

позволяют получить калибровочные точки $\operatorname{tg}\delta(E=0)$ для построения зависимости СВЧ-потерь $\operatorname{tg}\delta(E)$ в самой керамике.

Выводы. Разработанная методика обеспечивает измерения зависимостей тангенса угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg}\delta(f, E)$ и диэлектрической проницаемости $\epsilon(f, E)$ объемных образцов нелинейной керамики. Отличительная черта методики — выполнение измерений при приложении к материалу высоких напряжений управления.

Возможности методики проиллюстрированы измерениями сегнетоэлектрической керамики в диапазоне частот до 2 ГГц. Основные методические и конструктивные подходы подобных измерений можно использовать практически для любых поддиапазонов СВЧ, включая миллиметровые.

Л и т е р а т у р а

1. **Chen L. F. e. a.** Microwave Electronics: Measurement and Materials characterization: John Wiley & Sons, Ltd, 2004.
2. **Krupka J., e. a.** Uncertainty of complex permittivity measurements by split-post dielectric resonator technique // J. Europ. Ceram. Soc. 2001. V. 21. P. 2673—2676.

3. **Damaskos. Inc.** Material Measurements Solutions [Электрон. ресурс] <http://www.damaskosinc.com> (дата обращения 14.04.2014 г.).

4. **Козырев А. Б. и др.** Методика и устройство измерения емкости и добротности СВЧ-варакторов и варикондов // Измерительная техника. 2012. № 7. С. 62—65; **Kozyrev A. B., e. a.** A method and device for measuring the capacitance and Q-factor of microwave varactors and variconds // Measurement Techniques. 2012. V. 55. N. 7. P. 834—838.

5. **Афанасьев В. П., Козырев А. Б.** Технология, свойства и применение сегнетоэлектрических пленок и структур на их основе. СПб: Элмор, 2007.

6. **Smolensky G. A.** Ferroelectrics and Related Materials. NY: Acad. Press, 1981.

7. **Tagantsev A. K. e. a.** Ferroelectric materials for microwave tunable applications // J. Electroceramics. 2003. V. 11. N. 1—2. P. 5—66.

Дата принятия 16.06.2014 г.

АКУСТИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

681.787:534.6.08:620.179.16

Диапазон частот оптического приемника при регистрации поверхностных акустических волн

П. В. БАЗЫЛЕВ, В. А. ЛУГОВОЙ

Дальневосточный филиал Всероссийского научно-исследовательского института физико-технических и радиотехнических измерений, Хабаровск, Россия
e-mail: bazylev@dfvniiftri.ru, lugovoy@dst.khv.ru

Теоретически и экспериментально определена верхняя граница диапазона частот широкополосного оптического приемника поверхностных акустических волн на базе двухлучевого лазерного интерферометра в зависимости от размеров зоны приема на поверхности образца. Показано, что диапазон частот разработанного приемника составляет 0,05—53 МГц и в пределе может достигать 1 ГГц.

Ключевые слова: оптический приемник, поверхностные акустические волны, двухлучевой лазерный интерферометр, диапазон частот.

The upper limit of the frequency reproduction range of broadband optical receiver of surface acoustic waves based on the two-beam laser interferometer and depending on the diameter of the laser beam in the reception area on the sample surface is determined theoretically and experimentally. It is shown that the frequency range of developed receiver is 0,05—53 MHz and in the limit can reach 1 GHz.

Key words: optical receiver, surface acoustic waves, double-beam laser interferometer, frequency range.

Диапазон частот оптического приемника, созданного на базе двухлучевого лазерного интерферометра, определяет область дисперсии последнего, постоянной времени фотоприемника, полосой частот регистрирующей аппарату-

ры и может составлять от 0 до 10^9 Гц [1]. Такой оптический приемник применяют при акустических измерениях в качестве бесконтактного широкополосного приемника продольных и сдвиговых ультразвуковых (УЗ) колебаний.

