

Никольская Т.И. Электродинамика и распространение радиоволн. –М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1980. –544 с. 3. Шимони К. Теоретическая электротехника / Под ред. К.М. Поливанова. –М.: Мир, 1964. – 773 с. 4. Беллман Р. Введение в теорию матриц / Пер. с англ.; Под ред. В.Б. Лидского. – М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1976. – 352 с. 5. D.F. Williams, L.A.Hayden, R.B. Marks. A complete multimode equivalent-circuit theory for electrical design. – J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol. – 102. – 1997. – P. 405–423. 6. Павликевич М.Й. Режим узгодження і перехресні зв'язки у багато-провідних лініях // Вісник НУ «Львівська політехніка» «Радіоелектроніка та телекомунікації». – 2009. – № 645. – С. 3–12. 7. Павликевич М.Й. Схемні параметри багатопровідних ліній // Моделювання та інформаційні технології: Зб. наук. пр. ІПМЕ НАН України. –К., 2007. – Вип. 42. – С. 125–137. 8. Cheng S.H., Higham N.J., Kenney C.S., Laub A.J. Approximating the logarithm of a matrix to specified accuracy. – SIAM Journal on Matrix Analysis and Applications, 22 (4). – P. 1112–1125.

УДК 621.372.

Й.А. Захарія

Національний університет “Львівська політехніка”,
кафедра радіотехнічних пристроїв і систем

МОДЕЛЮВАННЯ НЕКООРДИНАТНИХ НИТКОПОДІБНИХ СТРУКТУР У ХВИЛЕВОДАХ

© Захарія Й.А., 2010

На основі числових прикладів розглянуто проблему моделювання некоординатних ниток струму, розташованих у порожнистих хвильоводах. Встановлено загальні вимоги до реалізації моделювання шляхом ділення довжини нитки струму і формування елементарних координатних відрізків. Проаналізовано об'ємні провідні неоднорідності у хвильоводах.

Use the numerical examples the modeling problem of noncoordinate current filament, located in the empty waveguide, is considered. The general requirements for modeling by filament length division and elementary coordinate segments forming, are established. The proposed bellow modification of finite-element-method is in analysis of conducting waveguide discontinuity filament model useful.

Вступ. Ниткоподібні структури часто використовуються під час моделювання провідних неоднорідностей у хвильоводах [2, 5, 7]. НВЧ-аналіз за допомогою такого моделювання, як відомо, може бути застосований у випадках, коли точні методи електродинамічного аналізу непридатні [3]. Під час моделювання провідна неоднорідність у хвильоводі замінюється ниткоподібною структурою, аналіз якої стає доступним. При цьому, однак, звичайно виникає проблема некоординатності, тобто ситуація, у якій поле випромінювання ниток електричного струму треба було б записувати в іншій системі координат, як поле у хвильоводі. Причиною некоординатності, наприклад у прямокутному хвильоводі, буває некоординатне розташування прямолінійної нитки струму або її криволінійна форма.

Сьогодні невідомий єдиний метод розв'язання названої вище електродинамічної задачі. Інколи вдається пристосувати (спростити) функцію Гріна до іншої системи координат [6]. Універсальним методом, придатним для довільного хвильовода за різного розташування і форми нитки струму, може бути ділення нитки струму на достатньо короткі відрізки. Такий метод є модифікацією відомого методу скінченних елементів для лінійних елементів [1]. Зауважимо, що до ділення нитки струму часто змушує запис функцій Гріна у вигляді сум нескінченних рядів. Застосування такого методу для аналізу некоординатних ниткоподібних структур розглядає ця робота.

Нижче числовим розрахунком на прикладах прямолінійних і криволінійних некоординатних ниток струму, розташованих у прямокутному хвилеводі, зроблено спробу встановлення особливостей застосування методу ділення довжини ниток струму та додаткового їх моделювання, а також спробу виявлення ступеня адекватності відповідного електродинамічного аналізу.

