

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
СУМСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
Кафедра наноелектроніки та модифікації поверхні

БАКАЛАВРСЬКА РОБОТА
зі спеціальності 6.153 – «Мікро- та наносистемна техніка»

на тему:
«Резонансні електродинамічні системи
та їх використання в біомедичних дослідженнях»

Ядути Артема Андрійовича

Завідувач кафедрою
_____ проф. О.Д.Погребняк

Науковий керівник
_____ доцент. Рубан А.І.

«__» _____ 2021 р. «__» _____ 2021 р.

Суми 2021

ЗМІСТ

Перелік умовних позначень, символів, одиниць, скорочень і термінів.....	3
Вступ	4
1 Відкриті резонатори для вимірювання малих діелектричних втрат	6
1.1 Резонатор з плоскопаралельної діелектричної пластиною	8
2 Резонатор з плоскопаралельної діелектричної пластиною і необмеженими плоскими дзеркалами	13
3. ГДВ – Автодіний метод дослідження біооб'єктів	19
3.1 Автодіний режим ГДВ.....	19
3.2 Метод дистанційного впливу високо когерентного електромагнітного поля на біооб'єкти	22
Висновки.....	28
Перелік посилань.....	29

**ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ, СИМВОЛІВ, ОДИНИЦЬ,
СКОРОЧЕНЬ І ТЕРМІНІВ**

ГДВ	Генератор дифракційного випромінювання
НЧ	Надвисокі частоти
ВР	Відкритий резонатор
ВГДВ	Відбивний генератор дифракційного випромінювання
ПГДВ	Пролітний генератор дифракційного випромінювання

ВСТУП

Відкриті резонатори вже давно використовуються в різного типу установках для вимірювання комплексної діелектричної проникності в міліметровому і субміліметровому діапазонах довжин хвиль. Однак створені останнім часом для електроніки великих потужностей матеріали з екстремально малою поглинанням, такі як високочистий кремній і алмаз, зажадали перегляду існуючих уявлень про роботу відкритих резонаторів.

У даній роботі описаний метод вимірювання понад малих втрат в діелектриках за допомогою відкритих резонаторів Фабрі-Перо стосовно пластин з високоякісного алмазу. Метод ґрунтується на більш точній теорії відкритого резонатора, яка дозволяє врахувати дисперсію, що вноситься в резонатор плоскопаралельної діелектричної пластиною, товщиною кілька довжин хвиль з площинами, що мають більшу поглинання в тонкому поверхневому шарі.

Власні частоти мод резонатора знаходяться з аналізу структури виходять з резонатора полів при порушенні його гаусовим пучком. Визначаються частоти і добротності власних мод резонатора з урахуванням поглинання в пластині, втратами на зв'язок в дзеркалах резонатора. Отримані в результаті чисельного рішення залежно частот і добротності власних мод використовуються для обґрунтування спрощених аналітичних формул, які зв'язують вимірювані експериментально значення добротностей мод і втрати в пластині.

В даний час практично на всіх типах НЧ-генераторів і лазерах розроблені Автодін вимірювальні системи. Інтерес до цих пристроїв пояснюється їх простотою і досить високою чутливістю, що підтверджено дослідженнями в мілі і субміліметровому діапазонах довжин хвиль. Можливість здійснення прийому відбитих сигналів в режимах зовнішнього і внутрішнього (електронного) детектування дозволяє реалізувати на базі ГДВ-автодинов (генераторів дифракційного випромінювання) діпріємопередаючі пристрої для ближньої радіолокації, рефлектометрії плазми, радіоспектроскопії. Такі пристрої можуть використовуватися або як доплеровские системи для реєстрації швидкості рухомих об'єктів, або як фазометрические для реєстрації малих переміщень і вібрацій об'єктів. Так, ГДВ-Автодін з електронним

детектированием істотно підвищують надійність рефлектометричним систем діагностики плазми в установках з СВЧ нагріванням плазми

Однією з важливих характеристик, що визначає переваги ГДВ в Автодін і гомодинного режимах в порівнянні з іншими НЧ генераторами, є низький, що досягає одиниць кілогерц, рівень середньоквадратичних значень девіації частоти поблизу несучої. Завдяки цьому стало можливим дослідження тонкої структури сигналів, відбитих від біооб'єктів і термоядерної плазми.

Також в роботі приведені дані про новий метод дистанційного впливу висококогерентного міліметрового електромагнітного поля, яке генерується ГДВ, який працює в Автодін режимі, запропонований в роботі. На основі цього вивчені різні ефекти, що виникають при взаємодії цього поля з речовинами сітківки ізолюваного очного келиха Rana Temporaria. Інформацію про біопроцесів якого дає відображена електромагнітна хвиля, всі необхідні параметри якої вимірюються за допомогою ГДВ-автодина. Дана робота містить 30 сторінок. Містить дві частини. Перша частина роботи розглядає відкриті резонатори для вимірювання малих діелектричних втрат. Друга частина роботи розглядає резонатор з плоскопаралельної діелектричної пластиною і необмеженими плоскими дзеркалами. Третя частина роботи носить практичний характер в ній розглядається ГДВ - Автодинний метод дослідження біооб'єктів і безпосередньо метод дистанційного впливу високо когерентного електромагнітного поля на біооб'єкти. Робота містить 6 ілюстрацій, 2 таблиці, 15 джерел згідно з переліком посилань.

Мета роботи розглянути резонансні системи і їх безпосереднє застосування в біомедичних дослідженнях.

1 ВІДКРИТІ РЕЗОНАТОРИ ДЛЯ ВИМІРЮВАННЯ МАЛИХ ДІЕЛЕКТРИЧНИХ ВТРАТ

1.1 Резонатор з плоскопаралельною діелектричною пластинною

Розглянемо резонатор, представлений на мал. 1. [1].

