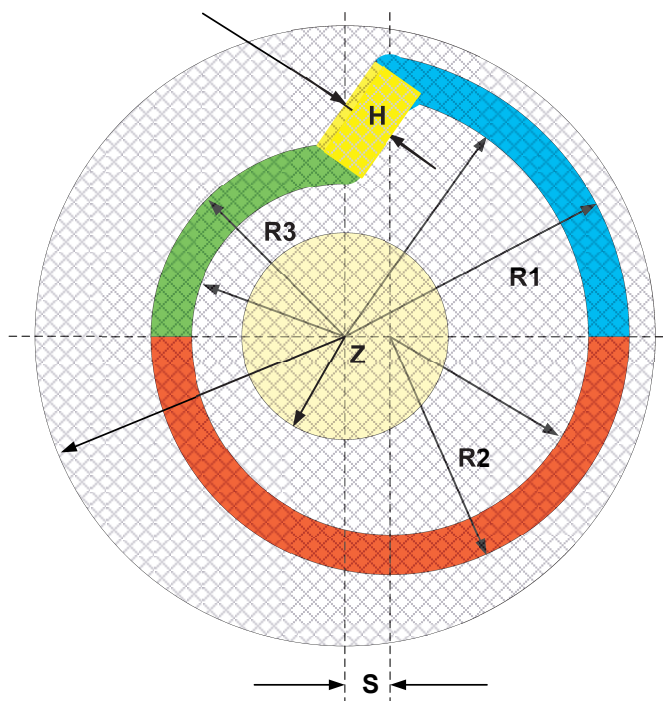


Рис. 3 (Aldo8.vsd).

Менее сложная конфигурация трубки подробнее показана на рис. 3. Видно, что она состоит из трех частей окружности и прямолинейного сопряжения. Этот вариант отличается тем, что в нем отсутствует нижний прямолинейный "скачок".

Есть расчетные формулы, но для их применения необходимо выполнить, по крайней мере, хотя бы один эксперимент, чтобы получить точку отсчета.

3. Выполнение эксперимента

Примерные размеры конструкции (в см):

$$R1=100, R2=90, R1=80, H=5, S=5$$

Вес груза определяется диаметром трубки

Количество спиц – максимально возможное.

Центр вращения спиц – т. Z

Скорость вращения – максимально допустимая по условиям прочности

Конструкция должна раскручиваться обратимой машиной постоянного трюка в режиме двигателя. После достижения

определенной скорости машина должна переключаться в генераторный режим и подключаться к электрической нагрузке. По времени работы в генераторном режиме и величине нагрузки можно определить величину кинетической энергии E_1 , запасенной к моменту переключения (по законам электротехники). Эту же величину можно определить по скорости вращения в момент переключения (по законам механики) E_2 . Если пренебречь трением, то, соответствии с законом сохранения энергии, должно быть, $E_2=E_1$. Если же в результате эксперимента окажется $E_2<E_1$, то это будет означать, что существует дополнительный источник энергии.

Конечно, вечный двигатель с первой попытки создать не удастся! Но такие измерения позволят понять, есть ли надежда. Следует ожидать также, что этот дополнительный источник энергии будет проявляться тем сильнее, чем выше скорость вращения, что также проверяется при указанной организации эксперимента.

Важно отметить, что в вакууме (или просто в камере с пониженным давлением) эффект должен усиливаться многократно.

4. Реальные конструкции

Трубку сделать сложно. Можно предложить другую конструкцию – см. рис. 4.

Конструкция показана на рис. 4. Имеется две доски со щелью (см. slot) в виде, показанном на выше на рис. 3. У каждой из них есть внутренняя часть 2 и 4, в которой вращается ось 5, и "висячая" на подшипниках этой оси. Есть внешняя часть 1 и 3, охватывающая щель, и прикрепленная к общей станине скобами 6 (на рис. 4 показаны восемь скоб 6). Доски раздвинуты на расстояние A (см. clearance). Грузы представляют собой шары 7, через которые продета спица 9, закрепленная на оси 5. Они могут вращаться вокруг спицы 9 и скользить по ней. Их диаметр $D>A$. Поэтому они не проваливаются между досками, а скользят по краям щели. Внизу показан разрез конструкции по ВВ. Видны щель и скобы 6. Еще ниже показан тот же разрез с шарами 7. На шаре показано отверстие 8 для спицы 9.

