

Міністерство освіти і науки України
Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

Думін Олександр Миколайович

УДК 537.87

ДИСЕРТАЦІЯ

**Випромінювання і розповсюдження нестационарних електромагнітних
полів у нелінійних, нестационарних та біологічних середовищах**

01.04.03 – радіофізика

Подається на здобуття наукового ступеня
доктора фізико-математичних наук

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей,
результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело

_____ О.М. Думін

Науковий консультант:
Катрич Віктор Олександрович,
доктор фізико-математичних наук,
професор

Харків – 2021

АНОТАЦІЯ

Думін О. М. Випромінювання і розповсюдження нестаціонарних електромагнітних полів у нелінійних, нестаціонарних та біологічних середовищах. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.03 – радіофізика (фізико-математичні науки). – Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна Міністерства освіти і науки України, Харків, 2021.

Дисертацію присвячено дослідженню процесів випромінювання та поширення нестаціонарних електромагнітних полів у необмежених нелінійних, нестаціонарних, шарувато неоднорідних, поперечно неоднорідних, а також біологічних середовищах методами у часовому просторі.

Розвинуто еволюційний підхід до задач випромінювання та поширення нестаціонарних електромагнітних хвиль на випадок необмеженого поперечно неоднорідного нестаціонарного середовища, що зменшує розмірність кінцевої задачі на дві одиниці. Отримана система зв'язаних нескінченновимірних еволюційних рівнянь у часовому просторі, що описує збудження електромагнітних хвиль і їх поширення у такому середовищі заданими нестаціонарними джерелами струму, заряду і поля та їх модових перетворень. Також отримана система еволюційних рівнянь для випадку радіально неоднорідного необмеженого середовища, побудовані загальні аналітичні розв'язки цих рівнянь методом перетворення Лапласа і, в якості прикладу, аналітичним і числово-аналітичним методом розв'язана задача випромінювання імпульсної хвилі нестаціонарним струмом у формі малої петлі, і яка оточена сферою із радіально неоднорідного діелектрика. Розвиток еволюційного підходу до таких задач дозволяє на практиці розраховувати вплив антенних покриттів на напрямленість випромінювачів та спотворення часових форм полів, створювати пристрої для зміни часової форми та спектрального складу імпульсних сигналів, концентрації електромагнітного поля в заданому об'ємі, ефективно оптимізувати

такі пристрої завдяки суттєвому прискоренню розрахунків їхніх електродинамічних характеристик і зменшенню обсягу необхідної оперативної пам'яті.

Аналітично розв'язується задача поширення нестационарної хвилі у нелінійному середовищі методом еволюційних рівнянь і теорії збурень. Для випадку слабкої керівської кубічної нелінійності вперше у часовому просторі отримані модові перетворення хвиль, часові форми спотворених полів, що потрібно для виявлення роботи потужних імпульсних електромагнітних випромінювачів.

Вперше отримані уточнені аналітичні вирази для ближніх нестационарних полів диполя Герца за допомогою методу векторного потенціалу у часовому просторі. Одержане уточнення дозволяє, у порівнянні з класичними виразами, коректно описати формування електромагнітної хвилі у ближній зоні випромінювача. Аналітичні вирази для полів отримані шляхом врахування більшої кількості членів ряду, по якому розвинений розв'язок цієї задачі для векторного потенціалу у формі квадратури. Вперше пропонується енергетичний критерій границі дальньої зони нестационарного випромінювача на заміну часозалежного критерію, висунутому Хармутом, та наближеному до класичного критерію, запропонованому Содінім. Отримані результати потрібні для створення та розрахунку систем, в яких цільові об'єкти знаходяться в ближній зоні: опромінювачів, радарів підповерхневого зондування, пристроях ближнього зв'язку та неруйнівного контролю тощо.

Для моделі нестационарного збудження тонкого дротяного вібратора біжною хвилею з експоненціальним затуханням розв'язана задача та вперше отримано, що збільшення його довжини не приводить до збільшення випроміненої енергії у випадку достатньо короткого імпульсу. Одержані результати важливі для створення простих, технологічних, легких і дешевих імпульсних антен.

Розглянута задача дифракційних перетворень нестационарної Т-хвилі на відкритому кінці коаксіального хвилевода. Вперше отримані часові залежності потужностей перших семи Е-хвиль, породжених апертурою як неоднорідністю, перевірено виконання закону збереження енергії, вплив геометричних розмірів хвилевода та досліджено процес формування випроміненої хвилі. Дані результати потрібні для створення пристроїв опромінення із необхідними характеристиками, зондування, для формування коротких імпульсів шляхом селекції мод коаксіального хвилевода в системах імпульсного кодування для цифрового зв'язку.

Вперше досліджена випромінююча імпульсна система на коаксіальному хвилеводі зі зміщеним центральним провідником, як перспективна для одержання випромінювання по нормалі до апертури і зручна для збудження полями довільної часової залежності. Такий випромінювач є перспективним для використання в якості елемента антенної решітки із максимумом випромінювання вздовж нормалі чи близьких до неї кутів. Його властивості дозволяють створювати решітки із широкими можливостями керування напрямленістю та бічним випромінюванням.

Розглянута у часовому просторі нова задача випромінювання імпульсних полів з відкритого кінця прямокутного хвилевода шляхом застосування еволюційного підходу та наближення Кірхгофа. Завдяки числово-аналітичному розрахунку, вперше отримані часові форми випромінених хвиль та запропонований спосіб зменшення дисперсійних спотворень імпульсної хвилі шляхом використання збуджувача у хвилеводі у вигляді розподіленого по ширині синфазного струму. Числова симуляція із врахуванням дифракційних спотворень показала дієвість цього способу формування коротких імпульсних хвиль, придатних для задач зондування та передачі інформації. Також проведений аналітичний і числовий розрахунок компактної антенної решітки на основі такого випромінювача, який підтвердив несуттєвість ефектів взаємодії між її елементами і можливість керування випромінюванням такої решітки шляхом використання часових затримок у збудженні.

Вперше отримані аналітичні розв'язки задачі випромінювання імпульсних електромагнітних полів потужними рельсотронами в момент розірвання електричного кола. Розглянуто чотири моделі, що описують з різною мірою деталізації особливості просторового розподілу збуджуючого струму. Вперше отримані часові форми полів на довільних відстанях та значення відстаней до границі дальньої зони такого випромінювача. Проаналізовані особливості такого нестационарного випромінювання в безпосередній близькості до апертури. Одержані результати дозволяють виявляти роботу подібних рельсотронів, оцінити відстань до них та їхні характеристики. Також наведене дослідження є корисним для вироблення рекомендацій щодо захисту персоналу, який обслуговує ці системи, від шкідливої дії електромагнітних полів.

Вперше створений і досліджений надширокосмуговий аналог вібраторно-щілинного випромінювача Клевіна на основі імпульсної щілинної антени Барнса та надширокосмугових короткозамкнених на екран диполів у вигляді металевих конусів. Досягнута висока напрямленість, розширений робочий діапазон в бік низьких частот, значно підвищена ефективність збудження випромінювача. Це дослідження направлене на створення компактних, ефективних одиночних випромінювачів та елементів надширокосмугових антенних решіток для високонапрявленої передачі імпульсних хвиль.

Вперше застосований оператор поширення хвилі у хвилеводі та створений оператор корекції дифракційних спотворень для формування коротких зондуючих імпульсів поля у просторі шляхом використання традиційних ліній передачі із сильною частотною дисперсією. Наявність аналітичного розв'язку у часовому просторі для оператора поширення хвилі дала можливість повного виправлення дисперсійних спотворень шляхом переміщення по часу назад, що реалізовано для лягеррівського імпульсу. І хоча явища дифракції на відкритому кінці хвилевода, як показало точне числове моделювання, не дозволяють формувати ідеальний імпульс у вільному напівпросторі, запропонований оператор корекції дифракційних спотворень суттєво покращує кінцевий результат шляхом

розрахунку додаткового коригуючого імпульсу збудження хвилевода завдяки лінійності цих процесів та малості величини спотворень. Практичне значення отриманих результатів полягає у використанні традиційних, гарно апробованих дисперсійних елементів для формування коротких імпульсів зондування та передачі цифрової інформації шляхом використання сучасних швидких цифро-аналогових перетворювачів.

Досліджуються нестационарні електромагнітні поля в біологічних структурах та організмах. Розрахунок у часовому просторі числовими методами із врахуванням найменших деталей проведення експериментів з опромінення біологічних рідин електромагнітними полями вперше продемонстрував надзвичайно сильну залежність характеристик полів, що діють на живі клітини, від найдрібніших характеристик використовуваного приладдя. Це дозволило обґрунтовано довести наявності атермічної дії слабких електромагнітних полів, більшу небезпеку правополяризованої хвилі, наприклад, у вигляді появи тривалого стресового стану клітини та пригнічення фертильності комах. Вперше розрахована, оптимізована та виготовлена установка для опромінення біологічних рідин надширокосмуговими полями з високою рівномірністю розподілу полів, на основі якої були підтверджені атермічні впливи імпульсних полів, явища періодичної зміни станів стресу та релаксації клітин при збільшенні експозиції, висока чутливість живих клітин до полів, особливо до їх гармонічної складової. Ці дослідження необхідні для вироблення поки що відсутніх норм опромінення імпульсними полями обслуговуючого персоналу радарних систем та надширокосмугових імпульсних систем зв'язку, рекомендацій для профілактичного використання слабого опромінення.

Для задач дистанційного визначення геометричних і електричних параметрів шаруватих структур вперше запропоновано і реалізовано використання штучних нейронних мереж у часовому просторі, коли вхідними даними є часові відліки амплітуди полів без попередньої обробки, в тому числі спектральної. Визначення параметрів цих структур потребує попереднього

навчання нейронної мережі, але її використання дозволяє досягти надзвичайно швидкої обробки інформації, особливо при використанні спеціалізованих нейропроцесорів. Продемонстрована стійкість цих мереж до появи помилок у вхідних даних та адитивних шумів. Аналогічним підходом вирішені задачі виявлення металевих предметів під землею та визначення глибини їх залягання шляхом опромінення поверхні землі імпульсним надширокосмуговим полем плоскої хвилі або точкового опромінювача й аналізу відбитої хвилі штучною нейронною мережею. Вперше запропонована попередня обробка отриманих сигналів на основі підходу дискретної томографії, що дозволяє покращити розпізнавання на заданих глибинах, суттєво зменшити обсяг оброблюваних даних і спростити структуру нейронної мережі. Результати проведених досліджень мають практичну направленість, яка полягає у створенні новітніх надширокосмугових імпульсних радарів підповерхневого зондування для промислових потреб, будівництва, археології, меліорації та гуманітарного розмінування в зонах військових дій, особливо для виявлення протипіхотних мін, що майже не мають металевих складових в своїй конструкції.

Запропонована та розрахована нова система локального позиціонування на імпульсних надширокосмугових полях, що базується на підході визначення кутів приходу хвилі та реалізована завдяки винятковій властивості надширокосмугових імпульсних випромінювачів змінювати часову форму випромінюваних імпульсів у залежності від кута випромінювання та надзвичайній чутливості штучних нейронних мереж до цих змін. Така система має низку практичних переваг, тому що не потребує часової синхронізації передавачів як між собою, так із приймачем, є стійкою до умисних чи випадкових завад завдяки надширокій смузі використовуваних частот.

Ключові слова: нестационарне випромінювання, еволюційні рівняння, неоднорідне середовище, нелінійне середовище, ближня зона, біологічне середовище, підповерхневе зондування, штучна нейронна мережа, розпізнавання об'єктів, система позиціонування.

ABSTRACT

Dumin O. M. Radiation and propagation of transient electromagnetic fields in nonlinear, nonstationary, and biological media. – Qualifying scientific work on the rights of the manuscript.

Dissertation for the degree of Doctor of Physical and Mathematical Sciences in specialty 01.04.03 – Radio Physics. V. N. Karazin Kharkiv National University, the Ministry of Education and Science of Ukraine, Kharkiv, 2021.

The dissertation is devoted to research of processes of radiation and propagation of transient electromagnetic fields in unbounded nonlinear, nonstationary, layered inhomogeneous, transversely inhomogeneous, and, also, biological media by time domain methods.

An evolutionary approach to the problems of radiation and propagation of transient electromagnetic waves, which reduces the dimension of such problems by two units in the case of an unbounded transversely inhomogeneous nonstationary medium, has been developed. A system of connected infinite-dimensional evolutionary equations in time domain which describes the excitation of electromagnetic waves and their propagation in such a medium by given transient sources of current, charge, and field and their mode transformations is obtained. In addition, the system of evolutionary equations for the case of radially inhomogeneous unlimited medium is obtained. General analytical solutions of these equations by the Laplace transform method are constructed. As an example, the problem of impulse wave radiation by a small loop excited by transient current surrounded by the sphere of radially inhomogeneous dielectric is solved by means of analytical and numerical-analytical methods. The development of the evolutionary approach to such problems allows in practice to calculate the influence of antenna radomes on the directivity of the radiators, the distortion of the time forms and spectrum of the fields, to create devices for the change of the time shape and spectral composition of impulse signals, to concentrate the electromagnetic field in a given volume, to optimize effectively such devices by significant acceleration of the

calculation of their electrodynamic characteristics and reducing the amount of RAM needed.

The problem of propagation of a transient wave in a nonlinear medium is analytically solved in time domain by the method of evolutionary equations and perturbation theory. For the case of weak Kerr cubic nonlinearity, modal wave transformations, time forms of distorted fields are obtained for the first time. It is required to detect the operation of high-power pulsed electromagnetic radiators.

For the first time, the corrected analytical expressions for the transient near fields of Hertz dipole were obtained using the vector potential method in time domain. The obtained improvement allows, in comparison with classical expressions, to describe correctly the formation of an electromagnetic wave in the near zone of the radiator. The analytical expressions for the fields are obtained by taking into account the bigger number of terms of the series, which expands the solution of this problem for the vector potential in the form of quadrature. For the first time, the energy criterion of the boundary of the far zone of a transient radiator is proposed to replace the time-dependent criterion proposed by Harmuth and close to the classical one suggested by Sodin. The results obtained are needed to create and calculate the radiation systems, which are used for objects of interest situated in their near zone: irradiators, ground penetrating radars, short-range communication devices, non-destructive testing etc.

For the model of transient excitation of a thin wire vibrator by a traveling wave with exponential attenuation, it was firstly obtained that the increasing of its length does not lead to the increase in the radiated energy in the case of a rather short pulse. The obtained results are important for the creation of simple, feasible, light, and cheap impulse antennas.

The problem of diffractive transformations of a transient T-wave at the open end of a coaxial waveguide is considered. For the first time, the time dependences of the powers of the first seven E-waves generated by the inhomogeneity in form of the aperture are obtained. The fulfillment of the law of energy conservation and the influence of the geometric dimensions of the waveguide are checked. The process of

radiated wave formation is investigated. These results are required for the creation of irradiation devices with the necessary characteristics, for sounding, for the formation of short pulses by selecting the modes of the coaxial waveguide in pulse coding systems for digital communication.

For the first time, a radiating impulse system on a coaxial waveguide with an offset central conductor has been studied, as it is promising for radiation directed along the normal to the aperture and is convenient for excitation by fields of arbitrary time dependence. The radiator is prospective for use as an element of an antenna array with a maximum of radiation along the normal or close to it. Its properties allow creating the arrays with wide possibilities of control of the directivity and side radiation.

A new problem of radiation of impulse fields in time domain from the open end of a rectangular waveguide by applying the evolutionary approach and Kirchhoff's approximation is considered. Due to the numerical-analytical calculation, the time forms of the radiated waves were obtained for the first time. The method of reducing the dispersion distortions of the pulse wave by using the exciter inside the waveguide in the form of distributed in-phase current is proposed. Numerical simulation with taking into account the diffractive distortions has shown the effectiveness of this method of forming short pulse waves suitable for sounding and information transmission tasks. Also the analytical and numerical calculation of the compact antenna array based on such a radiator was performed which confirmed the possibility of controlling the radiation of the array by using time delays in excitation and the insignificance of the effects of interaction between its elements.

For the first time the analytical solutions of the problem of radiation of impulse electromagnetic fields by powerful railguns in the moment of break of its electrical circuit are obtained. Four models, which describe the features of the spatial distribution of the excitation current with varying degrees of detail description, are considered. For the first time, time forms of fields at arbitrary distances and values of distances to the boundary of the far zone of such a radiator are received. The peculiarities of such nonstationary radiation in the immediate vicinity of the aperture are analyzed. The

obtained results allow detecting the operation of such railguns, to estimate the distance to them and their characteristics. This study is also useful for making recommendations for the protection of personnel operating these systems from the harmful effects of the electromagnetic fields.

For the first time, the ultrawideband analogue of the Klevin vibrator-slotted radiator based on the impulse slot antenna by Barnes and ultrawideband short-circuited dipoles in the form of metal cones was created and studied. The high directivity is achieved, the operating range is extended in the direction of low frequencies, the efficiency of the excitation of the radiator is increased significantly. This study is useful for creating compact, efficient single radiator and elements of ultrawideband antenna arrays for high-directional impulse wave transmission.

For the first time, the operator of wave propagation in a waveguide and a new diffractive distortion correction operator were used to generate short sounding field pulses in space using traditional transmission lines with strong frequency dispersion. The presence of the analytical solution in time domain for the wave propagation operator made it possible to correct completely the dispersion distortions by moving back in time, which is realized for the Laguerre pulse. And although the phenomena of diffraction at the open end of the waveguide, as shown by accurate numerical simulations, do not allow to form an ideal pulse in free half-space, the proposed diffraction distortion correction operator significantly improves the final result by obtaining an additional corrective pulse excitation of the waveguide due to the linearity of processes and smallness of distortions. The practical significance of the received results is the use of traditional well-tested dispersion elements for the formation of short pulses of sounding and transmission of digital information through the use of modern fast digital-to-analog converters.

The transient electromagnetic fields in biological structures and organisms are studied. The calculation in time domain by numerical methods, taking into account the smallest details of experiments on irradiation of biological solutions by electromagnetic fields, is demonstrated for the first time the extremely strong dependence of the

characteristics of fields that influence on living cells on the smallest characteristics of the equipment used. This allowed substantiating the presence of athermal action of weak electromagnetic fields, the greater danger of the right-polarized wave, for example, in the form of prolonged stress of the cell and inhibition of insect fertility. For the first time, the setup for irradiation of biological solutions by ultrawideband fields with high uniformity of field distribution was calculated, optimized and fabricated. Athermal effects of pulsed fields, phenomena of periodic change of stress states and cell relaxation with increasing exposure, ultrahigh sensitivity of cells, especially to harmonic component of the field were confirmed using the setup. These studies are necessary for the development of yet non-existent norms of pulsed field irradiation of radar system and ultrawideband pulsed communication system personnel, recommendations for the preventive use of low irradiation.

For remote sensing problems of geometric and electrical parameter determination of layered structures, the use of artificial neural networks in time domain was proposed and implemented for the first time, when the input data are time samples of field amplitude without pre-processing, including spectral. Defining the parameters of these structures requires prior training of the neural network, but its use allows achieving extremely fast information processing, especially using specialized neuroprocessors. The resistance of these networks to the appearance of input errors and additive noise has been demonstrated. The similar approach solves the problem of detecting metal objects situated underground and determining the depth of their occurrence by irradiating the ground surface with impulse ultrawideband field of a plane wave or point irradiator and analysis of the reflected wave by an artificial neural network. For the first time, pre-processing of the received signals based on the approach of discrete tomography is proposed, which allows improving the recognition at certain depths and significantly reduce the amount of processed data and simplify the structure of the neural network. The results of the research have a practical orientation, which is to create the new ultrawideband impulse subsurface radars for industrial use, building, archeology, land

reclamation, and humanitarian demining in war zones, especially to detect antipersonnel mines that almost have no metal components in their constructions.

A new system of local positioning on impulse ultrawideband fields is proposed and calculated. It is based on the approach of determining the angles of arrival of the wave and is realized due to the exceptional property of ultrawideband pulsed radiators to change the time shape of radiated pulses depending on the angle of radiation and extremely high sensitivity of the artificial neural networks for the changes. Such a system has a number of practical advantages, because it does not require the time synchronization of transmitters both with each other and with the receiver. It is resistant to intentional or accidental interference due to the ultrawide bandwidth used.

Keywords: transient radiation, evolutionary equations, inhomogeneous medium, nonlinear medium, near zone, biological medium, subsurface sounding, artificial neural network, object recognition, positioning system.

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА:

Наукові праці у наукових фахових виданнях України:

1. N.N. Gorobets, **A.N. Dumin**, O.A. Dumina “About radiation of short pulses by wire antenna of finite length”, *Radio Physics and Radio Astronomy*, vol. 7, no. 4, pp. 372–374, 2002.

Внесок здобувача: побудова моделі джерела, числовий розрахунок, аналіз отриманих результатів.

2. **А.Н. Думин**, В.А. Катрич “Преобразование энергии нестационарной ТЕМ-волны на излучающей апертуре коаксиального волновода”, *Вісник Харківського національного університету, Радіофізика та електроніка*, Вип. 570, С. 26–29, 2002.

Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу розв’язання, аналіз отриманих аналітичних та числових результатів, формулювання висновків.

3. **А.Н. Думин**, О.А. Думина, А.Ю. Бутрым, О.А.Третьяков “Нестационарные электромагнитные поля в неограниченном пространстве с произвольным заполнением идеальной средой”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. Радіофізика та електроніка*, вип. 11, № 756, С.61–64, 2007.

Внесок здобувача: постановка задачі, аналіз отриманих аналітичних результатів, формулювання висновків.

4. Я.С. Вольвач, **А.Н. Думин**, О.А. Думина “Энергия нестационарного поля, излученного диполем Герца”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. Радіофізика та електроніка*, вип. 17, № 942, С. 43–48, 2010.

Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу розв’язання, ідея ілюстрації енергетичних перетворень полів, аналіз отриманих аналітичних результатів, формулювання висновків.

5. **А.Н. Думин**, Ю.Г. Шкорбатов, А.И. Чернов, В.А. Катрич “Расчет экспериментальной установки для облучения биологических объектов

сверхширокополосным электромагнитным полем”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна, Радіофізика та електроніка*, вип. 24, № 1115, С.85–90, 2014.

Внесок здобувача: вибір початкової конструкції експериментальної установки та її параметрів оптимізації, електродинамічне моделювання експериментальної установки та умов опромінення, розрахував електромагнітні поля та їхню термічну дію, провів аналіз отриманих результатів.

6. **А.Н. Думин**, В.А. Плахтій, Я.С. Вольвач, О.А. Думина “Зоны излучения импульсного излучателя малых электрических размеров”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. Радіофізика та електроніка*, вип. 26, С. 35–41, 2017.

Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу розв’язання, аналіз отриманих аналітичних та числових результатів, формулювання висновків.

7. **О.М. Думін**, В.А. Плахтій, О.А. Прищенко “Нестационарное випромінювання імпульсного струму складного просторового розподілу”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. Радіофізика та електроніка*, вип. 27, С.31–36, 2017.

Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу розв’язання, аналіз отриманих аналітичних та числових результатів, формулювання висновків.

8. **О.М. Думін**, В.А. Плахтій, О.А. Прищенко, Д.В. Широкоград “Розпізнавання об’єктів під поверхнею землі при надширокосмуговій радіоінтроскопії за допомогою штучних нейронних мереж”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна, Радіофізика та електроніка*, вип. 28, С. 24–29, 2018.

Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу розрахунку для отримання часових залежностей надширокосмугових електромагнітних полів, аналіз результатів, формулювання висновків.

9. **О.М. Думін**, Р.Д. Ахмедов, Д.В. Черкасов “Поширення імпульсної електромагнітної хвилі в керівському середовищі”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. Радіофізика та електроніка*, вип. 29, С. 11–16, 2018.

Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу послідовних наближень для отримання аналітичного розв’язку, аналіз результатів, формулювання висновків.

10. **О.М. Думін**, В.А. Плахтій, І.Д. Персанов, Ш. Као “Система позиціонування на імпульсних надширокосмугових полях”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна, Радіофізика та електроніка*, вип. 31, С. 36–46, 2019.

Внесок здобувача: постановка задачі, ідея використання особливості імпульсних надширокосмугових випромінювачів для визначення положення приймальної системи в просторі, аналіз отриманих результатів, формулювання висновків.

Наукові праці у фахових виданнях, що входять до міжнародних наукометричних баз:

11. V.A. Katritch, **A.N. Dumin** “Radiation of nonstationary fields from an open end of a rectangular waveguide”, *Radioelectronics and Communication Systems.*, vol. 46, no. 11, pp. 24-30, 2003.

Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу розв’язання, аналіз отриманих аналітичних і числових результатів, ідея зменшення небажаних осциляцій, формулювання висновків.

Переклад англійською мовою статті

В.А. Катрич, **А.Н. Думин**, “Излучение нестационарных полей из открытого конца прямоугольного волновода”, *Изв. ВУЗов, Радиоэлектроника*, Т. 46, № 11, С. 34–42, 2003.

12. N.N. Gorobets, **A.N. Dumin**, O.A. Dumina “Transient fields radiated from the open end of a coaxial waveguide with an offset internal conductor”, *Telecommunications and radio engineering*, vol. 65, no. 17, pp. 1563–1570, 2006.

Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу розв’язання, аналіз отриманих числових результатів, формулювання висновків.

Переклад англійською мовою статті

Н.Н. Горобець, **А.Н. Думин**, О.А. Думина, “Излучение нестационарных полей из открытого конца коаксиального волновода со смещенным внутренним проводником”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна, Радіофізика та електроніка*, вип. 10, № 712, С. 42–46, 2006.

13. **A.N. Dumin**, O.A. Dumina, V.A. Katrich, Yu. Zheng “Radiation of Short Pulses from the Open End of a Circular Waveguide”, *Telecommunications and radio engineering*, vol. 68, no 20, pp. 1785–1793, 2009.

Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу розв’язання, ідея використання оператора поширення для задач випромінювання, ідея оператора корекції дифракційних спотворень, аналіз отриманих аналітичних та числових результатів, формулювання висновків.

Переклад англійською мовою статті

А.Н. Думин, О.А. Думина, В.А. Катрич, Юн. Джин “Излучение коротких импульсов открытым концом волновода”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна, Радіофізика та електроніка*, вип. 13, №834, С. 63–67, 2008.

14. Y.G. Shckorbatov, I.I. Rudneva, V.N. Pasiuga, V.A. Grabina, N.N. Kolchigin, D.D. Ivanchenko, O.V. Kazanskiy, V.G. Shayda, **O.M. Dumin** “Electromagnetic fields effects on *Artemia* hatching and chromatin state”, *Central European Journal of Biology*, vol. 5, no. 6, pp. 785-790, 2010.

Внесок здобувача: створення електродинамічної моделі Artemia, проведення розрахунків електромагнітних полів та їхньої термічної дії, аналіз отриманих результатів.

15. Y. G. Shckorbatov, V. N. Pasiuga, E. I. Gonchruk, T. Ph. Petrenko, V. A. Grabina, N. N. Kolchigin, D. D. Ivanchenko, V. N. Bykov, **O. M. Dumin** “Effects of differently polarized microwave radiation on the microscopic structure of the nuclei in human fibroblasts”, *Journal of Zhejiang University-SCIENCE B (Biomedicine & Biotechnology)*, vol. 11, no. 10, pp. 801-805, 2010.

Внесок здобувача: електродинамічне моделювання експериментальної установки, проведення розрахунків електромагнітних полів та їхньої термічної дії, аналіз отриманих результатів.

16. **O.M. Dumin**, O.O. Dumina, V.A. Katrich “Evolution of transient electromagnetic fields in radially inhomogeneous nonstationary medium”, *Progress In Electromagnetics Research, PIER 103*, vol. 103, pp. 403–418, 2010.

Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу розв’язання, числовий розрахунок, аналіз отриманих результатів, формулювання висновків.

17. L.A. Shakina, V. N. Pasiuga, **O. M. Dumin**, Y. G. Shckorbatov “Effects of microwaves on the puffing pattern of *D. melanogaster*”, *Central European Journal of Biology*, vol. 6, no. 4, pp. 524-530, 2011.

Внесок здобувача: створення електродинамічної моделі яйця дрозофіли, проведення розрахунків електромагнітних полів та їхньої термічної дії, аналіз отриманих результатів.

18. Y.G. Shckorbatov, V.N. Pasiuga, N.N. Kolchigin, V.A. Grabina, D.D. Ivanchenko, V.I. Bykov, **O.M. Dumin** “Cell nucleus and membrane recovery after exposure to microwaves” *Proceedings of the Latvian Academy of Sciences. Section B*, vol. 65, no. 1/2, pp. 13–20, 2011.

Внесок здобувача: електродинамічне моделювання умов експерименту, проведення розрахунків електромагнітних полів та їхньої термічної дії, аналіз отриманих результатів.

19.D.V. Shirokorad, **A.N. Dumin**, O.A. Dumina, V.A. Katrich “Analysis of Pulsed Fields Reflected from a Layered Lossy Medium Using Artificial Neural Network”, *Telecommunications and radio engineering*, vol. 70, no. 10, pp. 873–881, 2011.

Внесок здобувача: постановка задачі, вибір методу числового розрахунку електромагнітних полів та аналізу відбитої хвилі, аналіз отриманих результатів, формулювання висновків.

Переклад англійською мовою статті

Д.В. Ширококорад, **А.Н. Думин**, О.А. Думина, В.А. Катрич, “Анализ импульсных полей, отраженных от слоистой среды с потерями, с помощью искусственной нейронной сети”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна, Радіофізика та електроніка*, вип. 15, №883, С. 35–40. 2009.

20.R. Akhmedov, **O. Dumin**, V. Katrich “Impulse radiation of antenna with circular aperture”, *Telecommunications and radio engineering*, vol.77, no. 20, pp. 1767–1784, 2018.

Внесок здобувача: постановка задачі, вибір часових залежностей збудження нестационарного джерела, ідея аналізу енергетичних параметрів електромагнітного поля, аналіз отриманих результатів, формулювання висновків.

Переклад англійською мовою і часткове використання матеріалів статей:

- **О. .М. Думін**, Р.Д. Ахмедов, “Міжмодове перетворення нестационарного електромагнітного поля в нелінійному необмеженому середовищі”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна, Радіофізика та електроніка*, вип. 26, С. 42–47, 2017

- **О.М. Думін**, Р.Д. Ахмедов “Випромінювання та розповсюдження електромагнітного снаряду в нелінійному середовищі”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна, Радіофізика та електроніка*, вип. 27, С. 37–42, 2017.

- **O.M. Dumin**, O.A. Tretyakov, R.D. Akhmedov, O.O. Dumina, “Evolutionary approach for the problem of electromagnetic field propagation through nonlinear medium”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна, Радіофізика та електроніка*, вип. 24, № 1115, С. 23–28, 2014.
 - **О.М. Думін**, Р.Д. Ахмедов Д.В. Черкасов “Імпульсне випромінювання антени з круговою апертурою в ближній зоні”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна, Радіофізика та електроніка*, вип. 28, С. 30–33, 2018.
 - 21. **M.V. Nesterenko**, V.A. Katrich, Y.M. Penkin, S.L. Berdnik, **O.M. Dumin** “Combined Vibrator – Slot Structures: Theory and Applications. Theoretical Aspects and Applications”, *Springer International Publishing*, 2020. ISBN 978-3-030-60177-5 <https://www.springer.com/gp/book/9783030601768> (дата звернення: 04.01.2021)
- Внесок здобувача: вибір початкової конструкції випромінювача у вигляді надширокопasmової щілини з провідними конусами, електродинамічне моделювання комбінованого випромінювача та покращення його конструкції, дослідження ближнього поля елементарного випромінювача, аналіз отриманих результатів.*
- Включає перекладені англійською мовою матеріали статті:*
- А.Н. Думин**, В.А. Плахтий, Я.С. Вольвач, О.А. Думина “Ближнее нестационарное поле диполя Герца”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна, Радіофізика та електроніка*, вип. 24, № 1115, С. 29–34, 2014.

Наукові праці у фахових закордонних виданнях:

- 22. **O. Dumin**, V. Plakhtii, O. Prishchenko, D. Shyrokorad, V. Katrich “Ultrashort impulse radar for detection and classification of objects in layered medium by artificial neural network”, *Telecommunications and radio engineering*, vol. 78, no. 19, pp. 1759–1770, 2019.

Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу числового розрахунку для отримання часових залежностей надширококузових електромагнітних полів, аналіз результатів, формулювання висновків.

Включає деякі матеріали статті:

D. Shirokorad, **O. Dumin**, O. Dumina, V. Katrich, “Analysis of parameters of biological objects by neural network processing of reflected impulse electromagnetic field”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна, Радіофізика та електроніка*, вип. 21, № 1038, С.89–95, 2012.

Наукові праці апробаційного характеру (тези доповідей на наукових конференціях) за темою дисертації:

23. N.N. Gorobets, **A.N. Dumin**, O.A. Dumina, “About radiation of short pulses by wire antenna of finite length” in *Proc. Int. Conf. on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS-2002)*, Kharkov, Ukraine, October 1, 2002, CD. *Внесок здобувача: побудова моделі джерела, числовий розрахунок, аналіз отриманих результатів.*
24. **A.N. Dumin**, V.A. Katrich, “Energy transformation of a transient wave on radiating aperture” in *Proc. International Conf. on Math. Methods in Electromagnetic Theory (MMET–2002)*, Kiev, Ukraine, 2002, pp.189–191. *Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу розв’язання, аналіз отриманих аналітичних та числових результатів, формулювання висновків.*
25. В.А. Катрич, **А.Н. Думин**, “Излучение нестационарных полей из открытого конца прямоугольного волновода”, в трудах *Всероссийская научная конференция «Сверхширокополосные сигналы в радиолокации, связи и акустике»*. СРСА, Муром (Россия), 2003, С.77–81. *Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу розв’язання, аналіз отриманих аналітичних і числових результатів, ідея зменшення небажаних осциляцій, формулювання висновків.*

26. V.O. Katrich, **A.N. Dumin**, O.A. Dumina, “Radiation of transient fields from the open end of rectangular waveguide” in *Proc. IV International Conf. on Antenna Theory and Techniques (ICATT–2003)*, Sevastopol, Ukraine, 2003, P. 583–586. *Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу розв’язання, аналіз отриманих аналітичних і числових результатів, формулювання висновків.*
27. В.О. Катрич, **О.М. Думин**, В.І. Чеботарьов, О.О. Думіна, “Нестационарные поля прямоугольных щелевных випромінювачів з кінцевою товщиною хвилеводу”, в матеріалах *Міжнародної наукової конференції “Каразінські природознавчі студії”*, Харків, Україна, 2004, С. 108-110.. *Внесок здобувача: пропозиція методу розв’язання, аналіз отриманих аналітичних і числових результатів.*
28. V.A. Katrich, **A.N. Dumin**, O.A. Dumina, “Radiation of transient fields from two-element array” in *Proc. The Fifth International Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter, and Submillimeter Waves (MSMW–04)*, Kharkov, Ukraine, 2004, pp. 656-658. *Внесок здобувача: пропозиція методу розв’язання, аналіз отриманих аналітичних і числових результатів.*
29. **A.N Dumin**, A.Yu. Butrym, O.A. Tretyakov, V.A. Katrich, O.A. Dumina “Transient electromagnetic fields in unbounded space with inhomogeneous medium”, in *Proc. International Workshop Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS–2004)*, Sevastopol, Ukraine, 2004, pp. 104–106. *Внесок здобувача: постановка задачі, аналіз отриманих аналітичних результатів, формулювання висновків.*
30. O. Tretyakov, **A. Dumin**, O. Dumina, V. Katrich “Modal basis method in radiation problems”, in *Proc. International Conf. on Math. Methods in Electromagnetic Theory (MMET–2004)*, Dniepropetrovsk, Ukraine, 2014, pp.312–314. *Внесок здобувача: постановка задачі, аналіз отриманих аналітичних результатів, формулювання висновків.*
31. **O. Dumin**, O. Dumina, V. Katrich, “Evolution of transient electromagnetic fields in spherical coordinate system”, in *Proc. XI-th International Conf. on Math. Methods in Electromagnetic Theory (MMET–2006)*, Kharkiv, Ukraine, June 26-29, 2006,

- pp. 363–365. *Внесок здобувача: постановка задачі, аналіз отриманих аналітичних результатів, формулювання висновків.*
32. **O.M. Dumin**, O.O. Dumina, V.O. Katrich “Propagation of spherical transient electromagnetic wave through radially inhomogeneous medium”, in Proc. 3rd International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS–2006), Sevastopol, Ukraine, Sep. 18-22, 2006, pp. 276–278. *Внесок здобувача: постановка задачі, аналіз отриманих аналітичних результатів, формулювання висновків.*
33. **O.M. Dumin**, O.O. Dumina, V.O. Katrich “Comparative Analysis of The Analytical and numerical solutions of transient wave propagation problem”, in Proc XI-th International Seminar / Workshop on Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic wave Theory (DIPED–06), Tbilisi, Georgia, 2006, pp. 43-46. *Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу розв’язання, числовий розрахунок, аналіз отриманих результатів, формулювання висновків.*
34. **O. M. Dumin**, O. O. Dumina, Yu Zheng, A.V. Shishkova, V.O. Katrichб “Transient radiation from the open end of circular waveguide” in Proc. VI International Conf. on Antenna Theory and Techniques (ICATT–2007), Sevastopol, Ukraine, 2007, pp. 181–183. *Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу розв’язання, ідея використання оператора поширення для задач випромінювання, аналіз отриманих аналітичних та числових результатів, формулювання висновків.*
35. **O.M. Dumin**, O.O. Dumina, V.O. Katrich, “Controlled transient radiation from the open end of circular waveguide” in Proc. XII International Conf. on Math. Methods in Electromagnetic Theory (MMET–2008), Odesa, Ukraine, 2008, pp. 298–300. *Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу розв’язання, ідея оператора корекції дифракційних спотворень, аналіз отриманих аналітичних та числових результатів, формулювання висновків.*

36. **O.M. Dumin**, O.O. Dumina, V.O. Katrich, “Impulse Irradiation of layered medium by the open end of circular waveguide” in Proc. 4th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS–2008), Sevastopol, Ukraine, September 15-19, 2008, pp. 232–234. *Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу розв’язання, ідея оператора корекції дифракційних спотворень, аналіз отриманих аналітичних та числових результатів, формулювання висновків.*
37. D.V. Shyrokorad, **O.M. Dumin**, O.O. Dumina, “Time domain analysis of reflected impulse fields by artificial neural network” in Proc. 4th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS–2008), Sevastopol, Ukraine, Sep. 15-19, 2008, pp. 124–126. *Внесок здобувача: постановка задачі, вибір методу числового розрахунку електромагнітних полів та аналізу відбитої хвилі, аналіз отриманих результатів, формулювання висновків.*
38. **O.M. Dumin**, O.O. Dumina, D.V. Shyrokorad, “Time domain analysis of fields reflected from model of human body surface using artificial neural network” in Proc. 3rd European Conference on Antennas and Propagation (Eucap–2009), Berlin, Germany, March 23-27, 2009, pp. 235–238. *Внесок здобувача: постановка задачі, вибір методу числового розрахунку електромагнітних полів та аналізу відбитої хвилі, аналіз отриманих результатів, формулювання висновків.*
39. D.V. Shyrokorad, **O.M. Dumin**, O.O. Dumina, V.O. Katrich, “Analysis of fields reflected from model of human body surface using artificial neural network in time domain” in Proc. VI International Conf. on Antenna Theory and Techniques (ICATT–2009), Lviv, Ukraine, 2009, pp. 351–353. *Внесок здобувача: постановка задачі, вибір методу числового розрахунку електромагнітних полів та аналізу відбитої хвилі, аналіз отриманих результатів, формулювання висновків.*
40. O.M. Dumin, D.V. Shyrokorad, O.O. Dumina, V.O. Katrich, V.I. Chebotarev “Approximating properties of artificial neural network in time domain for the analysis of electromagnetic fields reflected from model of human body surface” in Proc. International Symposium on Physics and Engineering of Microwaves,

- Millimeter, and Submillimeter Waves (MSMW-2010)*, Kharkov, Ukraine, June 21-26, 2010, G-8. *Внесок здобувача: постановка задачі, вибір методу числового розрахунку електромагнітних полів та аналізу відбитої хвилі, аналіз отриманих результатів, формулювання висновків.*
41. D. Shyrokorad, **O. Dumin**, O. Dumina, V. Katrich “Analysis of transient fields reflected from model of human body surface using convolutional neural network” in *Proc. XIII International Conf. on Math. Methods in Electromagnetic Theory (MMET–2010)*, Kyiv, Ukraine, 2010, TDE-6. *Внесок здобувача: постановка задачі, вибір методу числового розрахунку електромагнітних полів та аналізу відбитої хвилі, аналіз отриманих результатів, формулювання висновків.*
42. **O.M. Dumin**, O.A. Tretyakov, V.A. Katrich, O.O. Dumina, M.V. Nesterenko, V.I. Kholodov “Evolutionary equations for electromagnetic fields in unbounded space filled with layered inhomogeneous nonlinear transient medium with losses”, in *Proc. 5th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS–2010)*, Sevastopol, Ukraine, Sep. 6-10, 2010, pp. 99–101. *Внесок здобувача: постановка задачі, аналіз отриманих аналітичних результатів, формулювання висновків.*
43. **O. M. Dumin**, O. O. Dumina, N.N. Kolchigin, D.D. Ivanchenko, Y.G. Shckorbatov, V.N. Pasiuga “Simulation of microwave exposure of human cells by electromagnetic field of EMF band” in *Proc. International Conference on Antenna Theory and Techniques*, Kyiv, Ukraine, Sep. 20-23, 2011, pp. 312-314,. *Внесок здобувача: електродинамічне моделювання експериментальної установки, проведення розрахунків електромагнітних полів та їхньої термічної дії, аналіз отриманих результатів.*
44. Y.S. Volvach, **O.M. Dumin**, O.O. Dumina, “The energy of the field radiated by Hertz dipole”, in *Proc. VII International Conf. on Antenna Theory and Techniques (ICATT–2011)*, Kyiv, Ukraine, 2011, pp. 86–88. *Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу розв’язання, ідея ілюстрації енергетичних*

перетворень полів, аналіз отриманих аналітичних результатів, формулювання висновків.

45. **O. Dumin**, I.S. Volvach, O. Dumina “Transient Near field of Hertzian dipole” in Proc. 6th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS–2012), Sevastopol, Ukraine, Sep. 17-21, 2012, pp. 69–71. *Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу розв’язання, ідея ілюстрації енергетичних перетворень полів, аналіз отриманих аналітичних результатів, формулювання висновків.*
46. **O.M. Dumin**, V.A. Katrich, R.D. Akhmedov, O.A. Tretyakov, O.O. Dumina “Evolutionary Approach for the Problems of Transient Electromagnetic Field Propagation in Nonlinear Medium”, in Proc. XV International Conf. on Math. Methods in Electromagnetic Theory (MMET–2014), Dnipropetrovsk, Ukraine, Aug. 26-28, 2014, pp. 57-60. *Внесок здобувача: постановка задачі, формулювання висновків.*
47. **O.M. Dumin**, O.A. Tretyakov, R.D. Akhmedov, Yu.B. Stadnik, V.A. Katrich, O.O. Dumina, “Modal Basis Method for Propagation of Transient Electromagnetic Fields in Nonlinear Medium”, in Proc. 7th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS–2014), Kharkiv, Ukraine, Sep. 15-19, 2014, pp. 100–103. *Внесок здобувача: постановка задачі, формулювання висновків.*
48. **O.M. Dumin**, Y.G. Shckorbatov, V.N. Pasiuga, O.V. Kazansky, N.N. Kolchigin, A.I. Chernov “Effect of signal form of irradiated impulse electromagnetic field on viability of human cells” in Proc. 7th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS–2014), Kharkiv, Ukraine, Sep, 15-19, 2014, pp. 45–48. *Внесок здобувача: вибір початкової конструкції експериментальної установки та її параметрів оптимізації, електродинамічне моделювання експериментальної установки та умов опромінення, розрахував електромагнітні поля та їхню термічну дію, провів аналіз отриманих результатів.*

49. **O.M. Dumin**, O.A. Tretyakov, R.D. Akhmedov, O.O. Dumina “Transient electromagnetic field propagation through nonlinear medium in time domain” in Proc. 10th International Conference on Antenna Theory and Techniques (ICATT-2015), Kharkiv, Ukraine, April 21-24, 2015, pp. 93-95. *Внесок здобувача: постановка задачі, формулювання висновків.*
50. **O.M. Dumin**, Y.G. Shckorbatov, A.I. Chernov, V.A. Katrich, “Calculation of experimental apparatus for biological object irradiation by impulse electromagnetic field” in Proc. 10th International Conference on Antenna Theory and Techniques (ICATT-2015), Kharkiv, Ukraine, April 21-24, 2015, pp. 375-377. *Внесок здобувача: вибір початкової конструкції експериментальної установки та її параметрів оптимізації, електродинамічне моделювання експериментальної установки та умов опромінення, розрахував електромагнітні поля та їхню термічну дію, провів аналіз отриманих результатів.*
51. **O.M. Dumin**, V.A. Plakhtii, I.S. Volvach, S.V. Pshenichnaya, O.O. Dumina “Near field of Hertzian dipole excited by impulse current” in Proc. 10th International Conference on Antenna Theory and Techniques (ICATT-2015), Kharkiv, Ukraine, April 21-24, 2015, pp. 90-92. *Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу розв’язання, ідея ілюстрації енергетичних перетворень полів, аналіз отриманих аналітичних результатів, формулювання висновків.*
52. A.I. Chernov, **O.M. Dumin**, D.B. Miroshnik, Y.G. Shckorbatov, V.A. Katrich N.N. Kolchigin, “Numerical Simulation and Experimental Investigation of Human Cell Irradiation by Impulse Electromagnetic Field” in Proc. The XX-th International Seminar / Workshop on Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic wave Theory (DIPED–15), Lviv, Ukraine, Sep. 21-24, 2015, pp.162-164. *Внесок здобувача: вибір початкової конструкції експериментальної установки та її параметрів оптимізації, електродинамічне моделювання експериментальної установки та умов опромінення, розрахував електромагнітні поля та їхню термічну дію, провів аналіз отриманих результатів.*

53. V.A. Plakhtii, **O. M. Dumin**, V. A. Katrich, O. O. Dumina “Field regions of impulse current radiator of small size”, in Proc. *9th International Kharkiv Symposium On Physics And Engineering Of Microwaves, Millimeter And Submillimeter Waves (MSMW–2016)*, Kharkiv, Ukraine, June 21-24, 2016, D-27. *Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу розв’язання, аналіз отриманих аналітичних та числових результатів, формулювання висновки*
54. V. A. Plakhtii, **O. M. Dumin**, V. A. Katrich, O. O. Dumina, I. S. Volvach “Energy transformation of transient field of herzian dipole” in Proc. *16th IEEE International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET–2016)*, Lviv, Ukraine, July 5-7, 2016, EMA-8. *Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу розв’язання, аналіз отриманих аналітичних та числових результатів, формулювання висновків*
55. **O.M. Dumin**, R.D. Akhmedov, V.A. Katrich, O.O. Dumina “Propagation of transient field radiated from plane disk in nonlinear medium” in Proc. *8th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS–2016)*, Odessa, Ukraine, Sep. 5-11, 2016, pp. 77–80. *Внесок здобувача: постановка задачі, вибір часових залежностей збудження нестационарного джерела, ідея аналізу енергетичних параметрів електромагнітного поля, аналіз отриманих результатів, формулювання висновків.*
56. V. A. Plakhtii, **O. M. Dumin**, V. A. Katrich, O. O. Dumina, I. S. Volvach “Radiation of two small impulse current radiators”, in Proc. *8th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS–2016)*, Odessa, Ukraine, Sep. 5-11, 2016, pp. 81–84. *Внесок здобувача: постановка задачі, вибір часових залежностей збудження нестационарного джерела, ідея аналізу енергетичних параметрів електромагнітного поля, аналіз отриманих результатів, формулювання висновків.*
57. **O. Dumin**, R. Akhmedov, O.O. Dumina, “Transient field radiation of plane disk into nonlinear medium” в *Працях IEEE Міжнародної конференції з*

інформаційно-телекомунікаційних технологій та радіоелектроніки (UkrMiCo'2016), Київ, Україна, вересень 11-15, 2016, pp. 148–151. *Внесок здобувача: постановка задачі, вибір часових залежностей збудження нестационарного джерела, ідея аналізу енергетичних параметрів електромагнітного поля, аналіз отриманих результатів, формулювання висновків.*

58. **O. Dumin**, S. Khmara, D. Shyrokorad “Artificial Neural Networks in Time Domain Electromagnetics” in Proc. 11th International Conference on Antenna Theory and Techniques (ICATT-2017), Kyiv, Ukraine, May 24-27, 2017, pp. 118-121. *Внесок здобувача: постановка задачі, вибір методу числового розрахунку електромагнітних полів та аналізу відбитої хвилі, аналіз отриманих результатів, формулювання висновків.*

59. **O.M. Dumin**, R.D. Akhmedov, V.A. Katrich, O.O. Dumina, “Transient Radiation of Circle with Uniform Current Distribution” in Proc. 2017 IEEE First Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering (UKRCON), Kyiv, Ukraine, May 29-June 2, 2017, pp. 261-265. *Внесок здобувача: постановка задачі, вибір часових залежностей збудження нестационарного джерела, ідея аналізу енергетичних параметрів електромагнітного поля, аналіз отриманих результатів, формулювання висновків.*

60. V.A. Plakhtii, **O.M. Dumin**, O.A. Prishchenko, “Transient Radiation of System of Four Noncollinear Dipoles” in Proc. IEEE First Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering (UKRCON), Kyiv, Ukraine, May 29-June 2, 2017, pp. 225-228. *Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу розв’язання, аналіз отриманих аналітичних та числових результатів, формулювання висновків.*

61. V.A. Plakhtii, **O.M. Dumin**, O.A. Prishchenko, “Near Radiation Zone of Six Short Impulse Radiators” in Proc. IEEE International Young Scientists Forum on Applied Physics and Engineering (YSF-2017), Lviv, Ukraine, October 17-20, 2017, pp. 251-254. *Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу розв’язання,*

аналіз отриманих аналітичних та числових результатів, формулювання висновків.

62. **O. Dumin**, O. Prishchenko, G. Pochanin, V. Plakhtii, D. Shyrokorad, “Subsurface Object Identification by Artificial Neural Networks and Impulse Radiolocation”, in *Proc. IEEE Second International Conference on Data Stream Mining & Processing (DSMP-2018)*, Lviv, Ukraine, August 21-25 2018, pp. 434-437. *Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу розрахунку для отримання часових залежностей надширококузових електромагнітних полів, аналіз результатів, формулювання висновків.*
63. **O. Dumin**, R. Akhmedov “Ultrashort Impulse Radiation from Plane Disk with Uniform Current Distribution”, in *Proc. 9th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS-2018)*, Odessa, Ukraine, Sep. 4-7, 2018, pp. 169–173. *Внесок здобувача: постановка задачі, вибір часових залежностей збудження нестационарного джерела, ідея аналізу енергетичних параметрів електромагнітного поля, аналіз отриманих результатів, формулювання висновків.*
64. **O.M. Dumin**, O. Prishchenko, D. Shyrokorad, V. Plakhtii “Application of UWB Electromagnetic Waves for Subsurface Object Location Classification by Artificial Neural Networks” in *Proc. 9th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS-2018)*, Odessa, Ukraine, Sep. 4-7, 2018, pp. 290–293. *Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу розрахунку для отримання часових залежностей надширококузових електромагнітних полів, аналіз результатів, формулювання висновків.*
65. **O.M. Dumin**, V.A. Plakhtii, O.A. Prishchenko, and D.V. Shyrokorad, “Neural Network Application in Object Classification by Impulse Radiolocation” in *Proc. Intellectual Systems for Decision Making and Problems of Computational Intelligence (ISDMCI-2019)*, Zaliznyi Port, Ukraine, May 21-25, 2019, pp. 61–63, 2019. *Внесок здобувача: постановка задачі, вибір методу числового*

розрахунку електромагнітних полів та аналізу відбитої хвилі, аналіз отриманих результатів, формулювання висновків.

