
ДК 621.37(075.8)

Потенциальная чувствительность и дальность действия лазерного микрофона

А.И.Куприянов, В.В.Шевцов

Аннотация

Рассматривается потенциальная эффективность обнаружения и точность воспроизведения речевого сигнала, который модулирует лазерное излучение, рассеянное вибрирующей поверхностью

Ключевые слова:

перехват акустического речевого сигнала; технический канал утечки информации; модуляция лазерного излучения

Излучения когерентных оптических генераторов (лазеров) используются различными системами передачи информации. Но эти же излучения могут быть применены для несанкционированного негласного съема акустической речевой информации, имеющей признаки конфиденциальности. Для этих целей используются приборы, именуемые лазерными микрофонами. Разработчики и не связанные с разработчиками литературные источники приводят противоречивые данные о технических характеристиках таких приборов [1, 2, 3]. В статье исследуются потенциальные характеристики точности воспроизведения акустического речевого сигнала, перехватываемого с помощью лазерного микрофона. А также и характеристики защищенности параметрического технического канала утечки информации, возникающего при съеме акустической речевой информации посредством перехвата и демодуляции отраженного когерентного излучения оптического диапазона.

Выделение сообщения при перехвате речевого сигнала с использованием лазерного микрофона иллюстрируется схемой на рис. 1.

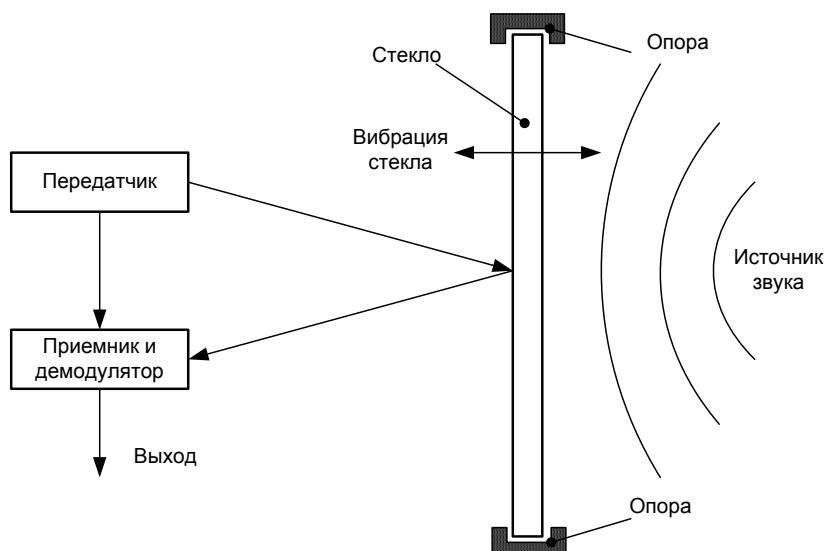


Рис.1. Схема перехвата и выделения речевого сообщения при помощи лазерного микрофона

Под действием силы звукового давления $p(x,y)$, действующей на стекло из внутреннего объема помещения, стекло совершает колебания $u(x,y,t)$ около положения равновесия $u=0$ рис. 2. В каждый момент времени сила $T(x,y,t)$ в точке (x,y) – это натяжение мембраны, направленное по касательной к деформированной поверхности стекла.

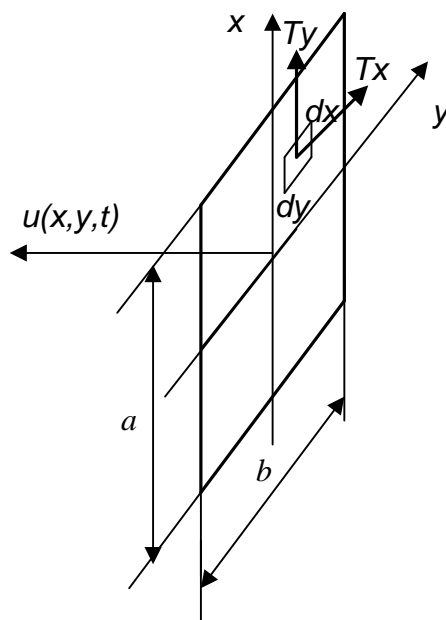


Рис.2. К расчету амплитуды вибраций мембраны

Жесткость стекла (натяжение мембраны) при изгибе или цилиндрической жесткостью называется [6]

$$T = \frac{Eh^3}{12(1-\sigma^2)}, \quad (1)$$

где E – модуль упругости стекла; σ – коэффициент Пуассона, равный отношению поперечного сжатия к продольному растяжению; h – толщина стекла.