На разрезе показан шар 7 на спице 9, жестко закрепленной на оси 5. Видно отверстие 8, в котором скользит спица 9.

Вместо досок можно сделать изогнутые полосы, закрепленные на неподвижных спицах.

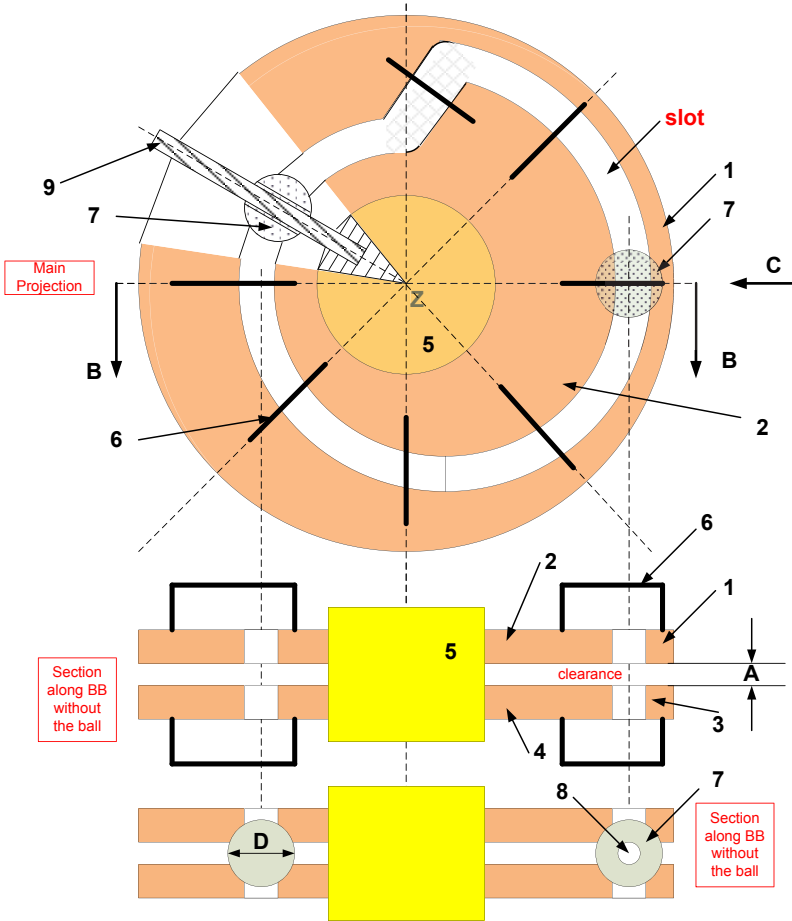


Рис. 4 (Aldo9.vsd).

Другой вариант конструкции представляет собой ленту, также имеющую форму, показанную на рис. 3. Грузы прикреплены к концам спиц (также закрепленных на втулке). Однако в этом случае грузы не перемещаются по спице, а спицы перемещаются внутри втулки (по ее радиусу). Центробежные силы прижимают грузы к ленте. При этом они движутся также, как и внутри трубки. Для уменьшения сил трения грузы выполняются в виде шарикоподшипника, закрепленного на вилочном конце спицы.

Ниже рассматривается расчет конструкции.

