

Рис. 3. Динамика изменения потенциальной энергии системы во время записи.

(скрытое изображение), из которого через некоторое время система релаксирует в состояние  $d$ , которое является более устойчивым, чем состояние  $b$ , но менее устойчивое, чем состояние  $a$ . При повышении

температуры выше критической (230 K) метастабильные состояния и барьер  $V_b$  исчезают, а состояние  $d$  опускается до уровня  $a$ .

На языке энергетических термов описанный процесс выглядит следующим образом. Разрыв химсвязи в  $\alpha$ - $\delta$  ведет к одновременному появлению локальных уровней, находящихся в метастабильном состоянии. Из-за взаимодействия с фононной подсистемой локальные уровни сдвигаются, вследствие чего возможно дополнительное поглощение. Косвенным подтверждением этому могут служить проведенные нами ранее временные изменения фононных спектров, отражающие фононный ангармонизм решетки.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] С а з о н о в А.И., К а л е н д а р е в Р.И. // Изв. АН Латв. ССР. 1983. № 3. С. 35-40.
- [2] Ч и к в а и д з е Г.В., Л о к ш и н Б.В., Э й д у с Я.А. // Изв. АН Латв. ССР. 1986. № 3. С. 29-34.
- [3] L u t y T., P a w l e y G.S. // Phys. Stat. Sol. 1975. V. 69B, N 2. P. 551-555.

Львовский государственный университет им. И. Франко

Поступило в Редакцию  
2 июня 1988 г.

В окончательной редакции  
12 декабря 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 15 12 августа 1989 г.

01; 12

ГИРОСКОПИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ  
В СИСТЕМЕ КОЛЬЦЕВЫХ ПРОВОДНИКОВ  
С ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ТОКОМ

В.Ф. Ф а т е е в

Как известно, взаимное время запаздывания двух электромагнитных волн, распространяющихся встречно в кольцевом вращающемся

ся контуре, определяется угловой скоростью  $\vec{\Omega}$  и площадью этого контура  $S$  [1]:

$$\tau_{\Omega} = \frac{4\vec{\Omega}S}{c^2}. \quad (1)$$

Впервые этот эффект был измерен Саньяком в 1913 г. по взаимному фазовому смещению световых волн с частотой  $\omega$ , обтекающих плоский контур в противоположных направлениях:

$$\varphi_{\Omega} = \tau_{\Omega} \omega. \quad (2)$$

Впоследствии гироскопический эффект Саньяка был более точно измерен с помощью лазеров и нашел многочисленные технические применения (см., например, [2, 3]). Берштейном [4] этот эффект измерен на радиоволнах, причем, как и в опыте Саньяка, измеряемым параметром была разность фаз встречных волн.

Естественно предположить, что гироскопический эффект существует и на полях с нулевой частотой, т.е. в проводниках с постоянным током. Поскольку фазовые измерения здесь уже невозможны, определим 4-вектор плотности электрического тока в проводнике, который движется относительно вращающейся системы отсчета с некоторой скоростью  $V$ . Для решения задачи воспользуемся системой тензорных уравнений Максвелла и материальных соотношений для электромагнитного поля в проводящей среде, движущейся в инерциальной системе отсчета [5]. Из всей системы далее нас будет интересовать лишь соотношение для 4-вектора плотности тока:

$$j_i = \frac{\sigma}{c} F_{ik} u_k; \quad i, k = 0, 1, 2, 3, \quad (3)$$

где  $\sigma$  — проводимость среды,  $F_{ik}$  — тензор электромагнитного поля,  $u_k$  — 4-вектор скорости среды.

Переходя к произвольной неинерциальной системе отсчета на основе метрического тензора  $g^{il}$ , контрвариантные компоненты 4-вектора плотности тока определим в виде:

$$j^i = \frac{\sigma}{c} g^{il} F_{lm} u^m. \quad (4)$$

Рассмотрим случай медленно вращающейся системы отсчета, для которой ненулевые компоненты метрического тензора в первом порядке по  $\frac{\Omega R}{c}$  определяются соотношением [1]:

$$-g_{00} = g_{\alpha\alpha} = 1; \quad g_{0\alpha} = \frac{1}{c} [\vec{\Omega} \vec{R}]; \quad \vec{g} = \frac{1}{c} [\vec{\Omega} \vec{R}], \quad \alpha = 1, 2, 3. \quad (5)$$

Компоненты тензора  $F_{ik}$  представим в том же приближении в виде [1]:  $F_{\alpha} = F_{0\alpha}$ ,  $CB^{\alpha} = -\frac{1}{2} e^{\alpha\beta\gamma} F_{\beta\gamma}$  (при этом уравнения

