Як видно з графіків, ці криві практично збігаються, за винятком кутів, близьких до 15^0 та 21^0 . Роздільна здатність рисунка не дозволяє цього побачити. Отже при даних параметрах дифракційної ґратки, розрахунок квадрату амплітуди хвилі ми можемо приводити для двох найбільш звязаних порядків $B_0(z)$ і $B_1(z)$, і це забезпечить необхідну точність.

Отже, результати експериментальних досліджень та числових розрахунків показують, що пропонована теорія задовільно описує дифракцію світла на об'ємних періодичних структурах. Для симетричних ґраток отримано досить просту систему диференціальних рівнянь. Отримано метод знаходження квадрата амплітуди дифрагованих хвиль на об'ємній структурі. Результати розрахунку для товстих голограм практично збігаються з результатами роботи [7]. Слід сподіватись, що пропонована теорія задовільно опише дифракцію на тонких голограмах, оскільки в наших рівняннях відсутнє нехтування другою похідною.

1.L. Solymar, D. J. Cooke, Volume Holography and Volume Gratings, Academic Press, Department of Engineering Science University of Oxford, 1981. 2.Yariv, P. Yeh, Optical waves in crystals, A Wiley-Interscience Publication, John Wiley & Sons, New York., 1984. 3.V. Mizrahi, P. J.Lemaire, T. Erdogan, W. A. Reed, D. J. DiGiovanni and R. M.Atkins, "Ultraviolet laser fabrication of ultrastrong optical fiber gratings and of germania doped channel waveguides" // Appl.Phys.Lett. 13, N 63. Pp. 1727-1729, 1993. 4.S. Yu. Lebid', Ya. W. Bobitski, V. M. Fitio, T. V. Fityo, Spectrum of Bragg grating reflection coefficient (RC) in optical fiber // Proceedings of SPIE, San Jose, California 3291. Pp.165 – 172, 1998. 5.T. K. Gaylord, M. G. Moharam, Analysis and Applications of Optical Diffraction by Gratings // IEEE. 73, N 5, pp. 53 – 103, 1985. 6.Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Електродинамика сплошньіх сред, М., 1982. 7.H.Kogelnic, Coupled wave theory for thick hoiogram gratings // Bell Syst. Tech. J. 48. P.p. 2909 – 2947, 1969.

УДК 621.372.061

П. В. Тимощук
ДУ "Львівська політехніка", кафедра радіотехнічних пристроїв

СТАБІЛІЗАЦІЯ ЧАСТОТИ ГЕНЕРАТОРА ГАРМОНІЧНИХ КОЛИВАНЬ ЗА ДОПОМОГОЮ ЗВОРОТНОГО ЗВ'ЯЗКУ НА ПОДІЛЬНИКУ

Отримано розв'язки задачі стабілізації частоти генератора гармонічних коливань через автоматичного регулювання частоти на основі зворотного зв'язку. Для цього визначаються аналогова та дискретна математичні макромоделі генератора четвертого порядку з стабілізованою амплітудою. Зворотний зв'язок по частоті описується макромоделлю другого або третього порядку. Блок порівняння такого зворотного зв'язку конструюють на базі операції ділення. Функціональні схеми аналогового та цифрового генераторів реалізуються на базі інтеграторів, суматорів, помножувачів, подільників та ланок затримки по часу.

The problem solutions of frequency stabilization of harmonic oscillator by the automatic frequency regulation on the reverse tie foundation has been otained. For

that the oscillator analogue and discrete mathematical macromodels of fourth order with stabilizable amplitude is defined. The frequency reverse tie is described by the macromodel of second or third order. The comparison block such reverse tie is designed on the division operation base. The functional diagrams of analogue and digital oscillators are realized on the integrators, summers, adders, multipliers, dividers and time delay units base.

Стабілізація частоти RC-генераторів, як відомо, традиційно досягається завдяки використанню високодобротних коливальних систем із стабільною резонансною частотою. Високі вимоги щодо стабільності частоти задовольняють коливальні системи, виготовлені з кварцу. У зв'язку з технологічними труднощами кварцові пластини виготовляються завтовшки не менше від 0.1 мм, що забезпечує частоту основних коливань не вищу від 15-30 МГц [2].

