Из (1) следует, что спектр амплитудных флуктуаций имеет вид

$$(\delta u_0)^2_\omega = \frac{\omega_0^2 (\xi_a)_0^2}{\omega^2 + 4\alpha_0^2}. \tag{8}$$

Здесь учтено, что ширина спектра источника флуктуаций $(\xi_a)^2_\omega$ много больше ширины спектра амплитудных флуктуаций.

Интегрируя (8) по частоте, получаем выражение для среднеквадратичного отклонения амплитуды:

$$\delta u_0^2 = \frac{\omega_0^2}{4\alpha_0} (\xi)_0^2.$$

Из (7) следует, что набег фазы за достаточно большое время равен

$$\overline{\delta\varphi_\tau^2} = 2D\tau,$$

где

$$D = \frac{\omega_0^2}{2\overline{u_0^2}} (\xi)_0^2 \tag{9}$$

Для спектра волны известным способом [4] получаем выражение

$$(u)^2_\omega = \overline{u_0^2}\,\frac{D}{(\omega_0-\omega)^2 + D^2} + \overline{\delta u_0^2}\,\frac{D+\alpha_0}{(\omega_0-\omega)^2 + (D+\alpha_0)^2}. \tag{10}$$

Первый член этого выражения определяется флуктуацией набега фазы и представляет собой узкую линию с полушириной, равной D, и интенсивностью $\frac{\overline{u_0^2}}{2}$, второй член определяется амплитудными флуктуациями и имеет ширину гораздо большую: $D+\alpha_0 \sim 10^5$ *сек*$^{-1}$. Поскольку $\overline{\delta u_0^2} < \overline{u_0^2}$, то полная ширина определяется шириной фазовых флуктуаций. Оценка показывает, что при интенсивности звука порядка 10^{-7} *вт/см*^{2} для проводимости образца $\delta = 1{,}5 \cdot 10^{-5}$ (*ом·см*)$^{-1}$, $\omega \sim 100$ *мгц*, $V \sim 0{,}1$ *см*^{3} ширина линии составляет доли герца.

В данной заметке рассмотрен генератор в режиме бегущей волны. Более интересный, с практической точки зрения, режим стоячих волн будет исследован при задании подходящей формы волны в отдельной работе.

Автор пользуется случаем выразить глубокую признательность Ю. Л. Климонтовичу за внимание к работе и ценные указания.

ЛИТЕРАТУРА

1. White D. L., Wen-Chung Wang. Phys. Rev., 149, 628, 1966.
2. Климонтович Ю. Л. «Успехи физических наук», 101, 4, 1970.
3. Гуревич В. Л. ФТП, 2, вып. 11, 1557, 1968.
4. Стратонович Р. Л. Избранные вопросы теории флуктуации в радиотехнике. М., «Советское радио», 1961.

Поступила в редакцию
1.9 1970 г.

Кафедра
общей физики для мехмата

УДК 531.5:53.05

В. Б. БРАГИНСКИЙ, В. С. НАЗАРЕНКО

О ГЕТЕРОДИННОМ СПОСОБЕ ПРИЕМА ГРАВИТАЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В работе [1] был предложен метод приема гравитационных волн, который может быть условно назван гетеродинным. Суть его заключается в преобразовании сравнительно высокочастотных ускорений масс антенны в поле волны в низкочастотные. Приемник, построенный по такому принципу, имеет ряд важных преимуществ перед обычным квадрупольным детектором. В данной заметке обсуждаются два возможных варианта антенны гетеродинного типа и приводятся формулы и численные оценки для их чувствительности.

