

# ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОЦЕНКИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ЭФФЕКТА СДВИГА СПЕКТРА МОЩНОСТИ СИГНАЛА КВАРЦЕВОГО ГЕНЕРАТОРА В ОКРЕСТНОСТИ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ПРОЦЕССОВ

С.С. Кокарев

*НИИ Гиперкомплексных систем в геометрии и физике, Фрязино, Россия  
Российский научно-образовательный центр “Логос”, Ярославль, Россия*

logos-center@mail.ru

Статья представляет упрощенные оценки экспериментально обнаруженного эффекта сдвига параметров спектра мощности кварцевого генератора, работающего вблизи нестационарного физического процесса (механического удара). Разработана общая методика расчета и анализа сдвигов параметров спектра мощности гауссовой формы. На основе упрощенных физических моделей удара и кварцевого генератора произведены оценки эффекта посредством акустического, электромагнитного и гравитационного механизмов влияния удара на кварцевую пластинку. Показано, что ни один из рассмотренных механизмов не может обеспечить наблюдаемый порядок относительного сдвига параметров ( $10^{-3} - 10^{-4}$ ).

**Ключевые слова:** кварцевый генератор, спектр мощности, параметр затухания, электромагнитный импульс, акустический импульс.

## 1 Введение

Физика нестационарных процессов представляет собой особую область исследований, идеи и методы которой объединяются в общее сквозное направление, проходящее практически через все разделы физики. Специфическими особенностями нестационарных процессов является неравновесность, относительно малые времена их протекания, сложный ступенчатый характер их механизмов и, как правило, экстремальный характер условий, сопровождающих эти процессы. Обычно нестационарные процессы принято рассматривать как переходные между стационарными процессами или даже статическими состояниями равновесия физических систем. При этом переходные процессы обладают характерными временами релаксации, которые, как правило, по обычным меркам лабораторных экспериментов малы. По этой причине, а также ввиду чисто технических трудностей детектирования быстроменяющихся и сильнолокализованных характеристик нестационарных процессов, их исследование остается “в тени” более детальных и обширных исследований стационарных или равновесных состояний соответствующих физических систем. Между тем, имеются довольно веские основания ожидать, что именно нестационарные процессы могут послужить основой для обнаружения новых, еще неизвестных закономерностей как прикладного так и фундаментального значения [1–3].

1. Идея о связи стрелы времени и второго начала термодинамики не нова и высказывалась разными авторами в различных контекстах [4–6]. В рамках такого подхода нестационарные процессы представляют собой естественный инструмент для изучения природы физического времени.
2. Практически каждый раздел физики содержит свою характерную систему уравнений, которая имеет статический предел. Именно этот предел (стационарные потенциальные силовые поля, электро и магнитостатика, статические задачи теории упругости, равновесная термодинамика и статфизика и т.д.) в силу упомянутых выше причин является наиболее изученным, в то время как их нестационарные обобщения имеют существенно

более бедные экспериментальные основания. В связи с этим, исследования в области нестационарных процессов необходимы для расширения экспериментального базиса уже устоявшихся физических теорий.

3. Нестационарные процессы часто связаны с интересными и относительно малоисследованными явлениями, иллюстрирующими глубокие математические идеи, лежащие в основе описания физической реальности на современном уровне ее понимания (неустойчивости и катастрофы, топологическая перестройка, хаос и аттракторы, сложные системы, самоорганизация, цепочки обратных связей и т.д.).
4. Нестационарные процессы часто связаны с импульсным (взрывообразным) выделением или поглощением различных видов энергии. С прикладной точки зрения задачей первостепенной важности является управление временами релаксации подобных процессов (проблема управляемого термоядерного синтеза).
5. Ввиду существования фундаментальной и неустранимой нестационарности — глобального расширения вселенной в космологических масштабах, правомерно рассмотреть ситуацию, когда нестационарность является ключевым фундаментальным свойством вселенной, а стационарность и равновесие нужно рассматривать лишь как некоторое приближение к этой ситуации (на сегодняшний день пока еще доминирует противоположная точка зрения). В таком контексте, нестационарные процессы могут послужить ключом к новой физике с новыми уравнениями и фундаментальными константами, связанными с нестационарностью.

Настоящая статья посвящена теоретическим оценкам экспериментально обнаруженного эффекта деформации спектральной функции кварцевого генератора под действием механического нестационарного процесса — падения и удара стальной болванки [14]. Эксперимент проводился в рамках проекта “Экспериментальное исследование анизотропии пространства-времени, ориентированное на практические приложения”, инициированного научно исследовательским институтом гиперкомплексных систем в геометрии и физике и группой частных инвесторов.

Суть эксперимента заключалась в следующем. С помощью специально оборудованной вышки высотой 12 м, тяжелый груз поднимается на заданную высоту, затем автоматически освобождается и скользит вниз вдоль стальных салазок, ударяясь о стальную накопальню, расположенную на бетонном полу специального колодца. На небольшом расстоянии от колодца находится шахта с измерительной аппаратурой, основными регистрирующими элементами которой являются высокостабильные кварцевые генераторы с двойным термостатированием ГК-216-ТС, которые в штатном режиме работы выдают синусоидальный сигнал с относительной вариацией частоты  $10^{-10}$ – $10^{-11}$  на промежутке времени измерения (2-4 часа). Для минимизации влияния систематических изменений окружающей среды и усреднения действия случайных факторов в эксперименте производилась многократная последовательная запись сигнала генератора на протяжении удара и без удара (контрольная запись, пара измерений “запись удара — контроль” занимает примерно 5 минут). Далее, с помощью компьютерной программы производилось усреднение записей удара и контрольных записей по отдельности, вычислялись спектры мощности сигнала удара и контрольного сигнала и результаты вычитались. Один из результатов измерений и обработки приведены на рис. 1-2.

Теоретические соображения, послужившие мотивацией для проведения описываемого эксперимента, связаны с разработкой поличисловой теории поля и ее следствий [7–10]. Идеи поличисловой аналитичности, лежащие в основе этой теории и представляющие собой поличисловой аналог хорошо известной комплексной аналитичности, приводят к интересной схеме объединения взаимодействий, вбирающей в себя некоторые черты теории

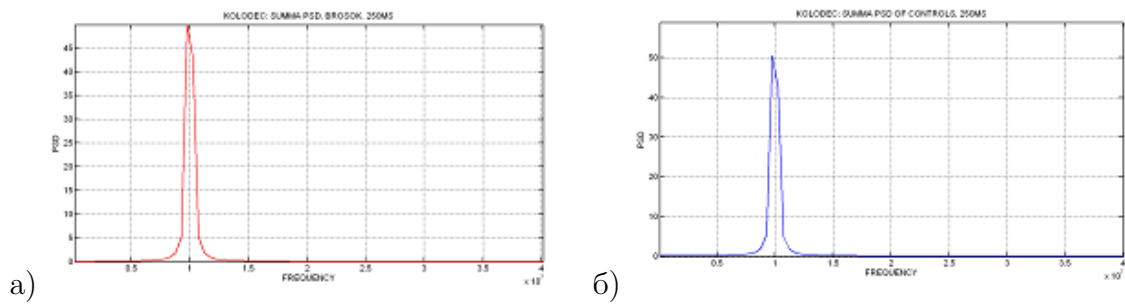


Рис. 1: Суммарные спектры мощности для измерений в колодце: а) измерения в момент удара, б) контрольные измерения.

