

[2] A r i s t o v V.V., E r k o A.I., M a r t y -
n o v V.V. // Revue Phys. Appl. 1988. V. 23, N 5.
P. 1623-1630.

[3] Б а б и н С.В., Е р к о А.И., Д а в ы д о в А.В. // ПТЭ.
1987. № 2. С. 191-195.

Институт проблем
технологии микроэлектроники
и особочистых материалов
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию
28 сентября 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 1

12 января 1990 г.

01

© 1990

ГИРОСКОПИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В СТАТИЧЕСКИХ МАГНИТНЫХ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

В.Ф. Ф а т е е в

В силу единства свойств электромагнитных полей всех типов гироскопический эффект должен существовать не только на оптических волнах [1], радиоволнах [2], в проводниках с электрическим током [3], но и в статических магнитных и электрических полях.

Эффекты, возникающие при вращении источников этих полей, следует рассматривать лишь в жестко связанной с ними системе отсчета. Поэтому в качестве исходных используем систему тензорных уравнений Максвелла, определяющих электромагнитные поля в диэлектрических средах, находящихся в произвольной системе отсчета [4]:

$$F_{ik;l} + F_{li;k} + F_{kl;i} = 0, \quad \frac{1}{\sqrt{-g}} (\sqrt{-g} H^{ik})_{;k} = 0, \quad (1)$$

где F_{ik} , H^{ik} - тензоры электромагнитного поля; g - определитель четырехмерного метрического тензора.

В качестве материальных используем тензорные соотношения вида [5]:

$$g_{il} g_{km} H^{lm} U^k = \mathcal{E} F_{ik} U^k, \quad e_{iklm} g^{ks} g^{lt} F_{st} U^m = c^2 \mu e_{iklm} H^{kl} U^m, \quad (2)$$

где \mathcal{E} , μ - диэлектрическая и магнитная проницаемости среды; U^k - четырехмерная скорость среды.

Чтобы получить векторную форму уравнений (1) и (2), воспользуемся определением векторов поля в виде [4]:

$$D^\alpha = -\sqrt{g_{00}} H^{\alpha 0}, \quad cB^\alpha = -\frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{J}} e^{\alpha\beta\delta} F_{\beta\delta}, \quad (3)$$

$$E_\alpha = F_{0\alpha}; \quad H_\alpha = -\frac{c}{2} \sqrt{-g} e_{\alpha\beta\delta} H^{\beta\delta},$$

где J — определитель трехмерного метрического тензора.

Отличительные от нуля компоненты метрического тензора в системе отсчета, вращающейся с угловой скоростью Ω , в первом порядке по $\Omega R/c$ равны [4]:

$$g_{00} = g_{11} = g_{22} = g_{33} = 1; \quad g_{0\alpha} = g_{\alpha 0} = \frac{1}{c} [\vec{\Omega} \vec{R}]_\alpha; \quad g = \gamma = 1. \quad (4)$$

Подстановка этих выражений в формулы (3) и (1) приводит к традиционной форме уравнений Максвелла. Поэтому можно считать, что при связях (3) вся информация о движении среды и вращении источника поля содержится в материальных соотношениях (2), которые на основе выражений (4) принимают вид:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} - \frac{1}{c} [\vec{G} \vec{H}] + \frac{n^2 - 1}{c^2} [\vec{V} \vec{H}], \quad (5)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} - \frac{1}{c} [\vec{E} \vec{G}] + \frac{\mu^2 - 1}{c^2} [\vec{E} \vec{V}],$$

где $n = \sqrt{\epsilon \mu / \epsilon_0 \mu_0}$ — коэффициент преломления среды, ϵ_0, μ_0 — проницаемости вакуума.

Последние члены этих уравнений определяют эффекты Эйхенвальда и Вильсона в движущихся поляризованных и намагниченных средах [6]. Члены, содержащие вектор \vec{G} , описывают искомые гироскопические эффекты. В случае покоящейся среды ($\vec{V} = 0$) и нулевом внешнем электрическом поле ($\vec{E} = 0$) получаем:

$$\vec{D} = \frac{1}{c^2} [\vec{H} [\vec{\Omega} \vec{R}]]. \quad (6)$$

Точно также в отсутствие магнитного поля ($\vec{H} = 0$) имеем

$$\vec{B} = \frac{1}{c^2} [[\vec{\Omega} \vec{R}] \vec{E}]. \quad (7)$$

Формулы (6) и (7) отображают принципиально новые результаты: наблюдатель (измеритель), покоящийся относительно вращающегося источника магнитного поля, зафиксирует наведенное вращением электрическое поле. И наоборот, наблюдатель, неподвижный относительно вращающегося источника электрического поля, зафиксирует наведенное магнитное поле. Эти явления в корне отличаются от эффектов Эйхенвальда и Вильсона тем, что последние проявляются только при относительном движении наблюдателя и источника поля.

