типа (η_1). Инкремент нарастания колебаний второго типа (η_2) становится меньше, декремент затухания колебаний третьего типа (η_3) становится больше на величину $r_0\omega_p^2/3c$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кролл Н., Трайвелпис А. Основы физики плазмы. М., 1975.
2. Haeff A. V. „Phys. Rev.", 1948, **74**, 1532.
3. Кузьменков Л. С., Поляков П. А. «Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон.», 1978, **19**, № 1, 65.
4. Кузьменков Л. С., Поляков П. А. «Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон.», 1978, **19**, № 3, 95.
5. Ахиезер А. И., Ахиезер И. А., Половин Р. В., Ситенко А. Г., Степанов К. Н. Электродинамика плазмы. М., 1974.

Кафедра
теоретической физики

Поступила в редакцию
28.02.78

УДК 530.12:531.18

Г. Ю. БОГОСЛОВСКИЙ, В. И. ПАНОВ

К ПОСТАНОВКЕ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ПОИСКУ ЛОКАЛЬНОЙ АНИЗОТРОПИИ ПРОСТРАНСТВА И ВРЕМЕНИ

В работах [1, 2, 3] была построена специальная релятивистская теория локально-анизотропного пространства-времени. В настоящей статье предлагается эксперимент, осуществление которого может привести к обнаружению локальной анизотропии пространства и времени. Ожидаемый эффект состоит в частотной модуляции гармонических колебаний, приходящих в приемник, вращающийся с постоянной скоростью вокруг излучателя; при этом глубина модуляции пропорциональна величине анизотропии.

Согласно классической теории относительности, течение собственного времени определяется величиной скорости тела и не зависит от ее направления. В противоположность этому релятивистская теория анизотропного пространства-времени [1, 2, 3] предсказывает зависимость также от направления скорости. Точная формула имеет вид

$$dt' = \left(\frac{1 - \frac{v\nu}{c}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \right)^r \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}\, dt, \tag{1}$$

где r — параметр, определяющий величину анизотропии, ν — единичный вектор вдоль выделенного направления в данной области пространства. Учитывая малость анизотропии, находим в низшем порядке по v/c

$$dt' = \left(1 - \frac{v^2}{2c^2} - r\,\frac{v\nu}{c} \right) dt. \tag{2}$$

Как известно, поперечный эффект Допплера возникает исключительно вследствие зависимости собственного времени приемника от его скорости. Поэтому прямой путь поиска локальной анизотропии, т. е. проверки формулы (2), состоит в анализе колебаний в приемнике, который вращается с постоянной скоростью вокруг источника монохроматической волны.

Конкретнее, методика эксперимента такова. Два приемника — приемник 1 и приемник 2 — находятся на равных и диаметрально противоположных расстояниях от излучателя монохроматической волны частоты ω_0 и вращаются вокруг последнего с угловой скоростью $\Omega = v/R$. Для простоты предположим, что вектор ν лежит в плоскости вращения. Тогда, интегрируя (2), получим

$$t' = \left(1 - \frac{v^2}{2c^2}\right) t \mp \frac{rv}{c\Omega} \sin \Omega t, \tag{3}$$

где t — лабораторное время, t' — собственное время приемника. Здесь и в дальнейшем верхний знак относится к приемнику 1, а нижний — к приемнику 2. С той же точностью

$$t = \left(1 + \frac{v^2}{2c^2}\right) t' \pm \frac{rv}{c\Omega} \sin \left(1 + \frac{v^2}{2c^2}\right) \Omega t'. \tag{4}$$

Пусть $\Phi(t) = \omega_0 t$ — фаза колебаний, приходящих в приемник, как функция лабораторного времени. Использование (4) дает зависимость этой фазы от собственного времени t' приемника. Для частоты колебаний, измеряемой в собственном времени приемника $\omega(t') = d\Phi(t')/dt'$, получаем

$$\omega(t') = \left(1 + \frac{v^2}{2c^2}\right) \omega_0 \pm \frac{rv\omega_0}{c} \cos \left(1 + \frac{v^2}{2c^2}\right) \Omega t'. \tag{5}$$

Таким образом, на приемник воздействует частотно-модулированный сигнал, причем глубина модуляции пропорциональна величине локальной анизотропии пространства-времени. Детектирование низкочастотных колебаний частоты $\left(1 + \frac{v^2}{2c^2}\right)\Omega$ в каждом из приемников и последующее вычитание их на оси вращения приводят к гармоническим колебаниям с частотой Ω и удвоенной амплитудой, пропорциональной величине анизотропии.