Теоретически [6] $\sigma \in [-1; 0,5]$, но на практике в природе не известны материалы с отрицательными значениями $\sigma < 0$. Такие материалы испытывали бы увеличение поперечных размеров при продольном растяжении. Близкие к 0,5 значения коэффициента Пуассона (например, как у резины) соответствуют модулю сдвига, малому по сравнению с модулем сжатия.

Плотность внешней возмущающей силы $p(x,y)$ – это удельное звуковое давление. Если источник звука создает синусоидальную волну на частоте Ω , то

$$p(x,y,t) = \sqrt{2} p_0 \sin \Omega t = \text{const}(x,y); \quad P(t) = \iint_{u(x,y)} p(x,y,t) dx dy = ab \sqrt{2} p_0 \sin \Omega t, \quad (2)$$

где p_0 – эффективное значение звукового давления на поверхности ($u=0$).

На элемент $dx dy$ поверхности $u(x,y)$ действует векторная сумма двух сил.

Во-первых – силы, создаваемой деформированной мембраной (уже упомянутая выше жесткость стекла). Проекция силы $T(x,y,t)$ в направлении деформации (в направлении нормали к $u(x,y)$) будет, очевидно,

$$T_n dx dy = T(x,y,t) \sin \xi_x(x+\Delta x, y+\Delta y, t) - T(x,y,t) \sin \xi_y(x,y,t), \quad (3)$$

где ξ_x и ξ_y – углы, образованные вектором $T(x,y,t)$ с соответствующими координатными осями.

Преобразуя (3), можно получить

$$\begin{aligned} T_n &= \frac{T(x,y,t)}{dx dy} \left[\sin \xi_x(x+dx, y+dy, t) - \sin \xi_y(x,y,t) \right] = \\ &= \frac{T(x,y,t)}{dx dy} \left[\frac{\partial \sin \xi_x(x,y,t)}{\partial x} + \frac{\partial \sin \xi_y(x,y,t)}{\partial y} \right]. \end{aligned} \quad (4)$$

Но $\sin \xi_x(x,y,t) = \frac{\partial u(x,y,t)}{\partial x}$; $\sin \xi_y(x,y,t) = \frac{\partial u(x,y,t)}{\partial y}$, поэтому удельное значение силы $T(x,y,t)$,

отнесенной к элементу поверхности $dx dy$, будет

$$T_n(x,y,t) = T(x,y,t) \left[\frac{\partial^2 u(x,y,t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u(x,y,t)}{\partial y^2} \right] = \Delta u(x,y,t), \quad (5)$$

где $\Delta u(x,y,t)$ – оператор Лапласа.

Вектор этой силы $T_n(x,y,t)$ коллинеарен вектору силы звукового давления $P_n(x,y,t)$, поэтому их совместное действие сообщает элементу поверхности стекла ускорение

$$\rho h \frac{d^2 u(x,y,t)}{dt^2} = T(x,y,t) \left[\frac{\partial^2 u(x,y,t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u(x,y,t)}{\partial y^2} \right] - P(x,y,t) \quad (6)$$

где ρ – объемная, а ρh – поверхностная плотность стекла, вибрирующего под действием звуковой волны.

Используя в (6) соотношения (4) и (5) можно получить неоднородное дифференциальное уравнение в частных производных. Это уравнение гиперболического типа универсально для описания колебательных процессов на плоскости. Решением уравнения являются незатухающие пространственно-временные колебания мембраны $u(x,y,t)$. Граничные условия

$$u(x=-0,5a, y,t); u(x=0,5a, y); u(x,y=-0,5-); u(x,y=-0,5b) \quad (7)$$

определяются способом крепления стекла в раме. Целесообразно рассмотреть следующие модели закрепления стекла и, соответственно, системы начальных условий.

