4. Лёвшин Л. В., Низамов Н. «Вестн. Моск. ун-та. Сер. III, физ., астр.», 1971, 12, № 3, 252.
5. Акбарова Д. М. Канд. дисс., МГУ, 1968.
6. Вайсбергер А., Проскауэр Э. П., Риддик Дж., Тупс Э. Органические растворители. М., 1958.
7. Низамов Н. Канд. дисс. МГУ, 1969.
8. Лёвшин Л. В., Славнова Т. Д., Южаков В. И. «Вестн. Моск. ун-та. Сер. III, физ., астрон.», 1973, 14, № 4, 441.

Поступила в редакцию
14.10 1974 г.

Кафедра оптики

УДК 530.12

В. И. ДЕНИСОВ

ГРАВИТАЦИОННОЕ ПОЛЕ КОНЦЕНТРИЧЕСКОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО РЕЗОНАТОРА

В работе [1] рассматривалось гравитационное излучение системой стоячих волн, находящихся в прямоугольном и сферическом резонаторах. Полученные выражения для амплитуды гравитационного излучения в волновой зоне показывают, что эффективно излучает только часть объема резонатора. Поэтому единственным путем повышения плотности потока излучения этих типов резонаторов является лишь создание большого количества ($N \sim 10^3$) согласованных по фазе излучателей, что создает дополнительные технические трудности.

Покажем, что все части объема концентрического резонатора, образованного двумя проводящими концентрическими сферами радиусов r_1 и r_2 ($r_1 < r_2$), в пространстве между которыми возбуждена стоячая электромагнитная волна, более эффективно излучают гравитационные волны для области наблюдения:

$$0 \leqslant r < r_1, \quad 0 \leqslant \theta \leqslant \pi, \quad 0 \leqslant \varphi < 2\pi. \tag{1}$$

Напряженность электрического и магнитного полей стоячей электромагнитной волны при $n = 1$, $m = 0$ запишется в виде

$$E_\varphi = -A \frac{Z_{3/2}\left(\frac{\omega}{c} r\right)}{\sqrt{r}} \sin\theta \cos\omega t,$$

$$H_r = -\frac{2AZ_{3/2}\left(\frac{\omega}{c} r\right)}{\sqrt{r^3}} \cos\theta \sin\omega t, \tag{2}$$

$$H_\theta = \frac{A\omega}{3c\sqrt{r}} \left[Z_{1/2}\left(\frac{\omega}{c} r\right) - 2Z_{5/2}\left(\frac{\omega}{c} r\right)\right] \sin\theta \sin\omega t,$$

$$E_r = E_\theta = H_\varphi = 0,$$

где $Z_\nu(x) = J_\nu(x)\cos\alpha - N_\nu(x)\sin\alpha$.

Так как тензор энергии-импульса электромагнитного поля удовлетворяет соотношению $\tau_i^i = 0$, то компоненты гравитационного поля записываются в виде

$$h_i^l = -\frac{4k}{c^4} \int \frac{dV}{R} \tau_i^l \left(t - \frac{R}{c}\right). \tag{3}$$

Подставив в (3) выражения (2) и воспользовавшись теоремой сложения Гегенбауэра, позволяющей провести точный учет запаздывания в сферически-симметричном случае, получим следующие выражения для компонентов гравитационного поля в области (1):

$$h^{00} = \frac{h_0}{3}\left\{4 + [J_{1/2}(\xi) + J_{5/2}(\xi) P_2(x)] \frac{\cos 2\omega t}{\sqrt{\xi}}\right\};$$

$$h^{11} = h_0\left\{\frac{8}{15} - \left[\frac{1}{14}\left(J_{5/2}(\xi) P_2^2(x) + \frac{1}{15} J_{9/2}(\xi) P_4^2(x)\right)\cos 2\varphi + \right.\right.$$

$$\left. + \frac{2}{15} J_{1/2}(\xi) + \frac{4}{21} J_{5/2}(\xi) P_2(x) + \frac{2}{35} J_{9/2}(\xi) P_4(x)\right] \frac{\cos 2\omega t}{\sqrt{\xi}};$$