1. Принцип моделювання. Поле випромінювання нитки струму наближено можна порівняти до суми полів випромінювання коротких прямолінійних відрізків, на які можна поділити цю нитку струму [2]. Заміна неперервної нитки електричного струму її відрізками з метою моделювання стає тим більше адекватною, чим коротші порівняно з довжиною хвилі є використані відрізки цієї нитки. У граничному випадку переходимо до точки джерела, поле випромінювання якої описується за допомогою функції Гріна. Однак елементарно короткий відрізок нитки струму може бути некоординатним. Поле випромінювання короткого відрізка нитки електричного струму характеризується вектором електричного моменту, тобто добутком величини струму I і довжини відрізка \vec{l} ($\vec{l} = \bar{x}_1 l_x + \bar{y}_1 l_y + \bar{z}_1 l_z$), проекції якого на систему координат хвилевода дає змогу увести координатні, ортогональні відрізки нитки зі струмом, і вважати їх еквівалентними короткому, некоординатному відрізку. При цьому струм в ортогональних елементах залишається таким самим, як і у некоординатному відрізку. Тут виникає низка запитань щодо реалізації і адекватності такого моделювання. Деякі відповіді знаходимо нижче.

У наведених далі прикладах визначатимемо напруженість електричного поля у заданій точці (p) об'єму прямокутного хвилевода, $E_x(p)$, використовуючи функцію Гріна у вигляді подвійної суми збіжного ряду, а також відомий стандартний алгоритм [1]. Звичайно розрахункові вирази для напруженості електричного поля є також подвійними сумами, які можуть стати розбіжними. Тому доцільно оперувати скалярними добутками (СД), що мають кращу збіжність. Розрахунок СД необхідний під час використання в аналізі НВЧ-структур методом моментів. У нашому випадку необхідно в точці (p) паралельно до координати хвилевода x прийняти відрізок нитки, наприклад, малої довжини l_{px} , зі струмом $I_p i_p(x)$, і розраховувати СД $\langle E_x(p), i_p(x) \rangle$. Отже, записуючи узагальнено електричну напруженість, випромінювану відрізком нитки, завдовжки l_{sy} зі струмом I у вигляді

$$E_{xy}(p) = I \rho_o e_{xy}(p), \quad (1)$$

де ρ_o – хвильовий опір вакууму; відповідний СД дорівнює

$$\langle E_{xy}(p), i_p(x) \rangle = I \rho_o \langle e_{xy}(p), i_p(x) \rangle, \quad (2)$$

де $i_p(x) = 1$ – функція рівномірного розподілу струму у відрізку l_{px} . Для некоординатного елементарного відрізка l_s , розташованого, наприклад, в площині y, z , як вказано вище, отримаємо два ортогональні відрізки: l_{sy} та l_{sz} , а вираз (2) набуде такого вигляду:

$$\langle E_x(p), i_p(x) \rangle = I \rho_o \left(\langle e_{xy}(p), i_p(x) \rangle + \langle e_{xz}(p), i_p(x) \rangle \right). \quad (3)$$

Для зручності спростимо запис виразу (3) до такого вигляду:

$$\langle E_x(p), i_p(x) \rangle = I \rho_o (X_p Y_s + X_p Z_s), \quad (4)$$

де X_p вказує, що відрізок (p) спрямований по координаті x , а Y_s та Z_s – відрізок (s) , струм в яких є джерелом поля, спрямований відповідно до напрямку координат y і z . Очевидно знак СД визначається напрямом струму. Додатково для відрізків в напрямі координати z знак СД змінюється на протилежний, якщо $z < z'$, де z – координата точки поля, а z' – точки джерела поля. Маємо на увазі, що розрахункові формули для СД знайдено для $z > z'$, що у формулах визначено як $z_p > z_s$, де z_p, z_s – відповідні координати середини кожного з відрізків l_s, l_p . СД для

паралельних провідників, спрямованих в напрямку координати z , визначається за окремою формулою, яку позначатимемо як $(Z_p Z_s)$. У цьому випадку точка поля розташована у проміжку точок – джерел поля, і вимагає окремого розрахунку напруженості поля для $z > z'$ та для $z < z'$. Взаємний СД між ортогональними відрізками, як показано на рис.1, а, $Y_p Z_s$ дорівнює нулю. Точка поля, випромінюваного верхньою частиною відрізка l_{sz} , відповідає умові $z < z'$, а для нижньої – умові $z > z'$. Знак розрахункової формули залежить від вказаних умов, тому відповідні СД компенсуються. Аналогічно $Z_p Y_s = 0$.

