

процесса (3), (4). Любопытно, что сечение процесса (11), в котором участвует возбужденный атом аргона с энергией возбуждения  $14,71 \text{ эв}$ , достаточной для активации, близко к газокинетическому. Это можно оценить по константе равновесия и известной скорости обратной реакции, которую можно определить из работы [9].

Заметим, что вычисление скорости прямого процесса (10) по скорости диссоциативной рекомбинации и константе равновесия для (10), приводит к очень большой величине по сравнению с (3). Однако такая процедура не является правомочной, поскольку в изучаемом на опыте процессе диссоциативной рекомбинации выделяющаяся энергия переходит не в поступательную энергию атомов, а затрачивается на возбуждение атома аргона.

Поступила 20 VII 1967

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Petschek H. E., Byron S. R. Approach to equilibrium ionization behind strong shock waves in argon. *Ann. Phys.*, 1957, vol. 1, 270.
2. Jones N. R., Mc Chesney M. Ionization relaxation in slightly impure argon. *Nature*, 1966, vol. 209, No. 5028, 1080.
3. Wong B. H., Bershader D. Thermal equilibration behind an ionizing shock. *J. Fluid Mech.*, 1966, vol. 26, 459.
4. Hill R. M., Capp B. Ionization times behind shock waves in vapour potassium. *Nature*, 1965, vol. 208, No. 5006, 176.
5. Roshko A. On flow duration in low-pressure shock tubes. *Phys. Fluids*, 1960, vol. 3, 835.
6. Mirrels H. Shock tube test time limitation due to turbulent-wall boundary layer. *AJAA Journal*, 1964, vol. 2, No 1, 84.
7. Lin S. C., Teare J. D. Rate of ionization behind shock waves in air. *Phys. Fluids*, 1963, vol. 6, 355.
8. Huffman R. E., Katajama H. D. Photoionisation study of diatomic ion formation in argon, krypton, and xenon. *J. Chem. Phys.*, 1966, vol. 45, No. 1, 138.
9. Fox I. N., Hobson R. M. Temperature dependence of dissociative recombination coefficients in argon. *Phys. Rev. Lett.*, 1966, vol. 17, No. 4, 161.
10. Биберман Л. М., Якубов И. Т. Установление ионизационного равновесия за фронтом ударной волны в атомарном газе. *ЖТФ*, 1963, т. 33, № 11, 1344.

#### ВЛИЯНИЕ РАЗЪЕМА НА МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ДЛИННОГО ФЕРРОМАГНИТНОГО СТЕРЖНЯ

В. А. Быстров (Ленинград)

Для выполнения ряда технических задач необходимо использовать длинные ферромагнитные стержни (фиг. 1), которые не всегда возможно выполнить в виде единого целого. В статье рассмотрено влияние разъема на магнитный поток, проходящий по ферромагнитному стержню, на магнитное поле этого стержня.

В тех случаях, когда отношение длины цилиндрического стержня, находящегося в продольном однородном постоянном магнитном поле, к его диаметру велико ( $a/b \geq 5$ ), круговой цилиндр можно заменить вытянутым эллипсоидом вращения.

Определение влияния воздушного зазора в средней части эллипсоида, получающегося при разъеме, на магнитное поле эллипсоида вращения путем решения соответствующей граничной задачи очень сложно и трудоемко. Полученные таким путем расчетные формулы были бы громоздки и непригодны для практических расчетов.

В данном случае целесообразно заменить внешнее постоянное возбуждающее поле  $H_0$  непрерывно распределенным по поверхности эллипсоида электрическим током с линейной плотностью  $\lambda$ . Замена должна быть произведена таким образом, чтобы магнитное поле эллипсоида, обусловленное этим током, было равно магнитному полю эллипсоида, находящегося во внешнем поле.

Линейную плотность тока  $\lambda$  получим, решив соответствующую задачу магнито-статистики в сферической системе координат  $\xi, \eta, \varphi$  в следующем виде:

$$\lambda = H_0 \left( 1 - \frac{1}{\mu_r} \right) D \frac{\sqrt{1 - \eta^2}}{\sqrt{(\alpha)^2 - \eta^2}} \quad (1)$$

$$D = \frac{Q_1(\alpha) - \mu_r^{-1}(\alpha)}{\alpha^{-1}Q(\alpha) - \mu_r^{-1}Q_1'(\alpha)} \quad \left( \alpha = \frac{a}{q} \right), \quad q = \sqrt{a^2 - b^2}$$

Здесь  $\mu_r$  — относительная магнитная проницаемость материала стержня,  $Q_1, Q_1'$  — функция Лежандра второго рода и ее производная от указанного аргумента.