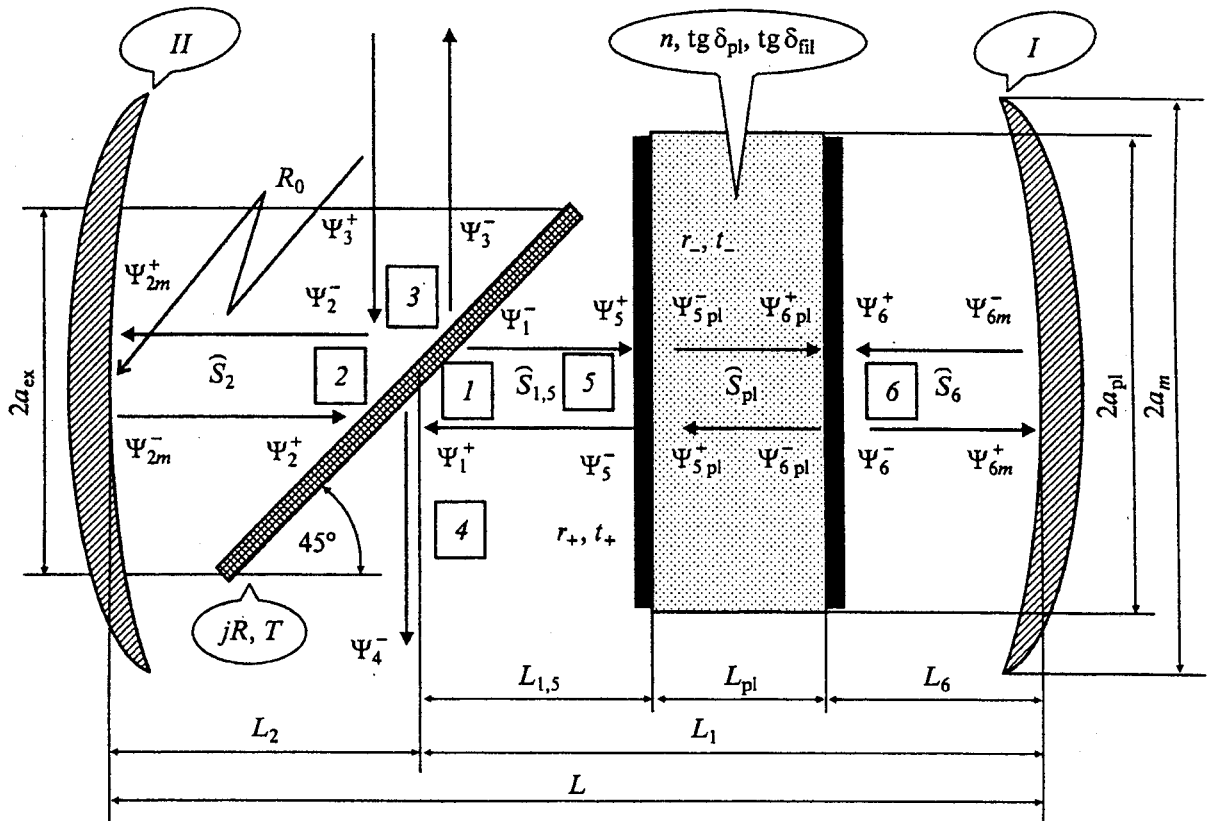


Рисунок 1 Резонатор с діелектричною пластинною. I, II – дзеркала.

Він утворений непрозорими металевими дзеркалами з радіусом кривизни R_0 і діаметром $2a_m$ розташованим на відстані L один від одного. Дзеркала мають омичні коефіцієнти відображення $R_{ohm} \approx -1$. У резонаторі розташований елемент зв'язку у вигляді діелектричної плівки, розташованої під кутом 45° до осі резонатора, с коефіцієнтом відображення jR (де j — уявна одиниця) і коефіцієнтом проходження T . Плівка розділяє резонатор на два плеча з довжинами L_1 і L_2 ($L_1 + L_2 = L$). У такому описі плівка з цим представляється восьмиполюсником з чотирма входами (виходами). Входи 1 та 2 спрямовані в бік діелектричної пластини

і дзеркала II відповідно. Введення випромінювання здійснюється через вхід (вихід) 3, висновок через вхід (виходу 3 (відображення від резонатора) і вхід (вихід) 4 (проходження через резонатор).

Передбачається, що плівка зв'язку не має втрат і дисперсії і при дійсних значеннях R і T виконується рівність

$$R^2 + T^2 = 1, \quad (1)$$

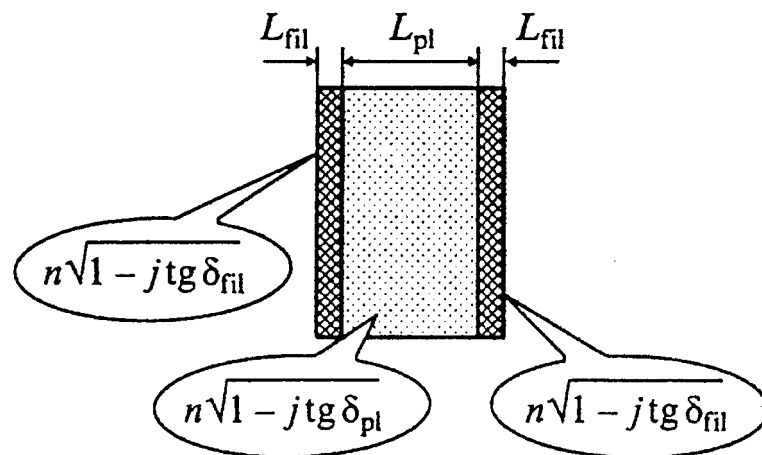
Відстань від плівки зв'язку відраховується від її центру. Проекція її поверхні на площину, перпендикулярну осі резонатора, являє собою коло діаметром $2a_{ex}$. Плече I містить плоскопаралельну діелектричну пластину діаметром $2a_{pl}$, товщиною L_{pl} з показником заломлення

$$n_{pl} = n\sqrt{1 - j \cdot tg \delta_{pl}}, \quad (2)$$

де n — дійсна частина;

$tg \delta_{pl}$ — тангенс кута втрат матеріалу пластини.

Передбачається, що плоскі поверхні пластини покриті тонкими плівками (Мал. 1.1.2) товщиною L_{fil} і показником заломлення.



Мал. 2. Поверхневі шари на пластині діелектрика

$$n_{fil} = n\sqrt{1 - j \cdot tg \delta_{fil}}, \quad (3)$$

де $tg \delta_{fil}$ — тангенс кута втрат матеріалу плівок.

Пластина розміщена на відстані L_6 від першого дзеркала перпендикулярно осі

резонатора і на відстані $L_{1,5}$ (від точки 1 до точки 5) від плівки зв'язку ($L_{1,5} + L_{pl} + L_6 = L_1$). Відстань між плівкою зв'язку та лівої плівкою на діелектричній пластині $L_{1,5} = L_6 - L_{fil}$, відстань між правою плівкою на діелектричній пластині і першим дзеркалом $L_6 = L_6 - L_{fil}$.

Для опису полів в резонаторі з пластиною скористаємося методикою опису відкритих систем, запропонованої в [7-8]. У цій методиці поля з тимчасовою залежністю $\sim \exp(j\omega t)$, де ω — кругова частота, характеризуються поперечними до напрямку поширення компонентами полів. Ми використовуємо лінійно поляризовані електричні поля, амплітуди яких позначимо через Ψ_i^\pm . Поля в кожному перетині, перпендикулярному осі резонатора, представимо у вигляді двох зустрічних хвильових пучків (Мал. 1). На плівку зв'язку падає вхідний хвильовий пучок з амплітудою Ψ_3^+ . Цей пучок, здійснює збудження резонатора. Від плівки зв'язку з резонатора виходять вихідні хвильові пучки з амплітудою Ψ_3^- і Ψ_4^-

Позначимо через $\Psi_{1,2}^-$ — амплітуди пучків, що відходять від плівки зв'язку в сторону першого і другого дзеркал резонатора відповідно, а через $\Psi_{1,2}^+$ — амплітуди пучків, що приходять до плівки зв'язку з цих напрямків. Співвідношення, що описують зв'язок хвильових пучків на плівці зв'язку, мають вигляд

$$\Psi_1^- = T \cdot \Psi_2^+, \quad (4)$$

$$\Psi_2^- = T \cdot \Psi_1^+ + j \cdot R \cdot \Psi_3^+, \quad (5)$$

$$\Psi_3^- = j \cdot R \cdot \Psi_2^+. \quad (6)$$

При такому описі нехтується дифракцією пучків поблизу самої плівки зв'язку. Зміна амплітуд пучків $\Psi = (x, y, z)$ в залежності від поперечних x, y і поздовжньої z координат при поширенні усередині резонатора описується співвідношенням, що впливають з уявлення поля у вигляді суперпозиції плоских хвиль. Це співвідношення ми детально запишемо для пучка, що поширюється в бік другого дзеркала. Воно має вигляд:

$$\Psi_{2m}^+ = S_2 \Psi_2^- = \Phi^r(k_x, k_y) S_{L_2} \Phi^d(x, y) \Psi_2^-, \quad (7)$$

де Ψ_{2m}^+ — амплітуда пучка, що падає на друге дзеркало;

S_2 — оператор поширення;

$\Phi^d(x, y)$ и $\Phi^r(k_x, k_y)$ — оператори прямого і зворотного подвійного перетворенням Фур'є;

$S_{L_2} = \exp(-jk_z L_2)$, $k_z L_2$ — набіг фази при поширенні;

k_z — поздовжнє хвильове число плоскої хвилі

$$k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}, \quad (8)$$

де c — швидкість світла;

f — частота;

k_x і k_y — поперечні хвильові числа.