У разі моделювання ниток магнітних струмів згадана зміна знака торкається СД: $Y_p X_s$ і $X_p Y_s$. СД для усієї довжини нитки струму дорівнює сумі виразів (4), записаних для усіх відрізків на довжині нитки. За нерівномірного розподілу струму I струм у кожному елементарному відрізку інший, але розподілений рівномірно.

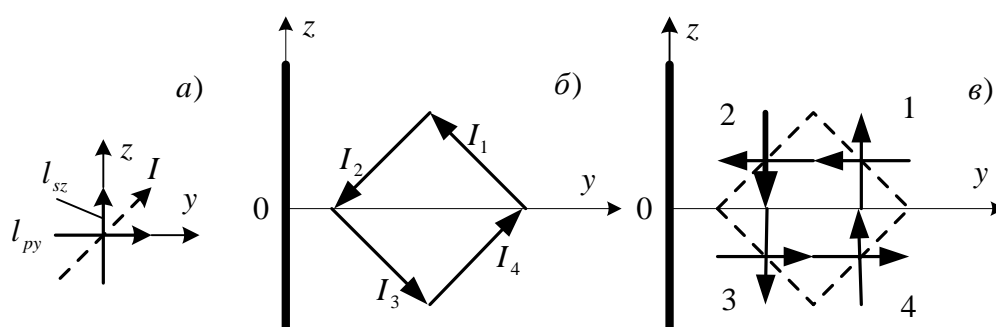


Рис. 1. Координатна модель некоординатного відрізка зі струмом I (а). Некоординатна ниткоподібна квадратна структура в площині y, z прямокутного хвилевода (б). Координатна модель структури (б), (в)

Модель некоординатних відрізків у вигляді структури рис. 1, а збільшує кількість відрізків зі струмом, що відповідно збільшує обсяг розрахунків. Проілюструємо це на прикладі квадратної ниткоподібної структури рис. 1, б, модель якої для достатньо коротких сторін квадрата показано на рис. 1, в. Вважатимемо, що струми у відрізках 1 і 2 не однакові, а завдяки симетрії структури $I_4 = I_1$, а $I_3 = I_2$. Отже, для розрахунку струмів отримаємо два рівняння:

$$\begin{aligned} A_{1,1}I_1 + A_{1,2}I_2 &= C_1; \\ A_{2,1}I_1 + A_{2,2}I_2 &= C_2. \end{aligned} \quad (5)$$

Кожне з цих рівнянь, укладених за методом моментів, є сумою двох рівнянь з однаковими струмами, записаних для координат y і z . Коефіцієнт $A_{1,1}$ охоплює СД, множником яких є струм I_1 , тобто власні СД Y_1Y_1 , Y_4Y_4 , (Z_1Z_1) , (Z_4Z_4) , а також взаємні СД $-Y_1Y_4$, $-Y_4Y_1$, Z_1Z_4 , Z_4Z_1 , $-Y_1Z_4$ тощо. Отже, коефіцієнт $A_{1,1}$ є сумою СД:

$$\begin{aligned} A_{1,1} &= Y_1Y_1 + Y_4Y_4 + (Z_1Z_1) + (Z_4Z_4) - & A_{1,2} &= Y_1Y_2 + Y_4Y_3 - Y_1Y_3 - Y_4Y_2 + \\ &- Y_1Y_4 - Y_4Y_1 + Z_1Z_4 + Z_4Z_1 - & &+ (Z_1Z_2) + (Z_4Z_3) - Z_4Z_2 - Z_1Z_3 + \\ &- Y_1Z_4 - Y_4Z_1 + Z_1Y_4 + Z_4Y_1; & &+ + Y_1Z_3 + Y_4Z_2 + Z_1Y_3 + Z_4Y_2 \text{ і т.д.} \end{aligned} \quad (6)$$

Коефіцієнти C_1, C_2 є також СД сторонніх напруженостей поля на відрізках структури зі струмом I_1 , яких ми тут не розглядаємо.