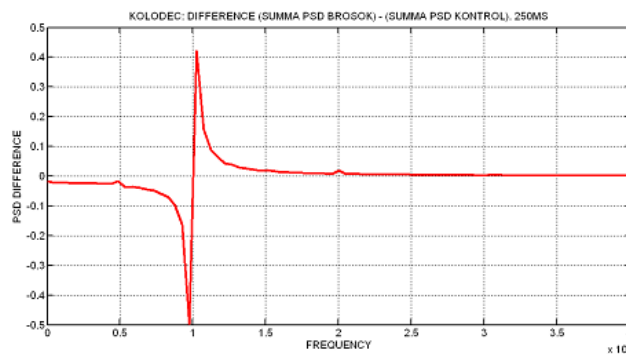


Рис. 2: Разность суммарных спектров (рис. 1) для измерений в колодце.

комплексного потенциала, единой нелинейной теории поля Ми, геометрических моделей типа теории Калуцы-Клейна и ряда других. Одним из общих эффектов гиперболического поля, является деформация пространственно-временных масштабов в области пространства-времени, в которой оно присутствует. Далее мы покажем, что разностный спектр мощности можно интерпретировать как результат небольшого сдвига параметров спектра мощности кварцевого генератора по действием удара. В частности, сдвиг основной частоты кварцевого генератора представляет собой величину порядка  $0.01\text{МГц.}$ , т.е. относительный сдвиг частоты  $\Delta = \Delta\omega/\omega_0$  составляет величину порядка  $10^{-3}$ . В принципиальном отношении такого рода сдвиги могут быть обусловлены действием гипотетического гиперболического поля. Однако, прежде, чем детально исследовать эту гипотезу, мы, очевидно, должны проанализировать другие потенциальные механизмы таких сдвигов, основанные на действии хорошо известных факторов (акустических, электромагнитных, гравитационных).

Целью настоящей статьи является оценки влияния акустических колебаний (раздел 3), электромагнитного импульса (раздел 4), гравитационного излучения (раздел 5) на спектр мощности кварцевого генератора.

## 2 Упрощенная рабочая модель колебаний кварцевого генератора

Будем рассматривать кварцевый генератор как колебательную систему, которая в отсутствии возмущений характеризуется спектром мощности вида

$$G(I, \sigma, \omega_0, \omega) = |U_\omega|^2 = I e^{-(\omega - \omega_0)^2 / \sigma^2}, \quad (1)$$

где параметры  $\omega_0$ ,  $\sigma$  и  $I$  имеют смысл резонансной частоты колебаний, ширины спектральной кривой, и максимума спектра соответственно. Величина  $U_\omega$  является фурье-образом

величины  $U(t)$  выходного напряжения генератора. Эта величина связана через коэффициент усиления  $K$

$$U = KV \quad (2)$$

с напряжением  $V(t)$  на электродах кварцевой пластинки, которая включена в цепь обратной связи и работает на резонансной частоте посредством механизма пьезоэффекта.

## 2.1 Приведение спектра вынужденных колебаний

Для построения адекватной физической модели колебаний, учитывающей их вынужденный характер, рассмотрим пластинку, как простую колебательную систему с вынуждающей силой, которая описывается уравнением:

$$\ddot{x} + 2\sigma\dot{x} + \omega_0^2 x = \Phi_0 e^{i\omega_0 t}, \quad (3)$$

где величина  $\Phi_0$  имеет смысл амплитуды колебаний напряжения, подводимого к электродам кварцевой пластинки, отнесенной к ее эффективной индуктивности:  $\Phi_0 = V_0/L$ , а величина  $x(t)$  — заряд на обкладках кварцевой пластинки. Вычисляя фурье-образы левой и правой частей уравнения (3), находим:

$$x_\omega = \frac{\Phi_0 \delta(\omega - \omega_0)}{-\omega^2 + 2i\sigma\omega + \omega_0^2}. \quad (4)$$

На самом деле, напряжение на обкладках кварцевой пластины не является чисто монохроматическим, и, в силу того, что кварцевая пластинка является основным элементом автогенератора с цепью обратной связи, спектр мощности подаваемого напряжения является размытым в окрестности частоты  $\omega_0$  практически с тем же значением  $\sigma$ . Следовательно, мы должны заменить в (4) дельта-функцию на функцию:

$$G(1/\sqrt{\pi}\sigma, \sigma, \omega_0, \omega) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\sigma} e^{-(\omega - \omega_0)^2/\sigma^2}, \quad (5)$$

учитывающую размытость колебаний напряжения, которая в пределе при  $\sigma \rightarrow 0$  перейдет в дельта-функцию  $\delta(\omega - \omega_0)$ . После такой замены спектр вынужденных колебаний примет вид:

$$x_\omega = \frac{\Phi_0}{\sqrt{\pi}\sigma} \frac{e^{-(\omega - \omega_0)^2/\sigma^2}}{(\omega_0^2 - \omega^2 + 2i\sigma\omega)}, \quad (6)$$

спектр напряжения

$$V_\omega = L(\omega_0^2 - \omega^2 + 2i\sigma\omega)x_\omega = \frac{V_0}{\sqrt{\pi}\sigma} e^{-(\omega - \omega_0)^2/\sigma^2}, \quad (7)$$

а спектр мощности выходного напряжения:

$$|U_\omega|^2 = \frac{K^2 V_0^2}{\pi\sigma^2} e^{-2(\omega - \omega_0)^2/\sigma^2}. \quad (8)$$

Сравнивая (8) и (1), приходим к связи теоретических (затравочных) параметров кварцевой пластинки с наблюдаемыми характеристиками спектра (которые мы будем обозначать чертой):

$$\begin{aligned} \omega_0 &= \bar{\omega}_0; \\ \sigma &= \sqrt{2}\bar{\sigma}; \\ \bar{I} &= \frac{K^2 V_0^2}{\pi\sigma^2} = \frac{K^2 V_0^2}{2\pi\bar{\sigma}^2}. \end{aligned} \quad (9)$$

Формулы (9) необходимы для сравнения теоретических расчетов с экспериментальными зависимостями и будут использоваться в дальнейшем при оценках.