Как известно, на квадруполь (в простейшем случае это гантель из двух масс m), расположенный в плоскости, перпендикулярной направлению распространения гравитационной волны, действует пара сил [2] $F^{\mu} = -mc^2 R^{\mu}_{0\alpha 0} l^{\alpha}$, где $R^{\mu}_{0\alpha 0}$ — тензор кривизны Римана, l^{α} — вектор, соединяющий две массы. Эта пара сил создает момент, вращающий квадруполь вокруг центра масс. Величина момента сил зависит от ориентации квадруполя в указанной плоскости и равна $2F_0 R \sin 2\varphi \times \times \sin \omega\tau$. Здесь ω — частота гравитационного излучения, φ — угол между $\vec{l}$ и одним из направлений поляризации волны, $2R = l$, F_0 — амплитуда силы F^{μ}, связанная с плотностью потока мощности в волне t соотношением [3] $F_0 = m\omega l \sqrt{\frac{8\pi\gamma t}{c^3}}$, γ — гравитационная постоянная.

Объединяя две последние формулы, получим

$$mom\vec{F} = 4m\omega R^2 \sqrt{\frac{8\pi\gamma t}{c^3}} \cdot \sin 2\varphi \cdot \sin \omega\tau. \qquad (1)$$

Таким образом, в присутствии гравитационной волны квадруполь будет совершать крутильные колебания с частотой ω.

Предположим, что квадруполь свободно вращается вокруг центра масс в той же плоскости с некоторой скоростью ω_1. Тогда момент сил будет представлять собой сумму двух синусоидальных воздействий с частотами $\omega - 2\omega_1$ и $\omega + 2\omega_1$. Действительно, в этом случае $\varphi = \omega_1\tau$ и

$$mom\vec{F} = 2m\omega R^2 \sqrt{\frac{8\pi\gamma t}{c^3}} [\cos(\omega - 2\omega_1)\tau - \cos(\omega + 2\omega_1)\tau]. \qquad (2)$$

Связав вращающуюся гантель с вращающейся с той же скоростью платформой малой крутильной жесткостью (например, с помощью тонкой кварцевой нити), можно превратить всю антенну в высокодобротный крутильный маятник с собственной частотой $\Omega = \omega - 2\omega_1$. В системе координат, связанной с вращающейся платформой, гантель будет совершать колебания с частотой Ω и амплитудой

$$\Delta\varphi|_{\hat{\tau}} = \frac{\omega\hat{\tau}}{2\Omega} \sqrt{\frac{8\pi\gamma t}{c^3}}. \qquad (3)$$

Формула (3) есть нестационарное решение обычного уравнения вынужденных колебаний при резонансе (система высокодобротна и время релаксации много больше времени измерения $\hat{\tau}$).

Ясно, что преобразование частоты дает существенный выигрыш в амплитуде колебаний, так как величина момента сил при преобразовании уменьшается лишь вдвое, а крутильная жесткость уменьшается в отношении $\frac{\omega^2}{\Omega^2}$.

Другое важное преимущество антенны гетеродинного типа — возможность перестройки ее по частоте изменением скорости вращения ω_1, причем такую антенну можно применить для регистрации низкочастотного гравитационного излучения, где, например, детекторы Вебера практически неприменимы из-за своих размеров.

Например, пульсар в Крабовидной туманности излучает на частоте 60 *гц* ($\omega = 400$ *рад/сек*). Принимая $t = 10^{-6}$ *эрг/сек·см*^{2} (оценка И. С. Шкловского [4]), $\Omega = 10^{-2}$ *рад/сек* и $\hat{\tau} = 10^5$ *сек*, получим, что амплитуда крутильных колебаний вращающейся антенны будет порядка $5 \cdot 10^{-13}$ *рад*, а линейные смещения масс $\Delta x = \Delta\varphi \cdot R$ при $R = 10$ *см* составят $5 \cdot 10^{-12}$ *см*. Регистрация таких смещений вполне возможна с помощью, например, радиотехнической системы индикации [5].

Преобразование частоты можно осуществить не только вращением антенны, а и модуляцией радиуса гантели R[1].

В самом деле, если $R = R_0[1 + \xi \sin \omega_2 \sigma]$, то $R^2 \approx R_0^2 [1 + 2\xi \sin \omega_2 \tau]$ (при $\xi =$

---

[1] На это обстоятельство нам указал А. Д. Сахаров.

