ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ
Том 35, N 6,7 РАДИОФИЗИКА 1992

УДК 531.5:550.388.2

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН В ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ В ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОМ ПОЛЕ РЕЗОНАТОРА ЗЕМЛЯ - ИОНОСФЕРА

А. А. Минаков, А. П. Николаенко, Л. М. Рабинович

Рассмотрена конверсия плоской гравитационной волны в электромагнитное излучение в присутствии статического электрического "поля ясной погоды" резонатора Земля - ионосфера. Исследованы пространственные и частотные характеристики индуцированного электромагнитного поля полости Земля - ионосфера в диапазоне шумановских резонансных частот (f = 10 - 100 Гц). Получены численные оценки амплитуд электромагнитных полей и обсуждены возможности естественного детектора ГВ.

Обнаружению гравитационных волн (ГВ), приходящих от космических или лабораторных источников, посвящено большое количество работ (см., например, обзоры [1, 2]). Наряду с механическими детекторами в последние годы значительное внимание уделяется детектированию ГВ с помощью электромагнитных систем. Физическую основу электромагнитных детекторов составляет взаимодействие ГВ с собственными электромагнитными полями детектора. Впервые идея конверсии слабой ГВ в электромагнитные волны (ЭМВ), происходящая в присутствии сильного магнитного поля, была высказана Герценштейном [3]. Брагинским и Менским [4] был предложен электромагнитный детектор, основанный на резонансном взаимодействии ГВ и ЭМВ. В дальнейшем этот вопрос рассматривался в работах [5 - 7]. В литературе проанализированы различные варианты лабораторных электромагнитных детекторов [3 - 8]. Представляет интерес также и исследование взаимодействия ГВ и ЭМВ в электромагнитных полях астрофизических объектов. В работе [9] был проанализирован процесс преобразования плоской ГВ в электромагнитное излучение в присутствии сильных электромагнитных полей, возникающих вблизи планет, звезд и черных дыр.

В предлагаемой работе исследованы специфические особенности электромагнитного поля, возникающего при взаимодействии плоской ГВ со статическим электрическим полем внутри естественного резонатора, образованного поверхностью и ионосферой Земли.

Распространение ЭМВ в присутствии полей тяготения описывается общековариантными уравнениями Максвелла [10]

$$\frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\partial}{\partial x^{\beta}} (\sqrt{-g}\, F^{\alpha\beta}) = - \frac{4\pi}{c} j^{\alpha} ,$$

$$\frac{\partial F_{\alpha\beta}}{\partial x^{\gamma}} + \frac{\partial F_{\gamma\alpha}}{\partial x^{\beta}} + \frac{\partial F_{\beta\gamma}}{\partial x^{\alpha}} = 0, \qquad (1)$$

где $g = \det\|g_{\alpha\beta}\|$ ($g_{\alpha\beta}$ - метрические коэффициенты заданного пространства - времени), $j^{\alpha} = (c\rho, \vec{j})$ - 4-ток, $F_{\alpha\beta}$ и $F^{\alpha\beta}$ - соответственно ковариантные и контравариантные компоненты тензора электромагнитного поля. Пренебрегая влиянием полей тяготения Солнца и Земли, метрику пространства - времени в пределах резонатора Земля - ионосфера определим как для слабой ГВ в вакууме [10]. Начало декартовой системы координат совместим с центром масс Земли, а ось z направим вдоль волнового вектора $\vec{k}$ падающей из бесконечности плоской ГВ (рис. 1). В этом случае