## 2.2 Описание возмущений

Внешнее воздействие на генератор будем описывать с помощью эффективного уравнения колебаний осциллятора с трением:

$$\delta\ddot{x} + 2\sigma\delta\dot{x} + \omega_0^2\delta x = \frac{f(t)}{L}, \quad (10)$$

где  $\delta x$  — величина возмущения колебаний,  $f(t)$  — ограниченный во времени источник воздействия. Если, как уже было отмечено ранее, интерпретировать величину  $x$  как заряд на обкладках кварца, то величина  $f(t)$  будет иметь смысл возмущающего напряжения на обкладках кварца ( $L$  — индуктивность кварцевой пластинки). Переходя в (10) к фурье-компонентам, получим:

$$(-\omega^2 + 2i\sigma\omega + \omega_0^2)\delta x_\omega = \frac{f_\omega}{L}, \quad (11)$$

где

$$f_\omega = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} f(t)e^{-i\omega t} dt.$$

Отсюда полный спектр мощности выходного сигнала

$$G' = K^2 |V_\omega + f_\omega|^2 \approx G + K^2 (V_\omega \delta f_\omega^* + V_\omega^* \delta f_\omega). \quad (12)$$

Разностный спектр мощности выходного сигнала будет даваться формулой:

$$\Delta G = G' - G = K (U_\omega \delta f_\omega^* + U_\omega^* \delta f_\omega). \quad (13)$$

С учетом зависимости (8), приходим после некоторых простых к окончательной общей форме разностного спектра:

$$\Delta G = 2K \sqrt{I} e^{-(\omega - \omega_0)^2 / 2\sigma^2} \operatorname{Re} f_\omega. \quad (14)$$

В дальнейшем формула (14) будет использоваться для оценок в конкретных моделях возмущений.

## 2.3 Слабая деформация простых резонансных кривых

Прежде, чем приступить к конкретным оценкам, разовьем общий подход к исследованию слабых деформаций зависимостей вида:

$$G(I, \omega_0, \sigma, \omega) = I e^{-(\omega - \omega_0)^2 / \sigma^2} = I \mathcal{G}(a, \xi). \quad (15)$$

В (15) мы также для удобства выделили безразмерную функцию

$$\begin{aligned} \mathcal{G}(a, \xi) &\equiv e^{-\xi^2 / a^2}, \\ \xi &= \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0}, \\ a &= \frac{\sigma}{\omega_0}. \end{aligned} \quad (16)$$

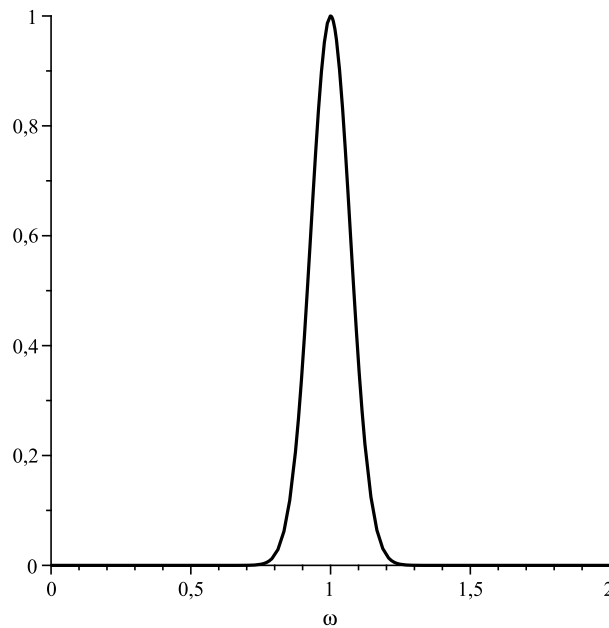


Рис. 3: Характерный вид зависимости (15),  $I = 1$ ,  $\sigma = 0.1$ ,  $\omega_0 = 1$ .

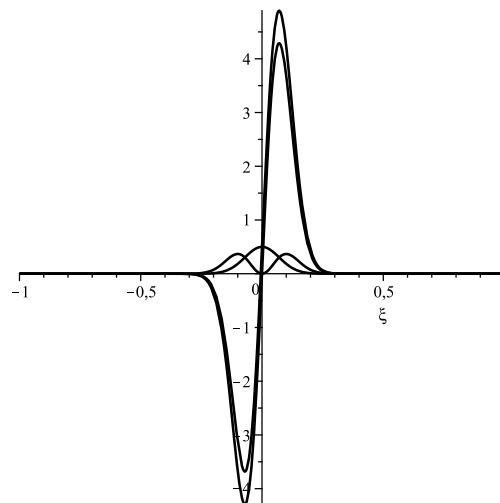


Рис. 4: Возможные характерные виды зависимости (17). Для всех трех зависимостей  $I = 1$ ,  $\sigma = 0.1$ ,  $\omega_0 = 1$ . Для симметричного одногорбого графика  $\Delta_I = 0.5$ ,  $\Delta_\omega = \Delta_\sigma = 0$ , для симметричного двугорбого  $\Delta_I = \Delta_\omega = 0$ ,  $\Delta_\sigma = 0.5$ , для антисимметричного с амплитудой колебания около 4.3  $\Delta_\omega = 0.5$ ,  $\Delta_I = \Delta_\sigma = 0$ , и наконец для асимметричного  $\Delta_I = \Delta_\sigma = \Delta_\omega = 0.5$ .

Характерная зависимость вида (15) показана на рис. 3.

Пусть теперь мы имеем зависимость вида (15) с близкими параметрами  $I' = I + \delta I$ ,  $\omega'_0 = \omega_0 + \delta\omega_0$ ,  $\sigma' = \sigma + \delta\sigma'$ . Тогда разность  $G(I', \omega'_0, \sigma', \omega) - G(I, \omega_0, \sigma, \omega)$  можно представить в виде:

$$\Delta G(\xi) = I\mathcal{G}(a, \xi) \left( \Delta_I + \frac{2\xi}{a^2} (\Delta_\omega + \xi\Delta_\sigma) \right), \quad (17)$$

где

$$\Delta_I = \frac{\delta I}{I}; \quad \Delta_\omega = \frac{\delta\omega_0}{\omega_0}; \quad \Delta_\sigma = \frac{\delta\sigma}{\sigma} \quad (18)$$

— относительные изменения параметров зависимости (15). Характерные виды разностной зависимости (17) представлены на рис. 4.

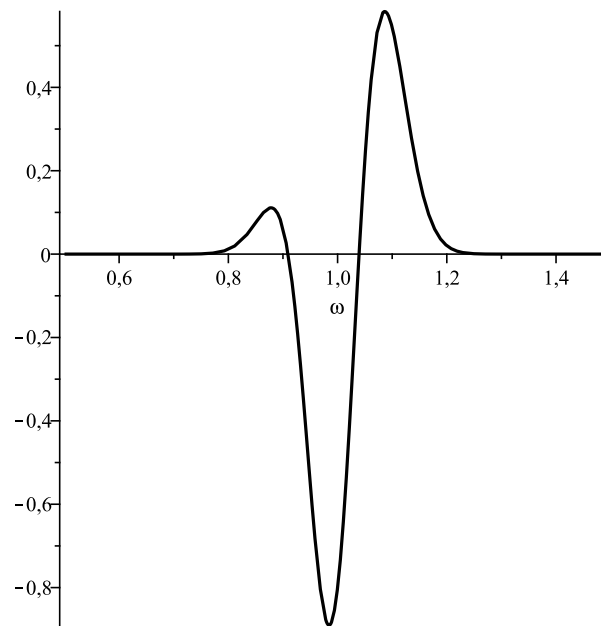


Рис. 5: Зависимость (17) при значениях параметров, взятых из (21).