При регистрации поверхностных акустических волн (ПАВ) на диапазон частот оптического приемника (как и приемников других типов) накладываются дополнительные ограничения, связанные с эффектом интегрирования смещений поверхности в чувствительной зоне приемника, через которую распространяется ПАВ. Рабочая полоса частот лазерного интерферометра при регистрации ПАВ увеличивается с уменьшением зоны приема, поэтому применяют фокусировку лазерного излучения в измерительном плече интерферометра, что особенно важно при генерации ПАВ бесконтактным лазерным методом [2—5]. Вместе с тем, оценка реальной рабочей полосы частот оптических приемников ПАВ в зависимости от размеров зоны приема не проводилась.

Теория. Рассмотрим влияние конечных размеров зоны приема двухлучевого интерферометра (диаметр лазерного луча на поверхности образца, по которой распространяется ПАВ) на амплитудно-временные характеристики регистрируемых акустических сигналов и, соответственно, на верхнюю границу рабочего диапазона частот приемника. Считаем, что размеры зоны приема в интерферометре много меньше расстояния от источника ПАВ до зоны приема. Тогда фронт волны в области регистрации можно считать плоским, а задачу — одномерной.

Пусть вдоль оси X по поверхности образца со скоростью c_R распространяется УЗ поверхностная волна (волна Рэлея). Нормальную составляющую смещения представим в виде

$$U = U_0 \Phi(t - x/c_R), \quad (1)$$

где U_0 — амплитуда смещения, $\Phi(t)$ — временная форма УЗ-волны.

В точке с координатой x_0 находится центр зоны приема, имеющей размеры $2a$. Сигнал на выходе приемника, обусловленный смещениями поверхности образца при поступлении ПАВ в зону приема, определим из выражения

$$\bar{U}_{np} = A \frac{\int_{x_0-a}^{x_0+a} U(t - x'/c_R) \rho(x') dx'}{\int_{x_0-a}^{x_0+a} \rho(x') dx'}, \quad (2)$$

где $\rho(x)$ — функция, учитывающая распределение чувствительности преобразователя по поверхности; A — постоянная, зависящая от типа преобразователя [6].

В лазерном интерферометре при использовании одномодового гелий-неонового лазера, генерирующего на основной моде TEM_{00} , интенсивность света по сечению лазерного пучка имеет гауссово распределение

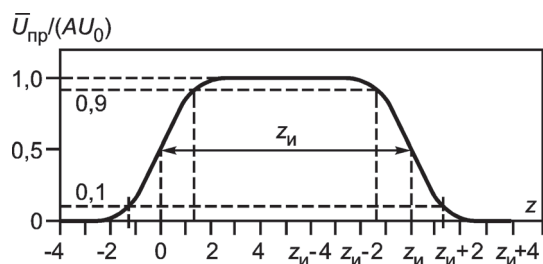


Рис. 1. Сигнал на выходе интерферометра при поступлении прямоугольного акустического импульса длительностью $\tau_{и}$: $z_{и}$ — пространственная протяженность импульса

$$I(r) = I_0 \exp(-r^2/w_0^2), \quad (3)$$

где r — расстояние от оси пучка до произвольной точки сечения; I_0 — интенсивность в центре пучка; w_0 — радиус гауссова пучка, т. е. радиус, при котором интенсивность уменьшается в e раз.

Тогда, подставив (1), (3) в (2), с учетом того, что интегрирование в данном случае можно вести в бесконечных пределах, получим

$$\bar{U}_{np} = AU_0 \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(t - x'/c_R) \exp[-(x' - x_0)^2/w_0^2] dx' \times \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \exp[-(x' - x_0)^2/w_0^2] dx' \right\}^{-1}. \quad (4)$$