– Стекло закреплено абсолютно жестко (по крайней мере – в направлении, нормальном плоскости Oxy)

$$u_{\text{гр}}(x,y)=0. \quad (8)$$

– Края стекла свободны

$$u_{\text{гр}}(x,y)=\text{const}(x,y). \quad (9)$$

– Края стекла закреплены в эластичной опоре (резина, эластичная оконная замазка). При этом сила реакции опоры в соответствии с законом Гука пропорциональна величине относительной деформации

$$\frac{\Delta L(t)}{L} = \frac{1}{E_0} \frac{P(t)}{S}. \quad (10)$$

где $\frac{\Delta L_0}{L}$ – относительная деформация материала опоры; E_0 – модуль упругости материала опоры; S – площадь уплотнителя, на которую опирается стекло; $P(t)$ – сила звукового давления на стекло.

Решение краевой задачи для граничных условий (8) будет [5]

$$u(x,y,t) = \sum_{m,n=0}^{\infty} A_{mn} \left(\sin \Omega t - \frac{\Omega}{\omega_{mn}} \sin \omega_{mn} t \right) \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b}, \quad (11)$$

где

$$A_{mn} = \frac{4}{ab[(\omega_{mn}^2 - \Omega^2)]} \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} \frac{p\sqrt{2}}{\rho h} \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} dx dy \cong \frac{2,29}{mn} \frac{1}{(\omega_{mn}^2 - \Omega^2)} \frac{p}{\rho h} \quad (12)$$

амплитуды колебаний стекла, а

$$\omega_{mn} = \pi \sqrt{\frac{Eh^2}{\rho(1-\sigma^2)}} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2} \quad (13)$$

резонансные частоты пространственных гармоник колебаний стекла.

Для оконного и витринного стекла характерны следующие значения величин, входящих в (13) и (12) [6]:

$$\rho = 2,6 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3; \sigma = 0,2; E = 0,7 \cdot 10^{11} \text{ н/м}^2.$$

Учитывая эти значения на основании **Ошибка! Источник ссылки не найден.** можно установить, что частота первого $n=m=1$, самого интенсивного резонанса колебаний стекла составляют

$$f_{11} = 0,265 \cdot 10^4 h \sqrt{\left(\frac{1}{a}\right)^2 + \left(\frac{1}{b}\right)^2} \quad (14)$$

Для пятимиллиметрового стекла $h=5 \cdot 10^{-3}$ м размером 1 м × 1 м резонансная частота, согласно (14), составляет примерно 9,4 Гц, т.е. лежит ниже нижней частоты в спектре речи. Для стекол большего размера эта частота оказывается еще ниже. Поэтому соотношение (14) для амплитуды вынужденных колебаний центра стекла ($x=0$; $y=0$) при синусоидальном возбуждении можно упростить, и считать, что

$$A(f) \cong \frac{0,18p}{\Omega^2} = \frac{0,0046p}{F^2} \quad (15)$$

Как видно, амплитуда колебаний стекла убывает с квадратом частоты возбуждающего сигнала.

Для граничных условий вида (9) уравнение колебаний (6), очевидно, преобразуется к виду

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{p\sqrt{2}}{\rho h} \cos \Omega t. \quad (16)$$

Очевидное решение (16) следует искать в виде

$$u(t) = A \cos(\Omega t + \varphi), \quad (17)$$

где неопределенные коэффициенты A и φ находятся при подстановке (16) в (17). В результате такой подстановки можно определить:

$$A = \frac{p\sqrt{2}}{\Omega^2 \rho h} = 0,036 \frac{p}{F^2 \rho h} \quad (18)$$

или, при уже использованных выше параметрах стекла,

$$A = \frac{0,11p}{\Omega^2} = \frac{0,0028p}{F^2} \quad (19)$$

Сравнивая (15) и (19) можно установить, что первая гармоника колебаний закрепленного стекла имеют в $\frac{16}{\pi^2} \cong 1,62$ раза бóльшую, амплитуду. Стекло в эластичных опорах будет, очевидно, иметь колебания с некоторым средним значением амплитуды

$$\frac{0,0028p}{F^2} \leq A \leq \frac{0,0046p}{F^2} \quad (20)$$

Для дальнейших расчетов используется максимальное оценочное значение амплитуды колебаний стекла $A \cong \frac{0,0046p}{F^2}$.

В соответствии со схемой рис. 2 вибрации стекла с амплитудой колебания точки отражения лазерного луча A вызывают изменение задержки принимаемого сигнала с амплитудой

$$\tau = 2cA, \quad (21)$$

где c – скорость света в среде распространения прямого и отраженного луча (в воздухе).