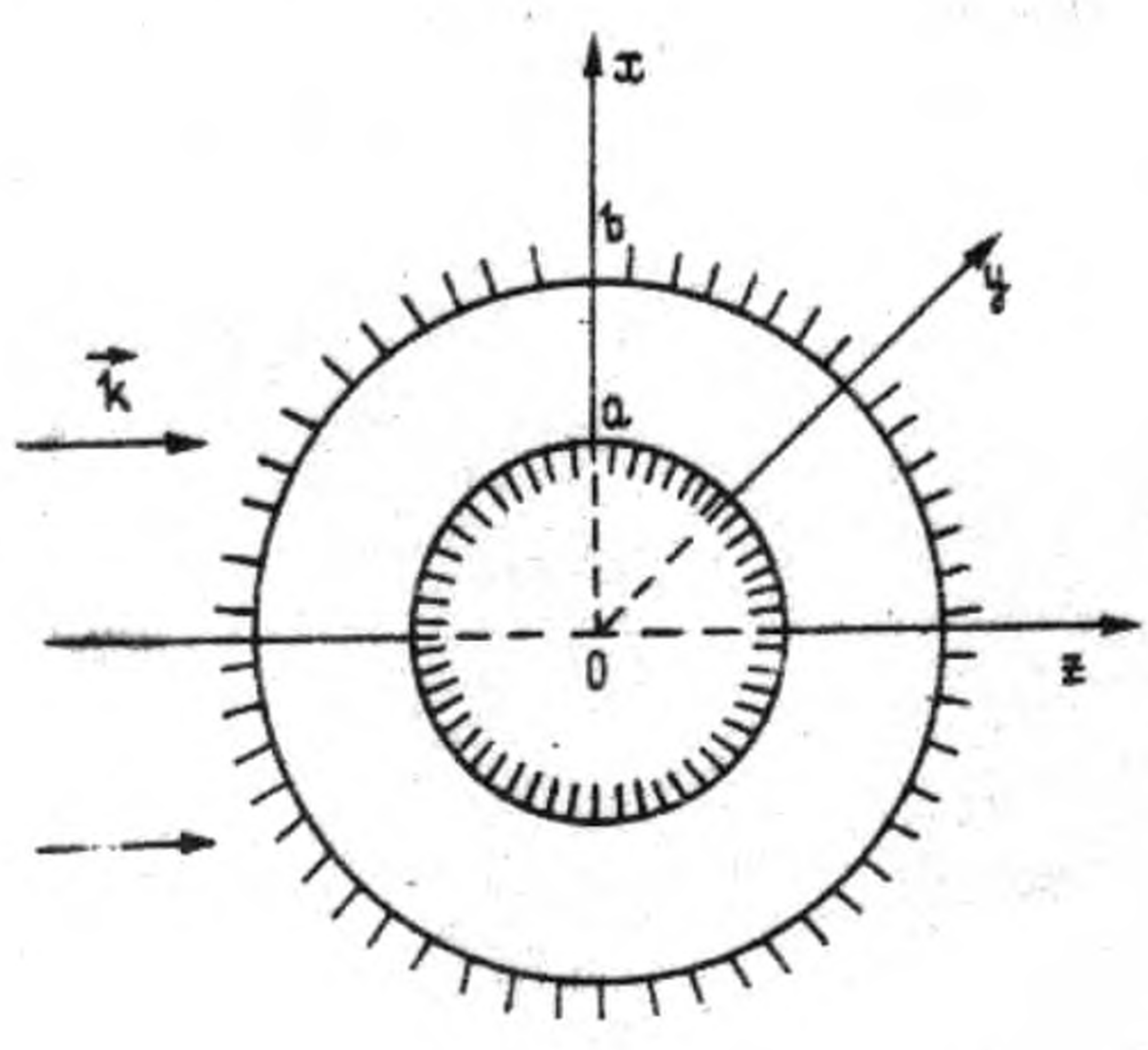

Рис.1.

$$g_{\alpha\beta} = \eta_{\alpha\beta} + h_{\alpha\beta}, \qquad |h_{\alpha\beta}| \ll 1;$$

$$\eta_{00} = 1, \qquad \eta_{ab} = - \delta_{ab}, \qquad \delta_{ab} = \begin{cases} 1, & a = b \\ 0, & a \neq b \end{cases}. \qquad (2)$$

В ТТ калибровке для плоской монохроматической ГВ (зависимость от времени $\sim e^{-i\omega t}$) отличными от нуля будут лишь следующие компоненты $h_{\alpha\beta}$ [2]:

$$h_{xx} = - h_{yy} = h_{\oplus} e^{-i(\omega t - kz)},$$
(3)
$$h_{xy} = h_{yx} = h_{\otimes} e^{-i(\omega t - kz)}.$$

