$$+\begin{pmatrix}+1\\-1\end{pmatrix}\sin 2\chi \sin\psi\left(\frac{v_{\parallel}}{\delta c'}\right)\nu^{-2}\int_0^{2\nu\delta} J_{2\nu}(x)\,dx\Big\}. \quad (10)$$

При $\chi=\frac{\pi}{4}$, $\psi=\frac{\pi}{2}$ (разложение в (2) на состояния с круговой поляризацией) в случае движения по винтовой линии $W_g(\nu)\neq W_f(\nu)$ в отличие от случая движения по окружности [3]. Спектральное распределение суммарной интенсивности дается формулой

$$W(\nu)=\sum_{p=g,f} W_p(\nu)=\frac{\mu}{n^3}\frac{e^2\delta^3}{R^2}c\nu\left\{2J'_{2\nu}(2\nu\delta)+(1-\delta^{-2})\int_0^{2\nu\delta} J_{2\nu}(x)\,dx\right\}. \quad (11)$$

Формула (11) является обобщением основной формулы (10) работы [8], полученной для случая движения по окружности в изотропной среде, и отличается от нее заменой $\beta\to\delta$. Находим выражение для полной интенсивности излучения в среде без дисперсии и при условии $c'>v_{\parallel}$:

$$W=\sum_{\nu=1}^{\infty} W(\nu)=\frac{2}{3}\frac{\mu}{n^3}\left(\frac{e}{R}\right)^2\frac{\delta^4 c}{(1-\delta^2)^2}. \quad (12)$$

В заключение авторы благодарят проф. А. А. Соколова за обсуждение результатов настоящего сообщения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Иваненко Д. Д., Соколов А. А. Классическая теория поля. М.— Л., Гостехтеориздат, 1951.
2. Соколов А. А. Введение в квантовую электродинамику. М., Физматгиз, 1958.
3. Сб. «Синхротронное излучение». М., «Наука», 1966.
4. Соколов А. А., Жуковский и др. «Изв. вузов», физика, № 2, 107, 1969.
5. Сб. «Методы определения основных характеристик атомных ядер и элементарных частиц», гл. 3. М., «Мир», 1965.
6. Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б. Квантовая электродинамика. М., Физматгиз, 1959.
7. Эйдман В. Я. ЖЭТФ, **34**, 131, 1958; ЖЭТФ, **36**, 1335, 1959.
8. Цытович В. Н. «Вестн. Моск. ун-та», мат., мех., астрон., физ., химия, № 11, 27, 1951.
9. Kitao K. Progr. Theoret. Phys., **23**, 759, 1960.
10. Куканов А. Б., Амер А. «Изв. вузов», физика, № 12, 21, 1969.
11. Куканов А. Б., Давыдов В. Н. «Оптика и спектроскопия», **29**, № 9, 852, 1970.

Поступила в редакцию
15.7 1970 г.

Кафедра
теоретической физики

УДК 534.2

В. В. БЕЛЫЙ

О ШИРИНЕ ЛИНИИ ЗВУКОВОГО ГЕНЕРАТОРА

В работе Уайта и Ванга [1] наблюдалась генерация ультразвуковых волн в пьезополупроводнике CdS. Причем спектральная линия генерируемого звукового сигнала оказалась очень узкой $\left(\frac{\Delta\omega}{\omega}<10^{-6}\right)$. В связи с этим вызывает интерес вычисление естественной спектральной ширины линии генерируемого звукового сигнала.

Для расчета флуктуаций в качестве исходных будем использовать уравнения упругости, поля и среды.

Чтобы не писать громоздких тензорных обозначений, будем рассматривать случай простейшей геометрии, когда продольный или поперечный звук распространяется вдоль какой-нибудь оси симметрии кристалла (ось x)

$$\rho\ddot{u}=\lambda\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}-\beta\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2}+\eta\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\omega_0^2\rho u^T,$$

$$\varepsilon \frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} + 4\pi\beta \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = -4\pi e n, \tag{1}$$

$$e \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial j}{\partial x} = 0, \quad j = -\sigma \frac{\partial \varphi}{\partial x} - D_e \frac{\partial n}{\partial x},$$

где обозначения общепринятые, а $(u^T u^T)^2{}_{\omega k} = \dfrac{8\pi\eta k^2 x^2 T}{\rho\omega_0^2}$.

