Обработав графически экспериментальные результаты, а именно, построив зависимость χ от $^1/T$ и проэкстраполировав ее на $T=\infty$, определим для соединений $ScAl_2$ и ScAl восприимчивость χ_0, не зависящую от T. Для этих соединений восприимчивость $\chi_0=0{,}7—0{,}8\cdot10^6$ $г^{-1}\cdot см^3$. Построим далее график зависимости $^1/\chi—\chi_0$ от температуры и по наклону прямой определим магнитный момент атома сплава p_p. Этот момент для соединения $ScAl_2$ равен 0,2 μ_B, а для ScAl 0,4 μ_B.

Как показали результаты исследования Клогстона [6], в $3d$-металлах локализованные магнитные моменты появляются при электронной концентрации $N=3$ на атом растворителя, а в $4d$-металлах и их сплавах при $N=5{,}5$.

Следует, однако, отметить, что для $3d$-металлов не удалось обработать полученные данные и получить приемлемые значения магнитного момента. Это, по-видимому, было вызвано тем, что твердый раствор содержал слишком большое количество атомов железа (1% Fe). Для второго случая при $N=5{,}5$ магнитный момент равен 0,3 μ_B, что удовлетворительно согласуется с результатами [6].

Остановимся на результатах, полученных при исследовании магнитных свойств соединения $ScAl_3$. У этого соединения (см. рис.) наиболее ярко выражена зависимость восприимчивости от температуры. По-видимому, у $ScAl_3$ особенно сильно происходит концентрация локального состояния вблизи примесного центра, что может быть обусловлено более высокой плотностью электронов проводимости.

Результаты исследования температурной зависимости магнитной восприимчивости сплавов Sc—Al показали, что появление небольшого магнитного момента в этих сплавах вызвано наличием небольшого количества ферромагнитных примесей, которые приводят к возникновению локальных магнитных моментов. Это еще раз подтверждает ранее сделанные выводы о том, что в скандии d-электроны коллективизированы.

В заключение авторы выражают признательность проф. Е. И. Кондорскому за обсуждение полученных результатов и ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Montgomery H., Pells G. P. Proc. Phys. Soc., **78**, 4, 622, 1962.
2. Чечерников В. И., Иулиу Поп, Наумкин О. П., Терехова В. Ф. ЖЭТФ, **44**, вып. 1, 387, 1963.
3. Волькенштейн Н. В., Галошина Э. В. «Физика метал. и металловед.», **16**, № 2, 298, 1963.
4. Наумкин О. П., Терехова В. Ф., Савицкий Е. М. «Журнал неорганич. химии», № 11, 1964.
5. Иулиу Поп, Чечерников В. И. «Приборы и техн. экспер.», № 5, 180, 1964.
6. Glogston A., Matthias B., Reter M., Williams H., Corenzwit E., Sherwood R. Phys. Rev., **125**, 541, 1962.

Поступила в редакцию
26. 10 1965 г.

Кафедра
магнетизма

УДК 539.124.175

В. Д. ИЛЬИН

О СИЛАХ, ДЕЙСТВУЮЩИХ НА ЗАРЯЖЕННЫЙ КОЛЬЦЕВОЙ ТОК, ДВИЖУЩИЙСЯ ВНУТРИ ПРОВОДЯЩЕЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ТРУБЫ

Вопросы взаимодействия движущихся токов со средами и связанный с этим эффект Черенкова описаны во многих работах, например, [1—3]. В связи с возможностью радиационного ускорения плазменных колец с током в волноводах представляет интерес рассмотреть частную задачу движения кольцевого тока в цилиндрической трубе.

В данной работе рассматривается равномерное движение бесконечно тонкого кольца радиуса R с током I и с линейной плотностью находящегося на нем заряда q в круглой прямолинейной трубе со скоростью $V \ll C$. Центр кольца совпадает с центром сечения трубы. В этом случае поле кольца, движущегося перпендикулярно своей плоскости, в цилиндрической системе координат определяется из уравнений

$$\left[\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial}{\partial r}\right)+\frac{\partial^2}{\partial z^2}-\frac{1}{r^2}-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right](A_\varphi, A_z, \varphi)=$$

$$=-4\pi\left(\frac{I}{c}, \frac{qv}{c}, q\right)\delta(r-R)\,\delta(z-Vt). \quad (1)$$

Учитывая, что все величины зависят только $\xi=z-vt$, получим вместо (1)

$$\left[\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial}{\partial r}\right)+\frac{\partial^2}{\partial \xi^2}\theta^2-\frac{1}{r^2}\right](A_\varphi, A_z, \varphi)=-4\pi\left(\frac{I}{c}, \frac{qV}{c}, q\right)\delta(R-r)\,\delta(\xi), \quad (2)$$

где $\theta^2=1-\beta^2$. Коэффициенты A_k, φ_k — Фурье-разложения

$$(A, \varphi)=\int(A_k, \varphi_k)\, l^{ik\xi}\, dk$$

удовлетворяют уравнению

$$\left[\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial}{\partial r}\right)+\left(s^2-\frac{1}{r^2}\right)\right](A_k, \varphi_k)=-2\left(\frac{I}{c}, \frac{qV}{c}, q\right)\delta(r-R), \quad (3)$$

где $k=\dfrac{\omega}{V}$, $s^2+\theta^2k^2=0$. Решая (3), получим

$$(A, \varphi)=2\left(\frac{IR}{c}, q\beta R, qR\right)\int K_1\left(R\frac{s}{i}\right)I_1\left(r\frac{s}{i}\right)l^{ik\xi}\,dk, \quad r<R, \quad (4)$$

$$(A, \varphi)=2\left(\frac{IR}{c}, q\beta R, qR\right)\int K_1\left(r\frac{s}{i}\right)I_1\left(R\frac{s}{i}\right)l^{ik\xi}\,dk, \quad r>R, \quad (5)$$

где K_1 и I_1 — модифицированные функции Бесселя.