Интеграл в знаменателе (4) равен $w_0\sqrt{\pi}$. Для определения верхней границы $f_{гр}$ частотного диапазона интерферометра, при которой его чувствительность снижается в 0,707 раз, найдем временной отклик на выходе интерферометра. Отклик определяется при поступлении на вход интерферометра акустического сигнала в виде единичного скачка $\Phi(t - x/c_R) = h(t - x/c_R)$, где

$$h(t) = \begin{cases} 0, & t < 0 \\ 1, & t \geq 0. \end{cases}$$

Сделав замену в (4) $z' = \sqrt{2}(x' - x_0)/w_0$, получим значение сигнала $\bar{U}_{np}$ при достижении фронтом волны некоторой координаты z :

$$\bar{U}_{np} = AU_0 \int_{-\infty}^z \exp[-(z')^2/2] dz' / \sqrt{2\pi}, \quad (5)$$

и в пределе $\bar{U}_{np} = AU_0$ при $z \rightarrow \infty$. Однако уже при $z = 2,5$ отличие $\bar{U}_{np}$ от максимального значения не превышает 1 %. Представим (5) в окончательном виде, используя табулированную функцию Лапласа:

$$\bar{U}_{np} = AU_0 \begin{cases} \left(\frac{1}{2} - \int_0^{|z|} \exp[-(z')^2/2] dz' \right), & z < 0 (x < x_0); \\ \left(\frac{1}{2} + \int_0^z \exp[-(z')^2/2] dz' \right), & z \geq 0 (x \geq x_0). \end{cases} \quad (6)$$

На рис. 1 показана зависимость соотношения $\bar{U}_{np}/AU_0$ от z для прямоугольного акустического импульса длительностью $\tau_{и}$ (пространственная протяженность импульса составляет $z_{и} = c_R \tau_{и} / (\sqrt{2}w_0)$). Временной отклик интерферо-

метра на задний фронт импульса рассчитан с помощью (6) по формуле $\bar{U}'_{np} = AU_0(1 - \bar{U}_{np}/AU_0)$.

Получаем, что время нарастания переходной характеристики τ_n (длительность переднего фронта импульса от уровня 0,1 до 0,9) определяется областью зоны приема, лежащей в границах $-z_n \leq z \leq z_n$, где $z_n = 1,3$, и составляет

$$\tau_n = 2z_n w_0 / (\sqrt{2}c_R) = 1,84w_0 / c_R.$$

Радиус w_0 находим при относительном уровне интенсивности света по сечению лазерного пучка $\eta = I/I_0 = e^{-1} = 0,37$. Выразим τ_n через диаметр зоны приема d_η , определяемый при любом другом заданном уровне η . Из (3) получим соотношение $d_\eta/w_0 = 2\sqrt{\ln \eta^{-1}}$, следовательно

$$\tau_n = 0,92d_\eta / (c_R \sqrt{\ln \eta^{-1}}).$$

Так, при значении η , находящемся в диапазоне 0,01—0,1, расчетное значение параметра $\tau_n = 0,43d_\eta/c_R \dots 0,6d_\eta/c_R$ (где $d_\eta = 4,29w_0$ и $3,04w_0$, соответственно).

Значение f_{rp} связано с временем нарастания τ_n соотношением $f_{rp} = 0,35/\tau_n$ [7]. Тогда для оптического приемника при регистрации ПАВ верхняя граничная частота составит

$$f_{rp} = 0,19c_R/w_0 = 0,38c_R \sqrt{\ln \eta^{-1}}/d_\eta \quad (7)$$

и может быть рассчитана по известным значениям w_0 или d_η .

Следует также отметить еще один способ определения верхней граничной частоты f_{rp} . Из рис. 1 следует, что длительность импульса на выходе интерферометра на полувысоте будет $\tau_{0,5} = \tau_n$, а длительность импульса на уровне 0,1 увеличивается на $\Delta\tau$, причем $\Delta\tau = \tau_n$. Следовательно, f_{rp} можно найти по значению $\Delta\tau$ расширения акустического импульса известной длительности.

Оценим предельно возможное значение частоты $f_{rp}^{\max}$.