Приведенные графики иллюстрируют тот факт, что разностный спектр (17) в общем случае асимметричен (не симметричен и не антисимметричен) относительно точки  $\xi = 0$   $\omega = \omega_0$ . В случае  $\Delta_\omega = 0$ , разностная кривая будет симметрична, а в случае  $\Delta_I = \Delta_\sigma = 0$  — антисимметрична. При этом, возмущения параметров оказываются связанными с особенностями формы кривой, в частности, положением максимумов и минимумов. Простой анализ обнаруживает неудобство количественного анализа возмущений по координатам максимумов и минимумов, поскольку вычисления по этим координатам приводят к кубическим уравнениям. Существенно быстрее и проще возмущения  $\Delta_I, \Delta_\omega, \Delta_\sigma$  можно вычислить, исследуя поведение функции  $\Delta G$  в нуле и его окрестности. В качестве интерпретационных приемов следующие формулы, вытекающие из (17):

$$\begin{aligned}\Delta_I &= \frac{\Delta G(0)}{I}; \\ \Delta_\omega &= \frac{a^2 \Delta G'(0)}{2I}; \\ \Delta_\sigma &= \frac{e \Delta G(a) - \Delta G(0) - a \Delta G'(0)}{2I}.\end{aligned}\tag{19}$$

Здесь штрих означает дифференцирование по безразмерной переменной  $\xi$ . Эти формулы мы и будем использовать далее при интерпретации экспериментальных разностных спектров в терминах вариаций параметров интенсивности, основной частоты и ширины исходной спектральной кривой. В качестве примера проинтерпретируем в терминах деформаций  $\Delta_I, \Delta_\sigma, \Delta_\omega$  экспериментальный спектр, приведенный на рис. 2. Согласно паспортным данным  $\omega_0 = 10^7$  Гц, а согласно графикам (1) спектра мощности  $\bar{I} \approx 50$  В<sup>2</sup>/Гц<sup>2</sup>,  $\bar{\sigma} \approx 0.8 \cdot 10^6$  Гц, стало быть  $a \sim 0.08$ . Непосредственно из графика (2) разностного спектра мощности находим:

$$\begin{aligned}\Delta G(0) &\approx -0.08 \text{ В}^2/\text{Гц}^2; \\ \Delta G'(0) &\approx 11.5 \text{ В}^2/\text{Гц}^2; \\ \Delta G(a) &\approx G(0) + a G'(0) \approx 0.84 \text{ В}^2/\text{Гц}^2.\end{aligned}\tag{20}$$

Подставляя эти данные в интерпретационные формулы (19), находим:

$$\begin{aligned}\Delta_I &\approx -1.6 \cdot 10^{-3}; \\ \Delta_\omega &\approx 7.4 \cdot 10^{-4} \\ \Delta_\sigma &\approx 1.4 \cdot 10^{-2}.\end{aligned}\tag{21}$$

На рис. 5 представлена теоретическая разностная зависимость (17) с параметрами (21).

### 3 Оценка влияния акустических колебаний

Основным фактором, потенциально способным повлиять на работу кварцевого генератора, следует считать акустические волны, которые генерирует удар болванки о наковальню. Рассмотрим модель, в которой акустический импульс, генерируемый ударом, описывается сигналом вида:

$$X(t) = X_0 e^{-\Sigma t} e^{i\Omega t}\tag{22}$$

где  $\Omega$  — основная частота акустических колебаний,  $\Sigma$  — параметр их затухания, и соответствующим спектром:

$$X_\omega = \frac{iX_0}{2\pi(\Omega - \omega + i\Sigma)},\tag{23}$$

Величина  $X_0$  имеет смысл амплитуды колебаний поверхности в окрестности удара. Колебания почвы с амплитудой  $X_0$  и частотой  $\Omega$  индуцируют переменное поле инерции, амплитуда которого имеет порядок величины  $\Omega^2 X_0$ . Это поле создает осциллирующее во времени поле напряжений внутри кварцевой пластинки с амплитудой  $\delta\mathcal{T} \sim \mu\Omega^2 X_0/S \sim k\rho\ell\Omega^2 X_0$ , где  $\mu = k\rho\ell S$  — присоединенная масса пластинки (она меньше реальной массы из-за демпфирующих устройств, понижающих эффект тряски),  $k$  — коэффициент демпфирования,  $\ell$  — толщина пластинки,  $S$  — площадь ее поперечного сечения. Эти напряжения создают добавочные (по отношению к номинальным) переменные поля деформаций с амплитудой  $\delta u \sim \delta\mathcal{T}/E \sim k\rho\ell\Omega^2 X_0/E$ , где  $E$  — модуль Юнга кварца. Добавочные деформации индуцируют добавочное возмущающее напряжение на пластинах кварца, амплитуду которого можно оценить по формуле:

$$\delta V_0 \sim \frac{\delta u}{d} \ell \sim \frac{k\rho\ell^2\Omega^2 X_0}{Ed} \sim \frac{k\ell^2\Omega^2 X_0}{dc_{\text{кв}}^2},\tag{24}$$

где  $d$  — пьезомодуль кварца,  $c_{\text{кв}}^2 = E/\rho$  — квадрат скорости звука в кварце. Таким образом, комбинируя (23) и (24), приходим к формуле:

$$f_\omega = \frac{ik\ell^2\Omega^2 X_0}{2\pi dc_{\text{кв}}^2(\Omega - \omega + i\Sigma)} = \frac{i\delta V_0}{2\pi(\Omega - \omega + i\Sigma)}.\tag{25}$$

Вычисляя вещественную часть величины  $f_\omega$ , находим:

$$\text{Re } f_\omega = \frac{\delta V_0}{2\pi\omega_0} \frac{\alpha}{(\xi + \xi_0)^2 + \alpha^2},\tag{26}$$

где  $\xi_0 = (\omega_0 - \Omega)/\omega_0$ ,  $\alpha = \Sigma/\omega_0$ . Подставляя это выражение в общую формулу (14), получим для акустического разностного спектра мощности следующую формулу с учетом (9):

$$\Delta G_{\text{ак}}(\xi) = \frac{\alpha K \delta V_0 \sqrt{I}}{\pi\omega_0} \mathcal{G}_{\text{ак}}(a, \alpha, \xi_0, \xi),\tag{27}$$



