Октябрь 2020 г. *Том 190, № 10*

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ

Обтекание потенциальным течением (магнитным полем или несжимаемой жидкостью) экрана с отверстием

С.Ф. Гаранин, С.Д. Кузнецов

Задачи потенциального обтекания могут иметь физические приложения как для магнито- и электростатики, так и для описания гидродинамических течений несжимаемой жидкости. Показано, что при обтекании магнитным полем (или для гидродинамической задачи — несжимаемой жидкостью) идеально проводящего (непроницаемого) экрана шириной D со щелью через узкую щель шириной Δ протекает значительный поток, так что, например, среднее по щели шириной $\Delta = 0{,}01D$ магнитное поле (скорость в гидродинамической задаче) будет в 26 раз больше натекающего. Гидродинамическая задача сформулирована также в осесимметричной постановке, когда экран и отверстие представляют собой круги. В этом случае для достаточно малого отверстия поток жидкости оказывается пропорциональным диаметру отверстия Δ, а скорость протекания через отверстие с уменьшением Δ увеличивается как $1/\Delta$, т.е. ещё быстрее, чем в плоской задаче.

Ключевые слова: магнитное поле, плоская задача, осесимметричная задача, экран со щелью

PACS numbers: 02.30.Em, 41.20.Cv, 41.20.Gz, 47.15.Hg, 47.15.km DOI: https://doi.org/10.3367/UFNr.2020.03.038733

Содержание

1. Введение

Во многих задачах магнито- и электростатики и гидродинамических течений несжимаемой жидкости распределения полей и скоростей описываются с помощью уравнения Лапласа, в связи с чем эти распределения для многих задач могут совпадать. Причём результаты, полученные, скажем, для той или иной конфигурации магнитостатики, могут переноситься на распределение электрического поля или распределение скорости в гидродинамическом течении. В настоящей статье основной интерес для нас будут представлять картины обтекания экранов с отверстиями и концентрации полей в этих отверстиях. Ввиду эквивалентности формулировок разных задач мы начнём с задач магнитостатики и затем обсудим, как эти задачи и их результаты будут выглядеть для электростатики и гидродинамики. Поскольку в осесимметричном случае обтекание экрана с отверстием представляет интерес только для гидродинамической постановки, в этом случае мы будем говорить об обтекании экрана жидкостью.

При рассмотрении магнитостатических конфигураций мы обращаем внимание на то, что если магнитное поле обтекает идеально проводящий экран с узкой щелью (рис. 1), то в щели происходит значительная концентрация магнитного поля, что в принципе можно использовать для получения сильных магнитных полей [1–3] и, возможно, для проведения исследований с применением таких магнитных полей [4]. Указанная концентрация поля происходит благодаря тому, что в этом случае экран разбивается на два проводника и вследствие условия отсутствия полного тока по каждому из них через щель должен протекать значительный магнитный поток. Результаты, полученные для конфигурации магнитного поля в плоском случае, легко переносятся на потенциальную задачу для электрического поля, в которой вместо магнитного поля имеется электрическое, направленное перпендикулярно магнитному, представленному на рис. 1б, т.е. в плоскости рис. 1б, параллельно экрану, и на гидродинамическую задачу для течения не-

С.Ф. Гаранин (*), **С.Д. Кузнецов**
Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, просп. Мира 37, 607188 Саров, Нижегородская обл., Российская Федерация
E-mail: (*) SFGaranin@vniief.ru

Статья поступила 31 января 2020 г., после доработки 28 февраля 2020 г.