5. Гравимагнитная сила Лоренца

В главе 1 показано, что гравимагнитная сила Лоренца, действующая от массы m_1 на массу m_2 , определяется выражением вида (здесь используются системы СГС и СИ)

$$\overline{F}_{12} = \frac{k_g m_1 m_2}{r^3} \left[\overline{v}_2 \times \left[\overline{v}_1 \times \overline{r} \right] \right], \quad (1)$$

{ [дина = г · см \ c²] в СГС; [Н = кг · м \ c²], в СИ; 1 дин = 10⁻⁵ Н }
 где

- $G \approx 7 \cdot 10^{-8} \left[\frac{\text{дин} \cdot \text{см}^2}{\text{г}^2} = \frac{\text{см}^3}{\text{г} \cdot \text{сек}^2} \right] = 7 \cdot 10^{-11} \left[\frac{\text{Н} \cdot \text{м}^2}{\text{кг}^2} = \frac{\text{м}^3}{\text{кг} \cdot \text{сек}^2} \right]$ -

гравитационная постоянная,

- $c \approx 3 \cdot 10^{10} [\text{см/сек}] = 3 \cdot 10^8 [\text{м/сек}]$ - скорость света в вакууме,
- ξ - гравимагнитная проницаемость среды,
- \overline{r} - вектор, направленный из точки m_1 в точку m_2 ,
- $\overline{v}_1, \overline{v}_2$ - скорости масс m_1 и m_2 соответственно.
- коэффициент

$$k_g = \frac{\xi G}{c^2} \left[\frac{\text{см}}{\text{г}} \right] \approx 10^{-27} \xi \left[\frac{\text{м}}{\text{кг}} \right]. \quad (2)$$

Важно отметить, что эффекты в указанных в экспериментах Самохвалова (см. главу 5.1) настолько значительны, что для их объяснения в рамках максвеллоподобных уравнений гравитации необходимо ввести коэффициент гравимагнитной проницаемости среды ξ (аналогичный коэффициенту магнитной проницаемости среды μ в электромагнетизме). Однако значение коэффициента ξ из этих экспериментов можно оценить весьма приближенно.

6. Конструкция

Колесо показано на рис. 3. Оно представляет собой трубку, в которой движутся грузы. Эти грузы нанизаны на спицы, а спицы закреплены на втулке так, что углы между каждой парой спиц равны между собой. В трубке есть прорезы, позволяющие спицам вращаться по окружности.

Верхняя часть этого колеса показана на рис. 5, а на рис. рис. 6 показана часть этого фрагмента.

Глава 6.2. Гравитационное колесо

Массы в этой конструкции действуют друг на друга силами гравимагнитными силами Лоренца. Силовое взаимодействие вращающихся масс таково, что силы направлены перпендикулярно вектору скорости. Поэтому массы, движущиеся по окружности, испытывают силы, направленные по радиусу. Эти силы не влияют на скорость вращения. Исключением является случай, когда масса совершает скачок по ступеньке вверх. Силы, действующие на нее, перпендикулярны ступеньке и непосредственно влияют на скорость вращения.

Поскольку скачок совершается с большой скоростью за малое время, другие массы не успевают существенно изменить свое положение на окружности. Поэтому можно полагать (при вычислениях), что масса, поднимающаяся по ступеньке, испытывает силы со стороны двух других масс, сдвинутых относительно данной массы на угол φ и не меняющих свое положение – см. рис. 5. При этом силу, толкающую ее перпендикулярно ступеньке, можно не учитывать.