Дзеркала резонатора опишемо як фазовий коректор, так що амплітуда пучка, що минає від другого дзеркала Ψ_{2m}^- , пов'язана з амплітудою пучка, що падає на це дзеркало, в такий спосіб:

$$\Psi_{2m}^- = R_0 \Psi_{2m}^+ = R_{ohm} \exp\left\{-2jk \left[R_0 \sqrt{1 - \frac{x^2 + y^2}{R_0^2}} - R_0 \right]\right\} \Psi_{2m}^+, \quad (9)$$

У (1.1.9) позитивне значення R_0 відповідає увігнутому дзеркалу, через \hat{R}_0 позначений оператор перетворення пучка дзеркалом.

Співвідношення, аналогічні (7), можуть бути записані для амплітуд хвильових пучків, що поширюються в кожній секції резонатора. Зміна структури пучка від плівки зв'язку часткової торцевої грані діелектричної пластини описується оператором $S_{1,5}$

$$\Psi_5^+ = \hat{S}_{1,5} \Psi_1^- = \hat{\Phi}^r(k_x, k_y) S_{L_{1,5}} \hat{\Phi}^d(x, y) \Psi_1^-, \quad (10)$$

від лівої торцевої грані діелектричної пластини до правої її торцевої грані оператором \hat{S}_{pl}

$$\Psi_{6pl}^+ = \hat{S}_{pl} \Psi_5^- = \hat{\Phi}^r(k_x, k_y) S_{L_{pl}} \hat{\Phi}^d(x, y) \Psi_{5pl}^-, \quad (11)$$

причому всередині пластини має місце діелектрик з комплексним показником заломлення n_{pl} . При такому показнику заломлення всередині діелектрика співвідношення (8) замінюється наступним:

$$k_z = \sqrt{n_{pl}^2 k^2 - k_x^2 - k_y^2}, \quad (12)$$

Зміна структури пучка від правої торцевої грані пластини до першого дзеркала описується оператором S_6

$$\Psi_{1m}^+ = \hat{S}_6 \Psi_6^- = \hat{\Phi}^r(k_x, k_y) S_{L_6} \hat{\Phi}^d(x, y) \Psi_6^-, \quad (13)$$

Для пучка, що падає на перше дзеркало і відходить від нього, має місце співвідношення, аналогічне (9).

На лівій грані лівої плівки ми маємо падаючий пучок з амплітудою і минає пучок з амплітудою Ψ_5^- , а на правій грані лівої плівки маємо падаючий пучок з амплітудою Ψ_{5pl}^+ і йде пучок з амплітудою Ψ_{5pl}^- . Ці амплітуди пов'язані між собою наступними співвідношеннями $\Psi_5^- = r_+ \Psi_5^+ + t_+ \Psi_{5pl}^+$,

$$(14)$$

$$\Psi_{5pl}^- = r_- \Psi_{5pl}^+ + t_- \Psi_5^+, \quad (15)$$

де r_{\pm} — коефіцієнти відбиття від плівки хвиль, що падають на неї з боку другого дзеркала і з пластини;

t_{\pm} — коефіцієнти передачі через плівку для падаючих на неї хвиль з боку другого дзеркала і з боку пластини відповідно.

Висловимо ці коефіцієнти через товщину плівок і їх коефіцієнт заломлення

$$r_+ = \frac{r_{12} + r_{23} \exp(-2j\varphi_0)}{1 + r_{12}r_{23} \exp(-2j\varphi_0)}, \quad (16)$$

$$r_- = \frac{r_{32} + r_{21} \exp(-2j\varphi_0)}{1 + r_{32}r_{21} \exp(-2j\varphi_0)}, \quad (17)$$

$$r_- = \frac{t_{12}t_{23} \exp(-j\varphi_0)}{1 + r_{12}r_{23} \exp(-2j\varphi_0)}, \quad (18)$$

$$r_+ = \frac{t_{32}t_{21} \exp(-j\varphi_0)}{1 + r_{32}r_{21} \exp(-2j\varphi_0)}, \quad (19)$$

$$\varphi_0 = kn_{fil}L_{fil}, r_{12} = -r_{21} = \frac{1-n_{fil}}{1+n_{fil}}, r_{23} = -r_{32} = \frac{n_{fil}-n_{pl}}{n_{fil}+n_{pl}}, t_{12} = \frac{2}{1+n_{fil}},$$

$$t_{21} = \frac{2n_{fil}}{1+n_{fil}}, t_{23} = \frac{2n_{fil}}{n_{pl}-n_{fil}}, t_{32} = \frac{2n_{pl}}{n_{pl}+n_{fil}}, \quad (20)$$

Ми маємо на лівій стороні правої плівки падаючий і відбитий пучки з амплітудами Ψ_{6pl}^+ і Ψ_{6pl}^- , а на правій стороні правої плівки - пучки з амплітудами Ψ_6^+ и Ψ_6^- . Ці пучки пов'язані між собою співвідношеннями

$$\Psi_{6pl}^- = r_- \Psi_{6pl}^+ + t_- \Psi_6^+, \quad (21)$$

$$\Psi_6^- = r_+ \Psi_6^+ + t_+ \Psi_{6pl}^+, \quad (22)$$

В результаті рішення системи (1) — (22) повинні бути знайдені поля, розсіяні резонатором: пучки: Ψ_3^- и Ψ_4^- .

Ці поля ми будемо характеризувати двома коефіцієнтами є функціоналом від полів розсіювання резонатора: коефіцієнтом відбиття від резонатора K_r^0 и коефіцієнтом проходження через резонатор K_t^0 .

Коефіцієнт відбиття або проходження в цьому випадку, який в (4) названий одноמודовим, можна визначити у вигляді

$$K_{r,t}^0 = \frac{P_{r,t}^0}{P}, \quad (23)$$

де $P_{rt}^0 = P_{rt}N_{rt}$, $P_r = \iint |\Psi_3^-|^2 dx dy$ — потужність в пучку, що минає від резонатора назустріч падаючому пучку;

$P_t = \iint |\Psi_6^-|^2 dx dy$ — потужність в пучку, що пройшов через резонатор.

Коефіцієнти зв'язку пучка і приймача характеризують ту частину з падаючого на приймач випромінювання, яка приймається останнім, причому

$$N_r = \frac{\int \Psi_3^- \Psi_{r,out}^* ds \int \Psi_3^{*-} \Psi_{r,out} ds}{P_r P_{r,n}}, \quad (24)$$

де $\Psi_{r,out}^*$ — функція описує структуру поля робочої зони приймача на плівці зв'язку;

$P_{t,n} = \int |\Psi_{t,out}|^2 ds$ — потужність пучка з такою структурою;

$$N_t = \frac{\int \Psi_4^- \Psi_{t,out}^* ds \int \Psi_4^{*-} \Psi_{t,out} ds}{P_t P_{t,n}}, \quad (25)$$

Далі структуру пучка робочої моди приймача будемо вважати

$$\text{гаусом } \Psi_{r,out} \sim \Psi_{t,out} \sim \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2a_{r,t}^2}\right), \quad (26)$$

При заданому значенні частоти вона вирішувалася методом ітерацій. В якості початкового значення для функцій Ψ_1^- , Ψ_{5pl}^- і Ψ_6^+ , як правило, задавалася функція Ψ_3^+ . Поперечний розподіл збудливого хвильового пучка Ψ_3^+ належало гаусовим

$$\sim \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2a_b^2}\right), \quad (27)$$

де величина a_b характеризує полуширину збудливого пучка.

Амплітуди вихідних хвильових пучків на відображення і проходження визначалися

$$\text{співвідношеннями } \Psi_3^- = iR \hat{S}_2 \hat{R}_2 \hat{S}_2 \{T \cdot \Psi_1^+ + jR \Psi_3^+\}, \quad \Psi_4^- = T \cdot \Psi_3^+ + jR \Psi_1^+, \quad (28)$$

в які підставлялась знайдена функція Ψ_1^+ .

Далі частота змінювалася і визначався відгук резонатора на зміненої частоті. На деяких резонансних частотах f_p коефіцієнт відображення збільшувався, а коефіцієнт проходження зменшувався.