66. **O. Dumin**, R. Akhmedov, O. Dumina, D. Cherkasov, “Near zone of plane disk with uniform transient current distribution” in Proc. *2019 IEEE 2nd Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering, UKRCON 2019*, Lviv, Ukraine, July 2-6, 2019, pp. 209-213. *Внесок здобувача: постановка задачі, вибір часових залежностей збудження нестационарного джерела, ідея аналізу енергетичних параметрів електромагнітного поля, аналіз отриманих результатів, формулювання висновків.*
67. **O. Dumin**, V. Plakhtii, D. Shyrokorad, O. Prishchenko, G. Pochanin, “UWB subsurface radiolocation for object location classification by artificial neural networks based on discrete tomography approach”, in Proc. *IEEE 2nd Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering, UKRCON 2019*, Lviv, Ukraine, July 2-6, 2019, pp. 182-187. *Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція підходу методу дискретної томографії, аналіз результатів, формулювання висновків.*
68. R. Akhmedov , **O. Dumin** , V. Katrich , D. Cherkasov, “Impulse Electromagnetic Wave Propagation in Kerr Medium”, in Proc. *DIPED 2019*, Lviv, Ukraine, Sep. 12-14, 2019, pp. 49-52. *Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу послідовних наближень для отримання аналітичного розв’язку, аналіз результатів, формулювання висновків.*
69. V. Plakhtii , **O. Dumin** , O. Prishchenko , D. Shyrokorad , G. Pochanin “Influence of Noise Reduction on Object Location Classification by Artificial Neural Networks for UWB Subsurface Radiolocation” in Proc. *DIPED 2019*, Lviv, Ukraine, Sep. 12-14, 2019, pp. 64-68. *Внесок здобувача: постановка задачі, аналіз результатів, формулювання висновків.*
70. I. Persanov , **O. Dumin** , V. Plakhtii , D. Shyrokorad “Subsurface Object Recognition in a Soil Using UWB Irradiation by Butterfly Antenna” in proc. *DIPED*

- 2019, Lviv, Ukraine, Sep. 12-14, 2019, pp. 160-163. *Внесок здобувача: постановка задачі, аналіз результатів, формулювання висновків.*
71. **O.M. Dumin**, V.A. Plakhtii, D.V. Shyrokorad, O.A. Prishchenko, “Signal Processing in UWB Subsurface Radiolocation by Artificial Neural Networks” in Proc. 2019 IEEE International Scientific and Practical Conference Problems of Infocommunications Science and Technology (PIC S&T'2019), Kyiv, Ukraine, October 08-11, 2019, pp. 384–387. *Внесок здобувача: постановка задачі, аналіз результатів, формулювання висновків.*
72. **O. Dumin**, V. Plakhtii, I. Persanov, C. Shuaishuai “Positioning System Using Classification of Ultra Short Electromagnetic Pulse Forms by ANN” in Proc. 15th International Conference on Advanced Trends in Radioelectronics, Telecommunications and Computer Engineering (TCSET – 2020), Lviv-Slavske, Ukraine, February 25-29, 2020. *Внесок здобувача: постановка задачі, ідея використання особливості імпульсних надширокосмугових випромінювачів для визначення положення приймальної системи в просторі, аналіз отриманих результатів, формулювання висновків.*
73. Д.В. Ширококорад, **О.М. Думін**, В.А. Плахтій, Г.В. Корніч, “Обработка сигналов при подповерхневой радиолокации штучными нейронными сетями”, в работах Міжнародного науково-практичного семінару «Комбінаторні конфігурації та їхні застосування», Запоріжжя-Кропивницький, Україна, 15-16 травня, 2020, с. 384–387. *Внесок здобувача: постановка задачі, аналіз результатів, формулювання висновків.*
74. **O. Dumin**, V. Plakhtii, O. Pryshchenko, G. Pochanin, “Comparison of ANN and Cross-Correlation Approaches for Ultra Short Pulse Subsurface Survey” in Proc. 15th International Conference on Advanced Trends in Radioelectronics, Telecommunications and Computer Engineering (TCSET – 2020), Lviv-Slavske, Ukraine, February 25-29, 2020. *Внесок здобувача: постановка задачі, аналіз результатів, формулювання висновків.*

75. **O. Dumin**, P. Fomin, V. Plakhtii, M. Nesterenko, “Ultrawideband Combined Monopole-Slot Radiator of Clavin Type” in Proc. *IEEE XXVth International Seminar/Workshop Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic Wave Theory (DIPED)*, 2020, pp. 32–36. *Внесок здобувача: вибір початкової конструкції випромінювача у вигляді надширокосмугової щілини з провідними конусами, електродинамічне моделювання комбінованого випромінювача та покращення його конструкції, дослідження ближнього поля елементарного випромінювача, аналіз отриманих результатів.*

**Наукові праці, які додатково відображають наукові результати
дисертації:**

76. Г.П. Почанін, **О.М. Думін**, «Випромінювачі нестаціонарних імпульсних електромагнітних полів із заданими часовими характеристиками», в *Випромінюючі структури багатofункціональних радіoeлектронних систем. Теорія і застосування*. Редактор, В.О. Катрич, Bueu Bassin, Lambert Academic Publishing, 390 с., 2017. ISBN 978-620-2-07324-0. *Внесок здобувача: постановка задачі, числове моделювання, формулювання висновків.*
77. Т.М. Огурцова, Г.П. Почанін, П.В. Холод, **О.М. Думін**, С.Л. Бердник Власник: Інститут радіофізики та електроніки ім. О.Я. Усикова національної академії наук України, “Спосіб вимірювання частотної залежності магнітної проникності феритових стрижнів”, Патент на корисну модель. 126410 Україна, (51) МПК G01R 33/12, (2006.01) /; – u201708915; дата подання 07.09.2017; дата, з якої чинні права, опубліковано 25.06.2018, Бюл. № 12/2018. *Внесок здобувача: аналіз літературних джерел, обговорення формули корисної моделі.*
78. **О.М. Думін**, В.А. Плахтій, О.А. Прищенко, Д.В. Широкоград, “Метод дискретної томографії при обробці даних надширокосмугової підповерхневої радіолокації штучною нейронною мережею”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна, Радіофізика та електроніка*,

вип. 29, С. 17–26, 2018. *Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція підходу методу дискретної томографії, аналіз результатів, формулювання висновків.*

79.І.Д. Персанов, **О.М. Думін**, В.А. Плахтій, Д.В. Широкоград, “Розпізнавання об'єктів під поверхнею ґрунта за допомогою імпульсного опромінювання антеною типу «метелик» та штучної нейронної мережі”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна, Радіофізика та електроніка*, вип. 29, С. 27–34, 2018. *Внесок здобувача: постановка задачі, аналіз результатів, формулювання висновків.*

80.**О.М. Думін**, В.А. Плахтій, О.А. Прищенко, Д.В. Широкоград, Я.С. Вольвач, “Вплив зменшення шуму вхідного сигналу на класифікацію місцезнаходження об'єкту штучною нейронною мережею при надширокосмуговій радіоінтроскопії”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна, Радіофізика та електроніка*, вип. 31, С. 27–35, 2019. *Внесок здобувача: постановка задачі, аналіз результатів, формулювання висновків.*

ЗМІСТ

СПИСОК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ	40
ВСТУП.....	41
РОЗДІЛ 1 Нестационарні електромагнітні поля і їх застосування (літературний огляд)	58
РОЗДІЛ 2 Еволюція електромагнітних хвиль у неоднорідному нестационарному середовищі	76
2.1. Нестационарні електромагнітні поля у необмеженому просторі з неоднорідним середовищем	76
2.1.1. Вступ.....	76
2.1.2. Постановка задачі.....	77
2.1.3. Виключення поздовжніх компонентів поля.....	78
2.1.4. Чотиривимірні вектори електромагнітного поля	80
2.1.5. Еволюційні рівняння.....	82
2.2. Поширення нестационарних електромагнітних полів через радіально неоднорідне середовище	84
2.2.1. Сутність еволюційного підходу	85
2.2.2. Постановка задачі поширення поля у радіально неоднорідному середовищі	85
2.2.3 Виключення поздовжніх компонентів поля.....	86
2.2.4 Чотиривимірні вектори електромагнітного поля	88
2.2.5 Еволюційні рівняння у сферичній системі координат	89
2.2.6 Аналітичні розв'язки еволюційних рівнянь у сферичній системі координат	91
2.2.7 Числове моделювання	93
2.3 Висновки по розділу	101
РОЗДІЛ 3 Розповсюдження нестационарних електромагнітних хвиль у нелінійному середовищі	103

3.1 Постановка задачі та вихідні дані	103
3.2 Аналітичний розв'язок задачі	112
3.3 Числове моделювання.....	115
3.4. Висновки по розділу	128
РОЗДІЛ 4 Енергетичні перетворення нестационарних полів у ближній зоні	
випромінювачів	130
4.1 Перетворення нестационарних полів у ближній зоні диполя Герца	130
4.1.1 Опис підходу до розв'язання задачі	130
4.1.2 Постановка задачі.....	131
4.1.3 Розв'язання задачі	131
4.1.3.1 Класичний підхід до розв'язання задачі	131
4.1.3.2 Уточнення виразів для ближніх полів	135
4.1.3.3 Ближнє нестационарне поле диполя Герца	136
4.1.4 Перетворення енергії поля у просторі навколо диполя	140
4.1.5 Зони випромінювання електрично малого джерела струму.....	147
4.2. Дослідження впливу довжини вібратора на форму імпульсу, що випромінюється	151
4.2.1 Постановка задачі.....	152
4.2.2 Розв'язання задачі.....	153
4.2.3 Числове моделювання	154
4.3 Випромінювання апертурою коаксіального хвильоводу нестационарних полів східчастої залежності від часу	159
4.3.1 Постановка задачі.....	159
4.3.2 Числове моделювання і аналіз.....	161
4.4 Випромінювання нестационарних електромагнітних полів довільної залежності від часу апертурою коаксіального хвильовода зі зміщеним центральним провідником.....	165
4.4.1 Постановка задачі.....	165
4.4.2 Розв'язок задачі та аналіз отриманих результатів	166

4.5 Дослідження відкритого кінця прямокутного хвильоводу, що збуджується нестационарними полями	169
4.5.1. Постановка задачі.....	169
4.5.2. Розв'язання внутрішньої задачі	171
4.5.3.Розв'язання зовнішньої задачі	173
4.5.4. Числове моделювання випромінювання із відкритого кінця прямокутного хвильоводу	174
4.6 Ближнє поле систем нестационарних диполів	184
4.6.1.Постановка задачі випромінювання потужного джерела імпульсного струму.....	185
4.6.2. Аналітичне розв'язання задачі випромінювання поблизу потужного джерела струму.....	187
4.6.3. Числове моделювання випромінювання джерела складного просторового розподілу.....	188
4.7 Надширокосмуговий комбінований вібраторно-щілинний випромінювач типу Клев'іна.....	193
4.7.1 Вступ.....	194
4.7.2 Постановка задачі.....	194
4.7.4 Числове моделювання	196
4.8 Випромінювання коротких імпульсів відкритим кінцем хвильовода	202
4.8.1 Постановка задачі.....	203
4.8.2 Оператор поширення	203
4.8.3 Корекція часової форми імпульсу	208
4.8.4 Опромінення шаруватого середовища із втратами короткими імпульсами	210
4.9 Висновки по розділу	213
РОЗДІЛ 5 Нестационарні електромагнітні поля у біологічних середовищах	218
5.1. Поширення електромагнітного імпульсу в біологічних тканинах	218

5.1.1. Моделювання проходження імпульсу через шаруваті біологічні середовища.....	221
5.1.2. Аналіз поля, відбитого від біологічного об'єкту.....	223
5.1.2.1. Постановка задачі	223
5.1.2.2. Числове моделювання	223
5.1.3. Електродинамічне моделювання теплової дії імпульсного поля на біологічні об'єкти.....	225
5.1.3.1 Вибір методу моделювання	226
5.1.3.2 Постановка задачі	228
5.1.3.3 Розв'язання задачі	229
5.1.3.4 Результати числового моделювання	229
5.2. Електромагнітні поля в живих клітинах та організмах та їх біологічний вплив.....	232
5.2.1. Метод та умови експериментального дослідження біологічної дії поля.....	232
5.2.2. Оцінка параметрів електромагнітного поля та експериментальне дослідження його впливу на живі клітини і організми	233
5.3 Імпульсні надширокосмугові електромагнітні поля зі змінними спектральними та часовими параметрами та їх дія на біологічні об'єкти.....	240
5.4 Розрахунок параметрів установки для опромінення біологічних об'єктів імпульсним електромагнітним полем	249
5.4.1 Постановка задачі.....	250
5.4.2 Розв'язання задачі	250
5.4.3 Числове моделювання	251
5.5 Імпульсне надширокосмугове електромагнітне поле з високою рівномірністю розподілу по об'єму і його вплив на біологічні об'єкти	255
5.6 Висновки по розділу	258

РОЗДІЛ 6 Розпізнавання та визначення положень об'єктів і параметрів середовищ шляхом аналізу нестационарного електромагнітного поля штучними нейронними мережами	260
6.1 Аналіз відбитої електромагнітної хвилі за допомогою штучної нейронної мережі.....	260
6.2. Аналіз параметрів електродинамічної структури за допомогою згорткової нейронної мережі	269
6.3 Вплив структури штучної нейронної мережі, на точність розпізнавання об'єктів і на її завадостійкість.....	273
6.3.1 Постановка задачі.....	274
6.3.2 Розв'язок задачі.....	275
6.3.3 Числове моделювання	275
6.4 Метод дискретної томографії при обробці даних надширокосмугової підповерхневої радіолокації штучною нейронною мережею.....	285
6.5 Розпізнавання об'єктів під поверхнею ґрунта за допомогою імпульсного опромінювання антеною типу «метелик»	295
6.6 Система позиціонування на імпульсних надширокосмугових полях	303
6.7 Висновки по розділу	313
ВИСНОВКИ.....	315
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	321
ДОДАТОК А Список публікацій здобувача за темою дисертації	354

СПИСОК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ

ДН – Діаграма напрямленості

ШНМ – Штучна нейронна мережа

ДШНМ – Двошарова штучна нейронна мережа

ЗНМ – Згорткова нейронна мережа

КГГ(HGQ) – Кількість гранул гетерохроматина

FDTD – Метод кінцевих різниць у часовому просторі

КПП (SAR) – Коефіцієнт питомого поглинання

RFID – Пристрій радіочастотної ідентифікації

1D – Одновимірний

3D – Тривимірний

КНД – Коефіцієнт напрямленої дії

ССШ (SNR) – Співвідношення сигнал шум

ВСТУП

Обґрунтування вибору теми дослідження. Коло практичних застосувань нестационарних електромагнітних сигналів постійно розширюється. Цей процес, мабуть, і в майбутньому не буде сповільнюватися, що в першу чергу пов'язано з бурхливим розвитком і надзвичайним поширенням цифрової обчислювальної техніки і цифрових засобів зв'язку. Однак не можна сказати, що у вищезазначених областях застосування надширококузових сигналів їхні властивості використані повністю. Це пов'язано з наявністю цілого ряду нерозв'язаних задач як теоретичного, так і практичного плану. Мабуть, головною серед них є задача випромінювання нестационарних сигналів та перетворення часової форми амплітуди полів у нелінійному середовищі у випадку, коли миттєве значення амплітуди поля досягає настільки таких величин, що навіть звичайне середовище виявляє нелінійні властивості. На практиці це може мати місце у надпотужних імпульсних випромінювачах спеціального призначення для дистанційної зупинки транспортних засобів, виведення з ладу електронної техніки, радіолокаційного обладнання тощо. Також такими потужними структурами є високовольтні рельсотрони сучасного корабельного обладнання запуску літаків і надзвукових снарядів.

Особливий інтерес для задач, коли використовуються нестационарні поля у ближній зоні антен, наприклад, для опромінення підсилюючої поверхні чи біологічних об'єктів, становлять методи у часовому просторі, серед яких можна виділити такі, що також використовують модове представлення електромагнітних полів.

З цієї ж причини потребують дослідження енергетичні та часові перетворення електромагнітного поля у ближній зоні випромінювачів, таких як мале джерело електричного струму. На відміну від класичної задачі про випромінювання диполя Герца потребує вивчення випромінювач із скінченною довжиною та товщиною джерела струму. Утворення вільної хвилі пропонується

досліджувати на прикладі перетворення нестационарної Т-хвилі на випромінюючій апертурі коаксіального хвиеводу у відбиті хвиеводні хвилі та випромінені хвилі з урахуванням впливу геометрії задачі й параметрів збуджуючого імпульсного сигналу на ефективність випромінювання.

Так як подібна структура не може випромінювати вздовж нормалі до апертури, потребує дослідження за допомогою прямих числових розрахунків випромінювання з відкритого кінця коаксіального хвиевода зі зміщеним фланцем і вивчена можливість використання такого випромінювача у якості елемента антенної решітки.

Покращення напрямлених і частотних характеристик можна досягти використанням комбінованих надширокосмугових вібраторно-щілинних випромінювачів, що є одночасно випромінювачами як електричного, так і магнітного типу, надширокосмуговими аналогами випромінювача Клевіна. На основі числового розрахунку можлива оптимізація їх параметрів.

Вважається перспективним використання оператора поширення хвиеводної хвилі у часовому просторі для вивчення можливості компенсації дисперсійних спотворень у хвиеводі часової форми випроміненого з його апертури поля на основі аналітичних розв'язків еволюційних рівнянь і виправлення дифракційних спотворень.

Дослідження впливу імпульсного електромагнітного поля на біологічні структури потребує розв'язання задачі визначення просторового розподілу імпульсного електромагнітного поля плоскої хвилі у плоскому шаруватому діелектрику з врахуванням втрат і дисперсії та проведення електродинамічного моделювання теплової дії імпульсного поля на різні біологічні об'єкти. Викликає інтерес порівняння біологічної дії монохроматичних електромагнітних полів і надширокосмугових імпульсних з різними спектральними та часовими параметрами, різними дозами та експозиціями на живі людські клітини. Для покращення показників однорідності розподілу поля у біологічних розчинах з

живими клітинами необхідно створити спеціальну установку для опромінення біологічних розчинів імпульсним електромагнітним полем.

Потребує вирішення актуальна задача виявлення та розпізнавання металевих і діелектричних об'єктів, що знаходяться під поверхнею ґрунту, параметрів шаруватих діелектричних структур, які моделюють біологічні тканини, шляхом зондування імпульсним надширокосмуговим електромагнітним полем. Цікавим є застосування для аналізу відбитого поля штучної нейронної мережі. Потребують вивчення випадки різних розмірів і форм підповерхневих об'єктів, глибин їх залягання, опромінення плоскою хвилею з нормальним падінням чи майже точковим джерелом, стійкість розпізнавання до адитивних шумів різного рівня, прийому одиночним приймачем чи рознесеною у просторі антенною системою, що здійснює прийом хвиль різної поляризації, попередньої обробки прийнятих сигналів. Цей підхід можна використати для визначення положення рухомих об'єктів у просторі.

Таким чином, дисертаційне дослідження спрямоване на розвиток еволюційного підходу до задач випромінювання нестаціонарних електромагнітних хвиль і на вирішення актуальної наукової проблеми удосконалення методів розрахунку цих полів у нелінійних, неоднорідних, нестаціонарних і біологічних середовищах, покращення характеристик надширокосмугових випромінювачів, застосування імпульсних хвиль для підповерхневого зондування, визначення положення та розпізнавання прихованих об'єктів.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами, грантами. Тематика дисертації нерозривно пов'язана з пріоритетною науковою тематикою факультету радіофізики, біомедичної електроніки та комп'ютерних систем Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна й є складовою частиною виконаних на факультеті держбюджетних НДР, в яких автор брав участь як виконавець, відповідальний виконавець і керівник: “Збудження, розсіяння та формування електромагнітних полів магнітними та електричними

випромінюючими структурами у матеріальному середовищі” (номер державної реєстрації: 0108U001643), “Електродинаміка комбінованих випромінювачів магнітно-електричного типу в об’ємах з ідеально провідними й імпедансними границями” (номер державної реєстрації: 0112U006929), “Розробка та моделювання нових засобів формування спрямованого випромінювання надкоротких імпульсних сигналів” (номер державної реєстрації: 0107U000692), “Широко смугові та адаптивні антенні системи і антенні решітки на основі радіокераміки” (номер державної реєстрації: 0118U002020), “Збудження і випромінювання електромагнітних полів неоднорідностями у хвилеведучих і хвилеводно-резонаторних структурах” (номер державної реєстрації: 0105U000707), “Дослідження дифракції електромагнітних хвиль та нестационарних полів на регулярних та нерегулярних однорідностях у хвилеводних структурах” (номер державної реєстрації: 0102U000356), “Електродинамічне моделювання впливу нестационарних широко смугових електромагнітних полів на біологічні об’єкти” (номер державної реєстрації: 0107U000679), “Електродинамічне моделювання впливу імпульсних надшироко смугових електромагнітних полів на біологічні об’єкти” (номер державної реєстрації: 0110U001428), “Електродинамічне моделювання впливу імпульсних надшироко смугових полів на клітинні системи і на загальну життєздатність біологічних об’єктів” (номер державної реєстрації: 0112U005887), “Моделювання та дослідження відкритих нелінійних нанорозмірних електродинамічних систем із нестационарним і гармонічним збудженням для перетворення полів та створення елементів спінтроники” (номер державної реєстрації: 0114U002585), “Імпульсні та синусоїдальні поля у нелінійних і шаруватих електродинамічних структурах та наносистемах як перетворювачах полів і моделей елементів спінтроники” (номер державної реєстрації: 0117U004851), “Формування гармонічних і нестационарних електромагнітних полів багатоелементними, багаторезонансними структурами

випромінювачів електричного і магнітного типів з використанням металодіелектричних включень” (номер державної реєстрації: 0116U000814).

Мета та завдання дослідження. *Метою* дисертаційної роботи є виявлення фізичних закономірностей процесів випромінювання та поширення нестаціонарних полів у нелінійних, неоднорідних, нестаціонарних та біологічних середовищах, нагріву діелектриків для їх практичного використання.

Для досягнення цієї мети необхідно розв’язати у часовому просторі такі задачі:

- отримання системи еволюційних рівнянь для необмеженого простору, що може бути заповнений поперечно-неоднорідним, нестаціонарним, радіально-неоднорідним середовищем, поширення нестаціонарних хвиль у модельному випадку радіально-неоднорідного середовища;
- поширення нестаціонарної електромагнітної хвилі у нелінійному середовищі в аналітичному вигляді за допомогою методу малих збурень у першому наближенні;
- випромінювання диполя Герца та систем на його основі, дротяної антени, апертури прямокутного, круглого та коаксіального хвилевода, в тому числі зі зміщеним центральним провідником, вібраторно-щілинного випромінювача;
- розрахунку параметрів експериментальних установок для опромінення біологічних об’єктів і просторового розподілу поля та його теплової дію;
- визначення параметрів шаруватих структур і розпізнавання прихованих в них об’єктів та їх розташування за допомогою опромінення імпульсним полем та аналізу відбитого поля штучною нейронною мережею.

Об’єктом дослідження є випромінювання та поширення нестаціонарних електромагнітних полів у нелінійних, нестаціонарних, неоднорідних та біологічних середовищах.

Предметом дослідження є просторові та часові перетворення нестаціонарних полів в обмежених і необмежених неоднорідних, нестаціонарних, нелінійних середовищах, формування електромагнітних хвиль у ближній зоні

випромінювачів, теплова дія нестационарного поля та отримання інформації з імпульсного поля після його взаємодії з середовищами та локальними об'єктами.

Методи дослідження. Для виконання поставлених задач використовується метод еволюційних рівнянь, в рамках якого вихідна нестационарна тривимірна задача електродинаміки перетворюється до задачі для одновимірних нестационарних рівнянь шляхом побудови модового базису для електромагнітного поля з довільною часовою залежністю. Це також дозволяє зменшити розмірність задачі на дві одиниці, що суттєво спрощує вихідну задачу незалежно від того, чи шукається аналітичний розв'язок, чи числовий. При цьому також зберігаються в явному вигляді довільні часові залежності як джерел поля, так і параметрів середовища. Даний підхід використовується для отримання системи еволюційних рівнянь для необмеженого простору у випадку, коли середовище є не тільки шарувато неоднорідним і нестационарним, але і наявна залежність параметрів середовища від поперечних координат і для випадку радіально-неоднорідного середовища. Еволюційні рівняння, в свою чергу, розв'язуються як аналітично методом перетворення Лапласа, так і одновимірним методом кінцевих різниць у часовому просторі.

Дослідження нестационарного електромагнітного поля у нелінійному середовищі проводиться також на основі еволюційного підходу із побудовою алгоритму ітеративного врахування нелінійності суто у часовому просторі, використовуючи метод малих збурень.

Задача випромінювання диполя Герца розв'язується аналітично у часовому просторі шляхом врахування більшої кількості доданків у розкладі в ряд Маклорена розв'язку, що отримується методом векторного потенціалу.

В якості моделі збуджуючого струму дротяного вібратора вибирається імпульс, що поширюється вздовж довгої лінії з експоненціальним спаданням амплітуди, яке отримується з експериментальних даних. Враховується відбиття хвилі струму від кінця вібратора та від точки живлення вібратора.

Методом функції Рімана розв'язується задача знаходження поля всередині хвилевода. В наближенні Кірхгофа, тобто, нехтуючи спотворенням поля на відкритому кінці хвилевода, методом векторного потенціалу у часовому просторі знаходиться випромінюване поле. Отримані результати перевіряються шляхом прямого числового розрахунку у часовому просторі сітковим методом.

Для врахування складної геометрії експериментального устаткування, що використовується для опромінення, та частотної залежності діелектричних характеристик і втрат з метою знаходження величини зростання температури під час опромінення, параметрів шаруватих структур і ґрунтів із включеннями, доцільно застосовувати числовий розрахунок полів методом кінцевих різниць у часовому просторі.

Наукова новизна отриманих результатів. Вперше отримана система зв'язаних еволюційних рівнянь, що описує нестационарні електромагнітні поля у поперечно-неоднорідному та поздовжньо неоднорідному необмежених середовищах, розв'язання якої дає можливість концентрувати імпульсне електромагнітне поле у просторі шляхом перетворення мод, змінювати часову форму та спектральний склад хвиль для задач часової та частотної фільтрації.

Вперше одержана система нестационарних одновимірних еволюційних рівнянь в сферичній системі координат із врахуванням моди, що містить константну радіальну складову, для довільної тривимірної задачі збудження нестационарних електромагнітних хвиль у необмеженому радіально-неоднорідному середовищі. Це дозволило аналітично розв'язати задачі випромінювання джерела на сфері із довільним просторовим розподілом і довільною часовою залежністю за допомогою перетворення Лапласа.

Вперше аналітично розв'язана задача поширення нестационарної електромагнітної хвилі в слабонелінійному середовищі методом теорії збурень шляхом розрахунку просторового еквівалентного струму як функції нелінійної частини вектора поляризації. Наведена задача для моделі керівської кубічної

нелінійності розв'язана виключно у часовому просторі без використання перетворення Фур'є за часовою змінною.

Вперше отримані всі компоненти випроміненого електромагнітного поля у часовому просторі для імпульсного струму з більш високою точністю для малих відстаней спостереження, ніж у класичних виразах для диполя Герца, використовуючи обмеження у вигляді малих розмірів диполя у порівнянні із просторовим часом характерної зміни збуджуючого струму, а також у порівнянні з відстанню до точки спостереження. Більш висока точність виразів була досягнута завдяки врахуванню більшої кількості членів ряду в розкладі підінтегрального виразу для векторного потенціалу. Уточнений аналітичний розв'язок для полів на відміну від класичного вперше продемонстрував коректне пояснення утворення електромагнітної хвилі із квазістатичних та індукційних складових поля в просторі поблизу випромінювача зменшенням енергії хвильової компоненти при наближенні до диполя, тоді як у класичних виразах ця складова має незмінну енергію незалежно від відстані до заданого струму.

Вперше одержані характеристики імпульсного випромінювання відкритого кінця коаксіального хвилевода із зміщеним центральним провідником, що продемонстрував задовільні характеристики випромінювання в напрямках, близьких до нормалі до площини апертури. Такий випромінювач є перспективним для використання як елемент надширокосмугової антенної решітки.

Вперше отримані просторові і часові характеристики імпульсного електромагнітного поля, що випромінюється рельсотронами в момент розриву потужного електричного кола для чотирьох моделей обтікання струмами поверхні снаряду. Це необхідно для виявлення роботи подібних систем і вироблення рекомендацій щодо безпеки обслуговуючого персоналу при наземному та корабельному базуванні рельсотронів з точки зору їхнього шкідливого електромагнітного випромінювання.

Вперше створений надширокосмуговий аналог вібраторно-щілинного випромінювача Клевіна, в якому шляхом сильної взаємодії надширокосмугової

щілинної антени Барнса з надширокосмуговими замкненими на екран монополями у вигляді конусів досягнуто покращення напрямленості випромінювання та збільшення амплітуди імпульсів у напрямку головного максимуму в порівнянні із випромінюванням одиночної щілинної антени Барнса.

Вперше запропонована та протестована процедура корекції часової форми імпульсу, що випромінений з апертури хвилевода, за допомогою оператора поширення нестационарної електромагнітної хвилі у хвилеводі в режимі переміщення по часу назад та оператора корекції лінійних дифракційних спотворень імпульсу для формування коротких зондуючих імпульсів поля.

Вперше продемонстрований сильний вплив умов експерименту з опромінення біологічного розчину на напруженість електричного поля і коефіцієнт питомого поглинання в біологічній речовині. Проведений розрахунок полів з урахуванням низки особливостей лабораторного експерименту вперше дозволив надійно підтвердити наявність атермічної біологічної дії електромагнітного поля на живі клітини людини, більш сильний шкідливий вплив правополяризованої електромагнітної хвилі ніж лівополяризованої. Вперше за допомогою експериментальної установки, що дозволяла змінювати часову форму імпульсного сигналу, показано, що наявність суттєвої за потужністю гармонічної складової підсилює шкідливу дію поля на живі клітини людини. За допомогою розробленої та виготовленої експериментальної установки надійно визначено, що імпульсне опромінення навіть впродовж 10 секунд на рівні середньої потужності в 200 разів нижче за дозволу нормами, виробленими на основі теплової дії поля, призводить до стресового стану людських клітин.

Вперше запропонований і реалізований підхід до визначення параметрів опромінюваного шаруватого діелектрика із включеннями за відбитою імпульсною хвилею за допомогою штучної нейронної мережі, що аналізує прийняте поле в часовому просторі, причому в якості вхідних даних використовуються виключно часові відліки амплітуд, а не попередньо обраховані характеристики поля. Вперше за допомогою підходу дискретної томографії та променевого методу вироблена

нова структура глибокої штучної нейронної мережі, яка характеризується кращою стійкістю класифікації, можливістю зменшення на порядок кількості нейронів без суттєвої втрати якості розпізнавання за рахунок попередньої інтелектуальної обробки інформації на основі наявних знань про фізичні процеси поширення хвиль.

Вперше створена локальна система позиціонування на штучних нейронних мережах, що аналізують прийняті імпульсні надширокосмугові поля, в якій використовується фізичне явище зміни часової форми випроміненого імпульсу для різних кутів випромінювання антени.

Практичне значення отриманих результатів. Завдяки одноразовому розрахунку коефіцієнтів перетворення одного типу хвиль в інший, однієї моди в іншу, вихідна тривимірна нестационарна задача зводиться до одновимірної нестационарної, що приводить до прямо пропорційного зростання часу розрахунку та обсягу оперативної пам'яті при збільшенні геометричних розмірів задач замість кубічного, що створює істотні переваги у задачах аналізу й оптимізації електродинамічних структур великих електричних розмірів. Врахування дифракційних і дисперсійних процесів дозволяє здійснити цілеспрямовану часову або частотну фільтрацію прийнятих хвиль з метою компенсації вищезгаданих спотворень інформаційних сигналів.

Комбінований числово-аналітичний підхід продемонстрував для задачі з розташуванням захисного покриття на відстані у дві просторові тривалості випроміненого імпульсу економію у часі розрахунку більше ніж на три порядки, оперативної пам'яті – більше ніж на чотири порядки у порівнянні із популярним прямим числовим підходом на основі тривимірного методу кінцевих різниць у часовому просторі. Ця перевага дозволяє проводити ефективну оптимізацію параметрів імпульсних випромінюючих систем великих електричних розмірів, досягати мінімізації часових спотворень хвиль застосуванням покриттів із плавною зміною діелектричних характеристик вздовж радіусу.

Розрахунки уточнених параметрів нестаціонарного поля дозволяють виділити специфічні спотворення часових форм хвиль та просторового розподілу, тобто кутових модових перетворень, викликаних нелінійністю, для виявлення роботи надпотужних джерел нестаціонарного електромагнітного поля.

Окрім теоретичної цінності одержаних результатів, яка полягає в трактовці області ближньої зони антени та усіх об'єктів в ній як таких, що безпосередньо формують електромагнітну хвилю, отримані вирази у ближній зоні мають практичну цінність для правильного опису процесів у системах, в яких досліджуваний об'єкт розташовується в ближній зоні антени, наприклад, в радарх підповерхневого зондування, пристроях ближнього зв'язку, неруйнівного контролю, опромінення біологічних об'єктів тощо.

Одержані результати щодо нестаціонарного випромінювання дрютяних антен є практично важливими через простоту, доступність, малу вагу та парусність таких антен, які використовуються в різних випромінюючих пристроях, наприклад, в імпульсних надширокосмугових радарних системах.

Дослідження випромінювання з апертури коаксіального хвилевода важливе для систем, що опромінюють об'єкти в своїй ближній зоні, тому що дозволяє оцінити характерний розмір області формування хвилі та дізнатися про різкий характер просторового спадання амплітуди поля. Також практичне значення має отримана залежність перехідного процесу від номера моди відбитої хвилі для формування коротких імпульсів шляхом виділення вищих мод коаксіального хвилевода для подальшого використання для зондування, імпульсного кодування в системах цифрового зв'язку тощо.

Завдяки малим розмірам і несиметричній напрямленості коаксіальний випромінювач зі зміщеним центральним провідником може бути використаний як елемент ефективної надширокосмугової антенної решітки для випромінювання вздовж нормалі або, ще краще, під деяким кутом до неї, з широкими можливостями керування напрямком головної пелюстки і рівнем бічних.

Запропонований підхід покращення часової форми випромінених імпульсів з апертури прямокутного хвилевода придатний для використання не тільки в імпульсних антенних решітках із доступних складових традиційних вузькосмугових систем, але і для компенсації спотворень в інших випромінювачах, наприклад, рупорних, із наявними дисперсійними властивостями для застосування в надширокосмугових решітках.

Використання отриманих амплітудних і часових характеристик випромінених полів нестационарного джерела просторової конфігурації, що апроксимує обтікання струмів навколо рельсотронного снаряду, дозволяє виявляти роботу рельсотронних систем, оцінити відстань до них і їхні параметри при великих віддаленнях. Наведені дослідження ближніх полів важливі для вироблення рекомендацій щодо безпеки обслуговуючого персоналу при наземному та корабельному базуванні рельсотронів з точки зору їхнього шкідливого електромагнітного випромінювання.

Практичне значення дослідження антени Клевіна полягає в тому, що така комбінована антена як одиночна, так і як елемент решітки, ефективніше випромінює низькочастотну складову, покращує напрямленість, зберігаючи малі розміри, та більш раціонально перетворює струм в хвилю через зменшення енергії імпульсів, що відбиваються від входу антени і повертаються назад до генератора.

Отримані теоретичні результати щодо операторів поширення і компенсації дозволяють на практиці формувати необхідні для радіозондування та передачі інформації короткі імпульси навіть при використанні дисперсійних ліній передачі та наявності дифракційних процесів. Сучасні цифро-аналогові перетворювачі дозволяють шляхом синтезу часової форми струму збудження за розрахованими залежностями забезпечити необхідну часову форму випромінених імпульсів.

Проведені розрахунки нестационарних полів у структурах, необхідних для біологічних досліджень є важливими для розробки поки що відсутніх норм безпечного рівня опромінення людей імпульсними електромагнітними полями, рекомендацій щодо мінімізації їхньої шкідливої дії, в тому числі на фертильність

та імунну стійкість. Практичну цінність також має описаний спосіб підвищення продуктивності ферм з вирощування ракоподібних.

Отримані результати щодо надширокосмугового зондування є критично важливими для створення новітніх імпульсних підповерхневих радарів, що виявляють і розпізнають різноманітні приховані в землі об'єкти, включаючи протипіхотні міни, в тому числі такі, які майже не мають у складі металевих деталей, що не дозволяє їх виявляти традиційними методами на основі їхніх феромагнітних властивостей. Перевагою системи позиціонування по кутам приходу хвиль є відсутність часової синхронізації між приймачем та передавачами. Практична цінність такої системи полягає в її стійкості до випадкових чи умисних завад через використання стійких до цих чинників надширокосмугових хвиль, простота реалізації та дешевизна.

Особистий внесок здобувача. В роботі [1] здобувач побудував модель джерела, провів числовий розрахунок, проаналізував отримані результати.

В роботах [2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10] здобувач поставив задачі, обрав метод розв'язання, проаналізував отримані аналітичні та числові результати і сформулював відповідні висновки. Також в [4] автору належить ідея ілюстрації енергетичних перетворень полів, в [7] – метод зменшення небажаних осциляцій випроміненого імпульсу, в [9] – ідея використання оператора поширення для задач випромінювання та створення оператора корекції дифракційних спотворень.

Здобувач в роботах [11, 12, 13, 14, 15] провів електродинамічне моделювання експериментальної установки та умов опромінення, розрахував електромагнітні поля та їхню термічну дію, провів аналіз отриманих результатів. Додатково, в [11] запропонував початкову конструкцію експериментальної установки та параметри її оптимізації.

В роботах [16, 17, 18] поставив задачу, запропонував метод числового розрахунку для отримання часових залежностей надширокосмугових електромагнітних полів, провів аналіз результатів та сформулював висновки.

В роботах [19, 20] поставив задачу, провів аналіз результатів і сформулював висновки. Додатково в [19] запропонував метод послідовних наближень для отримання аналітичного розв'язку, а в [20] вибрав варіанти часових залежностей нестационарного джерела та запропонував ідею аналізу енергетичних параметрів електромагнітного поля.

В роботі [21] поставив задачу, запропонував ідею використання особливості імпульсних надширокосмугових випромінювачів для визначення положення приймальної системи в просторі, провів аналіз отриманих результатів і формулювання висновків.

В роботі [22] здобувач вибрав початкову конструкцію випромінювача у вигляді надширокосмугової щілини з провідними конусами, провів електродинамічне моделювання цього комбінованого випромінювача, дослідження ближнього поля елементарного випромінювача та аналіз отриманих результатів.

Апробація матеріалів дисертації. Викладені в дисертації результати були представлені і обговорені на міжнародних конференціях:

1. Int. Conf. on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS-2002), Kharkov, Ukraine, 2002, October 1;
2. International Conf. on Math. Methods in Electromagnetic Theory (MMET-2002), Kiev, Ukraine, 2002, September 10-13;
3. Всероссийская научная конференция «Сверхширокополосные сигналы в радиолокации, связи и акустике» (СРСА-2003), Муром, Россия, 2003, Июль 1-3;
4. IV International Conf. on Antenna Theory and Techniques (ICATT-2003), Sevastopol, Ukraine, 2003, September 9-12;
5. Міжнародна наукова конференція “Каразінські природознавчі студії”, Харків, Україна, 2004, Червень 14-16;
6. The Fifth International Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter, and Submillimeter Waves (MSMW-04), Kharkov, Ukraine, 2004, June 21-26;

7. International Workshop Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS–2004), Sevastopol, Ukraine, 2004, September 19-22;
8. International Conf. on Math. Methods in Electromagnetic Theory (MMET–2004), Dnepropetrovsk, Ukraine, 2004, September 14-17;
9. XI-th International Conf. on Math. Methods in Electromagnetic Theory (MMET–2006), Kharkiv, Ukraine, 2006, June 26-29;
10. 3rd International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS–2006), Sevastopol, Ukraine, 2006, September 18-22;
11. Workshop on Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic wave Theory (DIPED–06), Tbilisi, Georgia, 2006, October 11-13;
12. VI International Conf. on Antenna Theory and Techniques (ICATT–2007), Sevastopol, Ukraine, 2007, September 17-21;
13. XII International Conf. on Math. Methods in Electromagnetic Theory (MMET–2008), Odesa, Ukraine, 2008, June 29 – July 2;
14. 4th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS–2008), Sevastopol, Ukraine, 2008, September 15-19;
15. 3rd European Conference on Antennas and Propagation (Eucap–2009), Berlin, Germany, 2009, March 23-27;
16. VI International Conf. on Antenna Theory and Techniques (ICATT–2009), Lviv, Ukraine, 2009, October 6-9;
17. International Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter, and Submillimeter Waves (MSMW-2010), Kharkov, Ukraine, 2010, June 21-26;
18. XIII International Conf. on Math. Methods in Electromagnetic Theory (MMET–2010), Kyiv, Ukraine, 2010, September 6-8;
19. 5th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS–2010), Sevastopol, Ukraine, 2010, September 6-10;
20. VII International Conf. on Antenna Theory and Techniques (ICATT–2011), Kyiv, Ukraine, 2011, September 20-23;
21. 6th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS–2012), Sevastopol, Ukraine, 2012, September 17-21;

22. XV International Conf. on Math. Methods in Electromagnetic Theory (MMET–2014), Dnipropetrovsk, Ukraine, 2014, August 26-28;
23. 7th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS–2014), Kharkiv, Ukraine, 2014, September 15-19;
24. 10th International Conference on Antenna Theory and Techniques (ICATT-2015), Kharkiv, Ukraine, 2015, April 21-24;
25. Workshop on Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic wave Theory (DIPED–15), Lviv, Ukraine, 2015, September 21-24;
26. 9th International Kharkiv Symposium On Physics And Engineering Of Microwaves, Millimeter And Submillimeter Waves (MSMW–2016), Kharkiv, Ukraine, 2016, June 21-24;
27. 16th IEEE International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET–2016), Lviv, Ukraine, 2016, July 5-7;
28. 8th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS–2016), Odessa, Ukraine, 2016, September 5-11;
29. IEEE Міжнародна конференція з інформаційно-телекомунікаційних технологій та радіоелектроніки (UkrMiCo'2016), Київ, Україна, 2016 Вересень 11-15;
30. 11th International Conference on Antenna Theory and Techniques (ICATT-2017), Kyiv, Ukraine, 2017, May 24-27;
31. 2017 IEEE First Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering (UKRCON), Kyiv, Ukraine, 2017, May 29-June 2;
32. IEEE International Young Scientists Forum on Applied Physics and Engineering (YSF-2017), Lviv, Ukraine, 2017, October 17-20;
33. IEEE Second International Conference on Data Stream Mining & Processing (DSMP-2018), Lviv, Ukraine, 2018, August 21-25;
34. 9th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS–2018), Odessa, Ukraine, 2018, September 4-7;
35. Intellectual Systems for Decision Making and Problems of Computational Intelligence (ISDMCI–2019), Zaliznyi Port, Ukraine, 2019, May 21-25;

36. 2019 IEEE 2nd Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering (UKRCON 2019), Lviv, Ukraine, 2019, July 2-6;
37. Workshop on Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic wave Theory (DIPED 2019), Lviv, Ukraine, 2019, September 12-14;
38. 2019 IEEE International Scientific and Practical Conference Problems of Infocommunications Science and Technology (PIC S&T'2019), Kyiv, Ukraine, 2019, October 08-11;
39. 15th International Conference on Advanced Trends in Radioelectronics, Telecommunications and Computer Engineering (TCSET – 2020), Lviv-Slavske, Ukraine, 2020, February 25-29;
40. Міжнародний науково-практичний семінар «Комбінаторні конфігурації та їхні застосування», Запоріжжя-Кропивницький, Україна, 2020, Травень 15-16;
41. IEEE XXVth International Seminar/Workshop Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic Wave Theory (DIPED-2020), Georgia, Tbilisi, 2020, September 15-18.

Публікації. Основні наукові результати дисертації опубліковано в 1 монографії (видавництво “Springer”) та 21 статті: 11 – у зарубіжних спеціалізованих виданнях, з яких 10 входять до міжнародної наукометричної бази Scopus (1 – входить до журналу першого квартилю), 10 – у фахових виданнях України. Матеріали дисертації доповідались та опубліковані в збірниках праць 41 конференції, з яких 35 входять до міжнародної наукометричної бази Scopus. Також наукові результати додатково відображені в 3 статтях у фахових виданнях України, 1 монографії та 1 патенті України.

Структура та обсяг дисертації. Дисертаційна робота складається зі вступу, 6 розділів, загальних висновків, списку використаних джерел та 1 додатку. Обсяг загального тексту дисертації складає 374 сторінки, з них основного тексту 265 сторінок. Робота ілюстрована 2 таблицями та 169 рисунками. Список використаних джерел містить 275 найменувань.

РОЗДІЛ 1

НЕСТАЦІОНАРНІ ЕЛЕКТРОМАГНІТНІ ПОЛЯ І ЇХ ЗАСТОСУВАННЯ (ЛІТЕРАТУРНИЙ ОГЛЯД)

В теперішній час спостерігається постійне розширення сфери застосувань коротких електромагнітних імпульсів, тому інтерес до задач розповсюдження і випромінювання нестационарних електромагнітних полів постійно зростає. Перехідні процеси в природі та техніці відіграють важливу роль як ключові особливості процесу передачі інформації. Поширення потужних перетворювачів на основі ширинно-імпульсної модуляції та випрямлячів на сонячних електростанціях і сучасних електромобілях вимагає вивчення завад, що діють на інші пристрої [23]. Перехідні процеси можуть спричиняти помилки в лініях передачі цифрових сигналів та переривати роботу пристроїв радіочастотної ідентифікації (RFID) через їх надширокосмуговий характер [24]. Ймовірно, найпотужнішою завадою для сучасних електронних пристроїв, таких як бортові системи, є блискавка [25]. Швидке вмикання величезного струму може вплинути на екрановані кабелі літаків і пошкодити бортові системи [24], а також захищені кабелі, що закопані в землю [26], [27], [28].

Щоб вирішити ці та багато інших актуальних задач сучасного життя необхідно побудувати відповідні моделі цих процесів, в рамках яких виникає потреба в розв'язанні певних задач нестационарної електродинаміки. Основні особливості процесу випромінювання і перетворення енергії електромагнітної хвилі стають більш зрозумілими, якщо їх досліджувати в часовому просторі. У випадку, коли цей процес описано аналітичним розв'язком, усі питання стосовно передачі інформації, причинно-наслідкових зв'язків у перетворенні електромагнітного поля в процесі його поширення можна легко перевірити. В той же час, розв'язання нестационарних задач у частотному просторі пов'язано з цілою низкою труднощів через надширокий спектр коротких імпульсів, що ускладнює використання зворотного перетворення Фур'є. Природним для даних задач є

застосування методів у часовому просторі, однак одержати за їх допомоги точний аналітичний розв'язок можна тільки для окремих простих випадків, а числові підходи вимагають великих витрат оперативної пам'яті і машинного часу та ускладнюють фізичний аналіз електродинамічних процесів.

Новітні розрахункові пакети та сучасні комп'ютерні системи, що використовуються для прямого числового розрахунку нестационарних електродинамічних задач в обмежених областях, дозволяють розраховувати характеристики складних структур, що мають діелектричне заповнення, некоординатні границі, джерела з довільною часовою залежністю. Але конструювати та оптимізувати випромінюючі системи за їх допомоги важко через значне зростання вимог до об'ємів оперативної пам'яті та часу розрахунку. Одним із шляхів вирішення цієї проблеми є обмеження електродинамічного об'єму поглинаючими границями [29], але це несуттєво спрощує задачу при великих електричних розмірах структури, що розраховується. Зазвичай, після проведення таких розрахунків в обмеженому об'ємі характеристики випромінюючої системи в дальній зоні оцінюються використовуючи еквівалентні джерела нестационарного електричного і магнітного струму на границях. Але подібний підхід може давати хибний результат у випадку, коли поглинальна границя занадто близько розташована до збуджувачів електромагнітного поля, у зоні, де квазістатичні компоненти електромагнітного поля превалюють.

Існує декілька підходів для розгляду процесу поширення нестационарних електромагнітних полів в хвилеводах. Їх умовно можна розділити на три групи: числові, аналітичні і аналітично-числові. У зв'язку з бурхливим прогресом в області комп'ютерних технологій останнім часом особливу популярність набули числові методи розв'язання нестационарних електродинамічних задач у закритих структурах. Вони дозволяють досить швидко розв'язувати задачі з конкретними початковими і граничними умовами, і на даний момент вимагають доступних обчислювальних потужностей і об'ємів пам'яті. Але виникають складнощі з перевіркою отриманих результатів, їх узагальненням і прогнозом основних

тенденцій в їхній поведінці. Аналітичні методи, головним чином, позбавлені цих недоліків, але з їхньою допомогою можна побудувати аналітичні розв'язки тільки для обмеженого числа простих задач, як, наприклад, це зроблено в [30]. Суть аналітично-числових методів, полягає в тому, що початкова задача в загальній постановці зазнає спрощення за допомогою аналітичних методів, що спираються на особливості фізичних процесів, геометрію задачі, а потім спрощена задача розв'язується числовими методами. При цьому не тільки заощаджуються обчислювальні ресурси для застосування оптимізаційних алгоритмів, але і процес розв'язання стає більш прозорим, та створюються передумови для всебічного фізичного аналізу електродинамічних процесів.

До аналітично-числових методів розв'язання внутрішніх та зовнішніх задач нестационарної електродинаміки можна, в більшості випадків, віднести метод неповного розділення змінних. Сутність його полягає в тому, що у вихідній тривимірній нестационарній задачі позбуваються однієї або декількох незалежних змінних і переходять до більш простої задачі зменшеної вимірності. Так, наприклад, у разі хвильоводної задачі можна залежності полів від поперечних координат представити у вигляді розкладу по повній системі функцій, і в спрощену задачу замість двох змінних увійдуть коефіцієнти розкладання полів по побудованому базису. Такий підхід особливо доречний у разі нестационарних задач, оскільки в спрощену задачу увійде часова залежність полів на границях і параметри шарувато неоднорідного нелінійного середовища в явному вигляді. Спрощена задача може бути розв'язана в окремих випадках аналітично або, для більш загальних випадків, числовими методами. Таким аналітично-числовим методом є метод модового базису [31-33], що заснований на розкладанні електромагнітного поля по повній системі функцій, що залежать тільки від поперечних координат, причому самі базисні функції для складних контурів поперечного перетину можуть і не мати аналітичного представлення, вони можуть отримуватися експериментально або числовим моделюванням. В результаті, тривимірна електродинамічна задача зводиться до розв'язання

двовимірних диференціальних рівнянь у частинних похідних. У найпростішому випадку, коли середовище розповсюдження лінійне, стаціонарне й однорідне, така задача зводиться до розв'язання трьох незалежних рівнянь спільно з початковими і граничними умовами, що описують поширення Е-, Н- і Т-хвиль. Розв'язання даних рівнянь, що являють собою рівняння типу Клейна-Гордона, проводиться, наприклад, за допомогою методу функції Рімана [34]. Числовий підхід до розв'язання цієї частини задачі дозволяє отримувати поля для довільного просторового розподілу збуджуючого струму з довільною часовою залежністю [35].

Метод модового базису чи метод еволюційних рівнянь був винайдений Третьяковим О.О. наприкінці 80х років минулого сторіччя [31]. Хоча він є різновидом методу неповного розділу змінних, але має таку відмінність: в ньому строго доведено існування трьох незалежних типів хвиль та повнота запропонованого базису у хвилеводі (резонаторі) з довільним багатозв'язним контуром поперечного перерізу, який заповнений шарувато неоднорідним нестаціонарним нелінійним середовищем із втратами. Іншими словами, можливе представлення довільного поля у вигляді розкладу по цим трьох типам хвиль, які, по суті, утворюють базис. Повнота цього базису доведена Третьяковим за допомогою теореми Вейля про ортогональні розбиття [36]. Як вказувалося, застосування цього методу дозволяє звести нестаціонарну тривимірну електродинамічну задачу до одновимірної нестаціонарної задачі для системи еволюційних рівнянь, і таке перетворення значно підвищує шанси на знаходження аналітичного розв'язку задачі [35] або, при числовому підході, зменшує число незалежних змінних і, як наслідок, обсяг пам'яті і час розрахунку як кубічний корінь від електричного розміру електродинамічної задачі в порівнянні з вихідною задачею. Завдяки методу розділу змінних дані однорідні рівняння можуть бути розв'язані без використання перетворення Фур'є, для чого потрібно провести таку заміну змінних, після якої в новому рівнянні змінні розділяються. Методи теорії груп не тільки дозволяють знайти всі придатні підстановки, але і

довести, що інших замін змінних, що приводять до рівняння з розділеними змінними, немає [37]. Не всі з можливих замін змінних підходять для розв'язання нестационарної електродинамічної задачі, тому що деякі з них не дозволяють одержати розв'язок для всіх значень координати і часу, що цікавлять. Використання ж експоненціальних функцій дає розв'язок, що цілком збігається з розв'язком, отриманим за допомогою перетворення Фур'є, і тому не є цікавим. Найбільш зручною є заміна, що приводить до загального розв'язку рівняння Клейна-Гордона у вигляді комбінації циліндричних функцій, тому що вона дозволяє легко одержувати розв'язок задач, в якому часова залежність джерела формується у вигляді функції Хевісайда [38].

В якості подальшого розвитку цього підходу у роботі [39] проведене узагальнення методу еволюційних рівнянь для задач у вільному просторі. Як приклад, у наближенні Кірхгофа була розв'язана задача випромінювання нестационарної хвилі з відкритого кінця коаксіального хвильовода [40]. У даному розв'язку не враховувалася зміна часової залежності і просторового розподілу нестационарної Т-хвилі на апертурі коаксіального хвильовода при її падінні на відкритий кінець з нескінченним фланцем. Для врахування цих змін у роботі [41, 42] був використаний метод часткових областей. Поле всередині хвильоводу та у вільному півпросторі було представлено у вигляді суперпозиції мод. Використовуючи умови сполучення полів на границі двох областей і умову випромінювання у вільному півпросторі у нестационарному випадку, були отримані аналітичні вирази для амплітуд полів у вільному напівпросторі і для амплітуди відбитого від розкриву поля Т-хвилі в коаксіальному хвильоводі в наближенні відсутності струмів, що наводяться на фланці, у випадку, що коли на розкрив падає хвильоводна Т-хвиля із східчастою часовою залежністю. За допомогою інтегралу Дюамеля даний розв'язок було узагальнено на випадок довільної часової залежності падаючої хвилі, що дозволило провести експериментальну перевірку отриманих результатів [41,42].

Нові задачі, нові матеріали, технічна база сучасної електроніки, що змінює усі сфери повсякденного життя мають певний вплив і на коло практичних застосувань імпульсних електромагнітних полів. Розвиток, поширення і здешевлення цифрової обчислювальної техніки, використання нетрадиційних для цього діапазону матеріалів [43] дозволяє створювати і вдосконалювати нові надширокосмугові випромінюючі системи [44], в тому числі і високої потужності. Цей процес гальмується низкою нерозв'язаних задач як теоретичного, так і практичного плану. Однією з них є задача перетворення часової форми полів, коли середовище поширення виявляє свої нелінійні властивості [45]. Небажані або заплановані нелінійні зміни полів можуть виникати не тільки через використання спеціальних матеріалів з яскраво вираженими нелінійними властивостями, але і просто через великі амплітудні значення електромагнітних полів для низки їхніх практичних застосувань. Це може мати місце в надпотужних імпульсних випромінювачах різного призначення, наприклад, для дистанційної зупинки транспортних засобів поліцейськими службами, постановки надійних надширокосмугових завад засобам, що динамічно змінюють носійну частоту свого випромінюваного вузькосмугового поля тощо.

Потужні надширокосмугові поля, що опромінюють апаратуру та обслуговуючий персонал, можуть моделюватися такими простими джерелами як електричні диполі [46, 47, 48, 49, 50, 51]. Але, виходячи із практичної необхідності забезпечити кращу напрямленість ніж у диполя, у якості джерела для задачі випромінювання імпульсного поля у нелінійне середовище доцільно розглянути пласку апертуру у формі диску із рівномірним розподілом нестационарного струму. Основою та джерелом порівняльних даних для нелінійної задачі [52] будуть попередньо отримані розв'язки лінійної задачі, які описують цікавий ефект «електромагнітного снаряду», що полягає у нетипово слабкому зменшенні поля із відстанню [39, 53, 54, 55]. Особливу цікавість серед них представляють для нас аналітичні розв'язки у часовому просторі через зручність врахування в них нелінійних властивостей середовища та для подальшого аналізу результатів [56].

Задача знаходження поля, яке випромінюється елементарним випромінювачем є класичною, але деякі аспекти даної проблеми є цікавими і сьогодні, не дивлячись на її півторастолітню історію. Зосередимось на деталізації отримання виразів для поля електричного диполя Герца у випадку, коли він збуджується струмом з довільною часовою залежністю. Магнітний диполь Герца може бути розглянутий аналогічним чином, і важливість цієї задачі для надширокосмугових імпульсних систем не втрачається [57]. У монографії [58], присвяченій надширокосмуговим антенам, описуються та аналізуються вирази для поля диполя Герца у випадку гармонічної часової залежності струмів. До того ж, представлені в [58] викладки дуже стислі, що приховує основні етапи виведення виразів. Крім того, що дуже важливо з точки зору навчального процесу, відсутні основні допущення, які є цікавими для отримання кінцевого результату. Використаний в [59] підхід, який базується на використанні зворотного перетворення Фур'є для виразів поля диполя Герца, отриманих методом комплексних амплітуд, веде до необхідності неявного введення додаткових обмежень на функції залежності струму від часу, які є стандартними для випадку невластних інтегралів. Виникає необхідність у додатковому дослідженні даного питання підходом, який на відміну від [60] та [61], передбачає подальше уточнення аналітичних виразів для ближнього поля диполя Герца.