В линейном по $h_{\alpha\beta}$ приближении $\sqrt{-g} \approx 1$ и уравнения (1) можно рассматривать как дифференциальные уравнения электродинамики в плоском пространстве - времени. Введя трехмерные векторы электромагнитного поля по схеме $F_{\alpha\beta} \to (\vec{E}, \vec{B})$ и $F^{\alpha\beta} \to (-\vec{D}, \vec{H})$, запишем (1) в форме уравнений Максвелла для некоторой эффективной "среды":

$$\mathrm{rot}\vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}, \qquad \mathrm{div}\vec{D} = 4\pi\rho,$$
(4)
$$\mathrm{rot}\vec{H} = \frac{1}{c}\frac{\partial\vec{D}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c}\vec{j}, \qquad \mathrm{div}\vec{B} = 0.$$

Связь между индукциями $\vec{D}$, $\vec{B}$ и напряженностями $\vec{E}$, $\vec{H}$ получается из общего правила поднятия и опускания индексов тензора электромагнитного поля [10]. После несложных вычислений в линейном приближении получим

$$D_a = (\delta_{ab} + h_{ab})E_b, \qquad B_a = (\delta_{ab} + h_{ab})H_b. \tag{5}$$

При рассмотрении конверсии ГВ в ЭМВ воспользуемся известными решениями задачи об электромагнитных колебаниях сферического резонатора Земля - ионосфера (см. [11] и библиографию к ней). В качестве модели резонатора выберем следующую: Земля - идеально проводящая сфера радиуса $r = a$, ионосфера - однородная и изотропная по угловым координатам среда, резко ограниченная снизу на радиусе $r = b > a$ (рис. 1), на нижней поверхности ионосферы задан скалярный эффективный поверхностный импеданс.

На собственных частотах резонатора ЭМВ, обегая вокруг Земли, приобретают фазовый сдвиг, кратный 2π. При этом отличными от нуля оказываются вертикальная электрическая и горизонтальная магнитная составляющие поля, что соответствует так называемой "электрической волне". Частоты первых четырех спектральных максимумов равны f_1 = = 8 Гц, f_2 = 14 Гц, f_3 = 20 Гц и f_4 = 26 Гц. Добротности спектральных линий составляют $Q \approx 4 - 5$. Величины максимальных амплитуд вертикальной составляющей электрического поля на резонансных частотах лежат в пределах долей мВ/м [11].

Кроме перечисленных собственных электромагнитных полей, создаваемых планетарной грозовой активностью, в полости Земля -

ионосфера присутствует еще и статическое электрическое поле, называемое "полем ясной погоды". Оно возникает из-за того, что внутренняя обкладка сферического конденсатора (Земля) заряжена положительно относительно внешней обкладки (ионосфера). В течение суток напряженность поля ясной погоды несколько изменяется, оставаясь в среднем равной $E^{(0)}_{\text{ст}} = 120$ В/м [11].

Рассмотрим взаимодействие ГВ с собственными полями резонатора $\vec{E}^{(0)}$ и $\vec{H}^{(0)}$ (под $\vec{E}^{(0)}$ и $\vec{H}^{(0)}$ мы подразумеваем сумму всех возможных в резонаторе полей, включая и статические). Представим искомые поля $\vec{E}$ и $\vec{H}$ в виде суммы невозмущенных $\vec{E}^{(0)}$, $\vec{H}^{(0)}$ и индуцированных $\vec{E}^{(1)}$, $\vec{H}^{(1)}$ составляющих. Считая $\vec{E}^{(1)}$, $\vec{H}^{(1)}$ пропорциональными малой амплитуде ГВ, в линейном приближении выражение (2) запишем в виде

$$D_a \simeq E_a^{(0)} + E_a^{(1)} + h_{ab}E_b^{(0)}, \qquad B_a \simeq H_a^{(0)} + H_a^{(1)} + h_{ab}H_b^{(0)}. \tag{6}$$

При линеаризации уравнений Максвелла (4) необходимо учитывать, что свободно распространяющаяся внутри резонатора Земля - ионосфера ГВ приводит не только к возмущениям метрики пространства - времени, но и вызывает колебание "стенок" [12] и невозмущенных распределений токов и зарядов [13]. Однако оценки показывают, что эти колебания пропорциональны $h_{ab} \ll 1$ и лежат в пределах естественных шумов, поэтому мы не будем их учитывать.