2. Резонатор з плоскопаралельної діелектричної пластини і необмеженими плоскими дзеркалами

Перейдемо в системи (1) — (22) до резонатора з плоскими необмеженими дзеркалами, при цьому всі інтегральні оператори \hat{S}_i стануть числами (наприклад $\hat{S}_2 = \exp[-jkL_2]$ и т.д.), і будемо вирішувати завдання визначення власних частот резонатора, поклавши збудливий пучок рівний нулю. Тоді система інтегральних рівнянь зведеться до трансцендентному характеристичному рівнянню

$$\begin{aligned} & \left[-1 + r_+ T^2 R_{ohm} \exp[-2jk(L_2 + L_{1,5})] \right] \times \left[-1 + r_+ R_{ohm} \exp(-2jkl_6) \right] - \exp(-2jkn_{pl}L_{pl}) \\ & \times \left[-r_+ + T^2 R_{ohm} D \exp[-2jk(L_2 + L_{1,5})] \right] \times \left[-r_- + R_{ohm} D \exp(-2jkL_6) \right] = 0, \end{aligned} \quad (1)$$

Рішення (1.2.1) будемо шукати методом збурень, вважаючи малими параметрами втрати в діелектрику ($tg\delta_{pl}, tg\delta_{fil} \ll 1$), оптичні втрати в дзеркалах ($\delta_{ohm} = 1 = R_{ohm}^2 \ll 1$), коефіцієнт відображення плівки зв'язку ($\delta_{cs} = 1 - T^2 \ll 1$), товщину поглинаючих плівок ($\varphi_0 = knL_{fil} \ll 1$).

У нульовому наближенні (при рівних нулю малих параметрах) отримаємо для визначення власних частот рівняння

$$\begin{aligned} & -2r_+ \cos[k^0(L_2 + l_{1,5} - L_6)] \sin[k^0 n(L_{pl} + 2L_{fil})] + r_+^2 \sin[k^0(L_2 + L_{1,5} + L_6 - nL_{pl} - 2L_{fil})] = \\ & = r_+^2 \sin[k^0(L_2 + L_{1,5} + L_6 - nL_{pl} - 2L_{fil})], \end{aligned} \quad (2)$$

Із (1.2.2) випливає, що за умов

$$nk^0(L_{pl} + 2L_{fil}) = m_1\pi, \quad k^0(L_2 + L_{1,5} + L_6) = m_2\pi, \quad (3)$$

де m_1 и m_2 — цілі числа, рівні кількості півхвиль уздовж осі резонатора відповідно, в діелектрику з поглинаючими плівками і поза діелектрика існує мода резонатора з хвильовим числом k^0 і частотою, яка не змінюється при плоскопаралельному переміщенні пластини вздовж осі резонатора (3).

У першому порядку теорії збурень висловимо зміна власного хвильового числа розглянутої моди $\Delta k = j\Delta k''$, викликане наявністю втрат на зв'язок і

тепловими втратами в дзеркалах $\Delta k_R''$, а також тепловими втратами в діелектричній пластині $\Delta k_{pl}''$, а також тепловими втратами в діелектричній і в шарах, що покривають пластину $\Delta k_{fil}''$,

$$\Delta k_R'' = \frac{(\delta_{ohm} + \delta_{св})(1 - r_+^2)}{2\{(1 - r_+^2)(L_2 + L_{1,5} + L_6) + n(L_{pl} + 2L_{fil})(r_+^2 + 1 + 2r_+ \cos[2k^0(L_2 + L_{1,5})])\}}, \quad (4)$$

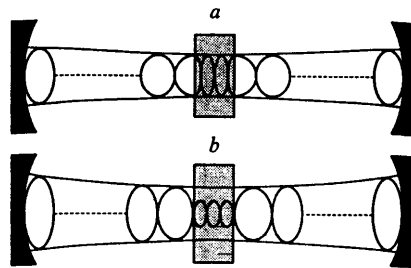
$$\Delta k_{pl}'' = \frac{ntg\delta_{pl}k^0}{2\{(1 - r_+^2)(L_2 + L_{1,5} + L_6) + n[L_{pl} + 2L_{fil}][r_+^2 + 1 + 2r_+ \cos(2k_0(L_2 + L_{1,5}))]\}} \times$$

$$\times \left\{ L_{pl}[r_+^2 + 1 + 2r_+ \cos(2k^0(L_2 + L_{1,5}))] + \frac{4L_{fil}}{(n+1)^2} [1 - n^2 + (n^2 + 1)\cos(2k^0(L_2 + L_{1,5}))] \right\}, \quad (5)$$

$$\Delta k_{fil}'' = \frac{4ntg\delta_{fil}k^0 L_{fil} [1 - \cos(2k^0(L_2 + L_{1,5}))] \frac{n^2}{(n+1)^2}}{\{(1 - r_+^2)(L_2 + L_{1,5} + L_6) + n[L_{pl} + 2L_{fil}][r_+^2 + 1 + 2r_+ \cos(2k^0(L_2 + L_{1,5}))]\}}, \quad (6)$$

Розглянемо залежність ширини резонансної кривої $\Delta k'' = \Delta k_R'' + \Delta k_{pl}''$ від положення пластини в резонаторі (довжини $L_2 + L_{1,5}$) У разі відсутності поглинаючих плівок на пластині. З цієї залежності випливає, що добротність розглянутої моди резонатора з індексом $m_1 + m_2$ осцилює при зміщенні пластини вздовж його осі, досягаючи екстремумів при $2k^0(L_2 + L_{1,5}) = s\pi$, где s — ціле число

При парному s площині і діелектрика збігаються з нулями електричного поля стоячої хвилі в резонаторі, при цьому положенні амплітуда електричного поля в діелектрику мінімальна, що показано на Мал. 3, а



Мал. 3 Структура поля в резонаторі з пластинною:

a — торцеві поверхні пластини знаходяться в максимумах електричного поля,

b — в нулях.

$$\text{Добротність цієї моди: } Q_+ = \frac{k^0 (L_2 + L_{1,5} + L_6 + L_{pl})}{\delta_{ohm} - \delta_{св} + tg\delta_{pl} k^0 L_{pl}}, \quad (7)$$

При непарному s площині діелектрика збігаються з максимумами електричного поля стоячої хвилі в резонаторі і амплітуда електричного поля в діелектрику максимальна, що показано на мал. 3, б. Добротність цієї моди

$$Q_- = \frac{k^0 (L_2 + L_{1,5} + L_6 + n^2 L_{pl})}{\delta_{ohm} - \delta_{св} + n^2 tg\delta_{pl} k^0 L_{pl}}, \quad (8)$$

При відсутності втрат в діелектрику більш високо-добротної завдяки запасної в останньому енергії є мода Q_- з максимальним значенням електричного поля. Якщо втрати в діелектрику переважають і енергія, запасу в пластині, мала в порівнянні з енергією в іншому обсязі резонатора, то більше високодобротних є мода з Q_+ . Як правило, останній випадок реалізується експериментально [3].

$$\frac{\delta_{ohm} + \delta_{pl}}{k^0 n L_{pl}} = \frac{L_2 + L_{1,5} + L_6}{n L_{pl}} \text{ или } tg\delta_{pl} = \frac{\delta_{ohm} + \delta_{св}}{L_2 + L_{1,5} + L_6}, \quad (9)$$

осциляції добротності моди відсутні.