Изменение задержки приводит к модуляции фазы принимаемого сигнала, отраженного стеклом. Индекс фазовой модуляции

$$\Delta\varphi_{\max} = \omega\tau \cos\gamma = 2kA \cos\gamma, \quad (22)$$

где ω – угловая частота лазерного излучения; $k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{c}$ – модуль волнового вектора (пространственная частота); λ – длина волны лазерного излучения; γ – угол падения, образованный вектором \mathbf{k} и нормалью к поверхности стекла.

Из (22) следует, что максимальному значению индекса модуляции отраженного стеклом сигнала и, соответственно, максимальному уровню информационной составляющей в спектре этого сигнала отвечает нормальное падение луча на стекло $\gamma=0$ и $\cos\gamma=1$. К тому же, при нормальном падении на входе приемника будет присутствовать зеркально отраженный луч. Уровень зеркально отраженного луча больше, чем диффузно рассеянного. И, кроме того, при $\gamma=0$ приемник системы перехвата можно совместить в пространстве с передатчиком. Дальнейшие расчеты выполняются именно для этого случая.

Таким образом, при возбуждении гармонических колебаний стекла, фаза отраженного сигнала модулируется по закону

$$\Delta\varphi(t) = \Delta\varphi_{\max} \cos \Omega t = 2kA \cos \Omega t = \frac{4\pi}{\lambda} \frac{0,16}{\Omega^2} = -\frac{2,26}{\lambda} p \int_0^t d\theta \left(\int_0^\theta \cos \Omega \vartheta d\vartheta \right) \quad (23)$$

интеграла от $\frac{2,26}{\lambda} p \int_0^t \cos \Omega \vartheta d\vartheta$. Это значит, что мгновенная частота отраженного стеклом и принятого лазерным микрофоном принимаемого сигнала меняется в соответствии с функцией

$$\Delta\omega(t) = -\frac{2,26}{\lambda} p \int_0^t \cos \Omega \vartheta d\vartheta \quad (24)$$

а производная от изменения частоты

$$\frac{d[\Delta\omega(t)]}{dt} = -\frac{2,26}{\lambda} p \cos \Omega t, \quad (25)$$

с точностью до несущественного знака "-" совпадает с формой акустического колебания. Сообщение на приемной стороне можно выделить частотным детектором с дифференцирующим фильтром на выходе.

Алгоритм обработки сигнала, отраженного стеклом и принимаемого фотоприемником лазерного микрофона, иллюстрируется схемой рис. 3.

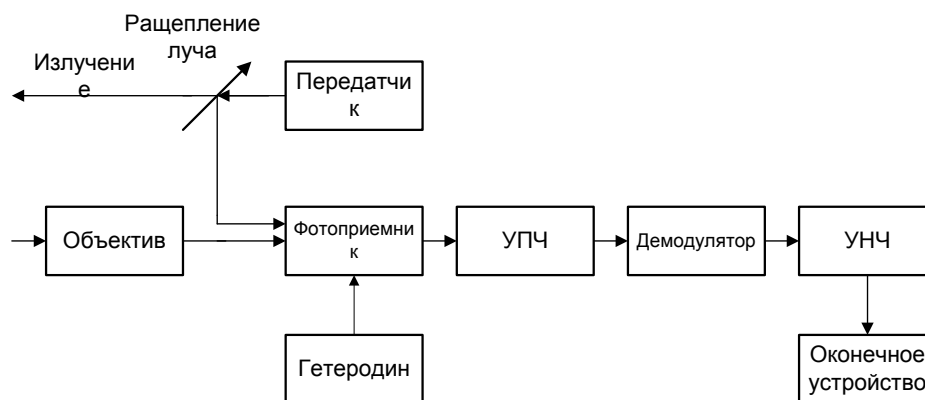


Рис. 3. Прием и обработка сигнала в лазерном микрофоне

На нелинейном элементе фотоприемника можно выделить биения разностной частоты $\Delta\omega(t)$, содержащие извлекаемую информацию и одновременно промодулировать колебанием этих биений колебание гетеродина на частоте $\omega_{\text{пр}}$. На этой промежуточной частоте осуществляется основное усиление принятого сигнала. Частотная демодуляция может осуществляться разными схемами. В частности, может быть применена схема следящего частотного демодулятора, при соответствующем выполнении которой на выходе можно

сразу получить сигнал, пропорциональный производной от изменения частоты. Дифференцирование можно осуществить и в усилителе низкой частоты после демодуляции.