Частота RC-генераторів стабілізується також за допомогою застосування схем зворотного зв'язку, зокрема розбалансованого моста Віна-Робінсона. Такі генератори в основному застосовуються для функціонування в режимах з фіксованою частотою або з незначною її зміною. Водночас в деяких застосувань необхідно змінювати частоту коливань, яка повинна бути достатньо ста-більною [5].

На відміну від існуючих підходів розглянемо розв'язання задачі стабілізації частоти генератора гармонічних коливань за допомогою зворотного зв'язку по частоті, елемент порівняння якого побудований на основі операції ділення. Для цього задамо опорний сигнал по частоті, поділимо його на сигнал зворотнього зв'язку, а отриманий результат подамо спільно з опорним сигналом на вхід ге-нератора. При цьому частоту коливань генератора вимірюватимемо за допомогою частотного детектора. Отже, для забезпечення стабільності частоти вихідних гармонічних коливань генератора регулюватимемо задаючу частоту залежно від результату ділення виміряної частоти та значення опорної напруги. Як генератор гармонічних коливань використаємо генератор, отриманий в роботі [4]. Такий генератор описується макромоделлю четвертого порядку виду:

$$\begin{aligned} x' &= x_1; \\ x_1' &= x_2; \\ x_2' &= x_3; \\ x_3' &= \left(x_2^3 - 0.9997x_1x_2x_3\right)\Big/\left(0.9995xx_2 - 1.0013x_1^2\right), \end{aligned} \tag{1}$$

де $x = x(t) = A\sin\omega t$.

На основі макромоделі (1) отримаємо спочатку стійку до зміни амплітуди макромодель генератора, перейшовши до макромоделі виду:

$$\begin{aligned} x^m(t) = H\left[x(t), x'(t), \ldots, x^{m-1}(t)\right] + \\ + B\left[x(t), x'(t), \ldots, x^{m-1}(t)\right], \end{aligned} \tag{2}$$

де B[...] забезпечує стабільність амплітуди коливань генератора. Для цього приймемо для визначеності, що $A \in [0.2;2.0]$, $\omega \in [1.0;5.0]$, $t \in [0;2\pi/\omega]$. Задамо значення A, ω та t сигналів x(t) дискретно з кроком 0.2, 1.0 та $0.2\pi/\omega$ відповідно. За допомогою методики синтезу нелінійних електронних кіл з [4] визначимо аналогову макромодель генератора четвертого порядку з стабілізованою амплітудою у формі такої системи алгебро-диференціальних рівнянь:

$$\begin{aligned}
&x' = x_1 + x\left[\omega\left(A^2 - x^2\right) - x_1^2 / \omega\right];\\
&x_1' = x_2 + x_1\left[\omega\left(A^2 - x^2\right) - x_1^2 / \omega\right];\\
&x_2' = x_3 + x_2\left[\omega\left(A^2 - x^2\right) - x_1^2 / \omega\right];\\
&x_3' = \left(x_2^3 - 0.9997 x_1 x_2 x_3\right) / \left(0.9995 x x_2 - 1.0013 x_1^2\right) + x_3\left[\omega\left(A^2 - x^2\right) - x_1^2 / \omega\right].
\end{aligned} \tag{3}$$

У дискретній формі система (3) набирає вигляду системи різницевих рівнянь виду:

$$\begin{aligned}
&x(k+1) = x(k) + [x_1(k) + x(k)\{\omega(A^2 - [x(k)]^2) -]x_1(k)]^2/\omega\}]h;\\
&x_1(k+1) = x_1(k) + [x_2(k) + x_1(k)\{\omega(A^2 - [x(k)]^2) - [x_1(k)]^2/\omega\}]h;\\
&x_2(k+1) = x_2(k) + [x_3(k) + x_2(k)\{\omega(A^2 - [x(k)]^2) - [x_1(k)]^2/\omega\}]h;\\
&x_3(k+1) = x_3(k) + [\{[x_2(k)]^3 - 0.9997 x_1(k) x_2(k) x_3(k)\}/\{0.9995 x(k) x_2(k) -\\
&- 1.0013[x_1(k)]^2\} + x_3(k)\{\omega(A^2 - [x(k)]^2) - [x_1(k)]^2/\omega\}]h,
\end{aligned} \tag{4}$$

де h – крок дискретизації по часу.