Для визначення втрат в діелектрику вимірюються екстремальні значення добротності резонатора Q_+ и а також добротність моди порожнього резонатора з тим же індексом $m_1 + m_2$ і на тій же частоті

$$Q_0 = \frac{k^0 (L_2 + L_{1,5} + L_6 + n L_{pl})}{\delta_{ohm} + \delta_{св}}, \quad (10)$$

Далі, виключаючи з будь-якої пари рівностей (7, 8, 10) величину втрат в резонаторі без діелектрика $\delta_{ohm} + \delta_{св}$, отримаємо наступні три вирази для визначення - величини $tg\delta_{pl}$ через Q_0 , Q_+ и Q_- , які ми позначимо через $tg\delta_{pl-}$ при використанні (7), (10), $tg\delta_{pl+}$ при використанні (8), (10) и $tg\delta_{pl0}$ при використанні (7), (8),

$$tg\delta_{pl+} = \left(\frac{1}{Q_+} - \frac{1}{Q_0} \right) \times \left[\frac{L_2 + L_{1,5} + L_6}{L_{pl}} - (n-1) \right], \quad (11)$$

$$tg\delta_{pl-} = \left(\frac{1}{Q_-} - \frac{1}{Q_0} \right) \times \left[\frac{L_2 + L_{1,5} + L_6}{n^2 L_{pl}} + \frac{(n-1)}{n} \right], \quad (12)$$

$$tg\delta_{pl0} = \frac{1}{n^2 - 1} \left[\left(\frac{1}{Q_+} - \frac{1}{Q_0} \right) \times \frac{L_2 + L_{1,5} + L_6 + nL_{pl}}{L_{pl}} + (n+1) \times \left(\frac{n}{Q_+} + \frac{1}{Q_-} \right) \right], \quad (13)$$

при використанні (11) - (13) слід мати на увазі, що вирази

$$\frac{1}{Q_-} - \frac{1}{Q_0} \text{ и } \frac{1}{Q_+} - \frac{1}{Q_-}, \quad (14)$$

можуть бути як позитивними, так і негативними.

Таким чином, можливо вимір при двох положеннях діелектричної пластини, коли втрати вносяться діелектриком в резонатор а) мінімальні - цей випадок використовується для вимірювання щодо великих величин $tg\delta_{pl}$ (до $\sim 10^{-2}$), б) максимальні - цей випадок використовується для вимірювання матеріалів з мінімальним поглинанням. Це положення пластини дозволяє з хорошою точністю вимірювати сучасні матеріали з надмалим поглинанням.

Спосіб вимірювання без використання інформації про добротності порожнього резонатора зручний для експериментів з мінливими параметрами зразка наприклад для вимірювання температурних залежностей $tg\delta_{pl}$.

Природно, що результати розрахунку величини $tg\delta_{pl}$ з вимірних значень Q_0 , Q_+ і Q_- повинен бути незалежним від положення зразка в резонаторі, так що з використанням трьох варіантів розрахунку величини $tg\delta_{pl}$ з'являється можливість самоперевірки результатів. При вимірі алмазних дисків (а раніше кремнієвих) виявилось, що розрахункове значення $tg\delta_{pl}$ істотно залежить від стану зразка в резонаторі. Причому величина $tg\delta_{pl}$, розрахована з Q_- і Q_0 , значно перевищує $tg\delta_{pl}$, розрахований виходячи з Q_0 і Q_+ (таблиця 1).

Таблиця 1

№ диска	Товщина, мм	Частота, ГГц	$tg\delta_{pl-} \times 10^4$	$tg\delta_{pl-} \times 10^5$
---------	-------------	--------------	------------------------------	------------------------------

87	0,41	152	6,5	7,6
93	0,38	166	4,0	5,8
128	0,37	170	1,7	2,5
131	0,46	136	2,0	9,6

Таке протиріччя, зокрема, може виникнути внаслідок наявності на поверхні діелектрика додаткових втрат. За умови, що ці додаткові втрати локалізовані в тонкому поверхневому шарі, з (4 - 6) випливає, що вони вносяться тільки в моду з Q_-

$$Q_- \approx \frac{k^0 [L_2 + L_{1,5} + L_6 + n^2 (L_{pl} + 2L_{fil})]}{\delta_{ohm} + \delta_{св} + n^2 tg \delta_{pl} k^0 L_{pl} + 4n^2 k^0 L_{fil} tg \delta_{fil}}, \quad (15)$$

Розраховані за допомогою формул (7), (15) значення ширини резонансних кривих при їх екстремальних значеннях збігаються з точністю до одиниць четвертої значущої цифри з результатами більш точної теорії описуваної системою рівнянь (1) – (22), при тій же довжині резонатора і резонансній частоті, яка визначається з рішення (1) - (22).

Слідуючи припущенням про тонкощі яка поглинає шару на торцевих площинах пластини, ми можемо окремо розрахувати поглинання біжучої хвилі в речовині пластини в його поверхневих шарах.

Знайдені значення $tg \delta_{pl}$ и $tg \delta_{fil}$ при додатковому припущенні про товщину плівки дозволяють оцінити об'ємні P_{pl} і поверхневі P_{fil} втрати в пластині для біжучої хвилі на її резонансній частоті. Втрати можуть бути визначені з наступних

$$\text{виразів: } \frac{P_s}{P} (tg \delta_{pl}, tg \delta_{fil}) \approx \frac{P_{pl}}{P} (tg \delta_{pl}, 0) + \frac{P_{fil}}{P} (0, tg \delta_{fil}) = -1 - |K|^2 - |R_{pl}|^2, \quad (16)$$

$$\text{де } K(tg \delta_{pl}, tg \delta_{fil}) = \frac{t_+ t_- \exp(-ikn_{pl} L_{pl})}{1 + r_+ r_- \exp(-2ikn_{pl} L_{pl})} \text{ — коефіцієнт передачі пластини з}$$

плівкою;

$$R_{pl}(tg \delta_{pl}, tg \delta_{fil}) = \frac{r_+ + r_- \exp(-2ikn_{pl} L_{pl})}{1 + r_+ r_- \exp(-2ikn_{pl} L_{pl})} \text{ — коефіцієнт відбиття від неї;}$$

P_s — сумарні втрати в плівках і пластині;

P — потужність в хвилі, що падає на пластинку.

3. ГДВ - АТОДІНИЙ МЕТОД ДОСЛІДЖЕННЯ БІООБ'ЄКТИ

3.1 Автодіний режим ГДВ

Автодіний ефект в ГДВ, як і в інших типах генераторів, полягає в їх реакції на власний сигнал, відбитий від об'єкта, і проявляється в зміні внутрішніх характеристик ГДВ: амплітуди поля ОР, частоти генерації і значення струму пучка. Залежно від того, які з цих характеристик підлягають реєстрації, ГДВ-Автодін поділяються на Автодін із зовнішнім і внутрішнім детектированием сигналів.

При реєстрації змін амплітуди і частоти генерації застосовуються методи зовнішнього детектування напівпровідниковими детекторами, а в разі внутрішнього детектування вимір збільшень струмів пучка, викликаних отриманого сигналу, здійснюється внутрішніми електронними детекторами.

Розглянемо зовнішнє детектування. ГДВ.

Метод зовнішнього детектування ГДВ може працювати в відбивної (ПГДВ) і пролетном (ПГДВ) режимах. Розглянемо принципову відмінність цих режимів роботи. Коефіцієнт автодиноного посилення ПГДВ значно нижче, ніж в прогонових режимах, і зростає зі збільшенням до значень $k = 4$, а потім зменшується.

Амплітудна і частотна характеристики ВГДВ відрізняються від аналогічних характеристик ПГДВ тим, що амплітуди ΔP_n і Δf в центральних парціальних зонах значно більше, ніж в крайніх.

Таким чином, характеристики ВГДВ- автодина при зовнішньому детектуванні відрізняються від характеристик ПГДВ. Так, зі збільшенням струму коефіцієнт автодиноного посилення ВГДВ спочатку зростає (в ПГДВ зменшується), а потім спадає.

Істотною відмінністю є і більш висока чутливість ВГДВ до відбитого сигналу при нарузі, відповідних центру пролітної зони, і зміна фази відгуку в межах парціальної зони на протилежну при зміні потенціалу відбивача. значно поступається ВГДВ і за коефіцієнтами автодиноного посилення.