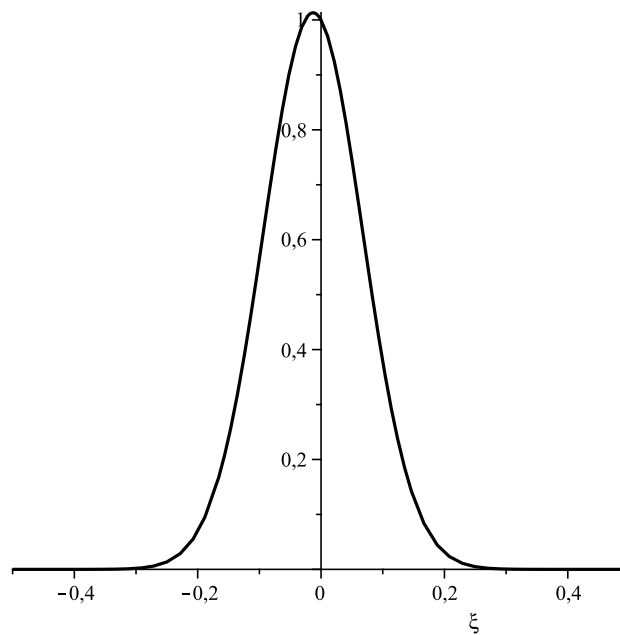


Рис. 6: Безразмерная спектральная функция (28) при значениях параметров, взятых из (29).

где мы ввели безразмерную разностную спектральную функцию акустического возмущения:

$$\mathcal{G}_{\text{ак}}(\bar{a}, \alpha, \xi_0, \xi) \equiv \frac{e^{-\xi^2/2\bar{a}^2}}{(\xi + \xi_0)^2 + \alpha^2}, \quad (28)$$

и  $\bar{a} = \bar{\sigma}/\omega_0$ .

Теперь мы можем перейти к конкретным количественным оценкам. Качественно анализируя записи акустического сигнала, можно заметить, что в нем выделяется более-менее явно низкочастотная составляющая порядка килогерца и ее ультразвуковое заполнение в разы меньшей амплитуды. При этом длительность звукового импульса составляет величину порядка 10 мс. Отсюда получаем рабочие оценки для частотных акустических параметров зависимости (27):

$$\xi_0 \approx 1, \quad \alpha \approx 10^{-5}. \quad (29)$$

Теперь мы можем построить приблизительный график безразмерной спектральной функции (28) — он представлен на рис. 6.

Приведенный график качественно отличается от экспериментального, и свидетельствует о доминировании сдвига амплитуды спектра по сравнению со сдвигами других параметров.

Для оценки амплитуды спектра примем следующие справочные [11] и оценочные данные для параметров, входящих в  $\delta V_0$ :

$$\begin{aligned} k &\sim 0.1; \\ \ell &\sim 10^{-3} \text{ м}; \\ \Omega &\sim 10^3 \text{ Гц}; \\ X_0 &\sim 10^{-3} \text{ м}; \\ d &\sim 10^{-10} \frac{\text{Кл}}{\text{Н}}. \end{aligned} \quad (30)$$

Исходя из этих оценок получаем для коэффициента перед безразмерной спектральной функцией в (27) величину порядка  $10^{-10} \text{ В}^2/\Gamma_{\text{ц}}^2$ .

Вычисляя теперь по (27) значения  $\Delta G_{\text{ак}}(0)$ ,  $\Delta G'_{\text{ак}}(0)$  и  $\Delta G_{\text{ак}}(a)$ :

$$\begin{aligned}\Delta G_{\text{ак}}(0) &\approx 10^{-10} \text{ В}^2/\Gamma_{\text{ц}}^2, \\ \Delta G'_{\text{ак}}(0) &\approx -2 \cdot 10^{-10} \text{ В}^2/\Gamma_{\text{ц}}^2, \\ \Delta G_{\text{ак}}(a) &\approx 5 \cdot 10^{-11} \text{ В}^2/\Gamma_{\text{ц}}^2,\end{aligned}\tag{31}$$

и подставляя полученные значения в формулы (19), получим для акустических относительных сдвигов следующие значения:

$$\begin{aligned}\Delta_I^{\text{ак}} &\sim 2 \cdot 10^{-12}; \\ \Delta_{\omega}^{\text{ак}} &\sim -1.3 \cdot 10^{-14}; \\ \Delta_{\sigma}^{\text{ак}} &\sim 6 \cdot 10^{-13}.\end{aligned}\tag{32}$$

Эти оценки отличаются примерно на 10 порядков от экспериментальных значений (21). Мы приходим к заключению о том, что *ни вид разностного спектра акустических возмущений, ни тем более порядок величины амплитуды возмущения не соответствуют наблюдаемой в эксперименте картине.*

#### 4 Оценка электромагнитного влияния удара

Выведем теперь оценочные формулы для электромагнитного влияния удара болванки на работу кварцевого генератора. Несмотря на экранирование установки, электромагнитный импульс обладает проникающей способностью и, как мы увидим ниже, в принципе может влиять на работу кварцевого генератора, меняя его спектральную функцию.

Сначала опишем суть происходящих процессов качественно. В процессе удара стальной болванки об основание, в местах контакта болванки с основанием возникают значительные по величине и сильно нестационарные напряжения, вызывающие сильную деформацию кристаллической решетки и сдвиг ее электронной и ионной компонент относительно друг друга. Возникновение и исчезновение такого поляритонного состояния сопровождается излучением электромагнитного импульса. Его некогерентный характер приводит к равенству  $\langle \vec{E} \rangle = 0$ , однако этот импульс переносит в любой элемент телесного угла импульс и энергию. Часть этого импульса и энергии проходит сквозь экраны и достигает кварцевой пластинки. Взаимодействие электромагнитного импульса и колеблющейся пластинки сводится к кратковременной механической “встряске” кристалла кварца давлением излучения импульса, которая и вызывает деформацию спектральной функции.

Перейдем к простым модельным оценкам. Прежде всего оценим интегральную интенсивность электромагнитного импульса, порожденного ударом болванки об основание. Согласно общей теории электромагнитного излучения [12], порядок величины (ведущей) дипольной компоненты излучения дается выражением:

$$J \sim \frac{\dot{P}^2}{\varepsilon_0 c^3}.\tag{33}$$

В (33) величина  $P$  — это механически индуцируемый дипольный момент в процессе удара. Для оценки величины  $P$  примем, что в процессе удара электронная (более подвижная) компонента электрон-ионной кристаллической решетки приобретает скорость  $v$ , с которой