Применение современных радиофизических методов регистрации малых сигналов позволяет реализовать этот эксперимент. Используем в качестве монохроматического источника автогенератор, стабилизированный сверхпроводящим резонатором (СПР), который обладает узкой спектральной линией и малым уровнем амплитудных флуктуаций [4, 5]. В этом случае э.д.с. сигнала, пришедшего на приемники 1 и 2 в соответствии со схемой эксперимента, имеет вид

$$u(t') = u_0 \left\{ \cos \left(1 + \frac{\Omega^2 R^2}{2c^2}\right) \omega_0 t' \pm \frac{r\omega_0 R}{2c} \cos \left(1 + \frac{\Omega^2 R^2}{2c^2}\right) (\omega_0 + \Omega) t' \mp \right.$$
$$\left. \mp \frac{r\omega_0 R}{2c} \cos \left(1 + \frac{\Omega^2 R^2}{2c^2}\right) (\omega_0 - \Omega) t' \right\}. \tag{6}$$

В эксперименте ожидаемым сигналом является компонента $\Delta\tilde{u}_c$ э.д.с. на входе приемника, отстроенная влево или вправо от основной частоты

$$\Delta\tilde{u}_c = \pm u_0 \frac{r\omega_0 R}{2c} \cos \left(1 + \frac{\Omega^2 R^2}{2c^2}\right) (\omega_0 + \Omega) t'. \tag{7}$$

Сравнивая $\Delta\tilde{u}_c/u_0$ и относительную величину $(\Delta u/u)_a$ естественных амплитудных флуктуаций автогенератора на частоте $\omega_0 + \Omega$, получим границу для минимально обнаружимого значения анизотропии $r_{\min}$ определяемую флуктуациями источника

$$r_{\min}=\frac{c}{R\Omega}\sqrt{\frac{kT_N^A}{WQ^2\tau}}, \tag{8}$$

где T_N^A — шумовая температура активного элемента автогенератора, Q — добротность стабилизирующего СПР, W — мощность автогенератора, τ — время измерения. Подставляя в (8) $R=25$ см, $\Omega=10^2$ рад/с и параметры реального автогенератора $T_N^A=600$ К, $W=10^{-2}$ Вт, $Q=210^8$, получим $r_{\min}=5\cdot 10^{-11}\frac{1}{\sqrt{\tau}}$. Необходимая чувствительность приемника для регистрации $\Delta\tilde{u}_c$ определяется из условия

$$\left(\frac{\Delta\tilde{u}_c}{u_0}\right)^2=\frac{\Delta W_c}{W}=\frac{r^2_{\min}\,\omega_0^2 R^2}{4c^2}, \tag{9}$$

где $\Delta W_c=kT_N^{\text{п}}/\tau$ — минимальная регистрируемая мощность сигнала на входе приемника, ω_0 — частота автоколебаний источника, $T_N^{\text{п}}$ — шумовая температура приемника. Для $\omega_0=2\cdot 10^{10}$ рад/с и $W=10^{-2}$ Вт из (9) получим значение $T_N^{\text{п}}=10^2$ К, что на порядок больше величины $T_N^{\text{п}}$ достигнутой к настоящему времени в данном диапазоне частот.

Таким образом, приведенные оценки показывают, что в предлагаемом эксперименте имеется возможность на несколько порядков по сравнению с результатами, полученными в работе [6] (см. также [2]), снизить минимально обнаружимое значение анизотропии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bogoslovsky G. Yu. „Nuovo cim.", 1977, **40B**, 99.
2. Bogoslovsky G. Yu. „Nuovo cim.", 1977, **40B**, 116.
3. Bogoslovsky G. Yu. „Nuovo cim.", 1978, **43B**, 377.
4. Брагинский В. Б. и др. «Радиотехника и электроника», 1976, **21**, 192.
5. Stein S. R., Turneaure J. P. „Electr. Lett.", 1972, **8**, 321.
6. Champeney D. C., Isaak G. R., Khan A. M. „Phys. Lett.", 1963, **7**, 241.

НИИЯФ

Поступила в редакцию
14.03.78

УДК 539.12; 530.145

Д. Д. ИВАНЕНКО, Г. А. САРДАНАШВИЛИ

МОДЕЛИ С ПЕРЕМЕННОЙ ТОПОЛОГИЕЙ В ТЕОРИИ ПОЛЯ

Солитонные решения нелинейных калибровочных и хиггсовских моделей (см. обзоры [1, 2]) значительно стимулировали рассмотрение тополого-алгебраических характеристик систем полей и их интерпретацию в качестве «топологических» квантовых чисел и зарядов.

Эти характеристики обусловлены глобальными топологическими особенностями пространств, на которых задаются поля, и определяются какой-либо теорией гомологий на категории этих пространств ([3], 1.2). Они выделяют спектр топологически неэквивалентных полевых структур на этих пространствах и являются инвариантами преобразований гомотопической эквивалентности. Тем самым они являются инвариантами эволюции системы полей и не зависят от ее динамики в том виде,