Так само, як і функції Гріна, СД найчастіше виражаються за допомогою подвійних сум нескінченних рядів. Аналітично підсумувати такі ряди не завжди вдається [4]. Якщо ряди збіжні, то з достатньо малою похибкою їх без труднощів можна підсумувати числовим способом. Тут можна

рекомендувати простий спосіб числової перевірки збіжності рядів і встановлення границь їх підсумовування. Суму подвійного ряду у скалярному добутку, розраховану в границях: $m = 1 \dots M$; $n = 1 \dots M/2$, позначимо як D ; цей же подвійний ряд, підсумований повторно в межах: $m = M/4 \dots 2M$; $n = N/4 \dots 2N$, ($N = M/2$), позначимо як Q . Критерієм збіжності є близьке до нуля відношення $X = |Q/D|$. Тоді значення границі M можна знижувати, поки відношення X не досягне, наприклад, десятих частин процента. У протилежному випадку треба піднімати границю M . За розбіжних рядів зріст границі M приводить до збільшення відношення X . Тоді рекомендують незначно (на 5...10 %) скоротити відрізок, наприклад l_{sz} , і за рахунок цього збільшити різницю $|z_s - z_p|$. Такий захід незначно змінює результат, але найчастіше забезпечує збіжність рядів. Нагадаємо, що розбіжність рядів у хвильових задачах є сигналом про сингулярність відповідних виразів.

2. Результати прикладів моделювання

2.1. Скалярний добуток для поля випромінювання координатною ниткою струму.

Виберемо прямолінійну нитку електричного струму з рівномірним розподілом струму по довжині $l_s = l_{sz} = 0,2A$, де A – ширина прямокутного хвильовода. Нитка розташована паралельно до осі хвильовода в точці (x_s, y_s) , площі перерізу хвильовода: $x_s = 0,3B$, де B – ширина вузької стінки хвильовода ($B < A$; $B/A = 0,525$); $y_s = d_s = 0,25A$. Напруженість електричного поля і СД визначаємо у точці (p) з координатами: $x_p = 0,6B$, $y_p = d_p = 0,3A$, $z_p = 0,05A$; $z = 0$ на початку довжини нитки l_{sz} . Точка (p) є середньою на довжині відрізка l_{px} , прийнятого для розрахунку СД: $l_{px} = 0,05B$. У цьому прикладі точка поля розташована в проміжку джерела ($z_p < l_{sz}$), тому формально можна було б розраховувати СД від двох частин нитки струму: $z = 0 \dots z_p$ та $z = z_p \dots l_{sz}$. Однак розбіжність рядів в останньому випадку змушує ділити відрізки l_{sz} довжини l_z на 3...4 частини, коли ряди є збіжними. СД залишається незмінним за збільшення кількості відрізків ($P > 5$).

