

О потоке воды в воронку и из трубы

Оглавление

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

Аннотация

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

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.

В предлагаемой ниже математической модели воронки используется система максвеллоподобных уравнений гравитации [3]. Модель основана на следующих предположениях. Движение воды уподобляется массовым токам. Массовые токи в гравитационном поле описываются максвеллоподобными уравнениями гравитации [3] (далее – МПГ-уравнениями). Взаимодействие между движущимися массами описывается гравитомагнитными силами Лоренца (далее ГЛ-силы), аналогичными силам Лоренца в электродинамике, действующими между движущимися электрическими зарядами. ГЛ-силы имеют вид

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

где гравитомагнитная индукция

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

Здесь G - гравитационная постоянная, ξ - гравитомагнитная проницаемость среды. Необходимо пояснить смысл этой величины. В [3] анализируются недавние результаты работ Самохвалова, который задумал и выполнил серию неожиданных и удивительных экспериментов. Эти эксперименты в [3] объясняются наличием гравитомагнитных сил Лоренца. Важно отметить, что наблюдаемые эффекты настолько значительны, что для их объяснения в рамках указанных максвеллоподобных уравнений гравитации необходимо дополнить эти уравнения некоторым эмпирическим коэффициентом ξ . Грубая оценка гравитационной проницаемости вакуума $\xi \approx 10^{10}$, но она резко уменьшается с увеличением давления. Можно полагать, что воздух является экраном для магнитогравитационной индукции благодаря тому, что в нем под действием этой индукции возникают массовые токи (аналогичные токам Фуко. Тогда надо ожидать, что в воде, где массовые токи воды взаимодействуют без воздушного экрана, величина гравитационной проницаемости приближается к указанному значению для вакуума.

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

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

В водовороте токи создают напряженности; 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 [4].

2. Основная математическая модель

МПП-уравнения для гравитомагнитных напряженностей H и плотностей массовых токов J в стационарном гравитомагнитном поле имеют вид:

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

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

При моделировании водоворота будем использовать цилиндрические координаты r, φ, z . Тогда МПП-уравнения примут вид:

$$\frac{H_r}{r} + \frac{\partial H_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial H_\varphi}{\partial z} = J_r, \quad (4)$$

$$\frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} = J_\varphi, \quad (5)$$

$$\frac{H_\varphi}{r} + \frac{\partial H_\varphi}{\partial r} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_r}{\partial \varphi} = J_z. \quad (6)$$

Кроме того, токи должны удовлетворять условию непрерывности

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

или, в цилиндрических координатах,

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

Эти уравнения описывают, в сущности, процессы взаимодействия токов, напряженностей и сил Лоренца, что подробно описано в [4].

ГЛ-силы можно найти следующим образом. Преобразуем (1.3):

$$F_L = G \cdot \xi \cdot S_o. \quad (9)$$

где

$$S_o = (J \times H). \quad (10)$$

Это векторное произведение в цилиндрических координатах имеет вид [2]:

$$S_o = \begin{bmatrix} S_r \\ S_\varphi \\ S_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} J_\varphi H_z - J_z H_\varphi \\ J_z H_r - J_r H_z \\ J_r H_\varphi - J_\varphi H_r \end{bmatrix} \quad (11)$$

Таким образом, при известном решении системы уравнений (3-6, 8) могут быть найдены ГЛ-силы по (9-11).

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_o . Важно еще отметить, что предложенная модель не учитывает силы тяжести.

3. Вычислительный алгоритм

Рассматривается решение уравнений (1.3-1.6, 1.8). Из физических соображений ясно, что поле должно быть однородным вдоль вертикальной оси, т.е. должны отсутствовать производные по аргументу φ . При этом решение указанной системы имеет следующий вид:

$$H_r = \eta \cdot f_8(r) \cdot \exp(\eta \cdot z) \quad (1)$$

$$H_\varphi = \eta \cdot f_2(r) \cdot \exp(\eta \cdot z) \quad (2)$$

$$H_z = f_3(r) \cdot \exp(\eta \cdot z) \quad (3)$$

$$J_r = -\eta^2 f_2(r) \cdot \exp(\eta \cdot z), \quad (4)$$

$$J_\varphi = \eta^2 f_7(r) \cdot \exp(\eta \cdot z), \quad (5)$$

$$J_z = \eta \cdot f_{10}(r) \cdot \exp(\eta \cdot z), \quad (6)$$

где

$$f_8(r) = f_{80}(r) \cdot (1 - X), \quad (7)$$

$$f_7(r) = f_8(r) + \frac{f_8'(r)}{r} + f_8''(r), \quad (7a)$$

$$f_2(r) = q \cdot r(1 - X), \quad (8)$$

$$f_{10}(r) = f_2(r)/r, \quad (9)$$

$$f_3(r) = -\frac{f_8(r)}{r} - f_8'(r), \quad (10)$$

$$X(r, R) = 1/(1 + \exp(-2g(r - R))), \quad (11)$$

$$R(z) = \exp\left(-\frac{\eta}{3} \cdot z\right) \cdot \sqrt[3]{\frac{1}{\eta}}, \quad (12)$$