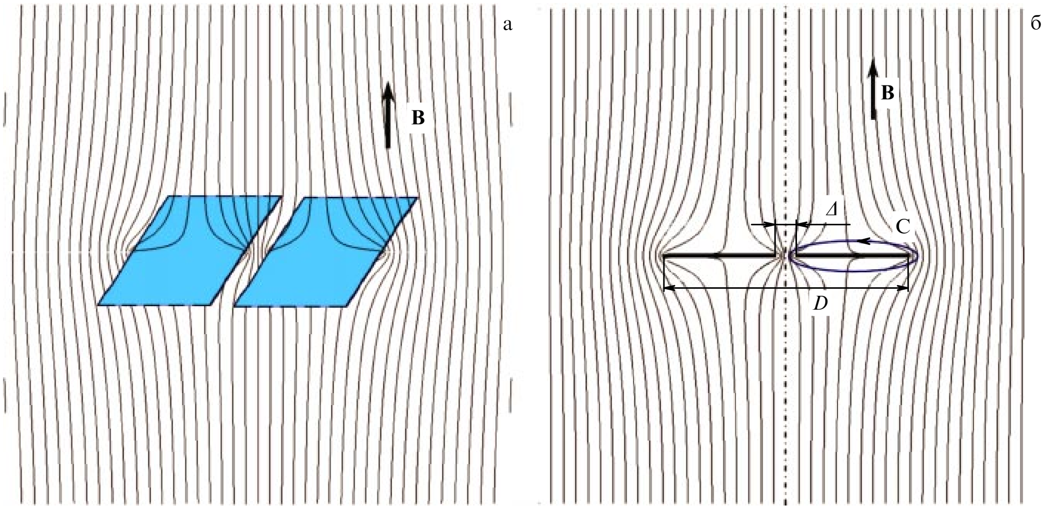

Рис. 1. Картина магнитных силовых линий для экрана со щелью. (а) Трёхмерная изометрия для плоского экрана, (б) двумерная картина, C — контур, охватывающий проводник.

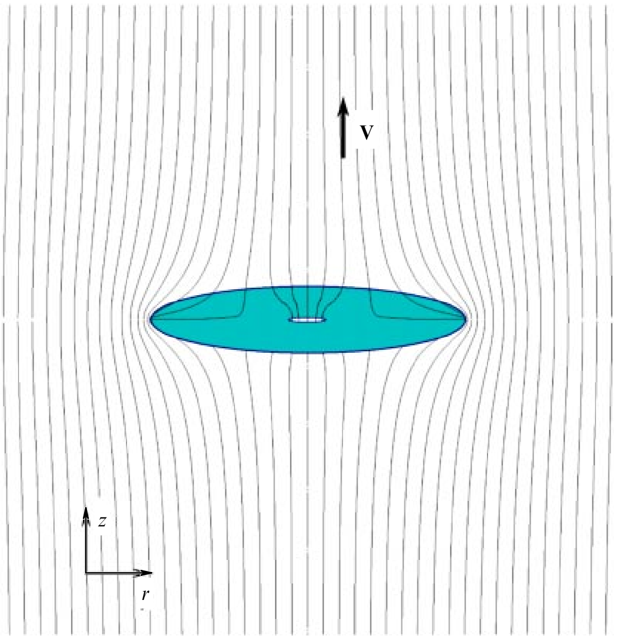

Рис. 2. Картина линий тока в осесимметричной задаче.

сжимаемой жидкости. При этом электрическое поле в электростатической задаче и скорость течения жидкости в гидродинамической задаче концентрируются в щели по тому же закону, что и магнитное поле в магнитной.

Гидродинамическую задачу об обтекании экрана со щелью можно сформулировать также в осесимметричной постановке (рис. 2), в координатах r и z, когда экран и отверстие представляют собой круги, и тогда условие потенциальности течения (равенство нулю интеграла по контуру вокруг кольца, которое обтекается жидкостью) также приводит к значительной концентрации скорости $\mathbf{v}$ внутри щели. В осесимметричной магнитной задаче магнитное поле не будет концентрироваться внутри отверстия, поскольку в этом случае по замкнутому кольцу будет циркулировать ток и интеграл по контуру вокруг кольца не обнуляется. Электростатическая задача в осесимметричном случае вообще не ставится.