болванка налетает на опору непосредственно перед ударом. Тогда закон сохранения энергии дает:

$$m_e n_e V v^2 \sim \frac{Q^2}{C}, \quad (34)$$

где  $Q \sim en_e S l$  — индуцируемый ударом поляризационный заряд,  $n_e$  — концентрация электронов,  $S$  — площадь сечения болванки,  $l$  — величина смещения электронной и ионной компонент друг относительно друга,  $C \sim \varepsilon_0 \varepsilon(\omega) S/d$  — емкость болванки,  $d$  — ее толщина (размер в направлении, перпендикулярном плоскости контакта). Из (34) с учетом соотношения  $v^2 \sim gh$ , ( $h$  — высота падения болванки) получаем:

$$P \sim Ql \sim \frac{\varepsilon_0 \varepsilon m_e g h S}{e}. \quad (35)$$

Процесс разделения компонент металлической плазмы при ударе приводит к ленгмюровским колебаниям, в процессе которых часть энергии поляризации высвечивается в виде излучения. Частота ленгмюровских колебаний  $\omega_L \sim \sqrt{n_e e^2 / \varepsilon_0 m_e}$ , каждое дифференцирование по времени в (33) сводится к умножению на  $\omega_L$ , таким образом окончательно для интенсивности дипольного излучения получаем оценку:

$$J \sim \frac{(\varepsilon_L e n_e)^2 (g h S)^2}{\varepsilon_0 c^3}. \quad (36)$$

Излучаемая в процессе удара за время  $\Delta t$  энергия  $I \Delta t$  распространяется наружу в виде сферического слоя толщиной  $c \Delta t$ . Для оценки плотности энергии  $\epsilon$  в импульсе излучения в месте расположения генератора положим

$$J \Delta t \sim \epsilon \cdot 4\pi r^2 c \Delta t, \quad (37)$$

откуда

$$\epsilon \sim 10^{-1} \frac{J}{r^2 c}, \quad (38)$$

где  $r$  — расстояние от места удара до генератора. Таким образом, импульс излучения попадая на кварцевую пластинку, создает на ней импульс ускорения:

$$\varphi \sim \frac{F}{M} \sim \frac{p \Delta S}{M} \sim \frac{q \epsilon \Delta S}{M}, \quad (39)$$

где  $M$  — масса кварцевой пластинки,  $\Delta S$  — ее площадь,  $q$  — интегральный коэффициент поглощения электромагнитной энергии импульса на пути его распространения от места удара до генератора. Окончательно, после подстановки в (39) (36) и (38), получим:

$$\varphi \sim 10^{-1} \frac{q}{\varepsilon_0 c^4 r^2} \cdot \frac{\Delta S}{M} \cdot (\varepsilon_L e n_e)^2 \cdot (g h S)^2. \quad (40)$$

Повторяя теперь дословно оценочные выкладки предыдущего раздела, связывающие поле ускорения с амплитудой возмущающего напряжения, получим опираясь на формулу (24):

$$\delta V_0 \sim \frac{k \ell^2}{d c_{\text{KB}}^2} \varphi \sim 10^{-1} \frac{q}{\varepsilon_0 c^4 r^2} \cdot \frac{k \ell}{\rho_{\text{KB}} c_{\text{KB}}^2 d} \cdot (\varepsilon_L e n_e)^2 \cdot (g h S)^2. \quad (41)$$

В оценке (41) первый сомножитель относится к процессу излучения и распространения электромагнитного излучения, второй — к структуре кварцевой пластинки, третий — к электронной структуре болванки, четвертый — к механическим параметрам самого эксперимента.

Предположим теперь, что электромагнитное возмущение, действующее на кварцевую пластинку, в грубом приближении имеет прямоугольную временную зависимость, т.е. описывается функцией вида:

$$f(t) = \delta V(t) = \begin{cases} 0, & t < 0; \\ \delta V_0, & 0 \leq t \leq \tau; \\ 0, & t > \tau, \end{cases} \quad (42)$$

где  $\tau$  — время (простого одиночного) соударения. Фурье образ зависимости (42) имеет вид:

$$f_\omega = \frac{i\delta V_0}{2\pi\omega} (e^{-i\omega\tau} - 1). \quad (43)$$

Его вещественная часть:

$$\operatorname{Re} f_\omega = \frac{\delta V_0}{2\pi\omega} \sin(\omega\tau). \quad (44)$$

Подставляя это выражение в общую формулу (14), получаем:

$$\Delta G_{\text{эм}}(\xi) \approx \frac{K\sqrt{I}\delta V_0}{\pi\omega_0} \mathcal{G}_{\text{эм}}(\bar{a}, \beta, \xi), \quad (45)$$

где мы ввели безразмерную электромагнитную функцию разностной спектральной мощности

$$\mathcal{G}_{\text{эм}}(\bar{a}, \beta, \xi) = e^{-\xi^2/2\bar{a}^2} \frac{\sin(\beta(\xi + 1))}{\xi + 1}, \quad (46)$$

и  $\beta = \omega_0\tau$ .

Перейдём к конкретным количественным оценкам. Экспериментальные данные дают для времени удара величину  $\sim 1/\Sigma \sim 10$  мс, которое представляет собой характерное время затухания акустического импульса и включает себя эффекты дребезжания болванки при ее сложном (несимметричном) ударе о наковальню. В отличие от этого времени, величина времени  $\tau$ , которое определяет электромагнитный импульс, характеризуется временем одиночного простого соударения, величина которого по простым оценкам контактной задачи теории упругости [13] составляет величину<sup>1</sup> порядка  $10^{-1}$  мс, что не противоречит имеющимся экспериментальным данным. Таким образом, для величины  $\beta$  получаем оценку:  $\beta \sim 10^3$ . Теперь мы можем построить приблизительный график безразмерной спектральной функции (46) — он представлен на рис. 7.

Приведенный график кардинальным образом отличается от экспериментального — его вообще невозможно интерпретировать в терминах разности двух близких пиков! Более того, если учесть то обстоятельство, что экспериментальный спектр был получен путем усреднения по различным ударам, в которых наблюдался разброс времен, то эффект вообще должен практически исчезнуть ввиду случайности фаз складывающихся одиночных

<sup>1</sup>Оценка (задача 1 к параграфу 9 в [13]) для нашей ситуации имеет вид:

$$\tau \sim \left( \frac{m^2}{(gh)^{1/2} RE^2} \right)^{1/5},$$

где  $m$  — масса болванки,  $h$  — высота ее падения,  $E$  — модуль Юнга стали,  $R$  — радиус болванки.

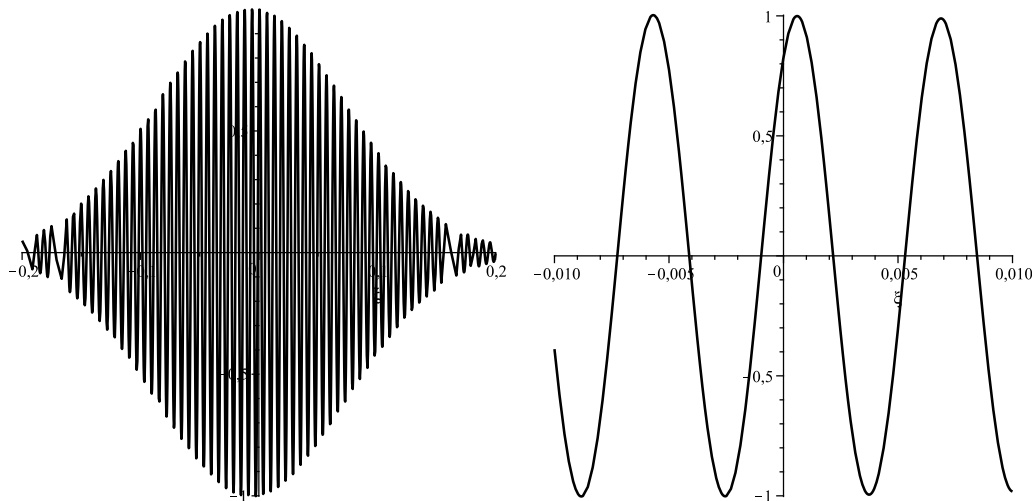


Рис. 7: Безразмерная спектральная функция (46) при значениях параметров  $\bar{a} = 0.08$ ,  $\beta \sim 10^3$  (справа увеличенный фрагмент в окрестности  $\xi = 0$ .)