$= \frac{\Delta R}{R_0} \ll 1\Big)$, то для момента сил получается выражение, совпадающее с [2] с точностью до множителя ξ:

$$mom\vec{F} = \xi \cdot 2mR_0^2\omega \sqrt{8\pi\gamma t c^{-3}}\,[\cos(\omega-\omega_2)\tau - \cos(\omega+\omega_2)\tau].$$

Следует, однако, учесть, что момент инерции гантели $I=2mR^2$ меняется при этом по тому же закону, что и момент сил; поэтому гантель необходимо жестко связать с телом, момент инерции которого I_1 не модулируется. Амплитуда колебаний максимальна при $I_1=2mR_0^2$ и равна

$$\Delta\varphi|_{\hat{\tau}} = \xi\,\frac{\omega\hat{\tau}}{2\Omega}\sqrt{\frac{8\pi\gamma t}{c^3}}.$$

Наконец, оценим чувствительность гетеродинных антенн, т. е. минимальную плотность потока мощности в волне, которая может быть обнаружена. Она определяется моментом флуктуационных сил, действующих на квадруполь, и находится из неравенства

$$(mom\vec{F})^2 \geqslant \overline{(momF_{\text{фл}})^2}. \qquad (4)$$

По теореме Найквиста $(momF_{\text{фл}})^2=4\varkappa TH_{\varphi}\,\Delta f$, где H_{φ} — коэффициент трения, в данном случае вносимого крутильной жесткостью (тепловым движением молекул газа пренебрегаем, считая вакуум достаточно высоким). Для крутильного маятника, подвешенного на кварцевой нити [6], $H_{\varphi}=\frac{\pi r^4\eta}{8L}=\frac{mR_0^2\Omega^2\eta}{2N}$, где r — радиус нити, L — длина нити, $N=5\cdot 10^{11}$ *дн/см*^{2} — модуль сдвига для кварца, $\eta=1\cdot 10^6$ пуаз — вязкость кварцевых нитей.

Подставляя в исходное неравенство [4] выражения для $mom\vec{F}$ и H_{φ}, находим минимальную оценку для плотности потока мощности обнаружимого гравитационного излучения:

$$[t]_{\min} \geqslant \frac{c^3}{8\pi\gamma}\,\frac{1}{\xi^2}\,\frac{\varkappa T}{\hat{\tau}}\,\frac{\Omega^2}{\omega^2}\,\frac{\eta}{N}\,\frac{1}{mR_0^2}. \qquad (5)$$

Это соотношение полностью определяет чувствительность антенны, если она находится в невесомости, так как в этом случае Ω^2 и m независимы. В земных условиях следует принять во внимание прочность на разрыв θ кварцевых нитей ($\theta\approx 5\cdot 10^9$ *дн/см*^{2}): $\frac{2mg}{\pi r^2}\leqslant\theta$; g — ускорение свободного падения в лаборатории. С учетом этого ограничения находим

$$[t]_{\min} \geqslant \frac{c^3}{8\pi\gamma}\,\frac{1}{\xi^2}\,\frac{\varkappa T}{\hat{\tau}}\,\frac{1}{\pi}\,\frac{\eta g^2}{\theta^2}\,\frac{1}{\omega^2R_0^4L}. \qquad (6)$$

В таблице приведены численные оценки, полученные при помощи формул (5) и (6) и характеризующие чувствительность гетеродинных антенн двух типов в земных и космических условиях.

	Космические условия		Земные условия	
	антенна 1-го типа	антенна 2-го типа	антенна 1-го типа	антенна 2-го типа
ξ	1	$5\cdot 10^{-3}$	1	$5\cdot 10^{-3}$
T°	100°K	100°K	300°K	300°K
$\hat{\tau}$	10^5 *сек*	10^5 *сек*	10^5 *сек*	10^5 *сек*
ω	400 *сек*$^{-1}$	400 *сек*$^{-1}$	400 *сек*$^{-1}$	400 *сек*$^{-1}$
Ω	10^{-2} *сек*$^{-1}$	10^{-2} *сек*$^{-1}$	—	—
m	10^3 *г*	50 *г*	—	—
R_0	10 *см*	50 *см*	10 *см*	50 *см*
L	—	—	20 *см*	150 *см*
$[t]_{\min}$	$1\cdot 10^{-2}\ \frac{\text{эрг}}{\text{сек}\cdot\text{см}^2}$	$300\ \frac{\text{эрг}}{\text{сек}\cdot\text{см}^2}$	$1\ \frac{\text{эрг}}{\text{сек}\cdot\text{см}^2}$	$16\ \frac{\text{эрг}}{\text{сек}\cdot\text{см}^2}$