Для забезпечення стабілізації частоти генератора доповнимо кожне з рівнянь системи (3) необхідними виразами [1]. Припустімо, що такі вирази можна отримати за допомогою розв'язання задачі апроксимації на основі методики з [4], якщо частоту в цих рівняннях замінити на двовимірний апроксимаційний поліном другого порядку з аргументами ω та ω^*, де ω – необхідна частота гармонічних коливань генератора, яка задається опорною напругою, ω^* – частота зворотного зв'язку, отримана за допомогою частотного детектора. На основі результатів, отриманих в [4], запишемо вираз для аналогової макромоделі частотного детектора у вигляді такого співвідношення:

$$\omega^*(t) = \frac{\left\{\left[x'(t)\right]^2 - x(t)x''(t)\right\}^{1/2}}{A}. \tag{5}$$

Дискретизувавши вираз (5), отримаємо різницеве рівняння детектора:

$$\omega^*(k) = \frac{\left\{\left[\nabla x(k)\right]^2 - x(k)\nabla^2 x(k)\right\}^{1/2}}{A}, \tag{6}$$

де k – номер дискрети, $\nabla x(k) = [x(k+1) - x(k-1)]/2$, $\nabla^2 x(k) = x(k+1) - 2x(k) + x(k-1)$ – скінченні різниці першого та другого порядку.

Якість макромоделювання генератора оцінюватимемо за допомогою коефіцієнта нелінійних спотворень (КНС), який для встановлених коливань визначатимемо за виразом:

$$\text{КНС} = \frac{\left(\sum_{i=1}^{n} A_i^2\right)^{1/2}}{A_0}, \tag{7}$$

де A_i – амплітудне значення i-ї гармоніки, n – кількість гармонік.

Обчислимо для заданих дискрет A, ω та t за допомогою аналітичного диференціювання відповідні дискрети похідних $x'(t)$, $x'_1(t)$. $x'_2(t)$ та $x'_3(t)$. Знайдемо коефіцієнти шуканого апроксимаційного полінома в результаті розв'язання таких апроксимаційних задач:

$$\left\{x' - x_1 - x\left[f\left(A^2 - x^2\right) - x_1^2/f\right]\right\}^2 \underset{C}{\to} \min.;$$

$$\left\{x_1' - x_2 - x_1\left[f\left(A^2 - x^2\right) - x_1^2/f\right]\right\}^2 \underset{C}{\to} \min;$$

$$\left\{x_2' - x_3 - x_2\left[f\left(A^2 - x^2\right) - x_1^2/f\right]\right\}^2 \underset{C}{\to} \min;$$

$$\left\{x_3' - \left(x_2^3 - 0.9997x_1x_2x_3\right)/\left(0.9995xx_2 - 1.0013x_1^2\right) - x_3\left[f\left(A^2 - x^2\right) - x_1^2/f\right]\right\}^2 \underset{C}{\to} \min;$$

$$f = \sum_{k_1=0}^{2}\sum_{k_2=-1}^{1} Ck_1k_2\left[\omega(t)\right]^{k_1}\left[\omega^*(t)\right]^{k_2}$$

при стійкому отриманні коливань x(t) для незначних відхилень частоти ω*(t) від встановлених значень.

У результаті розв'язання сформульованих задач апроксимації, нехтування та заокруглення значень знайдених коефіцієнтів отримуємо таку аналогову макромодель генератора з стабілізованими амплітудою та частотою:

$$x' = x_1 + x\left[f\left(A^2 - x^2\right) - x_1^2/f\right],$$
$$x_1' = x_2 + x_1\left[f\left(A^2 - x^2\right) - x_1^2/f\right],$$
$$x_2' = x_3 + x_2\left[f\left(A^2 - x^2\right) - x_1^2/f\right],$$
$$x_3' = \left(x_2^3 - 0.9997x_1x_2x_3\right)/\left(0.9995xx_2 - 1.0013x_1^2\right) + x_3\left[f\left(A^2 - x^2\right) - x_1^2/f\right]$$
$$f = \left[\omega(t)\right]^2/\omega^*(t).$$