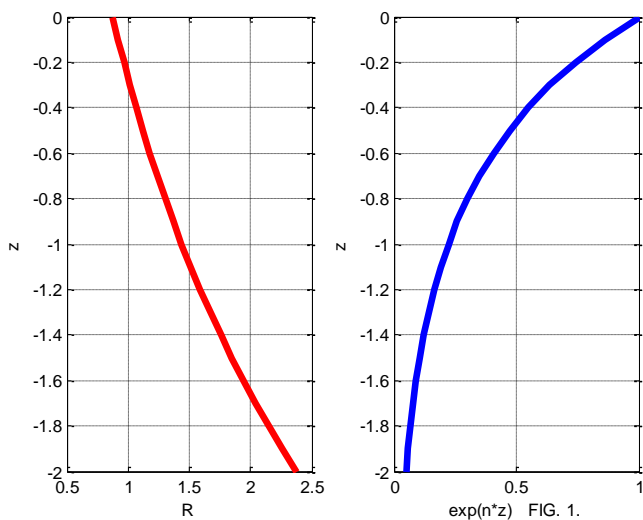
h, q, η, g – некоторые константы.

Возможны различные функции $f_{80}(z)$, а от этой функции зависят функции $f_8(z), f_7(z), f_3(z)$. Мы рассмотрим простейший случай, когда функция $f_{80}(z)$ является константой, и тогда

$$f_{80}(z) = h, f_7(r) = f_8(r), f_3(r) = -\frac{f_8(r)}{r}. \quad (13)$$

Непосредственной подстановкой можно убедиться, что функции (7-10) удовлетворяют системе уравнений (1-6). Функции (11, 12) определяют форму струн. Здесь X – аппроксимация функции Хевисайда, величина g характеризует "ширину скачка" при аппроксимации, R – радиус струн, то значение координаты r ,

в которой функция меняет значение с 0 на 1. Формула (12) не следует из уравнений (1-6) и требует отдельного обоснования. В приложении показано, что при условии (13) радиус струи принимает значение (12).



На рис. 1 показаны функции (12) и $\exp(\eta \cdot z)$ при $\eta = 1.5$. При этом предполагается, что ось oz направлена вверх, а на уровне отверстия $z = 0$.

4. Анализ уравнений

Функция (3.12) определяет радиус сечения струи в зависимости от z . Функция $\exp(\eta \cdot z)$ определяет плотность силы 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) плотность силы массового тока