$$h^{22} = h_0\left\{\frac{8}{15} - \left[\frac{1}{14}\left(J_{5/2}(\xi) P_2^2(x) + \frac{1}{15} J_{9/2}(\xi) P_4^2(x)\right)\cos 2\varphi + \right.\right.$$

$$\left.\left. + \frac{2}{15} J_{1/2}(\xi) + \frac{4}{21} J_{5/2}(\xi) P_2(x) + \frac{2}{35} J_{9/2}(\xi) P_4(x)\right] \frac{\cos 2\omega t}{\sqrt{\xi}}\right\};$$

$$h^{12} = -\frac{h_0}{14}\left\{J_{5/2}(\xi) P_2^2(x) + \frac{1}{15} J_{9/2}(\xi) P_4^2(x)\right\} \frac{\sin 2\varphi \cos 2\omega t}{\sqrt{\xi}}; \tag{4}$$

$$h^{13} = h_0\left\{\frac{2}{21} J_{5/2}(\xi) P_2^1(x) + \frac{1}{35} J_{9/2}(\xi) P_4^1(x)\right\} \frac{\cos\varphi \cos 2\omega t}{\sqrt{\xi}};$$

$$h^{01} = -h_0\left\{\frac{2}{5} J_{3/2}(\xi) P_1^1(x) + \frac{1}{15} J_{7/2}(\xi) P_3^1(x)\right\} \frac{\cos\varphi \sin 2\omega t}{\sqrt{\xi}};$$

$$h^{03} = \frac{h_0}{5}\{J_{3/2}(\xi) P_1(x) + J_{7/2}(\xi) P_3(x)\} \frac{\sin 2\omega t}{\sqrt{\xi}};$$

$$h^{33} = h^{00} - h^{11} - h^{22};$$

$$h^{23} = h^{13}\cdot \operatorname{tg}\varphi; \quad h^{02} = h^{01} \operatorname{tg}\varphi;$$

где

$$h_0 = \frac{8\sqrt{2\pi}\,\pi\bar{\varepsilon}k\,(r_2^2 + r_1 r_2 + r_1^2)}{c^4} \ln\frac{r_2}{r_1}. \tag{5}$$

$x = \cos\theta$, $\xi = \dfrac{2\omega r}{c}$, $\bar{\varepsilon}$ — средняя плотность энергии электромагнитного поля в резонаторе, причем формула (5) справедлива при

$$r_1 \gg \frac{c}{\omega} = \frac{\lambda}{2\pi}. \tag{6}$$

Следует заметить, что согласно [3] преобразования координат $y^i = x^i + \xi^i$, где ξ^i — малые величины, являющиеся решением уравнения $\Box\xi^i = 0$, позволяют обратить в нуль четыре величины h^{0i}, однако при этих преобразованиях изменится только вид выражений (4) для компонентов гравитационного поля, а порядок малости амплитуды (5) не изменится.

Сравним значение амплитуды гравитационного поля концентрического резонатора (5) с значением амплитуды поля вне сферического резонатора, полученным в работе [1]:

$$h_0 = \frac{7k\bar{\varepsilon}\lambda^2 r_0}{4\pi c^4 R_0}, \tag{7}$$

где r_0 — радиус резонатора, R_0 — расстояние от центра сферы до точки наблюдения при одинаковых объемах резонаторов и одинаковых плотностях энергии электромагнитного поля в резонаторе, но с разной длиной волны. В случае концентрического резонатора амплитуда гравитационного поля не зависит от λ, и поэтому, выбрав $\lambda_1 = \pi$ см, удовлетворим условие (6). В случае сферического резонатора выгоднее выбрать максимально возможную длину волны электромагнитного поля, которая будет порядка размеров резонатора: $\lambda_2 \sim r_0$. Подставив значения $\bar{\varepsilon} = 10^{10}\ \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3}$, $r_1 = 10^2$ см,

$\lambda_2 = r_0 = R_0 = r_2 = 10^3$ см, получим, что амплитуда гравитационного поля сферического резонатора равна $h_0 = 4 \cdot 10^{-34}$, а в случае концентрического резонатора $h_0 = 1{,}2 \cdot 10^{-31}$.