2. Постановка задачи

Мы предполагаем, что в магнитостатической задаче магнитное поле вне проводников описывается обычными уравнениями:

$$\operatorname{div}\mathbf{B} = 0\,,$$

$$\operatorname{rot}\mathbf{B} = 0\,,$$

следовательно, оно может быть описано с помощью введения потенциала $\mathbf{B} = \operatorname{grad}\varphi$. Считается, что на бесконечности имеется постоянное магнитное поле $\mathbf{B}_0$, которое обтекает идеальные проводники. На поверхности проводников нормальная компонента магнитного поля равна нулю. Проводники считаются не связанными с источниками тока (как изображено на рис. 1а), поэтому токи на их поверхности определяются только внешним магнитным полем, а полный ток через любое сечение равняется нулю. Следовательно, интеграл от магнитного поля по любому контуру, охватывающему проводники, равен нулю,

$$\oint \mathbf{B}\,\mathrm{d}\mathbf{l} = 0\,. \tag{1}$$

Заметим, что в отсутствие внешнего магнитного поля для любого односвязного идеального проводника, внутри которого нет магнитного поля (например, для сверхпроводника), все его поверхностные токи, а следовательно, и магнитное поле вне проводника должны равняться нулю. Действительно, в этом случае граничные условия для потенциала как на поверхности проводника, так и на бесконечности являются нулевыми для нормальной компоненты магнитного поля, $(\operatorname{grad}\varphi)_{\mathrm{n}} = 0$, и единственное решение в этом случае $\varphi = \mathrm{const}$ соответствует нулевому магнитному полю. Другое дело, если проводник является двусвязным (например, имеет форму бублика). Тогда отверстие в нём может пересекать магнитное поле, а по его замкнутому контуру может циркулировать ток. В этом случае, вообще говоря, нельзя построить решение с потенциалом во всём пространстве и задача без внешнего поля будет иметь нетривиальное решение, содержащее один параметр (полный ток по контуру или полный магнитный поток через отверстие). Если есть внешнее поле, то полное решение задачи будет являться суммой решения с ненулевым током по контуру и решения с нулевым током, но с внешним полем на бесконечности. Для интересующей нас задачи мы будем рассматривать в соответствии с рис. 1 задачу с односвязными проводниками.

Для гидродинамической задачи течение считается потенциальным, так что скорость $\mathbf{v} = \operatorname{grad} \varphi$. Препятствия для течения полагаются жёсткими и идеально скользящими, а значит, нормальная компонента скорости на их поверхности равна нулю. Вследствие потенциальности течения интеграл от скорости по любому контуру, так же как и для магнитного поля, равняется нулю,

$$\oint \mathbf{v}\, \mathrm{d}\mathbf{l} = 0\,.$$

3. Концентрация поля в отверстии для уравнения Лапласа (плоского и осесимметричного потенциальных течений)

3.1. Плоский случай

Оценим, по какому закону будет концентрироваться поле в отверстии, пользуясь условием равенства нулю интеграла от магнитного поля по контуру С, охватывающему проводник, в плоскости рис. 1б. При этом используем то обстоятельство, что для решения задачи без отверстия интеграл по этому контуру, т.е. в данном случае для незамкнутого контура (для половины экрана), отличен от нуля и его можно вычислить, а для решения задачи с отверстием, через которое протекает поток, но с бесконечным экраном интеграл по этому контуру, т.е. и в этом случае для незамкнутого контура (для половины протекающего потока), также отличен от нуля и его также можно вычислить. Вклады этих интегралов в (1) будут разного знака, а поскольку их сумма равна нулю, можно вычислить поток, протекающий через отверстие. В этих рассуждениях существенно используется то обстоятельство, что отверстие считается малым по сравнению с экраном и его влияние на течения вне отверстия также мало.

Для плоского случая эту оценку можно провести с логарифмической точностью, когда предполагается, что не только отношение D/Δ, но и его логарифм велики, а точность по порядку величины равна $1/\ln(D/\Delta)$. Для оценки можно считать, что магнитное поле складывается из двух составляющих: из определяемого при пренебрежении влиянием отверстия магнитного поля, обтекающего экран и дающего ненулевой вклад в (1), и из определяемого протекающим через отверстие магнитным потоком магнитного поля, которое даёт вклад в (1) противоположного знака.