Лазерный луч может быть, в принципе, сфокусирован до размеров порядка длины волны света. Тогда, полагая $2w_0 \approx 1$ мкм, $c_R = 3000$ м/с, получим оценку предельного значения верхней границы диапазона частот лазерного интерферометра

при регистрации ПАВ $f_{rp}^{\max} \approx 1,1$ ГГц, которая сравнима с полосой частот интерферометра при регистрации продольных УЗ-волн. На практике это значение ограничено реальными параметрами фокусирующих систем, применяемых в интерферометре.

Таким образом, для обеспечения максимально широкой полосы частот лазерного интерферометра при регистрации поверхностных акустических волн необходима минимизация размеров его зоны приема. Диапазон частот интерферометра при этом определяется с помощью выражения (7).

Экспериментальное исследование. Для экспериментального исследования частотного диапазона оптического приемника ПАВ и определения верхней граничной частоты f_{rp} использован метод, основанный на измерении временного уширения $\Delta\tau_R = \tau_n$ регистрируемых интерферометром

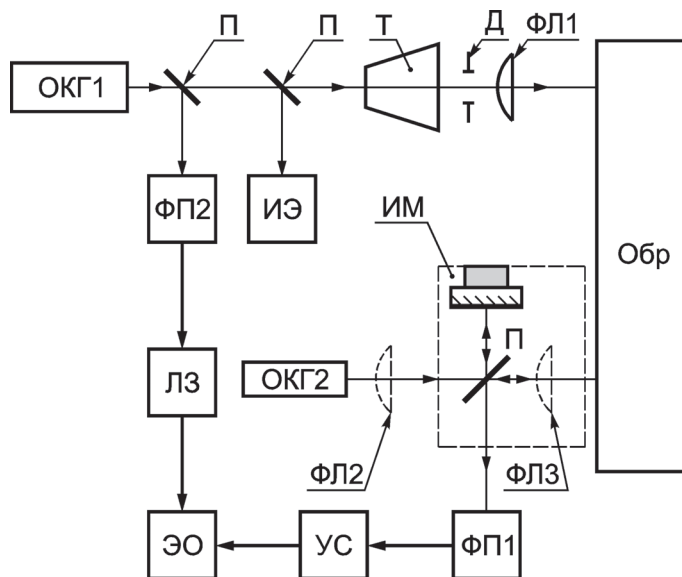


Рис. 2. Схема экспериментальной установки для исследования лазерного метода регистрации ПАВ Рэлея:

ОКГ1, ОКГ2 — импульсный оптический квантовый генератор ОГМ-20 и гелий-неоновый лазер 25LHP828; П — стеклянные пластины; Т — телескоп 10×; Д — диафрагма; Обр — образец; ФП1, ФП2 — фотоприемник и фотоприемник запуска; ИЭ — измеритель энергии лазерного излучения ИМО-2Н; ИМ — интерферометр Майкельсона; ФЛ1, ФЛ2, ФЛ3 — фокусирующие линзы; ЛЗ — линия задержки; ЭО — цифровой запоминающий осциллограф LeCroy WaveSurfer 422; УС — широкополосный усилитель УЗ-33

импульсов ПАВ Рэлея известной длительности τ_R . При трех различных диаметрах зоны приема в интерферометре проведена сравнительная регистрация амплитудно-временных характеристик достаточно коротких (менее 1 мкс) импульсов рэлеевских волн, возбуждаемых импульсным лазерным излучением. Экспериментально реализованы три основные ситуации: когда значение d_η больше, сравнимо и меньше пространственной длины импульсов ПАВ, равной примерно $\tau_R c_R$.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 2. Для возбуждения ультразвуковых рэлеевских импульсов использован рубиновый лазер с модуляцией добротности ОГМ-20. Длительность лазерных импульсов на полувысоте равна $\tau_{л0,5} = 25$ нс, и на уровне 0,1 $\tau_{л0,1} = 50$ нс. На поверхности образца сформирован оптико-акустический источник (ОАИ) в виде круглого пятна с четкими границами и практически равномерным распределением интенсивности лазерного излучения. Механизм генерации ПАВ — испарительный, интенсивность лазерного излучения I_λ не превышает $1 \cdot 10^9$ Вт/см². Диаметр ОАИ D изменяется от 0,3 до 1,2 мм смещением линзы ФЛ1 вдоль оптической оси.