Определим I — поле в трубе для случая, когда толщина d стенки мала по сравнению с толщиной скин-слоя. Поле в трубе полагаем равным $A_\varphi=A_0+A_s$, где A_0 — поле кольца в пустоте (5), а A_s — добавочное поле, обусловленное стенками

$$A_s=\frac{2IR}{c}\int a_s I_1\left(r\frac{s}{i}\right)l^{ik\xi}\,dk, \quad (6)$$

поле вне трубы

$$A'=\frac{2IR}{c}\int a' K_1\left(r\frac{s}{i}\right)l^{ik\xi}\,dk. \quad (7)$$

Используя граничные условия при $r=a$ (a — радиус трубы):

$$A_\varphi=A'$$

$$\frac{\partial}{\partial r}(rA')-\frac{\partial}{\partial r}(rA_\varphi)=\beta b\frac{\partial A_\varphi}{\partial \xi}, \quad (8)$$

где $b=\dfrac{4\pi}{c}G\,da$ (Gd — проводимость единицы длины периметра трубы), получим для a' и a_s

$$a_s=\frac{ikb\beta K_a I_a}{a\dfrac{\dot K_a}{K_a}I_a-a\dot I_a-i\beta bkI_a}, \quad (9)$$

$$a'=\frac{I_a ik\beta bI_R}{a\dfrac{\dot K_a}{K_a}I_a-a\dot I_a-i\beta bkI_a}+I_R, \quad (10)$$

где

$$\dot I\left(r\frac{s}{i}\right)=\frac{\partial I\left(r\dfrac{s}{i}\right)}{\partial r}, \quad I_R=I_1\left(R\frac{s}{i}\right).$$

Ограничиваясь одним членом в асимптотическом разложении цилиндрических функций [4], получим выражения для компонентов силы F^I

$$F_z^I = \frac{I}{c}\frac{\partial A_\varphi}{\partial z} = 2Rei\,\frac{I}{c}\int_0^\infty \frac{\partial A_\varphi}{\partial z}\bigg|_{r=R} dk = \frac{4\pi}{c}\,ReI\int_0^\infty \frac{k^2 I_R^2 b\beta K_a\,dk}{a\frac{\dot K_a}{K_a} I_a - a\dot I_a - i\beta bkI_a} \approx$$

$$\approx \frac{2I^2 a\beta b}{c^2\theta\,(a-R)\,[\beta^2(b^2-4a^2)+4a^2]}, \tag{11}$$

$$F_r^I = \frac{I}{c}\frac{\partial \Phi}{\partial R} = \frac{I^2}{c}\left\{\frac{\partial L_0}{\partial R} + \frac{2\pi c}{I}\frac{\partial\,[RA_s(R)]}{\partial R}\right\}, \tag{12}$$

где L_0 — коэффициент самоиндукции кольца.

Из (11), (12) следует, что для идеального проводника $F_z^I = 0$, $F_z^I \neq 0$. Рассмотрим случай, когда толщина d значительно больше скин-слоя δ. Граничные условия будут иметь следующий вид:

$$A_\varphi = A',$$

$$\frac{1}{\mu}\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rA') - \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rA_\varphi) = \frac{4\pi}{c}\,j,$$

$$j = \int_0^\infty gE_R e^{-\alpha r}\,dr = \frac{gE_R}{\alpha};\quad E_R = -\frac{1}{c}\frac{\partial A_\varphi(R)}{\partial t};\quad \alpha = \left(\frac{\omega g\mu}{2}\right)^{\frac{1}{2}}, \tag{13}$$

здесь μ — магнитная проницаемость стенки. Решая (14) с учетом (5—7), получим для a_s

$$a_s = \frac{K_a I_R\left(1 + a\frac{\dot K_a}{K_a} - \frac{1}{\mu} - \frac{a}{\mu}\frac{\dot K_a'}{K_a'} + c_1 ik\right)}{I_a\left(-1 - a\frac{\dot I_a}{I_a} + \frac{1}{\mu} + \frac{a}{\mu}\frac{\dot K_a'}{K_a'} - c_1 ik\right)}, \tag{14}$$

где

$$c_1 = \frac{4\pi}{c}\beta\frac{g}{\alpha},\quad k_a' = k\left(a\frac{s'}{i}\right),\quad s' = ik\theta,$$

$$\theta' = (1-\mu\varepsilon\beta^2)^{1/2}.$$

Определим силу F_r^q для идеального проводника. В этом случае из граничного условия $\varphi_0 + \varphi_s = \varphi' = 0$ следует, что

$$a_s = -\frac{K_a I_R}{I_a}.$$

Поэтому выражение для силы будет иметь вид

$$F_r^q = qE_r^q + \frac{q}{c}[V \operatorname{rot} A_z]_r = -q\theta^2\frac{\partial\varphi}{\partial r} = \frac{q^2\theta}{2(a-R)}. \tag{15}$$

Автор выражает благодарность Ю. Н. Лобанову за интерес к работе и обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Морозов А. И. «Вестн. Моск. ун-та», сер. мат., мех., астрон., физ., химии, № 1, 72, 1957.
2. Морозов А. И. ЖЭТФ, 32, № 2, 1957.
3. Болотовский Б. М. «Усп. физ. наук», **62**, 201, 1957.
4. И. С. Градштейн и И. М. Рыжик. Таблицы интегралов сумм, рядов и произведений. М., Физматгиз, 1963.

Поступила в редакцию
11. 11 1965 г.

НИИЯФ