Разлагая $TrD^*_\perp$ в ряд Фурье, найдем

$$G_2(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int d\tau e^{-i\omega\tau} Tr D^*_\perp =$$

$$= \sum_{n_1, n_2} \delta\left(\omega - \left(n_1 + \frac{1}{2}\right)\omega_+ - \left(n_2 + \frac{1}{2}\right)\omega_- + \frac{F^2}{2\hbar m_0 \omega_\perp^2}\right). \qquad (16)$$

Отсюда находим спектр собственных значений системы

$$E^\perp_{n_1, n_2} = \left(n_1 + \frac{1}{2}\right)\omega_+ \hbar + \left(n_2 + \frac{1}{2}\right)\omega_- \hbar - \frac{F^2}{2m_0\omega_\perp^2}. \qquad (17)$$

Некоторые вопросы теории заряженного осциллятора, помещенного в постоянное внешнее поле, рассмотрены в [12].

В заключение авторы благодарят проф. А. А. Соколова за обсуждение изложенных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Husimi K., Progr. Theoreth. Phys., **9**, 381, 1953.
2. Попов В. С., Переломов А. М. ЖЭТФ, **56**, 1375, 1969.
3. Попов В. С., Переломов А. М. ЖЭТФ, **57**, 1684, 1969.
4. Малкин И. Н., Манько В. И. ЖЭТФ, **59**, 1746, 1970.
5. Малкин И. А., Манько В. И. «Теоретическая и математическая физика», **6**, 71, 1971.
6. Brezin E. These Applications de l'approximation classique en electrodynamique quantique, Paris, 1970.
7. Попов В. С. ЖЭТФ, **61**, 1334, 1971.
8. Попов В. С. «Ядерная физика», **15**, 1271, 1972.
9. Куканов А. Б., Наумов Н. Д. «Изв. вузов», физика, 1973.
10. Blinder S. M. International journal of quantum chemistry, **1**, 285, 1967.
11. Дубнер В. М. «Изв. вузов», физика, № 4, 167, 1966.
12. Тернов И. М., Багров В. Г., Задорожный В. Н. «Изв. вузов», физика, № 4, 86, 1971.

Поступила в редакцию
29.8 1972 г.

Кафедра
теоретической физики

УДК 530.12 : 531.51

В. Б. БРАГИНСКИЙ, Д. Д. СОКОЛОВ

О КОГЕРЕНТНЫХ ПОНДЕРОМОТОРНЫХ ГРАВИТАЦИОННЫХ СИЛАХ

Как известно, для уверенного обнаружения гравитационного излучения было бы весьма желательно провести опыт, аналогичный опыту Г. Герца. Однако рассмотренные схемы такого эксперимента в лабораторных условиях лежат в настоящее время за пределами современных технических возможностей. В этой работе обсуждается эффект, который в принципе позволяет обнаружить гравитационную радиацию источника без непосредственного приема излучения по реакции источника на излучение. Рассмотрим два когерентных источника гравитационных волн мощности N и частоты w в виде колеблющихся гантелей. Пусть источники находятся друг от друга на расстоянии, много меньшем длины волны излучения. Суммарная мощность излучения при определенных фазовых соотношениях будет в силу когерентности не $2N$, а $4N$. Естественно поэтому, что на источники действует сила радиационного давления, равная N/c. Аналогично можно получить и действующий на источники вращающий момент. Действительно, по формуле Дж. Вебера [1] на частицу в гравитационной волне действует сила $f_j \sim r_k R_{okoj}$ и, следовательно, момент силы $M \sim \left[\frac{r}{(1)} \mathbf{f}\right]$. После простых преобразований получаем, что момент силы равен N/w. В современных условиях возможна регистрация вращающего момента 10^{-11} *дин·см* при массах $10^1 \div 10^2$ *г*, т. е. эффект может наблюдаться при создании источника гравитационного излучения мощностью 10^{-3} *эрг/сек* на радиочастоте (10^7 *гц*).