Электронная система устанавливается гораздо быстрее, чем звуковая [2], поэтому φ можно разделить на индуцированную $\varphi(u)$ (отклик системы на полное смещение $u = \bar{u} + \delta(u)$ и спонтанную части $\delta\varphi^{\text{сп}}$.

$$\varphi = \varphi(u) + \delta\varphi^{\text{сп}}.$$

В режиме бегущей волны зададим волну в виде

$$u = \frac{1}{2} u_0 \left(e^{-i(\omega_0 t - k_0 r + \varphi)} + \text{к. с.}\right),$$

(при достаточно сильной нелинейности, форма волны искажается, но для оценки спектральной ширины это искажение несущественно). Укороченные уравнения для амплитуды и фазы волны примут вид

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\alpha(u_0^2)\, u_0 + \omega_0 \xi_a, \tag{2}$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = -\frac{A' u_0}{2\omega_0} + \frac{\omega_0}{u_0} \xi_\varphi, \tag{3}$$

где $\alpha(u_0^2)$ — нелинейный декремент затухания волны

$$\alpha(u_0^2) = \alpha_0 + \alpha_1 B(u_0^2),$$

A' — действительная часть дисперсного уравнения

$$\xi = \xi^{\text{сп}} + \xi^T.$$

В уравнениях (2) и (3) для амплитуд и фаз не учтена зависимость от координат. Такое приближение оправдано при выполнении условия квазистационарности. Спонтанная часть шума выражается через спектральную функцию флуктуации плотности

$$(\xi_a^{\text{сп}})_0^2 = (\xi_\varphi^{\text{сп}})_0^2 = \frac{2}{v} \left(\frac{2\pi e\beta}{\rho\varepsilon\omega_0^2}\right)^2 (\delta n \delta n)_{\omega_0 k_0}. \tag{4}$$

Из (1) следует, что

$$(\delta n_s \delta n)_{\omega k} = 2n \frac{(1 + k^2 r_D^2)\, \tau_м^{-1}}{(\omega - k v_0)^2 + (1 + k^2 r_D^2)^2 \tau_м^{-2}}, \tag{5}$$

где r_b — дебаевский радиус, $\tau_м$ — максвелловское время релаксации.

Тепловая же часть шума $(\xi^T)_0^2$ определяется равновесными флуктуациями резонатора по формуле Найквиста:

$$(\xi_a^T)_0^2 = (\xi_\varphi^T)_0^2 = \frac{4\pi\eta}{V\rho^2\omega_0^2 S^2} \varkappa T.$$

Причем тепловые флуктуации меньше спонтанных $(\xi^T)_0^2 < (\xi^{\text{сп}})_0^2$.

В мягком режиме генерации, когда $n < \dfrac{\varepsilon S_0^2}{16\pi\mu^2 \varkappa T}$, нелинейное взаимодействие всегда вызывает уменьшение общего усиления. При некотором значении $B(u_0^2)$ декремент затухания обращается в ноль, наступает стационарный режим, это значение $B(u_0^2)$ определяет амплитуду установившихся колебаний [3].

В стационарном случае разлагая (2) и (3) по δu_0 и $\delta\varphi$, получим

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta u_0 = 2\alpha_0 \delta u_0 + \omega_0 \xi_a, \tag{6}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta\varphi = -\left(\frac{A'}{2} + B(u_0^2) \frac{\partial A'}{\partial B(u_0^2)}\right) \frac{\delta u_0}{\omega_0} + \frac{\omega_0}{u_0} \xi_\varphi. \tag{7}$$

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

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

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:

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

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

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

где

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

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 $\delta = 1{,}5\cdot 10^{-5}$ $(ом\cdot см)^{-1}$, $\omega \sim 100$ *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