Образец из алюминиевого сплава АМг6, обладающего малым затуханием ультразвуковых волн, имеет размеры $100 \times 50 \times 30$ мм и плоскую зеркально полированную рабочую поверхность.

Акустические сигналы регистрируют модифицированным двухлучевым лазерным интерферометром Майкельсона, имеющим диапазон частот при регистрации продольных УЗ-волн 0,05—80 МГц [1]. Сигнал с выхода фотоприемника

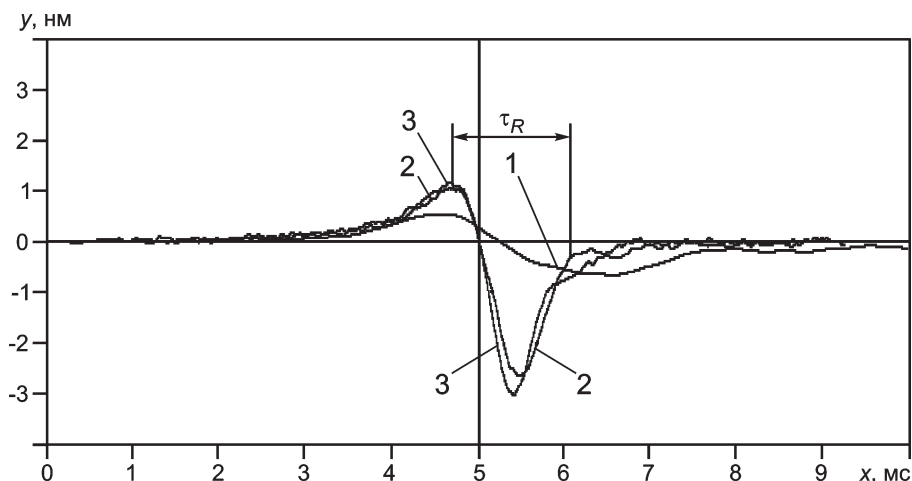


Рис. 3. Зависимость временной формы рэлеевских импульсов на выходе оптического приемника от диаметра его зоны приема d_η :

1, 2, 3 соответствуют $d_\eta = 2,0; 0,3; 0,04$ мм; $D = 525$ мкм; $I = 8 \cdot 10^8$ Вт/см²

(постоянная времени фотодиодов около 2 нс) поступает через широкополосный усилитель с полосой 0,05—400 МГц на вход цифрового запоминающего осциллографа, запуск развертки которого проводится через линию регулируемой задержки.

Для уменьшения размеров зоны приема луч диаметром 2 мм одностороннего He—Ne-лазера фокусируют на поверхность образца. В первом случае линзу ФЛ2 с фокусным расстоянием $F = +30$ см помещают перед интерферометром, получая диаметр фокального пятна $d_\eta = 0,3$ мм. Во втором случае короткофокусную линзу ФЛ3 с $F = +30$ мм устанавливают с помощью трехкоординатного юстировочного устройства непосредственно в измерительном плече интерферометра, соответственно $d_\eta = 0,04$ мм. Для устранения влияния частотных шумов лазера обеспечено условие равенства оптических длин плеч. Диаметр лазерного пучка в зоне приема измеряют дифракционным методом на минимально возможном уровне интенсивности η с погрешностью не более $\pm 5\%$.