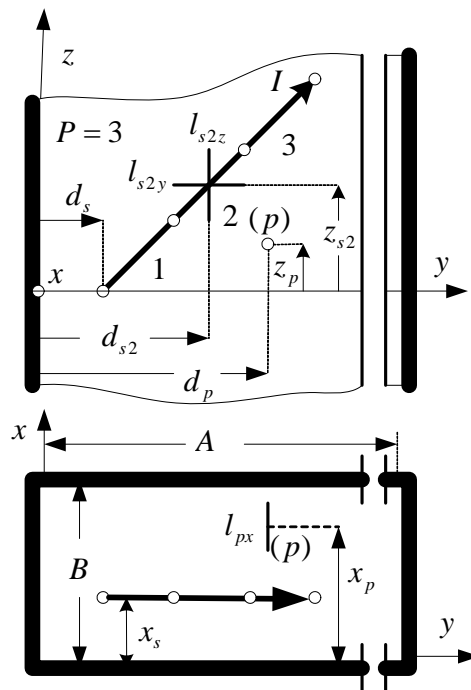


Рис. 2. Некоординатна нитка струму I у прямокутному хвильоводі

Нагадаємо, що при потраплянні точки поля (z_p) у проміжок відрізка нитки (l_{sz}) , останній необхідно додатково ділити, щоб врахувати зміну знаку СД $X_p Z_s$. При відрізках однакової довжини l_{sz} з обох боків координати z_p відповідні СД компенсуються внаслідок їх протилежних знаків, а результуючий скалярний добуток визначається відрізками, віддаленими від координати $z = z_p$.

2.2. Скалярний добуток для поля випромінювання прямолінійною некоординатною ниткою струму. Некоординатність у цьому прикладі зумовлена розташуванням нитки струму в площині y, z . Параметри нитки струму такі, як і у попередньому прикладі, але нитка нахилена під кутом $\pi/4$ до осі y , а її початок визначений координатами $y_s = 0,25A$, $z = 0$ (рис. 2). Змінено також координату $y_p = 0,335355A$. Залежність величини СД від кількості відрізків (P) показано на рис. 3. (СД на графіках позначено як $Y = -j < e_x(p), i_p(x) > 10^3$). Значення СД стабілізується ($P > 10$) повільніше, ніж у випадку координатної нитки струму: ($P > 5$). Очевидно, з числом P змінюється і довжина відрізка ($b = l/P$). У нашому прикладі для $P = 5$ маємо $l_s = 0,04A$, а для $P = 10$, $l_s = 0,02A$, тобто некоординатність нитки вимагає більшої кількості відрізків. І у цьому прикладі необхідно додатково ділити відрізок l_{sz} , якщо координата z_p потрапляє у проміжок l_{sz} .

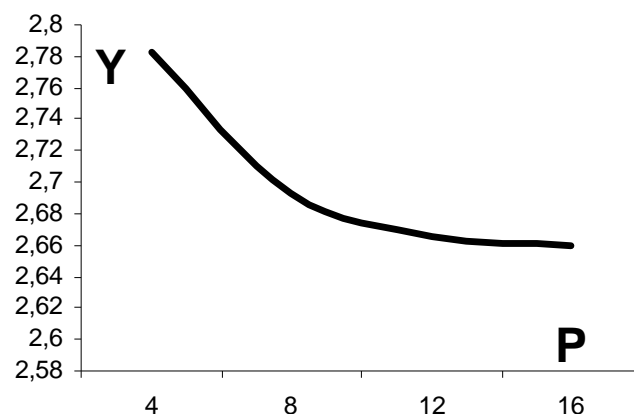


Рис. 3. Залежність скалярного добутка Y від кількості відрізків P в структурі (рис. 2)

2.3. Скалярний добуток для поля нитки струму у вигляді дуги кола. Некоординатність структури нитки у цьому прикладі зумовлена формою нитки струму. Тут вибрано дугу кола радіусом $R = 0,2A$ з центральним кутом $\theta = \pi/3$ (рис. 4), і змінено координату $z_p = -0,01A$. Центр відповідного кола потрапляє в точку $y = 0,4A$; $z = 0$. Отже, тут напрями струмів і знаки скалярних добутків не змінюються. Загалом довжини лінійних відрізків (b) змінюються залежно від характеру нелінійності форми нитки струму, але для дуги ці відрізки доцільно вважати однаковими. За такої умови для дуги можливі дві різні моделі, як показано на рис. 4, при $P=2$. У першій моделі з координатою y збігається радіус (R -модель), в другій – висота трикутника з основою b (h -модель). Залежність величини Y від числа P показано на рис. 5. Як бачимо з рис. 4 і 5, за збільшення кількості відрізків (P) СД для обох моделей дуже повільно сходяться.