Незважаючи на деякі спотворення часової форми випроміненого сигналу, вібраторні антени широко використовуються як випромінювачі імпульсних сигналів через зручність, простоту, малу вагу та парусність. Задача випромінювання надширокосмугових хвиль вібраторною антеною була досліджена у роботі [62] за допомогою методів у частотному просторі. Було б цікаво провести розв'язання цієї задачі виключно у часовому просторі за допомогою методу векторного потенціалу у наближенні заданого струму, перше наближення розподілу якого можна знайти, використовуючи теорію довгих ліній [63].

Модель диполя Герца зручно використовувати для дослідження шкідливого впливу високих напруг електростатичних розрядів на виробництві [64]. Загальновідомий розв'язок цієї задачі складається зі статичної, індуктивної та радіаційної компоненти. Останнім часом потужності імпульсних електромагнітних систем значно збільшились. Прикладом такої системи є рельсотрон. Він призначений для розгону об'єктів за допомогою сили Лоренца, що виникає при протіканні великого електричного струму через рухомий провідник. У зв'язку з тим, що немає теоретичних обмежень для верхньої межі значення цієї сили, рельсотрон здатен розганяти металеві предмети до надзвукових швидкостей [65], [66]. Числовий розрахунок дає можливість точно змодельовати розподіл струму та величину сили Лоренца [67, 68]. У свою чергу, нам цікаві характеристики електромагнітного поля, що випромінює ця система.

Класичні вібратори та щілини є вузькосмуговими випромінювачами внаслідок резонансних процесів, що супроводжують їхнє збудження, хоча існують широкосмугові конструкції вібраторів [69] та щілин [70]. Взаємодія між ними вже використовувалась для підвищення загальної ефективності випромінювання комбінованих структур. Дослідження взаємного впливу вимагає знань про ближнє поле випромінювачів для перехідного збудження. Короткий електричний диполь може забезпечити досить гладку частотну характеристику випромінювання, як відомо з [69]. Крім того, це підтверджується загальновідомим фактом, що діаграма напрямленості (ДН) короткого диполя має форму, подібну до ДН напівхвильового диполя. Також існують різні конструкції широкосмугових щілин. Виникає необхідність у покращенні характеристик цих антен в режимі випромінювання імпульсів шляхом поєднання антен електричного і магнітного типу.

Незважаючи на значне згасання електромагнітних хвиль у біологічному середовищі через великі втрати, останнім часом спостерігається помітне зростання уваги до застосування імпульсних електромагнітних полів з метою локації різних біологічних об'єктів. Зокрема, для пошуку пухлин у глибині живої

тканини людини розглядаються опромінювачі у вигляді відкритого кінця хвилевода [71], рупора [72], мікросмужкових випромінювачів [73] тощо, різні конфігурації випромінюючої системи – плоскі, кругові, сферичні, закриті, тобто резонаторного типу. Наприклад, у [74] показано, що кругове розташування випромінювачів, яке фокусує електромагнітну енергію у глибині живої тканини, має переваги у точності діагностування пухлин. Так як відтворення профілю зміни діелектричної проникності у шаруватому середовищі за відбитим полем відноситься до обернених електродинамічних задач, то подібні задачі потребують застосування або класичної регуляризації, або новітніх методів оптимізації [75], або застосування штучної нейронної мережі для аналізу сигналу [76]. Незважаючи на достатньо добре розроблені методи локації синусоїдальними електромагнітними полями, як було відмічено вище, найбільш перспективними підходами до локації біологічних об'єктів є такі, що базуються на використанні імпульсних надширокосмугових полів та обробці інформації у часовому просторі [72, 73, 76-80].

Так як імпульсна техніка в останній час розвивається бурхливо, і імпульсні електромагнітні хвилі все ширше використовуються, існує потреба в додатковому вивченні впливу імпульсних полів на біологічні об'єкти. Ще не введені безпечні для людей нормативи для надширокосмугових електромагнітних полів, відсутні надійні та обґрунтовані методики визначення їх впливу, і все це при тому, що значна проникаюча здатність імпульсного сигналу робить складним завдання створення засобів захисту від імпульсних полів [81]. Складність врахування дії електромагнітних полів на біологічні об'єкти полягає у тому, що у більшості випадків електромагнітне поле проникає у живі тканини ззовні у вигляді електромагнітної хвилі, яка, у залежності від багатьох умов, проникає на різну глибину, тому для знаходження напруженості поля у різних точках біологічного об'єкту недостатньо знати параметри падаючої хвилі, необхідно розв'язати електродинамічну задачу, враховуючи параметри біологічного середовища. Проходження хвилі в неоднорідному середовищі, яким

є біологічні тканини, приводить до відбиття і поглинання електромагнітної енергії. Кількісно явище відбиття характеризується коефіцієнтом відбиття, величина якого дорівнює відношенню відбитої і падаючої електромагнітної хвилі. Вивчення величини відбиття електромагнітної енергії біологічними об'єктами має велике значення для вирішення багатьох задач біології і медицини. За коефіцієнтом відбиття електромагнітної енергії, що падає з вільного простору на поверхню тіла, можна визначити енергію, яка поглинається тканинами тіла при дистанційному опроміненні [82]. Треба відразу підкреслити, що на відміну від деяких інших видів опромінювань, електромагнітні поля достатньо сильно поглинаються у біологічних середовищах. Процес цього поглинання залежить від просторового розподілу електромагнітного поля, спектрального складу поля, конфігурації живих тканин, їх електродинамічних характеристик тощо [83]-[85].

Мобільний зв'язок, бездротові системи зв'язку Wi-Fi і WiMAX та інші промислові та побутові джерела мікрохвильового випромінювання впливають на людину певним чином, і механізми цього впливу також до кінця не вивчені [86]. Це не тільки важливо для наукового та технічного персоналу, що отримує певну дозу опромінення під час користування імпульсними і мікрохвильовими приладами у побуті, але і пацієнтів, для яких може бути призначено надширокосмугове опромінення в якості лікувальної процедури [87]. Наприклад, показано [88], що саме надширокосмугове опромінення людського тіла створює необхідний температурний градієнт для ефективного гіпертермічного лікування онкологічних захворювань. Цей градієнт дає можливість не перегрівати здорові тканини та захистити організм у цілому при проведенні такої процедури. Питанню взаємодії стаціонарних електромагнітних полів із людським організмом присвячено велику кількість робіт, де дослідження проводяться для різних частотних діапазонів, розглядаються різні органи і біологічні системи. Особлива увага приділяється вивченню електромагнітного випромінювання в частотному діапазоні 800-2200 МГц у зв'язку з розвитком стільникового зв'язку [89-90]. Наприклад, в роботі [89] детально описуються характеристики

електромагнітного випромінювання даного діапазону, механізми взаємодії з людським організмом, а також вказані стандарти, що введені ANSI/IEEE [91]. В [90] розраховані значення коефіцієнту питомого поглинання, або SAR (Specific Absorption Ratio), біологічних тканин для частот 900 МГц і 1800 МГц. Стверджується, що граничні значення коефіцієнту питомого поглинання для тканин складають: 1,6 Вт/кг для 1 г тканини, і 2 Вт/кг для 10 г біологічної тканини. Саме ці значення і увійшли в дійсні на даний час американські та європейські стандарти.

Те, що електромагнітне випромінювання є фактором, який істотно впливає на стан здоров'я людини, є добре відомим фактом. Існують дані про підвищення частоти низки захворювань, зокрема різних форм раку під впливом неіонізуючого низькоенергетичного випромінювання [92-93]. Біологічні ефекти випромінювань досить різноманітні [94-95], що виправдовує постійний інтерес до засобів захисту людини від електромагнітного поля [96-98]. В літературі наводяться розрахунки, що підтверджують можливість більш сильної дії поля на дитину, ніж на дорослу людину [99], істотного впливу процесів теплопереносу [100] і ушкоджень кісткової тканини [101] на силу дії поля, яка іноді помітна при малих потужностях опромінення [102]. Основною ланкою, на яку впливає випромінювання, є клітина, тому дослідження клітинних ефектів випромінювання становить великий інтерес. У складі клітини найбільш поширена речовина – вода, тому викликає значну цікавість розгляд механізмів дії електромагнітних полів на воду та розчинених у ній газах [103-105]. Відомі дані про вплив мікрохвильового випромінювання низької інтенсивності на структуру і функції клітин. Наприклад у щурів, що були опромінені електромагнітною хвилею з частотою 915 МГц різної інтенсивності (0,24; 2,4 і 24 мВт/см²), опромінювання викликає пошкодження нейронів головного мозку [106]. Опромінення клітин кристалику кролика полем з частотою 2,45 ГГц і потужністю 0,5; 1 і 2 мВт/см² негативно впливає на життєздатність клітин та синтез ДНК [107]. Є свідчення мутагенної дії мікрохвильового випромінювання, яке викликає аберації хромосом [108].

В роботі [82] було показано, що діелектрична проникність і питомий опір різних органів і тканин зменшуються із збільшенням частоти, що, у свою чергу, позначається на глибині проникнення електромагнітної енергії. Також в [82] наводяться результати дії електромагнітного випромінювання різних частотних діапазонів на біологічні тканини і органи. Автори приходять до висновку, що електромагнітні поля, які трохи перевищують допустимий безпечний рівень потужності, мають несприятливу дію на біологічні об'єкти, яка, в значній мірі, залежить від частоти, інтенсивності, тривалості опромінення і індивідуального стану організму.

У роботах [109-110] досліджується біофізика дії електромагнітного поля НВЧ-діапазону на організм. Основним механізмом дії автори називають теплову дію радіохвиль НВЧ. Показана наявна відмінність у теплових ефектах тканин, які містять кровоносні судини, і тканин, які не містять їх. Через погіршення відведення тепла від деяких тканин (наприклад, око, в якому дуже мало кровоносних судин) ці органи є найуразливішими для опромінення. Наприклад, при опроміненні очей кролика електромагнітною енергією з густиною від 0,12 до 0,6 Вт / см² утворюється катаракта за час опромінення, відповідно, від 4 до 5 хвилин. При цьому температура усередині ока піднімається на 4-16 градусів (за критичне для очей вважається підвищення температури на 10 градусів за Цельсієм). Також наведені дані про специфічну дію НВЧ випромінювання, а саме про те, що зміна розташування тіла по відношенню до векторів поля може привести до різкої зміни ефективності дії радіохвиль.

Існують експериментальні дані, що свідчать про акумулюючу дію надширокосмугового опромінення. Це досліджено на тваринах на прикладі кардіоваскулярної системи, нервової системи, появі пухлин, генотоксичності тощо [111]. Мітогенетичний ефект такого опромінення продемонстровано на гепатоцитах миші AML-12. Надширокосмугове опромінення виявило статистично значну ($p < 0,05$) відповідь на життєздатність клітин. Аналіз лізатів гепатоцитів

продемонстрував, що циклін А був наведений у гепатоцитах опромінюванням, що індукувало проліферацію клітин [112].

Досліди прямого опромінення протягом 0,25-3,0 годин імпульсами поля 10 наносекундної тривалості та напруженістю поля 18 кВ/м із частотою повторення 1 кГц клітин CL-S1 не виявили їх росту та впливу на життєздатність [113]. Але за тих же самих умов опромінення більшої тривалості (4-6 годин) призвело до значного зростання проліферації клітин. В роботах [114] продемонстрована суттєва зміна стану хроматину у ядрі клітин після опромінення надширокосмуговим електромагнітним полем. Що особливо цікаво, рівні потужності, які виявляють свою дію на клітину, є досить малими [115]. Цей вплив розповсюджується і на малі організми [12], [14], залежить від поляризації поля [13] та від часової форми амплітуди поля [47].

Існуючі стандарти безпеки мікрохвильового електромагнітного випромінювання засновані на обмеженні рівня напруженості поля або рівня поглиненої потужності при певних часах експозиції [116]. Обидва ці підходи до безпеки, по суті, відображають дві гіпотези про основні причини шкідливого впливу електромагнітного поля: перший підхід заснований на гіпотезі про те, що незалежно від механізмів впливу на живі організми із зростанням напруженості поля яким-небудь нелінійним чином зростає його шкідливий вплив; другий підхід однозначно пов'язує небезпеку поля з нагріванням тканин. Іншими словами, другий підхід заперечує існування згубної нетеплової дії поля.

Актуальність вивчення впливу електромагнітного випромінювання на стан клітини і клітинного ядра обумовлена тим, що саме на цьому рівні відбувається регуляція найбільш важливих процесів життєдіяльності, підсумком яких на рівні всього організму може стати тимчасове порушення функціонального стану або захворювання. Для проведення експериментальних досліджень впливу поля на живі клітини вважається перспективним запатентований підхід, що полягає в контролі стану ДНК, в перевірці рівня гетерохроматизації клітинного ядра [117]. Даний, вельми чутливий метод дозволяє вивчити результуючу біологічну дію

полів на клітину, не прив'язуючись до конкретних його механізмів, оскільки саме стан ДНК характеризує ступінь стресу, в якому знаходиться клітина після згубного зовнішнього впливу найрізноманітнішої природи. Такого роду дослідження вимагає проведення опромінення електромагнітним полем спеціально приготованого розчину, що містить живі клітини. Такий підхід дозволяє реєструвати вплив оточуючих нас достатньо слабких полів, вплив яких останнім часом став все більше турбувати європейську громадськість [118].

У попередніх дослідженнях показано, що поляризоване мікрохвильове випромінювання з частотою 35 ГГц і густиною потужності 30 мкВт/см² викликає збільшення кількості гранул гетерохроматину в ядрах клітин людини залежно від поляризації [119]. Ще можна згадати інші свідчення негативного впливу низькоенергетичного мікрохвильового опромінення на здоров'я людини [120-123, 124-125]. Можливо, основою впливу електромагнітних факторів на організм є вплив на клітину і клітинне ядро, оскільки фактори електромагнітної природи здатні безпосередньо проникати всередину клітини і взаємодіяти зі структурами клітини. Відомо, що мікрохвильове опромінення викликає ряд морфологічних змін, зокрема, збільшення об'єму ядер і клітин [126]. Було показано вплив низькоенергетичного мікрохвильового випромінювання на структуру хроматину [119], а також імпульсних широкосмугових випромінювань на стан хроматину в клітинах людини [127]. Аналогічну дію надають і випромінювання гелій-неонового лазера [127], теплового шоку і ультрафіолетового випромінювання [128]. З іншого боку, раніше було показана зміна показника ступеня конденсації хроматину при впливі розчинених у воді токсичних хімічних речовин [129]. Тому є перспективним для використання в якості загального індикатора впливу несприятливих факторів середовища дослідження стану хроматину в клітинах буквального епітелію людини.

Таким чином, задача дослідження впливу імпульсного електромагнітного поля на біологічні об'єкти є актуальною і потребує подальшої розробки. Основний акцент важливо зробити на дослідженні дії опромінення з малою потужністю як

найменш вивчене явище. У якості об'єкта зручно використовувати живі клітини буквального епітелію людини. Основним методом вивчення реакції живих клітин є зміна рівня гетерохроматизації клітин та проникненості їх мембран до опромінення, під час опромінення і після опромінення [130].

Як зазначалось, надширокосмугові радары мають кілька переваг у порівнянні з традиційними, включаючи кращу просторову роздільну здатність та більш глибоке проникнення у середовище з втратами. Наприклад, георадары на основі надкоротких імпульсів допомагають вирішити проблему неруйнівного контролю дорожнього покриття та інших будівельних конструкцій. Також важливим завданням підповерхневих радарів є ідентифікація підземних об'єктів та отримання їхнього зображення і точного положення. Цю задачу можна вирішити за допомогою спеціальних конструктивних особливостей приймальної антенної системи. Наприклад, у роботі [131] порівнюються дві диференціальні системи із симетричними приймальними антенами, розміщеними вздовж двох ортогональних напрямків відносно передавальної антени. Ще одна важлива проблема, що може бути вирішена застосуванням надширокосмугових радарів – виявлення живих об'єктів за непрозорою стіною. Представлено декілька підходів для вирішення цієї задачі, наприклад, у [132] продемонстрована діюча модель пристрою.

Хороша чутливість надширокосмугових радарів до металевих та діелектричних об'єктів забезпечує його застосування для гуманітарного розмінування. Щороку понад 20000 цивільних осіб гинуть через сотні мільйонів вибухових пристроїв, залишених в зонах діючих і минулих військових конфліктів. В роботі [133] представлені вимоги, підходи та варіанти роботизованої радарної системи для пошуку мін. Варто також відзначити ефективність використання нейронних мереж для цього класу задач, як описано в [134–136]. Щоб відрізнити корисний відбитий сигнал від завад, пропонується використовувати вейвлет-перетворення та інші методи обробки. Остаточний результат фільтрації отримують після процедури відбору ознак, із подальшою оптимізацією

генетичним алгоритмом та штучною нейронною мережею (ШНМ) [134]. Імпульсна характеристика об'єкта, опроміненого коротким імпульсним сигналом, є його унікальним відбитком, підписом [135]. На цій властивості також заснований метод розпізнавання прихованих предметів наперед відомої форми. Хороші результати виявлення об'єктів були досягнуті у закритих приміщеннях за допомогою багат шарового перцептрона як нейронної мережі та надширокосмугового сигналу із дозволеного для імпульсів частотного діапазону від 3 ГГц до 10 ГГц [135]. Важливо зазначити, що зміна напрямку поляризації відбитого електромагнітного поля порівняно з падаючим може бути додатково використана як характерна особливість певних підповерхневих неоднорідностей [136].

Існує сучасна тенденція використання неметалевих ПВХ труб для прокладання комунікацій у містах, але це ускладнює задачу виявлення розташування подібних предметів традиційними засобами. Показано, що імпульсний георадар може успішно виявляти труби навіть у найскладнішому випадку підвищеної вологості ґрунту [137]. Візуалізація пластикових труб нейронною мережею була здійснена за вологості 20%. Дослідження підтвердили, що використання надширокосмугових електромагнітних хвиль забезпечує кращу точність визначення глибини залягання об'єкта і глибше проникнення в середовище з втратами [138]. Наносекундні електромагнітні імпульсні радары можуть ефективно відстежувати стан та якість асфальтового покриття [139]. Такі системи дають можливість виконання безпечного гуманітарного розмінування навіть у випадку з неметалевими вибуховими пристроями [132]. Ще одним прикладом застосування надширокосмугових радарів є створення систем, здатних виявляти об'єкти, що знаходяться за стіною [140].

Штучні нейронні мережі (ШНМ) є потужним методом у розв'язанні задач розпізнавання і класифікації об'єктів в умовах, коли фізичні процеси, що впливають на результат, не піддаються простому опису і містять певні похибки вимірювань та відхилення від теоретичної моделі процесу. Якщо використання

електромагнітних хвиль у видимому діапазоні дає якісну картину поверхні при дистанційних дослідженнях [141], то хвилі дециметрового діапазону дають можливість проникнення під земну поверхню на певну глибину. Але в останньому випадку необхідна складна обробка прийнятого поля, в тому числі за допомогою ШНМ. Представляє інтерес топологія ШНМ для задачі визначення такого параметру як товщина шару шаруватого середовища, за допомогою аналізу відбитих імпульсних електромагнітних полів. Імпульсними полями опромінюють модель поверхні тіла людини, що задається шаруватим діелектриком з відповідними електродинамічними характеристиками, а аналіз поля, відбитого таким діелектриком, проводиться ШНМ. Запропонований підхід можливо застосувати і для аналізу інших параметрів середовища, в тому числі і інших включень [142], наприклад протипіхотних металевих і, навіть, діелектричних мін.

Таким чином, подальшого розвитку потребує еволюційний підхід в електродинаміці на задачі із неоднорідним поперечним заповненням діелектриком, на отримання системи еволюційних рівнянь для сферичної системи координат для задач із радіально-неоднорідним заповненням речовиною у необмеженому просторі. Перспективним є розв'язання нестационарних задач у часовому просторі за допомогою еволюційного підходу для випадку, коли необмежений простір заповнений середовищем із нелінійністю. Також подальшого дослідження вимагає поведінка нестационарних полів у ближній зоні різноманітних антен, де проходить трансформація квазістатичних компонент поля в електромагнітну хвилю. Завдяки обмеженості таких сигналів у часі такий аналіз може більше прояснити фізичні особливості цього процесу, які мають бути використаними на практиці. В якості модельних випромінювачів, ближня зона яких нас цікавить, варто вибрати диполь Герца, тонкий дротяний вібратор, відкритий кінець коаксіального хвилеводу із симетричним та асиметричним розташуванням центрального провідника, відкритий кінець прямокутного хвилеводу та антенну решітку із таких відкритих кінців для випадку їх синхронного та асинхронного збудження, вимикання струму потужного

рельсотрона, надширокосмуговий аналог вібраторно-щілинного випромінювача Клевіна, апертура довільного однозв'язного хвилеводу із корекцією часової форми випроміненого імпульсу. Перспективним є вивчення нестационарних полів та їх теплової дії у біологічних середовищах, тканинах та живих організмах для дослідження його біологічного впливу, для створення рекомендацій щодо покращення надійності цих досліджень шляхом забезпечення кращої рівномірності розподілу поля у піддослідних зразках. Потребують вивчення імпульсні надширокосмугові поля, що використовуються для задач дистанційного зондування, неруйнівного контролю стану споруд і визначення положення об'єктів та їхнього розпізнавання за допомогою обробки відбитого поля штучними нейронними мережами. Велике значення має вивчення впливу структури штучних нейронних мереж, їхньої складності та методів попередньої обробки сигналів, що отримані при прийомі електромагнітних хвиль у різних точках простору.

РОЗДІЛ 2

ЕВОЛЮЦІЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ У НЕОДНОРІДНОМУ НЕСТАЦІОНАРНОМУ СЕРЕДОВИЩІ

2.1. Нестаціонарні електромагнітні поля у необмеженому просторі з неоднорідним середовищем

2.1.1. Вступ

Задача розповсюдження нестаціонарних електромагнітних хвиль в необмеженому просторі, заповненому шарувато неоднорідним нестаціонарним середовищем, була розв'язана за допомогою методу еволюційних рівнянь в циліндричній системі координат в [39]. При цьому параметри середовища не мають залежати від поперечних координат для того, щоб уникнути перетворення мод. У даному підрозділі в часовому просторі досліджується задача розповсюдження нестаціонарних електромагнітних хвиль в необмеженому просторі з середовищем, яке також є неоднорідним і в поперечному перерізі [143]. Подібні задачі є важливими для низки практичних використань [144]. Стосовно хвилеводів дана задача вивчалася в роботі [145], в якій була отримана система зв'язаних еволюційних рівнянь, для розв'язання якої знаходилися коефіцієнти розкладання електромагнітного поля по модовому базису. Як приклад, розглядалася задача для прямокутного хвилевода із діелектричним шаром. В даному підрозділі буде отримана система еволюційних рівнянь, що описує розповсюдження нестаціонарних електромагнітних хвиль в необмеженому просторі, заповненому нестаціонарним неоднорідним в поздовжньому напрямі і поперечним неоднорідним середовищем без втрат.

Для цього за процедурою, коротко описаною в [146], будуть виключені з системи рівнянь Максвелла поздовжні компоненти поля і на основі отриманих рівнянь будуть побудовані два чотиривимірні оператори, що діють в поперечній

площині. Використовуючи розклад залежностей полів від поперечних координат в ряд Фур'є-Бесселя і накладаючи деякі обмеження на характер поведінки параметрів середовища від поперечної координати, буде доведена самоспряженість отриманих операторів. Власні функції цих операторів визначатимуть розподіл поля в поперечній площині. Буде доведена взаємна ортогональність власних функцій одного оператора по відношенню до іншого. Повнота отриманого базису буде доведена за допомогою теореми Вейля про ортогональні розбиття гільбертового простору. Використовуючи властивості ортогональності власних функцій операторів, для знаходження коефіцієнтів розкладання поля по базису буде отримана система зв'язаних диференціальних рівнянь в частинних похідних першого порядку, що описують розповсюдження ТЕ- і ТМ- хвиль в необмеженому просторі.

2.1.2. Постановка задачі

Маємо електромагнітне поле із довільною залежністю від часу в необмеженому просторі, заповненому ідеальним середовищем, параметри якого залежать від поздовжньої координати і часу і від поперечної координати. При цьому матеріальні рівняння і рівняння неперервності мають такий вигляд:

$$\vec{D}(\vec{E}) = \varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}, z, t) \vec{E}; \quad (2.1)$$

$$\vec{B}(\vec{H}) = \mu_0 \mu(\vec{r}, z, t) \vec{H}, \quad (2.2)$$

$$\operatorname{div} \vec{j}_0 + \frac{\partial}{\partial t} \rho_0 = 0, \quad (2.3)$$

де

$$\vec{r} \equiv \vec{r}(\rho, \varphi), \quad (2.4)$$

$$\varepsilon(\vec{r}, z, t) = \varepsilon_{\perp}(\vec{r}) \varepsilon_{\parallel}(z, t), \quad (2.5)$$

$$\mu(\vec{r}, z, t) = \mu_{\perp}(\vec{r}) \mu_{\parallel}(z, t), \quad (2.6)$$

причому $\varepsilon_{\perp}(\vec{r})$ і $\mu_{\perp}(\vec{r})$ повинні бути гладкими функціями, що наближуються до постійної величини за умови

$$\rho \rightarrow \infty. \quad (2.7)$$

У будь-якій області нашого простору задовольняються рівняння Максвелла

$$\text{rot } \vec{\mathbf{H}} = \varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} (\varepsilon \vec{\mathbf{E}}) + \vec{\mathbf{j}}_0; \quad (2.8)$$

$$\text{rot } \vec{\mathbf{E}} = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} (\mu \vec{\mathbf{H}}); \quad (2.9)$$

$$\text{div}(\mu \vec{\mathbf{H}}) = 0; \quad (2.10)$$

$$\text{div}(\varepsilon \vec{\mathbf{E}}) = \frac{\rho_0}{\varepsilon_0}. \quad (2.11)$$

У загальному вигляді, для коректної постановки задача повинна доповнюватися початковими і граничними умовами. Окрім цього вимагаємо виконання фізично виправданої умови обмеженості середньої за часом енергії електромагнітного поля в об'ємі із скінченними розмірами в поздовжньому напрямі і нескінченними у поперечному:

$$\int_{z_1}^{z_2} dz \int_{t_1}^{t_2} dt \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} \rho d\rho \left(|\vec{\mathbf{E}}|^2 + |\vec{\mathbf{H}}|^2 \right) < \infty. \quad (2.12)$$

2.1.3. Виключення поздовжніх компонентів поля

Записуючи тривимірні вектори напруженості поля і густини електричного струму у вигляді суми його проєкцій на поперечну площину і на поздовжню вісь, введемо такі позначення

$$\vec{\mathbf{E}} = \vec{E} + \vec{z}_0 E_z; \quad (2.13)$$

$$\vec{\mathbf{H}} = \vec{H} + \vec{z}_0 H_z; \quad (2.14)$$

$$\vec{\mathbf{j}}_0 = \vec{j}_0 + \vec{z}_0 j_{0z}, \quad (2.15)$$

де $\vec{z}_0$ – одиничний орт поздовжньої вісі.

Слід мати на увазі, що

$$\nabla = \nabla_t + \vec{z}_0 \frac{\partial}{\partial z}, \quad (2.16)$$

де ∇_t – оператор, що діє відносно поперечних координат. Застосовуючи даний підхід, рівняння Максвелла (2.8) – (2.11) представляємо в такому вигляді

$$\frac{\partial}{\partial z} \mu H_z = -\nabla_t \cdot \mu \vec{H}; \quad (2.17)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \epsilon E_z = -\nabla_t \cdot \epsilon \vec{E} + \frac{\rho_0}{\epsilon_0}; \quad (2.18)$$

$$\epsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \epsilon E_z = \nabla_t \cdot [\vec{H} \times \vec{z}_0] - j_{0z}; \quad (2.19)$$

$$\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \mu H_z = \nabla_t \cdot [\vec{z}_0 \times \vec{E}]; \quad (2.20)$$

$$[\nabla_t \times \vec{z}_0] H_z = \epsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} (\epsilon \vec{E}) + \frac{\partial}{\partial z} [\vec{H} \times \vec{z}_0] + \vec{j}_0; \quad (2.21)$$

$$[\vec{z}_0 \times \nabla_t] E_z = \frac{\partial}{\partial z} [\vec{z}_0 \times \vec{E}] + \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} (\mu \vec{H}). \quad (2.22)$$

Використовуючи операції диференціювання за поздовжньою координатою і часом по відношенню до рівнянь (2.17) – (2.22), можна з них виключити поздовжні компоненти поля E_z і H_z та отримати нову систему рівнянь

$$[\vec{z}_0 \times \nabla_t] \frac{1}{\mu_\perp} (\nabla_t \cdot \mu_\perp \vec{H}) = \frac{1}{\mu_\parallel} \frac{\partial}{\partial z} \mu_\parallel \left\{ \epsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} (\epsilon \vec{E}) + \frac{\partial}{\partial z} [\vec{H} \times \vec{z}_0] + \vec{j}_0 \right\}; \quad (2.23)$$

$$\mu_\perp \nabla_t \frac{1}{\mu_\perp} [\vec{z}_0 \times \nabla_t] \cdot \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \mu \left\{ \epsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} (\epsilon [\vec{z}_0 \times \vec{E}]) + \frac{\partial}{\partial z} \vec{H} + [\vec{z}_0 \times \vec{j}_0] \right\};$$

$$\begin{aligned} \epsilon_\perp \nabla_t \frac{1}{\epsilon_\perp} [\nabla_t \times \vec{z}_0] \cdot \vec{H} &= -\epsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \epsilon \left\{ \frac{\partial}{\partial z} \vec{E} + \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} (\mu [\vec{H} \times \vec{z}_0]) \right\} - \epsilon_\perp \nabla_t \frac{1}{\epsilon_\perp} j_{0z}; \\ \left[\nabla_t \frac{1}{\epsilon_\perp} \times \vec{z}_0 \right] (\nabla_t \cdot \epsilon_\perp \vec{E}) &= \frac{1}{\epsilon_\parallel} \frac{\partial}{\partial z} \epsilon_\parallel \left\{ \frac{\partial}{\partial z} [\vec{z}_0 \times \vec{E}] + \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} (\mu \vec{H}) \right\} + \left[\nabla_t \frac{1}{\epsilon} \frac{\rho_0}{\epsilon_0} \times \vec{z}_0 \right]. \end{aligned} \quad (2.24)$$

Таким чином, доповнюючи рівняння (2.23) – (2.24) початковими і граничними умовами, отримуємо нову постановку задачі. Після розв’язання даної задачі поздовжні компоненти поля можна знайти із поперечних шляхом інтегрування формул (2.17) – (2.20).

2.1.4. Чотиривимірні вектори електромагнітного поля

Довільні вектори $\vec{E}$ і $\vec{H}$ формують чотиривимірний вектор електромагнітного поля

$$X(\vec{r}) = \begin{pmatrix} \vec{E}(\vec{r}) \\ \vec{H}(\vec{r}) \end{pmatrix}. \quad (2.25)$$

Введемо функціональний простір Гільберта $L_2^4(S)$ векторів $X(\vec{r})$ з енергетичною метрикою

$$\langle \vec{X}_1, \vec{X}_2 \rangle = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty \rho d\rho (\varepsilon_\perp \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2^* + \mu_\perp \vec{H}_1 \cdot \vec{H}_2^*), \quad (2.26)$$

де символ $*$ позначає комплексне спряження.

Розглянемо дві матричні диференціальні операції в просторі $L_2^4(S)$

$$W_H \vec{X} = \begin{pmatrix} 0 & \left[\vec{z}_0 \times \frac{1}{\varepsilon_\perp} \nabla_t \frac{1}{\mu_\perp} \right] \nabla_t \cdot \mu_\perp \\ \nabla_t \frac{1}{\mu_\perp} [\vec{z}_0 \times \nabla_t] \cdot & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \left[\vec{z}_0 \times \frac{1}{\varepsilon_\perp} \nabla_t \frac{1}{\mu_\perp} \right] \nabla_t \cdot \mu_\perp \vec{H} \\ \nabla_t \frac{1}{\mu_\perp} [\vec{z}_0 \times \nabla_t] \cdot \vec{E} \end{pmatrix}; \quad (2.27)$$

$$W_E \vec{X} = \begin{pmatrix} 0 & \nabla_t \frac{1}{\varepsilon_\perp} [\nabla_t \times \vec{z}_0] \cdot \\ \left[\frac{1}{\mu_\perp} \nabla_t \frac{1}{\varepsilon_\perp} \times \vec{z}_0 \right] \nabla_t \cdot \varepsilon_\perp & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \nabla_t \frac{1}{\varepsilon_\perp} [\nabla_t \times \vec{z}_0] \cdot \vec{H} \\ \left[\frac{1}{\mu_\perp} \nabla_t \frac{1}{\varepsilon_\perp} \times \vec{z}_0 \right] \nabla_t \cdot \varepsilon_\perp \vec{E} \end{pmatrix}, \quad (2.28)$$

де W_H і W_E – лінійні оператори в $L_2^4(S)$, що включають також умови спадання поля на нескінченності. Таким чином, вихідна задача перетворена в задачу для двох операторних рівнянь

$$W_H \vec{X} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\mu_{\parallel}} \frac{\partial}{\partial z} \mu_{\parallel} \left\{ \epsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \epsilon_{\parallel} \vec{E} + \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{\epsilon_{\perp}} [\vec{H} \times \vec{z}_0] \right\} + \frac{1}{\mu_{\parallel}} \frac{\partial}{\partial z} \mu_{\parallel} \frac{1}{\epsilon_{\perp}} \vec{j}_0 \\ -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \mu_{\parallel} \left\{ \epsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \epsilon_{\parallel} \epsilon_{\perp} [\vec{z}_0 \times \vec{E}] + \frac{\partial}{\partial z} \vec{H} \right\} - \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \mu_{\parallel} [\vec{z}_0 \times \vec{j}_0] \end{pmatrix}; \quad (2.29)$$

$$W_E \vec{X} = \begin{pmatrix} -\epsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \epsilon_{\parallel} \left\{ \frac{\partial}{\partial z} \vec{E} + \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \mu_{\parallel} \mu_{\perp} [\vec{H} \times \vec{z}_0] \right\} - \nabla_t \frac{1}{\epsilon_{\perp}} j_{0z} \\ \frac{1}{\epsilon_{\parallel}} \frac{\partial}{\partial z} \epsilon_{\parallel} \left\{ \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{\mu_{\perp}} [\vec{z}_0 \times \vec{E}] + \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \mu_{\parallel} \vec{H} \right\} + \frac{1}{\epsilon_{\parallel}} \left[\frac{1}{\mu_{\perp}} \nabla_t \frac{1}{\epsilon_{\perp} \epsilon_0} \rho_0 \times \vec{z}_0 \right] \end{pmatrix}. \quad (2.30)$$

Для доказу самоспряженості операторів W_H і W_E необхідно, згідно формул Гріна, перейти від інтегралу по поперечній площині до інтегралу по контуру, після чого збільшити розміри області до нескінченності. Окрім цього, потрібно виразити поперечні вектори напруженості поля через скалярні функції, як це зроблено в [31], представивши ці функції у вигляді розкладу Фур'є-Бесселя з довільними коефіцієнтами розкладу. Оператори W_H і W_E будуть самоспряженими, якщо $\vec{E}$ і $\vec{H}$ будуть наближатися до нуля на нескінченності не повільніше ніж $\frac{1}{\sqrt{\rho}}$, та $\epsilon_{\perp}(\vec{r})$ і $\mu_{\perp}(\vec{r})$ наближаються до постійного значення при

$$\rho \rightarrow \infty. \quad (2.31)$$

Тоді ці оператори мають дійсні власні числа і взаємно ортогональні власні функції у вигляді

$$Y_{\pm m} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\epsilon_{\perp}} \nabla_t \Phi'_m \times \vec{z}_0 \\ \pm \nabla_t \Psi'_m \end{pmatrix}, \quad Z_{\pm n} = \begin{pmatrix} \nabla_t \Psi''_n \\ \pm \frac{1}{\mu_{\perp}} \vec{z}_0 \times \nabla_t \Phi''_n \end{pmatrix}, \quad (2.32)$$

де скалярні мембранні функції повинні задовольняти системи рівнянь

$$\begin{cases} \nabla_t \cdot \frac{1}{\epsilon_{\perp}} \nabla_t \Phi'_m + p_m \mu_{\perp} \Psi'_m = 0; \\ \nabla_t \cdot \mu_{\perp} \nabla_t \Psi'_m + p_m \mu_{\perp} \Phi'_m = 0; \end{cases} \quad \begin{cases} \nabla_t \cdot \frac{1}{\mu_{\perp}} \nabla_t \Phi''_n + q_n \epsilon_{\perp} \Psi''_n = 0; \\ \nabla_t \cdot \epsilon_{\perp} \nabla_t \Psi''_n + q_n \epsilon_{\perp} \Phi''_n = 0, \end{cases} \quad (2.33)$$

і умові $\nabla_t \Psi'_m, \nabla_t \Psi''_n, \nabla_t \Phi'_m, \nabla_t \Phi''_n \rightarrow 0$ як $1/\rho^{1/2+\alpha}$ при $\rho \rightarrow \infty$, де $\alpha \geq 0$.

Вектор-функції Y_m і Z_n формують повний ортонормований базис у гільбертовому функціональному просторі $L_2^4(S)$ згідно теореми Вейля про ортогональне розбиття [36]. Це витікає із представлення цих вектор-функцій через скалярні функції. Таким чином, поперечні компоненти поля представляються у вигляді розкладання по базисних функціях

$$\vec{E} = \sum_{m=1}^{\infty} e_m \frac{1}{\epsilon_{\perp}} \nabla_t \Phi'_m \times \vec{z}_0 + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \nabla_t \Psi''_n; \quad (2.34)$$

$$\vec{H} = \sum_{m=1}^{\infty} h_m \nabla_t \Psi'_m + \sum_{n=1}^{\infty} b_n \frac{1}{\mu_{\perp}} \vec{z}_0 \times \nabla_t \Phi''_n, \quad (2.35)$$

де невідомі еволюційні коефіцієнти є функціями часу і поздовжньої координати.

2.1.5. Еволюційні рівняння

Невідомі коефіцієнти розкладу поперечних компонентів поля, що залежать від поздовжньої координати і часу, необхідно шукати з розв'язку системи еволюційних рівнянь, отримуваних підстановкою розкладу поля, у вирази (2.8) – (2.22) і використанням властивостей ортогональності власних функцій. В результаті одержуємо систему зв'язаних рівнянь [3]

$$\left\{ \begin{aligned} & \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \mu_{\parallel} \epsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \epsilon_{\parallel} \left(\sum_{m'=1}^{\infty} e_{m'} K_{m'm} + \sum_{n'=1}^{\infty} a_{n'} K_{n'm} \right) + \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \mu_{\parallel} \frac{\partial}{\partial z} h_m + p_m e_m = \gamma_1; \\ & \frac{\partial}{\partial z} \mu_{\parallel} \epsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \epsilon_{\parallel} e_m + \frac{\partial}{\partial z} \mu_{\parallel} \frac{\partial}{\partial z} \left(\sum_{m'=1}^{\infty} h_{m'} L_{mm'} + \sum_{n'=1}^{\infty} b_{n'} L_{mn'} \right) - \mu_{\parallel} p_m h_m = \gamma_2; \\ & \epsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \epsilon_{\parallel} \frac{\partial}{\partial z} a_n + \epsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \epsilon_{\parallel} \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \mu_{\parallel} \left(\sum_{m'=1}^{\infty} h_{m'} \tilde{K}_{nm'} + \sum_{n'=1}^{\infty} b_{n'} \tilde{K}_{nn'} \right) + q_n b_n = \gamma_3; \\ & \frac{\partial}{\partial z} \epsilon_{\parallel} \frac{\partial}{\partial z} \left(\sum_{m'=1}^{\infty} e_{m'} \tilde{L}_{m'n} + \sum_{n'=1}^{\infty} a_{n'} \tilde{L}_{n'n} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \epsilon_{\parallel} \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \mu_{\parallel} b_n - \epsilon_{\parallel} q_n a_n = \gamma_4, \end{aligned} \right. \quad (2.36)$$

де використано розкладання сторонніх джерел за модами

$$\gamma_1 = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{\partial}{\partial t} \mu_{\parallel} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} \rho d\rho \mu_{\perp} \vec{j}_0 \cdot \frac{1}{\varepsilon_{\perp}} \nabla_t \Phi_m'^{*}; \quad (2.37)$$

$$\gamma_2 = -\frac{1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial z} \mu_{\parallel} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} \rho d\rho \vec{j}_0 \cdot \nabla_t \Psi_m'^{*}; \quad (2.38)$$

$$\gamma_3 = -\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} \rho d\rho \varepsilon_{\perp} \left(\nabla_t \frac{1}{\varepsilon_{\perp}} \vec{j}_{0z} \right) \cdot \nabla_t \Psi_n''^{*}; \quad (2.39)$$

$$\gamma_4 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} \rho d\rho \frac{1}{\mu_{\perp}} \nabla_t \Phi_n''^{*} \cdot \nabla_t \frac{1}{\varepsilon_{\perp} \varepsilon_0} \rho_0, \quad (2.40)$$

і коефіцієнти взаємного перетворення мод

$$K_{m'm} = -\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} \rho d\rho \mu_{\perp} \nabla_t \Phi_m'^{*} \cdot \nabla_t \Psi_m'^{*}; \quad (2.41)$$

$$\tilde{K}_{nn'} = -\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} \rho d\rho \varepsilon_{\perp} \nabla_t \Psi_n''^{*} \cdot \nabla_t \Phi_{n'}''; \quad (2.42)$$

$$L_{mm'} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} \rho d\rho \frac{1}{\varepsilon_{\perp}} \nabla_t \Phi_m'^{*} \cdot \nabla_t \Psi_{m'}'; \quad (2.43)$$

$$\tilde{L}_{n'n} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} \rho d\rho \frac{1}{\mu_{\perp}} \nabla_t \Psi_{n'}'' \cdot \nabla_t \Phi_n''^{*}; \quad (2.44)$$

$$K_{n'm} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} \rho d\rho \varepsilon_{\perp} \mu_{\perp} \vec{z}_0 \cdot \left[\nabla_t \Psi_{n'}'' \times \nabla_t \Psi_m'^{*} \right]; \quad (2.45)$$

$$\tilde{K}_{nm'} = -\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} \rho d\rho \varepsilon_{\perp} \mu_{\perp} \vec{z}_0 \cdot \left[\nabla_t \Psi_n''^{*} \times \nabla_t \Psi_{m'}' \right]; \quad (2.46)$$

$$L_{mn'} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} \rho d\rho \frac{1}{\varepsilon_{\perp} \mu_{\perp}} \vec{z}_0 \cdot \left[\nabla_t \Phi_{n'}'' \times \nabla_t \Phi_m'^{*} \right]; \quad (2.47)$$

$$\tilde{L}_{m'n} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\infty \rho d\rho \frac{1}{\varepsilon_\perp \mu_\perp} \vec{z}_0 \cdot [\nabla_t \Phi_n^{**} \times \nabla_t \Phi_{m'}']. \quad (2.48)$$

Джерела можуть задаватися не лише в правих частинах рівнянь, але і в початкових і граничних умовах. Коефіцієнти взаємного перетворення модів на поперечних неоднорідностях середовища знаходиться в лівих частинах рівнянь, що робить цю систему рівнянь в загальному випадку нескінченновимірною.

2.2. Поширення нестаціонарних електромагнітних полів через радіально неоднорідне середовище

У багатьох задачах випромінювання широко застосовується сферична система координат через те, що вона найбільш зручним способом відбиває фізичну суть процесу випромінювання. Також можливо розв'язувати задачі випромінювання прямо у часовому просторі при використанні методу еволюційних рівнянь або методу модового базису, для якого базис у циліндричній системі координат був побудований у [147, 39]. У даному підрозділі побудується базис і буде отримана система еволюційних рівнянь у сферичній системі координат [148]. Такий підхід був застосований у роботі [149], але отриманий розклад поля не є повним.

Метою даного підрозділу є перетворення за допомогою еволюційного підходу вихідної нестаціонарної тривимірної задачі електродинаміки у сферичній системі координат до задачі для одновимірних нестаціонарних рівнянь шляхом побудови модового базису для електромагнітного поля з довільною часовою залежністю в сферичній системі координат.

2.2.1. Сутність еволюційного підходу

Еволюційний підхід дозволяє знайти усі компоненти випромінюваного поля у ближній і дальній зоні шляхом розв'язання нестационарних одновимірних рівнянь у часткових похідних. Отримати ці еволюційні рівняння можна шляхом побудови базису в поперечній площині, що дозволяє відокремити залежності полів від двох просторових координат. До цього ми отримали можливість розв'язувати задачі випромінювання прямо у часовому просторі при використанні методу еволюційних рівнянь у циліндричній системі координат [147,39]. Зараз в якості двох координат, залежності від яких будуть відокремлені, вибрані азимутальний та зенітний кути. На відміну від роботи [149], будуть враховані сферичні моди із константними значеннями радіальних компонентів полів, що забезпечує повноту отриманого розкладу електромагнітного поля, яка надзвичайно важлива в точках, наближених до його джерела.

2.2.2. Постановка задачі поширення поля у радіально неоднорідному середовищі

Вихідна постановка задачі передбачає, що у просторі, який заповнений радіально неоднорідним нестационарним середовищем, матеріальні рівняння і рівняння неперервності отримують такий вигляд:

$$\vec{\mathbf{D}}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \varepsilon(r, t) \vec{\mathbf{E}}(\vec{r}, t), \quad (2.49)$$

$$\vec{\mathbf{B}}(\vec{r}, t) = \mu_0 \mu(r, t) \vec{\mathbf{H}}(\vec{r}, t), \quad (2.50)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho = -\operatorname{div} \vec{\mathbf{J}}, \quad (2.51)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho^m = -\operatorname{div} \vec{\mathbf{J}}^m, \quad (2.52)$$

де

$$\vec{r} \equiv \vec{r}(r, \varphi, \theta). \quad (2.53)$$

Запишемо рівняння Максвелла у довільній області простору:

$$\text{rot}\vec{\mathbf{H}} = \frac{\partial}{\partial t} \varepsilon_0 \varepsilon \vec{\mathbf{E}} + \vec{\mathbf{J}}; \quad (2.54)$$

$$\text{rot}\vec{\mathbf{E}} = -\frac{\partial}{\partial t} \mu_0 \mu \vec{\mathbf{H}} - \vec{\mathbf{J}}^m; \quad (2.55)$$

$$\text{div}(\varepsilon_0 \varepsilon \vec{\mathbf{E}}) = \rho; \quad (2.56)$$

$$\text{div}(\mu_0 \mu \vec{\mathbf{H}}) = \rho^m. \quad (2.57)$$

Дана задача доповнюється початковими і граничними умовами. Згідно процедури, що вперше була запропонована у [31], побудуємо модовий базис у поперечному перерізі. Це дозволить перетворити вихідну тривимірну нестационарну задачу у одновимірну нестационарну задачу, як це було зроблено для випадку розповсюдження нестационарних хвиль у хвилеводах [32].

2.2.3 Виключення поздовжніх компонентів поля

Спростимо вихідну систему рівнянь Максвелла. Записуючи довільний тривимірний вектор у вигляді суми двовимірного кутового і одновимірного радіального векторів, вводимо такі представлення:

$$\vec{\mathbf{E}} = \vec{E} + \vec{r}_0 E_r; \quad (2.58)$$

$$\vec{\mathbf{H}} = \vec{H} + \vec{r}_0 H_r; \quad (2.59)$$

$$\vec{\mathbf{J}} = \vec{J} + \vec{r}_0 J_r; \quad (2.60)$$

$$\vec{\mathbf{J}}^m = \vec{J}^m + \vec{r}_0 J_r^m, \quad (2.61)$$

де $\vec{r}_0$ – одиничний вектор.

Треба врахувати, що

$$\nabla = \vec{\theta}_0 \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} + \vec{\phi}_0 \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} + \vec{r}_0 \frac{\partial}{\partial r} = \frac{1}{r} \nabla_t + \vec{r}_0 \frac{\partial}{\partial r}, \quad (2.62)$$

де ∇_t – кутовий оператор Гамільтона. Проектуючи (2.54) – (2.57) на поздовжню

вісь та сферу, ми отримуємо такі вирази:

$$\frac{\partial}{\partial r}(r^2 \mu_0 \mu H_r) = -r \nabla_t \cdot (\mu_0 \mu \vec{H}) + r^2 \rho^m; \quad (2.63)$$

$$\frac{\partial}{\partial r}(r^2 \varepsilon_0 \varepsilon E_r) = -r \nabla_t \cdot (\varepsilon_0 \varepsilon \vec{E}) + r^2 \rho; \quad (2.64)$$

$$r \frac{\partial}{\partial t}(\mu_0 \mu H_r) = -\vec{r}_0 \cdot [\nabla_t \times \vec{E}] - r J_r^m; \quad (2.65)$$

$$r \frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon_0 \varepsilon E_r) = \vec{r}_0 \cdot [\nabla_t \times \vec{H}] - r J_r; \quad (2.66)$$

$$[\nabla_t \times \vec{r}_0] H_r = r \left(\frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon_0 \varepsilon \vec{E}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}[(r \vec{H}) \times \vec{r}_0] + \vec{J} \right) \quad (2.67)$$

$$[\nabla_t \times \vec{r}_0] E_r = r \left(-\frac{\partial}{\partial t}(\mu_0 \mu \vec{H}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}[(r \vec{E}) \times \vec{r}_0] - \vec{J}^m \right) \quad (2.68)$$

Підставляючи в (2.67) – (2.68) вирази (2.63) – (2.66), виключаємо E_r та H_r з рівнянь (2.63) – (2.68) і отримаємо

$$[\vec{r}_0 \times \nabla_t] \nabla_t \cdot \vec{H} = \frac{1}{r \mu} \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu r^3 \left\{ \frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon_0 \varepsilon \vec{E}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}[(r \vec{H}) \times \vec{r}_0] + \vec{J} \right\} \right) - \frac{r}{\mu_0 \mu} [\nabla_t \times \vec{r}_0] \rho^m \quad (2.69)$$

$$\nabla_t [\vec{r}_0 \times \nabla_t] \cdot \vec{E} = -r^2 \frac{\partial}{\partial t} \left(\mu_0 \mu \left[\vec{r}_0 \times \left\{ \frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon_0 \varepsilon \vec{E}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}[(r \vec{H}) \times \vec{r}_0] + \vec{J} \right\} \right] \right) - r \nabla_t J_r^m \quad (2.70)$$

$$[\nabla_t \times \vec{r}_0] \nabla_t \cdot \vec{E} = \frac{1}{r \varepsilon} \frac{\partial}{\partial r} \left(\varepsilon r^3 \left\{ \frac{\partial}{\partial t}(\mu_0 \mu \vec{H}) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}[(r \vec{E}) \times \vec{r}_0] + \vec{J}^m \right\} \right) + \frac{r}{\varepsilon_0 \varepsilon} [\nabla_t \times \vec{r}_0] \rho \quad (2.71)$$

$$\nabla_t [\nabla_t \times \vec{r}_0] \cdot \vec{H} = r^2 \frac{\partial}{\partial t} \left(\varepsilon_0 \varepsilon \left[\vec{r}_0 \times \left\{ \frac{\partial}{\partial t}(\mu_0 \mu \vec{H}) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}[(r \vec{E}) \times \vec{r}_0] + \vec{J}^m \right\} \right] \right) - r \nabla_t J_r \quad (2.72)$$

Таким чином, ми ставимо задачу у вигляді (2.69) – (2.72), доповнюючи її початковими і граничними умовами для полів. Радіальні компоненти

електромагнітного поля розраховуються шляхом інтегрування формул (2.63) – (2.66).

2.2.4 Чотиривимірні вектори електромагнітного поля

Для спрощення аналізу введемо довільні вектори напруженості електричного і магнітного поля $\vec{E}$ і $\vec{H}$, які формують довільний чотиривимірний вектор електромагнітного поля

$$X(\varphi, \theta) = \begin{pmatrix} \vec{E}(\varphi, \theta) \\ \vec{H}(\varphi, \theta) \end{pmatrix}. \quad (2.73)$$

Введемо гільбертовий функціональний простір $L_2^4(S)$ вектор-функцій $X(\varphi, \theta)$ з енергетичною метрикою

$$\langle X_1, X_2 \rangle = \frac{1}{4\pi} \int_S dS (\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2^* + \vec{H}_1 \cdot \vec{H}_2^*), \quad (2.74)$$

де символ $*$ позначає комплексне спряження, S – одинична сфера з центром у початку координат.

Із погляду на попередні перетворення, розглянемо два матричних диференціальних оператора у просторі $L_2^4(S)$

$$\tilde{W}_H X = \begin{pmatrix} 0 & [\vec{r}_0 \times \nabla_t] \nabla_t \cdot \\ \nabla_t [\vec{r}_0 \times \nabla_t] \cdot & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} [\vec{r}_0 \times \nabla_t] \nabla_t \cdot \vec{H} \\ \nabla_t [\vec{r}_0 \times \nabla_t] \cdot \vec{E} \end{pmatrix}; \quad (2.75)$$

$$\tilde{W}_E X = \begin{pmatrix} 0 & \nabla_t [\nabla_t \times \vec{r}_0] \cdot \\ [\nabla_t \times \vec{r}_0] \nabla_t \cdot & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \nabla_t [\nabla_t \times \vec{r}_0] \cdot \vec{H} \\ [\nabla_t \times \vec{r}_0] \nabla_t \cdot \vec{E} \end{pmatrix}, \quad (2.76)$$

де W_H і W_E – лінійні оператори у $L_2^4(S)$, що задаються матричними операціями $\tilde{W}_H$ і $\tilde{W}_E$ відповідно та включають відповідні граничні умови. Оператори W_H і W_E мають набір ортонормованих власних функцій

$$Y_{\pm mk} = \begin{pmatrix} \nabla_t \Psi_{mk} \times \vec{r}_0 \\ \pm \nabla_t \Psi_{mk} \end{pmatrix}, \quad (2.77)$$

$$Z_{\pm nl} = \begin{pmatrix} \nabla_t \Psi_{nl} \\ \pm \vec{r}_0 \times \nabla_t \Psi_{nl} \end{pmatrix} \quad (2.78)$$

і дійсні власні числа

$$p_{\pm m} = \pm m(m+1), \quad (2.79)$$

$$q_{\pm n} = \pm n(n+1), \quad (2.80)$$

де

$$\Psi_{mk} = \sqrt{\frac{2m+1}{2} \frac{(m-|k|)!}{(m+|k|)!}} P_m^{|k|}(\cos \theta) e^{ik\varphi}, \quad (2.81)$$

$P_m^k(x)$ – приєднані функції Лежандра, $n, m=1, 2, \dots$, $k = \overline{-m, m}$, $l = \overline{-n, n}$. Вектор-функції Y_{mk} , Z_{nl} формують ортонормований базис у гільбертовому функціональному просторі $L_2^4(S)$ згідно теореми Вейля про ортогональні розбиття гільбертового простору, враховуючи вибране представлення власних векторів

$$Y_{\pm mk} = \begin{pmatrix} \nabla_t \Psi_{mk} \times \vec{r}_0 \\ \pm \nabla_t \Psi_{mk} \end{pmatrix} \quad (2.82)$$

та

$$Z_{\pm nl} = \begin{pmatrix} \nabla_t \Psi_{nl} \\ \pm \vec{r}_0 \times \nabla_t \Psi_{nl} \end{pmatrix} \quad (2.83)$$

через довільні скалярні функції Ψ_{mk} [36].