Из приводимых оценок видно, что чувствительность гетеродинных антенн даже малых размеров значительно выше чувствительности обычных квадрупольных детекторов, хотя и при большем времени $\hat{\tau}$, затрачиваемом на измерение. Для сравнения укажем, что предельная чувствительность в экспериментах Вебера не лучше $1 \cdot 10^6$ *эрг/сек·см²* при времени измерения 1 *сек* и более высокой рабочей частоте — 1660 *гц*. Использование в антенне гетеродинного типа крутильного осциллятора с диамагнитной или световой жесткостью позволит достичь еще большей чувствительности за счет уменьшения трения, связывающего квадруполь с лабораторией.

В заключение авторы выражают искреннюю признательность А. Д. Сахарову за ряд ценных замечаний.

ЛИТЕРАТУРА

1. Брагинский В. Б., Зельдович Я. Б., Руденко В. Н. Письма в ЖЭТФ, **10**, вып. 9, 437, 1969.
2. Вебер Дж. Общая теория относительности и гравитационные волны. М., 1962.
3. Брагинский В. Б. «Успехи физических наук», **86**, вып. 3, 1965.
4. Шкловский И. С. «Астрономический журнал», **46**, № 5, 1969.
5. Брагинский В. Б., Панов В. И. «Приборы и техника эксперимента», № 5, 136, 1968.
6. Стронг Дж. Техника физического эксперимента. Л., 1946.

Поступила в редакцию
10.9 1970 г.

Кафедра
теории колебаний

В. Е. ПРОКОПЕНКО

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ФЛУКТУАЦИЙ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ $\lambda=6328$ Å

В последнее время исследованию шумовых свойств газовых лазеров уделяется значительное внимание. Достаточно подробно теоретически исследованы флуктуации газовых лазеров в [1] и получен ряд экспериментальных результатов [2—9]. Сравнительная оценка величины шумов и их спектрального состава при возбуждении активного элемента лазера постоянным и высокочастотным токами приведена в работе [9]. Однако в большинстве экспериментальных работ по шумовым свойствам лазерного излучения использованы лабораторные образцы лазеров. В документации на типовые образцы лазеров, выпускаемых в настоящее время промышленностью, как правило, отсутствуют необходимые данные о величине, характере и спектральном распределении шума, что зачастую вызывает определенные трудности при использовании лазеров в целом ряде научных экспериментов. В данной работе, с целью нахождения путей улучшения стабильности лазерного излучения по амплитуде, исследовались шумовые характеристики промышленных гелий-неоновых лазеров типа ЛГ-55, ЛГ-75, ЛГ-126. Основное внимание было обращено на исследование флуктуаций излучения в полосе частот 20 *гц*÷20 *кгц*. В качестве параметра, характеризующего флуктуации излучения, [2—4] принята величина, пропорциональная среднему квадрату спектрального коэффициента глубины хаотической модуляции тока фотоэлектронного умножителя $\overline{K_F^2}$:

$$\overline{K_F^2} = \frac{\overline{i_F^2}}{I^2}, \tag{1}$$

где $\overline{i_F^2}$ — средний квадрат спектральной составляющей тока фотоприемника на данной частоте F, I — постоянная составляющая тока фотоприемника. Средний квадрат коэффициента глубины хаотической модуляции в полосе частот от нуля до F *герц* определялся по формуле

$$\overline{M}^2 = \int\limits_0^F \overline{K_F^2} dF. \tag{2}$$

Отличие схемы экспериментальной установки от описанной в [2] в том, что для повышения точности измерений в диапазоне частот 20 *гц*÷20 *кгц*, в качестве основного