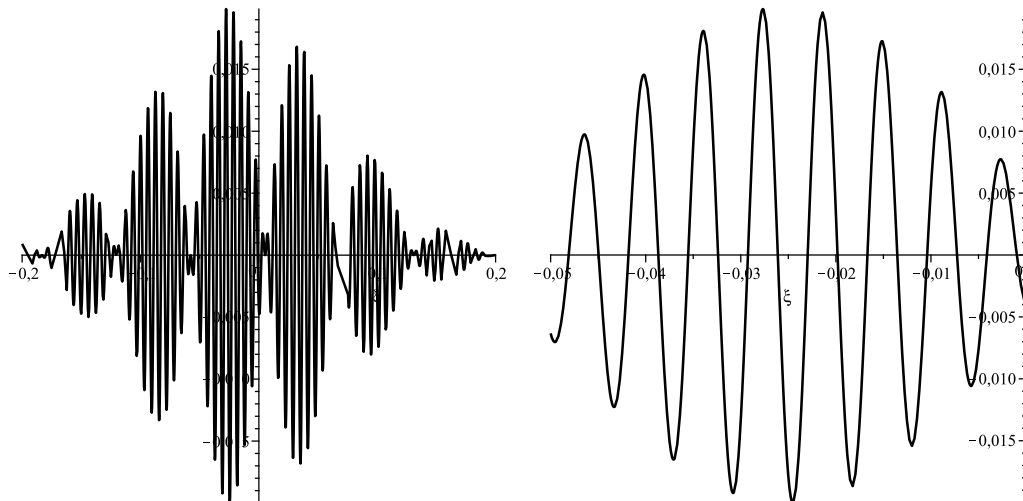


Рис. 8: Усредненная безразмерная спектральная функция (47) при значениях параметров  $\bar{a} = 0.08$ ,  $\beta \sim 10^3$ ,  $\Delta\beta \sim 10^2$  (справа увеличенный фрагмент в окрестности максимума).

ударов. Примем для оценки, что времена ударов были распределены равномерно в интервале  $[\tau_0 - \Delta\tau/2; \tau_0 + \Delta\tau/2]$ , с  $\Delta\tau = \tau_0/10$ . Тогда усреднение спектра (45) по  $\tau$  сводится к интегрированию по отрезку  $[\tau_0 - \Delta\tau/2; \tau_0 + \Delta\tau/2]$  функции  $\sin(\beta(\xi + 1))$  и делению на  $\Delta\tau$ . Если проделать такое усреднение, то для усредненного по временам удара безразмерного разностного спектра электромагнитных возмущений получится следующая формула:

$$\langle \mathcal{G}_{\text{эм}} \rangle = \mathcal{G}_{\text{эм}} \cdot \frac{\sin(\Delta\beta(\xi + 1)/2)}{\Delta\beta(\xi + 1)/2}, \quad (47)$$

где  $\Delta\beta = \Delta\tau\omega_0 \sim 10^2$ . График функции (47) представлен на рис. 8.

Сравнение амплитуд правых графиков 7 и 8 наглядно иллюстрирует роль усреднения — амплитуда разностного спектра после усреднения уменьшилась примерно в 50 раз.

Тем не менее, оценим эту амплитуду, опираясь на справочные [11] и оценочные данные

для параметров, входящих в  $\delta V_0$  в (45) и следующие:

$$\begin{aligned}
 r &\sim 1\text{М}, \\
 \rho_{\text{кв}} &\sim 10^3 \text{кг/м}^3, \\
 n_e &\sim 10^{28} \text{м}^{-3}, \\
 S &\sim 10^{-1} \text{м}^2, \\
 \Delta S &\sim 10^{-4} \text{м}^{-2}, \\
 gh &\sim 10 \text{м}^2 \text{с}^2, \\
 \varepsilon_L &\sim 1, \quad q \sim 10^{-4}.
 \end{aligned} \tag{48}$$

Исходя из этих оценок получаем для амплитуды разностной спектральной функции в (45) величину не превышающую  $10^{-18} - 10^{-20} \text{В}^2/\text{Гц}^2$ . Эта оценка отличается от амплитуды разностного экспериментального спектра мощности примерно на 20 порядков. Таким образом, *форма разностного спектра электромагнитных возмущений и порядок величины его амплитуды абсолютно не соответствуют наблюдаемой в эксперименте картине.*

## 5 Оценка гравитационно-волнового возмущения

В этом разделе мы грубо оценим порядок величины вклада гравитационного излучения в сдвиг частоты кварцевого генератора. За основу примем теорию излучения слабых гравитационных волн в ОТО [12]. В рамках этой теории для волновых возмущений метрического фона получается следующее оценочное выражение:

$$h \sim \frac{\kappa}{r} \ddot{D}, \tag{49}$$

где  $\kappa$  — эйнштейновская гравитационная постоянная, равная  $8\pi G/c^4$ ,  $r$  — расстояния от системы, излучающей волны, до точки их наблюдения,  $\ddot{D}$  — характерное значение второй производной квадрупольного момента гравитационно излучающей системы. Поскольку основная часть гравитационного излучения генерируется на протяжении времени удара, а удар болванки о наковальню можно рассматривать грубо как колебательный процесс с периодом  $\tau$  и амплитудой  $\delta$  (амплитуда деформации) в месте контакта, то величину  $\ddot{D}$  можно оценить как  $M\delta^2/\tau^2$ , где  $M$  — масса болванки. Таким образом, для амплитуды возмущения метрики получаем следующее выражение:

$$h \sim \frac{\kappa}{r} M \frac{\delta^2}{\tau^2}. \tag{50}$$

Возмущения метрики возмущают масштабы длин и промежутков времени, при этом в силу малости возмущений и простой связи частоты с эталонами времени, порядок величины возмущения  $h$  совпадает с порядком  $\Delta_{\text{грав}}$ . Подставляя числовые значения, получаем следующую оценку:

$$\Delta_{\text{грав}} \sim 10^{-44}, \tag{51}$$

что на много порядков меньше наблюдаемой величины  $\Delta$ . Можно с полной определенностью заключить, что *гравитационное излучение не имеет отношения к рассматриваемому эффекту.*

## 6 Заключение

Мы разработали методику интерпретации разностных выходных спектров мощности кварцевого генератора (раздел 2.3) в терминах деформаций параметров гауссового пика, методику упрощенного, но самосогласованного описания работы схемы автоколебаний (раздел 2.1) и методику учета его возмущений (формула (14)). На их основе мы произвели интерпретацию одного из характерных разностных спектров, полученного в эксперименте. Резюмируем полученные результаты.