2.2.5 Еволюційні рівняння у сферичній системі координат

Шукані коефіцієнти розкладу електромагнітного поля за модовим базисом знаходяться з розв'язків еволюційних рівнянь. Система еволюційних рівнянь знаходиться шляхом проектування вихідних рівнянь Максвелла на отриманий ортонормований базис. Таким чином, задача зводиться до розв'язання наступної

системи рівнянь, що доповнюється співвідношеннями між еволюційними коефіцієнтами і компонентами поля, модовими компонентами зарядів і струмів [150]:

Н-хвилі

$$\left\{ \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial r} \frac{1}{\mu} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{p_{mk}}{r^2 \mu} \right\} (r^2 \mu B_{mk}) =$$

$$= -\frac{1}{2\pi\mu_0} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{r^2}{\mu} \int_S \rho^m \Psi_{mk}^* dS \right) - r \mu_0 \int_S \vec{J} \cdot [\nabla_t \times \vec{r}_0] \Psi_{mk}^* dS + \frac{r^2}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \left(\varepsilon \int_S J_r^m \Psi_{mk}^* dS \right) \right\}; \quad (2.84)$$

$$\left\{ \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial r} \frac{1}{\mu} \frac{\partial}{\partial r} \right\} (r^2 \mu B_0) = -\frac{1}{4\pi\mu_0} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{r^2}{\mu} \int_S \rho^m dS \right) - \frac{r^2 \varepsilon_0}{4\pi} \frac{\partial}{\partial t} \left(\varepsilon \int_S J_r^m dS \right); \quad (2.85)$$

$$\vec{E} = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{k=-m}^m [\nabla_t \Psi_{mk} \times \vec{r}_0] \left\{ -r \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} (\mu B_{mk}) - \frac{r}{2\pi} \int_S J_r^m \Psi_{mk}^* dS \right\}; \quad (2.86)$$

$$\vec{H} = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{k=-m}^m \nabla_t \Psi_{mk} \left\{ \frac{1}{\mu r} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \mu B_{mk}) - \frac{r}{2\pi\mu_0\mu} \int_S \rho^m \Psi_{mk}^* dS \right\}; \quad (2.87)$$

$$H_r = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{k=-m}^m B_{mk} p_m \Psi_{mk} + B_0, \quad (2.88)$$

Е-хвилі

$$\left\{ \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \mu \frac{\partial}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial r} \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{q_{nl}}{r^2 \varepsilon} \right\} (r^2 \varepsilon A_{nl}) =$$

$$= -\frac{1}{2\pi\varepsilon_0} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{r^2}{\varepsilon} \int_S \rho \Psi_{nl}^* dS \right) + r \varepsilon_0 \int_S \vec{J}^m \cdot [\nabla_t \times \vec{r}_0] \Psi_{nl}^* dS + \frac{r^2}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \left(\mu \int_S J_r \Psi_{nl}^* dS \right) \right\}; \quad (2.89)$$

$$\left\{ \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \mu \frac{\partial}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial r} \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial}{\partial r} \right\} (r^2 \varepsilon A_0) = -\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{r^2}{\varepsilon} \int_S \rho dS \right) - \frac{r^2 \mu_0}{4\pi} \frac{\partial}{\partial t} \left(\mu \int_S J_r dS \right); \quad (2.90)$$

$$\vec{E} = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{l=-n}^n \nabla_t \Psi_{nl} \left\{ \frac{1}{\varepsilon r} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \varepsilon A_{nl}) - \frac{r}{2\pi\varepsilon_0\varepsilon} \int_S \rho \Psi_{nl}^* dS \right\}; \quad (2.91)$$

$$\vec{H} = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{l=-n}^n [\vec{r}_0 \times \nabla_t \Psi_{nl}] \left\{ -r \varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} (\varepsilon A_{nl}) - \frac{r}{2\pi} \int_S J_r \Psi_{nl}^* dS \right\}; \quad (2.92)$$

$$E_r = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{l=-n}^n A_{nl} q_n \Psi_{nl} + A_0. \quad (2.93)$$

Для повноти постановки задачі також необхідні початкові і (або) граничні умови для цих еволюційних рівнянь, які отримуються шляхом проектування заданих полів на базис, таким чином, здійснюючи перехід від полів до коефіцієнтів їх розкладу по базису. Можна зазначити, що така ж система рівнянь була отримана в [149], але без коефіцієнтів A_0 і B_0 .

2.2.6 Аналітичні розв'язки еволюційних рівнянь у сферичній системі координат

Для початку розглянемо розповсюдження Н-хвиль у вільному просторі ($\varepsilon \equiv 1$, $\mu \equiv 1$) без джерел електричного і магнітного струму. Початкові умови для B_{mk} є однорідними. Джерело поля задано на сфері радіусу r_0 у вигляді

$$B_{mk}(r_0, t) = F_{mk}(t), \quad (2.94)$$

де $F_{mk}(t)$ є довільними функціями часу, m і k описують кутову залежність поля джерела на сфері. Зважаючи на постановку задачі, будемо брати до уваги тільки хвилі, що виходять з джерела, бо відсутні хвилі, що падають з нескінченності на джерело.

Для подальшого спрощення задачі, застосуємо перетворення Лапласа до записаних вище еволюційних рівнянь відносно коефіцієнту $B_{mk}(r, t)$. Ми отримаємо

$$\left\{ r^2 \frac{\partial^2}{\partial r^2} - \left(\frac{r^2 s^2}{c^2} + m(m+1) \right) \right\} (r^2 B_{mk}(r, s)) = 0, \quad (2.95)$$

де s – параметр перетворення Лапласа. Загальним розв'язком цього рівняння [151] є

$$B_{mk}(r, s) = r^{-3/2} \left(C_1(s) J_{m+1/2} \left(i \frac{s}{c} r \right) + C_2(s) J_{-m-1/2} \left(i \frac{s}{c} r \right) \right), \quad (2.96)$$

де $J_\nu(z)$ – функція Бесселя першого роду. Використовуючи відомі подання функції Бесселя напівцілого порядку, можна записати розв’язок у вигляді

$$B_{mk}(r, s) = r^{m-1} \left(\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \right)^m \left(\frac{1}{r} \left(\tilde{C}_1 e^{-\frac{s}{c}r} + \tilde{C}_2 e^{\frac{s}{c}r} \right) \right). \quad (2.97)$$

Беручи до уваги тільки хвилі, що виходять з джерела, будемо вважати, що $\tilde{C}_2 \equiv 0$. Коефіцієнт $\tilde{C}_1$ знаходиться з граничних умов. В результаті можна отримати

$$B_{mk}(r, s) = F_{mk}(s) \left(\frac{r}{r_0} \right)^{m-1} \frac{\left(\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \right)^m \left(\frac{1}{r} e^{-\frac{s}{c}r} \right)}{\left(\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \right)^m \left(\frac{1}{r} e^{-\frac{s}{c}r} \right) \Big|_{r=r_0}}. \quad (2.98)$$

Після диференціювання вираз для $B_{mk}(r, s)$ перетворюється до наступного

$$B_{mk}(r, s) = \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 F_{mk}(s) e^{-\frac{s}{c}(r-r_0)} + \left(\frac{r_0}{r} \right)^{m+2} F_{mk}(s) e^{-\frac{s}{c}(r-r_0)} \frac{Q_{m-1}\left(\frac{sr}{c}\right)}{P_m\left(\frac{sr_0}{c}\right)}, \quad (2.99)$$

де $Q_{m-1}(x)$ і $P_m(x)$ поліноми степеня $m-1$ і m відповідно,

$$P_m\left(\frac{sr}{c}\right) = (-1)^m e^{\frac{s}{c}r} r^{2m+1} \left(\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \right)^m \left(\frac{1}{r} e^{-\frac{s}{c}r} \right); \quad (2.100)$$

$$Q_{m-1}\left(\frac{sr}{c}\right) = P_m\left(\frac{sr}{c}\right) - \left(\frac{r}{r_0} \right)^m P_m\left(\frac{sr_0}{c}\right). \quad (2.101)$$

Після повернення до простору оригіналів, амплітуда поздовжньої компоненти магнітного поля може бути записана у формі оператора розповсюдження хвилі [152]

$$B_{mk}(r, t) = \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 F_{mk}\left(t - \frac{r-r_0}{c}\right) + \left(\frac{r_0}{r} \right)^{m+2} F_{mk}\left(t - \frac{r-r_0}{c}\right) * G_m(r, t), \quad (2.102)$$

де $*$ позначає операцію згортки,

$$G_m(r, t) = \sum_{l=1}^m \frac{Q_{m-1}\left(\frac{r\alpha_l}{r_0}\right)}{P'(\alpha_l)} e^{\frac{c}{r_0}\alpha_l t}, \quad (2.103)$$

α_l – прості корені поліному $P_m(x)$. Наприклад,

$$G_1(r, t) = \frac{c}{r_0^2} (r_0 - r) e^{-\frac{c}{r_0} t}, \quad (2.104)$$

$$G_2(r, t) = 2\sqrt{3} \frac{c}{r_0^3} (r_0 - r) e^{-\frac{3c}{2r_0} t} \left(r \sin\left(\frac{\sqrt{3} ct}{2 r_0} - \frac{\pi}{6}\right) - r_0 \sin\left(\frac{\sqrt{3} ct}{2 r_0}\right) \right). \quad (2.105)$$

Видно, що перша складова у виразі для $B_{mk}(r, t)$ співпадає з розв'язком задачі для сферично симетричного джерела $B_0(r, t)$, інші складові описують частини нестационарної хвилі, які запізнюються.

Що стосується задачі у випадку ненульових граничних умов Неймана, можна одержати [153]

$$B_{mk}(r, t) = r \left(\frac{r_0}{r} \right)^{m+3} G_{mk} \left(t - \frac{r - r_0}{c} \right) * \hat{G}_m(r, t), \quad (2.106)$$

де

$$\hat{G}_1(r, t) = 2 \frac{c}{\sqrt{3} r_0^2} e^{-\frac{3c}{2r_0} t} \left(\sqrt{3} r \sin\left(\frac{\sqrt{3} ct}{2 r_0} - \frac{\pi}{6}\right) - r_0 \sin\left(\frac{\sqrt{3} ct}{2 r_0}\right) \right). \quad (2.107)$$

2.2.7 Числове моделювання

Для ілюстрації у якості прикладу розглянемо малу петлю радіусу $r_0 = 0,01$ м з нескінченно малою товщиною, через яку протікає збуджуючий нестационарний струм з часовою залежністю у формі короткого імпульсу

$$f(t) = \frac{1}{2} \left(1 - \cos\left(\frac{2\pi t}{T}\right) \right) (H(t) - H(t - T)), \quad (2.108)$$

де $T = 1$ нс.

Легко переконатись, що таке джерело повинно випромінювати лише Н-хвилю, і що воно не збуджує нульової моди. Задача випромінювання може бути поставлена або у формі задачі для неоднорідного еволюційного рівняння у частинних похідних з однорідними початковими і граничними умовами або у формі задачі для однорідного рівняння з однорідними початковими та неоднорідними граничними умовами Неймана. Розглянемо для прикладу останню постановку задачі, для чого перетворимо заданий струм петлі у еквівалентне магнітне поле на сфері радіусу r_0 .

Очевидно, що збудження петлі точковим джерелом з вищевказаною часовою залежністю супроводжується появою значного індукованого струму, яке помітно змінює часову залежність повного струму. Ця зміна часової залежності струму може бути розрахована напряду за допомогою тривимірного методу кінцевих різниць у часовому просторі (FDTD). Нормована часова залежність збуджуючого струму і повного струму, тобто суми збуджуючого та наведеного, які були розраховані за допомогою тривимірного методу кінцевих різниць, показані на Рис. 2.1. Треба зауважити, що ані крива 1, ні крива 2 точно не визначають часову залежність поверхневих струмів в умовах практичної реалізації такого випромінювача через несинхронність збудження петлі точковим джерелом, але у подальшому ми будемо зневажати цим через те, що розміри петлі значно менші просторового розміру збуджуючого імпульсу.

Одновимірні еволюційні рівняння також можуть бути розв'язані числовим методом за допомогою зміни операцій диференціювання за часом або радіальною координатою кінцевими різницями, тобто одновимірним методом кінцевих різниць у часовому просторі (1D FDTD), як це було зроблено для іншої задачі відносно рівняння Клейна-Гордона [154]. Результати такого моделювання представлені на Рис. 2.2 та Рис. 2.3, де зображені часові залежності амплітуди поздовжньої компоненти магнітного поля для точок спостереження $r=0,167$ м і $r=0,83$ м відповідно при $\theta=0^\circ$.

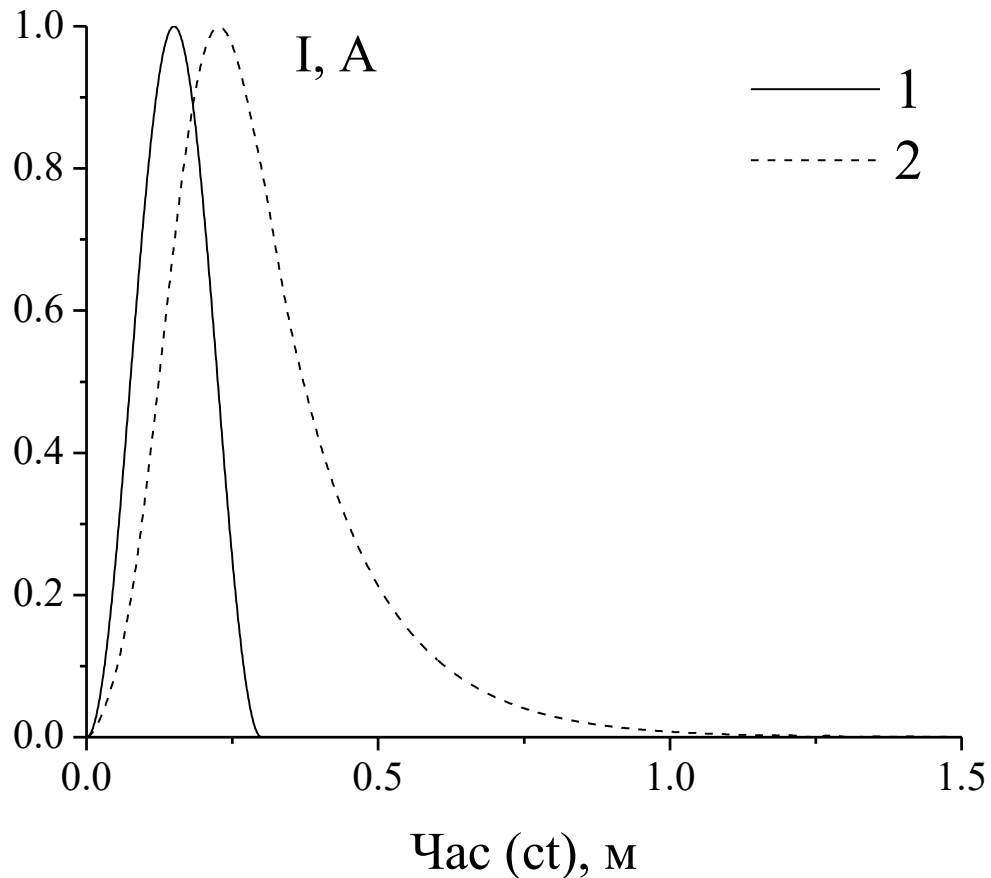


Рис. 2.1 Нормовані часові залежності струму збуджуючого джерела (крива 1) і повного струму з урахуванням наведених струмів (крива 2)

Криві 1 відповідають часовій залежності збуджуючого струму, отриманій за допомогою описаного вище аналітичного підходу, криві 2 отримані за допомогою одновимірного FDTD методу для такої ж форми збуджуючого струму, криві 3 одержані тривимірним числовим моделюванням методом FDTD, беручи до уваги спотворення часової форми струму та несинхронність збудження всієї поверхні петлі. Видно, що криві 1 і 2 на обох рисунках демонструють плавну зміну часової форми амплітуди поля від форми збуджуючого струму у ближній зоні (див. Рис. 2.2) до форми його першої похідної (див. Рис. 2.3) у дальній зоні.

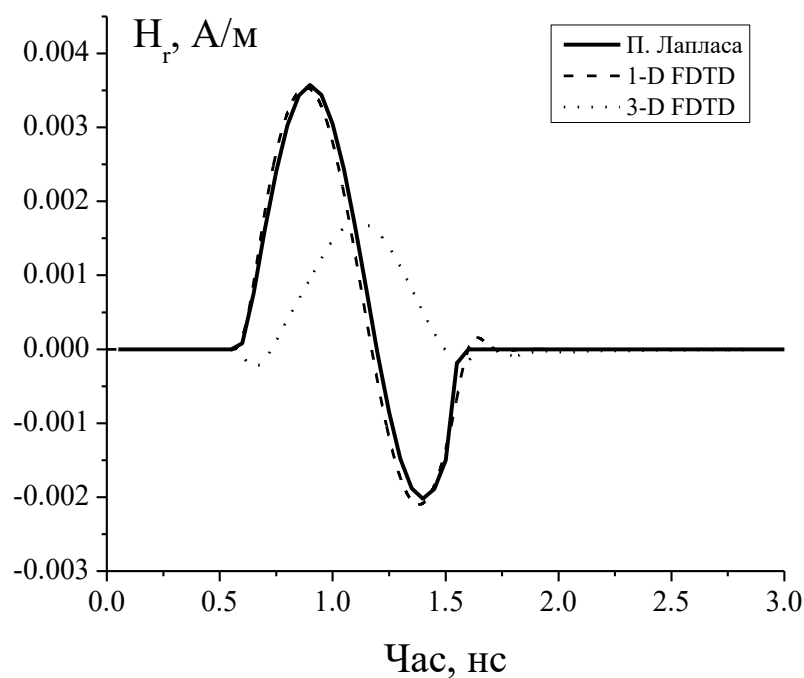


Рис. 2.2 Часова залежність поздовжньої компоненти магнітного поля для $r=0,167\text{ м}$, $\theta=0^0$ (1 – метод перетворення Лапласа, 2 – одновимірний FDTD, 3 – тривимірний FDTD метод)

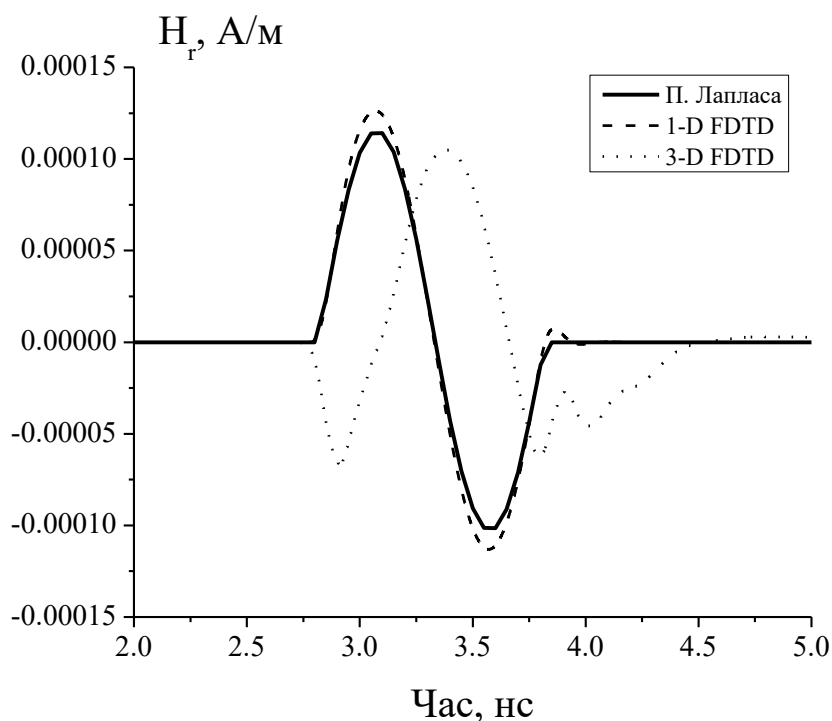


Рис. 2.3 Часова залежність поздовжньої компоненти магнітного поля для $r=0,83\text{ м}$, $\theta=0^0$ (1 – метод перетворення Лапласа, 2 – одновимірний FDTD, 3 – тривимірний FDTD метод)

Розглянемо значно більш складний випадок, коли вищеописаний випромінювач оточений сферичним шаром радіально неоднорідного середовища з діелектричною проникністю

$$\varepsilon(r) = 1 + \varepsilon_1 e^{\frac{-4(r-r_1)^2}{h^2}} \quad (2.109)$$

[155], де $\varepsilon_1 = 4$, ефективний радіус сфери $r_1 = 0,6$ м і ефективна товщина шару $h = 0,01$ м. Дана проблема може бути достатньо просто і швидко розв'язана одновимірним FDTD методом. Розмір кроку при розрахунках вибирався із врахуванням швидкості найшвидшої зміни характеристик середовища вздовж радіального напрямку r і часової залежності збуджуючого струму.

Часові залежності амплітуди радіальної компоненти магнітного поля представлені на Рис. 2.4 та Рис. 2.5 для точок спостереження $r = 0,167$ м і $r = 0,83$ м, тобто всередині та ззовні сфери відповідно. Криві 1 отримані для випадку вихідної часової форми збуджуючого струму (крива 1 на Рис. 2.1), криві 3 відповідають виправленій формі струму (крива 2 на Рис. 2.1), криві 3 одержані за допомогою тривимірного моделювання, беручи до уваги також несинхронність збудження петлі. Причому, криві 2 розраховані у наближенні покриття випромінювача сферичним діелектричним шаром з однорідного середовища з $\varepsilon = 5$ та з товщиною шару $h = 0,01$ м.

Хвилі, що прийшли від петлі ($ct = 0,17$ м), відбиті від сферичного шару один раз ($ct = 1$ м) та два рази ($ct = 2,2$ м), добре видно на Рис. 2.4. Хвилі, що пройшли крізь сферичний шар, зображено на Рис. 2.5, причому один імпульс був відбитий від протилежної сторони сфери ($ct = 2,1$ м). Видно, що корекція часової форми збуджуючого струму, що отримана за допомогою тривимірного FDTD методу, для використання в одновимірному FDTD методу розрахунку дає задовільну точність кінцевого результату із значним зменшенням часу розрахунку.

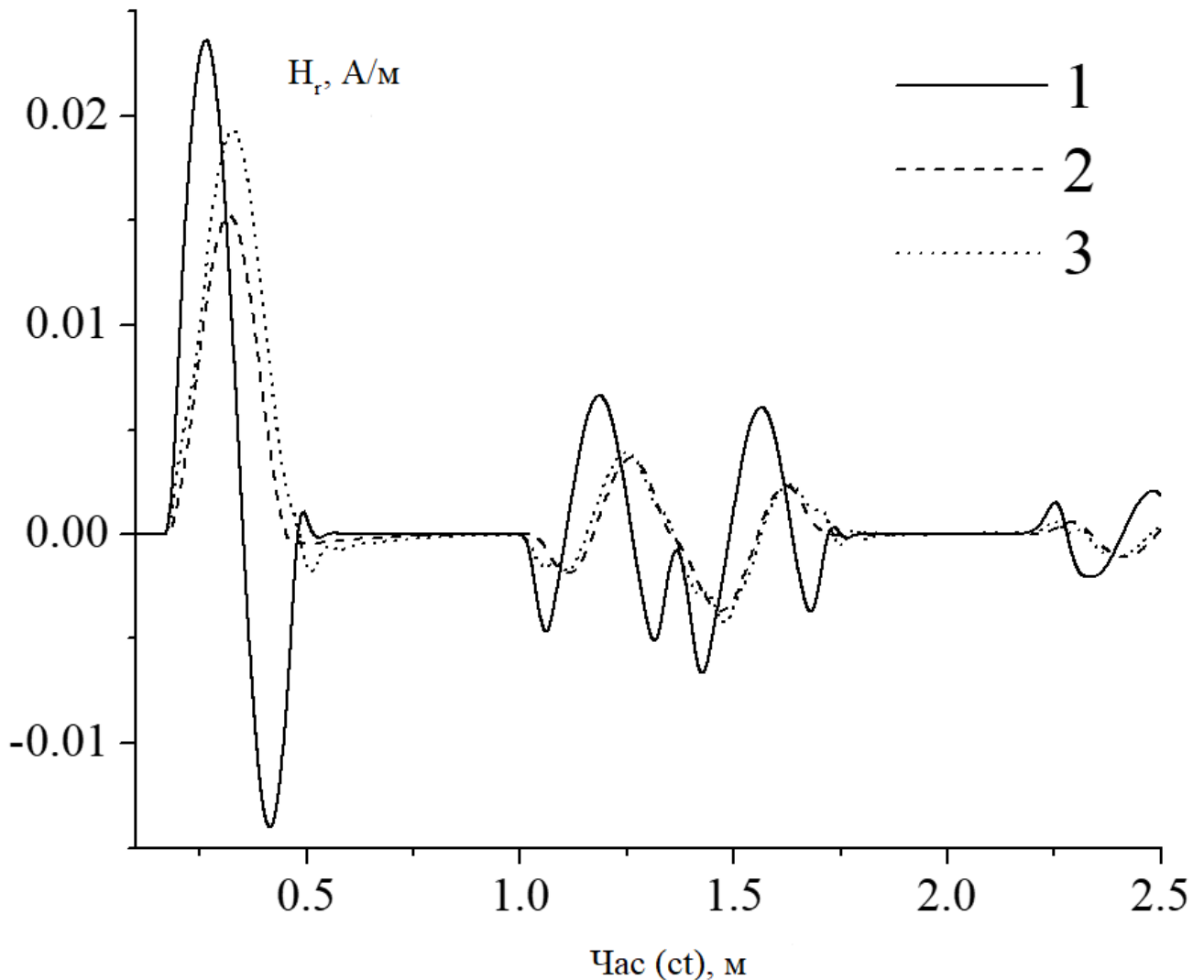


Рис. 2.4 Часова залежність амплітуди радіальної компоненти магнітного поля для $r=0,167$ м, $\theta=0^0$ (1 – числовий розв’язок для заданого струму зовнішнього джерела (1D FDTD метод), 2 – тривимірний числовий розв’язок (3D FDTD метод), 3 – числовий розв’язок для заданого струму, розрахованого із врахуванням індукованих струмів (1D FDTD))

Зменшення амплітуди імпульсів на кривих 2 і 3 пояснюється розширенням збуджуючого імпульсу, що показаний на Рис. 2.1, та несинхронністю збудження петлі (крива 2). Згідно основної ідеї розкладу полів по власним модам, для отримання амплітуд полів ми повинні розрахувати амплітуди певної, можливо, великої кількості мод, але навіть для випадку, коли точки спостереження наближені до петлі, достатньо розрахувати амплітуди тільки декількох мод. Це

проілюстровано на Рис. 2.6, де побудована залежність відношення амплітуди поздовжньої компоненти магнітного поля з урахуванням заданої кількості мод до точного значення амплітуди з урахуванням нескінченної кількості мод для близьких відстаней r від петлі. Видно, що для відстаней спостереження, більших ніж два радіуси петлі, достатньо врахувати тільки три перші моди для отримання задовільної точності.

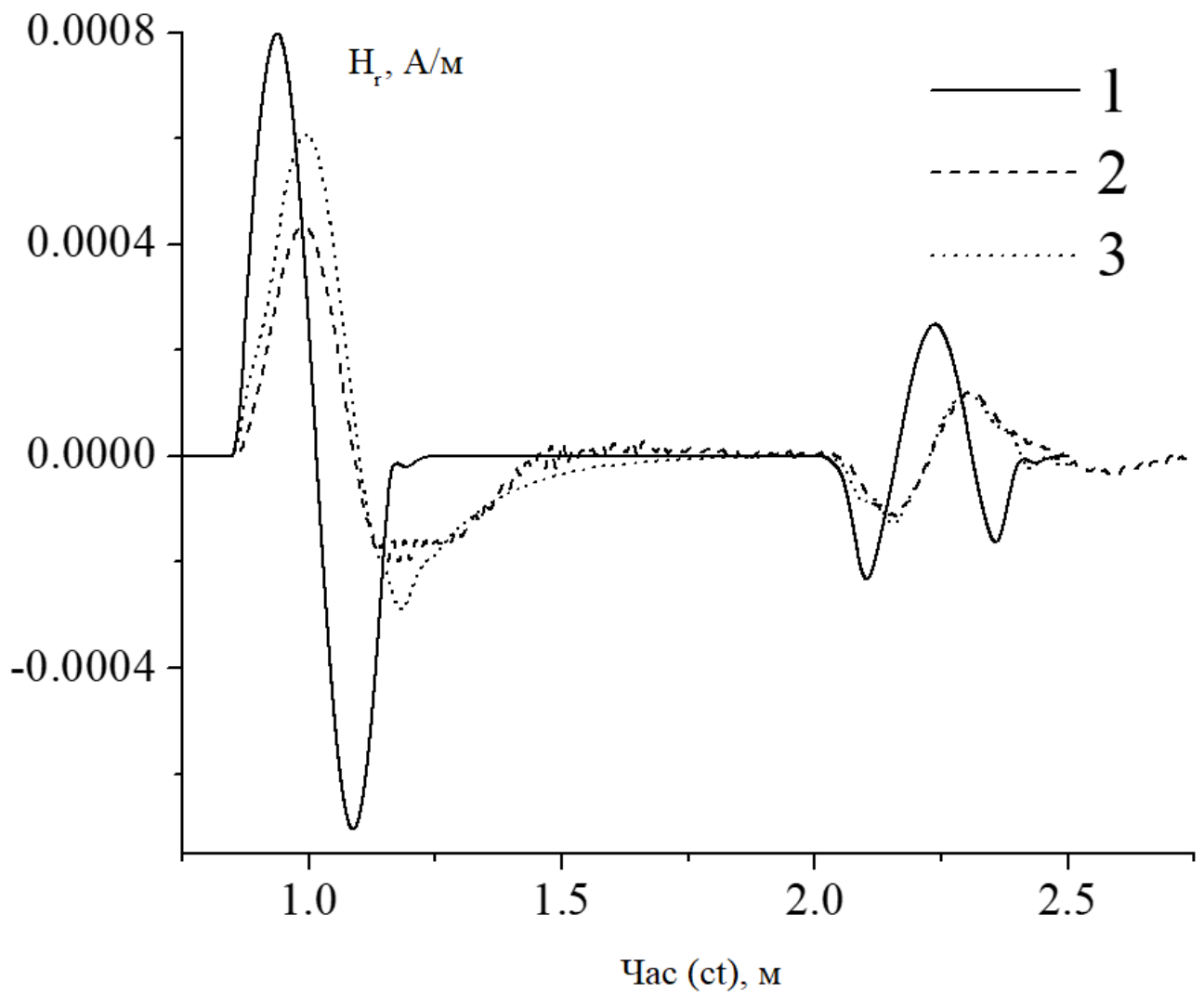


Рис. 2.5 Часова залежність амплітуди радіальної компоненти магнітного поля для $r=0,83$ м, $\theta=0^0$ (1 – числовий розв’язок для заданого струму зовнішнього джерела (1D FDTD метод), 2 – числовий розв’язок із розрахунком наведених струмів (3D FDTD метод), 3 – числовий розв’язок для заданого струму, розрахованого із врахуванням індукованих струмів (1D FDTD)

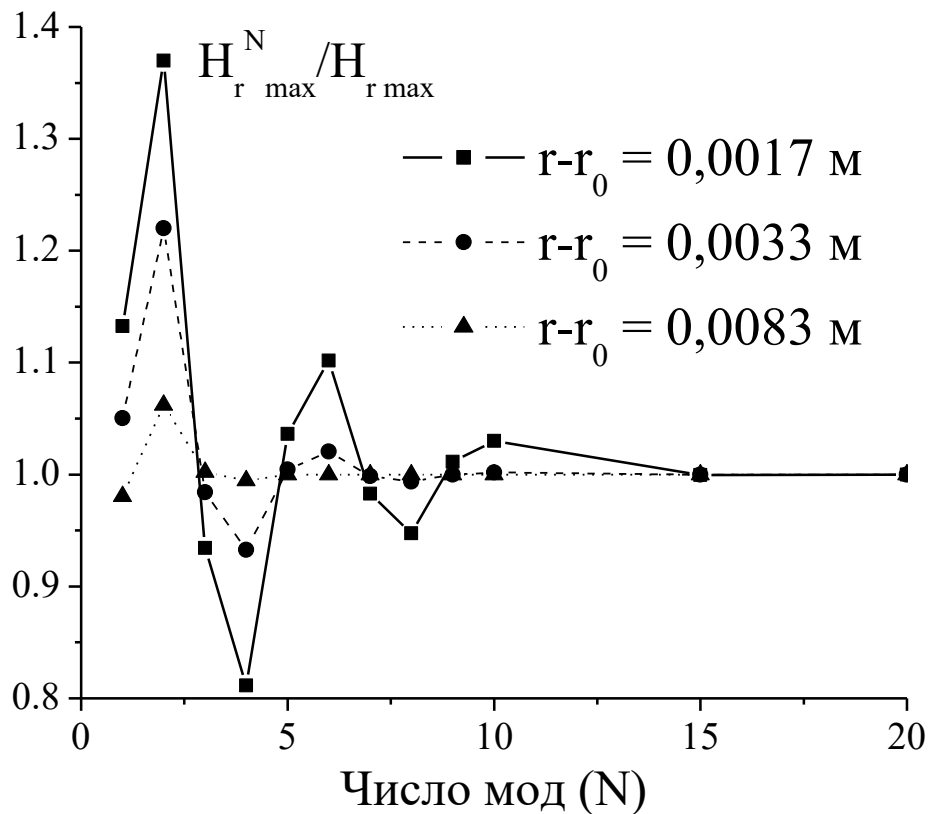


Рис 2.6 – Залежність відношення амплітуди поздовжньої компоненти магнітного поля з урахуванням перших N мод до точного значення амплітуди для різних відстаней спостереження r .

Запропонований підхід відрізняється своєю ефективністю для великорозмірних задач. Наприклад, одновимірний розрахунок запропонованої модельної задачі проводився для максимальної частоти в спектрі сигналу $F_{\max}=400 \text{ ГГц}$ із застосуванням 2 Мб оперативної пам'яті. У той же час, тривимірне моделювання, що проводилось для максимальної частоти в спектрі $F_{\max}=3 \text{ ГГц}$, потребувало у 200 разів більше оперативної пам'яті і у 40 разів більше розрахункового часу. Це значить, що для досягнення такої ж точності результатів за допомогою тривимірного FDTD методу ми повинні забезпечити у 27000 разів більше оперативної пам'яті у порівнянні із використанням методу еволюційних рівнянь та одновимірного FDTD методу [10]. Потреби у розрахунковому часі можна оцінити як більші у 5000 разів, але така оцінка є приблизною і максимально

заниженою через значне зростання ймовірності втрати стійкості розв'язку задачі, що буде потребувати додаткового часу.

2.3 Висновки по розділу

Вперше отримана система зв'язаних еволюційних рівнянь, що описує нестационарні електромагнітні поля у поперечно-неоднорідному та поздовжньо неоднорідному необмеженому середовищі та дає можливість концентрувати та каналізувати імпульсне електромагнітне поле у просторі шляхом перетворення мод, змінювати часову форму і спектральний склад цих хвиль для вирішення задач часової та частотної фільтрації. Завдяки одноразовому розрахунку коефіцієнтів перетворення одного типу хвиль в інший, однієї моди в іншу, вихідна тривимірна нестационарна задача зводиться до одновимірної нестационарної, що приводить до прямопропорційного зростання часу розрахунку і обсягу оперативної пам'яті при збільшенні геометричних розмірів задач замість кубічного, що створює істотні переваги у задачах аналізу та оптимізації згаданих електродинамічних структур.

Вперше довільна тривимірна задача збудження нестационарних електромагнітних хвиль у необмеженому радіально-неоднорідному середовищі зведена до системи нестационарних одновимірних еволюційних рівнянь в сферичній системі координат із врахуванням моди, що містить константну радіальну складову. Це дозволило аналітично розв'язати у часовому просторі задачі випромінювання джерела на сфері із довільним просторовим розподілом і довільною часовою залежністю за допомогою перетворення Лапласа, що необхідно для врахування впливів діелектричного захисного покриття складної просторові форми на антенах бортового базування, який породжує паразитні відбиття імпульсів. Врахування цих процесів дозволяє здійснити цілеспрямовану часову або частотну фільтрацію прийнятих хвиль з метою компенсації вищезгаданих спотворень інформаційних сигналів. Покращення точності у амплітуді та часовій формі хвиль вперше запропоновано досягати комбінацією

аналітичного еволюційного підходу із уточненням амплітудно-часового розподілу на джерелі тривимірним числовим методом із можливістю, за необхідністю, подальшого одновимірного числового обрахунку поширення поля на великі відстані у випадку складної неоднорідності діелектрика, яку можна задавати навіть поточно. Такий комбінований числово-аналітичний підхід продемонстрував для задачі з розташуванням захисного покриття на відстані у дві просторові тривалості випроміненого імпульсу економію у часі розрахунку більше ніж на три порядки, оперативної пам'яті – більше ніж на чотири порядки у порівнянні із популярним прямим числовим підходом на основі тривимірного методу кінцевих різниць у часовому просторі. Ця перевага дозволяє проводити ефективну оптимізацію параметрів імпульсних випромінюючих систем великих електричних розмірів, досягати мінімізації часових спотворень хвиль застосуванням покриттів із плавною зміною діелектричних характеристик вздовж радіусу.

Результати цього розділу опубліковані в роботах автора [10, 147, 146, 3, 150, 152, 153, 155]

РОЗДІЛ 3

РОЗПОВСЮДЖЕННЯ НЕСТАЦІОНАРНИХ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ У НЕЛІНІЙНОМУ СЕРЕДОВИЩІ

3.1 Постановка задачі та вихідні дані

Розгляд цієї задачі проведемо на основі попередніх розв'язків лінійних нестационарних задач для випромінювача у вигляді апертури [43]. Підкреслимо, що для нас важливо зберігати аналітичну часову залежність від сили струму-збудника, не використовуючи перетворення Фур'є. Для зручності порівняння із попередніми результатами розглянемо лише момент включення джерела струму. Якщо для лінійних задач це дозволяє шляхом використання інтегралу Дюамеля узагальнити отриманий розв'язок на довільну часову залежність джерела, то для представленої задачі це не має такої визначної ролі через те, що в ній принцип суперпозиції не може виконуватися.

Сутність еволюційного підходу до задач випромінювання можна коротко викласти наступним чином [39]. У площині $z = 0$ знаходиться джерело із заданим розподілом стороннього нестационарного поля або струму, пов'язаного із густиною сторонніх зарядів за допомогою рівняння неперервності

$$\operatorname{div} \vec{j}_0 + \frac{\partial}{\partial t} \rho_0 = 0. \quad (3.1)$$

Вільний напівпростір може бути заповнений нелінійним шарувато-неоднорідним нестационарним середовищем. Постановка задачі доповнюється початковими і граничними умовами для поля. Ненульові початкові умови слугують для постановки задачі розповсюдження поля, що було збуджене у

певному об'ємі, розподіл у якому у початковий час заданий. Ненульові граничні умови відповідають задачі, коли джерелом є задане нестационарне поле на певній площині, що обмежує об'єм, в якому шукається поле.

Спочатку рівняння Максвелла представляються у нормально-тангенціальній формі, що дає змогу шляхом підстановок виключити з рівнянь поздовжні компоненти електромагнітного поля. Матричний вид отриманих співвідношень дає можливість побудувати два оператори у поперечній площині. Використовуючи можливість розкласти елементи, на які діють ці оператори, у ряд Фур'є-Бесселя, можна довести, що ці оператори є самоспряженими. За допомогою теореми Вейля про ортогональні розбиття гільбертового простору доведена повнота отриманого розкладення полів по власним функціям цих операторів. Підстановка цього розкладу до вихідних рівнянь Максвелла дає можливість отримати коефіцієнти цього розкладу шляхом розв'язання еволюційних рівнянь, що описують незалежне поширення Н- і Е-хвиль у безмежному напівпросторі, що заповнений нестационарним неоднорідним по осі OZ середовищем:

Н- хвилі:

$$\left\{ \begin{aligned} & \partial_{ct} \{ \varepsilon \partial_{ct} (\mu h_m) \} - \partial_z \{ \mu^{-1} \partial_z (\mu h_m) \} + v^2 h_m = \sqrt{\mu_0} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty \rho d\rho [\vec{z}_0 \times \vec{J}] \cdot \nabla_\perp \Psi_m^*(v) - \\ & - \partial_{ct} \left\{ \sqrt{\varepsilon_0} \varepsilon \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty \rho d\rho \Psi_m^*(v) I_z \right\} - \partial_z \left\{ \sqrt{\mu_0} \mu^{-1} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty \rho d\rho \Psi_m^*(v) g \right\} \\ & I_m^h = \mu^{-1} \partial_z \{ \mu h_m \} - \sqrt{\mu_0} \mu^{-1} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty \rho d\rho \Psi_m^*(v) g \\ & V_m^h = -\partial_{ct} \{ \mu h_m \} - \sqrt{\varepsilon_0} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty \rho d\rho \Psi_m^*(v) I_z \end{aligned} \right. \quad (3.2)$$

Е - хвилі:

$$\left\{ \begin{aligned} \partial_{ct} \{ \mu \partial_{ct} (\varepsilon e_n) \} - \partial_z \{ \varepsilon^{-1} \partial_z (\varepsilon e_n) \} + \chi^2 e_n &= \sqrt{\varepsilon_0} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty \rho d\rho [\vec{I} \times \vec{z}_0] \cdot \nabla_\perp \Phi_n^*(\chi) - \\ &- \partial_{ct} \left\{ \sqrt{\mu_0} \mu \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty \rho d\rho \Phi_n^*(\chi) J_z \right\} - \partial_z \left\{ \sqrt[3]{\varepsilon_0} \varepsilon^{-1} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty \rho d\rho \Phi_n^*(\chi) \varrho \right\} \\ I_n^e &= -\partial_{ct} \{ \varepsilon e_n \} - \sqrt{\mu_0} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty \rho d\rho \Phi_n^*(\chi) J_z \\ V_n^e &= \varepsilon^{-1} \partial_z \{ \varepsilon e_n \} - \sqrt[3]{\varepsilon_0} \varepsilon^{-1} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty \rho d\rho \Phi_n^*(\chi) \varrho \end{aligned} \right. \quad (3.3)$$

де

$$E_z(\rho, \phi, z, t) = \sqrt[3]{\varepsilon_0} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_0^\infty \chi^2 d\chi e_n(z, t; \chi) \Phi_n(\rho, \phi; \chi) \quad (3.4)$$

$$H_z(\rho, \phi, z, t) = \sqrt[3]{\mu_0} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \int_0^\infty v^2 dv h_m(z, t; v) \Psi_m(\rho, \phi; v)$$

$$\vec{E} = \sqrt[3]{\varepsilon_0} \left\{ \sum_{m=-\infty}^{\infty} \int_0^\infty dv V_m^h [\nabla_\perp \Psi_m \times \vec{z}_0] + \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_0^\infty d\chi V_n^e \nabla_\perp \Phi_n \right\} \quad (3.5)$$

$$\vec{H} = \sqrt[3]{\mu_0} \left\{ \sum_{m=-\infty}^{\infty} \int_0^\infty dv I_m^h \nabla_\perp \Psi_m + \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_0^\infty d\chi I_n^e [\vec{z}_0 \times \nabla_\perp \Phi_n] \right\}$$

$$\Psi_m(\rho, \phi; \chi) = \frac{J_m(\chi \rho)}{\sqrt{\chi}} e^{im\phi}; \quad \Phi_n(\rho, \phi; \xi) = \frac{J_n(\xi \rho)}{\sqrt{\xi}} e^{in\phi}. \quad (3.6)$$

Функції $\Psi_m(\rho, \phi; \chi)$ і $\Phi_n(\rho, \phi; \xi)$ визначають розподіл поздовжніх компонент поля в поперечній площині по куту Φ (індекси m, n) і по ρ (спектральні параметри χ, ξ). Джерела можна задавати або в правих частинах рівнянь Клейна-Гордона, розв'язуючи неоднорідні рівняння з однорідними початковими (граничними) умовами, або задавати розподіл поля на площині, тим самим розв'язуючи однорідні рівняння з неоднорідними початковими (граничними)

умовами. У першому випадку джерелами може бути поле на границі або у об'ємі, у другому – струми або заряди.

Якщо ми виберемо у якості джерела нестационарний струм на певній площині, тоді зручно в якості метода розв'язання еволюційного рівняння

$$\left\{ \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \chi^2 \right\} A = j \quad (3.7)$$

вибрати метод функції Рімана [34], який дає у аналітичному вигляді готовий розв'язок через квадратури

$$A = \frac{c}{2} \int_0^\infty dz' \int_0^\infty dt' J_0 \left(x \sqrt{c^2(t-t')^2 - (z-z')^2} \right) j, \quad (3.8)$$

у якому функція Бесселя є розв'язком для плоского джерела струму або заряду з часовою залежністю у вигляді дельта-функції Дірака й з розподілом у поперечній площині як у відповідної моди.

Таким чином, джерело у вигляді диску задається таким розподілом густини струму:

$$\vec{j}_0 = \vec{x}_0 A_0 H(t) \delta(z) (H(\rho) - H(\rho - R)). \quad (3.9)$$

Для застосування методу еволюційних рівнянь в даній задачі треба представити поданий струм через його розклад по отриманому у попередньому розділі базису

$$j_m(z, t; \nu) = \frac{\sqrt{\mu_0}}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty \rho d\rho \vec{j}_0 \left[\nabla_\perp \Psi_m^* \times \vec{z}_0 \right], \quad (3.10)$$

що у нашому випадку породжує тільки дві кутові моди поля

$$j_m(z, t; \nu) = -i R A_0 \frac{\sqrt{\mu_0}}{2} \delta(z) H(t) \frac{\delta_{m,1} + \delta_{m,-1}}{\sqrt{\nu}} J_1(\nu R). \quad (3.11)$$

Підстановка цього джерела в еволюційні рівняння, що доповнюються однорідними початковими та граничними умовами. Як зазначено, присутні дві моди, а отже, кожна група еволюційних коефіцієнтів буде представлена двома функціями. Випишемо систему еволюційних рівнянь з оглядом на умови задачі:

$$\frac{\varepsilon\mu}{c^2} \frac{\partial^2 h_m}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 h_m}{\partial z^2} + \nu^2 h_m = j_m(z, t; \nu); \quad (3.12)$$

$$I_m^h = \frac{\partial h_m}{\partial z}; \quad (3.13)$$

$$V_m^h = -\frac{\mu}{c} \frac{\partial h_m}{\partial t}. \quad (3.14)$$

Інші коефіцієнти дорівнюють нулю. Фактично, розв'язання системи рівнянь Максвелла зводиться лише до пошуку розв'язку цього неоднорідного рівняння Клейна-Гордона.

Використовуючи результати з [39], можна записати його розв'язок перевизначивши для зручності

$$V^2 = c^2 / \varepsilon\mu. \quad (3.15)$$

Таким чином еволюційний коефіцієнт в аналітичному вигляді можна записати через функцію Рімана

$$G(z', t', z, t) = \frac{c}{2\sqrt{\varepsilon\mu}} H(c(t-t') - (z-z')) J_0 \left(\nu \sqrt{\frac{c^2(t-t')^2}{\varepsilon\mu} - (z-z')^2} \right), \quad (3.16)$$

наступним чином

$$h_m(z, t; \nu) = \frac{c}{2} \int_0^\infty dz' \int_0^\infty dt' H(c(t-t') - (z-z')) J_0 \left(\nu \sqrt{c^2(t-t')^2 - (z-z')^2} \right) j_m(z', t'; \chi). \quad (3.17)$$

Так як інтегрування за поздовжньою координатою не викликає проблем через те, що наше джерело є нескінченно тонким, легко звести аналітичний вигляд для еволюційного коефіцієнта до єдиної квадратури:

$$h_m(z, t; \nu) = -\frac{iRA_0}{4} \sqrt{\frac{\mu_0\mu}{\varepsilon}} \frac{\delta_{m,1} + \delta_{m,-1}}{\sqrt{\nu}} J_1(\nu R) \int_0^{t - \frac{\varepsilon\mu}{c} z} dt' J_0 \left(\nu \sqrt{\frac{c^2(t-t')^2}{\varepsilon\mu} - z^2} \right). \quad (3.18)$$

Інтеграл, що міститься в останній формулі зручно записується через функції Ломмеля двох змінних

$$U_n(W, Z) = \sum_{m=0}^{\infty} (-1)^m \left(\frac{W}{Z} \right)^{n+2m} J_{n+2m}(Z) \quad (3.19)$$

завдяки формулі

$$\int_{\xi}^{\tau} ds e^{-i\gamma s} J_0(\sqrt{s^2 - \xi^2}) = \frac{e^{-i\gamma\tau}}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} [U_1(W_+, Z) + iU_2(W_+, Z) - U_1(W_-, Z) - iU_2(W_-, Z)] \quad (3.20)$$

$$W_{\pm} = (\gamma \pm \sqrt{\gamma^2 - 1})(\tau - \xi); \quad Z = \sqrt{\tau^2 - \xi^2}; \quad \tau - \xi > 0$$

і перетворює вираз (3.18) до

$$h_m(z, t; \nu) = -\sqrt{\mu_0} \frac{RA_0}{2} \frac{\delta_{m,1} + \delta_{m,-1}}{\nu^{3/2}} J_1(\nu R) U_1[W, Z], \quad (3.21)$$

де

$$U_1[W, Z] = U_1 \left[-i\nu \left(\frac{ct}{\sqrt{\varepsilon\mu}} - z \right), \nu \sqrt{\frac{c^2 t^2}{\varepsilon\mu} - z^2} \right] =$$

$$= \sum_{m=0}^{\infty} (-1)^m \left(\frac{ct - z\sqrt{\varepsilon\mu}}{ct + z\sqrt{\varepsilon\mu}} \right)^{m+1/2} J_{2m+1} \left(\nu \sqrt{\frac{c^2 t^2}{\varepsilon\mu} - z^2} \right). \quad (3.22)$$

З формули (3.18) отримаємо коефіцієнт V_m^h , який відповідає за поперечну електричну компоненту поля,

$$V_m^h = \frac{iRA_0}{4} \sqrt{\frac{\mu_0\mu}{\varepsilon}} \frac{\delta_{m,1} + \delta_{m,-1}}{\sqrt{\nu}} J_1(\nu R) J_0 \left(\nu \sqrt{\frac{c^2 t^2}{\varepsilon\mu} - z^2} \right), \quad (3.23)$$

для чого необхідно застосувати правило Лейбніца диференціювання інтегралу із межами, що є функціями:

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \int_{a(\theta)}^{b(\theta)} f(x, \theta) dx = \int_{a(\theta)}^{b(\theta)} \frac{\partial f}{\partial \theta} dx + f(b(\theta), \theta) \cdot b'(\theta) - f(a(\theta), \theta) \cdot a'(\theta). \quad (3.24)$$

З формули (3.21) отримаємо еволюційний коефіцієнт I_m^h , який відповідає за поперечне магнітне поле:

$$I_m^h = \sqrt{\mu_0} \frac{iRA_0}{4} \frac{\delta_{m,1} + \delta_{m,-1}}{\sqrt{\nu}} J_1(\nu R) (U_0[W_-, Z] - U_2[W_-, Z]). \quad (3.25)$$

Користуючись розкладенням поля по модовому базису запишемо вираз для вектора магнітного поля

$$\vec{\mathbf{H}}(r, t) = \frac{A_0}{2} \left[\vec{\rho}_0 (I_4 - I_3) \sin \varphi + \vec{\varphi}_0 I_3 \cos \varphi - 2 \vec{z}_0 I_5 \sin \varphi \right], \quad (3.26)$$

де I_i – невластні інтеграли від добутку трьох функцій Бесселя:

$$I_3 = R \int_0^\infty \frac{d\nu}{\nu \rho} J_1(\nu R) J_1(\nu \rho) (U_0[W_-, Z] - U_2[W_-, Z]); \quad (3.27)$$

$$I_4 = R \int_0^\infty d\nu J_1(\nu R) J_0(\nu \rho) (U_0[W_-, Z] - U_2[W_-, Z]); \quad (3.28)$$

$$I_5 = iR \int_0^\infty d\nu J_1(\nu \rho) J_1(\nu R) U_1[W_-, Z]. \quad (3.29)$$

Аналогічно для поля $\vec{\mathbf{E}}$ [20]:

$$\vec{\mathbf{E}}(r, t) = \frac{A_0}{2} \sqrt{\frac{\mu_0 \mu}{\varepsilon_0 \varepsilon}} \left\{ \vec{\rho}_0 I_1 \cos \varphi - \vec{\varphi}_0 (I_2 - I_1) \sin \varphi \right\}; \quad (3.30)$$

$$I_1 = R \int_0^\infty \frac{d\nu}{\nu \rho} J_1(\nu R) J_1(\nu \rho) J_0 \left(\nu \sqrt{\frac{c^2 t^2}{\varepsilon \mu} - z^2} \right); \quad (3.31)$$

$$I_2 = R \int_0^\infty d\nu J_1(\nu R) J_0(\nu \rho) J_0 \left(\nu \sqrt{\frac{c^2 t^2}{\varepsilon \mu} - z^2} \right). \quad (3.32)$$

Вирази для значень інтегралів в явному вигляді представляють собою кускові функції. Область визначення всіх поданих інтегралів

$$S = S_1 \cup S_2 \cup S_3 \quad (3.33)$$

можна поділити на три частини, де:

$$S_1 : 0 < R < \left| \rho - \sqrt{c^2 t^2 - z^2} \right|; \quad (3.34)$$

$$S_2 : \left| \rho - \sqrt{c^2 t^2 - z^2} \right| \leq R \leq \rho + \sqrt{c^2 t^2 - z^2}; \quad (3.35)$$

$$S_3 : \rho + \sqrt{c^2 t^2 - z^2} > R. \quad (3.36)$$

В області S_1 всі інтеграли дають нульовий вклад. Це відповідає принципу причинності: поле не може виникнути раніше ніж сигнал пройде найкоротший шлях від джерела до точки спостереження.