Задача об обтекании экрана при пренебрежении влиянием отверстия решается точно [5], и для комплексного потенциала магнитного поля w имеет вид

$$w = B_0 \sqrt{-z^2 + R^2}\,, \tag{2}$$

где B_0 — магнитное поле на бесконечности, $R = D/2$ — полуширина экрана. Вклад в (1) от (2) равен разности потенциалов (2), т.е.

$$2B_0 R\,. \tag{3}$$

Протекающий через отверстие магнитный поток f создаёт на больших по сравнению с размером отверстия Δ расстояниях r магнитное поле

$$B = \frac{f}{\pi r}$$

и, следовательно, даёт в интеграл (1) вклад, равный

$$-\frac{2f}{\pi} \ln\left(\frac{2R}{\Delta}\right). \tag{4}$$

Приравнивая сумму (3) и (4) нулю, получаем с логарифмической точностью величину потока f:

$$f = \frac{\pi}{\ln(2R/\Delta)} B_0 R = \frac{\pi}{2\ln(D/\Delta)} B_0 D\,. \tag{5}$$

Можно несколько уточнить величину потока, оценив коэффициент под знаком логарифма в (5). Для этого можно использовать аналитическое решение [5] для комплексного потенциала течения с конечным потоком (потоком f) вблизи краёв пластины

$$w \sim \ln\left(z + \sqrt{z^2 - (x_i)^2}\right),$$

где x_i — координата каждого из двух краёв пластины, $|x_1| = \Delta/2$, $|x_2| = R$. Тогда каждый из краёв даст множитель 2 под знаком логарифма и уточнённая величина потока примет вид

$$f = \frac{\pi}{2\ln(4D/\Delta)} B_0 D\,. \tag{6}$$

Среднее магнитное поле в этом случае будет возрастать с уменьшением ширины щели по закону

$$\bar{B} = \frac{\pi}{2} \frac{D}{\Delta} \frac{1}{\ln(4D/\Delta)} B_0\,. \tag{7}$$

Распределение магнитного поля по ширине щели для достаточно малых Δ/D описывается аналитическим решением [5] для течения через щель в соответствии с формулой

$$B = \frac{B(0)}{\sqrt{1 - (2x/\Delta)^2}}\,, \tag{8}$$

где x — координата, отсчитанная от центра щели, $B(0)$ — поле в центре щели. Согласно (8) средняя по щели величина магнитного поля $\bar{B} = (\pi/2)B(0)$.

Заметим, что рассмотренная задача о концентрации магнитного поля в зазоре родственна задаче о распределении тока по поверхности плоских шин, разделённых малым зазором, рассмотренной в [6]. Сходны и подходы к решению задачи (сшивание двух задач, в одной из которых пренебрегается шириной зазора, а в другой ширина пластин считается бесконечной), и результаты решения, с логарифмической точностью имеющие вид (6), (7).

Формула (7) показывает, что для узких щелей магнитное поле оказывается сильно сосредоточенным в области щели: например, для щели шириной $\Delta = 0{,}01D$ величина $\bar{B} = 26B_0$ и даже минимальное поле в центре щели составит $B(0) = 17B_0$. Такая концентрация магнитного поля (а также электрического поля в электростатической задаче и скорости жидкости в гидродинамической) может быть использована для различных применений.

Можно предложить также интерполяционную формулу для потока, переходящую в пределе, когда экран исчезает ($D/\Delta = 1$), в $f = B_0 D$,

$$f = \frac{B_0 D}{(2/\pi)\ln(D/\Delta) + A - (A-1)(\Delta/D)}\,, \qquad (9)$$

где A — некоторая константа. Для экрана, представляющего собой тонкую полоску ($\Delta/D \simeq 1$), поток примерно равен

$$f = \frac{B_0(D+\Delta)}{2}\,. \qquad (10)$$

Накладывая условие, чтобы (9) в этом случае переходило в (10), получим значение константы

$$A = \frac{3}{2} - \frac{2}{\pi} \simeq 0{,}86\,.$$

Интересно, что при этом значении A уточнённый коэффициент под знаком логарифма при $\Delta/D \ll 1$ получается равным 3,9 в прекрасном согласии с коэффициентом 4 в формуле (6). Таким образом, можно ожидать, что формула (9) с $A = 0{,}86$ будет хорошо описывать величину потока через щель для любых значений Δ/D.