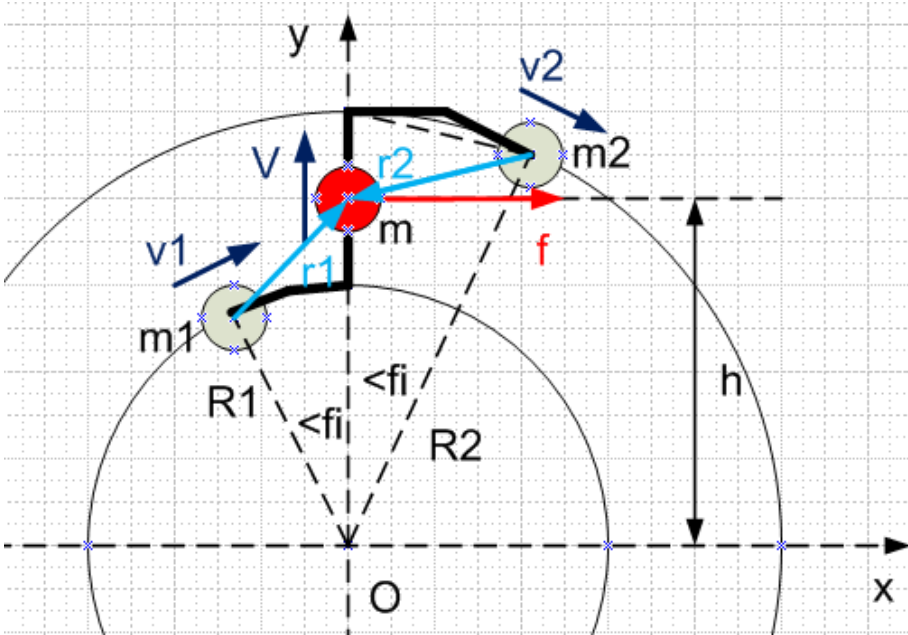


Рис. 5 (AldoMy1.vsd)

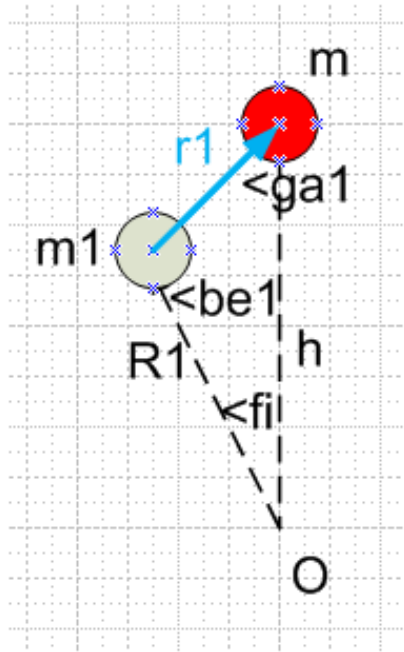


Рис. 6 (AldoMy2.vsd)

7. Математическая модель

Сила, действующая со стороны массы m_1 на массу m определяется по формуле (1), которая в данном случае принимает вид

$$\vec{F}_1 = \frac{k_g m^2}{|r_1|^3} \left[\vec{V} \times \left[\vec{v}_1 \times \vec{r}_1 \right] \right], \quad (3)$$

Здесь (см. также рис. AldoMy2.vsd)

$$v_1 = \omega R_1, \quad (4)$$

$$v_{1x} = v_1 \cos(\varphi), \quad (5)$$

$$v_{1y} = v_1 \sin(\varphi), \quad (6)$$

$$|r_1| = \sqrt{h^2 + R_1^2 - 2hR_1 \cos(\varphi)}, \quad (7)$$

$$r_{1x} = r_1 \sin(\gamma_1), \quad (8)$$

$$r_{1y} = h - R_1 \cos(\varphi_1), \quad (9)$$

$$\cos(\beta_1) = \frac{-R_1^2 + r_1^2 + h^2}{2R_1 r_1}, \quad (10)$$

$$\cos(\gamma_1) = \frac{R_1^2 + r_1^2 - h^2}{2r_1 h}. \quad (11)$$

Выделим в формуле (3) выражение

$$\vec{f}_1 = \vec{V} \times \left[\vec{v}_1 \times \vec{r}_1 \right]. \quad (12)$$

В правой системе декартовых координат это выражение принимает вид

$$\vec{f}_1 = \begin{bmatrix} V_y (v_{1x} r_{1y} - v_{1y} r_{1x}) - V_z (v_{1z} r_{1x} - v_{1x} r_{1z}) \\ V_z (v_{1y} r_{1z} - v_{1z} r_{1y}) - V_x (v_{1x} r_{1y} - v_{1y} r_{1x}) \\ V_x (v_{1z} r_{1x} - v_{1x} r_{1z}) - V_y (v_{1y} r_{1z} - v_{1z} r_{1y}) \end{bmatrix}.$$

Т.к. грузы движутся в одной плоскости, то

$$\vec{f}_1 = \begin{bmatrix} V (v_{1x} r_{1y} - v_{1y} r_{1x}) \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