Порог слышимости звука составляет $2 \cdot 10^{-5}$ н/м (0,2 мбар) на частоте 1 кГц для плоской волны. Нормальная громкость звука обычно оценивается величиной (30...90) дБ к порогу слышимости, что соответствует звуковому давлению порядка 0,02...2000 н/м. 20...30 н/м - это номинальное звуковое давление, обычно развиваемое громкоговорителем на расстоянии 1м. Это значит, что в соответствии с **Ошибка! Источник ссылки не найден.** амплитуда колебаний стекла в окрестности точки его геометрического центра составит на частоте 1 кГц и при нормальной громкости звука в помещении примерно (0,1... 0,14) мкм. На частоте ~400 Гц, которой соответствует максимальная чувствительность слухового аппарата человека, амплитуда колебаний составит соответственно (0,6...0,9) мкм.

В соответствии с соотношениями (13), (14) и (15) индекс угловой модуляции для частоты звуковых колебаний 1 кГц и длине волны лазерного излучения $\lambda \sim 1$ мкм (ближний ИК диапазон, лазер на неодимовом стекле) составит очень небольшую величину

$$\Delta\varphi_{\max} = 2kA = \frac{4\pi}{\lambda} \frac{0,18p}{\Omega^2} = (0,11...0,17). \quad (26)$$

При этом суммарная мощность информационных компонент в спектре лазерного сигнала, отраженного стеклом, будет составлять, примерно

$$P_{\text{инф}} \approx 2 \frac{\Delta\varphi^2}{2} P_c \cong (1...3) \cdot 10^{-2} P_c, \quad (27)$$

где P_c – мощность сигнала на поверхности фотоприемника.

Для увеличения полезной мощности сигнала выгодно использовать более коротковолновые лазеры.

Колебание на входе частотного детектора (сигнал в полосе УПЧ) можно представить в виде

$$x(t) = s(t) + n(t) = a \cos[\omega t + \varphi(t)] + n(t) = a \cos\{\omega t + \Phi[c(t) + n_{\text{ак}}(t)]\} + n_s(t), \quad (28)$$

где $n_{\text{ак}}(t)$ – акустический шум, прикладываемый к стеклу аддитивно с акустический сигналом $c(t)$ и вызывающий такие же вибрации стекла, как и сам сигнал $c(t)$; $n_s(t)$ – электронный шум, вызванный совместным действием квантовых шумов передатчика, тепловых шумов приемника и другими возможными причинами; этот шум приложен аддитивно к модулированному сигналу $s(t)$;

$$\Phi(\cdot) = d\varphi/dc = d\varphi/dp(t) \quad (29)$$

– крутизна модуляционной характеристики стекла, показывающая, как изменения звукового давления преобразуются в изменения фазы модулированного отраженного сигнала; из (17) и (29) :

$$\Phi(\cdot) = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{2,29}{\Omega^2} \frac{1}{\rho h} = \frac{0,36}{\lambda \rho h} \frac{1}{F^2}. \quad (30)$$

Преобразуя (28) можно получить

$$\begin{aligned} x(t) &= s(t) + n(t) = a \cos\{\omega t + \Phi[c(t) + n_{\text{ак}}(t)]\} + n_3(t) = \\ &= a\{\cos\omega t \cos[\Phi p(t)] + \sin\omega t \sin[\Phi p(t)]\} + n_3(t). \end{aligned} \quad (30)$$

Но, как было показано ранее (26), аргумент $\Phi p(t) \leq \Delta\Phi_{\text{max}} < 0,2$ малая величина, для которой $\cos[\Phi p(t)] \cong 1$, а $\sin[\Phi p(t)] \cong \Phi p(t)$, поэтому

$$\begin{aligned} x(t) &\cong a\{\cos\omega t + \Phi[c(t) + n_{\text{ак}}(t)]\sin\omega t\} + n_3(t) = \\ &= a\cos\omega t + a\Phi c(t)\sin\omega t + a\Phi n_{\text{ак}}(t)\sin\omega t + n_3(t) = s'(t) + n'(t). \end{aligned} \quad (32)$$