Подставив (6) в уравнения (4) и учитывая, что поля $\vec{E}^{(0)}$, $\vec{H}^{(0)}$ удовлетворяют нулевому приближению ($h_{ab} \equiv 0$) неоднородных уравнений Максвелла, получим следующую симметричную систему уравнений относительно индуцированных полей:

$$\begin{aligned} &\mathrm{rot}\vec{E}^{(1)} = -\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{H}^{(1)}}{\partial t} - \frac{4\pi}{c}\vec{j}^{\mathrm{H}}, \qquad \mathrm{div}\vec{E}^{(1)} = 4\pi\rho^{\mathrm{E}}, \\ &\mathrm{rot}\vec{H}^{(1)} = \frac{1}{c}\frac{\partial\vec{E}^{(1)}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c}\vec{j}^{\mathrm{E}}, \qquad \mathrm{div}\vec{H}^{(1)} = 4\pi\rho^{\mathrm{H}}. \end{aligned} \tag{7}$$

Здесь введены обозначения:

$$\begin{aligned} &\rho^{\mathrm{E}} = -\frac{1}{4\pi}\,\mathrm{div}(\hat{h}\vec{E}^{(0)}), \qquad \rho^{\mathrm{H}} = -\frac{1}{4\pi}\,\mathrm{div}(\hat{h}\vec{H}^{(0)}), \\ &\vec{j}^{\mathrm{E}} = \frac{1}{4\pi}\frac{\partial}{\partial t}(\hat{h}\vec{E}^{(0)}), \qquad \vec{j}^{\mathrm{H}} = \frac{1}{4\pi}\frac{\partial}{\partial t}(\hat{h}\vec{H}^{(0)}), \\ &(\hat{h}\vec{E}^{(0)})_a = h_{ab}E_b^{(0)}, \qquad (\hat{h}\vec{H}^{(0)})_a = h_{ab}H_b^{(0)}. \end{aligned} \tag{8}$$

Видно, что по своей форме выражения (7) совпадают с видом уравнений Максвелла для заданных сторонних электрических ($\rho^{E}, \vec{j}^{E}$) и магнитных ($\rho^{H}, \vec{j}^{H}$) зарядов и токов. В нашем случае фиктивные "токи" и "заряды" возникают в результате взаимодействия ГВ с собственными электрическим $\vec{E}^{(0)}$ и магнитным $\vec{H}^{(0)}$ полями. Легко убедиться, что введенные "токи" и "заряды" (8) удовлетворяют уравнениям непрерывности:

$$\frac{\partial\rho^{E,H}}{\partial t} + \operatorname{div}\vec{j}^{E,H} = 0. \tag{9}$$

Согласно (8) проходящая через резонатор ГВ вызывает появление объемных токов на частотах $\omega' = \omega \pm \omega_n$ и с амплитудами, пропорциональными $\hat{h}\vec{E}^{(0)}$ или $\hat{h}\vec{H}^{(0)}$. Ясно, что индуцированные поля $\vec{E}^{(1)}$, $\vec{H}^{(1)}$ будут максимальны в следующих случаях: 1) частота ω' совпадает с одной из собственных частот резонатора ω_m; 2) амплитуда возбуждающего резонатор тока будет максимальна. Так как среди составляющих полей $\vec{E}^{(0)}$, $\vec{H}^{(0)}$ статическое электрическое поле $\vec{E}^{(0)}_{\text{ст}}$ на несколько порядков превосходит все остальные, практически имеет смысл рассмотреть конверсию ГВ только на электрическом поле ясной погоды.

Считая, что поле $\vec{E}^{(0)}_{\text{ст}}$ направлено вдоль радиуса Земли и имеет постоянную амплитуду $E^{(0)}_{\text{ст}} = \text{const}$ в промежутке Земля - ионосфера, согласно (3) и (8) в сферических координатах r, θ, φ, получим следующее выражение для стороннего объемного тока, индуцированного ГВ:

$$\vec{j}^{E} = -\, j_0 e^{-i(\omega t - kr\cos\theta)}[\cos(\varphi - \varphi_h)\vec{e}_x - \sin(\varphi - \varphi_h)\vec{e}_y],$$

$$j_0 = i(\omega/4\pi)hE^{(0)}_{\text{ст}}\sin\theta. \tag{10}$$

Здесь $h = \sqrt{h_{\oplus}^2 + h_{\otimes}^2}$ - амплитуда, а $\varphi_h = \arccos(h_{\oplus}/h)$ - угол поворота тензора поляризации ГВ. В резонаторе, образованном идеально проводящей Землей и однородной и изотропной ионосферой, ток (10), изменяющийся во времени пропорционально $e^{-i\omega t}$, будет возбуждать с такой же временной зависимостью поля $\vec{E}^{(1)}$ и $\vec{H}^{(1)}$:

$$\vec{E}^{(1)}(\vec{r},t) = \vec{E}^{(1)}(\vec{r})e^{-i\omega t}, \qquad \vec{H}^{(1)}(\vec{r},t) = \vec{H}^{(1)}(\vec{r})e^{-i\omega t}. \tag{11}$$