или

$$\vec{f}_1 = f_{1x} = V (v_{1x} r_{1y} - v_{1y} r_{1x}). \quad (13)$$

Обозначим силу

$$f_{10} = f_{1x} / (r_1^3). \quad (14)$$

Для определения скорости найдем длительность скачка

$$\Delta t = \Delta \varphi / \omega, \quad (15)$$

где $\Delta \varphi \ll \varphi$ - угол наклона ступеньки. Тело движется по ступеньке длиной $(R_2 - R_1)$ с постоянным ускорением

$$a = \frac{2(R_2 - R_1)}{\Delta t^2}. \quad (16)$$

Следовательно, скорость тела на высоте h равна

$$V = \sqrt{2(h - R_1)a}. \quad (17)$$

Сила (14) при (17) вычисляется в программе `aldonew2.m`. На элементе длины dh действует сила $(f_{10} \cdot dh)$, создающая крутящий момент $(h \cdot f_{10} \cdot dh)$. При повороте на угол $\Delta \varphi$ этот момент совершает работу $(\Delta \varphi \cdot h \cdot f_{10} \cdot dh)$. Следовательно, суммарная работа силы, действующей на тело во все время движения по ступеньке,

$$A_1 = \Delta \varphi \int_{R_1}^{R_2} (f_{10} \cdot h \cdot dh). \quad (18)$$

Аналогично вычисляется работа A_2 силы f_{20} на той же ступеньке. Работы $A_1, A_2, A = (A_1 + A_2)$ вычисляется в программе **aldonew3.m**.

Рассматривая (3) совместно с (14), замечаем, что реальная работа отличается от вычисленных величин на коэффициент

$$k_a = k_g m^2. \quad (20)$$

Поэтому общая работа этих сил для всех грузов за один оборот

$$A_o = k_a N (A_1 + A_2). \quad (21)$$

Следовательно, мощность устройства

$$P = A_o \omega = k_a N \omega (A_1 + A_2). \quad (22)$$

Коэффициент k_a в системе СГС, как следует из (2), имеет размерность работы

$$k_a = k_g m^2 = 10^{-28} \xi \cdot m^2 [\text{Г} \cdot \text{см}]. \quad (23)$$

а в системе СИ

$$k_a = k_g m^2 = 10^{-27} \xi \cdot m^2 [\text{кг} \cdot \text{м}]. \quad (24)$$

При этом величины $A_1, A_2, A = (A_1 + A_2)$ являются безразмерными, но при их вычислении длины и скорости должны быть представлены в одной и той же системе измерения.

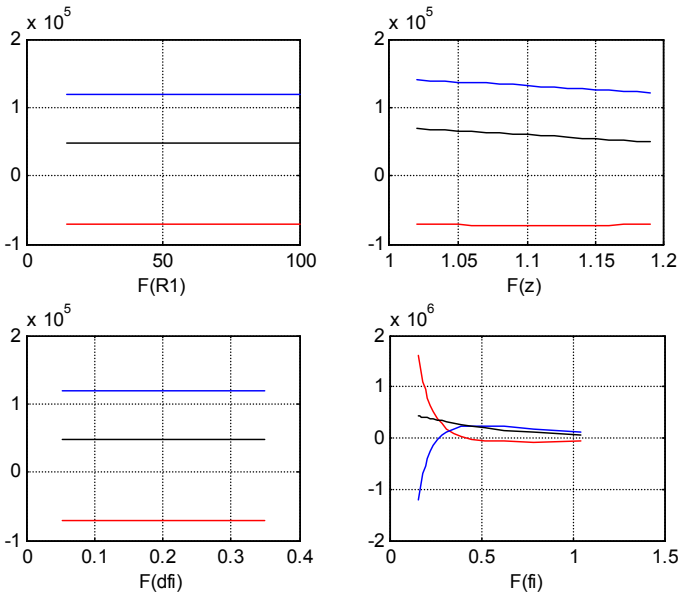


Рис. 7 (aldonew.m)

8. Математическое моделирование

Моделирование выполнено в программе **aldonew3.m**.