3.2. Осесимметричный случай

Осесимметричный экран с отверстием является двусвязной областью. Для магнитной задачи идеальная проводимость не позволит магнитному потоку проникнуть в отверстие, и потому внешнее поле будет наводить ток по контуру, такой что суммарный магнитный поток через отверстие будет равен нулю и, следовательно, концентрации поля в отверстии не будет. Поэтому здесь мы рассмотрим гидродинамическую задачу, поскольку только для неё будет происходить концентрация скорости в отверстии.

В осесимметричном случае условие равенства нулю интеграла по контуру, охватывающему экран от отверстия до границы, позволяет вычислить поток жидкости, протекающий через отверстие, не с логарифмической точностью, а с точностью $\sim a/R$, где a — радиус отверстия, R — радиус экрана. В этом случае течение жидкости без учёта отверстия описывается приведёнными в [7] формулами, которые для распределения потенциала по поверхности экрана дают

$$\varphi = \frac{2}{\pi} v_0 \sqrt{R^2 - \rho^2}\,, \qquad (11)$$

где v_0 — скорость жидкости на бесконечности, $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ — радиус в цилиндрических координатах. Вклад от этого течения в интеграл по контуру (1) равняется удвоенной разности потенциалов между $\rho = 0$ и $\rho = R$:

$$\frac{4}{\pi} v_0 R\,.$$

С другой стороны, течение потока жидкости f через отверстие описывается формулами для электрического поля заряженного проводящего круглого диска, потенциал которого [8]

$$\varphi = \frac{\pi}{2}\frac{e}{a} = \frac{1}{4}\frac{f}{a}\,,$$

где e — заряд диска, что даёт вклад противоположного знака в интеграл (1), равный

$$\frac{1}{2}\frac{f}{a}\,.$$

Приравнивая эти вклады, получим

$$f = \frac{8}{\pi} a R v_0\,.$$

Таким образом, в осесимметричном случае средняя скорость в отверстии

$$\bar{v} = \frac{8}{\pi^2}\frac{R}{a} v_0$$

при уменьшении a будет увеличиваться ещё несколько быстрее, чем в плоской задаче.

Обратим внимание на то, что распределение скорости через отверстие в зависимости от радиуса для малого отверстия, согласно [8], описывается формулой, аналогичной (8) для плоской задачи,

$$v = \frac{v(0)}{\sqrt{1 - (r/a)^2}}\,, \qquad (12)$$

таким образом, средняя скорость через отверстие связана со скоростью в центре соотношением $\bar{v} = 2v(0)$.

Так же как и в плоском случае, можно предложить интерполяционную формулу для зависимости потока от a/R, имеющую правильную асимптотику при малых a/R,

$$f = \left(\frac{8}{\pi^2}\xi + C_1\xi^2 + C_2\xi^3\right)\pi R^2 v_0\,, \qquad (13)$$

где $\xi = a/R$, а C_1 и C_2 — некоторые константы. Накладывая на (13) условие, чтобы в пределе, когда экран исчезает ($a/R \simeq 1$), формула переходила в правильную зависимость для тонкого кольца $f = \pi R^2 v_0 \xi$, получим значения констант:

$$C_1 = 2 - \frac{16}{\pi^2}\,, \quad C_2 = \frac{8}{\pi^2} - 1\,.$$

4. Результаты расчётов в плоском случае

Мы провели численные двумерные расчёты распределения магнитного поля (скорости жидкости) для значений Δ/D от 0,004 до 0,1. Расчёты проводились по программе, основанной на методе конечных элементов. Строилась сетка со сгущением в области отверстия с предпочтительно прямоугольными элементами второго порядка, максимальное число элементов составляло $\sim 5 \times 10^5$, что оказывается достаточным для расчёта отверстий с $D/\Delta \sim 1000$. В качестве примера на рис. 3 приведены полученные распределения силовых линий (линии, огибающие экран) и потенциала (линии, на больших расстояниях идущие параллельно экрану) для $D/\Delta = 5$. Для электростатической задачи с внешним полем, направленным вдоль экрана, силовые линии магнитной задачи будут соответствовать эквипотенциалям электростатической задачи, а эквипотенциали магнитной задачи — силовым линиям электрического поля.