Область S_3 містить у собі події, що відповідають ефекту «електромагнітного снаряду»: амплітуда поля не зменшується при розповсюдженні вздовж поздовжньої осі. В цій області $I_1=1/2$, а $I_2=1$.

В області S_2 знайдено вираз в явному вигляді для I_1 та I_2 :

$$I_1 = \frac{\rho^2 + R^2}{4\pi\rho^2} \arccos\left(\frac{c^2t^2 - z^2 - \rho^2 - R^2}{2\rho R}\right) - \frac{|\rho^2 - R^2|}{4\pi\rho^2} \arctg \sqrt{\frac{1 - \frac{c^2t^2 - z^2}{(\rho + R)^2}}{\frac{c^2t^2 - z^2}{(\rho - R)^2} - 1}} - \frac{\sqrt{4\rho^2 R^2 - (\rho + R - c^2t^2 + z^2)^2}}{4\pi\rho^2}; \quad (3.37)$$

$$I_2 = \frac{1}{\pi} \arccos\left(\frac{c^2t^2 - z^2 + \rho^2 - R^2}{2\rho\sqrt{c^2t^2 - z^2}}\right), \quad (3.38)$$

завдяки відомим формулам із математичних довідників [39].

На відміну від частотного простору, розв'язки задач випромінювання з довільною часовою залежністю джерел недоцільно представляти за допомогою діаграми напрямленості через повну втрату часових та енергетичних параметрів випромінювання [156]. Часова та просторові змінні нерозривно зв'язані, отже наглядно буде побудувати тривимірний графік: залежність поля від різних просторових координат та часу при інших фіксованих параметрах. На Рис. 3.1 представлено амплітуду x -компоненти електричного поля при $A_0=1$ А/м², $\varphi=0$ рад, $R=1$ м, $z=2$ м.

При $\rho < R$ спостерігаємо ефект «електромагнітного снаряду». Він полягає у тому, що протягом певного проміжку часу амплітуда поля не зменшується, про це свідчить пласка вершина на Рис. 3.1. Більш того, вона не зменшується при віддаленні вздовж вісі OZ. Як видно, при віддаленні від осі цей ефект дещо

зберігається до тих пір, доки це віддалення не перевищить радіусу диска. Тобто, цей ефект спостерігається тільки у «прожекторному промені» нашого випромінювача. Далі амплітуда поля різко спадає. Після моменту приходу сигналу від найвіддаленішої точки диску ми спостерігаємо нульову амплітуду. Отриманий розв’язок стане базовим для одержання ефектів впливу нелінійності середовища у наступному розділі.

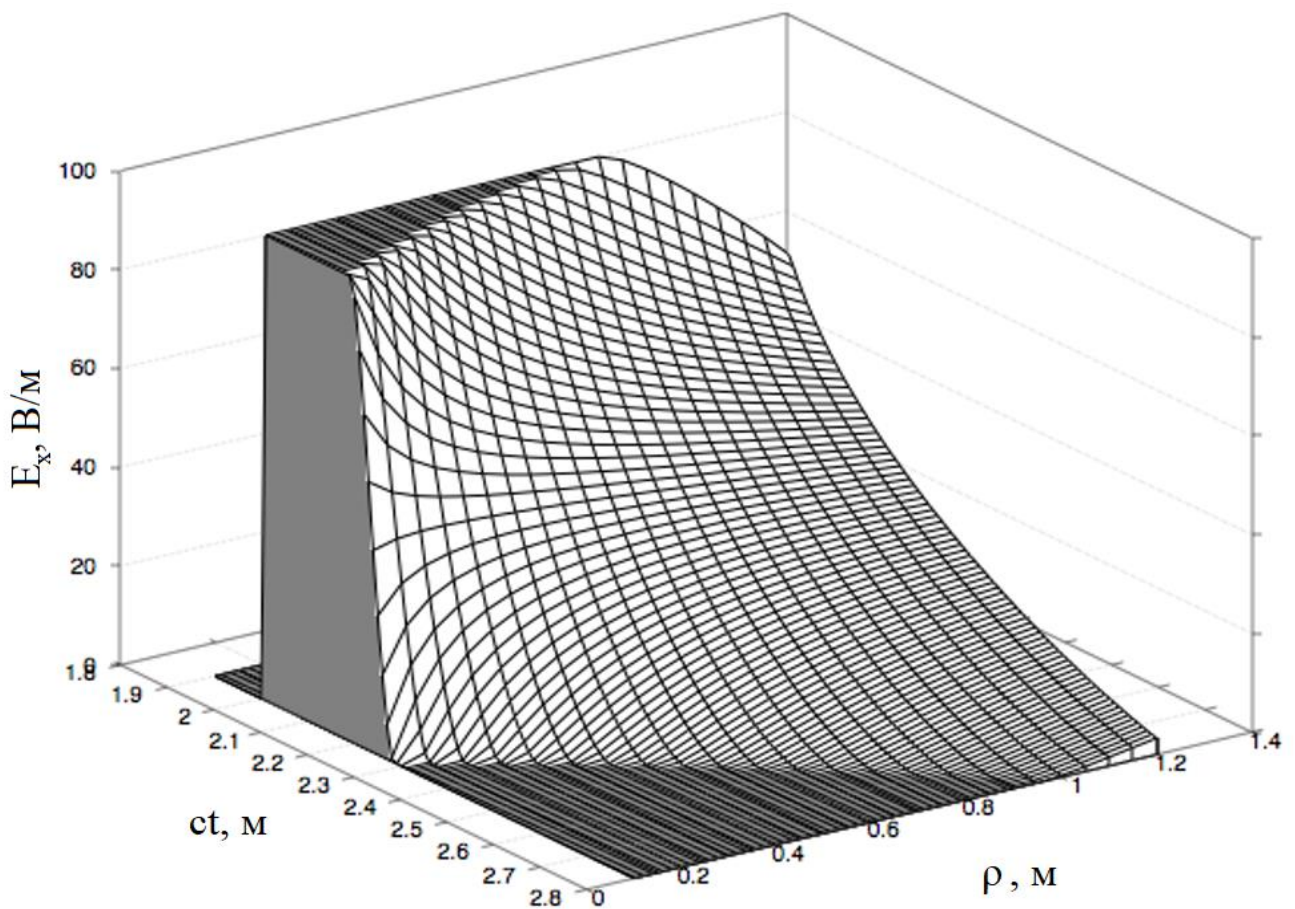


Рис.3.1 Часова та просторова залежність амплітуди електричної компоненти поля при $A_0 = 1 \text{ А/м}^2$, $\varphi = 0$, $R = 1 \text{ м}$, $z = 2 \text{ м}$

Розглянемо випадок випромінювання імпульсного сигналу у нелінійне середовище із слабкою кубічною нелінійністю. Спробуємо використовувати метод малих збурень для отримання першого наближення до розв’язку нелінійної нестационарної електродинамічної задачі [157, 158, 159, 160, 161, 162]. Для цього будемо використовувати описаний тут розв’язок лінійної задачі як базовий, з

якого можемо наближено розрахувати еквівалентний струм, що породжений нелінійністю середовища, і який будемо розглядати як нове джерело поля [163]:

$$\vec{J}'_{\perp} = \frac{\partial}{\partial t} \vec{P}'_{\perp}(\vec{E}) + \sigma \vec{E}_{\perp}. \quad (3.39)$$

Для узагальнення тут також враховані втрати середовища на незначну провідність, що описується диференціальний законом Ома.

3.2 Аналітичний розв'язок задачі

Нелінійна частина вектора поляризації буде мати такі ж компоненти, як і випромінене електричне поле:

$$\begin{aligned} \vec{P}'_{\perp} = \vec{P}' = \frac{A_0^3 \chi_3^e}{8} \left(\frac{\mu_0 \mu}{\varepsilon_0 \varepsilon} \right)^{3/2} \times \\ \times (I_1^2 \cos^2 \varphi + (I_2 - I_1)^2 \sin^2 \varphi) (\vec{\rho}_0 I_1 \cos \varphi + \vec{\varphi}_0 (I_1 - I_2) \sin \varphi). \end{aligned} \quad (3.40)$$

Запропонована модель також може використовуватись і для інших типів нелінійності за умови, що ітераційна процедура отримання поправок буде сходиться до певного значення поля. Нажаль, довести строго таку сходимість у загальному випадку доволі важко, але у нашому випадку слабкої нелінійності сходимість гарантується наявністю малого параметру, що виникає природнім чином через очевидне фізичне підґрунтя стійкості звичайних середовищ до достатньо потужних полів. Якщо ми отримаємо вторинне джерело електричного струму у нелінійному середовищі, то за допомогою описаного методу функції Рімана можна одержати загальний аналітичний розв'язок для нелінійної частини випроміненого поля. Додаючи його до відповідного лінійного розв'язку, ми отримаємо повний розв'язок нелінійної задачі у наближенні слабкої кубічної нелінійності. Таким чином, вторинний електричний струм має такий вигляд:

$$\begin{aligned}
\vec{J}'_{\perp} = & \overbrace{\frac{A_0^3 \chi_3^e}{4} \left(\frac{\mu_0 \mu}{\varepsilon_0 \varepsilon} \right)^{3/2}}^{A^*} \left(I_1 \frac{\partial I_1}{\partial t} + \sin^2 \varphi \overbrace{\left((I_2 - I_1) \frac{\partial I_2}{\partial t} - I_2 \frac{\partial I_1}{\partial t} \right)}^{f_1} \right) (\vec{\rho}_0 I_1 \cos \varphi - \vec{\varphi}_0 (I_2 - I_1) \sin \varphi) + \\
& + \frac{A_0^3 \chi_3^e}{4} \left(\frac{\mu_0 \mu}{\varepsilon_0 \varepsilon} \right)^{3/2} \overbrace{\left(I_1^2 \cos^2 \varphi + (I_2 - I_1)^2 \sin^2 \varphi \right)}^{I_1^2 + \sin^2 \varphi \overbrace{(I_2^2 - 2I_1 I_2)}^{f_2}} \left(\vec{\rho}_0 \frac{\partial I_1}{\partial t} \cos \varphi - \vec{\varphi}_0 \left(\frac{\partial I_2}{\partial t} - \frac{\partial I_1}{\partial t} \right) \sin \varphi \right) + \\
& + \frac{A_0 \sigma}{2} \overbrace{\left(\frac{\mu_0 \mu}{\varepsilon_0 \varepsilon} \right)^{3/2}}^A (\vec{\rho}_0 I_1 \cos \varphi - \vec{\varphi}_0 (I_2 - I_1) \sin \varphi).
\end{aligned} \quad (3.41)$$

Запишемо у більш зручній формі вираз для інтегралу I_1 :

$$\begin{aligned}
I_1 = & \frac{\rho^2 + R^2}{2\pi\rho^2} \arctg \sqrt{\frac{4R^2(v^2 t^2 - b^2) - \Delta_1^2}{\Delta_1^2}} - \frac{|\rho^2 - R|}{2\pi\rho^2} \arctg \sqrt{\frac{(\rho - R)^2 \Delta_2}{(\rho + R)^2 \Delta_1}} - \\
& - \sqrt{\frac{4R^2(v^2 t^2 - b^2) - \Delta_1^2}{2\pi\rho}}
\end{aligned} \quad (3.42)$$

де

$$\Delta_1 = (v^2 t^2 - b^2) - (\rho - R)^2, \quad (3.43)$$

$$\Delta_2 = (\rho + R)^2 - (v^2 t^2 - b^2), \quad (3.44)$$

$$\Delta_3 = v^2 t^2 - b^2 + \rho^2 - R^2. \quad (3.45)$$

Використовуючи попередній аналіз інтегралів, можемо проаналізувати поведінку їх похідних у різних просторово-часових областях:

$$\frac{\partial I_{1,2} \{S_{1,3}\}}{\partial t} = 0; \quad (3.46)$$

$$\left. \frac{\partial I_1}{\partial t} \right|_{S_2} = \frac{v^2 t}{2\pi\rho^2} \frac{(\rho - R)^2 + \Delta_2}{\sqrt{4R^2(v^2 t^2 - b^2) - \Delta_1^2}} + \frac{(\rho - R)^2}{2\pi\rho^2} \frac{\rho + R}{v^2 t^2 - b^2} \frac{1}{\sqrt{\Delta_1 \Delta_2}}; \quad (3.47)$$

$$\left. \frac{\partial I_2}{\partial t} \right|_{S_2} = \frac{v^2 t}{\pi} \frac{\Delta_3 - 2\rho^2(v^2 t^2 - b^2)}{\sqrt{4\rho^2(v^2 t^2 - b^2) - \Delta_3^2}}. \quad (3.48)$$

Поперечний розподіл вторинних струмів буде визначатись їх розкладом за кутовими модами:

$$\begin{aligned}
\vec{J}'[\nabla_{\perp} \psi_m^* \times \vec{z}_0] = & -im \frac{J_m(v\rho)}{\rho v} \left\{ \pi(\delta_{m,-1} + \delta_{m,1}) \left(A^* I_1^2 \frac{\partial I_1}{\partial t} + \frac{A^*}{2} I_1^2 + A \frac{\partial I_1}{\partial t} \right) + \right. \\
& \left. + \frac{i\pi}{4} (\delta_{m,1} - \delta_{m,-1} + \delta_{m,3} - \delta_{m,-3}) \left(A^* f_1 I_1 + \frac{A^*}{2} f_2 \frac{\partial I_1}{\partial t} \right) \right\} + \\
& + \sqrt{v} \frac{J_{m-1}(v\rho) - J_{m+1}(v\rho)}{2} \cdot \\
& \cdot \left\{ i\pi(\delta_{m,-1} - \delta_{m,1}) \left(A^* I_1 \frac{\partial I_1}{\partial t} (I_2 - I_1) + \frac{A^*}{2} I_1^2 \left(\frac{\partial I_2}{\partial t} - \frac{\partial I_1}{\partial t} \right) + A \left(\frac{\partial I_2}{\partial t} - \frac{\partial I_1}{\partial t} \right) \right) + \right. \\
& \left. + \frac{i\pi}{4} (\delta_{m,1} - \delta_{m,-1} + \delta_{m,3} - \delta_{m,-3}) \left(A^* f_1 (I_2 - I_1) + \frac{A^*}{2} f_2 \left(\frac{\partial I_2}{\partial t} - \frac{\partial I_1}{\partial t} \right) \right) \right\} \quad (3.49)
\end{aligned}$$

Як видно з цього виразу, внаслідок нелінійності середовища з'явилися нові кутові моди, походження яких викликане кубічною нелінійністю, що призводить до появи таких інтегралів:

$$\begin{aligned}
\int_0^{2\pi} e^{-im\varphi} \cos \varphi d\varphi &= \pi(\delta_{m,-1} + \delta_{m,1}) \\
\int_0^{2\pi} e^{-im\varphi} \sin \varphi d\varphi &= i\pi(\delta_{m,-1} - \delta_{m,1}) \\
\int_0^{2\pi} e^{-im\varphi} \sin^3 \varphi d\varphi &= \frac{i\pi}{4}(\delta_{m,3} + \delta_{m,-3}) + \frac{i\pi}{4}(\delta_{m,1} + \delta_{m,-1}) \\
\int_0^{2\pi} e^{-im\varphi} \cos \varphi \sin^2 \varphi d\varphi &= \frac{i\pi}{4}(\delta_{m,1} - \delta_{m,-1} + \delta_{m,3} - \delta_{m,-3})
\end{aligned} \quad (3.50)$$

Насправді, поява нових мод у нелінійному випадку є традиційною через появу вторинного струму, викликаного нелінійністю. Поява у нашому випадку парної третьої моди викликане типом нелінійності і тим, що ми аналізуємо тільки перше наближення нелінійного розв'язку. Розгляд подальших наближень приведе до появи вищих мод. Проілюструємо це шляхом числового моделювання.

3.3 Числове моделювання

Розглянемо часову та просторову залежність амплітуди лінійної частини електричної компоненти випроміненого поля для такого ж випадку, що відображений на Рис. 3.1 ($\varphi=0$, $R=1$ м, $z=2$ м), але зі збільшеною густиною збуджуючого диск струму $A_0=15$ А/м² (див. Рис. 3.2) та з врахуванням нелінійності необмеженого середовища, де відповідний коефіцієнт кубічної нелінійності заданий як $\chi_3^e=10^{-18}$ м⁴с/А^{0,5}В^{1,5}. Якщо густину струму на диску буде збільшено у два рази, тобто до $A_0=30$ А/м², то ми можемо очікувати на пропорційне збільшення амплітуди випроміненого поля, що проілюстровано на Рис. 3.3. Але, як побачимо нижче, це не приведе до такого ж пропорційного збільшення амплітуди додаткового поля, викликаного нелінійністю.

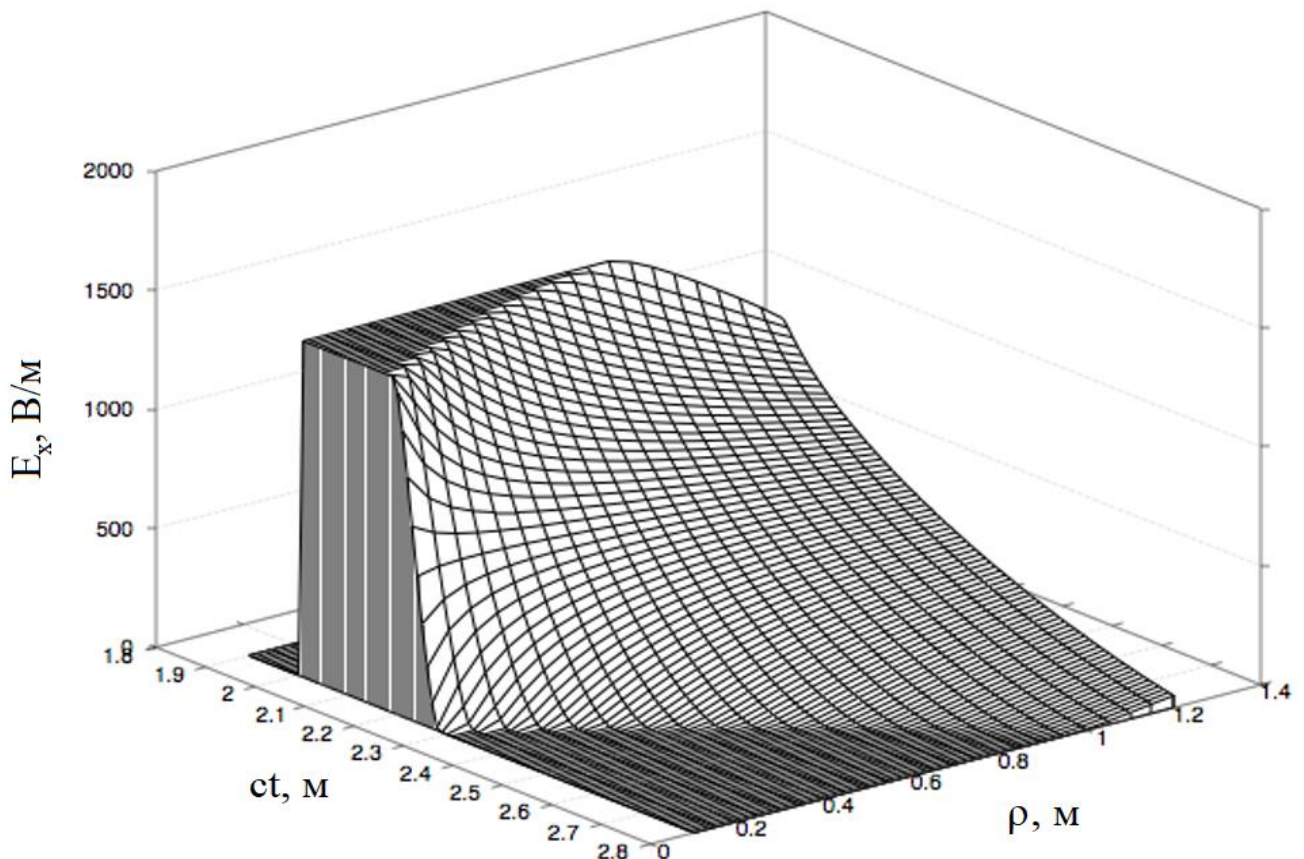


Рис. 3.2 Часова та просторова залежність амплітуди електричної компоненти поля при $A_0=15$ А/м², $\varphi=0$, $R=1$ м, $z=2$ м

Нехай рівномірно розподілений однонаправлений електричний струм з піковою амплітудою густини A_0 на круговій апертурі з радіусом випромінює імпульси з часовою залежністю $f(ct)$. Як вже зазначалося вище, припускається, що апертура збуджується одночасно по всій поверхні. Як було продемонстровано, такий розподіл можна створити на практиці [164]. Для оцінки особливостей виникнення вторинних струмів, побудуємо просторовий розподіл лінійного поля в просторі для різних часових залежностей струму плоского випромінювача.

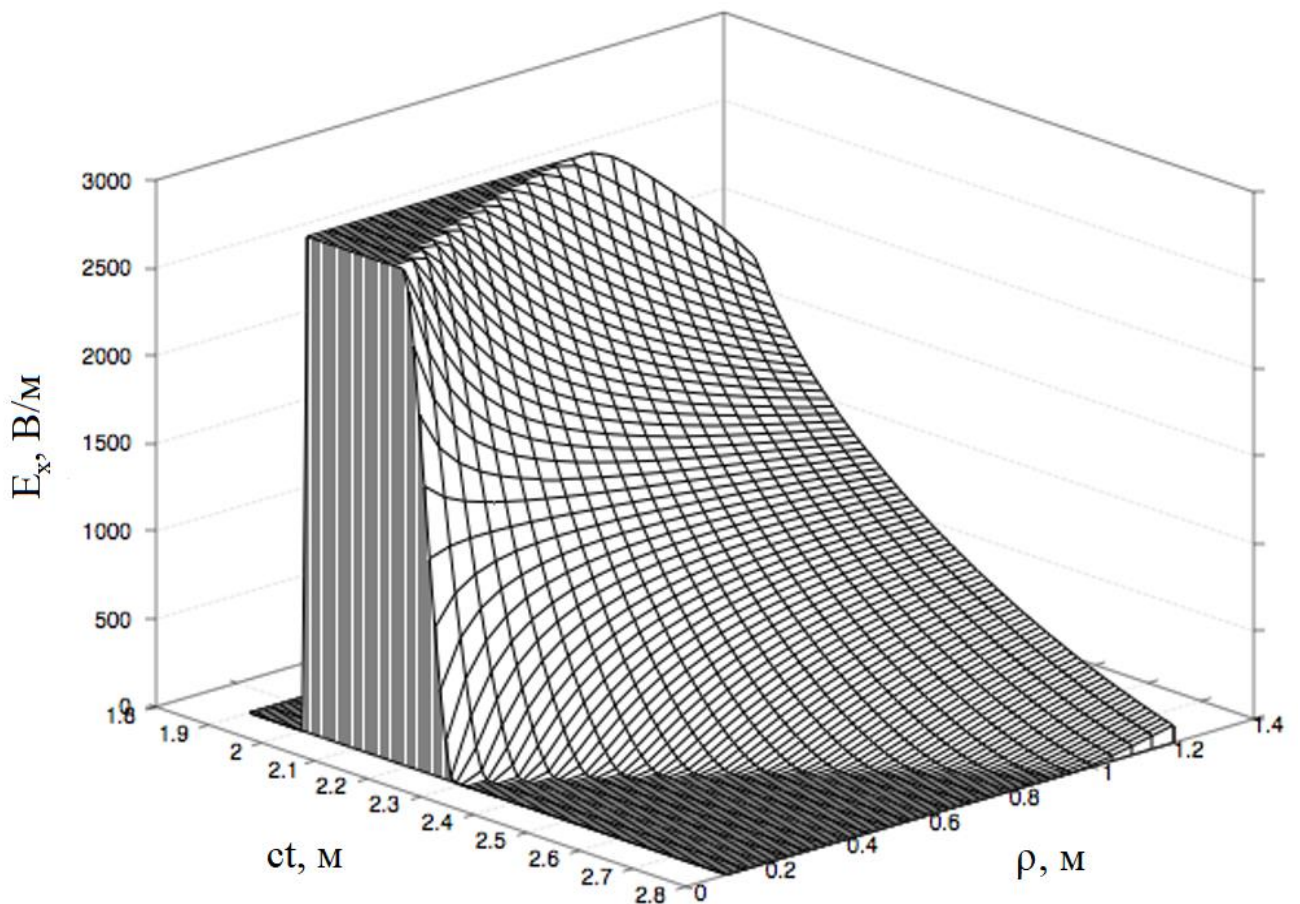


Рис. 3.3 Часова та просторова залежність амплітуди електричної компоненти поля при $A_0 = 30 \text{ А/м}^2$, $\varphi = 0$, $R = 1 \text{ м}$, $z = 2 \text{ м}$

Для спрощення постановки задачі, розглянемо розповсюдження електромагнітних імпульсів у вільному середовищі, тобто використаємо

перехідну функцію $\vec{E}_{tr}$ з [165], де матеріальні параметри середовища є одиничними. За допомогою інтегралу Дюамеля

$$\vec{E} = \int_0^{ct-z} f'(t) \vec{E}_{tr}(t - \tau) d\tau \quad (3.51)$$

можна провести згортку часової залежності струму джерела $f(ct)$ з перехідною функцією $\vec{E}_{tr}$ та отримати поле від джерела з відповідною часовою залежністю (3.51).

Знайдемо просторовий розподіл енергії електричного поля в зоні Френеля, інтегруючи випромінений сигнал за часом для фіксованої просторової координати точки спостереження. Розглянемо похідну від гаусівської кривої в якості часової залежності струму джерела випромінювання (3.51). Скористаємось формулою для похідної від функції Гауса порядку n [165] та застосуємо її до гаусіана, що параметризовано ефективною тривалістю τ_0 [54].

$$f^{(n)}(t) = \left(\frac{\tau_0}{3e}\right)^n \frac{\Gamma\left(\frac{n}{2} + 1\right)}{\Gamma(n + 1)} \frac{d^n}{dt^n} \exp\left(-\left(\frac{t - \tau_0/2}{\tau_0/(3e)}\right)^2\right), \quad (3.52)$$

де $\Gamma(x + 1) = x!$ – гамма функція. Вираз (3.13) особливо зручний в рекурентному виді для числового аналізу через наявність похідної в інтегралі Дюамеля (3.51).

Відомо, що форма імпульсного сигналу при розповсюдженні в однорідному стаціонарному середовищі на віддаленні від джерела відповідає похідній від часової залежності збуджуючого імпульсу [166]. Однак, для ближнього поля ця залежність не виконується через вплив полів, що розповсюджуються від крайніх точок джерела складної форми, такої як плаский диск.

При розв'язанні задачі випромінювання плаского диску методами частотного простору було отримано вираз для границі дальньої зони $4R^2/c\tau_0$ [54]. Розглянемо випадок коли $R=1$ м та $c\tau_0 = 1$ м, тоді відповідно до визначення границі дальньої зони маємо, що при $z=2$ м та $\rho < 2$ м спостерігаємо зону Френеля. Для оцінки впливу ефектів ближньої зони на форму часової залежності

імпульсного поля розглянемо біполярну функцію для збуджуючого імпульсу у вигляді першої похідної від гаусіана (3.52) $f'(t)$ (див. Рис. 3.4).

Як видно з Рис. 3.4, сигнали, що спостерігаються на осі кругової апертури, тобто при $\rho = 0$, схожі на $f''(t)$. При віддаленні від поздовжньої вісі спостерігається відхилення від форми $f''(t)$, причому різне на різних азимутальних кутах спостереження. Помічаємо, що при достатньому відхиленні від прожекторної зони, отримуємо сигнал, що відповідає дальній зоні зовсім іншого збудження, а саме $f(t)$ замість $f'(t)$. Схоже явище спостерігається також для інших часових залежностей сигналів струму збудження, і може бути пояснено перевагою квазістатичних складових поля поблизу джерела, що спостерігається, наприклад, для поля диполя Герца [4].

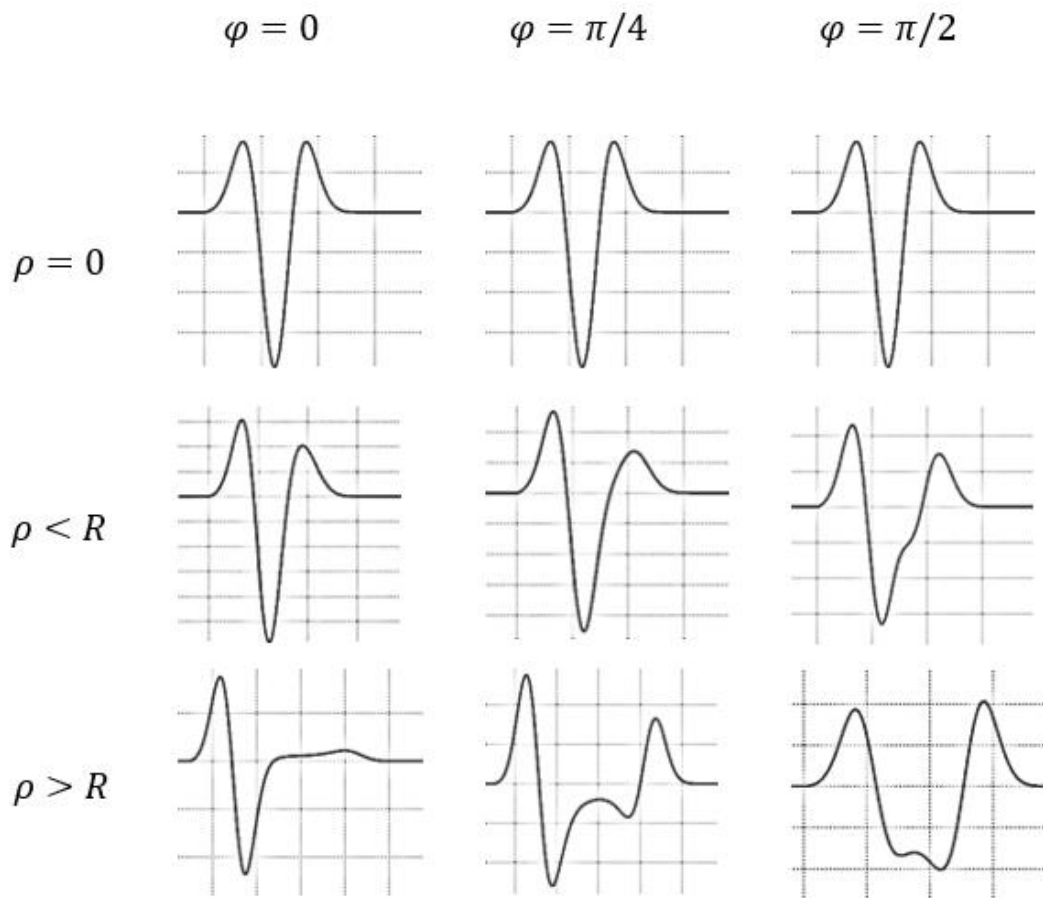


Рис. 3.4 Часові форми амплітуд полів від джерела з часовою залежністю $f'(t)$ для ближньої зони спостереження

Коефіцієнт напрямленої дії (КНД) для ближнього поля – величина не стала по відношенню до відстані між точкою спостереження та джерелом [70]. Викликає цікавість поведінка нестационарного поля у ближній зоні випромінювача [167]. Розглянемо густину розподілу енергії електричного поля в зоні Френеля, як альтернативу до КНД, яку визначено формулою

$$W(x, y, z) = \frac{1}{2W_0} \int_0^\infty \langle \vec{E} \cdot \vec{E} \rangle dt, \quad (3.53)$$

де W_0 – нормувальний коефіцієнт. Побудова значень $W(x, y)$ при фіксованій відстані до джерела дає змогу оцінити густину розподілу енергії на площині для фіксованої поздовжньої координати, а числовий аналіз розподілів енергій дасть змогу визначити, яка кількість від всієї випроміненої енергії потрапляє до прожекторної зони випромінювача на певній відстані від джерела (див. Рис. 3.5).

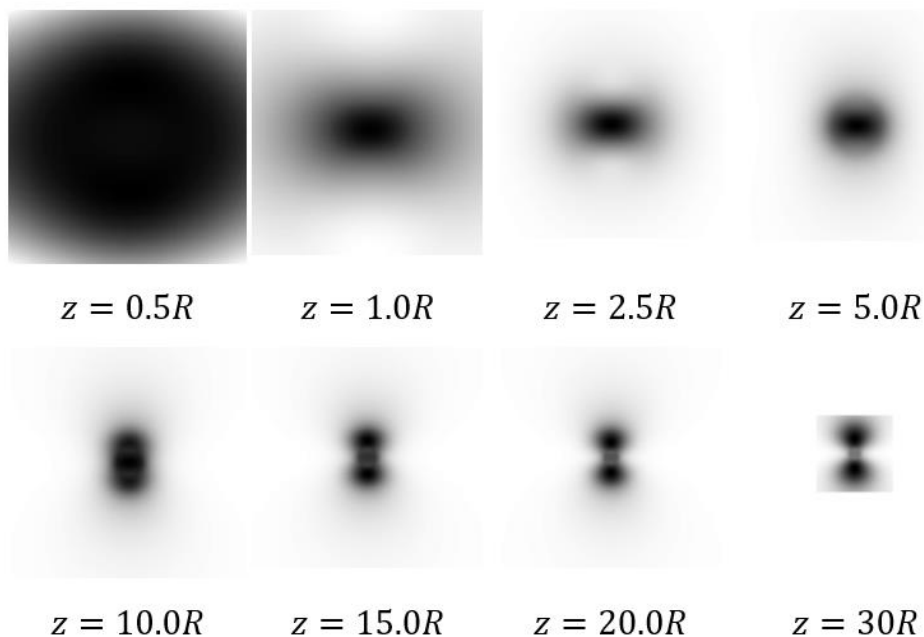


Рис 3.5 – Поперечний розподіл енергії імпульсного електричного поля на різних відстанях від джерела випромінювання з часовою залежністю (3.52) при $n=0$ та $ct_0 = 1$ м при фіксованому кутовому розмірі області спостереження

Розмір сторін квадрату на Рис. 3.5 дорівнює його подвоєній відстані від джерела z . Точки з більшою інтенсивністю мають темніший колір. Нормування на

максимальне значення енергії індивідуальне для кожного із розподілів. Для зрізів, де $z < 5R$, розподіл енергії має форму еліпса, що витягнуто у поперек напрямку струму, а при більших відстанях зона концентрації енергії отримує гантелеподібну форму. Як видно з рисунку, близько 70% енергії локалізовано в прожекторній зоні при $z = R/2$, далі цей показник поступово зменшується до значення в 10% для дальньої зони, а кожне з плечей гантелі радіусом $2R$ ($z > 10R$) отримує по 40% всієї випроміненої енергії.

Побудуємо вторинний збуджуючий струм нелінійного середовища для першого випадку $A_0 = 15 \text{ А/м}^2$, часова і просторова залежність якого показана на Рис. 3.6. Видно, що він має певну максимальну амплітуду та локалізований у просторі у суттєво меншому відрізку вздовж радіальної координати у порівнянні із локалізацією збуджуючого його поля, показаного на Рис. 3.2.

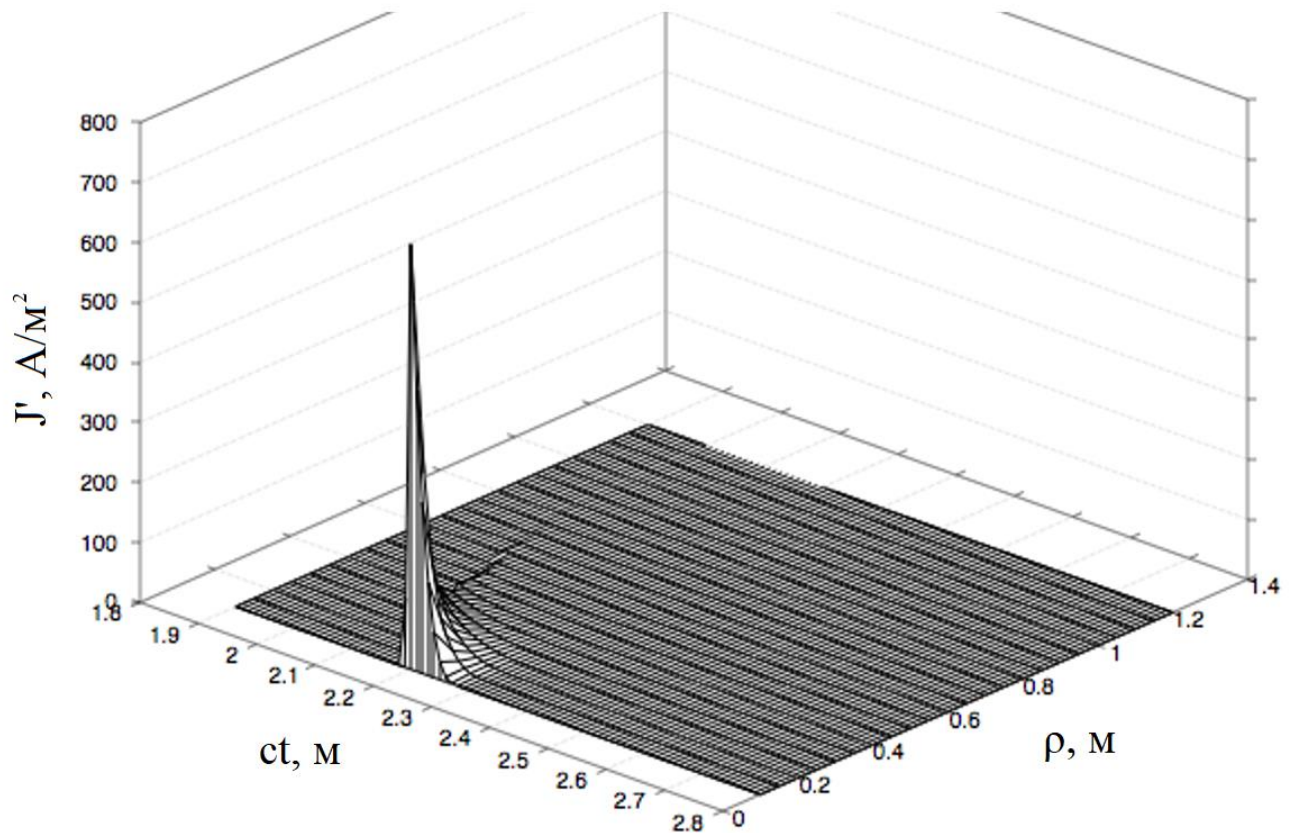


Рис. 3.6 Часова та просторова залежність амплітуди густини вторинного струму нелінійного середовища при $A_0 = 15 \text{ А/м}^2$, $\varphi = 0$, $R = 1 \text{ м}$, $z = 2 \text{ м}$

Якщо ж ми побудуємо таку ж залежність за породжуючого поля, що відображене на Рис. 3.3, то ми повинні очікувати непропорційного збільшення амплітуди густини вторинного струму. Саме це має місце на Рис. 3.7, де відображена просторово-часова залежність цієї густини для випадку $A_0 = 30 \text{ A/m}^2$. Збільшення амплітуди поля у два рази посилило нелінійну реакцію середовища майже у 10 разів. Це посилення, як видно із виразів попереднього підрозділу, не варто пов'язувати тільки з кубічним типом нелінійності середовища, бо наявність похідної за часом у цих виразах робить ці залежності не повністю передбачуваними.

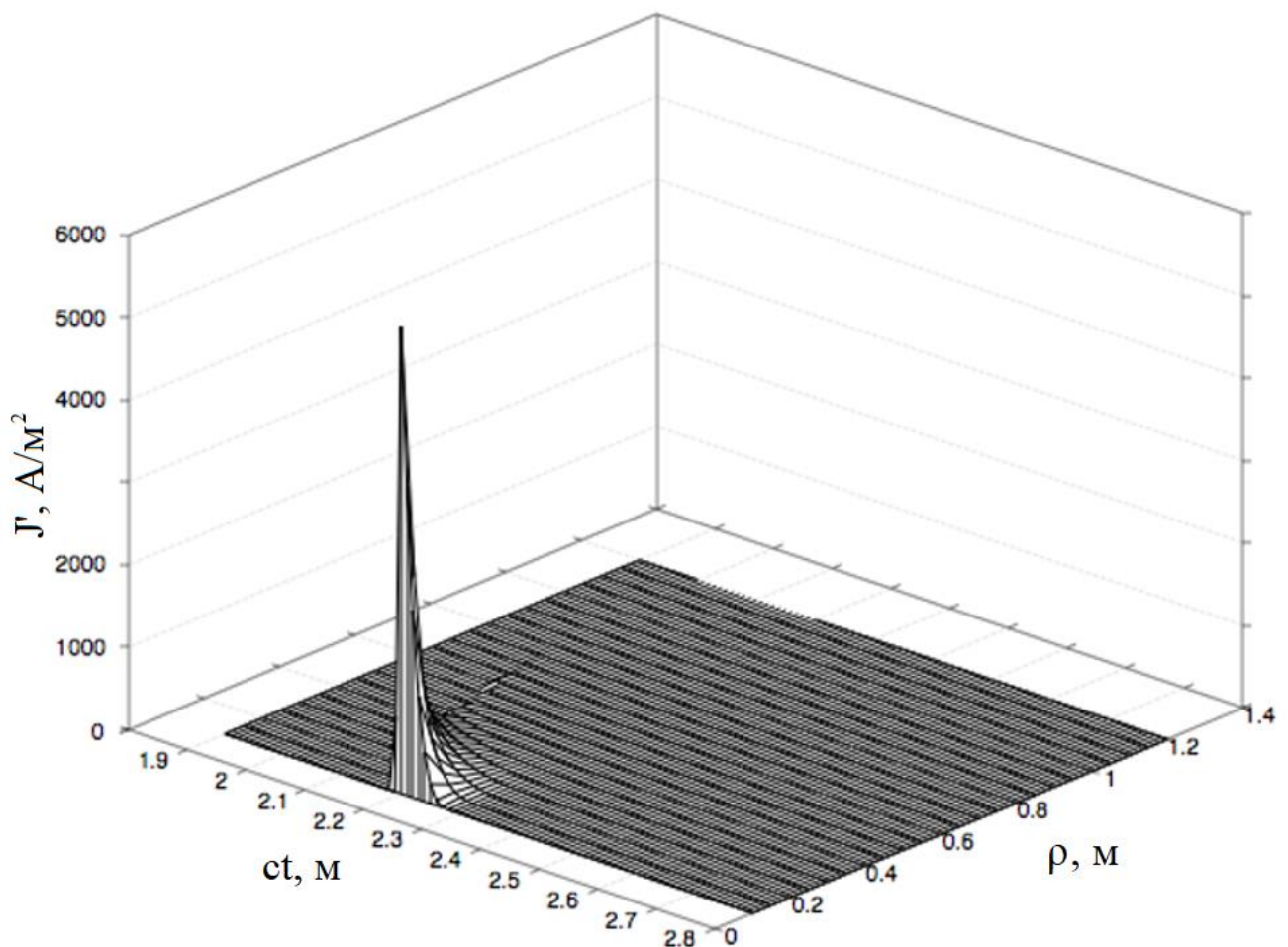


Рис. 3.7 Часова та просторова залежність амплітуди густини вторинного струму нелінійного середовища при $A_0 = 30 \text{ A/m}^2$, $\varphi = 0$, $R = 1 \text{ м}$, $z = 2 \text{ м}$

Геометричний аналіз задачі та природи виникнення «електромагнітного снаряду», що наведений у [53, 54, 55], свідчить про залежність параметрів вторинного струму від геометричних розмірів диска та відстані спостереження. У той же час, цікаво помітити, порівнюючи просторові залежності на Рис. 3.6 та 3.7, що розподіл вздовж радіальної координати у цих двох випадках майже ідентичний.

Наступні кроки будуть спрямовані на отримання поправки до лінійного поля $\vec{E}$, що викликано врахуванням нелінійних ефектів. Давайме позначимо $\vec{E}'$ як нелінійну поправку для електричного поля. Аналогічно до розв'язання лінійної задачі випромінювання представимо розклад джерела струму по базисним функціям

$$\Psi_m = \Psi_m(\rho', \varphi') \quad (3.54)$$

$$j_m(v|t', z') = -\frac{\sqrt{\mu_0}}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_0^\infty \rho' d\rho' \vec{J}'[\nabla_\perp \Psi_m^* \times \vec{z}_0]. \quad (3.55)$$

Моди азимутального кута мають дискретну область визначення, а поле визначається сумою модів джерела. Область визначення дискретних кутових мод нескінченна [158]. Інтегруючи по азимутальному куту φ , отримаємо чотири ненульові моди поля нелінійної поправки

$$j_m(v|t', z') = \epsilon_0 \xi_3 \frac{iA_0^3}{4^3} \frac{\sqrt{\mu_0}}{\sqrt{v}} \left(\frac{\mu_0 \mu}{\epsilon_0 \epsilon} \right)^{3/2} \int_0^\infty N_m^{sum}(v|r') d\rho', \quad (3.56)$$

де $m \in (-\infty, \infty)$. Кутова мода джерела j_m є функцією безперервного спектрального параметру v та просторових координат r' , що позначені штрихом. Під інтегралом знаходиться функція $N_m^{sum}(v|r')$, яка відмінна від нуля лише для $m\{\pm 1, \pm 3\}$ [19]:

$$N_{-1}^{sum}(v|r') = -3N_1(-1) - N_2(-1) + 3N_3(-1) + N_4(-1); \quad (3.57)$$

$$N_1^{sum}(v|r') = -3N_1(1) - N_2(1) + 3N_3(1) - N_4(1); \quad (3.58)$$

$$N_{-3}^{sum}(v|r') = -N_1(-3) + N_2(-3) - N_3(-3) + N_4(-3); \quad (3.59)$$

$$N_3^{sum}(v|r') = N_1(3) + N_2(3) - N_3(3) + N_4(3). \quad (3.60)$$

Тут через $N_n(m)$ визначено деякі плавні функції від аргументів m, v, ct', ρ', z' :

$$N_1(m) = 3mJ_m(\nu\rho')I_1^2\frac{\partial I_1}{\partial t}; \quad (3.61)$$

$$N_2(m) = mJ_m(\nu\rho')(I_2 - I_1)\left(\frac{\partial I_1}{\partial t}(I_2 - I_1) + 2I_1\left(\frac{\partial I_2}{\partial t} - \frac{\partial I_1}{\partial t}\right)\right); \quad (3.62)$$

$$N_3(m) = -3\nu\rho'\frac{J_{m-1}(\nu\rho')-J_{m+1}(\nu\rho')}{2}(I_2 - I_1)^2\left(\frac{\partial I_2}{\partial t} - \frac{\partial I_1}{\partial t}\right); \quad (3.63)$$

$$N_4(m) = -\nu\rho'\frac{J_{m-1}(\nu\rho')-J_{m+1}(\nu\rho')}{2}I_1\left(I_1\left(\frac{\partial I_2}{\partial t} - \frac{\partial I_1}{\partial t}\right) + 2\frac{\partial I_1}{\partial t}(I_2 - I_1)\right). \quad (3.64)$$

Аналітичне інтегрування по радіальній координаті ρ' можна спростити, скориставшись властивістю дистрибутивності інтегралу Рімана. Отримаємо суму 32-х інтегралів такого типу для I_1 та I_2 :

$$j_m(\nu|t', z') = \sum_{(\alpha, \beta)} A_{\alpha\beta\alpha} \int_0^\infty I_\alpha I_\beta \frac{\partial I_\alpha}{\partial t} J_m(\nu\rho') d\rho', \quad (3.65)$$

де $A_{\alpha\beta\alpha}$ – деяка функція, що не залежить від ρ' , а I_α – це частина лінійного розв'язку (I_1 або I_2 , причому $\alpha \neq \beta$). На даний момент аналітично знайти значення інтегралів (3.65) не вдалось, тому майбутній аналіз виразів для поля доведеться проводити методами числового розрахунку. Використовуючи (3.56) і метод функції Рімана, знайдемо нелінійну поправку $\vec{E}'$ до вектору напруженості електричного поля згідно [39]:

$$E'_\rho = -\frac{\epsilon_0 \xi_3 A_0^3}{4^3} \left(\frac{\mu_0 \mu}{\epsilon_0 \epsilon}\right)^2 \hat{E}_4 \left[\sum_{m=-\infty}^\infty \cos m\varphi N_m^{sum}(\nu|r') \frac{J_{m-1}(\nu\rho') + J_{m+1}(\nu\rho')}{2} \right]; \quad (3.66)$$

$$E'_\varphi = -\frac{\epsilon_0 \xi_3 A_0^3}{4^3} \left(\frac{\mu_0 \mu}{\epsilon_0 \epsilon}\right)^2 \hat{E}_4 \left[\sum_{m=-\infty}^\infty \sin m\varphi N_m^{sum}(\nu|r') \frac{J_{m-1}(\nu\rho') - J_{m+1}(\nu\rho')}{2} \right], \quad (3.67)$$

де $\hat{E}_4$ – інтегральний оператор, що є кратним чотиривимірним невластним інтегралом, що містить похідну від функції Рімана [34]:

$$\hat{E}_4[f(\nu|t', \rho', z')] = \int_0^\infty d\nu \int_0^\infty d\tau' \int_0^\infty d\rho' \int_0^\infty dz' \quad (3.68)$$

$$\left[H(\Delta\tau - \Delta z) J_0(\nu\sqrt{\Delta\tau^2 - \Delta z^2}) \right]'_\tau f(\nu|t', \rho', z'), \quad (3.69)$$

де

$$\tau = \frac{ct}{\sqrt{\epsilon\mu}} \quad (3.70)$$

це добуток часу на швидкість світла в середовищі, що вимірюється в метрах, ϵ – відносна діелектрична проникність, μ – відносна магнітна проникність. Після

інтегрування не залишиться штрихованих змінних r' та змінної неперервного спектру ν . Сумування за азимутальними поперечними модами поля винесено під кратний інтеграл для прискорення числового розрахунку, як видно на прикладі однієї з компонент електричного поля E'_x :

$$E'_x = -\frac{\epsilon_0 \xi_3 A_0^3}{2 \cdot 4^3} \left(\frac{\mu_0 \mu}{\epsilon_0 \epsilon} \right)^2 \hat{\mathbf{E}}_4 [\sum_{m=-\infty}^{\infty} e_m^x(\nu|r) \cdot N_m^{sum}(\nu|r')], \quad (3.71)$$

де

$$e_m^x(\nu|r) = \cos \varphi \cos m\varphi (J_{m-1}(\nu\rho) + J_{m+1}(\nu\rho)) + \\ + \sin \varphi \sin m\varphi (J_{m-1}(\nu\rho) - J_{m+1}(\nu\rho)). \quad (3.72)$$

Таким же ж чином можна отримати нелінійні поправки до магнітних компонент поля, вводючи аналогічний оператор $\hat{\mathbf{N}}_4$, застосовуючи метод функції Рімана та кінцеві вирази для поля через еволюційні коефіцієнти [158].

Аналізуючи вирази легко побачити, що знак наведеного струму є протилежним до вихідного струму джерел, таким чином нелінійність середовища забирає енергію поля та зменшує амплітуду нестационарного сигналу. Нагадаємо, що поле E'_x – це не повний вираз, а поправка до поля, отриманого в лінійному наближенні. Напруженість електричного поля з нелінійною поправкою має вигляд:

$$\vec{\mathbf{E}} = \begin{bmatrix} E_x + E'_x \\ E_y + E'_y \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3.73)$$

Компоненту E'_y можна знайти, підставивши до (3.73) замість $e_m^x(\nu|r)$ функцію

$$e_m^y(\nu|r) = -\sin \varphi \cos m\varphi (J_{m-1}(\nu\rho) + J_{m+1}(\nu\rho)) - \\ - \cos \varphi \sin m\varphi (J_{m-1}(\nu\rho) - J_{m+1}(\nu\rho)). \quad (3.74)$$

Ітеративний підхід до врахування нелінійності дозволяє отримати розв'язок з необхідною точністю для узагальненої слабкої нелінійності, врахувавши відповідну кількість доданків ряду Тейлора, тобто

$$\vec{\mathbf{E}} = \begin{bmatrix} E_x + E'_x + E''_x + \dots \\ E_y + E'_y + E''_y + \dots \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (3.75)$$

Для числового розрахунку поля необхідно виконати оцінку кратного невластного інтегралу від швидкоосцилюючої функції з кусково-визначеною областю значень. Похідну за τ від функції Рімана можна розрахувати аналітично, тоді інтегральний оператор матиме такий вигляд

$$\hat{\mathbf{E}}_4[\sum_{m=-\infty}^{\infty} f_m(\beta)] = \int_0^{\infty} dv \int_0^{\infty} d\rho' \int_0^{\infty} dz' \quad (3.76)$$

$$\left(\sum_{m=-\infty}^{\infty} f_m(\alpha) - \int_0^{\tau-z+z'} v^2 \Delta \tau \frac{J_1(v\sqrt{\Delta\tau^2 - \Delta z^2})}{v\sqrt{\Delta\tau^2 - \Delta z^2}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} f_m(\beta) d\tau' \right) \quad (3.77)$$

де набір аргументів

$$\alpha = \{v | \rho', \tau - z + z', z'\} \quad (3.78)$$

та

$$\beta = \{v | \rho', \tau', z'\}. \quad (3.79)$$

Застосування методу еволюційних рівнянь можливе лише при скінченному значенні випроміненої енергії. Вторинне джерело випромінювання не суперечить цьому обмеженню навіть на невластних областях інтегрування через залежність від добутку $I_\alpha I_\beta I'_\alpha$, що затухає на нескінченності відповідним чином. Але для числового розрахунку значень поля все ж необхідно вибрати скінченні межі інтегрування.