У дискретній формі отримана макромодель набирає вигляду:

$$x(k+1) = x(k) + [x_1(k) + x(k)\{\varphi(A^2 - [x(k)]^2) - [x_1(k)]^2/\varphi\}]h;$$
$$x_1(k+1) = x_1(k) + [x_2(k) + x_1(k)\{\varphi(A^2 - [x(k)]^2) - [x_1(k)]^2/\varphi\}]h;$$
$$x_2(k+1) = x_2(k) + [x_3(k) + x_2(k)\{\varphi(A^2 - [x(k)]^2) - [x_1(k)]^2/\varphi\}]h;$$
$$x_3(k+1) = x_3(k) + [\{[x_2(k)]^3 - 0.9997x_1(k)x_2(k)x_3(k)\}/\{0.9995x(k)x_2(k) -$$
$$- 1.0013[x_1(k)]^2\} + x_3(k)\{\varphi(A^2 - [x(k)]^2) - [x_1(k)]^2/\varphi\}]h;$$
$$\varphi = [\omega(k)]^2/\omega^*(k).$$

Згідно з результатами розрахунків застосування стабілізації амплітуди та частоти коливань генератора при різних незначних початкових відхиленнях частоти від заданих значень порівняно з наявністю стабілізації лише амплітуди дозволяє зменшувати значення коефіцієнта нестабільності частоти більше ніж на порядок. Значення КНС генератора зменшується приблизно на порядок. Для аналогової та дискретної макромоделей генератора значення КНС у встановлених режимах коливань не перевищує $1\cdot10^{-5}$. Зменшується також час встановлення коливань. При збудженні з різних початкових умов коливання встановлюються не пізніше ніж за 3 періоди.

Функціональні схеми стійких до зміни амплітуди та частоти аналогового та цифрового генераторів гармонічних коливань реалізуються на базі інтеграторів, суматорів, помножувачів, подільників та ланок затримки по часу.

Як свідчать результати досліджень, отримані генератори можна використовувати для функціонування в широкому частотному діапазоні в різноманітних пристроях, зокрема в модуляторах ЧМ-сигналів. Синтезовані генератори, на відміну від існуючих, не передбачають переналагоджування своїх компонентів у разі необхідності зміни амплітуди або частоти коливань, тобто їх схеми є повністю амплітудо- та частотонезалежними.

1. Барбашин Е.А. Введение в теорию устойчивости. М., 1967. 2. Мандзій Б.А., Желяк Р.І. Основи аналогової мікросхемотехніки. Львів, 1998. 3. Chua L.O., Green D.N. Synthesis of nonlinear Periodic Systems // IEEE Trans. on Circuit and Systems. March 1974. Vol. CAS-21. P.286-294. 4. Tymoshchuk P.V. and Shapovalov Y.I. Synthesis of electronic devices on the determination and digitization of implicit algebra-differential equations base // Radioelectronics and Communications Systems. April 1998. Vol.41. P.41-43. 5. Титце У., Шенк К. Полупроводниковая схемотехника. М., 1982.

УДК 612.315.592

Ю.М.Білинський, С.П.Дубельт, В.І.Лобойко, О.І.Логуш*
Державний університет "Львівська політехніка", кафедра фізики
***Державний університет "Львівська політехніка",**
кафедра напівпровідникової електроніки

МАСОПЕРЕНОС СЕЛЕНІДУ ЦИНКУ У КВАЗІЗАКРИТІЙ СИСТЕМІ

Розглянуто можливі механізми масопереносу при сублімації ZnSe у квазізакритій системі в температурному діапазоні 1100…1400 К, який є оптимальним для вирощування полікристалічних зразків високої прозорості. Показано, що переважаючим є перенесення речовини газодинамічним потоком, і визначальний вплив на його величину та властивості вирощених кристалів має температура зони джерела.

Possible mechanisms of mass transport attached to ZnSe sublimation in quasi closed system for temperature diapason 1100…1400 K. This temperature region is optimum for the growth of the polio crystal samples of high transparency. Shown, the prevalence of the gas stream transport and the dominant influence of the vaporization temperature on the on the properties of the samples.

Селенід цинку – перспективний матеріал для виготовлення прохідних оптичних елементів інфрачервоної техніки. Оптичні характеристики та променева міцність зразків визначаються чистотою та розмірами зерен матеріалу, які, у свою чергу, залежать від технологічних умов одержання, зокрема температурних параметрів росту кристалів та швидкості масопереносу.

Дослідження масопереносу селеніду цинку проводилось в експериментальній установці, конструкція якої наведена на рис. 1. Вона складалася з кварцового випаровувача 1 з