Значно швидше стабілізуються результати (значення СД) в моделі (R).

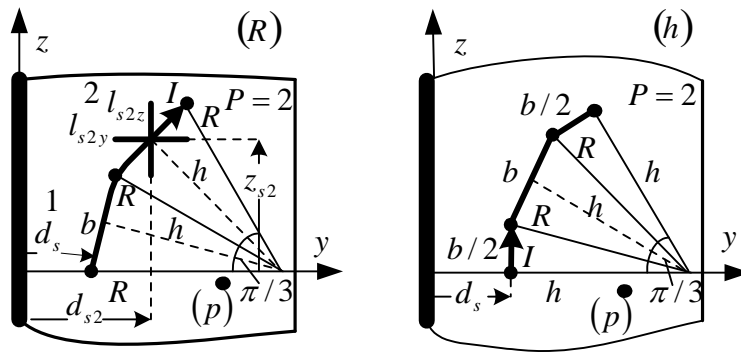


Рис. 4. Моделі нитки струму у вигляді дуги радіусом R і кутом $\pi/3$. Модель (R) без діленого відрізка b , модель (h) – з діленим відрізком b для $P=2$

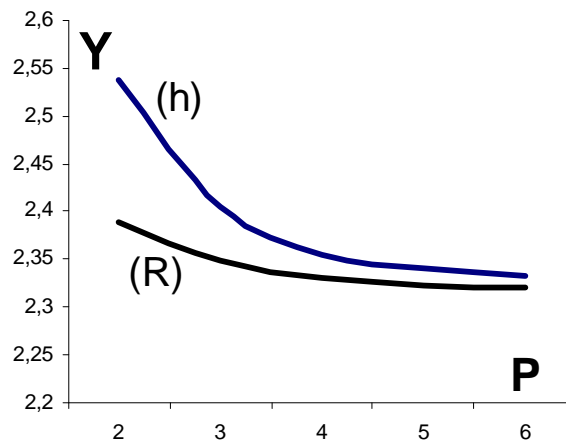


Рис. 5. Залежність скалярного добутка Y від кількості відрізків P в моделі криволінійної нитки струму (рис. 4)

Висновки. Моделювання некоординатних ниткоподібних структур у хвилеводах відкриває можливість їх аналізу, незважаючи на неідеальну точність розрахунку. Такий аналіз неможливо здійснити відомими точними методами електродинамічного аналізу. Наведені вище прості приклади моделювання некоординатних задач не дають змоги зробити загальні висновки, але все таки дають деякі практичні вказівки щодо такого аналізу. З наведеного очевидно є можливість використання методу ділення довжини нитки струму для широкого класу некоординатностей нитки струму майже в усіх типах порожнистих хвилеводів. Метод може бути використаний для усунення сингулярностей розрахункових виразів. Кількість відрізків ділення залежить від характеру некоординатності нитки струму. За однакової довжини відрізків ділення довжини нитки струму достатня кількість відрізків має забезпечувати стабільність результату обчислень, тобто їх незалежність від кількості відрізків. У разі криволінійної форми нитки за однакової довжини відрізків нитки струму істотні переваги має модель типу (R). Така модель простіша у застосуванні і забезпечує стабільність результату за малої кількості відрізків. Треба, однак, вказати на деяку громіздкість визначення усіх геометричних параметрів моделі, а також на труднощі розрахунку в умовах виникнення сингулярності, коли точка поля збігається з точкою джерела поля. Окремі рекомендації для такого випадку подано вище.