Пример 1.

Оценим значение коэффициента ξ . Из моделирования следует, что $A = (A_1 + A_2) \approx 10^5$ при $N = 6$ и $\omega = 100$. Для того, чтобы при этом мощность была равна 1000 Вт, должен быть коэффициент

$$k_a = \frac{P}{A \cdot N \omega} = \frac{1000}{6 \cdot 10^5 \cdot 100} \approx 2 \cdot 10^{-4}$$

При $m = 1\text{кг}$ из (24) находим: $\xi \approx 2 \cdot 10^{23}$. Эта величина сравнима с той, которая получена при анализе инерциоида Толчина – см. главу 5.3. При таком значении ξ предположение о работоспособности предлагаемой конструкции является правомерным.

Для повышения экономичности конструкции ее следует разместить в вакуумной камере. Эксперименты Самохвалова (см. главу 5.1) показывают, что в вакууме $\xi \approx 2 \cdot 10^{10}$

Пример 2.

Для колеса Альдо расчет выполнен в программе **aldonew.m**.

Там при

```
N=236;  
R1=9;  
z=1.05;  
fi=2*pi/N;  
dfi=fi/10;  
omega=0.1;  
m=100;  
ksi=10^25;
```

получено

```
F=1.6  
ka=10^-27*ksi*m^2=1  
P=ka*N*F/omega=3786 ватт
```

Список статей Хмельника С.И. по теме "Гравитомагнетизм"

Примечание: **Vixra** - <http://vixra.org/>,

DNA - Доклады независимых авторов, ISSN 2225-6717, <http://dna.izdatelstwo.com/>.

№		Название статьи	Архив	Файл	Link
1	604	Активное поле пчелиных сот	DNA-21	21.113	http://izdatelstwo.com/clicks/clicks.php?uri=lib.izdatelstwo.com/Papers/21.113.pdf
2	670	Детектирование гравитационных волн	DNA-20	20.137	http://izdatelstwo.com/clicks/clicks.php?uri=lib.izdatelstwo.com/Papers/20.137.pdf
3	772	Дополнение к математической модели песчаного вихря	DNA-33	33.152	http://izdatelstwo.com/clicks/clicks.php?uri=lib.izdatelstwo.com/Papers/33.152.pdf
	756		ViXra	1505.0054	http://vixra.org/abs/1505.0054
4	601	Дополнительные силы взаимодействия небесных тел	DNA-21	21.57	http://izdatelstwo.com/clicks/clicks.php?uri=lib.izdatelstwo.com/Papers/21.57.pdf
5	701	Еще о дополнительных (неньютоновских) силах взаимодействия небесных тел	DNA-24	24.149	http://izdatelstwo.com/clicks/clicks.php?uri=lib.izdatelstwo.com/Papers/24.149.pdf

6	710	Еще об экспериментальном уточнении максвеллоподобных уравнений гравитации.	DNA-25	25.62	http://izdatelstwo.com/clicks/clicks.php?uri=lib.izdatelstwo.com/Papers/25.62.pdf
	822		ViXra	1404.0089	http://vixra.org/abs/1404.0089
6e	810	Experimental Clarification of Maxwell-Similar Gravitation Equations	ViXra	1311.0023	http://vixra.org/abs/1311.0023
	563		DNA-28	28.104	http://izdatelstwo.com/clicks/clicks.php?uri=lib.izdatelstwo.com/Papers/28.104.pdf
7	614	Звук и гравитация	DNA-21	21.65	http://izdatelstwo.com/clicks/clicks.php?uri=lib.izdatelstwo.com/Papers/21.65/pdf
8	709	Инерционид Толчина и ОТО	DNA-25	25.77	http://izdatelstwo.com/clicks/clicks.php?uri=lib.izdatelstwo.com/Papers/25.47.pdf
	824		ViXra	1404.0429	http://vixra.org/abs/1404.0429
9	789	Источник консервативных сил совершает работу на замкнутой траектории	ViXra	1507.0134	http://vixra.org/abs/1507.0134
	909			34.190	http://izdatelstwo.com/clicks/clicks.php?uri=lib.izdatelstwo.com/Papers/34.190.pdf
9e	790	A Source of Conservative Forces do Work on a Closed Trajectory	ViXra	1507.0146	http://vixra.org/abs/1507.0146
10	605	К теории лозоходства	DNA-21	21.125	http://izdatelstwo.com/clicks/clicks.php?uri=lib.izdatelstwo.com/Papers/21.125.pdf