Искомые поля $\vec{E}^{(1)}(\vec{r})$ и $\vec{H}^{(1)}(\vec{r})$ будем строить в виде разложений по собственным функциям невозмущенного резонатора ($h_{ab} = 0$):

$$\vec{E}^{(1)}(\vec{r}) = \sum_{n,m} \alpha_{nm} \vec{E}^{(0)}_{nm}(\vec{r}), \qquad \vec{H}^{(1)}(\vec{r}) = \sum_{n,m} \beta_{nm} \vec{H}^{(0)}_{nm}(\vec{r}). \tag{12}$$

Отличные от нуля компоненты нормированных собственных полей резонатора равны [11]

$$E^{(0)r}_{nm} = A_{nm} \frac{n(n+1)}{kr^2} W_n(kr) Y_{nm}(\theta, \varphi); \tag{13}$$

$$H^{(0)\theta}_{nm} = A_{nm} \frac{im}{r\sin\theta} W_n(kr) Y_{nm}(\theta, \varphi); \tag{14}$$

$$H^{(0)\varphi}_{nm} = A_{nm} \frac{i}{r} W_n(kr) \frac{\partial}{\partial\theta} Y_{nm}(\theta, \varphi), \tag{15}$$

где $A_{nm} = \dfrac{a}{4\sqrt{\pi}(b-a)} \sqrt{\dfrac{(2n+1)(n-m)!}{n^3(n+1)^3(n+m)!}}$ – нормированные коэффициенты, $Y_{nm} = P^m_n(\cos\theta) e^{im\varphi}$ – тессеральная функция ($P^m_n(x)$ – присоединенный полином Лежандра), $W_n(kr)$ – радиальная волновая функция, выражаемая через сферические функции Ханкеля $h^{(1,2)}(x)$:

$$W_n(kr) = v_n(kr) u'_n(ka) - u_n(kr) v'_n(ka),$$
$$\left\{ \begin{array}{c} u_n(kr) \\ \\ v_n(kr) \end{array} \right\} = kr \left\{ \begin{array}{c} h^{(1)}_n(kr) \\ \\ h^{(2)}_n(kr) \end{array} \right\}. \tag{16}$$

Коэффициенты α_{nm} и β_{nm} в разложении полей (12) для рассматриваемой модели резонатора определяются так [11]:

$$\alpha_{nm} = \frac{-\omega_n J_{nm}}{\omega_n^2 + i\dfrac{c\omega Z(\omega)}{b-a} - \omega^2} = -\frac{a}{c} \frac{\sqrt{n(n+1)} J_{nm}}{n(n+1) - \nu(\nu+1)}; \tag{17}$$

$$\beta_{nm} = \frac{i[cZ(\omega)/(b-a)] - \omega}{\omega_n^2 + i[c\omega Z(\omega)/(b-a)] - \omega^2} J_{nm} = -\frac{a}{c} \frac{[\nu(\nu+1)/\omega] J_{nm}}{n(n+1) - \nu(\nu+1)}, \tag{18}$$

где $\omega_n = (c/a)\sqrt{n(n+1)}$ – собственная частота резонатора, образованного идеально проводящими стенками (шумановская резонансная частота [11]), $Z(\omega)$ – эффективный поверхностный импеданс нижней границы ионосферы, ν – постоянная распространения

ЭМВ в полости Земля - ионосфера, а величины J_{nm} по заданному объемному току $\vec{j}(\vec{r})$ определяются как

$$J_{nm} = \int_V (\vec{E}^{*}_{nm} \vec{j}) d\vec{r}. \tag{19}$$

Преобразовав (10) к сферической системе координат, после интегрирования по объему резонатора получим

$$J_{nm} = J_0 f(n) (\delta_{m,2} + \delta_{m,-2}) [(1 + \mathrm{sgn}(n - 2))/2]; \tag{20}$$

$$J_0 = \frac{chE^{(0)}_{\text{СТ}}}{ka} \sqrt{2\pi(b - a)} \exp[-i(\omega t + \varphi_h \mathrm{sgn} m)]; \tag{21}$$

$$f(n) = i^{n+1} J_n(ka) n(n^2 - 1)(n + 2) \sqrt{\frac{(2n + 1)(n - |m|)!}{2(n + |m|)!}}. \tag{22}$$