Т.е. модулированный принимаемый сигнала распадается на две компоненты: сигнальную

$$s'(t) = a\cos\omega t + a\Phi c(t)\sin\omega t \quad (33)$$

и шумовую

$$n'(t) = a\Phi n_{\text{ак}}(t)\sin\omega t + n_3(t). \quad (34)$$

Амплитуды шумовых составляющих вибрации стекла убывают с квадратом частоты. Следовательно, если акустический шум имеет равномерный спектр с плотностью во всей полосе частот, занятой сигналом, то спектр колебания $a\Phi n_{\text{ак}}(t)\sin\omega t$ будет спадать с четвертой степенью частоты

$$G_{\text{ак}}(f) = G_{0\text{ак}}(f) \frac{1}{f^4} \quad (35)$$

Спектр шума радиотракта (электронного шума) - равномерный в полосе УПЧ с плотностью $G_{03}(f)$. Учитывая сказанное, можно представить график спектральной плотности шума на входе частотного детектора в виде рис. 4.

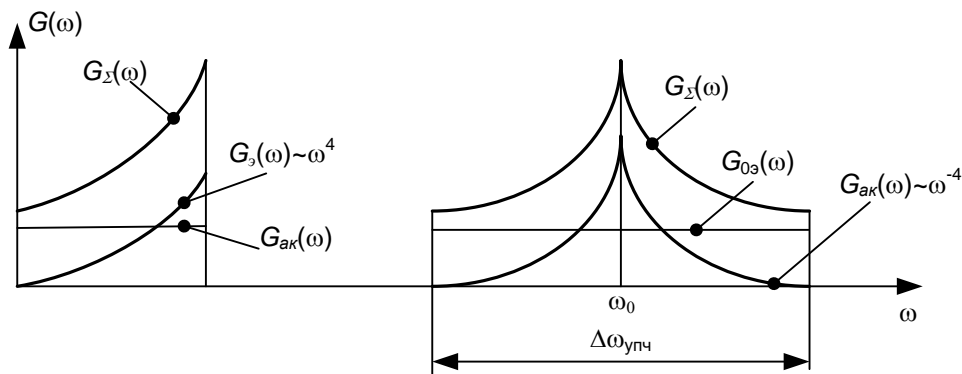


Рис. 3.6. Форма спектральной плотности шума на входе и на выходе частотного детектора

Преобразование шума в частотном детекторе таково, что мощность каждой спектральной компоненты увеличивается пропорционально квадрату смещения ее частоты относительно настройки ЧД. Поэтому

$$G_{\text{ВЫХ ЧД}} = k_{\text{ЧД}}(G_{0\text{ак}}f^{-2} + G_{0\text{э}}f^2) \quad (36)$$

На выходе упомянутого выше дифференцирующего фильтра, необходимого для правильного воспроизведения сигнала, спектр шума будет:

$$G_{\text{ВЫХ Ф}}(f) = k_{\text{Ф}}f^2 G_{\text{ВЫХ ЧД}}(f) = k_{\text{Ф}}k_{\text{ЧД}}(G_{0\text{ак}}(f) + G_{0\text{э}}(f)f^4) \quad (37).$$

Спектральная плотность шума экспериментально определяется в полосе 1 Гц, а не 1 рад/сек, как в (37). колебания стекла.

Мощность шума на выходе этого фильтра и всего приемника составит

$$P_{\text{ш}} = \int_{F_{\text{мин}}}^{F_{\text{макс}}} G(f) df = k_{\text{д}}k_{\text{тм}} \left[P_{\text{ак}} + \int_{F_{\text{мин}}}^{F_{\text{макс}}} G_{0\text{э}}(f) f^4 df \right]. \quad (38)$$

Входящая в (38) оценка мощности шума радиотракта при $F_{\text{мин}} \ll F_{\text{макс}} = 3,5 \text{ кГц}$

$$P_{\text{шэ}} = \int_{F_{\text{мин}}}^{F_{\text{макс}}} G_{0\text{э}}(f) f^4 df \approx 0,2 G_{0\text{э}} F_{\text{макс}}^5 = 1,05 \cdot G_{0\text{э}} \cdot 10^{17} \quad (39)$$

может быть оценена следующим образом.