Межі інтегрування за τ' визначаються принципом причинності, а межі інтегрування за відстанню від джерела до точки спостереження можна обмежити значенням $2R$, виходячи із попередніх оцінок, де R – радіус випромінювача. Такий вибір пояснюється тим, що випромінювана енергія в лінійному наближенні сильно затухає при віддаленні від джерела, як видно із Рис. 3.5, тому внесок в амплітуду нелінійної поправки суттєвий тільки поблизу плаского диску. Зазначимо, що під інтегралом функція семи змінних, які впливають на періоди осциляцій підінтегральної функції. Область визначення змінної v необхідно вибрати відповідно до найменшої частоти осциляцій підінтегральної функції та необхідної точності розрахунку. Найвища частота осциляцій задає кількість вузлових точок підінтегральної функції. Для кожної точки спостереження область

інтегрування необхідно підбирати індивідуально для збереження фіксованої точності. Підставивши скінченні межі інтегрування, отримаємо

$$\hat{\mathbf{E}}_4 \left[\sum_{\Delta m=2}^3 f_m(\beta) \right] = \int_0^{v_{max}} dv \int_0^{2R} d\rho' \int_0^{2R} dz' \quad (3.80)$$

$$\left(\sum_{\Delta m=2}^3 f_m(\alpha) - \int_0^{\tau-z+z'} v^2 \Delta \tau \frac{J_1(v\sqrt{\Delta \tau^2 - \Delta z^2})}{v\sqrt{\Delta \tau^2 - \Delta z^2}} \sum_{\Delta m=2}^3 f_m(\beta) d\tau' \right) \quad (3.81)$$

Для числового розрахунку необхідно врахувати сингулярності підінтегральної функції. Для цього треба скористатись відомою властивістю функції Бесселя

$$\frac{J_1(v\sqrt{\Delta \tau^2 - \Delta z^2})}{v\sqrt{\Delta \tau^2 - \Delta z^2}} = \frac{J_0(v\sqrt{\Delta \tau^2 - \Delta z^2}) + J_2(v\sqrt{\Delta \tau^2 - \Delta z^2})}{2} \quad (3.82)$$

та провести аналіз усіх особливих точок у виразі для поля.

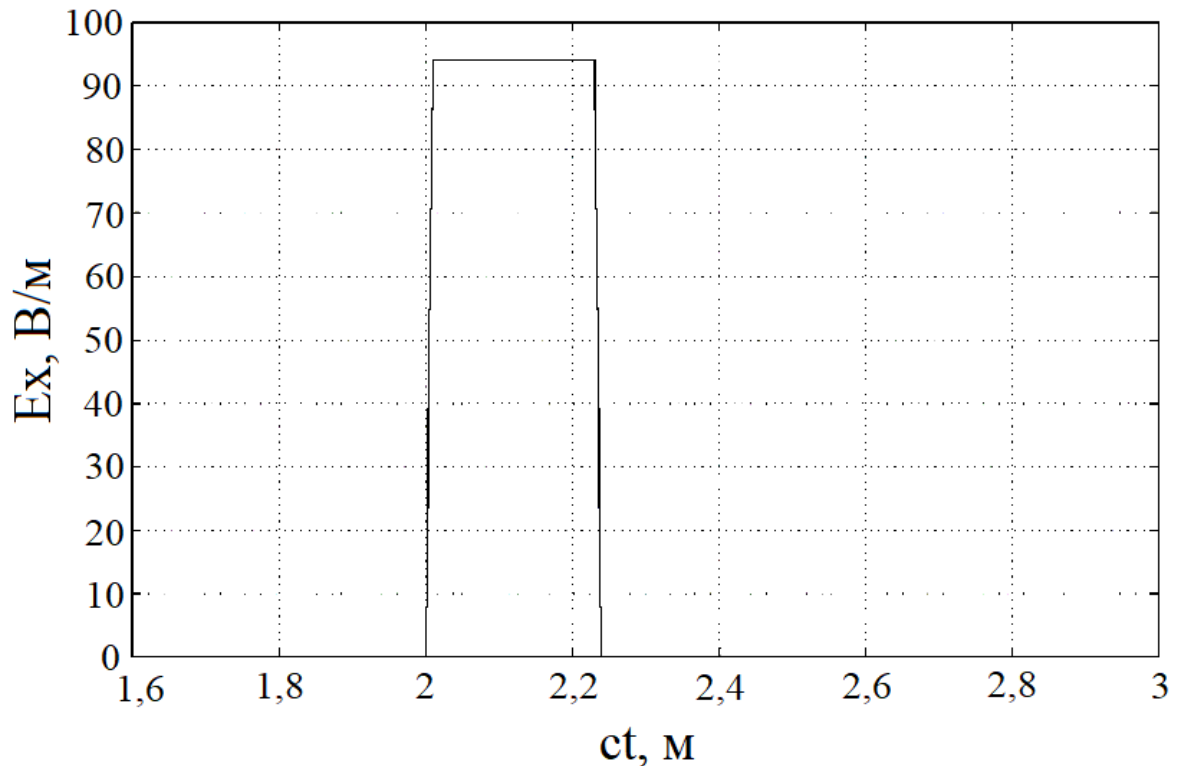


Рис. 3.10 Лінійний розв'язок для електричного поля на поздовжній осі плоского диску, що збуджено стрибком струму

Результати числового розрахунку представлені на Рис. 3.10 та 3.11. На першому з них зображена залежність поперечної електричної компоненти випроміненого поля на поздовжній осі на відстані 2 метри від початку координат, тобто у напрямку максимуму випромінювання, що розрахована у лінійному наближенні.

Як видно, збудження апертури проводилось струмом із залежністю у вигляді функції Хевісайда, де поява поля відповідає моменту збудження апертури із відповідною часовою затримкою, а його зникнення пов'язане із моментом, коли до точки спостереження надійде сигнал від найвіддаленішої точки апертури, тобто на її границі. Відповідно, на Рис. 3.11 зображений доданок до цього поля, породжений нелінійністю середовища, що оточує апертуру та точку спостереження, тобто, реальне поле є сумою цих двох доданків.

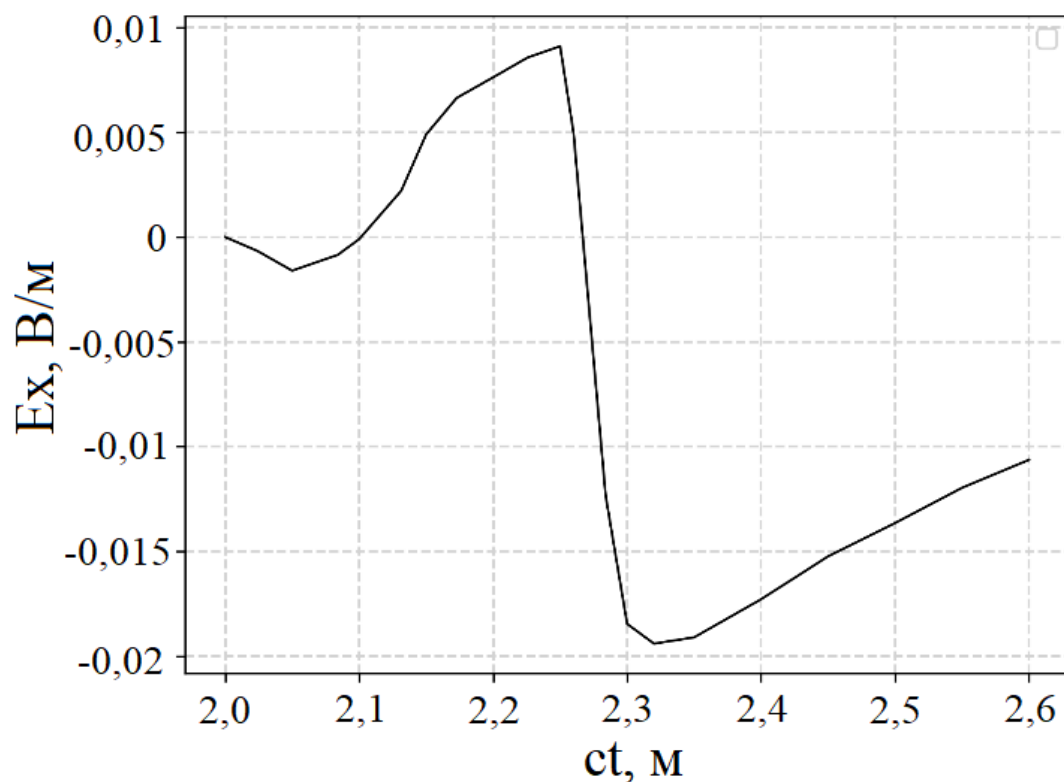


Рис. 3.11 Нелінійний доданок поперечної компоненти електричного поля плоского диска на поздовжній осі, яке збуджене стрибком струму

Так як врахування впливу струмів нелінійності навіть найближчого простору біля апертури потребує великих обсягів числових розрахунків, ми маємо достатньо обмежену кількість точок за часом на Рис. 3.11, але ця залежність загалом якісно правильно відображає характер впливу кубічної нелінійності простору [168]. Перший імпульс ілюструє похідну від кубу напруженості електричного поля, він максимальний. Другий мінімум відображає аналогічну похідну від спадання поля, але, так як це результат впливу достатньо великого об'єму простору, на краях якого поле набагато слабше, нелінійний характер цього ефекту приводить до значного зменшення цього доданку. Після цього другого імпульсу повинно залишитись додаткове поле, що породжується більш віддаленими точками простору, але його вплив значно ослаблений через нелінійність ефекту, і загальна точність розрахунку не дозволяє на даному етапі це виявити.

3.4. Висновки по розділу

Вперше запропоновано використання методу теорії збурень для отримання аналітичного розв'язку задачі поширення нестаціонарної електромагнітної хвилі в слабонелінійному середовищі шляхом розрахунку просторового еквівалентного струму через нелінійну частину вектора поляризації, коли в якості прикладу вибрана модель керівської кубічної нелінійності без врахування частотної дисперсії. Наведена задача розв'язується виключно у часовому просторі без використання перетворення Фур'є за часовою змінною. Підтверджено порушення принципу суперпозиції для розглянутої нелінійної задачі. Описана ітеративна процедура для одержання подальших нелінійних поправок до отриманих значень амплітуд полів.

Аналіз просторової локалізації нестаціонарного поля вперше був використаний для оптимізації числового розрахунку нелінійної складової шляхом обмеження розрахункового об'єму тими областями, де найвищі значення

електричної компоненти поля, саме які і дають найвагомійший внесок у результуючу нелінійну поправку.

Розрахунки уточнених значень нестаціонарного поля дозволяють виділити специфічні спотворення часових форм хвиль та просторового розподілу, тобто кутових модових перетворень, викликаних нелінійністю, для виявлення роботи надпотужних джерел нестаціонарного електромагнітного поля.

Результати цього розділу опубліковані в роботах автора [157-162, 165, 163, 168, 19, 20, 156]

РОЗДІЛ 4

ЕНЕРГЕТИЧНІ ПЕРЕТВОРЕННЯ НЕСТАЦІОНАРНИХ ПОЛІВ У БЛИЖНІЙ ЗОНІ ВИПРОМІНЮВАЧІВ

4.1 Перетворення нестационарних полів у ближній зоні диполя Герца

Процес випромінювання імпульсних полів характеризується певними особливостями формування вільного електромагнітного поля у порівнянні із загальноприйнятими вузькосмуговими сигналами. Але поведінка нестационарних полів, особливо у ближній зоні, має цілу низку відмінностей, які потребують додаткових досліджень [4, 169, 170], необхідних для проведення моделювання подальших експериментальних дослідів впливу імпульсних полів на біологічні об'єкти чи виявлення підповерхневих об'єктів.

4.1.1 Опис підходу до розв'язання задачі

Дане дослідження присвячене виведенню аналітичних виразів для поля випромінювання диполя Герца на основі підходу запропонованого в [171] для довільної залежності від часу струму та аналізу розподілу електромагнітної енергії і її перетворень, але із збільшеною точністю, яка дозволить більш коректно описати процес випромінювання в областях, що наближені до джерела, у порівнянні із відомими аналітичними виразами, наведеними в [169, 58-61]. Також розглядається ближнє поле диполя Герца і виводяться рівняння для полів з більш тонким урахуванням розмірів диполя як деякого об'єму із розподіленим струмом методом векторного потенціалу в часовому просторі.

4.1.2 Постановка задачі

По циліндру з поперечним перерізом S у напрямку осі OZ тече струм $I(t)$ із довільною залежністю від часу. Розглянемо поле, яке випромінюється невеликим відрізком такого провідника довжини l , причому $l \ll c\tau$, де τ - мінімальний час, за який струм $I(t)$ помітно змінюється, c – швидкість світла. При виконанні даної умови розподіл струму по всій довжині l буде майже рівномірним. Дана умова буде завжди справджуватися, якщо довжина l буде вибрана нескінченно малою.

4.1.3 Розв'язання задачі

Пропонується розв'язання цієї задачі методом векторного потенціалу у часовому просторі [171]. Даний підхід дозволяє отримати точний розв'язок для усіх компонентів поля на довільних відстанях у вигляді квадратур. В класичному підході для отримання аналітичного розв'язку проводять розклад підінтегрального виразу в ряд Тейлора за таким малим параметром як відношення радіус–вектору точок джерела до радіус–вектору точки спостереження з утриманням першого члену за амплітудою та двох перших членів ряду в аргументі підінтегральної функції, що відповідає за часову затримку [169, 58-61]. Для отримання більш точних виразів для полів пропонується врахувати більшу кількість членів ряду, не втрачаючи можливості перейти від квадратур до аналітичних виразів із загальноновживаними математичними функціями [172].

4.1.3.1 Класичний підхід до розв'язання задачі

Струм через досліджуваний відрізок провідника пов'язаний зі зміною заряду як

$$I = \frac{\partial Q}{\partial t}. \quad (4.1)$$

Тоді повний дипольний момент даного відрізка провідника буде дорівнювати:

$$\vec{P}_{\Sigma} = Q\vec{l}, \quad (4.2)$$

де вектор $\vec{l}$ направлений вздовж осі OZ . Дипольний момент віднесений до одиниці об'єму дорівнює

$$\vec{P} = \frac{\vec{P}_{\Sigma}}{V} = \frac{Q\vec{l}}{Sl} \quad (4.3)$$

Обчислення випромінюваного поля буде проводитися методом векторного потенціалу, використовуючи відомий розв'язок

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{\vec{j}\left(\vec{r}', t - \frac{R}{c}\right)}{R} dV' \quad (4.4)$$

неоднорідного рівняння відносно векторного потенціалу

$$\nabla^2 \vec{A} - \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = -\mu_0 \vec{j} \quad (4.5)$$

доповненого нульовими початковими та граничними умовами, де $R = |\vec{r} - \vec{r}'|$ – відстань між точкою джерела та точкою спостереження, $\vec{r}$ - координата точки спостереження, $\vec{r}'$ - координата точки джерела випромінювання.

В умовах рівномірного розподілу струму всередині провідника і використовуючи (4.3), густина струму виражається як

$$j = \frac{I}{S} = \frac{1}{S} \frac{\partial Q}{\partial t} = \frac{\partial P}{\partial t}. \quad (4.6)$$

звідси витікає

$$P = \int_{-\infty}^t j dt. \quad (4.7)$$

Для зручності зробимо заміну векторного потенціалу $\vec{A}$ на потенціал Герца $\vec{II}$ [173], використовуючи наступний зв'язок

$$\vec{P} = c^2 \int_{-\infty}^t \vec{A} dt, \quad (4.8)$$

після використання калібрування Лоренца маємо

$$\vec{A} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{P}}{\partial t}; \quad (4.9)$$

$$\varphi = -\operatorname{div} \vec{P}. \quad (4.10)$$

Подіємо на рівняння (4.5) оператором $c^2 \int dt$ і отримаємо рівняння для потенціалу Герца

$$\nabla^2 \vec{P} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} = -\frac{1}{\varepsilon_0} \vec{P} \quad (4.11)$$

і його розв'язок

$$\vec{P} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \int_V \frac{\vec{P}\left(\vec{r}', t - \frac{R}{c}\right)}{R} dV', \quad (4.12)$$

причому, зв'язок напруженості магнітного поля із потенціалом Герца має вигляд

$$\vec{E} = \operatorname{grad} \operatorname{div} \vec{P} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2}; \quad (4.13)$$

$$\vec{B} = \frac{1}{c^2} \operatorname{rot} \frac{\partial \vec{P}}{\partial t}. \quad (4.14)$$

Для нескінченно малого диполя інтеграл (4.12) спрощується, тому ми можемо знехтувати його розмірами порівняно з відстанню до точки спостереження, тобто зробити заміну R на r , і розподіл густини струму в перерізі провідника можна вважати рівномірним. Після інтегрування ми отримаємо

$$\vec{P} = \frac{Sl}{4\pi\varepsilon_0} \frac{\vec{P}\left(t - \frac{r}{c}\right)}{r}, \quad (4.15)$$

що після підстановки в (4.13) та (4.14) дає

$$\vec{E} = \frac{Sl}{4\pi\epsilon_0} \text{graddiv} \left(\frac{\vec{P}}{r} \right) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\frac{\vec{P}}{r} \right); \quad (4.16)$$

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 Sl}{4\pi} \text{rot} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\vec{P}}{r} \right). \quad (4.17)$$

Використання відомих виразів для векторних операцій в (4.16) та (4.17) в сферичній системі координат спільно з (4.4) приводить до наступних виразів для полів, випромінюваних диполем Герца

$$E_\theta = \frac{l \sin \theta}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \frac{1}{r^3} Q \left(t - \frac{r}{c} \right) + \frac{1}{cr^2} \dot{Q} \left(t - \frac{r}{c} \right) + \frac{1}{c^2 r} \ddot{Q} \left(t - \frac{r}{c} \right) \right\}; \quad (4.18)$$

$$E_r = \frac{l \cos \theta}{2\pi\epsilon_0} \left\{ \frac{1}{r^3} Q \left(t - \frac{r}{c} \right) + \frac{1}{cr^2} \dot{Q} \left(t - \frac{r}{c} \right) \right\}; \quad (4.19)$$

$$H_\phi = \frac{lc \sin \theta}{4\pi} \left\{ \frac{1}{cr^2} \dot{Q} \left(t - \frac{r}{c} \right) + \frac{1}{c^2 r} \ddot{Q} \left(t - \frac{r}{c} \right) \right\}. \quad (4.20)$$

Очевидно, що перші доданки у виразах для електричних компонент поля є кулонівське поле диполя, перший доданок у виразі для магнітної компоненти є магнітне поле, породжене постійним електричним струмом (закон Біо-Савара-Лапласа). Із виразів (4.18)-(4.20) помітно, що поздовжня компонента поля зменшується не швидше ніж обернено пропорційно квадрату відстані до точки спостереження. Часова форма випроміненого поля в дальній зоні є другою похідною за часом від повного заряду або перша похідна від струму. Також можна відмітити, що амплітуда магнітного поля пропорційна амплітуді поперечної компоненти електричного поля без урахування першого кулонівського доданка, причому коефіцієнтом пропорційності є характеристичний імпеданс вільного простору

$$\sqrt{\mu_0/\epsilon_0} = 120\pi. \quad (4.21)$$

Звичайно про такий зв'язок поперечних компонент електричного і магнітного поля згадують лише в дальній зоні, коли враховується тільки останні доданки, які зменшуються обернено пропорційно відстані.

4.1.3.2 Уточнення виразів для ближніх полів

У класичному підході до задачі випромінювання ми знехтували розмірами диполя, окрім його довжини, яка входить в усі вирази для полів як множник. Для уточнення виразів для полів диполя Герца будемо брати до уваги не тільки довжину провідника але і його поперечний розмір, радіус, якщо вважати для зручності, що об'єм джерела зі струмом має форму циліндра [22]. Таким чином ми одержимо вирази для полів, випромінюваних тонким коротким джерелом струму. Розглянемо потенціал на великій відстані від зарядженої системи,

$$r'/r \ll 1, \quad \vec{R} = \vec{r} - \vec{r}', \quad R = \sqrt{r^2 - 2\vec{r}\vec{r}' + r'^2}. \quad (4.22)$$

Використовуючи вираз для ряду Тейлора розкладемо підінтегральний вираз в (4.4) в точці r , враховуючи перші три компоненти. Маємо наступний вираз для векторного потенціалу

$$\vec{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \times \int_V \left(\frac{\vec{j}}{r} - \frac{r'^2}{2r^2c} \dot{\vec{j}} + \frac{3(\vec{r}, \vec{r}')^2}{2r^4c} \dot{\vec{j}} - \frac{r'^2}{2r^3} \ddot{\vec{j}} + \frac{3(\vec{r}, \vec{r}')^2}{2r^5} \ddot{\vec{j}} + \frac{(\vec{r}, \vec{r}')^2}{2c^2r^3} \ddot{\vec{j}} \right) dV'. \quad (4.23)$$

В класичних виразах для поля, випроміненого диполем Герца, розглядалася лише перша компонента векторного потенціалу. Компоненти, які у своєму складі містять скалярний добуток $\vec{r}, \vec{r}'$ після інтегрування по об'єму дають нульовий вклад в загальний вираз для векторного потенціалу [171]. Тому, ми будемо розглядати наступні компоненти з однаковим порядком меншості по відношенню до розмірів диполя. Вираз для векторного потенціалу набуває наступного вигляду:

$$\vec{A}_{\vec{r}, t} = \frac{\vec{z}_0 \mu_0 l}{4\pi} \left(a_0 \frac{I}{r} + a_1 \frac{\dot{I}}{4r^2c} + a_2 \frac{\ddot{I}}{8rc^2} \right);$$

$$\begin{aligned}
a_0 &= 1 - \frac{l^2}{24r^2} + \frac{l^2}{8r^2}(\cos^2 \theta) - \frac{r_d^2}{4r^2} + \frac{3r_d^2}{8r^2}(\sin^2 \theta); \\
a_1 &= -\frac{l^2}{6} + \frac{l^2}{2}(\cos^2 \theta) - r_d^2 + \frac{3r_d^2}{2}(\sin^2 \theta); \\
a_2 &= \frac{l^2}{3}(\cos^2 \theta) + r_d^2(\sin^2 \theta).
\end{aligned} \tag{4.24}$$

4.1.3.3 Ближнє нестационарне поле диполя Герца

Зазвичай, для поля, випроміненого диполем, розглядалася лише перша компонента виразу для векторного потенціалу. Легко помітити, що якщо наблизити товщину і довжину диполя до нуля, то цей вираз набуде класичного вигляду. Очевидно, що нові отримані компоненти впливають лише на малих відстанях від випромінювача. Лише у зв'язку з реальною геометрією задачі ми виділяємо компоненти, які містять довжину диполя l як більш важливіші порівняно з компонентами, які містять радіус r_d . Використання формул для векторних операцій в сферичній системі дає такі вирази для полів диполя Герца.

$$H_\varphi(r, \theta, t) = \frac{l \sin \theta}{4\pi} \times \left(h_1 \frac{\dot{Q}}{r^2} \frac{t - r/c}{r} + h_2 \frac{\ddot{Q}}{cr} + h_3 \frac{\ddot{Q}}{r^2 c^2} + h_4 \frac{\ddot{Q}}{r c^3} \right); \tag{4.25}$$

$$h_1 = 1 - \frac{3l^2}{8r^2} + \frac{3r_d^2}{4r^2} \left(\frac{3}{2} \sin^2 \theta - 1 \right) + \left(\frac{5l^2}{8r^2} - \frac{3r_d^2}{4r^2} \right) \cos^2 \theta; \tag{4.26}$$

$$h_2 = 1 - \frac{l^2}{8r^2} + \frac{3r_d^2}{4r^2} (3 \sin^2 \theta - 1) + \left(\frac{5l^2}{8r^2} - \frac{3r_d^2}{4r^2} \right) \cos^2 \theta; \tag{4.27}$$

$$h_3 = -\frac{l^2}{24} + \left(\frac{l^2}{4} - \frac{r_d^2}{4} \right) \cos^2 \theta + \frac{r_d^2}{2} (\sin^2 \theta - \frac{1}{2}); \tag{4.28}$$

$$h_4 = \frac{l^2}{24} \cos^2 \theta + \frac{r_d^2}{8} \sin^2 \theta. \tag{4.29}$$

$$E_r = \frac{l \cos \theta}{2\pi \varepsilon_0} \times \left(e_{r0} \frac{Q}{r^3} + e_{r1} \frac{\dot{Q}}{cr^2} + e_{r2} \frac{\ddot{Q}}{c^2 r^3} + e_{r3} \frac{\ddot{\ddot{Q}}}{r^2 c^3} \right); \quad (4.30)$$

$$e_{r0} = 1 - \frac{3r_d^2}{2r^2} + \frac{l^2}{4r^2} (3 \cos^2 \theta - 1) + \left(\frac{15r_d^2}{4r^2} - \frac{l^2}{2r^2} \right) \sin^2 \theta; \quad (4.31)$$

$$e_{r1} = 1 - \frac{3r_d^2}{4r^2} + \frac{15l^2}{16cr^2} \cos^2 \theta + \left(\frac{r_d^2}{cr^2} - \frac{l^2}{4r^2 c} \right) \sin^2 \theta; \quad (4.32)$$

$$e_{r2} = -\frac{r_d^2}{2} - \frac{l^2}{12} + \frac{7l^2}{24} \cos^2 \theta + \left(\frac{l^2}{12} + \frac{r_d^2}{8} \right) \sin^2 \theta; \quad (4.33)$$

$$e_{r3} = \frac{r_d^2}{4} + \frac{l^2}{24} \cos^2 \theta + \left(\frac{r_d^2}{4} - \frac{l^2}{24} \right) \sin^2 \theta. \quad (4.34)$$

$$E_\theta = \frac{l \sin \theta}{4\pi \varepsilon_0} \times \left(e_{\theta0} \frac{Q}{r^3} + e_{\theta1} \frac{\dot{Q}}{cr^2} + e_{\theta2} \frac{\ddot{Q}}{rc^2} + e_{\theta3} \frac{\ddot{\ddot{Q}}}{r^2 c^3} + e_{\theta4} \frac{\ddot{\ddot{\ddot{Q}}}}{rc^4} \right); \quad (4.35)$$

$$e_{\theta0} = 1 - \frac{6r_d^2 + l^2}{8r^2} + \left(\frac{13l^2}{8r^2} - \frac{15r_d^2}{4r^2} \right) \cos^2 \theta + \left(\frac{15r_d^2}{8r^2} - \frac{l^2}{4r^2} \right) \sin^2 \theta; \quad (4.36)$$

$$e_{\theta1} = 1 - \frac{3r_d^2}{4r^2} - \frac{l^2}{8r^2} + \left(\frac{13l^2}{8r^2} - \frac{7r_d^2}{4r^2} \right) \cos^2 \theta + \left(\frac{7r_d^2}{8r^2} - \frac{l^2}{4r^2} \right) \sin^2 \theta; \quad (4.37)$$

$$e_{\theta2} = 1 - \frac{r_d^2}{2r^2} - \frac{l^2}{12r^2} + \left(\frac{19l^2}{24r^2} - \frac{3r_d^2}{2r^2} \right) \cos^2 \theta + \left(\frac{9r_d^2}{8r^2} - \frac{l^2}{12r^2} \right) \sin^2 \theta; \quad (4.38)$$

$$e_{\theta3} = \frac{l^2 - r_d^2}{4} \cos^2 \theta + \frac{5r_d^2 \sin^2 \theta}{8} - \frac{r_d^2}{4} - \frac{l^2}{24}; \quad (4.39)$$

$$e_{\theta4} = \frac{l^2}{24} \cos^2 \theta + \frac{r_d^2}{8} \sin^2 \theta. \quad (4.40)$$

Легко помітити, що нові вирази для полів співпадають із класичними, якщо радіус і довжина диполя нескінченно малі. Для графічної ілюстрації отриманих

виразів для векторного потенціалу диполя ми використаємо часову залежність заряду для збудження системи у вигляді

$$Q(t) = (1 - \text{th}(t/\tau))/2, \quad (4.41)$$

де $\tau = 10^{-9}$ с. Довжина випромінювача l дорівнює 0,01 м, і його радіус $r_d = 0.001$ м, амплітуда повного струму – $I_0 = 1$ А, кут спостереження $\theta = \pi/2$. Часові залежності векторного потенціалу для різних відстаней від диполя для трьох випадків – класичного, нашого (уточненого) і точного, отриманого прямим розрахунком інтегралу (4.12) [46] представлені на Рис. 4.1-4.3. Якщо на останньому рисунку всі три криві важко розрізняються, то на другому між ними помітна різниця, і видно, що уточнений розв'язок ближче до точного, і все це на відстані, що дорівнює довжині диполя. Що стосується першого рисунка, на відстані спостереження у половину довжини диполя, наш уточнений розв'язок демонструє гарну наближеність до точного розв'язку, в той час як класичний розв'язок дає похибку в 15%.

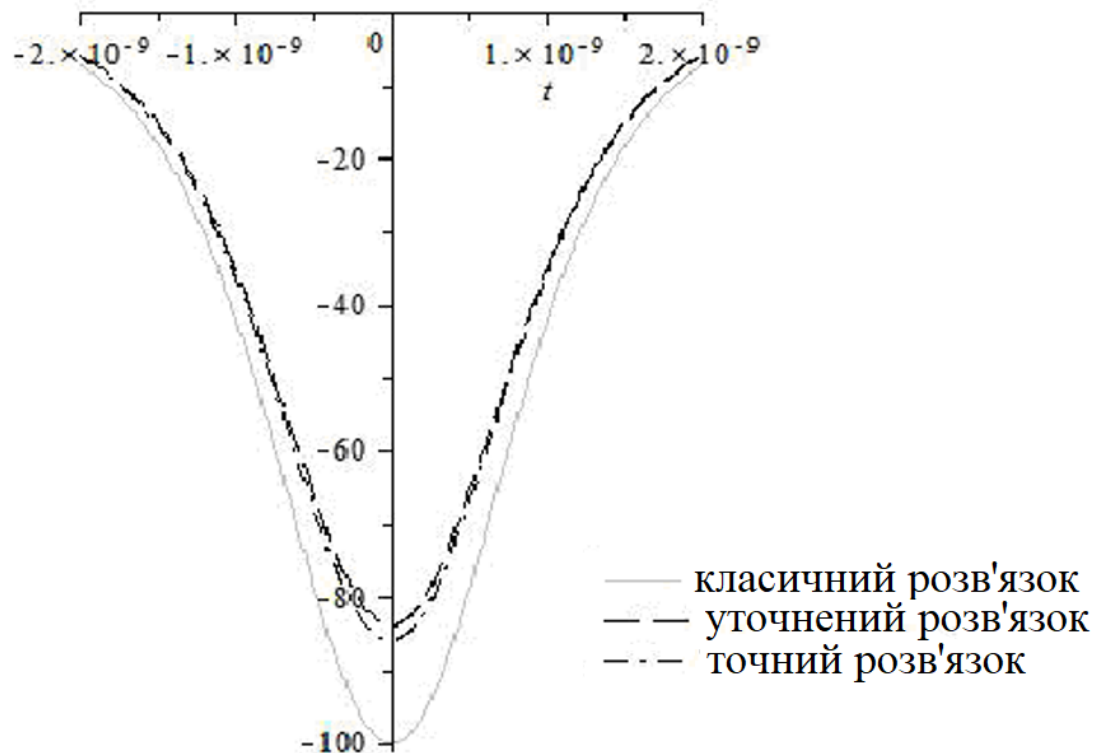


Рис. 4.1 Залежність від часу векторного потенціалу на відстані 5 мм від диполя

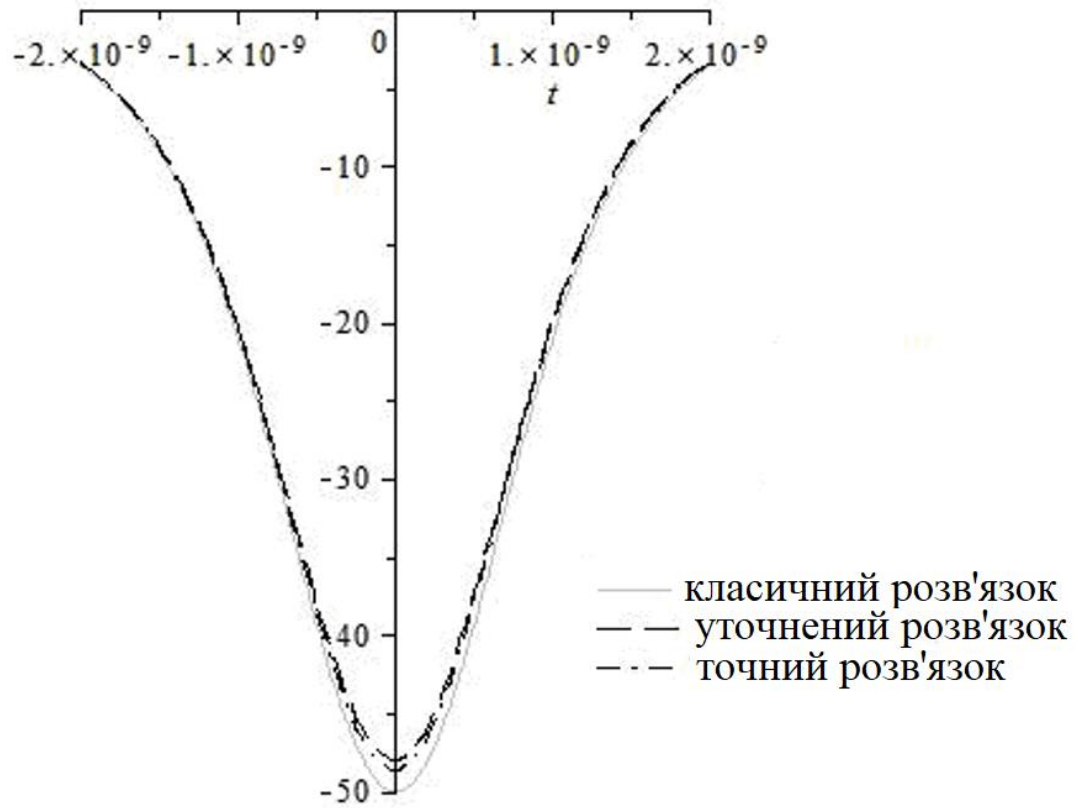


Рис. 4.2 Залежність від часу векторного потенціалу на відстані 10 мм від диполя

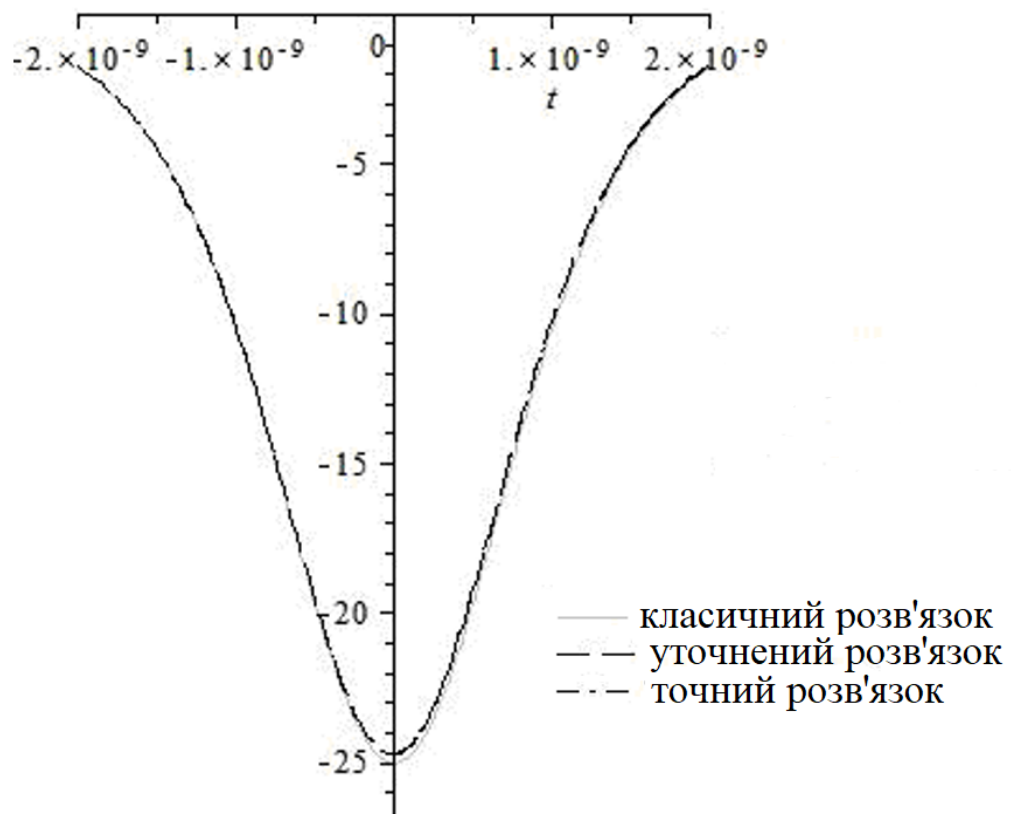


Рис. 4.3 Залежність від часу векторного потенціалу на відстані 20 мм від диполя

4.1.4 Перетворення енергії поля у просторі навколо диполя

Відомо, що закон збереження енергії електромагнітного поля буде виконуватися тільки з урахуванням всіх компонент поля і всіх доданків у виразах (4.18)-(4.20). Розгляд тільки тих доданків, які найповільніше зменшуються із відстанню приводить до того, що порушується і закон збереження енергії, і також не задовольняються дивергентні рівняння Максвелла [70]. Із виразів (4.18)-(4.20) слідує, що амплітуда нормальної компоненти густини потоку потужності на сфері радіуса r , у центрі якої знаходиться диполь, складається із шести доданків з п'ятьма різними видами залежності від часу, як це видно при послідовному перемноженні кожного доданку у виразах для поля (4.18)-(4.20):

$$\vec{P} = \vec{E} \times \vec{H}; \quad (4.42)$$

$P_z = \frac{cl^2 \sin^2 \theta}{16\pi^2 \varepsilon_0} \times$	H_φ		
	$\times$	$\frac{1}{cr^2} \dot{Q}$	$\frac{1}{c^2 r} \ddot{Q}$
E_θ	$\frac{1}{r^3} Q$	$\left(\frac{1}{cr^5} Q \dot{Q} \right.$	$\left. + \frac{1}{c^2 r^4} Q \ddot{Q} \right)$
	$\frac{1}{cr^2} \dot{Q}$	$+ \frac{1}{c^2 r^4} \dot{Q} \dot{Q}$	$+ \frac{1}{c^3 r^3} \dot{Q} \ddot{Q}$
	$\frac{1}{c^2 r} \ddot{Q}$	$+ \frac{1}{c^3 r^3} \dot{Q} \ddot{Q}$	$+ \frac{1}{c^4 r^2} \ddot{Q} \ddot{Q}$

(4.43)

Нижній доданок справа, який підкреслений хвилястою лінією, є густиною потоку енергії хвилі в дальній зоні, це найбільш повільно спадаючий доданок, який дає вклад в результуючу випромінену енергію. Сумарна енергія даного

доданка, як видно, не спадає при збільшенні чи зменшенні радіусу сфери, а залишається сталою. Вклад інших доданків спадає зі збільшенням радіусу сфери. Використовуючи формулу інтегрування по частинам, легко можна показати, що підкреслені подвійною лінією доданки в сумі дають нульовий вклад в потік енергії, якщо зміна заряду відбувається на кінцевому часовому проміжку. Підкреслені штриховою лінією доданки також можуть давати нульовий вклад в потік енергії, якщо струм через диполь є функцією, симетричною відносно осі, або відносно початку координат. Зменшення сумарного потоку енергії з відстанню пояснюється тим, що завдяки цьому у просторі навколо диполя зосереджується енергія електромагнітного поля, якщо через диполь протікає струм. При повному вимкненні струму, зосереджена навколо диполя енергія перетворюється у випромінену, як показано в [70] шляхом побудов та аналізу ліній з нульовим сумарним потоком енергії навколо диполя. Але бути впевненим в правильності даного твердження математично із (4.43) достатньо важко, так як енергія електромагнітної хвилі в дальній зоні, що представляється доданками, підкресленими хвилястими лініями, не залежить від відстані і відповідно вона не пов'язана з енергією диполя, а породжується усередині диполя. Таке протиріччя можна пояснити тим, що у процесі отримання класичних виразів для поля диполя (4.18)-(4.20), отримуючи із (4.12) рівняння (4.15), ми вважали розміри диполя набагато меншими відстані від центра диполя до точки спостереження. Таким чином, вирази для полів (4.18)-(4.20) припиняють бути вірними при достатньо близьких відстанях спостереження. Тому, використовуючи (4.18)-(4.20), при відсутності струму можна побачити, як енергія направляється в центр диполя.

Проілюструємо такий процес простою задачею, коли заряди на кінцях диполя в нульовий момент часу почали лінійно зменшуватися до нульового значення. Нехай часова залежність заряду має вигляд, представлений на Рис. 4.4. Тоді аналітично заряд і його похідні по часу можуть бути представлені як

$$Q(t) = \begin{cases} Q_0, & t < 0, \\ Q_0 - \frac{Q_0}{\tau_f} t, & 0 \leq t \leq \tau_f, \\ 0, & t > \tau_f, \end{cases} \quad (4.44)$$

$$\dot{Q}(t) = \begin{cases} 0, & t < 0, \\ -\frac{Q_0}{\tau_f}, & 0 \leq t \leq \tau_f, \\ 0, & t > \tau_f, \end{cases} \quad (4.45)$$

$$\ddot{Q}(t) = -\frac{Q_0}{\tau_f} (\delta(t) - \delta(t - \tau_f)). \quad (4.46)$$

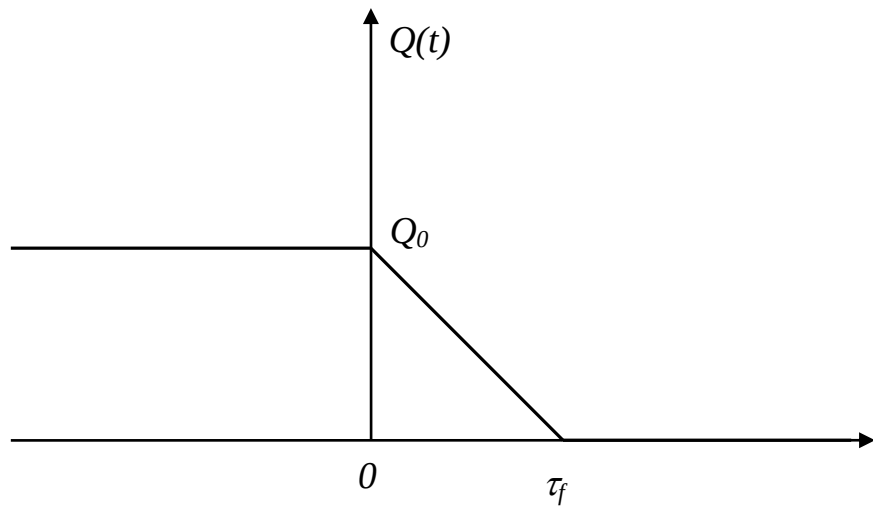


Рис. 4.4 Залежність від часу заряду диполя при лінійній зміні заряду

Розглянемо енергію поля у просторі навколо диполя, обмеженому двома сферами радіусами R_0 і ξR_0 , де $\xi > 1$. Використовуючи (4.18)-(4.20) легко показати, що до моменту $t = 0$ простір мав енергію

$$W_E = \frac{l^2 Q_0^2}{12\pi\epsilon_0 R_0^3} \left(\frac{\xi^3 - 1}{\xi^3} \right) \quad (4.47)$$

електричного поля. Розрахунок потоку енергії, проведений з урахуванням перших п'яти доданків із (4.18)-(4.20) показує те, що через сферу радіуса ξR_0 в розглянутий об'єм за весь час перехідного процесу додається енергія

$$W_{out} = \frac{l^2 Q_0^2}{12\pi\epsilon_0 R_0^3} \frac{1}{\xi^3}, \quad (4.48)$$

а через сферу радіуса R_0 із даного об'єму виходить енергія величини

$$W_{in} = \frac{l^2 Q_0^2}{12\pi\epsilon_0 R_0^3}. \quad (4.49)$$

Таким чином, в результаті із об'єму у напрямку до центру диполя вийде енергія електромагнітного поля

$$W_{\Sigma} = \frac{l^2 Q_0^2}{12\pi\epsilon_0 R_0^3} \left(\frac{\xi^3 - 1}{\xi^3} \right). \quad (4.50)$$

Описаний приклад має той недолік, що, як слідує із (4.46), при такому збудженні диполь повинен випромінювати нескінченну енергію. Щоб цього уникнути, необхідно у ролі часової залежності заряду диполя взяти плавну функцію, подібну до запропонованої в [70]. Наприклад, нехай

$$Q(t) = Q_0 (1 - \text{th}(t/\tau)) / 2. \quad (4.51)$$

Тоді нормована на максимум функція $Q(t)$ при $\tau = 1$ нс і її перша і друга похідні будуть мати такий вигляд, як на Рис. 4.5.

У випадку, коли випромінювач оточений сферою радіусом 1 м, знайдемо таку швидкість зміни сигналу, яка визначається параметром τ , при якій сфера радіусом 1 м стане каузальною [70], тобто сумарний потік енергії, який включає потік енергії квазістатичного поля усередину і потік випроміненої назовні хвилі дорівнює нулю. Так як енергія квазістатичного поля, яка проходить у середину сфери не залежить від τ , то зручно побудувати відношення випроміненої енергії до енергії квазістатичних компонент поля за межами сфери, як це показано на Рис. 4.6. Видно, що сфера обраного розміру є каузальною при $\tau = 0,8$ нс. Енергія випроміненої хвилі зростає зі зменшенням r обернено пропорційно четвертій

степені τ , а енергія квазістатичних компонент поля зростає обернено пропорційно третій степені r і обернено пропорційно τ . Проводячи з допомогою Рис. 4.6 умовну оцінку інтервалу, на якому струм суттєво змінюється, можна зробити висновок, що розміри каузальної поверхні сфери навколо диполя Герца приблизно дорівнюють просторовій тривалості збуджуючого імпульсу. В [70] стверджується, що насправді ніякої рівності потоків через каузальну поверхню не існує і що існує лише перетворення енергії квазістатичних компонент поля за межами даної сфери в електромагнітну хвилю. Дане твердження можна також трактувати в якості підтвердження існування обмежень на використання виразів для поля (4.18)-(4.20), які природним чином витікають із метода отримання даних виразів.

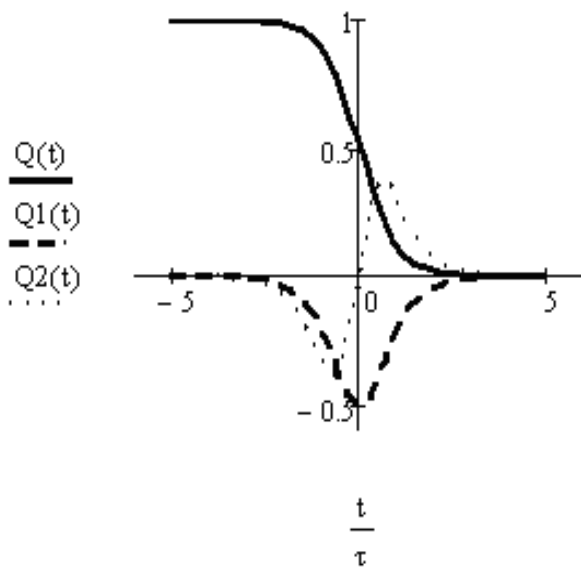


Рис. 4.5 Часова залежність заряду диполя при плавній зміні заряду і струму

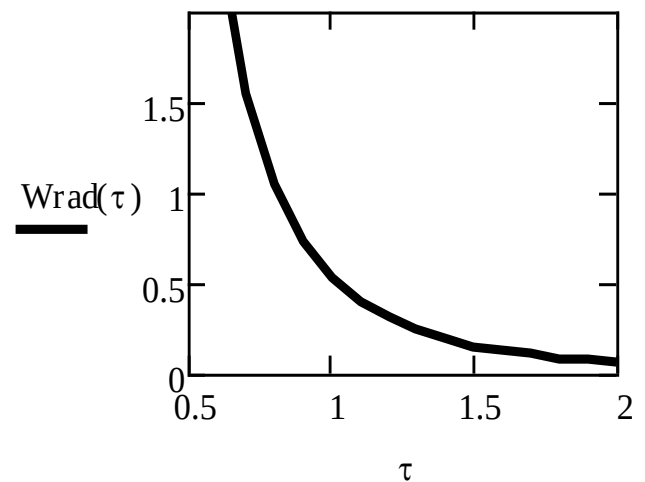


Рис. 4.6 Відношення випроміненої енергії до енергії квазістатичних компонентів поля за межами сфери радіуса 1 м

Як згадувалось раніше, ці вирази також не є абсолютно точними, тому виникає інтерес пошуку границь використання наведених виразів. Для цього

проведемо числове моделювання для вибраної вище плавної часової залежності, довжини випромінювача 0,02 м, радіусу 0,001 м, амплітуди заряду 1 Кл.

Щоб помітити різницю між класичним розв'язком у часовому просторі для диполю Герца, та наведеними тут покращеним та точним розв'язком, який був отриманий прямим числовим розрахунком виразу (4.4), для обраних параметрах збуджуючого імпульсу відстань спостереження, на якій буде помітна різниця між розв'язком, слід покласти відстань спостереження 0,01 м.

Результати розрахунку поперечної складової магнітного поля наведені на Рис. 4.7 для $\theta = \pi/16$. Видно, що покращений розв'язок дає більше точне наближення до точного розв'язку, ніж класичне. Що стосується великих відстаней спостереження, то всі розв'язки наближаються один до одного, як і виходить із аналітичних виразів.

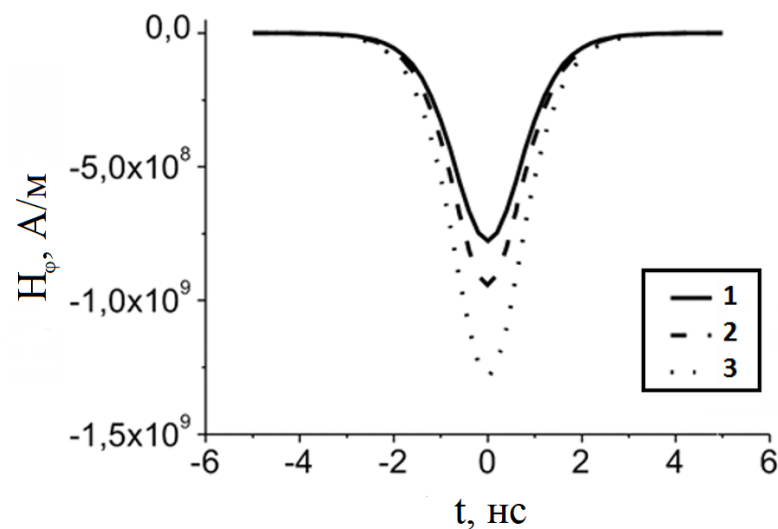


Рис. 4.7 Часові залежності амплітуди поперечної складової магнітного поля для кута спостереження $\theta = \pi/16$, на відстані спостереження 0,01 м, отримані по класичним формулам (1), з покращеного (2) та точного розв'язку (3)

На Рис. 4.8 показані часові залежності амплітуди магнітного поля для відстані спостереження 0,02 м та для різних кутів $\theta = \pi/16, \pi/4, \pi/2$. Можна помітити, що покращений розв'язок дає більш близьке наближення часових форм до точного при чому для всіх кутів спостереження у порівнянні з класичним.

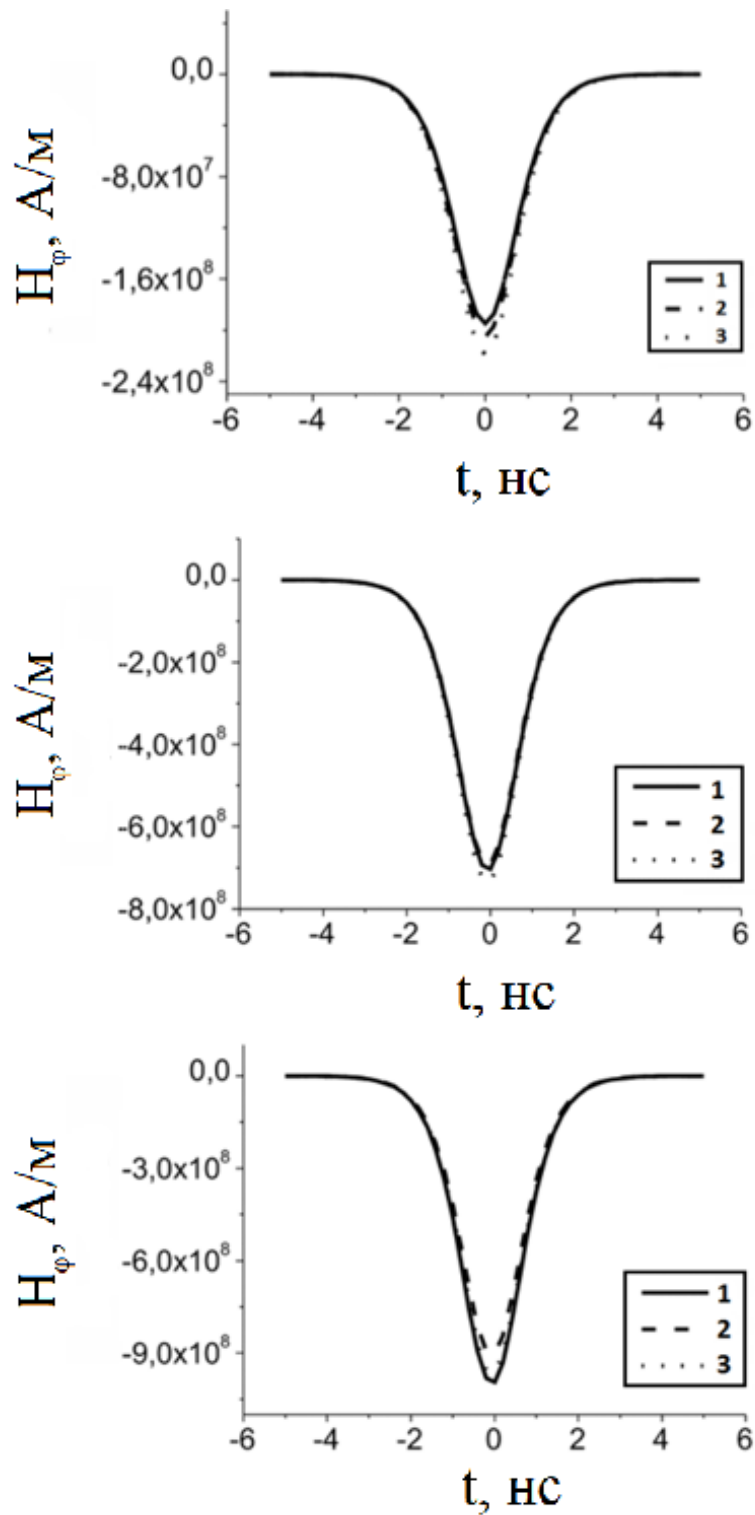


Рис. 4.8 Часові залежності амплітуди поперечної складової магнітного поля для кутів спостереження $\theta = \pi/16$, $\pi/4$, $\pi/2$ (зверху до низу на відстані спостереження 0,02 м, отримані по класичним формулам (1), із покращеного (2) та точного розв'язку (3))

4.1.5 Зони випромінювання електрично малого джерела струму

Розглянемо випромінювання, що виникає в ході перехідного процесу в потужному електричному колі. Прикладом таких кіл може бути коло живлення потужного двигуна, що керується ширинно-імпульсно модульованим струмом, або коло потужного рельсотрона для запуску корабельних літаків чи спеціальних надзвукових снарядів.