Однако для регистрации гравитационных волн согласно [2] необходимо, чтобы $h_0 \geqslant 1{,}2 \cdot 10^{-29}$, что на два порядка выше амплитуды гравитационного поля концентрического резонатора, имеющего лабораторные размеры.

В заключение выражаю благодарность проф. Я. П. Терлецкому за руководство работой.

Автору (в марте 1976 г.) стало известно, что аналогичное рассмотрение стоячих гравитационных волн в цилидрической полости коаксиального цилиндрического резонатора проделано в работе [3].

ЛИТЕРАТУРА

1. Грищук Л. П., Сажин М. В. ЖЭТФ, 1973, 65, 441.
2. Брагинский В. Б., Грищук Л. П. и др. ЖЭТФ, 1973, 65, 1929.
3. Грищук Л. П., Сажин М. В. ЖЭТФ, 1975, 68, 1569.

Поступила в редакцию
10.3 1975 г.

Кафедра
теоретической физики

УДК 539.9.082.76

А. А. БОБРОВ, Л. М. ВОЛКОВА, А. М. ДЕВЯТОВ, В. Х. ФАЗЛАЕВ

ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПО ЭНЕРГИЯМ В ПОЛОМ КАЛЬЦИЕВОМ КАТОДЕ С ГЕЛИЕВЫМ НАПОЛНЕНИЕМ

Функции распределения электронов по энергиям ФРЭЭ измерялись в кальциевом полом катоде с гелиевым наполнением в интервалах давления от 0,5 до 1,5 мм рт. ст. при токах разряда от 15 до 60 мА. Катод представлял собой полый цилиндр диаметром 15 мм, длиной 50 мм, толщина стенки около 1,5 мм. В качестве анода использовались два кольца, коаксиальных катоду, диаметром 30 мм и симметрично расположенных относительно катода вблизи его края. Внутри катода находился зонд, который представлял собой цилиндр диаметром 100 мкм, длиной 5 мм. Зонд мог перемещаться по радиусу катода. Концентрация атомов кальция, поступающих из катода вследствие катодного распыления и термоиспарения, менялась в пределах от 10^{10} до 10^{11} см$^{-3}$.

Для определения ФРЭЭ использовался метод второй производной зондового тока с помощью модулированного напряжения

$$V = V_0 (1 + \cos \Omega t) \sin \omega t, \quad \Omega \ll \omega. \tag{1}$$

Амплитуда переменного сигнала V_0 составляла 0,2 и 0,5 В, несущая частота $\omega = 280$ кГц, частота модуляции $\Omega = 400$ Гц. Использовалась блок-схема установки, аналогичная описанной в [1]. ФРЭЭ находились по формуле Дрювестейна

$$f(eV) = \frac{2\sqrt{2}}{e^2} \sqrt{\frac{m_e}{e}} \sqrt{V} \frac{1}{S} \frac{d^2 i}{dV^2} \tag{2}$$

и нормированы на единичную площадь.

В наших условиях положение нуля и максимума второй производной зондового тока отличалось на величину порядка 1—1,5 В, поэтому возникла необходимость в исправлении второй производной вблизи потенциала пространства. Это исправление возможно различными методами. В работе [2] предлагается учитывать сток электронов на зонд, в [3] считают необходимым учитывать конечность проводимости плазмы при потенциале зонда вблизи потенциала пространства, а также сопротивление схемы. Существует также способ обработки зондовых характеристик методом продолжения полулогарифмической кривой второй производной зондового тока, которая является прямой линией для максвелловского распределения электронов по энергиям, до потенциала пространства (так называемая максвелловская экстраполяция). Правомерность такой экстраполяции объясняется тем, что в области малых энергий распределение