Спектральная плотность шума радиотракта связывается с эквивалентной шумовой температурой входных цепей приемника формулой Найквиста

$$G_{0\text{э}} = kT_{\text{ш}}, \quad (40)$$

где $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Дж}}{\text{Град}}$ - постоянная Больцмана, а

$T_{\text{ш}}$ - эквивалентная шумовая температура входных цепей приемника.

Для портативной аппаратуры проблематично обеспечить глубокое охлаждение входных цепей, поэтому приходится считать $T_{\text{ш}} \sim 1000^\circ\text{К}$. При таких данных из (39) следует, что

$$P_{\text{шэ}} \approx 1,45 \cdot 10^{-3},$$

а полная мощность шума на входе оконечного устройства лазерного микрофона

$$P_{\text{ш}} \approx k_{\text{Ф}}k_{\text{ЧД}}(P_{\text{ак}} + 1,45 \cdot 10^{-3}) \text{ Вт}. \quad (41)$$

В процессе преобразования и выделения сигнала его тоже трансформируют трижды: при отражении от стекла, при частотном детектировании и при дифференцировании после детектора. Первое преобразование дает сигнал $c(t)$, модулирующий фазу отраженного лазерного излучения;

$$c(t) = \frac{p(t)}{\omega^2}. \quad (42)$$

Спектральная плотность этого сигнала

$$G(f) = \frac{G_p(f)}{f^4} \quad (43)$$

пропорциональна квадрату сигнала и, следовательно, обратно пропорциональна четвертой степени частоты.

При передаче через среду распространения и аппаратный тракт этот спектр не изменяется. Разумеется, это утверждение справедливо только в предположении об отсутствии флуктуаций коэффициента преломления воздуха на трассе распространения сигнала, а также о линейности и отсутствии быстрых флуктуаций фазовой характеристики приемно-усилительного тракта. Преобразование сигнала в УПЧ безинерционно. Но результат преобразования зависит от частоты входного сигнала. Вернее - от разности частот сигнала и настройки ЧД. Составляющая на несущей $a \cos \omega t$ может дать только постоянное напряжение на выходе ЧД, причем в случае точного соответствия частоты ω настройке частотного детектора, мощность этой постоянной составляющей оказывается равной 0.

Спектр модулирующей функции сигнала $G_c(f)$ (43) преобразуется частотным детектором к виду

$$G_{счд}(f) = G_c(f) f^2 = \frac{G_p(f)}{f^2}. \quad (44)$$

И, наконец, после преобразования в дифференцирующем фильтре спектр выходного сигнала будет совпадать (с точностью до коэффициентов, не зависящих ни от частоты, ни от сигнала) со спектром сообщения:

$$G_{свых}(f) = k_{ф} k_{чд} G_{счд}(f) = k_{ф} k_{чд} G_c(f). \quad (45)$$

Поэтому мощность выходного сигнала тоже с точностью до тех же коэффициентов будет равна мощности исходного сигнала, вызывающего вибрации стекла

$$P_{свых} = k_{ф} k_{чд} P_c(f). \quad (46)$$

Соотношения (41) и (46) позволяют вычислить оценку соотношения сигнал/шум на входе оконечного устройства приемника лазерного микрофона

$$q_{\text{вых}} = \frac{P_{\text{свых}}}{P_{\text{ак}} + P_{\text{шэ}}} = \frac{P_{\text{свых}}}{P_{\text{ак}} + 1,45 \cdot 10^{-3}}. \quad (47)$$

В практически важном случае малых шумов радиотракта по сравнению с уровнем акустического шума, когда $P_{\text{ак}}/P_{\text{шэ}} \ll 1$, **Ошибка! Источник ссылки не найден.** можно преобразовать к виду

$$q_{\text{вых}} \cong q_{\text{ак}} \left(1 - \frac{1,45 \cdot 10^{-3}}{P_{\text{ак}}} \right) \quad (48)$$

где $q_{\text{ак}} = \frac{P_{\text{с}}}{P_{\text{ак}}}$ – соотношение мощности речевого сигнала, возбуждающего вибрации стекла, к мощности акустического шума, причем суммарной мощности шума как внутри помещения, действующей вместе с мощностью сигнала, так и мощности внешних шумов, прикладываемых к стеклу с другой стороны.