У той же час слід зазначити, що завдяки таким характеристикам ВГДВ, як низькі пускові струми, симетричність зон генерації і можливість безструмової

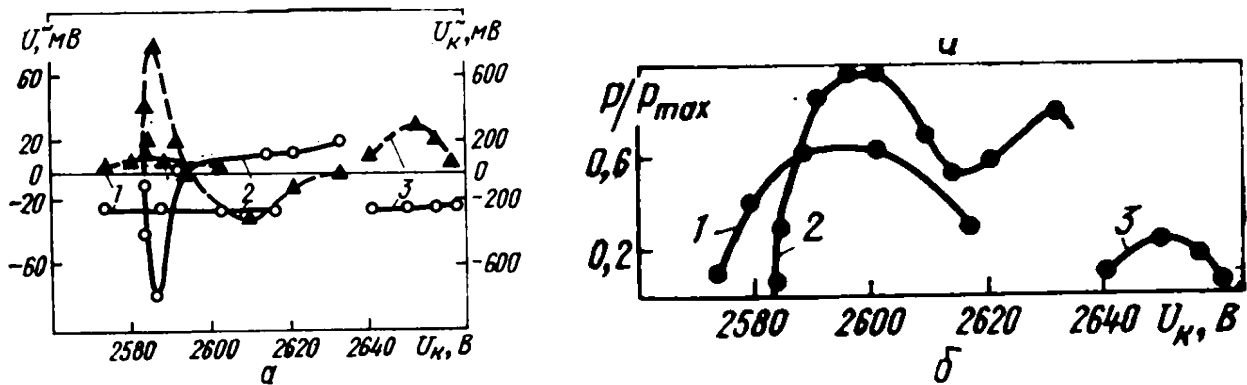
управління частотою і потужністю генерації, подальші дослідження їх Автодін режимів становлять інтерес для практичних застосувань в радіосистемах.

Розглянемо внутрішнє детектування в ГДВ-Автодінах.

Автодін прилади з зовнішнім детектуванням мають ряд обмежень, пов'язаних з наявністю в схемі напівпровідникового детектора. Особливо вони проявляються в тих випадках, коли для вимірювань потрібні приймальні пристрої з широким динамічним діапазоном, можливістю регулювання параметрів, високою надійністю і завадозахищеністю. Перерахованими властивостями володіють електронні детектори на електровакуумних приладах НЧ. Принцип їх роботи полягає в тому, що сигнал, що приймається, впливаючи на електронний потік, викликає зміна його характеристик. Детекторний сигнал виділяється з струму пучка або в ланцюгах харчування такого детектора, або за допомогою діодних проміжків з потенційним бар'єром просторового заряду, що є елементами самого приладу, наприклад, в діодному проміжку електронної гармати або в зазорі резонатор - відбивач клістрона.

Таким чином, внутрішнє детектування або автодетектування слід вважати більш природним і універсальним режимом для Автодін НЧ приладів, ніж режим зовнішнього детектування. Експериментальні дослідження ГДВ показують, що такий прилад може працювати в Автодін режимі як при зовнішньому детектуванні, так і з автодетектуванням відбитих сигналів. З метою порівняння проведено дослідження цих режимів детектування на одному приладі. Як параметри, за якими воно проводилося, обрані напруги сигналів Автодін відгуків зовнішнього U_{\sim} і внутрішнього U_k^{\sim} детекторів і розраховані по ним вольт чутливості.

Типові криві залежностей потужності генерації, амплітуд і фаз Автодін відгуків на виходах зовнішнього і внутрішнього детекторів від потенціалів колектора в різних парціальних відбивних зонах наведені на мал. 4.



Малюнок 4 Зміна амплітуд Автодін сигналів ГДВ

Як видно з малюнка, характер поведінки детекторних сигналів в крайніх (криві 1, 3) і центральній (крива 2) зонах генерації істотно відрізняється. При зовнішньому детектуванні в зонах 1, 3 амплітуди і фази U_{\sim} залишаються без зміни, а амплітуди сигналів автодетектування змінюються відповідно до потужності генеруючого сигналу: зменшуючись на краях і зростаючи в центрі зон.

Така поведінка автодінових сигналів, істотно відмінне від поведінки U_{\sim} ПГДВ при зовнішньому детектуванні, пояснюється слабкою реакцією на зовнішній вплив ВГДВ в периферійних відбивних зонах і відповідно низькими значеннями коефіцієнтів автодинного посилення при зовнішньому детектуванні. У центральній зоні (мал. 144, криві 2) амплітуди автодіних сигналів змінюються практично за одним законом для обох режимів детектування. Саме ці ділянки загальною відбивної зони слід вважати найбільш прийнятними для автодіного прийому в таких ГДВ.

Цікавою особливістю, що виявляється при порівнянні режимів детектування, є протифазні сигналів U_{\sim} і $U_{k\sim}$ у всіх зонах і практично повна їх симетричність в центральній зоні (мал. 4, криві 2).

Слід зазначити і суттєва відмінність амплітуд відгуків U_{\sim} і $U_{k\sim}$, досягає десятикратного і більш перевищення напруги сигналів автодетектування над сигналами зовнішнього детектора (це підтверджує факт більш високої ефективності режиму автодетектування).

Значної відмінності чутливості ПГДВ і ВГДВ при зовнішньому детектуванні

можна пояснити відмінностями між їх коефіцієнтами автодіного посилення. Отже, Автодіний генератор при зовнішньому детектуванні є підсилювачем вольтової чутливості напівпровідникового детектора, що застосовується для детектування автодіного сигналу.

3.2 Метод дистанційного впливу висококогерентного електромагнітного поля на біоб'єкти

Дослідження функціонального стану біологічних об'єктів і їх спектральних характеристик в міліметровому діапазоні довжин хвиль пов'язане з розробкою нових методів і апаратури не ушкоджує діагностики в реальному масштабі часу.

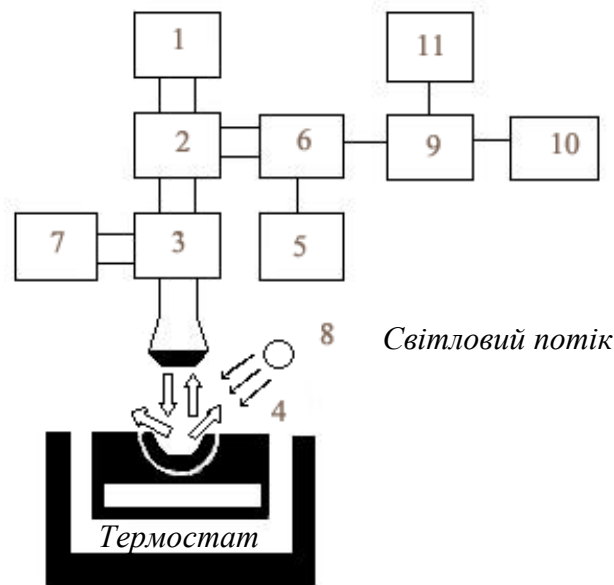
Зазвичай результат взаємодії біологічних об'єктів з когерентними електромагнітними хвилями визначається по вторинним біологічним ефектів (біоотклик), спектрами комбінаційного розсіювання світла і спектрами поглинання. Для цих експериментів характерна відсутність повної відтворюваності результатів в основному через амплітудних вимірів, точність яких порівняно невелика (сильне поглинання в біоб'єктах), і великий розкид параметрів зразків з необхідним ступенем синхронізації фізико-хімічних властивостей і процесів їх життєдіяльності. Для інтерпретації експериментальних даних частіше використовується модель Фреліха, проголошує важливу роль у внутрішньоклітинних фізико-хімічних процесах когерентних коливальних станів на частотах $10^{10} - 10^{12}$ Гц в активних біомолекулярних системах, які відрізняються в стійких метастабільних станах слабкою диссіпацією енергії і більшою поляризуемістю [12, 13].