Здесь $\delta_{m,l}$ - символ Кронеккера, $J_n(x) = \sqrt{\pi/2x}\ J_{n+1/2}(x)$ - сферическая функция Бесселя. При интегрировании выражения (19) использовалось разложение [14]

$$\exp(ix\cos\theta) = \sum_{m=0}^{\infty} i^m (2m + 1) J_m(x) P_m(\cos\theta). \tag{23}$$

Анализ формулы (20) показывает, что создаваемое ГВ пространственное распределение тока оказывается оптимальным для возбуждения второй азимутальной гармоники ($|m| = 2$). Волны же с другими значениями m (а следовательно, и с $n < 2$) таким током не возбуждаются.

С учетом (13) - (22) запишем в явном виде выражения для спектральных компонент индуцированных ЭМВ в полости Земля - ионосфера:

$$E^r = hE^{(0)}_{\text{СТ}} e^{-i\omega t} \cos(2\varphi - \varphi_h) \times$$

$$\times \frac{\nu(\nu + 1)}{(ka)^2} \sum_{n=2}^{\infty} \frac{2n + 1}{n(n + 1) - \nu(\nu + 1)} i^n P^2_n(\cos\theta) J_n(ka),$$

$$H^{\theta} = 2ihE^{(0)}_{\text{СТ}} e^{-i\omega t} \times \tag{24}$$

$$\times \frac{\sin(2\varphi - \varphi_h)}{ka \sin\theta} \sum_{n=2}^{\infty} \frac{2n + 1}{n(n + 1) - \nu(\nu + 1)} i^n P^2_n(\cos\theta) J_n(ka),$$

$$H^{\varphi} = ihE_{\text{CT}}^{(0)} e^{-i\omega t} \frac{\cos(2\varphi - \varphi_h)}{ka} \sum_{n=2}^{\infty} \frac{2n + 1}{n(n + 1) - \nu(\nu + 1)} \times$$

$$\times\, i^n \frac{d}{d\theta}[P_n^2(\cos\theta)] J_n(ka),$$

$$\nu = (f - 2)/6 + i\,0{,}01f.$$

На рис. 2 представлены расчетные зависимости амплитуд наведенных полей от частоты падающей на резонатор ГВ для полярного угла $\theta = 90^\circ$. По горизонтальной оси отложена частота f ГВ в герцах, а по вертикальной - модули коэффициентов усиления спектральных компонент полей:

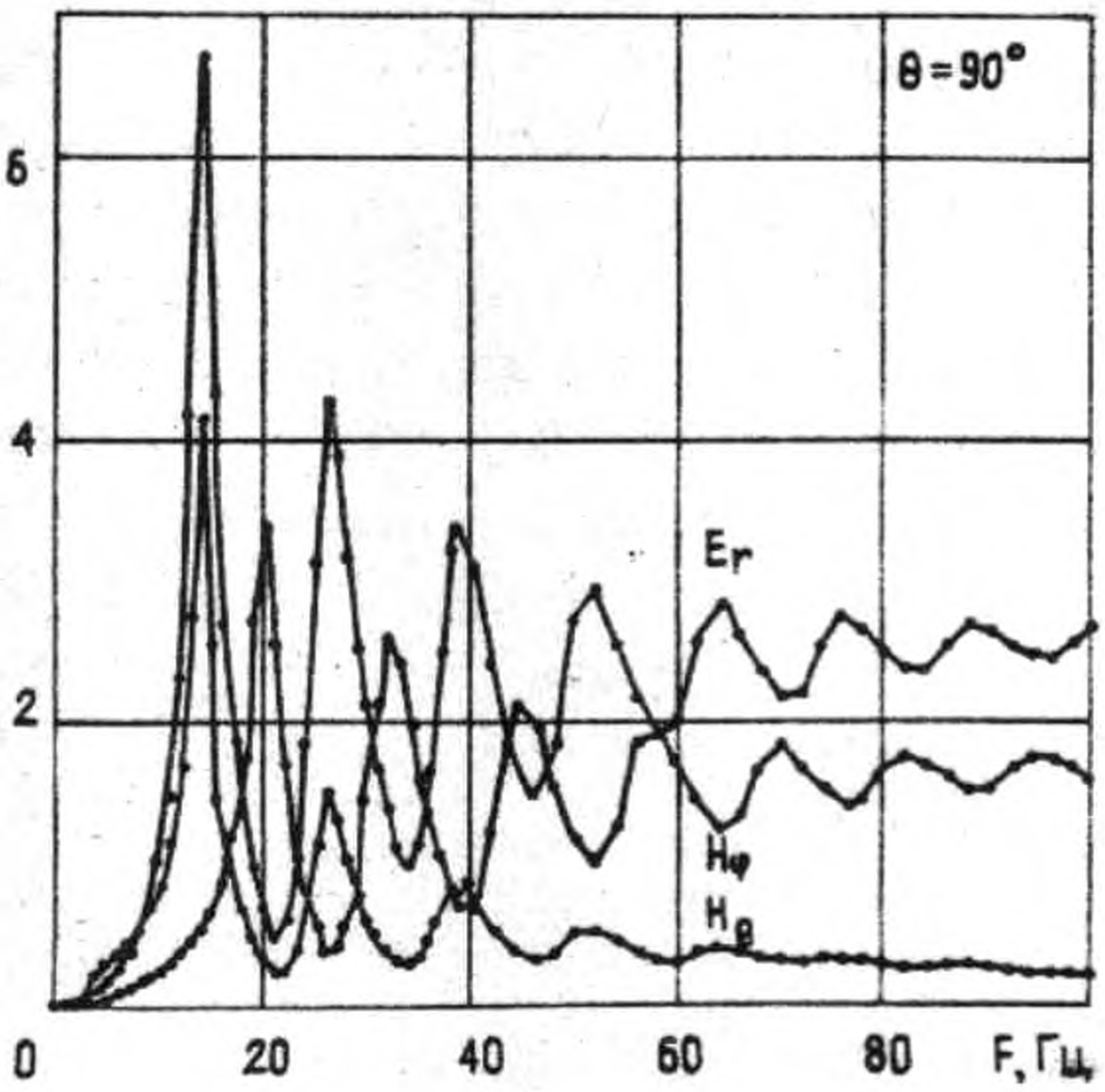

Рис. 2.

$$K_r = \frac{|E^r|}{hE_{\text{CT}}^{(0)}\cos(2\varphi - \varphi_h)},$$

$$K_\theta = \frac{|H^\theta|}{2hE_{\text{CT}}^{(0)}\sin(2\varphi - \varphi_h)}, \qquad (25)$$

$$K_\varphi = \frac{|H^\varphi|}{hE_{\text{CT}}^{(0)}\cos(2\varphi - \varphi_h)}.$$

Величины $K_{r,\,\theta,\,\varphi}$ описывают относительное увеличение регистрируемого поля, возникающее за счет резонансных явлений в полости Земля -

ионосфера. Согласно графикам, в частотном отклике ЭМВ на падающую ГВ ярко выражены резонансные явления, причем самая мощная область усиления лежит вблизи второго глобального шумановского резонанса $f = 14$ Гц [11]. Коэффициенты усиления при этом достигают значений: $K_r \simeq 6,7$; $K_\varphi \simeq 0,5$ и $K_\theta \simeq 4,1$. Таким образом, использование естественного резонатора Земля -ионосфера повышает чувствительность детектора ГВ примерно на порядок.

Основным преимуществом рассматриваемого детектора ГВ является то, что он создан самой природой. Кроме того, резонансные частоты полости Земля - ионосфера лежат в диапазоне единиц - десятков герц [11], где должны наблюдаться мощные естественные источники ГВ, возникающие в результате вспышек сверхновых или слияния нейтронных звезд [15]. К преимуществам рассматриваемого сферического детектора можно отнести также его всенаправленность (это обстоятельство является очень важным при определении направления прихода ГВ) и то, что размеры приемной аппаратуры ничтожно малы по сравнению с размерами Земли. Последнее обстоятельство полностью исключает влияние приемников на распределение полей внутри полости.