Перейдем к количественным расчетам. Рассмотрим две системы материальных точек, движущихся под действием сторонних сил по заданному закону. Пусть r^α — вектор, соединяющий центры масс данных систем, $\underset{(1)}{r^\alpha}$, $\underset{(2)}{r^\alpha}$ — векторы, соединяющие центры масс этих систем с точками тех же систем. (Вследствие слабости гравитационного поля и малости r^α указанные величины имеют смысл с необходимой степенью точности.) Далее предположим, что размеры систем много меньше расстояния между системами, которое, в свою очередь, много меньше τc (τ — характерное время движения системы) Ланграняжиан систем вместе с их гравитационным полем равен [3]

$$L_g = -c \int \mu(\rho) \frac{ds}{dt} d\rho + L_g,$$

где μ — плотность массы, L_g — лагранжиан гравитационного поля. И хотя в нужном нам далее приближении интегралы через бесконечно удаленную поверхность в L_g не обращаются в нуль, L_g не дает вклада в интересующие нас момент и силу. Далее, сохраняя лишь «интерференционные» члены, получаем

$$L = -c \left[\int \mu(\underset{(1)}{\mathbf{r}}) \frac{\partial}{\partial r^\alpha} \frac{ds}{dt} d\underset{(1)}{\mathbf{r}} + \int \mu(\underset{(2)}{\mathbf{r}}) \frac{\partial}{\partial r^\alpha} \frac{ds}{dt} d\underset{(2)}{\mathbf{r}} \right].$$

Очевидно, интересующая нас сила является обобщенной силой, соответствующей координате r , т. е.

$$F_\alpha = -c \left[\int \mu(\underset{(1)}{\mathbf{r}}) \frac{\partial}{\partial r^\alpha} \frac{ds}{dt} d\underset{(1)}{\mathbf{r}} + \int \mu(\underset{(2)}{\mathbf{r}}) \frac{\partial}{\partial t} d\underset{(2)}{\mathbf{r}} \right].$$

Полученное выражение разлагаем по малым параметрам k и $1/c$ до членов порядка не выше k^1 и $1/c^6$, удерживая член k/c^6 (k — гравитационная постоянная). Далее производим разложение по малому параметру R/c, где $R = (\mathbf{r} + \underset{(1)}{\mathbf{r}} - \underset{(2)}{\mathbf{r}})$ и по малым параметрам $\underset{(1)}{r}/r$ и $\underset{(2)}{r}/r$, удерживая лишь квадрупольные члены нулевого порядка по r. После выделения постоянной составляющей получаем

$$F_\beta = -\frac{k}{9c^6} \left\{ \frac{8}{3} \overline{\dddot{\underset{(1)}{D}}_{\alpha\gamma} \dddot{\underset{(2)}{D}}_{\alpha\gamma}}\, n_\beta + \frac{7}{12} \overline{(\dddot{\underset{(1)}{D}}_{\alpha\beta} \dddot{\underset{(2)}{D}}_{\alpha\gamma} +} \right.$$
$$\overline{+ \dddot{\underset{(1)}{D}}_{\alpha\gamma} \dddot{\underset{(2)}{D}}_{\alpha\beta})}\, n_\gamma - \frac{17}{16} \overline{\dddot{\underset{(1)}{D}}_{\alpha\gamma} \dddot{\underset{(2)}{D}}_{\gamma\sigma}}\, n_\beta n_\gamma n_\sigma - \frac{1}{2} \overline{(\dddot{\underset{(1)}{D}}_{\gamma\lambda} \dddot{\underset{(2)}{D}}_{\sigma\beta} +}$$
$$\left. \overline{+ \dddot{\underset{(1)}{D}}_{\sigma\beta} \dddot{\underset{(2)}{D}}_{\gamma\lambda})}\, n_\gamma n_\sigma n_\lambda - \frac{5}{2} \overline{\dddot{\underset{(1)}{D}}_{\alpha\gamma} \dddot{\underset{(2)}{D}}_{\sigma\lambda}}\, n_\alpha n_\gamma n_\sigma n_\lambda n_\beta \right\},$$

где

$\underset{(1)}{D}_{\alpha\beta} = \int \mu(\underset{(1)}{\mathbf{r}}) (3 \underset{(1)}{r}_\alpha \underset{(1)}{r}_\beta - \delta_{\alpha\beta} \underset{(1)}{r}_\xi \underset{(1)}{r}^\xi) d\underset{(1)}{\mathbf{r}}$, $n_\alpha = r_\alpha / \sqrt{r_\xi r_\xi}$, точка обозначает дифференцирование по времени, черта — усреднение.