Формулы (47) и (48) не удобны для практических расчетов, поскольку обычно задается и нормируется не мощность звука P и не звуковое давление p , а интенсивность I , связанная с мощностью и звуковым давлением соотношением (при нормальном падении звуковой волны на поверхность площадью S)

$$P = IS = p_{\text{эф}} VS, \quad (49)$$

где $p_{\text{эф}}$ – эффективное значение звукового давления, а V – скорость звука.

В соответствии с (49), соотношение мощностей сигнала и акустического шума будет равно отношению интенсивностей звука, а при логарифмической мере интенсивности

$$q_{\text{ак}} = \frac{P_{\text{с}}}{P_{\text{ак}}} = 10^{0,1(I_{\text{с}} - I_{\text{ш}})} \quad (50)$$

где $I_{\text{с}}$ и $I_{\text{ш}}$ – интенсивности сигнала и шума соответственно, измеренные в децибелах к порогу слышимости.

Мощность акустического шума, выраженная через его интенсивность, составит

$$P_{\text{ак}} = SI_0 10^{0,1I_{\text{ш}}} = Sp_{\text{порог}} V 10^{0,1I_{\text{ш}}} \cong 6,6 \cdot 10^{-3} S 10^{0,1I_{\text{ш}}}, \quad (51)$$

где $p_{\text{порог}}$ – звуковое давление, соответствующее порогу слышимости; $p_{\text{порог}} = 2 \cdot 10^{-5}$ н/м²; S – площадь стекла, на которую воздействуют колебания акустического шума; $I_{\text{ш}}$ – интенсивность акустического шума в дБ.

Таким образом, используя (40), (41) и (51) соотношение для выходного соотношения сигнал/шум лазерного микрофона преобразуется к виду

$$q_{\text{вых}} \cong 10^{0,1(I_{\text{с}} - I_{\text{ш}})} \left(1 - \frac{kT^{\circ} F_{\text{max}}^5}{p_{\text{порог}} SV \cdot 10^{0,1I_{\text{ш}}}} \right) = 10^{0,1(I_{\text{с}} - I_{\text{ш}})} \left(1 - \frac{0,22}{S \cdot 10^{0,1I_{\text{ш}}}} \right) \quad (52)$$

где I_c и $I_{ш}$ – интенсивность сигнала и акустического шума в децибелах; S – площадь поверхности стекла, отражающего лазерный луч и вибрирующего под действием акустических колебаний, m^2 ; T° – эквивалентная шумовая температура входных цепей фотоприемника лазерного микрофона, градусы Кельвина (ориентировочно принято $T^\circ \sim 1000^\circ K$, $V \cong 330 m/c$ – скорость звука).

Сравнивая результат с уровнем, пороговым для восприятия акустического сигнала [4], можно оценить принципиальную возможность перехвата и, соответственно, степень информационной защищенности выделенного для конфиденциальных переговоров помещения.

Характерно, что в итоговых оценках (47), (48) и (52) не учтено затухание сигнала на трассе распространения от лазерного микрофона до объекта разведки. Учет затухания (небольшого в прозрачной атмосфере) не улучшит итоговую потенциальную оценку доступности акустического сигнала для средства перехвата.

Библиографический список

1. Хорев А.А. Способы и средства защиты информации. – М.: МО РФ, 2000.
2. [www/razvedka.ru](http://www.razvedka.ru)
3. Багаев А.С., Васильева И.Е., Герасименко В.Г., Катков Б.Г. Сравнительная оценка снижения амплитуды колебаний оконных стекол при использовании различных способов их закрепления // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. – 2003. №2.
4. Герасименко В.Г., Лаврухин Ю.Н., Тупота В.И., Методы защиты акустической речевой информации от утечки по техническим каналам. – М.: РЦИБ "Факел", 2008.
5. Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Теоретическая физика. Том VII. Теория упругости. М. "Наука". 1965г.
6. Таблицы физических величин. Справочник, Под ред. акад. И.К.Кикоина. М.: Атомиздат, 1976.

Сведения об авторах:

Куприянов Александр Ильич, профессор Московского авиационного института (национального исследовательского университета), д.т.н., тел.: 8 910 469 09 55,
e-mail: aik@mai.ru

Шевцов Владимир Вячеславович, аспирант Московского авиационного института (национального исследовательского университета), тел.: 499 158 49 33