К недостаткам резонатора Земля - ионосфера следует отнести низкую добротность ($Q \sim 10$) и малую величину напряженности поля ясной погоды ($E^{(0)}_{\text{ст}} \simeq 100$ В/м). Например, проведенные оценки показывают, что, предположив максимально допустимую чувствительность современных низкочастотных ($f \sim 10 - 100$ Гц) приемников равной $E^{(1)}$, $H^{(1)} \sim 10^{-6} \div 10^{-8}$ В/м, при значениях $Q \sim 10$ и $E^{(0)}_{\text{СТ}} \sim 10^2$ В/м можно было бы регистрировать ГВ с амплитудами

$$h \sim 10^{-9} \div 10^{-11}. \qquad (26)$$

Заметим, что найденная оценка h на несколько порядков превосходит общепринятые значения h в данном диапазоне частот ($h \sim$ $\sim 10^{-17} \div 10^{-19}$) [15].

Более оптимистичные оценки удается получить при использовании искусственных сферических резонаторов с большими добротностями и напряженностями электростатических полей. Так, выбрав резонатор с характерным размером $q \sim 1$ м и добротностью $Q \sim 10^8 \div 10^{10}$ и предположив, что внутри него можно создать статическое поле $E^{(0)}_{\text{ст}} \sim$ $\sim 10^6$ В/м, в области собственных частот резонатора ($f \sim 10^8$ Гц) при чувствительности приемников в данном диапазоне $E^{(1)}$, $H^{(1)} \sim 10^{-6}$ В/м можно ожидать регистрацию ГВ с амплитудами

$$h \sim 10^{-20} \div 10^{-22}. \qquad (27)$$

Данные значения h уже лежат в пределах реально ожидаемых в данном диапазоне частот [15].

ЛИТЕРАТУРА

1. Грищук Л. П. //УФН. 1977. Т. 121. Вып. 4. С. 629.
2. Мизнер Ч., Торн К., Уилер Дж. Гравитация. - М.: Мир, 1977. Т. 3.
3. Герценштейн М. Е. //ЖЭТФ. 1961. Т. 41. Вып. 1(7). С. 113.
4. Брагинский В. Б., Менский М. Б. //Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 13. Вып. 11. С. 585.
5. Брагинский В. Б., Грищук Л. П., Дорошкевич А. Г. и др. //ЖЭТФ. 1973. Т. 65. Вып. 5(11). С. 1729.
6. Грищук Л. П., Сажин М. В. //ЖЭТФ. 1975. Т. 68. Вып. 5. С. 1569.
7. Грищук Л. П., Сажин М. В. //ЖЭТФ. 1981. Т. 80. Вып. 4. С. 1249.
8. Алексеев А. Д., Витушкин Л. В. и др. //ЖЭТФ. 1980. Т. 79. Вып. 4(10). С. 1141.
9. Минаков А. А., Ярошенко В. Б. В кн.: Космическая наука и техника. - Киев: Наукова думка, 1991.
10. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. -М.: Наука, 1973.
11. Блиох П. В., Николаенко А. П., Филиппов Ю. Ф. Глобальные электромагнитные резонансы в полости Земля - ионосфера.- Киев: Наукова думка, 1977.
12. Dyson F. J. //Astrophys. J. V. 156. N 2. Pt. 1. P. 529.
13. Захаров А. В., Игнатьев Ю. Г. //Изв. вузов. Физика. 1976. N 9. С. 57.
14. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. - М.: Наука, 1963.
15. Грищук Л. П. //УФН. 1988. Т. 156. Вып. 2. С. 297.

Радиоастрономический институт
АН Украины

Поступила в редакцию
30 апреля 1991 г.

THE GRAVITATIONAL - ELECTROMAGNETIC WAVE CONVERSION UNDER THE FAIR WEATHER FIELD WITHIN THE EARTH - IONOSPHERE CAVITY

A. A. Minakov, A. P. Nikolaenko, L. M. Rabinowitch

The plane gravitational wave (GW) conversion into resonant electromagnetic (EM) wave has been considered at the fair weather field of the Earth - ionosphere cavity. The spatial and frequency characteristics or the EM field excited within the Earth - ionosphere cavity for the Schumann resonance range (f = 10 - 100 Hz) were studied. The numerical estimation of the resonant EM wave amplitudes obtained and the possibility of the natural GW detector are discussed.