Для вычисления вращающего момента, действующего на первую систему, исходим из соотношения

$$\mathbf{M} = \int [\underset{(1)}{\mathbf{r}};\ \mathbf{f}(\underset{(1)}{\mathbf{r}})]\, d\underset{(1)}{\mathbf{r}},$$

где $f(\underset{(1)}{\mathbf{r}})$ — плотность силы, действующей на элемент объема первой системы. Она вычисляется в принципе аналогично вычислению силы F. В итоге получаем

$$M^i = \frac{k}{135c^5} \overline{C^i_{kl} \dddot{\underset{(1)}{D}}{}^{\gamma k} \dddot{\underset{(2)}{D}}{}^{\gamma l}}$$

где $C^i_{kl} = g^{ip} C_{pkl}$, C_{pkl} — совершенно антисимметричный тензор (i, l, p, $= 1, 2, 3$).

Рассмотрим два гантельных излучателя, т. е. две пары материальных точек массы m, совершающих гармонические колебания частоты w и амплитуды Δr. Пусть длина излучателей равна r_0. Излучатели колеблются со сдвигом фаз φ, один из них ориентирован вдоль оси x, другой — в плоскости x, y, составляя угол Ψ с осью x. Тогда из (1) получаем

$$M^1 = M^2 = 0,$$

$$M^3 = \frac{2}{5} m r_0^2 (\Delta r)^2 w^5 \sin\varphi \left(\frac{3}{2} \sin 2\Psi \right).$$

Таким образом, в нашем случае момент направлен вдоль оси z и его максимальное значение достигается при сдвиге фаз $\varphi=\pi/2$ и угле поворота между излучателями $\varphi=-\pi/4$

$$M_{\max} = \frac{2}{5} m r_0^2 (\Delta r)^2 w^5.$$

Мощность одного излучателя равна

$$N = \frac{k}{45c^5} \overline{\dddot{D}_{\alpha\beta} \dddot{D}_{\alpha\beta}} = \frac{16}{15} \frac{k}{c^5} m r_0^2 (\Delta r)^2 w^6.$$

Таким образом

$$M_{\max} = \frac{3}{8} \frac{N}{w}.$$

Когерентные пондеромоторные эффекты имеют место и для излучателей электромагнитных волн, хотя конкретный вид формул для дипольного излучения, естественно, несколько иной. Сходные задачи для гидродинамики и некоторых других случаев рассматривались рядом авторов и впервые, по-видимому, Н. Е. Жуковским.

Авторы благодарны А. Ермилову, Л. Кузьмичеву и А. Коваленко за проверку весьма громоздких вычислений, встретившихся при нахождении указанных величин.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вебер Дж. Общая теория относительности и гравитационные волны. М., 1962.
2. Брагинский В. Б., Панов В. И. ЖЭТФ, **61**, 873—879, 1971.
3. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. М., 1967.

Поступила в редакцию
28.2 1973 г.

Кафедра
физики колебаний

УДК 539.216.2:621

А. М. БУЗЬКО, В. В. ПОТЕМКИН

ЗАВИСИМОСТЬ ИНТЕНСИВНОСТИ ФЛУКТУАЦИЙ В ТОНКОЙ МАГНИТНОЙ ПЛЕНКЕ ОТ ЧАСТОТЫ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию зависимости уровня флуктуаций в тонких магнитных пленках от частоты синусоидального перемагничивающего поля.

Как известно [1], уровень шума магнитных материалов зависит от амплитуды перемагничивающего поля и имеет характерный максимум при полях, близких коэрцитивной силе H_c. Кроме того, H_c сама зависит от частоты приложенного поля [2, 3, 4]. Поэтому для сравнения шумовых свойств тонких магнитных пленок при различных частотах перемагничивания мы фиксировали максимальное значение спектральной плотности флуктуаций для каждой частоты накачки. Селективным вольтметром В6-1 на частоте 150 *кгц* в трехвитковой индикаторной обмотке измерялась спектральная плотность шумовой э.д.с. индукции $g(f)$ методом сравнения с напряжением эталонного генератора шума Г2-1. При обработке результатов она пересчитывалась в спектральную плотность относительных флуктуаций намагниченности $S_M(f)$ по формуле