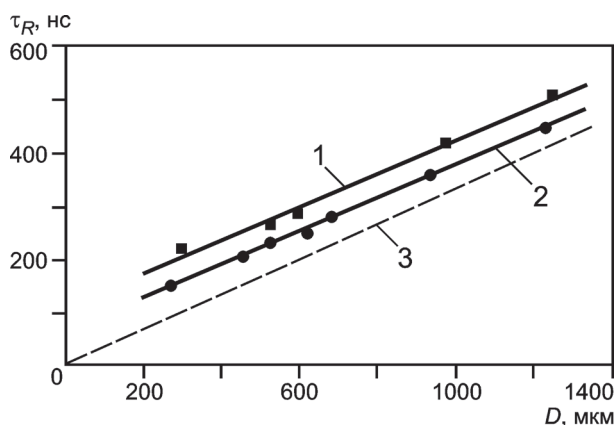


Рис. 4. Зависимость длительности рэлеевских импульсов τ_R от диаметра зоны возбуждения D при разных диаметрах зоны приема d_η в интерферометре (АМг6):

1, 2 — соответственно $d_\eta = 0,3; 0,04$ мм; 3 — прямая D/c_R

Длительность возбуждаемых рэлеевских импульсов τ_R^B в одномерном приближении (справедливом при данной геометрии эксперимента) составляет $\tau_R^B \approx D/c_R + \tau_{\text{л},0,1}$ [5].

При каждом значении d_η были исследованы амплитудно-временные параметры регистрируемых интерферометром рэлеевских импульсов. Экспериментальные результаты представлены в таблице и на рис. 3, 4. На рис. 3 показана временная форма импульсов на выходе оптического приемника при $D = 525$ мкм. На рис. 4 приведена зависимость длительности рэлеевских импульсов τ_R от D .

При неизменных параметрах ОАИ регистрируемые на выходе интерферометра характеристики рэлеевских импульсов существенно различаются в зависимости от d_η . Наблюдается уменьшение фактической амплитуды сигналов U_m с ростом соотношения d_η/D (см. таблицу) и увеличение длительности зарегистрированных импульсов.

Амплитудно-временные параметры импульсов ПАВ Рэлея на выходе приемника в зависимости от d_η

d_η , мм	D , мкм	τ_R^B , нс	η , нс	U_m , нм
2,00	525	225	580	1,1
0,30	525	225	265	3,6
0,04	525	225	230	4,1

Как и следовало ожидать, при всех d_η наблюдается линейная зависимость длительности рэлеевских импульсов τ_R от D . Полученная экспериментальная зависимость при $d_\eta = 0,04$ мм описывается формулой $\tau_R = 59 + 0,323D$, а длительность импульсов практически совпадает с длительностью τ_R^B . Уширение импульса ПАВ составляет $\Delta\tau_R \approx (5 \dots 8)$ нс.

При $d_\eta = 0,3$ мм регистрируемые импульсы имеют длительность в среднем на 40—50 нс большую по сравнению с эталонной длительностью при $d_\eta = 0,04$ мм, а $\tau_R = 99 + 0,325D$.

Регистрируемая на выходе интерферометра длительность рэлеевских импульсов при $d_\eta = 2$ мм определяется, главным образом, временем их прохождения через зону приема и изменяется от 600 до 750 нс. Таким образом, из-за эффекта интегрирования поверхностного сигнала в зоне приема, воспроизводимые интерферометром амплитудно-временные характеристики ПАВ могут быть искажены, что следует учитывать в прецизионных измерениях.

Экспериментально наблюдаемое временное уширение рэлеевских импульсов при регистрации лазерным интерферометром составляет в среднем $\Delta\tau_R \approx 0,5d_\eta/c_R$, что соответствует расчетным оценкам для уровня интенсивности лазерного излучения $\eta \approx 0,05$, на котором измеряют d_η .

Подставив найденное значение $\Delta\tau_R = \tau_\eta$ в (7), получим экспериментальное значение параметра для интерферометра $f_{\text{гр}} \approx 0,7c_R/d_\eta$.

Верхняя граничная частота диапазона частот оптического приемника ПАВ составляет $f_{\text{гр}} \approx 7$ МГц при $d_\eta = 0,3$ мм и $f_{\text{гр}} \approx 53$ МГц при $d_\eta = 0,04$ мм.

Для сравнения, другой применяемый в ультразвуковых измерениях бесконтактный широкополосный датчик — емкостный преобразователь — даже при использовании полусферических электродов имеет полосу частот при регистрации ПАВ, не превышающую 5 МГц [8].