У цій частині роботи наведено дані про новий метод дистанційного впливу висококогерентного міліметрового електромагнітного поля, яке генерується ГДВ, який працює в Автодіні режимі, запропонований в роботі. На основі цього вивчені різні ефекти, що виникають при взаємодії цього поля з речовинами сітківки ізолюваного очного келиха *Rana Temporaria*. Інформацію про біопроцесів дає відображена електромагнітна хвиля, всі необхідні параметри якої вимірюються за допомогою ГДВ-автодіна. Вибір ГДВ-автодіна для проведених експериментів

обумовлений високою якістю спектра випромінювання і малим расстоянием между приемопередатчиком і досліджуваним об'єктом, оскільки в цьому випадку інші принципи поділу каналів прийому і передачі неприйнятні.

В якості досліджуваного активного біологічного об'єкта використовується сітківка ізольованого очного келиха *Rana Temporaria*, Що змінює свої фізико-хімічні властивості при проведенні нервового імпульсу, викликаного адекватним світловим стимулом [14].

Експериментальні дослідження проводяться за схемою, наведеною на мал. 5



Мал. 5. Структурна схема установки дослідження сітківки:

1 — ГДВ-автодін; 2 — спрямований ответвитель; 3 — хвилеводний перемикач; 4 — досліджуваний об'єкт; 5 — гетеродин; 6 — змішувач; 7 — узгоджена навантаження; 8 — джерело світла; 9 — УПЧ; 10 — девиометр; 11 — самописець

Біооб'єкт розміщується на рухомій пластині, виконаної з поглинача електромагнітних хвиль. Пластина знаходиться в термостаті при температурі 0—0,1°C, необхідної для підтримки життєдіяльності біооб'єкту. За нормалі до очного келиху падає електромагнітна хвиля ($\lambda \approx 9,5$ мм), генерується ГДВ-Автодін. Відбитий від об'єкта сигнал через спрямований ответвитель 2 і хвиле-водний перемикач 3 надходить назад в ГДВ-Автодін 1.

Отже, за допомогою ГДВ-автодіна здійснюється випромінювання і прийом висококогерентних електромагнітних сигналів по одному і тому ж хвилепровідному

тракту. В даному випадку ГДВ-Автодін є безконтактним датчиком, що реагує на функціональні зміни стану нейронів сітківки ізольованого очного келиха. До гідності такого датчика слід віднести його високу, що досягає часток градуса чутливість до змін фази сигналу.

Реакція ГДВ-автодіна на сигнал проявляється в зміні амплітуди і частоти його вихідного сигналу, що визначаються наступними залежностями [6]:

$$\Delta A = \frac{1}{2} \Gamma k_a A_0 \cos \delta \quad (1)$$

$$\Delta \omega = \frac{1}{2} \Gamma \left(\frac{\omega_0}{Q_{en}} \sin \delta - K_a q \cos \delta \right) \quad (2)$$

де ΔA , $\Delta \omega$ — приріст амплітуди і частоти вихідного сигналу, викликане зміною функціонального стану біооб'єкту;

Γ , δ — модуль і фаза коефіцієнта відбиття;

ω_a — невозмущенная частота генерації;

K_a — коефіцієнт автодинного посилення;

q — неізохронність генератора;

Q_{en} — зовнішня добротність ГДВ-автодіна.

Сигнал, що приймається, посилений і перетворений згідно (1), (2), за допомогою спрямованого відгалужувачі 2 надходить на змішувач 6, де завдяки гетеродина 5 перетвориться в сигнал проміжної частоти і вимірюється обчислювальним девіометром 10. Сигнал проміжної частоти в девіометре

аналізується відповідно до формул $U_{mod} = \frac{U_{max} - U_{cp}}{U_{max}}$, $f_{mod} = \frac{f_{max} - f_{cp}}{f_{cp}}$

(2.2.3)

де U_{max} , f_{max} — максимальне значення амплітуди і частоти модулюючого сигналу;

U_{cp} , f_{cp} — їх середнє значення за вісім вимірів.

Вихідна потужність ГДВ-автодіна не перевищує 1 мВт. В процесі вимірювання сигнал, відбитий від біооб'єкту, порівнюється з сигналом, відбитим від узгодженої навантаження.

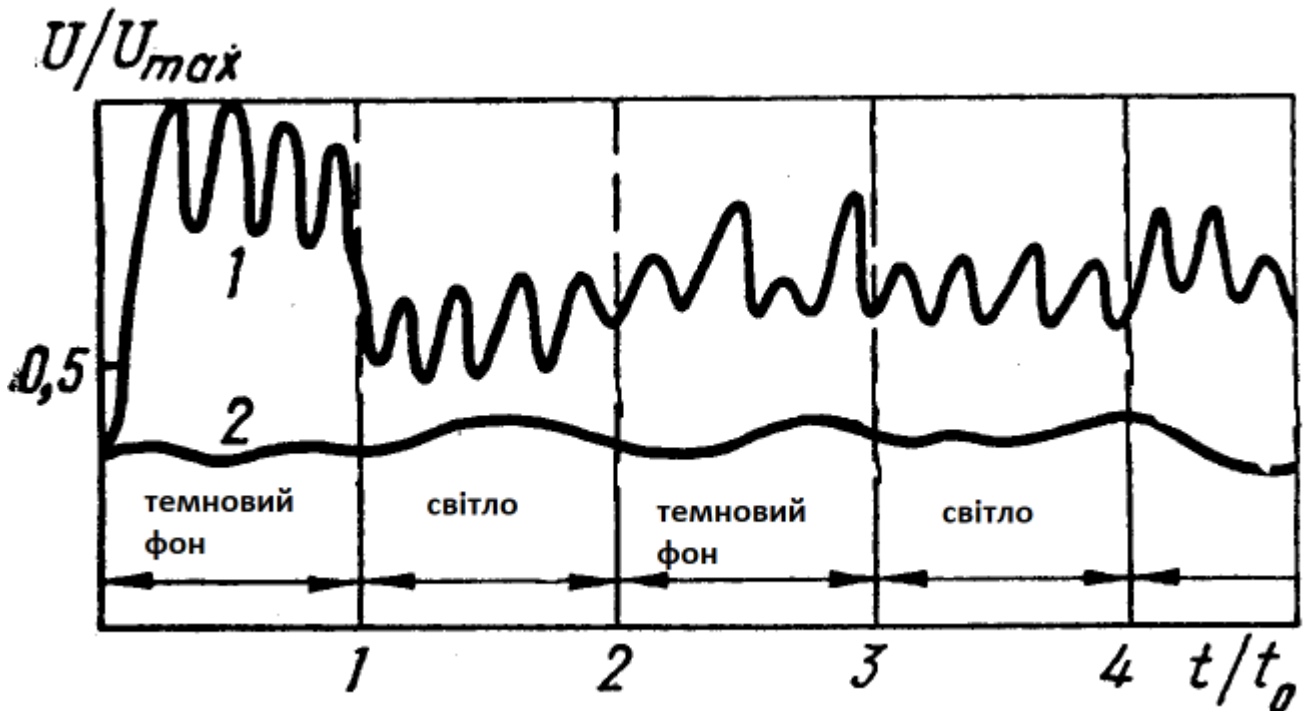
Аналіз даних, наведених у таблиці 2.

Таблиця 2. Рівні амплітудної і частотної модуляції сигналу ГДВ-автодіна при прийомі сигналів, відбитих від сітківки і узгодженої навантаження

Рівень модуляції	Об'єкт	Вид впливу			
		Початок експерименту		Кінець експерименту	
		Темновий фон	Світло	Темновий фон	Світло
Амплітудная модуляція, %	Сітківка	4,39	4,41	5,21	4,67
	Узгоджене навантаження	2,7	2,93	3,3	2,98
Частотная модуляції, кГц	Сітківка	46,7	15,61	20,2	22,5
	Узгоджена навантаження	6,3	7,5	7,06	6,95

Показує, що амплітудна модуляція сигналу, відбитого від сітківки ізольованого очного келиха, в активному і пасивному станах приблизно в два рази перевищує модуляцію відбитого сигналу від узгодженої навантаження. Відзначається також деяке збільшення амплітудної модуляції на ділянці темної адаптації об'єкта в порівнянні з ділянкою світлової накачування.