Джерелом електромагнітного поля буде електричний струм, рівномірно розподілений по об'єму циліндру довжини 0,2 м, радіусу поперечного перерізу 0,01 м та з часовою залежністю струму

$$I(t) = I_0 \left(1 - \operatorname{th} \left(\frac{t}{\tau} \right) \right), \quad (4.52)$$

де $\tau = 2 \cdot 10^{-4}$ с, $I_0 = 1000$ А.

Для даної задачі зручно побудувати амплітуди компонент в нормованому вигляді таким чином, щоб їхні часові форми не змінювались внаслідок природного зменшення амплітуди в дальній зоні. Для цього амплітуди поперечної та повздовжньої компонент будемо домножувати на квадрат відстані до точки спостереження. Нормовані часові залежності амплітуди поперечної та повздовжньої складових електричного поля на різних відстанях від джерела ($1 - 10^6$ м) показані на Рис. 4.9. Важливо доповнити, що для відстані $r = 10^5$ м обидві компоненти згасають по закону квазістатичного поля. І тільки різке зростання амплітуди поперечної компоненти свідчить про формування електромагнітної хвилі на великих відстанях. Для такого джерела малих електричних розмірів слід використовувати критерій зовнішньої границі ближньої зони у вигляді $r < \lambda/2\pi$ [174], [175]. Як бачимо з Рис. 4.9, даний критерій задовільно описує властивості полів в ближній зоні за умови, що ми вслід за Л.Г. Содіним [54], будемо використовувати $c\tau = 6 \cdot 10^4$ замість λ .

Навіть для випадку гармонічної залежності від часу, питання про границі дальніх зон випромінювання не є простим та однозначним [176]. Х.Ф. Хармут в

[177] запропонував критерії дальньої зони, що залежать від часової залежності випромінюваного струму, засновані на порівнянні амплітуд складових поля диполя Герца з різним згасанням у просторі. Для Н-компоненти поля він має наступний вигляд:

$$R \gg c \left| I(t) / \frac{dI(t)}{dt} \right| \quad (4.53)$$

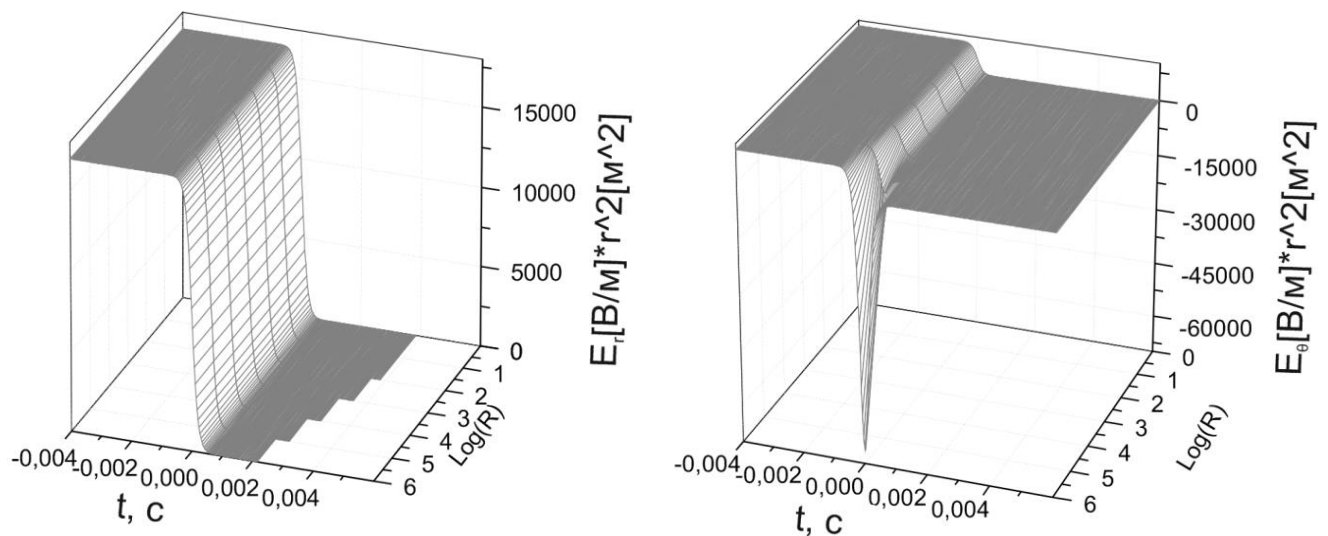


Рис. 4.9 Часові залежності нормованих амплітуд повздовжньої та поперечної компонент електричного поля для різних відстаней спостереження для кута $\theta = \pi/2$

Легко перевірити, що цей вираз перетвориться у випадку гармонічного сигналу до вище описаного критерію $\lambda/2\pi$. Для обраної часової форми струму, що збуджується, функція у правій частині нерівності (4.53) показана на Рис. 4.10. Очевидно, що до моменту вимикання квазістатичне поле заповнює весь простір навколо випромінювача до нескінченності, цим і пояснюється нескінченне початкове значення дальньої границі ближньої зони. Процес вимикання струму наближує границю дальньої зони до випромінювача до певного значення, тому функція на Рис. 4.10 перестає зменшуватись, досягши значення приблизно $3 \cdot 10^4$ м. Однією з причин такої поведінки є вибрана часова форма струму, яка лише

асимптотично наближається до нуля, не зникаючи повністю. Таким чином, критерій Хармута дає схожий результат з кращим візуальним уявленням того, як границя дальньої зони наближається по мірі перетворення енергії квазістатичного поля навколо випромінювача все ближче до мінімального постійного значення, близькому з точністю до порядку до відстані формування вільної електромагнітної хвилі – ближньої границі дальньої зони (див. Рис. 4.9).

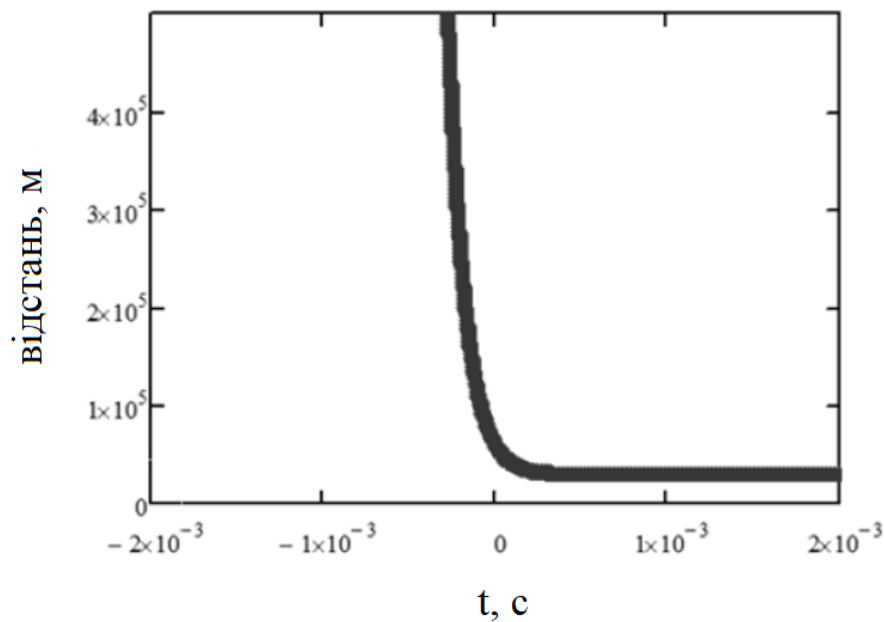


Рис. 4.10 Залежність відстані до ближньої границі хвильової зони від часу по визначенню Хармута (3) для магнітної компоненти

Із класичних виразів для диполя Герца видно, що випромінювана хвиля в дальній зоні має часову форму першої похідної по часу від амплітуди струму, що збуджується. Це було перевірено експериментально [59], [178], [179] та в [61]. На цій основі раніше пропонувались ідеї візуального контролю часової форми амплітуди поля для знаходження моменту переходу точки спостереження в дальню зону та появи хвилі із квазістатичних компонент поля випромінювача. В роботі [70] показано перевагу аналізу енергії імпульсного поля перед іншими характеристиками, в тому числі для оцінки спрямованих властивостей імпульсних антен. Використаємо ідею, закладену у вираз (4.53), до енергетичних параметрів

магнітного поля. Для цього, в якості критерію дальньої зони розглянемо відношення енергії хвильової складової магнітного поля (W_{wave}), що описана членом, який містить першу похідну від струму, та енергію повного магнітного поля (W). Графік залежності даного співвідношення показаний на Рис. 4.11 для $\theta = \pi/4$ у випадку збудження коротким імпульсом [5]

$$Q(t) = Q_0(1 - th(t/\tau))/2, \quad (4.54)$$

де $\tau = 1$ нс. Пропонуємо ближню границю хвильової зони визначити як відстань, на якій дане співвідношення досягає деякого постійного рівня, наприклад 0,5 [49]. такий критерій дає наближену границю дальньої зони в 0,4 м для обраного струму випромінювача, що збуджується [22].

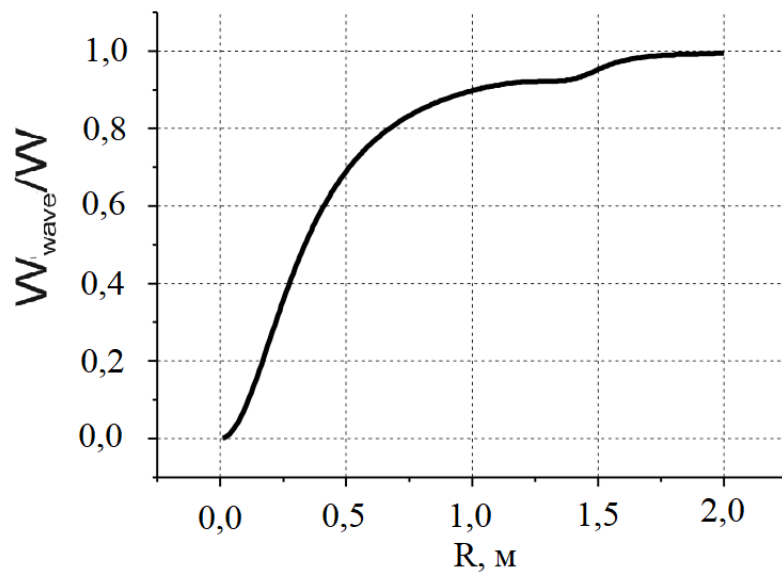


Рис. 4.11 Відношення енергії хвильової компоненти магнітного поля до сумарної енергії магнітного поля в точці спостереження, віддаленої від випромінювача на відстань R , для кута $\theta = \pi/4$

Цікаво прослідкувати зміну положення границі хвильової зони в залежності від тривалості імпульсу струму, що збуджується, тобто від τ . На Рис. 4.12

побудовано співвідношення енергії хвильової компоненти магнітного поля до сумарної енергії магнітного поля для різних відстаней спостереження та для кута $\theta = \pi/4$. Видно, що збільшення тривалості імпульсу призводить до збільшення відстані до ближньої границі хвильової зони. У даному випадку це вказує на подібність до одного з класичних критеріїв дальньої зони із [61]:

$$R \gg \lambda/2\pi. \quad (4.55)$$

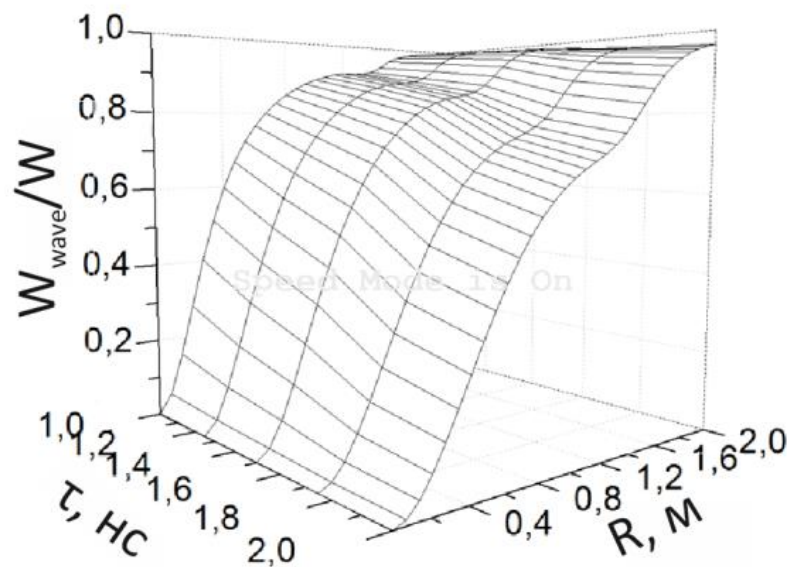


Рис. 4.12 Відношення енергії хвильової компоненти магнітного поля до сумарної енергії магнітного поля для кута $\theta = \pi/4$ в точці спостереження, віддаленої від випромінювача на відстань R , для різних тривалостей перехідного процесу τ

4.2. Дослідження впливу довжини вібратора на форму імпульсу, що випромінюється

Дротяні антени залишаються найбільш зручними і поширеними у багатьох практичних задачах випромінювання електромагнітних хвиль завдяки простоті, технологічності, малій вазі та вітрильності. Теорія таких антен при гармонічному збудженні дуже гарно розроблена, в тому числі і для випадку їх покриття імпедансною речовиною [180]. Але представляють інтерес характеристики таких антен у надширокій смузі частот. Через це є важливим дослідження впливу

геометричних параметрів таких антен при імпульсному збудженні на часові характеристики випроміненого поля.

4.2.1 Постановка задачі

Імпульсні сигнали випромінюються тонким дротом довжини l , який розташовано перпендикулярно ідеально провідному металевому екрану. Геометрія задачі та система координат зображені на Рис. 4.13.

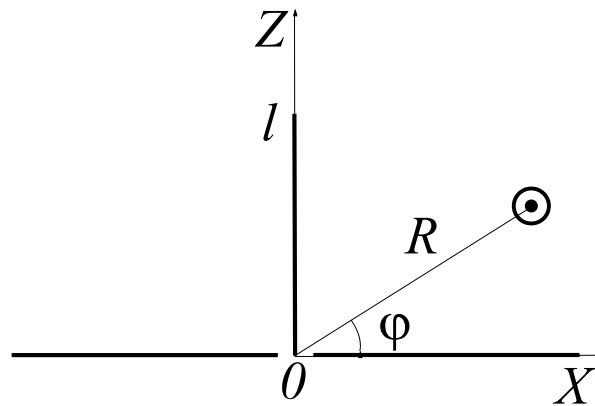


Рис. 4.13 Геометрія задачі

Розподіл електричного струму вздовж дроту представляється у вигляді хвилі, що біжить із швидкістю світла і має часову залежність у вигляді першої похідної від гауссіана

$$I(z, t) = -I_0 \frac{\left(t - \frac{z}{c}\right)}{\sigma} e^{-\frac{\left(t - \frac{z}{c}\right)^2}{2\sigma}} e^{-\alpha z}, \quad (4.56)$$

де I_0 – амплітуда електричного струму, c – швидкість світла, σ – параметр, що визначає тривалість імпульсу, α – параметр, що визначає спадання амплітуди хвилі струму через втрати на випромінювання. Звичайно, спадання амплітуди

струму через випромінювання для імпульсу має значно складніший характер, і не може бути легко розраховано аналітично, але наявні експериментальні дані показують, що спадання амплітуди хвилі незначне, і її апроксимація експоненціальною функцією, де α – константа, забезпечує прийнятну точність розрахунків [181]. Припускається також, що товщина провідника нескінченно мала.

4.2.2 Розв'язання задачі

Задача розв'язується за допомогою методу векторного потенціалу. Сутність його полягає у такій заміні змінних у рівняннях Максвелла:

$$\text{rot} \vec{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \text{rot} \vec{A}, \quad (4.57)$$

де $\vec{A}$ – векторний потенціал. За її допомогою можна звести систему рівнянь Максвелла до неоднорідного хвильового рівняння відносно векторного потенціалу $\vec{A}$

$$\nabla^2 \vec{A} - \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = -\mu_0 \vec{I}(\vec{r}, t), \quad (4.58)$$

де ϵ_0 і μ_0 – відповідно електрична та магнітна постійна, $\vec{I}$ – заданий струм джерела. Використовуючи розв'язок хвильового рівняння

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{\vec{I}\left(\vec{r}', t - \frac{R}{c}\right)}{R} dV, \quad (4.59)$$

можна отримати такий вираз для амплітуди електричного поля у випадку нескінченно тонкого вібратора:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \left\{ \frac{3(\vec{q}, \vec{R})\vec{R} - \vec{q}(\vec{R}, \vec{R})}{R^5} + \frac{3(\vec{I}, \vec{R})\vec{R} - \vec{I}(\vec{R}, \vec{R})}{cR^4} + \frac{(\vec{I}', \vec{R})\vec{R} - \vec{I}'(\vec{R}, \vec{R})}{c^2R^3} \right\} d\vec{l}', \quad (4.60)$$

де $\vec{R} = \vec{r} - \vec{r}'$, $\vec{r}$ – радіус-вектор точки спостереження, $\vec{r}' = l'\vec{z}_0$ – радіус-вектор випромінюючої точки на вібраторі, $\vec{I}'(\vec{r}', t - R/c)$ – часова похідна від струму,

$$\bar{q}(\vec{r}', t - R/c) = \int_{-\infty}^{t - \frac{R}{c}} \vec{I}(\vec{r}', t') dt'. \quad (4.61)$$

Інтегрування проводиться у межах від $-l$ до l через вплив ідеально провідного екрану. Вважаємо, що одночасно з рухом позитивних сторонніх зарядів у напівпросторі $z > 0$ у напрямку зростання z має місце рух негативних зарядів у напівпросторі $z < 0$ у напрямку зменшення z .

Величина спадання амплітуди хвилі струму α отримана з теоретичних та експериментальних часових залежностей прийнятого поля [181]. Для того, щоб врахувати відбиту хвилю струму, ми припускаємо, що аналітичний вираз для відбитої хвилі струму має точно такий вигляд, як і для падаючої (4.56), але з протилежним знаком амплітуди та повздовжньої координати z відповідно до класичних задач теорії довгих ліній.

4.2.3 Числове моделювання

Для числового моделювання було взято імпульсний сигнал у вигляді похідної від гауссіана (4.56) із тривалістю за рівнем $1/e$ 2 нс, тобто такий, який було використано в роботі [181]. Нормовані залежності амплітуди поперечної електричної компоненти поля від часу та кута φ , які розраховані за допомогою виразу (4.60), для вібратора довжиною $l=1,64$ м зображені на Рис. 4.14 (відстань від початку координат $R=2$ м, ближнє поле) і на Рис. 4.15 ($R=30$ м, дальня зона) [182]. Прийнятий сигнал складається з чотирьох частин, що випромінює на початку і кінці провідника первинною та відбитою хвилями [1]. Характерним є те, що на більших відстанях ця антена гірше випромінює у напрямку вздовж дрота, що є характерним для дальньої зони.

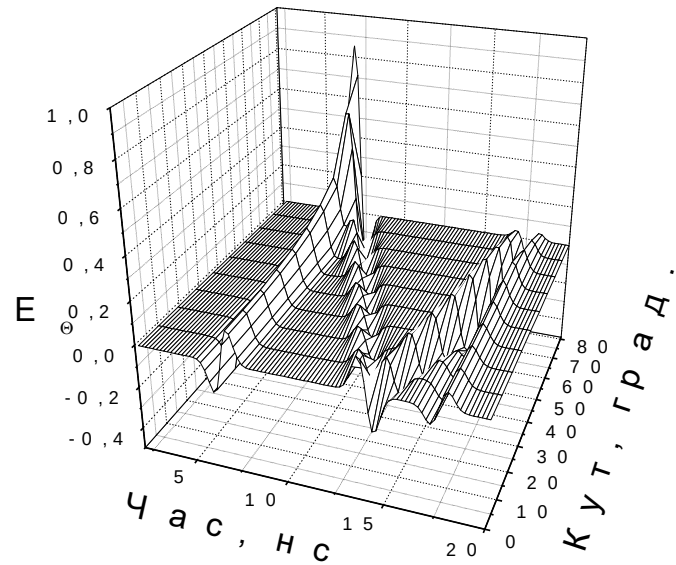


Рис. 4.14 Нормовані залежності амплітуди поперечної електричної компоненти поля від часу та кута φ для вібратора довжиною $l=1,64$ м і відстані спостереження $R=2$ м

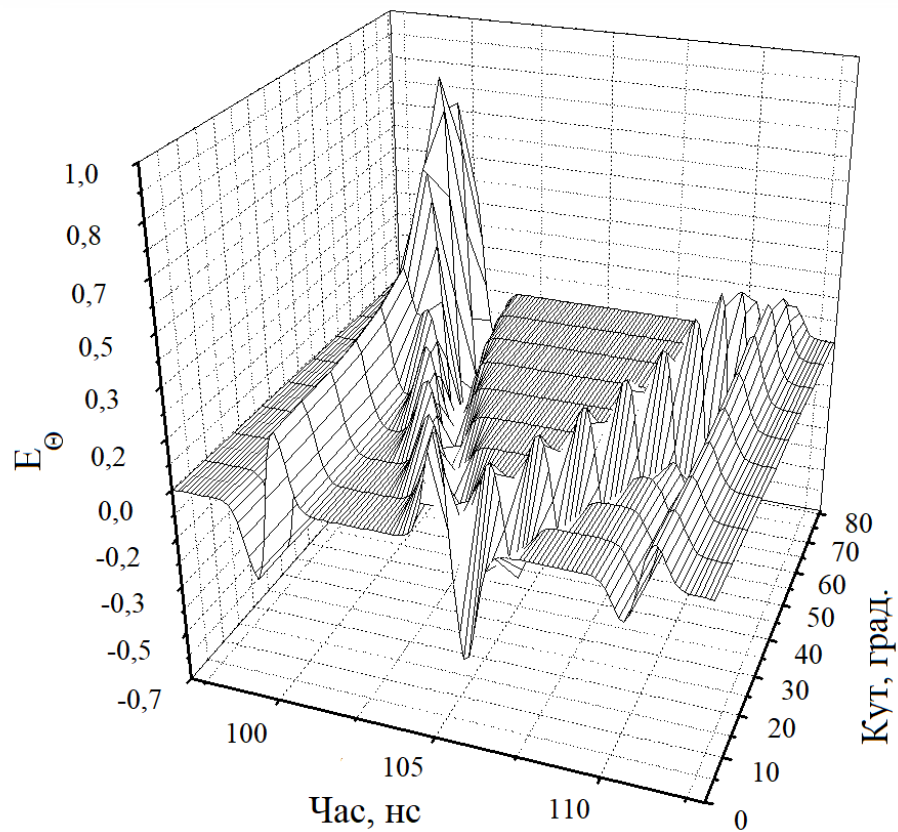


Рис. 4.15 Нормовані залежності амплітуди поперечної електричної компоненти поля від часу та кута φ для вібратора довжиною $l=1,64$ м і відстані спостереження $R=30$ м

Часові залежності та спектр амплітуди поперечної електричної компоненти випроміненого поля для різних довжин вібратора l зображені на Рис. 4.16 [183]. Видно, що короткий вібратор випромінює сигнал з такою ж часовою залежністю, як і у першій похідній від збуджуючого імпульсу.

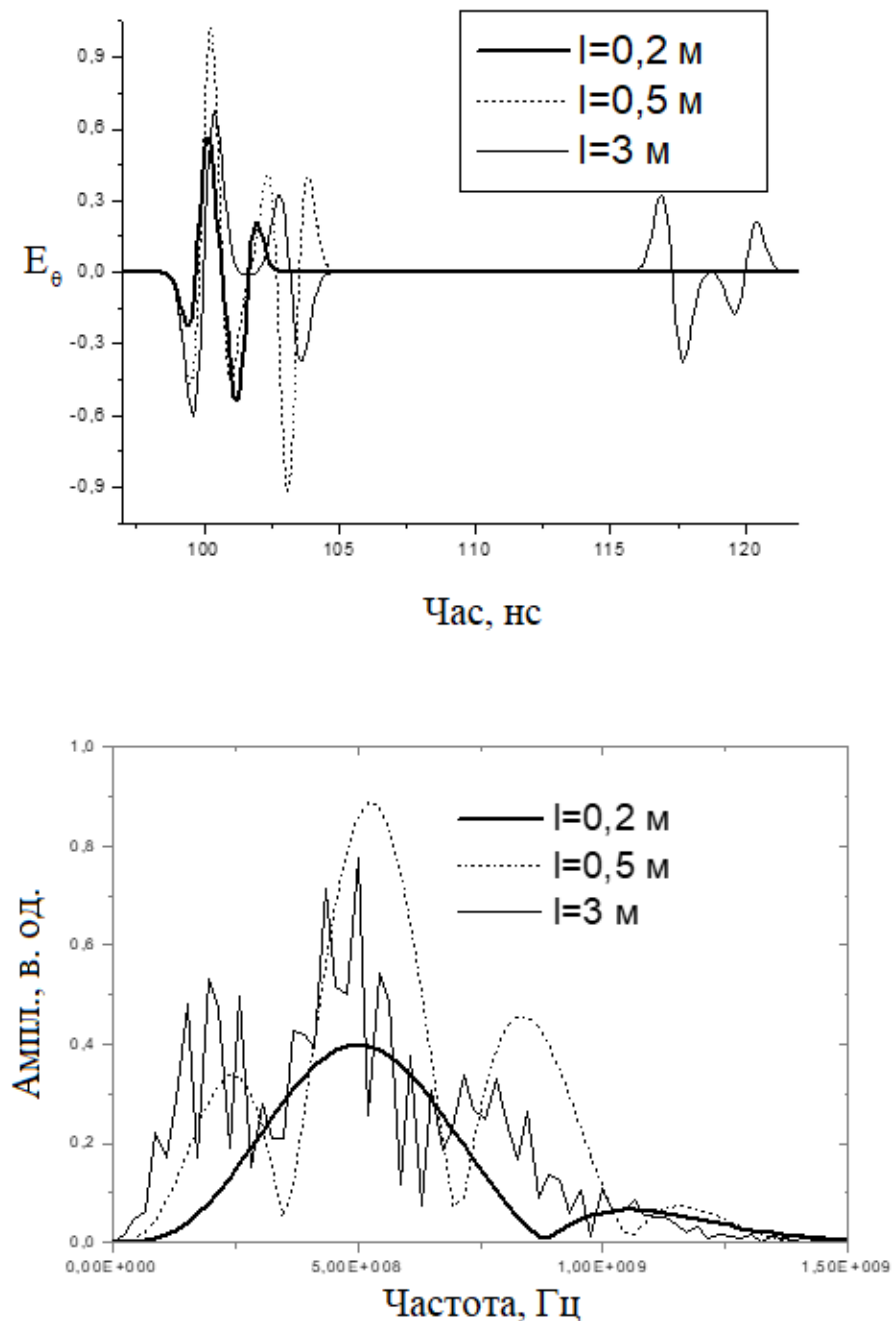


Рис. 4.16 Часова залежність та частотний спектр амплітуди поперечної електричної компоненти поля для різних довжин вібратора l та відстані прийому $R=30$ м

У випадку довгого вібратора ми спостерігаємо вплив відбиття хвилі струму на спектр, але це не приводить до зростання повної енергії випроміненого сигналу для заданої тривалості збуджуючого імпульсу. Причиною цього є загальновідомий факт, що імпульсні сигнали випромінюються, головним чином, точкою живлення та кінцями випромінювача, тож збільшення довжини вібратора не повинно значно покращити випромінювання енергії хвилею струму.

Врахувати відбиття хвилі струму від джерела ми можемо таким же ж чином, як було враховано відбиття від кінця вібратора. Для того, щоб вплив відбиття від джерела струму був помітніший, було розраховано випадок, коли хвиля струму повністю відбивається від джерела, без поглинання енергії хвилі. На Рис. 4.17, де зображені часові залежності та частотний спектр нормованої амплітуди поперечної електричної компоненти випромінюваного поля в напрямку максимуму, порівнюються два випадки: повне поглинання та повне відбиття хвилі струму від джерела. Прийнятий сигнал спостерігався до моменту третього відбиття хвилі струму від джерела. З Рис. 4.17 видно, що у випадку, коли вся енергія хвилі струму відбивається, амплітуда прийнятого сигналу все рівно швидко зменшується з часом через втрати енергії хвилі на випромінювання. Звичайно, що у випадку часткового відбиття хвилі струму від джерела, яке повинно мати місце на практиці, амплітуди додатних коливань, що спричиняють спотворення випромінених імпульсів, повинні бути значно меншими ніж у розглянутому випадку. Цікаво відмітити, що спектр випроміненого імпульсу в обох випадках має низку максимумів, що утворилися внаслідок формування стоячої хвилі вздовж антени. У випадку поглинання хвилі на навантаженні, коли хвиля двічі подолала шлях від джерела до кінця дрітної антени, ми маємо достатньо пологі максимуми. В той же час, за відсутності поглинання на навантаженні хвиля проходить цей же шлях багато разів, втрачаючи свою енергію. За умови такого багаторазового проходження хвилі, спектральні максимуми, показані на Рис. 4.17, стають більш гострими. Це явище може бути пояснено тим, що повторюване накладання хвиль в фіксованих точках випромінювача, в яких

формуються сталі у просторі максимуми амплітуди, а саме вони і забезпечують ефективно випромінювання, накладає більш жорсткі вимоги до частот, на яких таке накладання можливе. Це стається тому, що кожне додаткове проходження хвилі збільшує похибку в формуванні сталого просторового максимуму в потрібних точках на частотах, близьких до резонансних.

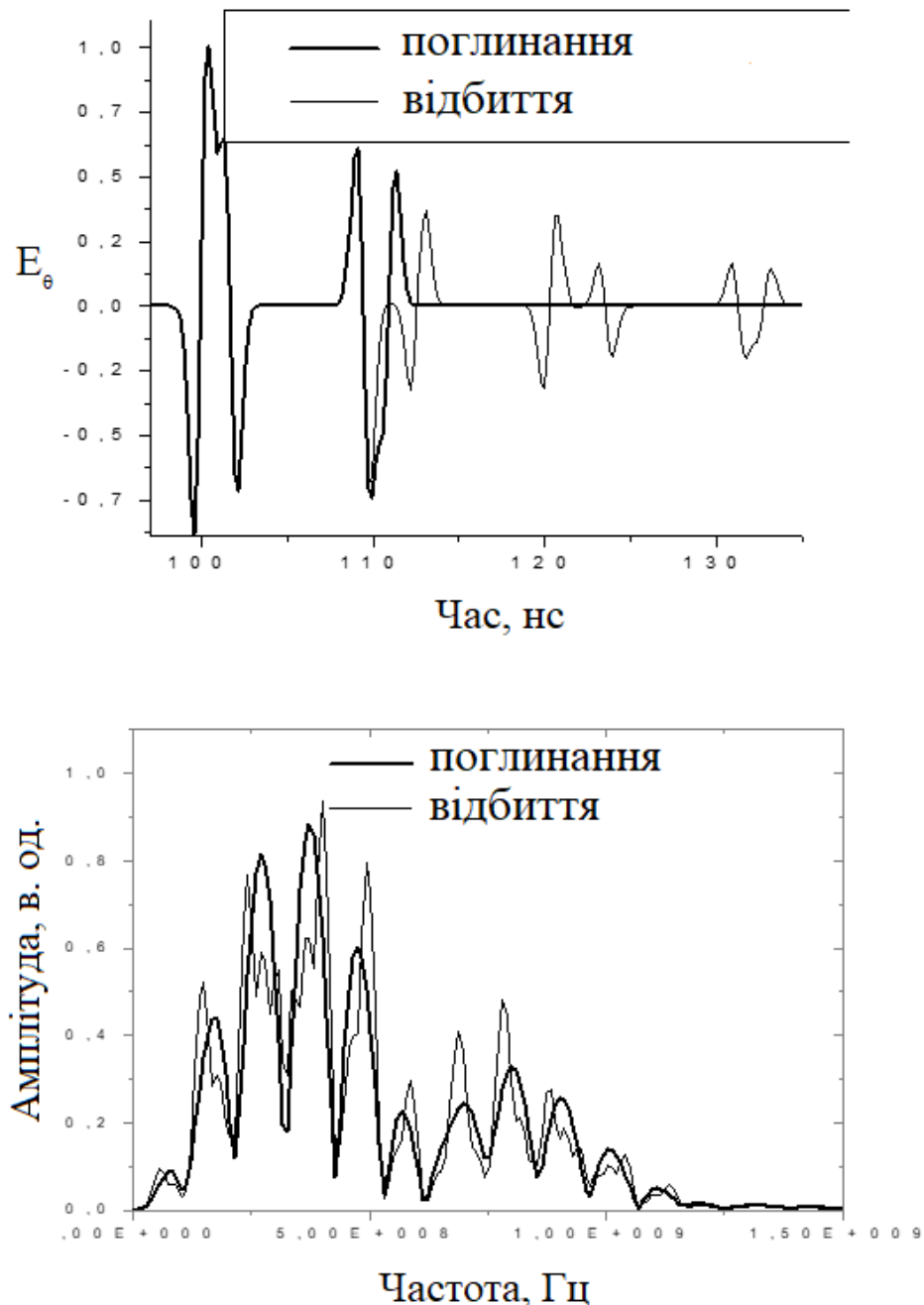


Рис. 4.17 Часова залежність та частотний спектр амплітуди поперечної електричної компоненти поля для випадку повного поглинання та повного відбиття хвилі струму від джерела ($R=30$ м, $l=1,64$ м)

4.3 Випромінювання апертурою коаксіального хвилеводу нестационарних полів східчастої залежності від часу

Представляється дослідження закономірностей перетворення енергії нестационарної Т-хвилі на розкриві коаксіального хвилевода в залежності від розмірів хвилевода і тривалості збуджуючих імпульсів, а також перевірка розв'язку на виконання закону збереження енергії.

4.3.1 Постановка задачі

Всередині напівнескінченного коаксіального хвилевода з внутрішнім радіусом b і зовнішнім радіусом a розповсюджується ТЕМ-хвиля з одиничним потоком енергії через одиничну площину поперечного перерізу і часовою залежністю у вигляді функції Хевісайда. На розкриві хвилевода, що розташований у перерізі $z = 0$ енергія падаючої хвилі перетвориться в енергію відбитої Т-хвилі, випроміненої у вільний півпростір Е-хвилі і в енергію Е-хвилі в хвилеводі.

Поле у вільному просторі, відповідно до [39], має вигляд

$$\vec{H}(\rho, \varphi, z, t) = - \sum_{m=0}^{\infty} \int_0^{\infty} d\chi \nabla \psi_m^s \frac{\partial}{\partial z} A_m(z, t; \chi) + \sum_{n=0}^{\infty} \int_0^{\infty} d\xi [\vec{z}_0 \times \nabla \phi_n^s] \epsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} B_n(z, t; \xi); \quad (4.62)$$

$$\vec{E}(\rho, \varphi, z, t) = \sum_{m=0}^{\infty} \int_0^{\infty} d\chi [\nabla \psi_m^s \times \vec{z}_0] \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} A_m(z, t; \chi) - \sum_{n=0}^{\infty} \int_0^{\infty} d\xi \nabla \phi_n^s \frac{\partial}{\partial z} B_n(z, t; \xi); \quad (4.63)$$

$$H_z(\rho, \varphi, z, t) = - \sum_{m=0}^{\infty} \int_0^{\infty} \chi^2 d\chi \psi_m^s A_m(z, t; \chi); \quad E_z(\rho, \varphi, z, t) = - \sum_{n=0}^{\infty} \int_0^{\infty} \xi^2 d\xi \phi_n^s B_n(z, t; \xi), \quad (4.64)$$

де

$$\psi_m^s(\rho, \varphi; \chi) = J_m(\chi \rho) e^{im\varphi} / \sqrt{\chi}; \quad (4.65)$$

$$\phi_n^s(\rho, \varphi; \xi) = J_n(\xi \rho) e^{in\varphi} / \sqrt{\xi}, \quad (4.66)$$

$J_m(\cdot)$ – функція Бесселя, $A_m(z, t; \chi)$ і $B_n(z, t; \xi)$ – еволюційні коефіцієнти, що описують розповсюдження Н- і Е-хвиль відповідно і задовольняють еволюційні

рівняння типу рівняння Клейна-Гордона

$$\left\{ \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \chi^2 \right\} A_m(z, t; \chi) = 0; \quad (4.67)$$

$$\left\{ \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \xi^2 \right\} B_n(z, t; \xi) = 0, \quad (4.68)$$

що доповнюються початковими і граничними умовами.

Нехай падаюча Т-хвиля має східчасту залежність від часу, тоді відповідний їй еволюційний коефіцієнт

$$f^I(z, t) = H(ct - z), \quad (4.69)$$

де $H(*)$ – функція Хевісайда. Використовуючи умови випромінювання, ортогональність мод і умови сполучення полів при $z = 0$, можна одержати часову залежність амплітуди поперечної компоненти відбитої Т-хвилі

$$\frac{\partial}{\partial z} f^R(z, t) = A(ct + z)H(ct + z), \quad (4.70)$$

де

$$A(ct) = \frac{1}{\ln a/b} \int_0^\infty d\xi \frac{[J_0(\xi a) - J_0(\xi b)]^2}{\xi} \{1 - J_0(\xi ct) - J_2(\xi ct)\}. \quad (4.71)$$

Підстановка цього виразу в умови сполучення полів дає аналітичний вираз для амплітуди поздовжньої компоненти Е-хвилі у вільному півпросторі

$$B = D \frac{[J_0(\xi b) - J_0(\xi a)]}{\xi^{3/2}} \left(\frac{ct - z}{ct + z} \right)^{1/2} \times \\ \times \left\{ J_1\left(\xi \sqrt{c^2 t^2 - z^2}\right) + 2 \sum_{m=1}^{\infty} \left(\frac{ct - z}{ct + z} \right)^m J_{2m+1}\left(\xi \sqrt{c^2 t^2 - z^2}\right) \right\}, \quad (4.72)$$

де

$$D = c\mu_0 \sqrt{2(a^2 - b^2)/\ln(a/b)}, \quad (4.73)$$

за допомогою якої, можуть бути виражені інші компоненти поля. Аналогічним чином можна одержати аналітичні вирази для всіх компонентів поля Е-хвилі в

хвилеводі при $z = 0$, чого досить для знаходження потоку потужності Е-хвилі. За допомогою інтегралу Дюамеля всі ці вирази узагальнюються на випадок довільної часової залежності падаючої Т-хвилі.

4.3.2 Числове моделювання і аналіз

Для числового моделювання було використано саме той розмір апертури $a = 33,5$ мм, що і у роботі [40]. Через те, що в даному розв'язку не враховані струми, які наводяться на фланці, перехідний процес на апертурі триває $2a/c$, тобто стільки, скільки потрібно, щоб хвиля дійшла до найвіддаленішої точки апертури і повернулась назад, після чого амплітуда відбитої Т-хвилі (6.4) приймає стаціонарне значення. Отже, якщо падаюча Т-хвиля має східчасту залежність від часу, то в момент часу $2a/c$ миттєва потужність відбитої хвилі повинна дорівнювати миттєвій потужності падаючої хвилі. Саме це спостерігається на Рис. 4.18, на якому зображена часова залежність миттєвої потужності відбитої Т-хвилі. Якби ми представляли відкритий кінець коаксіального хвилевода як незамкнений кінець невідпромінюючої довгої лінії, то ця часова залежність повинна була б мати вигляд функції Хевісайда. Видно, що чим тонший внутрішній провідник коаксіального хвилевода, тим довше триває процес вирівнювання потужності падаючої і відбитої Т-хвиль. Інша частина потужності падаючої хвилі перетворюється у Е-хвилі в хвилеводі і у вільному півпросторі, її часова залежність представлена на Рис. 4.19. Площа під кривими на даному рисунку є енергією Т-хвилі, що перетворена у Е-хвилі. Видно, що існує оптимальне співвідношення між a і b (приблизно від 3 до 6), яке відповідає максимальному значенні цієї енергії, а це значить, що і максимуму випроміненої енергії.

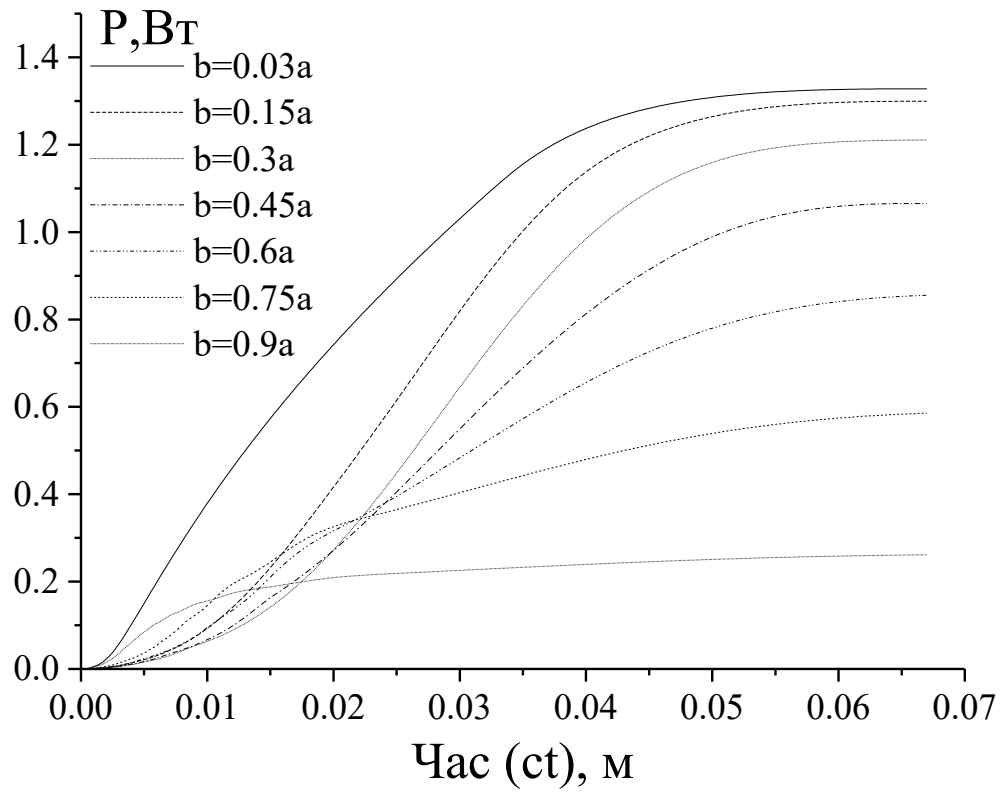


Рис. 4.18 Миттєва потужність відбитої Т-хвилі

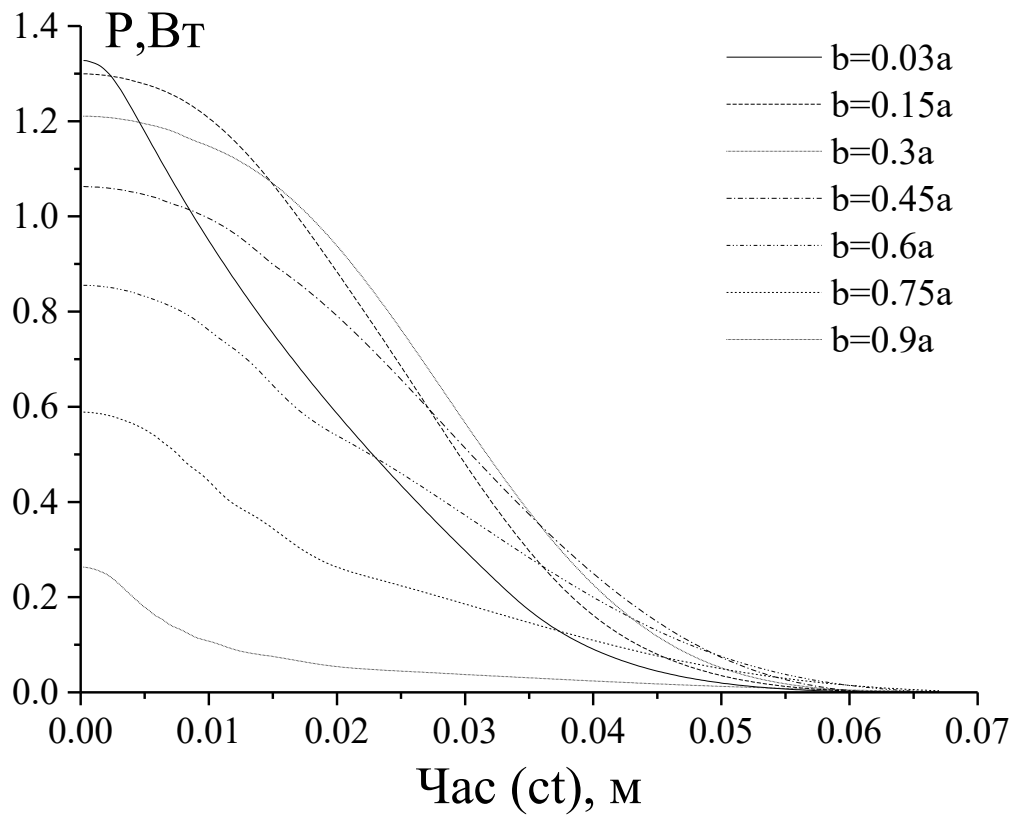


Рис. 4.19 Миттєва потужність Е-хвиль у хвилеводі і у вільному просторі

Часова залежність миттєвої потужності перших семи Е-хвиль у хвилеводі для $b = 0,03a$ наведена на Рис. 4.20. Видно, що чим вище номер моди, тим менша частина енергії падаючої хвилі в неї перетворюється. Також цікаво відмітити, що з відкритого кінця хвилевода генеруються імпульси, що переносяться різними електричними модами, причому, чим вище номер моди, тим тривалість імпульсу менша. Також видно, що породжені хвилі не відбиваються від хвилевода, бо немає від'ємних значень потужності. Це пояснюється малою тривалістю цих імпульсів, тобто вони майже не містять спектральних компонентів частот, що нижчі за критичну для даної моди [183].

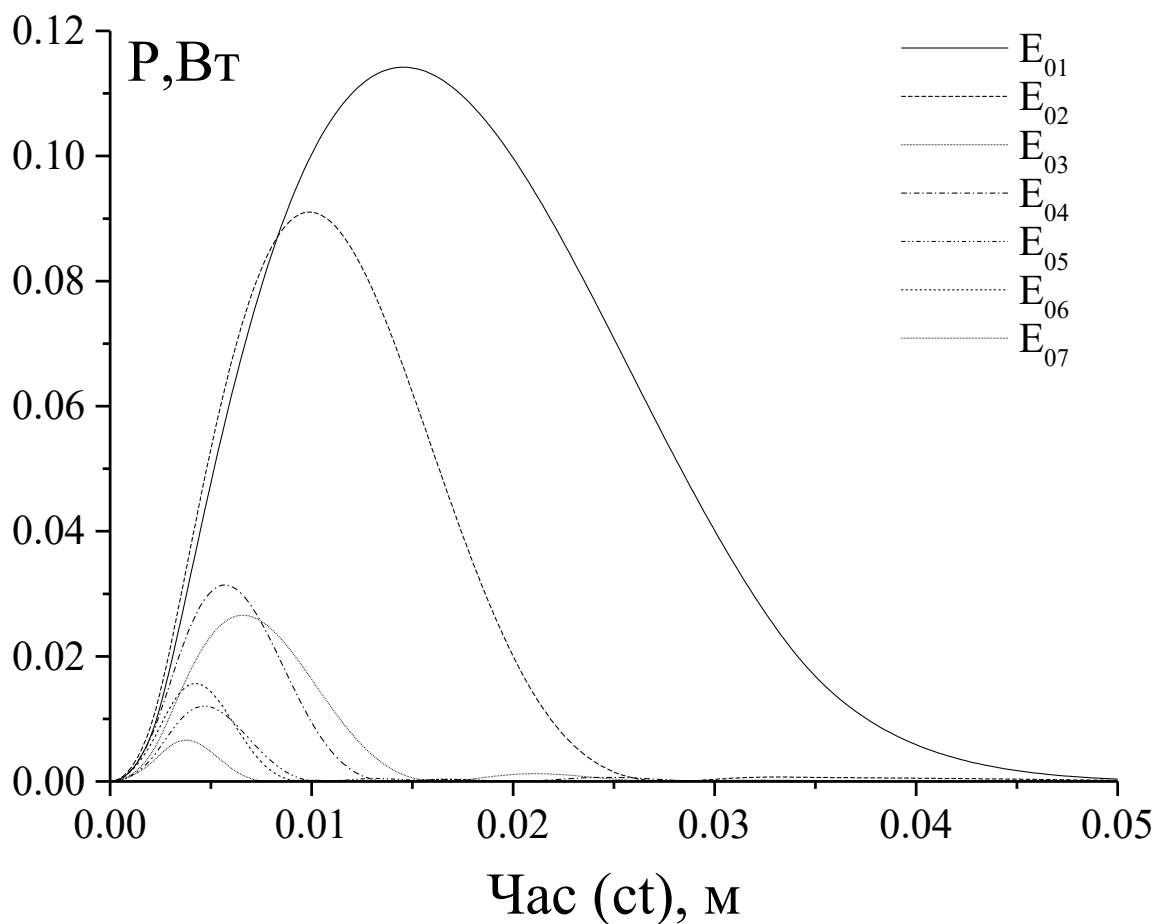


Рис. 4.20 Миттєва потужність перших семи Е-хвиль у коаксіальному хвилеводі ($b = 0,03a$)

Для перевірки закону збереження енергії незалежно були розраховані випромінена енергія, перетворена у хвиеводні Е-хвилі і енергія електростатичного поля у вільному півпросторі. В результаті, було отримано, що 16% енергії хвилі перетворюється у хвиеводні Е-хвилі, 11% – у Е-хвилі, що розповсюджуються у вільному просторі, і 73% – в електростатичне поле. Просторовий розподіл густини енергії електростатичного поля, отриманий як асимптотичний розв’язок нашої електродинамічної задачі, коли час наближається до нескінченності, представлено на Рис. 4.21. З даного рисунка видно, що, як і очікувалося, електростатичне поле концентрується поблизу внутрішнього і зовнішнього провідників коаксіального хвиевода і швидко згасає зі зростанням відстані спостереження від апертури, як і повинно бути з полем навколо циліндричного конденсатора [2].

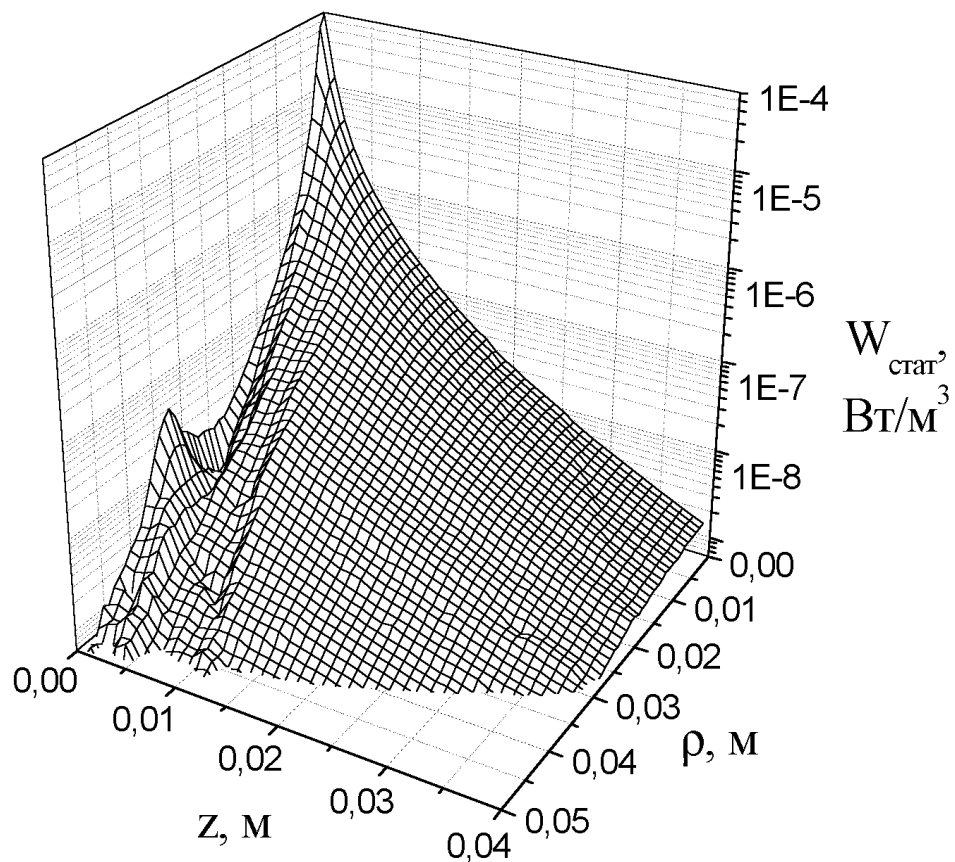


Рис. 4.21 Просторовий розподіл густини енергії електростатичного поля ($b = 0,03a$)

4.4 Випромінювання нестаціонарних електромагнітних полів довільної залежності від часу апертурою коаксіального хвилевода зі зміщеним центральним провідником

Однією з найсуттєвіших вад випромінювача на основі відкритого кінця коаксіальної лінії є відсутність випромінювання вздовж нормалі до площини апертури. Цей недолік, що заважає використовувати такий випромінювач як елемент антенної решітки, може бути виправлений шляхом зміщення центрального провідника коаксіальної лінії, як це було зроблено в роботі [184]. Через несиметричність розподілу поля на відкритому кінці такий випромінювач не має нуля вздовж нормалі. За допомогою методів у частотному просторі була розв'язана задача збудження апертури коаксіального хвилевода падаючою ТЕМ-хвилею та її перетворення у інші типи хвелеводних хвиль. Для розв'язання задачі випромінювання використовувався метод векторизованого інтегралу Кірхгофа. Коефіцієнт відбиття хвилі на відкритому кінці визначався наближено за допомогою теорії довгих ліній. Отримані теоретичні результати були перевірені експериментально. Розглянемо випадок, коли ця задача розв'язана при довільній часовій залежності збуджуючого поля за допомогою прямого числового моделювання [185].

4.4.1 Постановка задачі

Коаксіальна лінія зі зміщеним центральним провідником на одному кінці збуджується джерелом із заданою імпульсною напругою у вигляді гауссового імпульсу, а на другому кінці лінія випромінює електромагнітне поле у вільний простір. Треба знайти амплітуду електромагнітного поля у дальній зоні як функцію часу, кута спостереження та величини зміщення центрального провідника.