Выводы. Появилась возможность определять диапазон частот оптического приемника ПАВ на базе лазерного интерферометра методом прямых измерений размеров его зоны приема — диаметра зондирующего лазерного луча на поверхности. Минимизация размеров зоны приема интерферометра при регистрации ПАВ за счет фокусировки лазерного пучка в рабочем плече обеспечивает максимально широкий диапазон частот по сравнению с другими приемниками акустических сигналов и проведение прецизионных измерений абсолютных характеристик ПАВ.

Л и т е р а т у р а

1. **Бондаренко А. Н.** Лазерные методы возбуждения и регистрации акустических сигналов. М.: Изд-во стандартов, 1989.

2. **Doule P. A., Skala C. M.** Near-field ultrasonic Rayleigh waves from a laser line source // *Ultrasonics*. 1996. V. 34. N. 1. P. 1—8.

3. **Scruby C. B.** Some applications of laser ultrasound // *Ultrasonics*. 1989. V. 27. N. 4. P. 195—209.

4. **Nakano H., Nagai S.** Laser generation of antisymmetric Lamb waves in thin plates // *Ultrasonics*. 1991. V. 29. N. 3. P. 230—234.

5. **Базылев П. В. и др.** Исследование амплитудно-временных характеристик поверхностных акустических волн при лазерном возбуждении // *Автометрия*. 2002. № 2. С. 101—107.

6. **Кондратьев А. И.** Прецизионные методы и средства измерения акустических величин твердых сред. Ч. 1. Хабаровск: Изд-во ДВГУПС, 2006.

7. **Волькенштейн А. А., Кувалдин Э. В.** Фотоэлектрическая импульсная фотометрия. Л.: Машиностроение, 1975.

8. **Кондратьев А. И., Луговой В. А.** Датчик акустических сигналов для высокоточных измерений // *Дефектоскопия*. 1990. № 3. С. 30—38.

Дата принятия 26.06.2014 г.

МЕДИЦИНСКИЕ И БИОЛОГИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

612.172.2:612.172.61

Функции распределения параметров ритмограмм здоровых людей

А. А. КУЗНЕЦОВ, С. А. ПЕРМЯКОВ

Владимирский государственный университет им. А. Г. и Н. Г. Столетовых,
Владимир, Россия, artemi-k@mail.ru

Определены функции распределения параметров вариабельности сердечного ритма и параметров структурно-частотной области анализа по группам и сериям регистраций электрокардиограмм здоровых людей. Показано, что указанные функции соответствуют логарифмически-нормальному распределению. Определен характер зависимости функций от частоты дискретизации. Предложена модель регуляции и управления ритмом сердца.

Ключевые слова: диаграмма ритма сердца, функция распределения, параметры вариабельности сердечного ритма.

The distribution functions of heart rate variability parameters and parameters of structural — frequency areas of the analysis on groups and series of healthy people electrocardiograms registration are determined. It is shown that they correspond to log-normal distribution. Character of their dependence on frequency of digitization is determined. The model of heart rate regulation and control is suggested.

Key words: heart rate diagram, distribution function, heart rate variability parameters.

На динамический дискретно-непрерывный процесс ритма сердца человека в состоянии покоя одновременно оказывают влияние неопределенно большое количество внешних, естественных, независимых, случайных, временных факторов [1, 2]. Изменчивость (вариабельность) ритма сердца предопределена хаотической составляющей, и суммарный сигнал (ритмограмма) должен быть нормализован [3—5]. В общем случае вариабельность сердечного ритма (BCP) ха-

рактеризуется фазовыми реакциями системы сердца на адаптивные управленческие и регуляторные влияния со стороны центральной нервной системы (ЦНС) и вегетативной нервной системы (ВНС), соответственно [2, 3]. Адаптивные реакции организма здорового человека в состоянии покоя на многочисленные естественные внешние факторы влияния малой интенсивности опосредованно через двухконтурную систему регуляции и управления предопределяют ре-