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

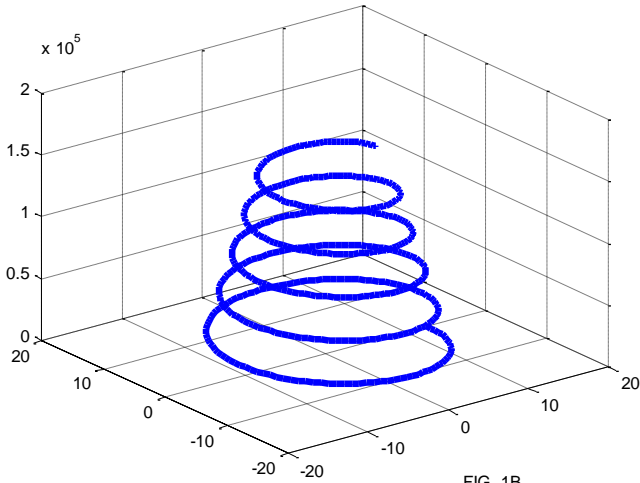
вертикальная скорость струи

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

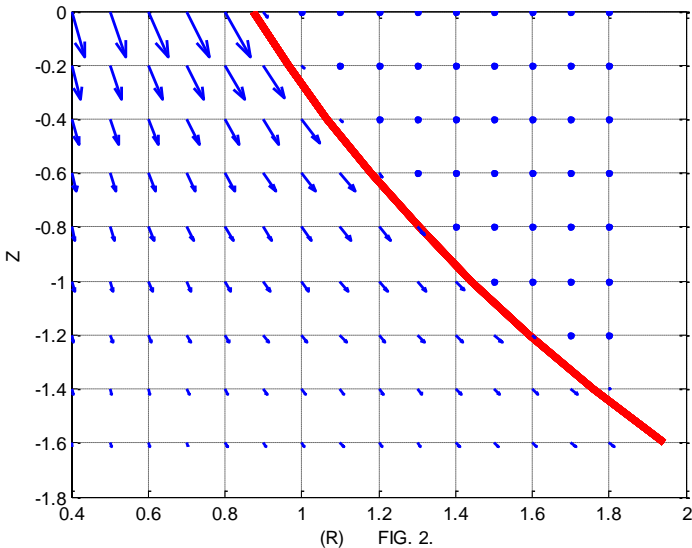
угловая скорость струи

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

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

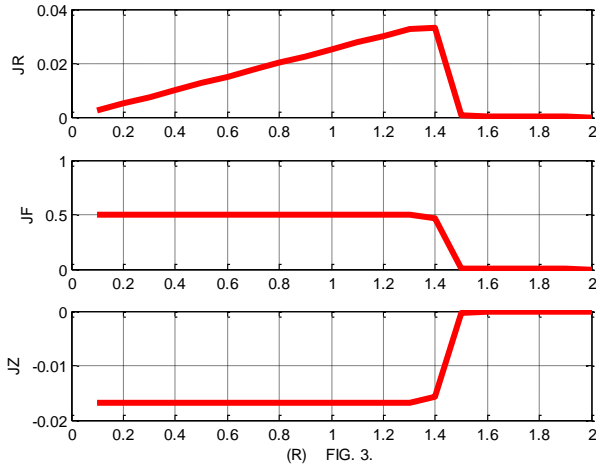


Итак, каждый элемент массы струи воды вращается с угловой скоростью (24), опускается вниз со скоростью (16) (сопротивление воздуха не учитывается в модели) и тем самым перемещается по винтовой линии. Кроме того, этот элемент отходит от центральной линии столба с радиальной скоростью $v_r \equiv J_r$, т.е. струя расширяется книзу и при этом уменьшается её плотность - см. рис. 1в.

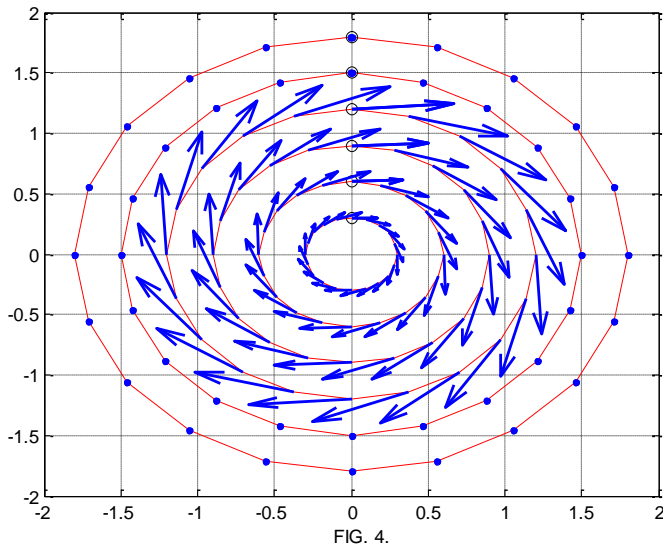


Далее мы будем анализировать решение (3.1-3.6).

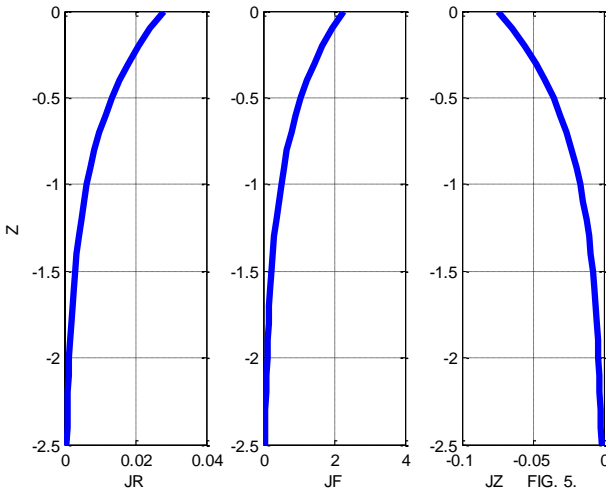
Рассмотрим векторное поле токов J_r, J_z в вертикальной плоскости сечения водоворота. На рис. 2 представлен фрагмент этого поля для части плоскости $r = \overline{0, 20}$ и $z = [0, -2]$ при $h=1, q = -0.05, \eta = 1.5$. Показана также функция (3.12).



Рассмотрим те части сепарабельных функций токов $\dot{j}_r, \dot{j}_\varphi, \dot{j}_z$, которые зависят от координаты r . На рис. 3 представлены графики этих частей токов при $z = -1$.



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 $r > r_o$ 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 максвеллоподобными 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. 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

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

$$W_z(z) = \frac{\eta^2}{2\rho(z)} \cdot (j(z) \cdot \exp(\eta \cdot z))^2, \quad (6)$$

Совмещая (1a, 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, 1a) 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, <http://atarazanas.sci.uma.es/docs/articulos/16669083.pdf>
2. Хмельник С.И. Структура потока электромагнитной энергии в проводе с постоянным током, там же и <http://vixra.org/pdf/1504.0061v1.pdf>

-
3. Хмельник С.И. Еще об экспериментальном уточнении максвеллоподобных уравнений гравитации, «Доклады независимых авторов», изд. «DNA», printed in USA, ISSN 2225-6717, Lulu Inc., ID 14407999, Россия-Израиль, 2014, вып. 25, ISBN 978-1-304-86256-3,
<http://lib.izdatelstwo.com/Papers/25.62.pdf>, см. также
<http://vixra.org/pdf/1404.0089v1.pdf>
 4. Хмельник С. И. Уравнение водоворота,
<http://vixra.org/pdf/1506.0090v2.pdf>