Для расчёта потока использовались процедуры вычисления потока через сечение щели и некоторое сечение,

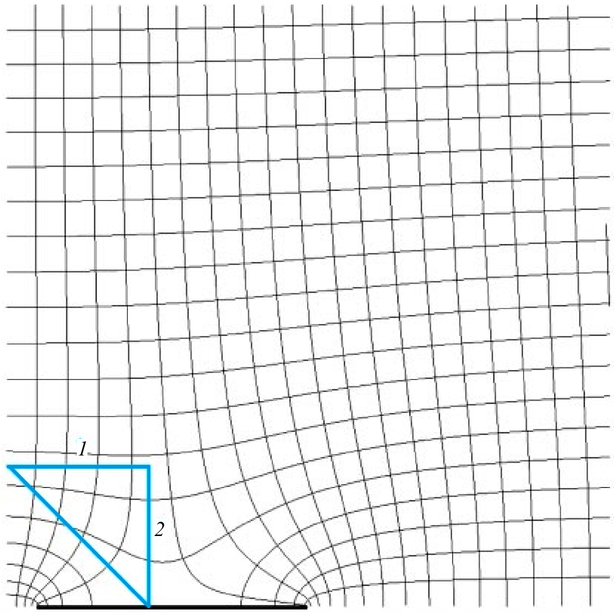

Рис. 3. Распределение силовых линий и потенциала для $D/\Delta = 10$.

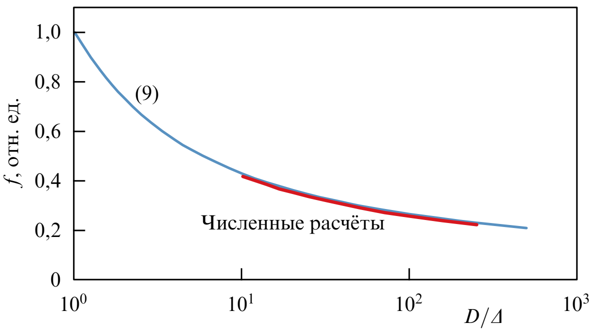

Рис. 4. (В цвете онлайн.) Зависимость потока f через щель, нормированного на $f_0 = = B_0 D$, от D/Δ, полученная в расчётах и вычисленная по формуле (9).

отсекающее щель (линия *1–2* на рис. 3). Значения потоков через эти сечения должны быть равны ввиду сохранения потока в потенциальном течении, но в расчётной методике предпочтительнее сечения, удалённые от щели, так как скорость на них не имеет расходимости. Зависимость потока f через щель, полученного в этих расчётах, от Δ/D представлена на рис. 4. Для сравнения здесь же приведена величина f, вычисленная по формуле (9) со значением константы $A = 0{,}86$. Видно, что обе зависимости прекрасно согласуются между собой. Расчёты показали, что соотношение $\bar{B} = (\pi/2)B(0)$, связывающее среднее по щели магнитное поле с его значением в центре, выполняется с точностью несколько процентов даже для щели с $\Delta/D = 0{,}1$. Это говорит о том, что распределение магнитного поля по ширине щели также будет описываться формулой (8) с точностью такого порядка.

5. Результаты расчётов потенциального течения в осесимметричном случае

Мы провели численные расчёты распределения скорости жидкости для разных значений a/R. Поскольку расчёты проводились по трёхмерной программе, для уменьшения числа элементов выбирался сегмент цилиндра с углом раствора порядка нескольких градусов. Сетка также строилась со сгущением в области отверстия. Эти меры позволяют произвести расчёт при отношении $R/a \sim 100$. Для вычисления потока использовалась поверхность в сечении отверстия, а также цилиндрическая поверхность, отсекающая щель (аналогично поверхности *1–2* на рис. 3). В качестве примера полученного распределения на рис. 5 приведены распределения линий тока и эквипотенциалей для $R/a = 5$ в сравнении с решением для плоского случая.