Рівень частотної модуляції відбитого сигналу від біорозсіювача, що знаходиться при темновому фоні, в сім-вісім разів вище відповідного значення модуляції на узгодженому навантаженні. У міру згасання активності сітківки це співвідношення зменшується і через 5 хв після початку експерименту становить 3/1. При світловій накачуванні частота модулюючого сигналу значно зменшується, що, ймовірно, пов'язано з синхронізацією елементів біооб'єкту під дією нервового імпульсу. За час проведення вимірювань зміни девіації частоти ГДВ-автодіна при роботі на узгоджене навантаження не спостерігається. Одночасно з вимірюванням девіації частоти здійснюється контроль амплітудного відгуку ГДВ-автодіна, реєстрованого самописцем 11. Залежності амплітуд сигналів Автодін відгуків від затемненої і освітленої сітківки і узгодженої навантаження від часу дії, наведено на мал. 6.



Мал. 6. Залежність амплітуд сигналів Автодін відгуків від сітківки (1) і узгодженої навантаження (2) від часу впливу (тривалість світлового стимулу)

Спостережувані низькочастотні коливання пов'язані, мабуть, з повільними процесами, що відбуваються в нейронах сітківки.

Таким чином, частотні і амплітудні відгуки ГДВ-автодіна при його взаємодії з живою сітківкою є немонотонної функцією часу, що корелює з вхідним модулюючим світловим сигналом і рівнем функціональної активності нейронів. Саме це дозволяє зробити висновок про виявлення ефекту затягування несучої частоти ГДВ-автодіна автоколивань системою нейронів сітківки ізольованого очного келиха *Rana Temporaria*. Виявлення цього ефекту за допомогою інших приймально-передавальних систем неможливо через значно більш високої нестабільності власної частоти генераторів СВЧ в порівнянні з ГДВ. Очевидно, що нейронні біомолекулярні осцилятори повинні мати більш високу добротність, ніж ГДВ-Автодін, і таку ступінь внутрішньої синхронізації колективних ефектів, щоб було можливим зміна стану макроскопічного приладу (ГДВ-автодіна) при його взаємодії з біомолекулярної динамічною системою (ефект взаємної синхронізації).

Найбільш імовірним, фізичним механізмом генерації настільки вузьких ліній

біомолекулярними впорядкованими структурами нейронів представляється нестационарний ефект Джозефсона, який передбачає, в свою чергу, надпровідний стан цих структур. Лондоном і Літлом висловлено припущення про те, що деякі біомакромолекул є свержпровідниками при кімнатній температурі, а недавнє відкриття металооксидних керамік, що залишаються свержпровідниками в рідкому азоті, підтверджує відсутність будь-яких теоретичних заборон для створення «кімнатних» надпровідників. У літературі є певні підтвердження можливості отримання надпровідних структур при кімнатній температурі двомірних структур на базі цитохрому.

Таким чином, виявлено новий ефект прямої взаємодії ГДВ-автодіна з внутрішньоклітинними високочастотними генераторами системи нейронів живий сітківки ізольованого очного келиха *Rana Temporaria*, дозволяють трактувати це явище як прояв надпровідності біомолекулярних структур при кімнатній температурі, а також зробити висновок про перспективність розробленої техніки на базі ГДВ-автодіна для дослідження надпровідних властивостей квазіодномірних і квазідвухмірних матеріалів, що створюються клітинами, що відкриває новий напрям в розробці методів і діагностичної спектральної апаратури нового покоління.

Висновок

У даній роботі розглянуті відкриті резонатори для вимірювання малих діелектричних втрат. У тому числі резонатор з плоскопаралельної діелектричної пластиною, а також резонатор з плоскопаралельної діелектричної пластиною і необмеженими плоскими дзеркалами. У практичній частині роботи розглянуто ГДВ-Автодіний метод дослідження біооб'єктів в тому числі Автодіний режим ГДВ, а також безпосередньо метод дистанційного впливу висококогерентного електромагнітного поля на біооб'єкт. В якості досліджуваного біооб'єкту використовується сітківка ізольованого очного келиха *Rana Temporaria*. Дослідження проводилися за схемою установки наведеної на малюнку 5. В результаті досліджень виявлено новий ефект прямої взаємодії ГДВ-автодіна з внутрішньоклітинними високодобротні генераторами системи нейронів живий сітківки ізольованого очного келиха *Rana Temporaria*, дозволяють трактувати це явище як прояв надпровідності біомолекулярних структур при кімнатній температурі, а також зробити висновок про перспективність розробленої техніки на базі ГДВ-автодіна для дослідження надпровідних властивостей квазіодномірних і квазідвухмерних матеріалів, що створюються клітинами, що відкриває новий напрям в розробці методів і діагностичної спектральної апаратури нового покоління.

ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ

1. Власов С.Н., Копосова Е.В., Мясникова С.Е., Паршин В.В. // Журнал технической физики. 2019. Т. 72. Вып. 12. С. 79-87.
2. Валитов Р.А., Дюбко С.Ф., Камышан В.В. и др. Техника субмиллиметровых волн. М.: Сов. Радио, 2017. 476 с.
3. Dryagin Yu.A., Parshin V.V. //Intern. J. Infrared and Millimeter Waves. 1992. Vol. 13. N 7. P. 1023-1032.
4. Власов С.Н., Копосова Е.В. // Радиопизика. 2016. Т. 44. Вып. 11. С. 940-952.
5. Генераторы дифракционного излучения / Под ред. Шестопалова В. П.; АН УССР. Ин-т радиопизики и електрон. – Киев: Наук. думка, 2018. – 320 с. – ISBN 5-12-002341-X.
6. Синхронные измерения кратковременной нестабильности частоты ГДИ в 2-х миллиметровом диапазоне / В. С. Коростелев, Б. К. Скрынник, Г. И. Хлопов и др. // Всесоюз. симп. по миллиметровым и субмиллиметровым радиоволнам. Харьков 27-29 нояб. 1984 г.: Тез. докл. – Харьков: Изд. ИРЭ АН УССР, 1984. – Т. 1. – С. 19-20.
7. Бондаренко Н.Г., Таланов В.И. // Изв. вузов. Радиопизика. 1964. Т. 7. Вып. 2. С. 313-327.
8. Шестопалов В.П., Скрынник В. К., Ермак Г.П. Экспериментальное исследование предельной чувствительности ГДИ в автодинном режиме работы // Физика и техника миллиметровых и субмиллиметровых волн. - Киев: Наук. думка, 1983. – С.
9. Девятков Н.Д. Влияние электромагнитного излучения миллиметрового диапазона волн на биологические объекты // Успехи физ. наук. – 1973. – 110, № 3. – С. 453-456.
10. Банников В.С., Рожков С.Б. Резонансное поглощение миллиметровых волн бактериальными клетками *E. coli* К-12 // Там же. – 255, № 3. – С.746-747.
11. Webb S. I., Stoneham M.E. Resonances between 10^{11} and 10^{12} Hz in active bacteread cells as seen by Lazer Raman spectroscope // Phys. Lett. A. – 1977. – 60, N 1. –

P. 267-269.

12. Frolich H. Long-Range coherent and energy storeage in biological systems // Int. J. Quant. Chem. - 1968. – 2, N 2. – P. 641-642.

13. Нелинейные электромагнитные волны / Под ред. П. Усленги. – М.: Мир, 1983. – 316 с.

14. Бызов А.Л. Электрофизические исследования сетчатки. – М.: Наука, 1966. – 90 с.

15. Гинзбург В. Л., Киржниц Д. А. Высокотемпературная сверхпроводимость // Успехи физ. наук. – 1987. – 152, № 4. – С. 572-582.