1. Захарія Й.А. Методи прикладної електродинаміки. – Львів: Вид-во «Бескид-Біт», 2003. – С. 352.
2. Захарія Й.А. Особливості застосування ниткоподібних моделей для розв'язування електродинамічних задач / Теоретична електротехніка. – Львів: ЛНУ імені Івана Франка, 2007. –

Вип. 59. – С. 73–80. 3. Модель А.М., Савицкий А.Ю. Дифракция волны Н10 прямоугольного волновода на решетке круглых индуктивных стержней / Радиотехника. – 1986. – № 4. – С 13–18. 4. Collin R.E. Field theory of guided waves. – New York: Hill book comp., 1960. – P. 591. 5. Harrington R.F. Field computation by moment methods. – New York: Macmillan comp., 1968. – P. 240. 6. Jarem J.M. A multifilament method-of-moments solution for the input impedance of a probe-excited semi-infinite waveguide / IEEE Trans. on Microwave theory and techniques. – Vol. – MTT-35. – № 1, January, 1987. – P.14–19. 7. Yehuda L., G. Sheaffer. Analysis of inductive dielectric posts in rectangular waveguide / IEEE Trans. on Microwave theory and techniques. – Vol. MTT-35. – № 1. – 1987. – P.48–49.

УДК 519.876.5

О.Л. Козак, М.П. Дивак, А.В. Пукас

Тернопільський національний економічний університет

ЗАСТОСУВАННЯ МЕТОДІВ ДОПУСКОВОГО ЕЛІПСОЇДНОГО ОЦІНЮВАННЯ ПАРАМЕТРІВ ІНТЕРВАЛЬНИХ МОДЕЛЕЙ ДЛЯ ЗАДАЧІ ВІЗУАЛІЗАЦІЇ ГОРТАННОГО НЕРВА

© Козак О.Л., Дивак М.П., Пукас А.В., 2010

Проведено аналіз існуючих технічних засобів виявлення зворотного гортанного нерва під час проведення хірургічних операцій на щитоподібній залозі і встановлено їхні основні недоліки. Запропоновано спосіб, технічні та програмні засоби для візуалізації гортанного нерва на основі інтервальної моделі з допусковими еліпсоїдними оцінками параметрів.

The existing technical devices for detection recurrent laryngeal nerve during surgical operations on the thyroid gland was analysed and their main disadvantages was determined. The method, technical devices and software for visualization of laryngeal nerve based on the basis of interval model with tolerance ellipsoidal parameters estimation are proposed.

Аналіз існуючих засобів та способів виявлення гортанних нервів. Основною проблемою під час проведення хірургічної операції на щитоподібній залозі є виявлення гортанного зворотного нерва, пошкодження якого призводить до втрати пацієнтом голосу, а також до інших негативних наслідків, пов'язаних з функціонуванням дихальної системи людини. Сучасні технічні засоби, які використовують в процесі проведення таких операцій, унеможливають візуалізацію процесу виявлення гортанного нерва, а також ґрунтуються на небезпечній процедурі введення пацієнта до третьої стадії анестезії, де високий ризик переходу в стан клінічної смерті.

Процес візуалізації гортанного нерва є надзвичайно складний і включає операцію його виявлення. При цьому для візуалізації нерва використовують оптичні засоби спостереження незалежно від способів виявлення. У літературі [1–3] описано різні технічні засоби та способи виявлення гортанних нервів. Розглянемо їх особливості.

Найпростіший метод моніторингу – інтраопераційна пальпація гортані із стимуляцією зворотного нерва. При цьому пальцем відчуваються скорочення м'язів глотки після подразнення нерва. Доктор Галіван (Galivan) використовував для стимуляції нерва струм 0,5 – 2 mA [1]. Цей метод достатньо чутливий, але його застосування обмежене випадками, коли неможливо дослідити гортань під час операції, до того ж цей метод не можна використовувати для пасивного моніторингу (наприклад, видимого або відчутного скорочення м'язів не буде у разі здавлення або розтягування нерва під час операції) [1].

Інший спосіб передбачає моніторинг гортанного нерва за допомогою балона, тиск в якому змінюється під час скорочення зв'язок і яке реєструється спеціальним пристроєм. Цей спосіб так