Зависимость средней скорости через отверстие $\bar{v}$, полученная в этих расчётах, от R/a представлена на рис. 6. Для сравнения здесь же приведена величина $\bar{v}$, вычисленная с помощью интерполяции (13),

$$\frac{\bar{v}}{v_0} = \left(\frac{8}{\pi^2}\xi + C_1\xi^2 + C_2\xi^3\right)\frac{1}{\xi^2}\,. \tag{14}$$

Видно, что обе зависимости прекрасно согласуются между собой. Расчёты показали, что соотношение $\bar{v} = 2v(0)$,

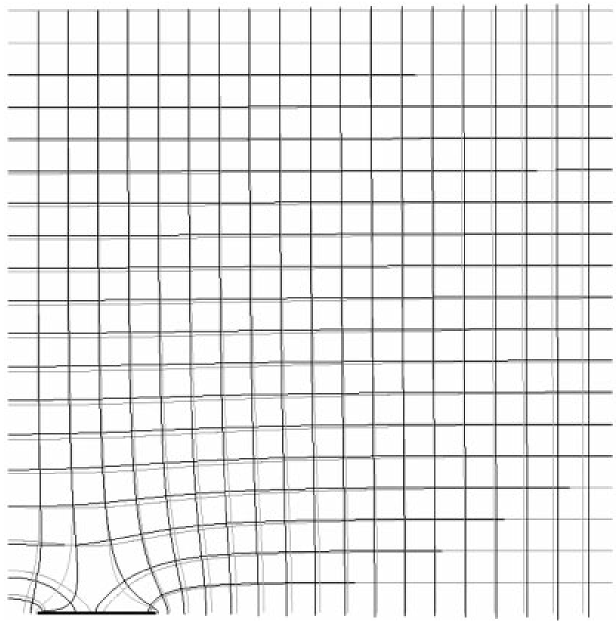

Рис. 5. Распределения силовых линий и потенциала для $R/a = 5$ в осесимметричном (чёрные линии) и для $D/\Delta = 5$ в плоском случае (серые линии).

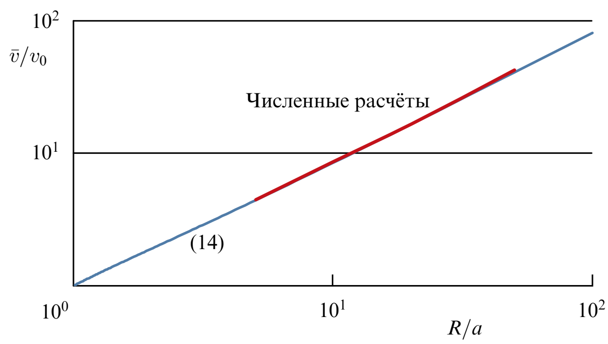

Рис. 6. (В цвете онлайн.) Зависимость средней скорости через отверстие от R/a, полученная в расчётах и вычисленная по формуле (14).

связывающее среднее по щели магнитное поле с его значением в центре, выполняется с точностью несколько процентов даже для отверстия с $a/R = 0{,}2$. Это говорит о том, что распределение скорости по ширине щели также описывается формулой (12) с точностью такого порядка.

6. Заключение

В плоских задачах магнитостатики (гидродинамики несжимаемой жидкости), если при обтекании магнитным полем идеально проводящего экрана (при потенциальном течении жидкости вокруг препятствия) в экране (препятствии) имеется небольшое отверстие, то конфигурация магнитного поля (характер течения) изменяется довольно значительно, приводя к усилению магнитного поля (скорости жидкости) в отверстии. Так, для тонкого экрана магнитный поток, протекающий через щель, уменьшается всего лишь логарифмически и для щели шириной $0{,}01D$ равняется 26 % потока, падающего на экран.

В осесимметричном случае поток через отверстие уменьшается при уменьшении размеров отверстия пропорционально радиусу и средняя скорость течения через отверстие увеличивается ещё сильнее. Так, при обтекании плоского диска при радиусе отверстия, в 100 раз меньшем радиуса диска, средняя скорость течения через отверстие возрастает в 81 раз.

Свойства усиления поля (скорости течения) при протекании через малые отверстия являются общими и для других геометрий, а не только для рассмотренных в настоящей статье. Изменяться в разных геометриях будут только коэффициенты усиления. Эти свойства можно использовать для концентрации магнитного поля (скорости течения) в различных устройствах.

В быту явления усиленного утекания тепла через щели являются широко распространёнными и, как многие знают, для сохранения тепла необходимо тщательно устранять даже очень малые щели. В нашей статье мы показываем, что величина потока через тонкие щели слабо зависит от их размера.