11	765	Математическая модель водного и песчаного цунами	DNA-33	33.169	http://izdatelstwo.com/clicks/clicks.php?uri=lib.izdatelstwo.com/Papers/33.169.pdf
	759		ViXra	1505.0100	http://vixra.org/abs/1505.0100
12	771	Математическая модель песчаного вихря	DNA-33	33.141	http://izdatelstwo.com/clicks/clicks.php?uri=lib.izdatelstwo.com/Papers/33.141.pdf
	754		ViXra	1504.0169	http://vixra.org/abs/1504.0169
12e	758	Mathematical Model of Dust Whirl	ViXra	1505.0087	http://vixra.org/abs/1505.0087
13	598	Механизм возникновения и метода расчета турбулентных течений	DNA-21	21.11	http://izdatelstwo.com/clicks/clicks.php?uri=lib.izdatelstwo.com/Papers/21.11.pdf
	821		ViXra	1404.0088	http://vixra.org/abs/1404.0088
14	787	Морские течения и гравитомagnetизм	ViXra	1507.0113	http://vixra.org/abs/1507.0113
15	766	Неволновая математическая модель водного солитона	DNA-33	33.162	http://izdatelstwo.com/clicks/clicks.php?uri=lib.izdatelstwo.com/Papers/33.162.pdf
	757		ViXra	1505.0060	http://vixra.org/abs/1505.0060
16	783	Необычный фонтан и гравитомagnetизм	ViXra	1507.0049	http://vixra.org/abs/1507.0049
17	782	О потоке воды в воронку и из	ViXra	1506.0201	http://vixra.org/abs/1506.0201

		трубы			
18	593	О скорости распространения гравитационного воздействия	DNA-23	23.152	http://izdatelstwo.com/clicks/clicks.php?uri=lib.izdatelstwo.com/Papers/23.152.pdf
19	832	ОТО и реабилитация вечного двигателя	DNA-26	26.185	http://izdatelstwo.com/clicks/clicks.php?uri=lib.izdatelstwo.com/Papers/26.185.pdf
	817		Vixra	1403.0084	http://vixra.org/abs/1403.0084
19e	818	GTR and Perpetuum Mobile Rehabilitation	Vixra	1403.0086	http://vixra.org/abs/1403.0086
	865		DNA-28	28.82	http://izdatelstwo.com/clicks/clicks.php?uri=lib.izdatelstwo.com/Papers/28.82.pdf
20	780	Уравнение водоворота	Vixra	1506.0009	http://vixra.org/abs/1506.0009
20e	781	The Equation of Whirlpool	Vixra	1506.0157	http://vixra.org/abs/1506.0157
21	753	Гравитационное колесо	Проект		http://izdatelstwo.com/clicks/clicks.php?uri=lib.izdatelstwo.com/Papers2/AldoMy3.pdf
22	913	Двигатель Клема. Обоснование и проектирование.	DNA-34	34.216	http://izdatelstwo.com/clicks/clicks.php?uri=lib.izdatelstwo.com/Papers/34.216.pdf
	891		Книга		
23	914	Регулируемый океанский	DNA-34	34.223	http://izdatelstwo.com/clicks/clicks.php?uri=lib.izdatelstwo.com/Papers/34.223.pdf

		водоворот - генератор электроэнергии			uri=lib.izdatelstwo.com/Papers/34.223.pdf
24	898	О теоретическом обосновании эффекта Ранка	Vixra	1511.0078	http://vixra.org/abs/1511.0078
25	919	Математическая модель вихря Тейлора	Vixra	1511.0248	http://vixra.org/abs/1511.0248