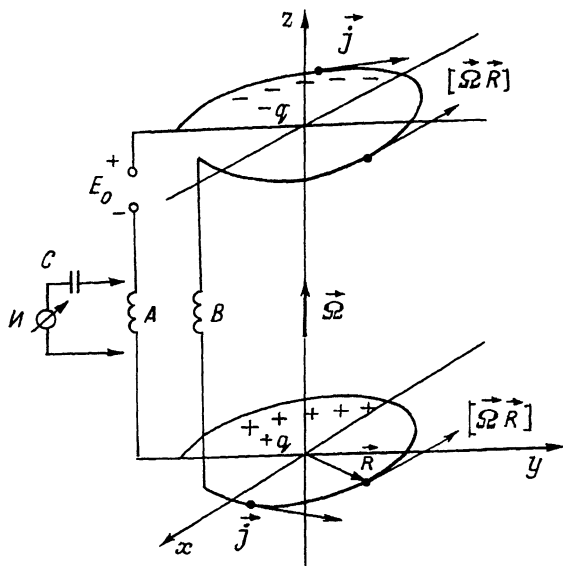


Схема устройства для измерения гироскопического эффекта в проводнике с током.

Максвелла сохраняют традиционную форму). Определяя, наконец, компоненты 4-вектора скорости среды как  $\dot{u} = 1$ ,  $u^\alpha = \frac{v^\alpha}{c}$ , из соотношения (4) в отсутствие внешнего магнитного поля ( $\vec{B} = 0$ ) получаем выражение для плотности заряда, наведенного в проводнике:

$$\rho_H = \frac{1}{c^2} (\vec{V} + [\vec{\Omega} \vec{R}]) \vec{j} \quad (6)$$

При  $\vec{\Omega} = 0$  из этой формулы следует классический результат, получаемый в рамках специальной теории относительности [5]. Вместе с тем, отсюда следует, что во вращающейся системе даже в отсутствие относительного движения наблюдателя и проводника с током ( $\vec{V} = 0$ ) возникает поляризация зарядов в проводнике, пропорциональная угловой скорости  $\vec{\Omega}$ .

Проводник, с помощью которого можно измерить обнаруженный эффект, должен содержать две неподвижных соосных кольцевых части (шлейфа) с противоположной намоткой (см. рисунок). При этом та кольцевая часть проводника, где направления векторов  $\vec{j}$  и  $[\vec{\Omega} \vec{R}]$  совпадают, приобретает положительный заряд, другая — отрицательный. Поскольку полный заряд в проводнике  $q = \int_L \rho_H dL$  ( $L$  — длина проводника в шлейфе), то разность зарядов между шлейфами

$$\Delta q = q_1 - q_2 = \tau_\Omega j. \quad (7)$$

Так как масштабные коэффициенты в формулах (2) и (7) совпадают, то гироскопический эффект (7) обладает всеми основными свойствами эффекта Саньяка: он не зависит от конфигурации кольцевого контура и от расстояния от центра вращения. Поэтому рассмотренный гироскопический эффект является гальваническим аналогом эффекта Саньяка. Интересно отметить, что левые части формул (2) и (7) не зависят от выбора системы отсчета, а величины  $\omega$  и  $\dot{j}$  есть их производные по времени.

Измерение эффекта (7) наиболее просто выполнить при угловых вибрационных движениях вида  $\Omega = \Omega_b \cos 2\pi f_b t$ , где  $f_b$ ,  $\Omega_b$  — частота и амплитуда угловой скорости вибрации. Ток перезаряда шлейфов составит:

$$i_{\Omega} = \frac{d(A\varphi)}{dt} = \frac{8\pi\Omega_b f_b S}{c^2} j \sin 2\pi f_b t. \quad (8)$$

Этот слабый переменный ток можно измерить электрометрическим усилителем  $U$ , включаемым через емкость  $C$  параллельно низкочастотным дросселям  $A$  или  $B$ . При  $\Omega_b = 10 \text{ с}^{-1}$ ,  $f_b = 100 \text{ Гц}$ ,  $j = 1 \text{ А}$ ,  $S = 1 \text{ м}^2$  (это нетрудно получить при многовитковой намотке) имеем  $i_{\Omega \max} = 2.4 \cdot 10^{-13} \text{ А}$ . Это значительно выше уровня чувствительности современных электрометрических усилителей, достигающей  $5 \cdot 10^{-16} - 3 \cdot 10^{-17} \text{ А}$  [6]. Рассматриваемый эффект можно существенно увеличить при использовании сверхпроводящих проводников.

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

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука. 1967. 460 с.
- [2] Бычков С.И., Лукьянов Д.П., Бакаляр А.И. Лазерный гироскоп. М.: Сов. радио, 1975. 424 с.
- [3] Савельев А.М., Соловьева Т.И. // Зарубежная радиоэлектроника. 1982. № 6. С. 55-66.
- [4] Берштейн И.Л. // ДАН СССР. 1950. Т. 75. № 5. С. 635-639.
- [5] Угаров В.А. Специальная теория относительности. М.: Наука, 1977. 384 с.
- [6] Горошков Б.И. Радиоэлектронные устройства: Справочник, М.: Радио и связь, 1985. 400 с.

Поступило в Редакцию  
15 марта 1989 г.