1. Величины относительных деформаций параметров гауссового спектра мощности, полученные из экспериментальных данных, интерпретированных в рамках развитой методики, имеют следующие (ориентировочные) значения:

$$\begin{aligned}\Delta_I &\approx -1.6 \cdot 10^{-3}; \\ \Delta_\omega &\approx 7.4 \cdot 10^{-4} \\ \Delta_\sigma &\approx 1.4 \cdot 10^{-2}.\end{aligned}\tag{52}$$

Их погрешность определяется погрешностью вычислений спектра на компьютере и (главным образом) погрешностью определения реперных значений разностного спектра по графику и в целом составляет величину порядка 10 – 20 %. Эту погрешность можно уменьшить на порядок, применяя более аккуратные и последовательные методы обработки экспериментальных спектров (метод наименьших квадратов).

2. Разностный спектр мощности акустических возмущений действительно имеет доминирующий порядок величины по амплитуде среди спектров других факторов (гравитационного и электромагнитного), но его форма (рис. 6) отличается от экспериментальной (существенно занижен вклад деформации частоты), а порядок величины амплитуды отличается примерно на 10 порядков от экспериментального значения.
3. Разностный спектр мощности электромагнитного возмущения следует рассматривать как второй по порядку величины по амплитуде среди спектров других факторов, но его форма (рис. 7) кардинальным образом отличается от экспериментальной (ее вообще невозможно интерпретировать как деформацию параметров гауссовского пика). Порядок величины амплитуды отличается примерно на 20 порядков от экспериментального значения, при этом отличие будет только усиливаться с учетом усреднения спектра по временам удара.
4. Гравитационно-волновой эффект сдвига частоты ОТО, связанный с деформациями пространственно-временных масштабов, отличается примерно на 40 порядков от экспериментальных значений сдвигов параметров.

Таким образом, опираясь на полученные оценки, можно с уверенностью утверждать, что *ни один из рассмотренных механизмов — акустический, электромагнитный и гравитационно-волновой — не способен в полной мере объяснить природу деформации спектра мощности сигнала кварцевого генератора — ни в количественном отношении, ни в качественном.*

Этот вывод, разумеется, требует дополнительной тщательной проверки как в методике эксперимента, так и в его теоретической интерпретации. Уточнение оценочных значений параметров (если, конечно, ошибки не имеют принципиального характера) скорее всего не смогут скорректировать теоретические предсказания на десятки порядков, а методика экспериментов уже отработана на статистически значимом количестве одиночных экспериментов, хотя причины имеющихся флуктуаций измеряемых величин еще предстоит выяснить. На текущий момент наш анализ можно рассматривать как предварительное

обнадеживающее свидетельство в пользу наличия новых физических эффектов, связанных с нестационарными физическими процессами, необъяснимых в рамках существующих физических теорий.

## Литература

- [1] Шаповалов С.Н., Горшков Э.С., Борисова Т.Д., Соколовский В.В., Трошичев О.А. Случайные флуктуации в показаниях измерительных приборов: эффекты космофизического влияния? // *Биофизика*, т. 46, вып. 5, 2001, с. 819–822.
- [2] Клочек Н.В., Паламарчук Л.Э., Никонова М.В. Предварительные результаты исследований воздействия космофизического излучения неэлектромагнитной природы на физические и биологические системы. // *Биофизика*, 40(4), 1995, с. 889–896.
- [3] Морозов А.Н. Влияние пространственной анизотропии вселенной на флуктуации подвижности ионов. // *Гиперкомплексные числа в геометрии и физике*, 2(10), т. 5, 2008, с. 193–200.
- [4] Пенроуз Р. Путь к реальности или законы, управляющие вселенной. РХД, Москва-Ижевск, 2007.
- [5] Asadov V.V., Kechkin O.V. Arrow of time in generalized quantum theory and its classical limit dynamics, arXiv:hep-th/0608148
- [6] Кокарев С.С. Близкодействие против дальнодействия - окончательна ли победа? Сб. трудов РНОЦ Логос, Ярославль, 2007.
- [7] Павлов Д.Г., Кокарев С.С.  $h$ -голоморфные функции двойной переменной и их приложения. // *Гиперкомплексные числа в геометрии и физике*, 1(13), т. 7, 2010, с. 44–77.
- [8] Павлов Д.Г., Кокарев С.С. Гиперболическая теория поля на плоскости двойной переменной. // *Гиперкомплексные числа в геометрии и физике*, 1(13), т. 7, 2010, с. 78–127.
- [9] Павлов Д.Г., Кокарев С.С. Алгебраическая единая теория пространства-времени и материи на плоскости двойной переменной. // *Гиперкомплексные числа в геометрии и физике*, 2(14), т. 7, 2010, с. 11–37.
- [10] Павлов Д.Г., Кокарев С.С. Аналитические, дифференциально-геометрические и алгебраические свойства гладких функций поличисловой переменной. // *Гиперкомплексные числа в геометрии и физике*, 2(16), т. 8, 2011, с. 4–53.
- [11] Григорьева И.С., Мейзлихова Е.З. Физические величины (справочник). М., Энергоиздат, 1991.
- [12] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М., Наука, 1973.
- [13] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. М., Наука, 1987.
- [14] Павлов Д.Г., Панчелюга М.С., Панчелюга В.А. Поисковые исследования пространственно-временного векторного поля. Предварительные результаты. // *Гиперкомплексные числа в геометрии и физике*, 1(17), т. 9, с. 161–174.



## THEORETICAL ESTIMATION OF EXPERIMENTAL EFFECT OF POWER SPECTRUM SHIFT OF QUARTZ GENERATOR SIGNAL IN VICINITY OF NONSTATIONAR PROCESSES

S.S. Kokarev

*Research Institute of Hypercomplex Systems in Geometry and Physics, Friazino, Russia  
RSEC Logos, Yaroslavl, Russia*

logos-center@mail.ru

The paper presents rough theoretical estimations of experimentally observed shift of power spectrum of quartz generator parameters, influenced by nonstationar physical process (mechanical strike). General method of calculation and analysis of shifts of Gaussian signal is worked out. Based on simplified physical models of mechanical strike and quartz generator, estimations of the effect produced by acoustic, electromagnetic and gravitational mechanisms are presented. It is shown, that no one of the above mentioned mechanisms can't produce experimentally observed value of relative shifts ( $10^{-3} - 10^{-4}$ ).

**Key Words:** quartz generator, power spectrum, signal attenuation parameter, electromagnetic pulse, acoustic pulse.