Подводя итог, можно сказать, что представлен метод оценки протекания магнитных и гидродинамических потоков через узкие щели в препятствиях и получены количественные результаты для некоторых важных частных случаев конфигурации препятствий и щелей.

Список литературы

1. Knoepfel H *Pulsed High Magnetic Fields. Physical Effects and Generation Methods Concerning Pulsed Fields up to the Megaoersted Level* (London: North-Holland, 1970); Пер. на русск. яз.: Кнопфель Г *Сверхсильные импульсные магнитные поля. Методы генерации и физические эффекты, связанные с созданием импульсных полей мегаэрстедного диапазона* (М.: Мир, 1972)
2. Борискин А С и др. *Магнитокумулятивные генераторы — импульсные источники энергии* Т. 1 (Под ред. В А Демидова, Л Н Пляшкевича, В Д Селемира) (Саров: РФЯЦ – ВНИИЭФ, 2012)
3. Борискин А С и др. *Магнитокумулятивные генераторы — импульсные источники энергии* Т. 2 (Под ред. В А Демидова и др.) (Саров: РФЯЦ – ВНИИЭФ, 2019)
4. Dransfeld K et al. *Strong and Ultrastrong Magnetic Fields and Their Applications* (Topics in Applied Physics, Vol. 57, Ed. F Herlach) (Berlin: Springer-Verlag, 1985); Пер. на русск. яз.: Дрансфельд К и др. *Сильные и сверхсильные магнитные поля и их применение* (Под ред. Ф Херлаха) (М.: Мир, 1988)
5. Лаврентьев М А, Шабат Б В *Методы теории функций комплексного переменного* (М.: Наука, 1973)
6. Шнеерсон Г А *Поля и переходные процессы в аппаратуре сверхсильных токов* (Л.: Энергоиздат, 1981)
7. Кочин Н Е, Кибель И А, Розе Н В *Теоретическая гидромеханика* (М.: Физматгиз, 1963); Пер. на англ. яз.: Kochin N E, Kibel' I A, Roze N V *Theoretical Hydromechanics* (New York: Interscience Publ., 1964)
8. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Электродинамика сплошных сред* (М.: Наука, 1982); Пер. на анг. яз.: Landau L D, Lifshitz E M *Electrodynamics of Continuous Media* (Oxford: Pergamon Press, 1984)

Irrotational flow (of a magnetic field or incompressible fluid) around a screen with a slot

S.F. Garanin (*), **S.D. Kuznetsov**
Russian Federal Nuclear Center–All-Russian Research Institute of Experimental Physics, prosp. Mira 37, 607188 Sarov, Nizhny Novgorod region, Russian Federation
E-mail: (*) *SFGaranin@vniief.ru*

Problems concerning irrotational flows past obstacles may have physical applications in magneto- and electrostatics, as well as in the description of hydrodynamical flows of incompressible fluids. It is shown that for a magnetic field flow (or a flow of incompressible fluid in the hydrodynamical case) around an ideally conducting (impermeable) screen of width D with a narrow slot of width Δ a substantial flux passes trough the slot, so that, for example, a magnetic field (the velocity in the hydrodynamical problem) averaged over a slot with the width $\Delta = 0.01D$ will be 26 times greater than its far upstream value. The hydrodynamical problem is also formulated for an axisymmetric case for a circular screen and orifice. In this case, if the orifice is small enough, the flux of fluid proves to be proportional to the orifice diameter Δ, whereas fluid speed in the orifice increases as $1/\Delta$ if Δ is decreased, i.e., even faster than in plane geometry.

Keywords: magnetic field, plane problem, axisymmetric problem, screen with a slot

PACS numbers: 02.30.Em, 41.20.Cv, 41.20.Gz, 47.15.Hg, 47.15.km

Bibliography — 8 references

Received 31 January 2020, revised 28 February 2020

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **190** (10) 1109 – 1114 (2020)

Physics – Uspekhi **63** (10) (2020)

DOI: https://doi.org/10.3367/UFNr.2020.03.038733

DOI: https://doi.org/10.3367/UFNe.2020.03.038733