Одна из возможных схем установки для обнаружения гироскопического электростатического эффекта приведена на рис. 1. Если

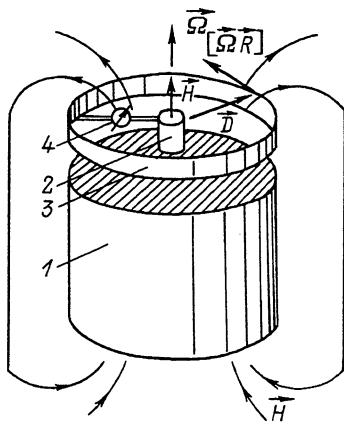


Рис. 1. Схема устройства для обнаружения гироскопического эффекта в статическом магнитном поле.

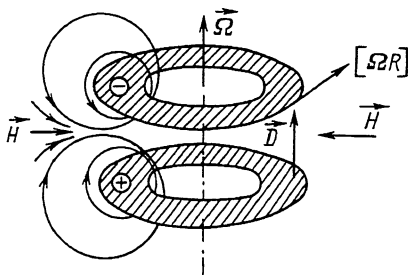


Рис. 2. Схема устройства для обнаружения гироскопического эффекта в статическом электрическом поле.

у торца постоянного магнита 1 разместить цилиндрический конденсатор радиуса R_0 в виде электродов 2 и 3, соединенных измерителем тока 4, то при вращении этой системы в конденсаторе произойдет разделение зарядов. Согласно (6), напряженность электрического поля между электродами $E = H\Omega R / \mathcal{E}_0 c^2$. Отсюда наведенная разность потенциалов $U = \int_R E dR = -H\Omega R_0^2 / 2c^2 \mathcal{E}_0$. Соответствующий заряд $q = CU$ (C — емкость конденсатора). Поэтому ток перезаряда

$$i_{\Omega} = \frac{dq}{dt} = -\frac{H_0 \dot{\Omega} R_0^2 C}{2c^2 \mathcal{E}_0}.$$

При $H_0 = 10^6$ А/м, $R_0 = 5$ см, $C = 1$ пф, $\dot{\Omega} = 400$ с² (соответствует колебаниям по углу на 10^{-3} рад с частотой 110 Гц) имеем $i_{\Omega} \approx 5 \cdot 10^{-13}$ А,

что значительно превышает уровень чувствительности современных электрометрических усилителей (10^{-16} – 10^{17} А [7]). Эффект существенно увеличивается при использовании сверхпроводящих электромагнитов.

Гироскопическое наведенное магнитное поле (7) проявляется в плоском конденсаторе в виде плоских колец (рис. 2). Если его зарядить от внешнего источника напряжением U , то при вращении на расстоянии R от центра вращения возникает магнитное поле с напряженностью

$$H = \frac{B}{\mu_0} = \frac{\Omega R U}{\mu_0 c^2 d_0},$$

где d_0 – расстояние между пластинами. При $\Omega = 5$ об/с, $U = 10$ кВ, $d_0 = 1$ см, $R_0 = 0.1$ м имеем $H = 2.5 \cdot 10^{-5}$ А/м, что на несколько порядков превышает чувствительность магнитометров на эффекте Джоузефсона.

Автор благодарит О.В. Константинова и Ю.А. Яппу за полезное обсуждение работы.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Бычков С.И., Лукьянов Д.П., Бакаляр А.И. Лазерный гироскоп. М.: Сов. радио, 1975. 424 с.
- [2] Берштейн И.Л. // ДАН СССР. 1950. Т. 75. № 5. С. 635–639.
- [3] Фатеев В.Ф. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 15. С. 72–76.
- [4] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1967. 460 с.
- [5] Хромых А.М. // ЖЭТФ. 1966. Т. 50. В. 1. С. 281–282.
- [6] Тамм И.Е. Основы теории электричества. М.: Наука, 1976. 616 с.
- [7] Горошков Б.И. Радиоэлектронные устройства: Справочник, М.: Радио и связь, 1985. 400 с.

Поступило в Редакцию
19 сентября 1989 г.