Произведя интегрирование, найдем суммарный эквивалентный ток  $I$

$$I = 2(1 - \mu_r^{-1}) DqH_0 \quad (2)$$

После замены внешнего поля эквивалентным током рассмотрим получившуюся магнитную цепь, общий магнитный поток  $\Phi_1$ , который определим, используя [1]

$$\Phi_1 = H_0(1 - \mu_r^{-1})\mu_0 AS \quad (3)$$

$$A = -\frac{P_1(\alpha)Q_1'(\alpha)}{1 - P_1(\alpha)Q_1'(\alpha)/\mu_r Q_1(\alpha)Q_1'(\alpha)} \frac{1}{Q_1(\alpha)}$$

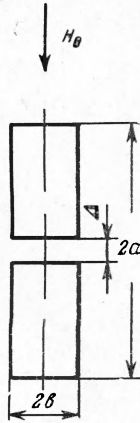
Здесь  $S$  — площадь поперечного сечения эллипсоида,  $P_1$  — функция Лежандра первого рода от указанного аргумента.

Найдем теперь общее магнитное сопротивление  $R_1$  всей рассматриваемой цепи без воздушного зазора

$$R_1 = \frac{I}{\Phi_1} = \frac{2Dq}{AS\mu_0} \quad (4)$$

Здесь  $\mu_0$  — магнитная постоянная. Наличие воздушного зазора вызовет увеличение общего магнитного сопротивления всей цепи на величину  $R_2$

$$R_2 = \frac{\Delta}{\mu_0 S} \quad (5)$$



Фиг. 1

(где  $\Delta$  — толщина воздушного зазора) и уменьшение общего магнитного потока  $\Phi_1$ , а следовательно, и внешнего поля эллипсоида, которое можно охарактеризовать коэффициентом  $K$

$$K = \frac{\Phi_1}{\Phi_2} = \frac{R_1 + R_2}{R_1} = 1 + \frac{\Delta A}{2qD} = 1 + \left( \frac{1}{\mu_r} - \frac{Q_1(\alpha)}{Q_1'(\alpha)} \right)^{-1} \quad (6)$$

Здесь  $\Phi_1$  — общий магнитный поток без зазора,  $\Phi_2$  — общий магнитный поток с зазором.

**Пример.** Определить коэффициент  $K$  для стержня с разъемом в средней части, изготовленного из стали, магнитная проницаемость которой  $\mu_r = 185$ , с соотношением размеров  $a/b = 10.1$ ,  $\Delta/b = 0.1$ . В этом случае коэффициент  $K$ , вычисленный по формуле (6), равен 1.18. Аналогичная величина, определенная экспериментальным путем, равна 1.13. Расхождение расчета с экспериментом составило 4.5%.

Сравнение экспериментальных данных с расчетными показало, что формула (6) дает удовлетворительные результаты при  $\Delta/b \leq 0.2$ .

Поступила 26 VI 1967

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Лебедев Н. Н. Специальные функции и их приложения, Физматгиз, 1963.

### УРАВНЕНИЯ ТУРБУЛЕНТНОГО ТЕЧЕНИЯ НЕСЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ

Г. Ф. Филиппов (Киев)

Турбулентное течение несжимаемой жидкости в принципе удовлетворяет хорошо известным уравнениям Рейнольдса (см., например, [1]). Однако решить эти уравнения из-за их чрезвычайной сложности до сих пор не удалось. Поэтому возникает задача о выводе других, более простых уравнений, сохраняющих все основные черты турбулентного течения, но в большей мере, чем уравнения Рейнольдса, поддающихся исследованию и приближенному решению.

Ниже приводится вывод таких уравнений. В основу вывода положено предположение, что длина волны  $\lambda$  турбулентных пульсаций существенно меньше размеров системы  $L$ . Это предположение позволяет написать систему обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка для фурье-амплитуд быстро меняющейся компоненты поля скоростей, а затем, после введения функции распределения, получить уравнение для функции распределения.

Уравнение для осредненного поля скоростей по существу не отличается от соответствующего уравнения Рейнольдса.

Полученная система уравнений может быть использована для численного расчета как спектра мелкомасштабных пульсаций при заданном среднем поле, так и самого среднего поля, формирующегося под воздействием этих пульсаций.