4.4.2 Розв'язок задачі та аналіз отриманих результатів

Задача випромінювання розв'язується за допомогою прямого числового моделювання у часовому просторі – методу кінцевих різниць. Коаксіальна лінія довжиною 0,9 м має зовнішній та внутрішній радіуси 0,0335 м і 0,01 м відповідно. Товщина зовнішнього провідника – 0,0005 м. На відміну від попередніх випадків кінець коаксіальної лінії не має фланця, тобто враховується явище затікання струмів на зовнішню поверхню хвилевода. Випромінюване поле розраховується в дальній зоні на відстані 0,5 м від центру апертури. В якості збуджуючого імпульсу використовується майже ідеальний гаусів імпульс тривалості 1 нс за рівнем $1/e$ [8].

На Рис. 4.22 наведені для різних кутів спостереження θ сферичної системи координат часові залежності амплітуди поперечної електричної компоненти поля, що випромінюється звичайним коаксіальним хвилеводом без фланця. Так як розміри випромінювача майже в 5 разів менші просторової тривалості збуджуючого імпульсу, то спрямованість випромінювання дуже низька.

Для дослідження впливу зміщення центрального провідника коаксіального хвилевода на напрямлені характеристики його відкритого кінця були розраховані поля в середині і зовні хвилевода, у якого зовнішній провідник було зміщено вздовж осі ОХ. Поля у дальній зоні побудовані як функції часу і кута в площині ХОZ, в якій спостерігається максимальний вплив зміщення ($\varphi=0^\circ, 180^\circ$). На Рис. 4.23 наведені часові залежності для різних кутів спостереження θ амплітуди поперечної електричної компоненти поля, що випромінюється коаксіальним хвилеводом без фланця зі зміщенням зовнішнього провідника на величину 10 мм. Видно, що амплітуди полів, що спостерігаються по різні боки від осі ($\varphi=0^\circ, 180^\circ$) відрізняються за величиною на 10-25%. Амплітуда поля, що випромінюється вздовж нормалі дорівнює, приблизно, 10% від максимальної амплітуди. Під кутом, близьким до 15° ($\varphi=180^\circ$) спостерігається майже нульова амплітуда.

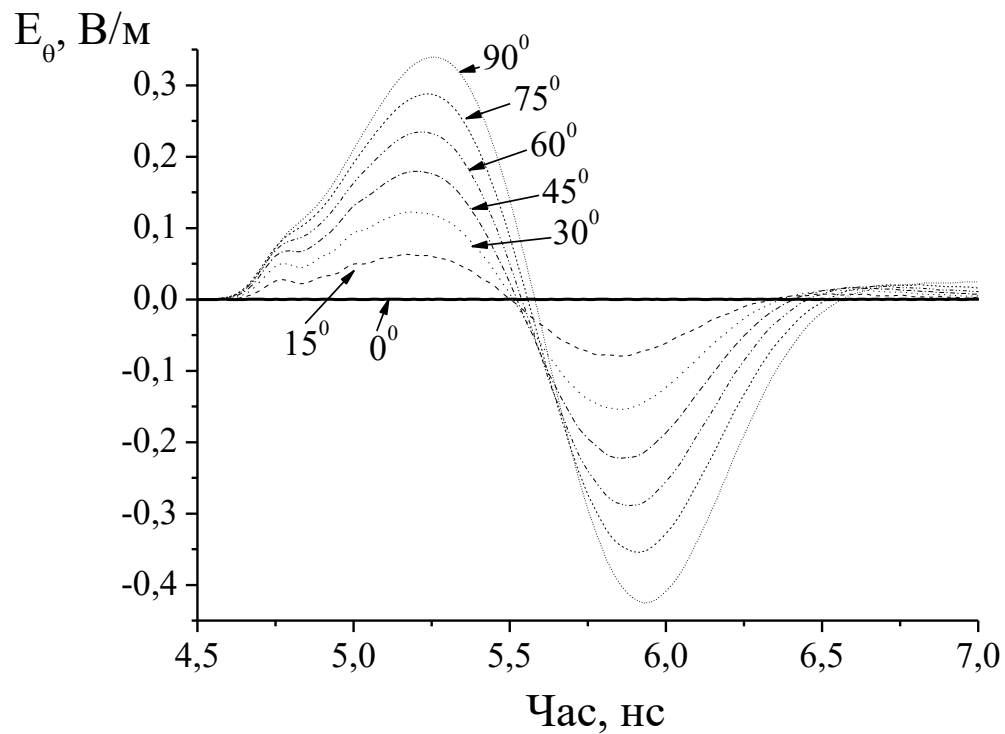


Рис. 4.22 Часові та кутові залежності амплітуди поперечної компоненти електричного поля, що випромінюється відкритим кінцем коаксіального хвилевода без фланця

Для збільшення амплітуди випромінюваного поля вздовж нормалі було розраховано таку ж структуру з достатньо великим зміщенням 20 мм, при максимальному зміщенні у 23,5 мм, тобто, коли провідники майже торкаються один одного. Результати цього розрахунку наведені на Рис. 4.24. Різниця між максимальними амплітудами поля, що спостерігаються під протилежними кутами спостереження, перевищує 20%. Під кутом, приблизно, 25° випромінюване поле при $\varphi=180^\circ$ майже відсутнє. Амплітуда поля вздовж осі досягає 30% від максимальної, що дає можливість використовувати такий випромінювач у якості елемента антенної решітки.

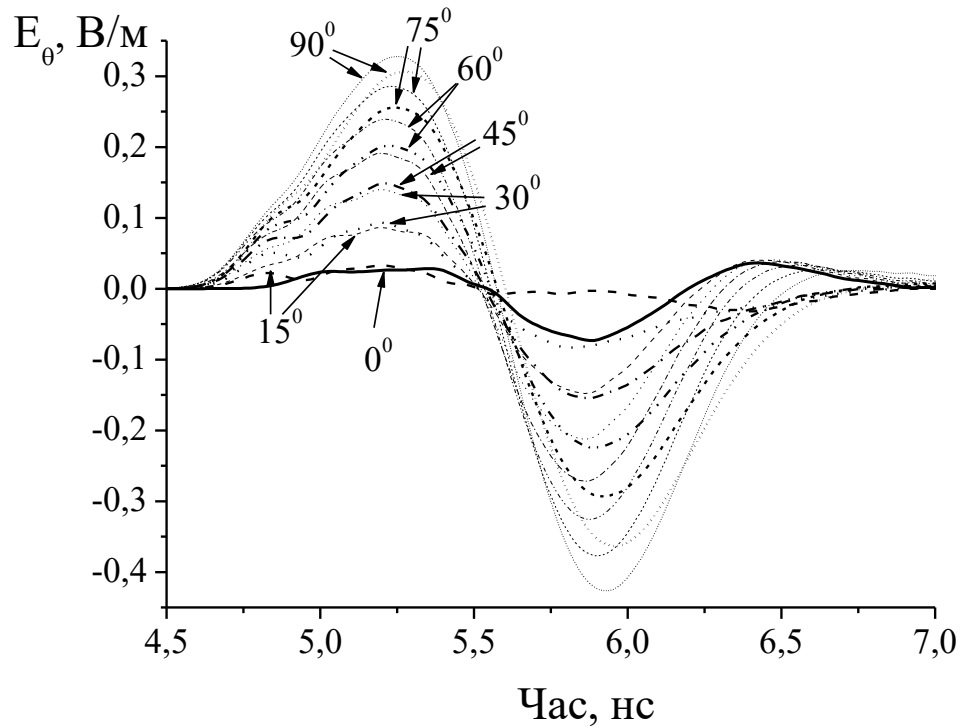


Рис. 4.23 Часові та кутові залежності амплітуди поперечної компоненти електричного поля, що випромінюється відкритим кінцем коаксіального хвилевода без фланця зі зміщеним на 10 мм центральним провідником

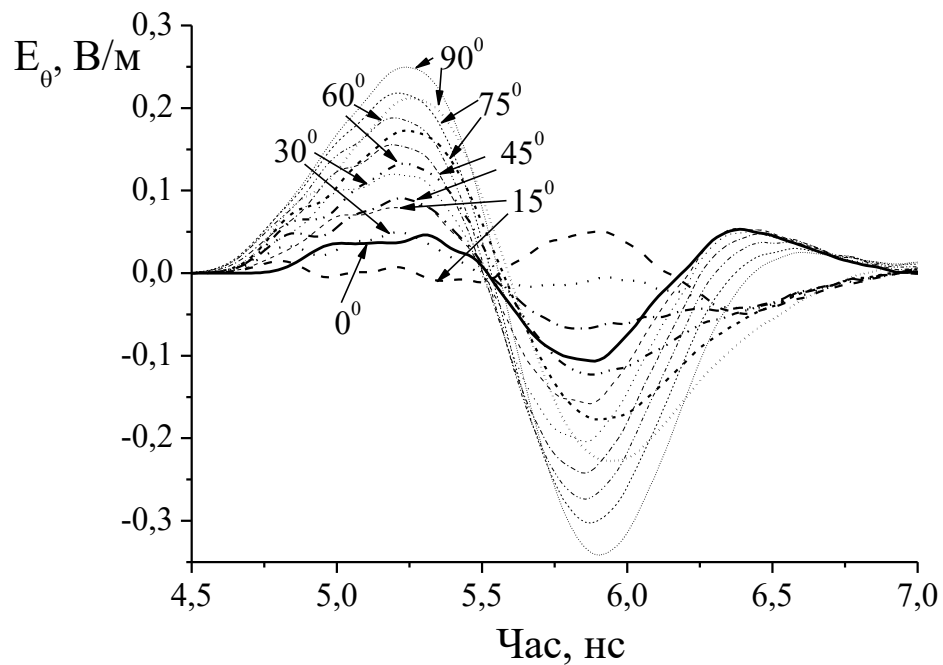


Рис. 4.24 Часові та кутові залежності амплітуди поперечної компоненти електричного поля, що випромінюється відкритим кінцем коаксіального хвилевода без фланця зі зміщеним на 20 мм центральним провідником

4.5 Дослідження відкритого кінця прямокутного хвилеводу, що збуджується нестационарними полями

Задача випромінювання з відкритого кінця прямокутного хвилеводу, що збуджується нестационарним джерелом, розв'язується у часовому просторі за допомогою методу модового базису. Методом функції Рімана розв'язується задача знаходження поля всередині хвилеводу. В наближенні Кірхгофа, тобто, нехтуючи спотворенням поля на відкритому кінці хвилеводу, знаходиться випромінюване поле. Перевірка отриманих результатів шляхом прямого числового розрахунку у часовому просторі методом FDTD показала їх задовільне узгодження. Пропонується розв'язання задачі випромінювання з відкритого кінця прямокутного хвилеводу в наближенні Кірхгофа і дослідження часових і кутових характеристик випромінюваного поля в залежності від просторового розподілу густини нестационарного струму, що збуджує хвилевід [186].

4.5.1. Постановка задачі

Порожнистий прямокутний хвилевод з поперечними розмірами a і b з ідеально провідними стінками збуджується плоским джерелом струму $j(t)$, що має довільну залежність від часу. Передбачається, що в поперечному перетині струм рівномірно розподілений на смужці довільної ширини d , рівновіддаленій від бічних стінок хвилеводу, а в поздовжньому перетині ця смужка нескінченно тонка і розташована в перетині $z = 0$ (Рис. 4.25). На відстані z_0 від джерела струму розташований відкритий кінець хвилеводу з нескінченним фланцем. Збудження є синхронним, тобто у всіх точках смужки часова залежність густини струму однакова:

$$\vec{j}(x, y, z, t) = \vec{y}_0 \left[H\left(x + \frac{d}{2}\right) - H\left(x - \frac{d}{2}\right) \right] j(t), \quad (4.74)$$

де $H(*)$ функція Хевісайда.

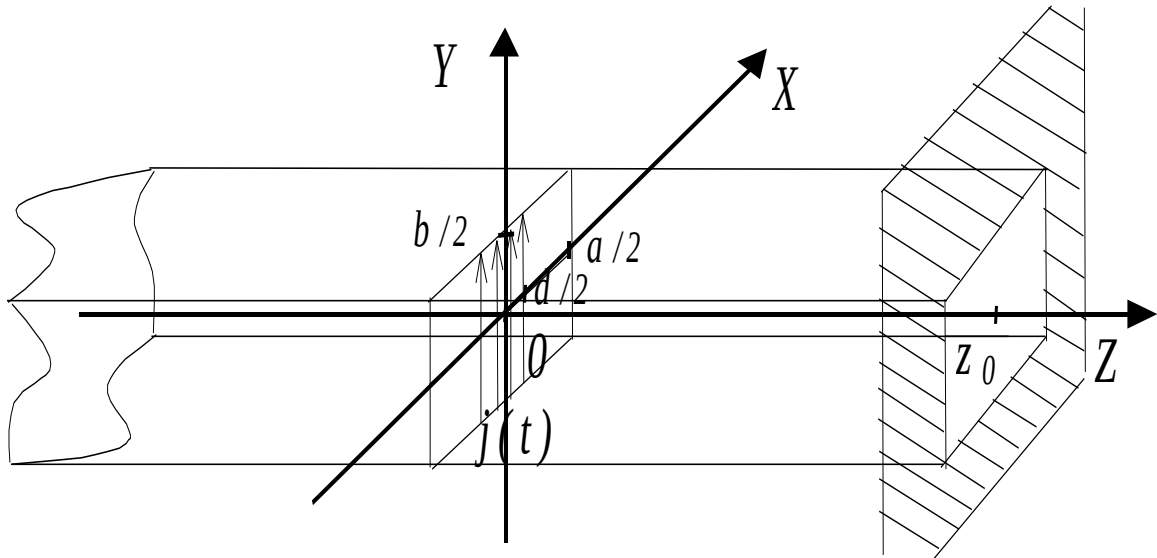


Рис. 4.25 Геометрія задачі

Електромагнітне поле всередині однозв'язного хвильовода представляється, згідно [31], у вигляді

$$\vec{H} = \sum_{m=0}^{\infty} \sqrt[2]{\mu_0} \nabla \psi_m \frac{\partial}{\partial z} h_m(z, t) + \sum_{n=0}^{\infty} \sqrt[2]{\mu_0} [\nabla \phi_n \times \vec{z}_0] \frac{\partial}{\partial t} e_n(z, t); \quad (4.75)$$

$$\vec{E} = \sum_{m=0}^{\infty} \sqrt[2]{\varepsilon_0} [\vec{z}_0 \times \nabla \psi_m] \frac{\partial}{\partial t} h_m(z, t) + \sum_{n=0}^{\infty} \sqrt[2]{\varepsilon_0} \nabla \phi_n \frac{\partial}{\partial z} e_n(z, t); \quad (4.76)$$

$$H_z = \sum_{m=0}^{\infty} \sqrt[2]{\mu_0} v_m^2 \psi_m h_m(z, t); \quad (4.77)$$

$$E_z = \sum_{n=0}^{\infty} \sqrt[2]{\varepsilon_0} \chi_n^2 \phi_n e_n(z, t), \quad (4.78)$$

де $\vec{z}_0$ – орт осі хвильовода, ψ_m і ϕ_n – мембранні функції, що визначають розподіл поля в перетині хвильовода, які задовольняють рівнянням

$$(\Delta + v_m^2) \psi_m = 0; \quad (\Delta + \chi_n^2) \phi_n = 0, \quad (4.79)$$

граничним умовам

$$\left. \frac{\partial}{\partial n} \psi_m \right|_L = 0; \quad \phi_n|_L = 0 \quad (4.80)$$

і умовам нормування

$$\frac{\upsilon_m^2}{S} \int_S dS |\psi_m|^2 = 1; \quad \frac{\chi_n^2}{S} \int_S dS |\phi_n|^2 = 1, \quad (4.81)$$

υ_m , χ_n – їх власні числа. Тут S – поперечний перетин хвилевода, L – контур поперечного перетину хвилевода, m і n – порядкові номери мод, $h_m(z, t)$ і $e_n(z, t)$ еволюційні коефіцієнти, що описують незалежне розповсюдження Н- і Е-хвиль і задовольняють еволюційні рівняння

$$\left\{ \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \upsilon_m^2 \right\} h_m(z, t) = \sqrt{\mu_0} \frac{1}{S} \int_S [\vec{z}_0 \times \vec{j}] \nabla \psi_m^* dS; \quad (4.82)$$

$$\left\{ \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \chi_n^2 \right\} e_n(z, t) = \sqrt{\epsilon_0} \frac{1}{S} \int_S \phi_n^* \frac{\partial}{\partial z} \rho dS, \quad (4.83)$$

які доповнюються початковими і граничними умовами, c – швидкість світла.

4.5.2. Розв'язання внутрішньої задачі

Задача збудження нескінченного хвилевода нестационарним струмом зводиться до задачі для системи неоднорідних одновимірних рівнянь Клейна-Гордона

$$\left\{ \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \upsilon_m^2 \right\} h_m(z, t) = I_m^h(z, t); \quad \left\{ \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \chi_n^2 \right\} e_n(z, t) = I_n^e(z, t) \quad (4.84)$$

з однорідними початковими умовами і розв'язується за допомогою методу функції Рімана. Для зручності використанні наступні позначення:

$$I_m^h(z, t) = \sqrt{\mu_0} \frac{1}{S} \int_S [\vec{z}_0 \times \vec{j}] \nabla \psi_m^* dS, \quad I_n^e(z, t) = \sqrt{\epsilon_0} \frac{1}{S} \int_S \phi_n^* \frac{\partial}{\partial z} \rho dS. \quad (4.85)$$

Використовуючи функцію Рімана для рівняння Клейна-Гордона [34], еволюційний коефіцієнт можна представити у вигляді інтеграла, який містить довільну часову залежність струму,

$$h_m(z, t; v_m) = \frac{c}{2} \int_0^\infty dz' \int_0^{t-\frac{z-z'}{c}} dt' J_0 \left(v_m \sqrt{c^2(t-t')^2 - (z-z')^2} \right) I_m^h(z', t'). \quad (4.86)$$

Якщо джерело струму має нескінченно малу товщину в поздовжньому напрямі, то еволюційний коефіцієнт представляється у вигляді інтеграла

$$h_m(z, t; v_m) = \frac{c}{2} \int_0^{t-\frac{z}{c}} dt' J_0 \left(v_m \sqrt{c^2(t-t')^2 - z^2} \right) I_m^h(t'), \quad (4.87)$$

де

$$I_m^h(t') = I_m^h(z, t') / \delta(z). \quad (4.88)$$

У разі синхронного збудження функції в правих частинах еволюційних рівнянь мають просте аналітичне представлення, оскільки часова залежність струму і залежність від поперечних координат не пов'язані:

$$I_m^h(z, t) = -\frac{\sqrt{\mu_0} j(t) C_{m_1 m_2}}{a} \delta_{m_2, 0} \left[\cos \frac{\pi m_1}{a} \left(\frac{a-d}{2} \right) - \cos \frac{\pi m_1}{a} \left(\frac{a+d}{2} \right) \right]; \quad I_m^e(z, t) = 0, \quad (4.89)$$

де

$$C_{m_1 m_2} = 2 / \left(\pi \sqrt{(m_1/a)^2 + (m_2/b)^2} \sqrt{1 + \delta_{m_1, 0}} \sqrt{1 + \delta_{m_2, 0}} \right) \quad (4.90)$$

нормуючий множник мембранної функції

$$\Psi_{m_1 m_2}(x, y) = C_{m_1 m_2} \cos \frac{\pi m_1}{a} \left(x - \frac{a}{2} \right) \cos \frac{\pi m_2}{b} \left(y - \frac{b}{2} \right), \quad (4.91)$$

$\delta_{k,l}$ – символ Кронекера. Оскільки друге еволюційне рівняння (4.20) має нульову праву частину і доповнене нульовими початковими і граничними умовами, вибране джерело не збуджує в хвилеводі Е-хвиль, отже $e_n(z, t) \equiv 0$.

Таким чином, отриманий розв'язок задачі збудження хвилевода нестационарним струмом для області $z > 0$. Еволюційний коефіцієнт є амплітудою поздовжньої компоненти поля. Амплітуди поперечних компонент легко можуть бути знайдені шляхом диференціювання еволюційного коефіцієнта або за часом, або за поздовжньою координатою згідно (4.76).

4.5.3. Розв'язання зовнішньої задачі

Задача випромінювання нестационарних електромагнітних полів з відкритого кінця прямокутного хвильовода розв'язується методом векторного потенціалу в наближенні Кірхгофа. Це значить, що незбурене відкритим кінцем хвильовода поле вважається за джерело еквівалентних нестационарних струмів на апертурі, причому

$$\vec{j}_{mag}^s(\vec{r}, t) = -2[\vec{z}_0 \times \vec{E}_{aper}(\vec{r}, t)], \quad (4.92)$$

якщо отвір, що випромінює, прорізано у нескінченному екрані. Випромінене поле розраховано за допомогою функції Гріна відкритого простору шляхом інтегрування по апертурі.

Роблячи заміну змінних у системі рівнянь Максвелла на векторний і скалярний потенціали і використовуючи добре відомий вираз для функції Гріна хвильового рівняння, можна виразити електричну компоненту випромінюваного поля через сторонній магнітний струм таким чином:

$$\vec{E}_{rad}(\vec{r}, t) = -\frac{1}{4\pi} \int_{S_{aper}} \left\{ \left(\frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} + \frac{\partial}{c\partial t'} \right) \vec{j}_{mag}^s(\vec{r}', t') \times \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^2} \right\} dS', \quad (4.93)$$

де $t' = t - (\vec{r} - \vec{r}')/c$. Оскільки поле в розкритті $\vec{E}_{aper}(\vec{r}, t)$ нам зручно розраховувати числовим методом, то і випромінюване поле будемо знаходити числовим моделюванням, інтегруючи по розкритті.

Інтеграли (4.87) можуть бути розраховані за допомогою числового методу Сімпсона, оскільки це дозволяє знаходити поле в хвильоводі для збуджуючого імпульсу довільної часової залежності, що задається аналітичним виразом або поточно [187].

4.5.4. Числове моделювання випромінювання із відкритого кінця прямокутного хвилеводу

Будемо досліджувати поле в прямокутному хвилеводі ($a=0,023$ м, $b=0,01$ м, $d=0,002$ м), що збуджується коротким однополярним імпульсом струму (Рис. 4.26) з максимальним значенням повного струму $I = 1$ А і часовою залежністю у вигляді

$$j(t) = \frac{I}{d} \begin{cases} \left(1 - \cos\left(\frac{2\pi}{T}t\right)\right) / 2, & t < T; \\ 0, & t < 0, t > T. \end{cases} \quad (4.94)$$

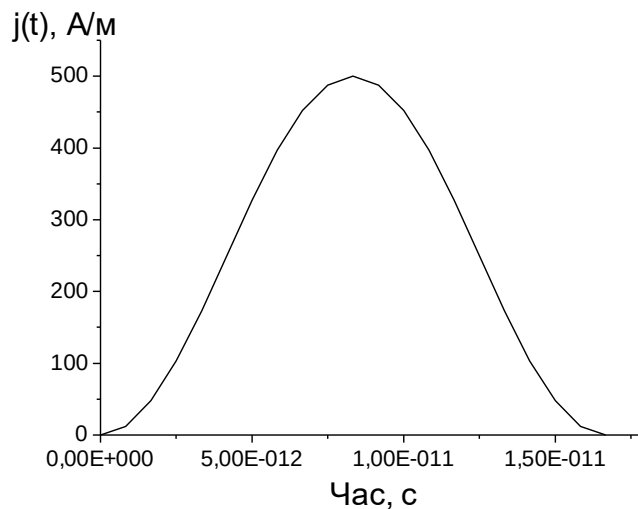


Рис. 4.26 Часова залежність збуджуючого струму

На Рис. 4.27 представлені просторові розподіли амплітуди поперечної електричної компоненти поля вздовж x і z при $y = b/2$ в різні моменти часу для збуджуючого імпульсу (4.94), де $T = 16$ пс. На Рис. 4.27а ми бачимо майже циліндричну хвилю, що розходить. Попереду неї, згідно з принципом причинності, поле дорівнює нулю. На Рис. 4.27б видно, що хвиля досягла бічних стінок хвилевода, і починається процес відбиття. На Рис. 4.27в зображено, як відбиті хвилі породжують коливання, що розповсюджуються вслід за переднім

фронтом. На Рис. 4.27г ми спостерігаємо процес повторного відбиття від бічних стінок відбитих хвиль, причому амплітуда коливань близька до амплітуди переднього фронту. Очевидно, це повинно негативно позначатися на роздільній здатності випромінюваного сигналу.

Можливо, зменшити амплітуди компонент, що запізнюються, вдасться за використання збуджуючого джерела у вигляді широкої смужки. Щоб перевірити дане припущення, були розраховані поля в хвилеводі для такого ж збуджуючого імпульсу, що і в попередньому випадку, з таким же ж максимальним значенням струму $I = 1$ А, але для великих величин $d = 0,01$ м, $0,02$ м. З Рис. 4.28 видно, що амплітуди частин хвилі, що запізнюються значно знизилися в порівнянні з амплітудою переднього фронту.

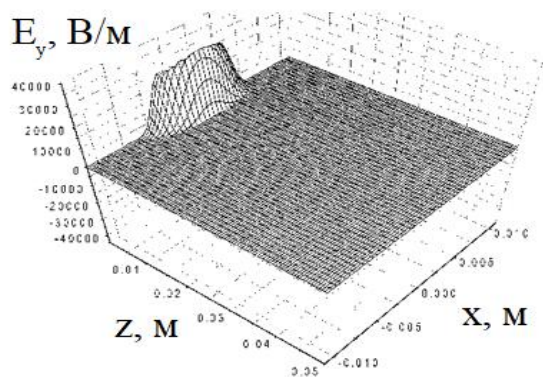
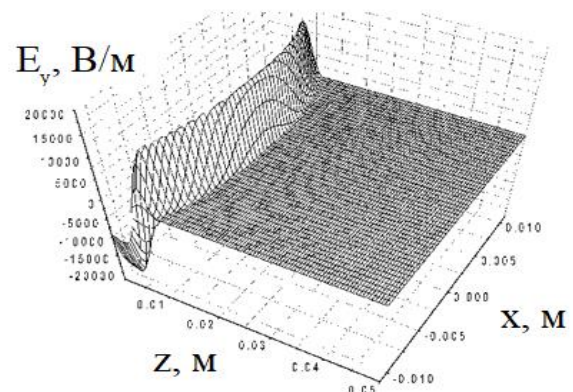
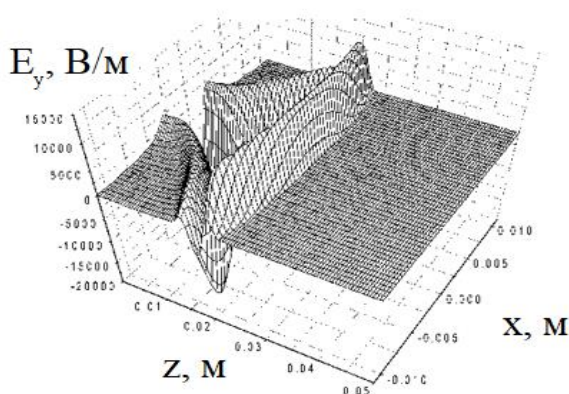
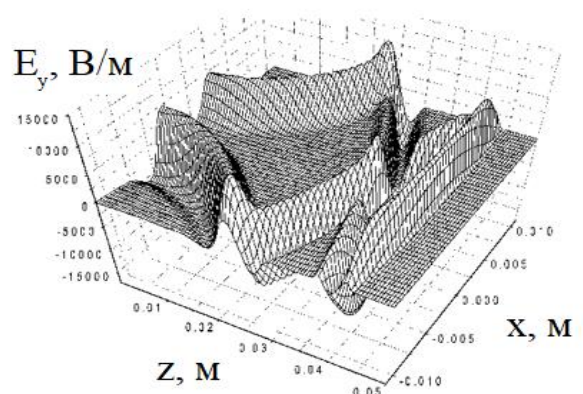
а) $t=17$ псб) $t=50$ псв) $t=83$ псг) $t=150$ пс

Рис. 4.27 Просторові розподіли амплітуди поперечної електричної компоненти поля при $y = b/2$ для збуджуючого імпульсу (4.94), де $T = 16$ пс

Для остаточної перевірки висуненого припущення були розраховані поля в дальній зоні випромінювача ($R=3$ м) для відстані між джерелом струму і апертурою $0,05$ м (див. Рис. 4.25). На Рис. 4.29 побудовані залежності електричної компоненти випромінюваного поля від часу і від кута, що відраховується від нормалі до апертури в площині XOZ для трьох значень $d=0,002$; $0,01$; $0,02$ м. Видно, що хоч пікове значення амплітуди із зростанням d меншає, зате амплітуди частин імпульсу, що запізнюються значно ослаблені. Амплітудний розподіл в розкриві став швидше спадати до країв, що видно з Рис. 4.27 та 4.28, але спрямованість випромінювання із зростанням d виросла за рахунок кращої синхронності збудження, меншого запізнення між приходом переднього фронту хвилі в центр і в різні точки апертури.

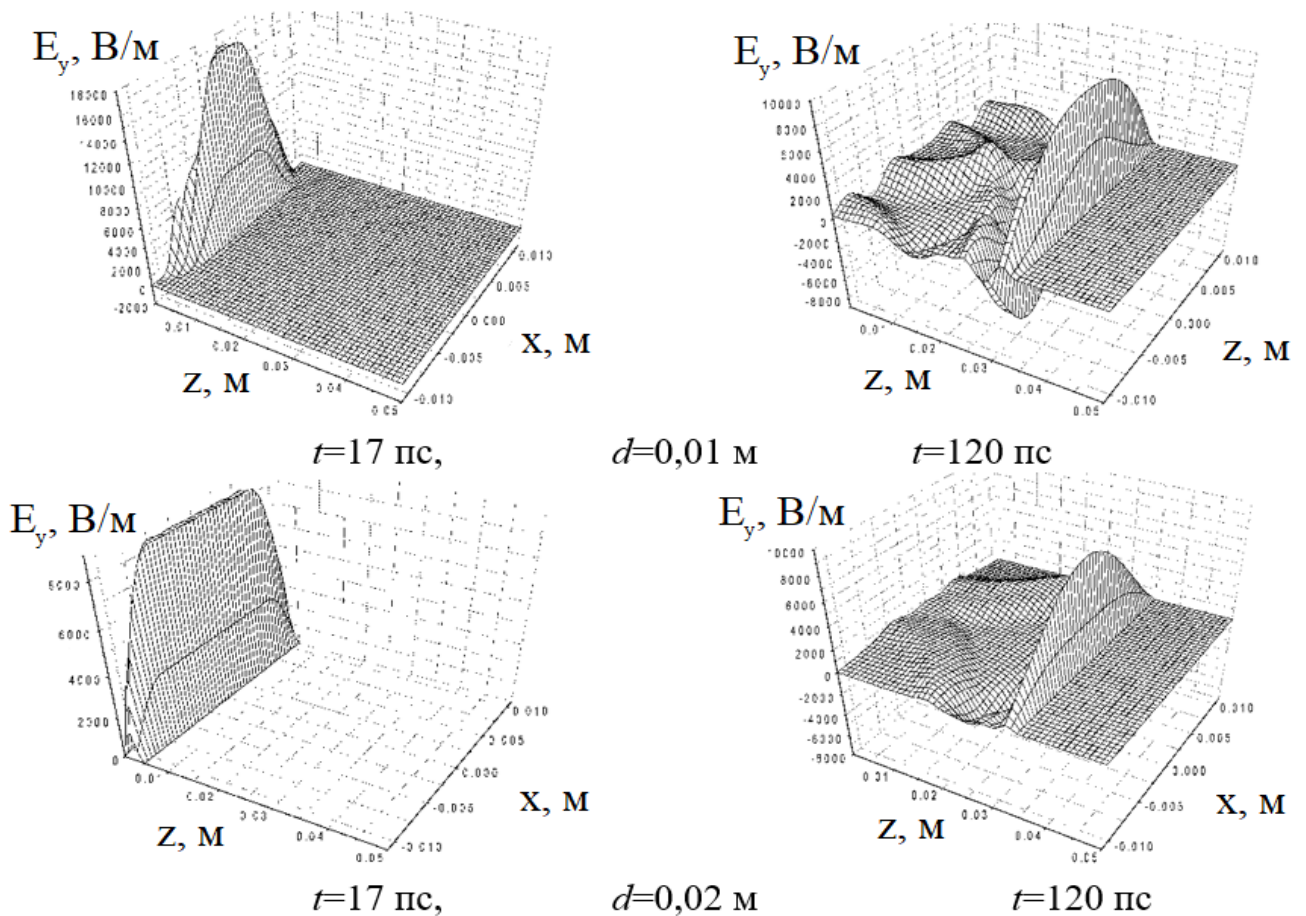


Рис. 4.28 Просторові розподіли амплітуди поперечної електричної компоненти поля при $y = b/2$ для збуджуючого імпульсу (4.94), де $T = 16$ пс, та збільшеної ширини смужки d

Зі збільшенням тривалості збуджуючого імпульсу вплив дисперсії в хвилеводі на випромінюване поле повинен бути більш сильним за рахунок збільшення частки низькочастотних складових в його спектрі. Щоб перевірити, чи буде в цьому випадку використання джерела струму у вигляді смужки великої ширини приводити до помітного ослаблення коливань, була побудована залежність амплітуди поперечної компоненти випромінюваного поля від часу і кута для тих же умов, що і в попередньому випадку, але для імпульсу (4.94) з вдвічі більшою тривалістю ($T=32$ пс). З Рис. 4.30 видно, що використання смужки струму більшої ширини як і раніше помітно зменшує амплітуду коливань, хоча і в меншій мірі в порівнянні з випадком коротких збуджуючих імпульсів (Рис. 4.29).

Розрахунок реальних полів за формулою (4.93) можна провести з використанням цілого ряду наближень: заданого струму всередині хвилевода, одночасності збудження смужки струму, протікання збуджуючого струму у вакуумі, а не по металевій смужці, і, відповідно, відсутності внутрішнього опору джерела нестационарного струму, малості спотворення просторово-часового розподілу поля на апертурі антени. Для перевірки правильності аналітичного розв'язку і обґрунтованості наближень, що використовуються, було проведене пряме числове моделювання даної задачі методом кінцевих різниць у часовому просторі та порівняння отриманих результатів з теоретичними. Використаний збуджуючий імпульс того ж вигляду (4.94), але з $T=83$ пс. Вузька смужка ($d=0,002$ м) моделювалася одним нескінченно тонким провідником, а широка ($d=0,02$ м) – десятьма провідниками з тим же сумарним струмом ($I=1$ А) і внутрішнім опором джерела 50 Ом. Результати теоретичного розрахунку (4.93) і числового моделювання випромінюваного поля в дальній зоні ($R=0.09$ м), що визначається як $L^2/\text{ст}$ [54], де L – найбільший розмір апертури, τ – ефективна тривалість імпульсу, представлені на Рис. 4.31.

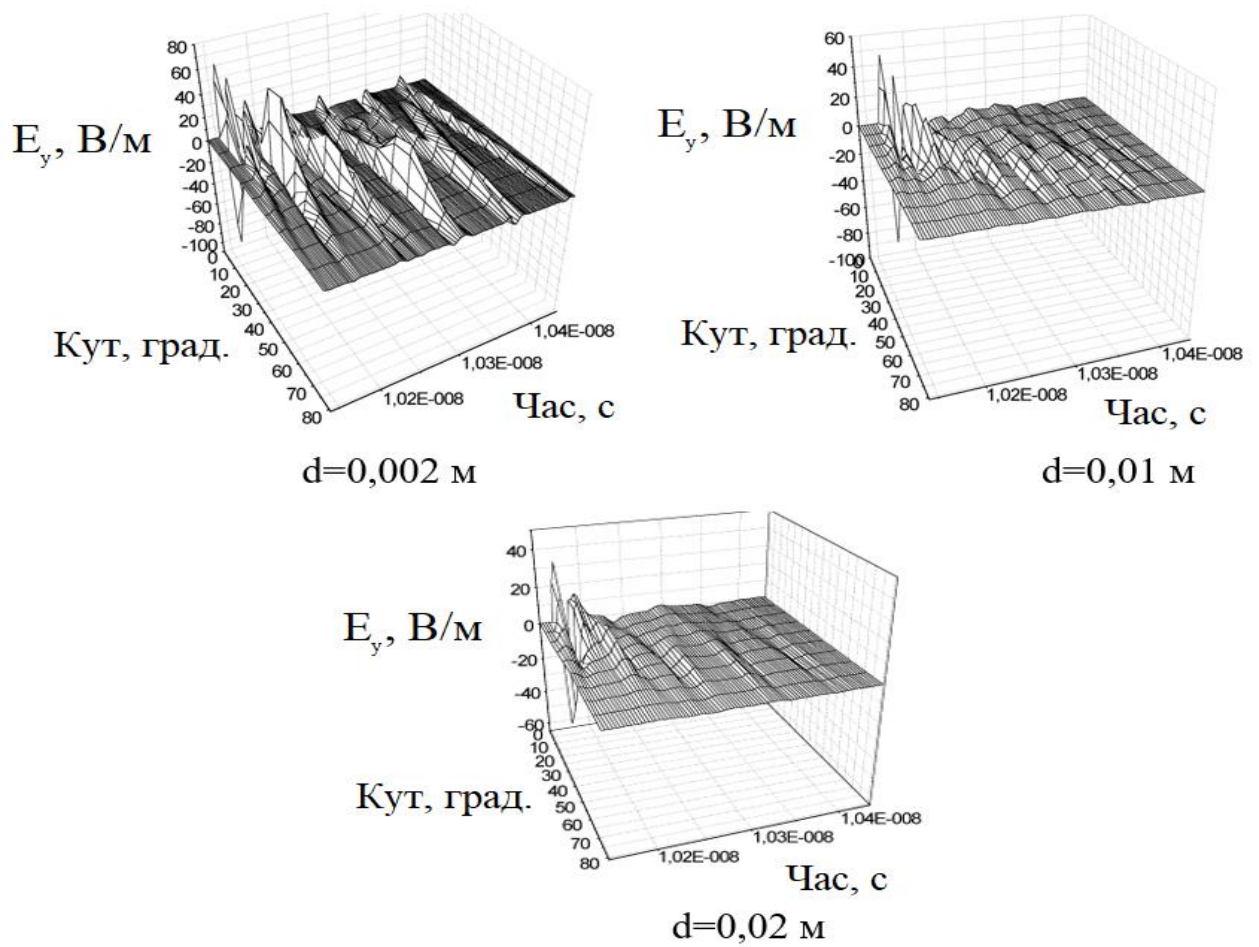


Рис. 4.29 Залежності амплітуди поперечної електричної компоненти випромінюваного поля від часу і від кута для різних ширин смужки струму d

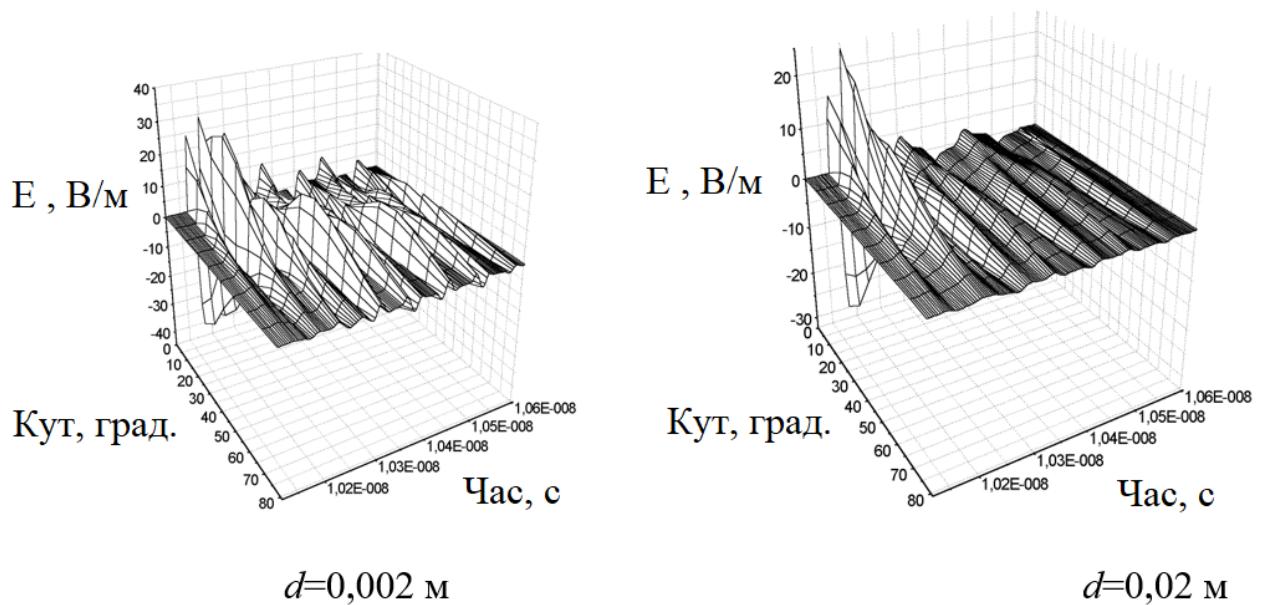


Рис. 4.30 Залежності амплітуди поперечної електричної компоненти випромінюваного поля від часу і від кута для $T=32$ пс

Загалом часова залежність, що отримана різними методами, як видно з Рис. 4.31, знаходяться у доброму узгодженні один з одним, особливо поблизу переднього фронту імпульсу.

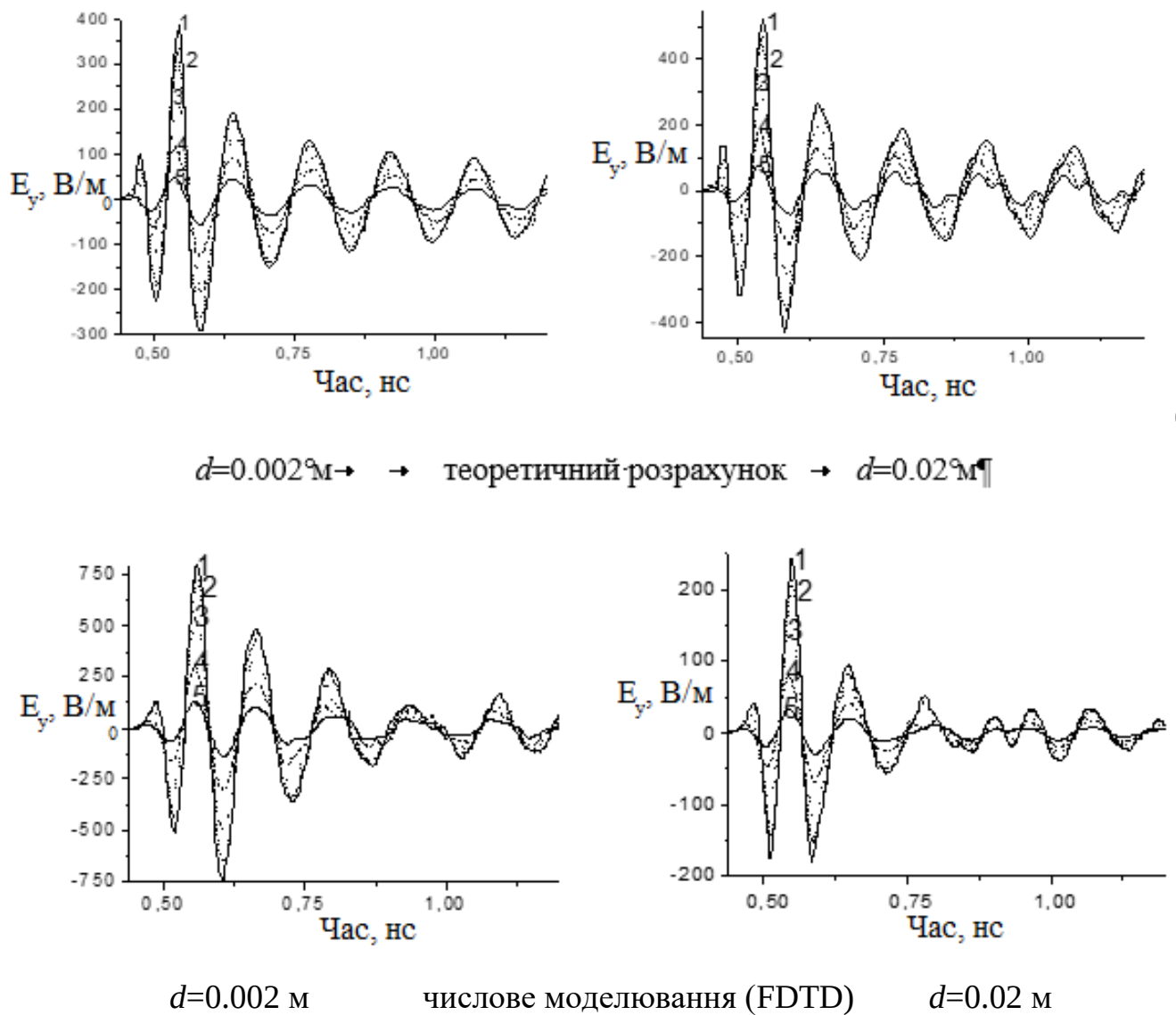


Рис. 4.31 Залежність від часу і кута амплітуди електричної компоненти випромінюваного поля, отримані внаслідок теоретичних розрахунків і шляхом прямого числового розрахунку для кутів спостереження: 1 – 0° ; 2 – 18° ; 3 – 36° ; 4 – 54° ; 5 – 72°

Більш швидке згасання амплітуди сигналу з моменту $t=0,7$ нс у разі прямого числового розрахунку відбувається через наявність металевої смужки, що відбиває хвилі, які збуджуються в області негативних z , компоненти яких, що не розповсюджуються, частково відбиваються від нескінченного відрізка хвилевода, причому чим ширше дротяний екран, тим сильніше загасання ($d=0.02$ м). Відмінності в амплітуді сигналу пояснюються впливом постійного внутрішнього опору джерел струму, струмів, які наводяться на них відбитими полями, і резонансними явищами в проміжку між розкритом і джерелом. Малість амплітуди випромінюваного поля на останньому рисунку є наслідком того, що джерела струму розташовані в точках, де збудження даного хвилевода на основній моді не є найбільш ефективним.

Випромінювання полів системою випромінювачів розв'язується згідно принципу суперпозиції, нехтуючи взаємодією хвилеводів. Припустимість використаних спрощень точної моделі перевірено шляхом порівняння одержаних теоретичних результатів та прямого числового моделювання у часовому просторі

Для ілюстрації можливості використання розробленої методики в практично важливих випадках було розраховано випромінювання двох хвилеводів з розмірами $a=0,023$ м і $b=0,01$ м [186]. Застосовано збудження коротким монополярним імпульсом струму з тривалістю за нульовим рівнем 83 пс. Відстань між елементами – d_g , відстань спостереження у дальній зоні – R , часова затримка у збудженні щілин – τ [188].

Можливість повороту максимуму випромінювання шляхом часової затримки у збудженні хвилеводів проілюстрована на Рис. 4.32, де зображена залежність амплітуди електричної компоненти поля у дальній зоні ($R=0,36$ м) при мінімальній відстані між хвилеводами – $d_g=23$ мм та з часовою затримкою $\tau=50$ пс. Видно, що максимум випромінювання змістився до кута 20° , максимальна амплітуда поля та спрямованість зросли у порівнянні з випромінюванням поодинокі щілини [189]. Також можна відмітити, що випромінений сигнал під кутом 55° майже не має тривалих осциляцій після

проходження першого імпульсу. Така форма є найкращою для зондування середовищ [190].

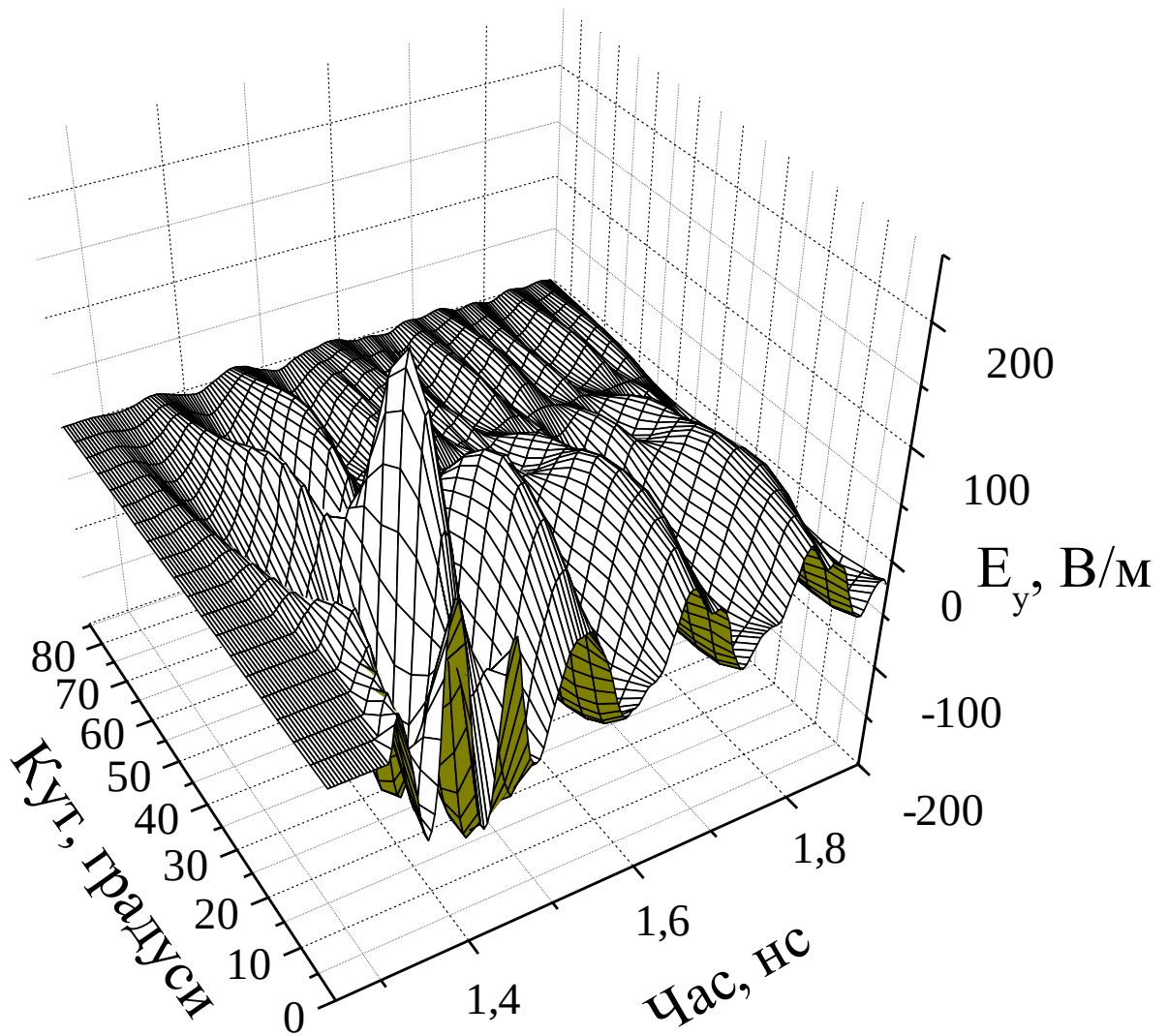


Рис. 4.32 Залежності від часу та кута амплітуди електричної компоненти поля, що випромінене системою з двох щілин ($d_g=23$ мм, $\tau=50$ пс)

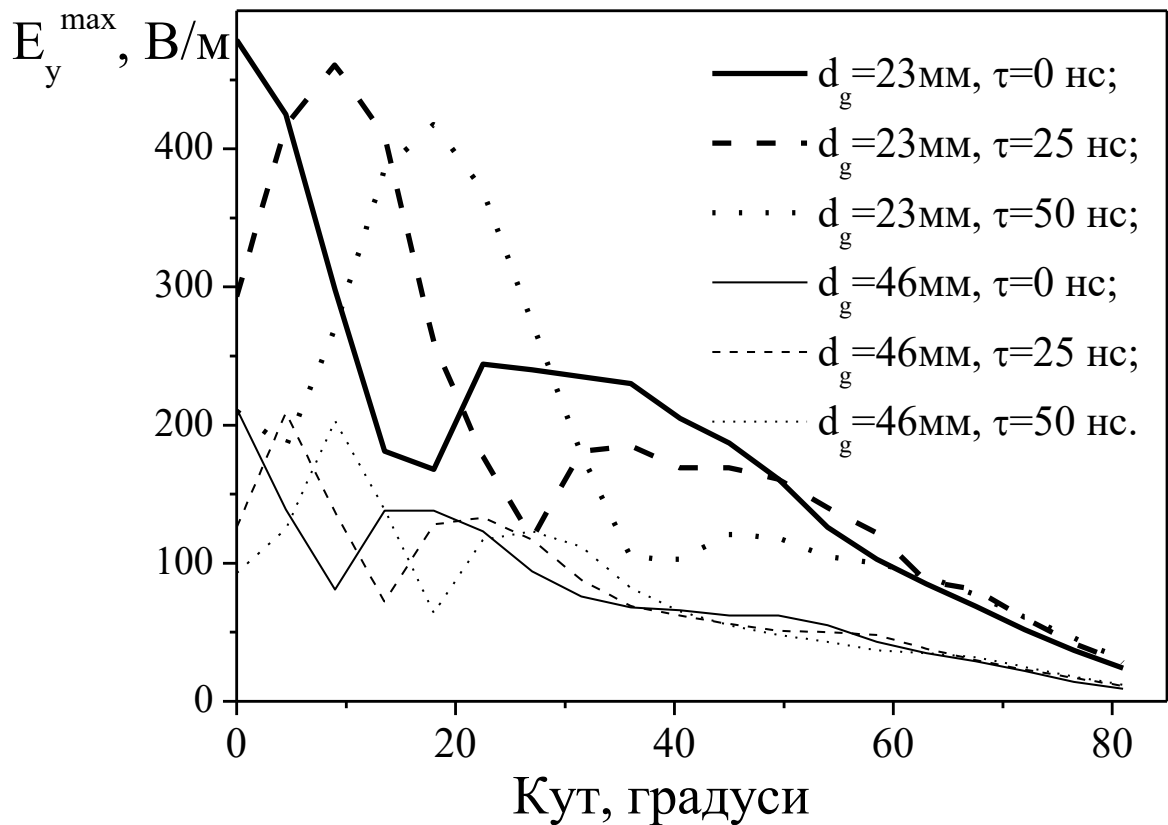


Рис. 4.33 Залежність максимального розмаху амплітуди електричної компоненти поля від кута для різних d_g та τ

Залежність максимального розмаху амплітуди випромінюваного електричного поля від азимутального кута для різних d_g і τ у дальній зоні $R=0,36\text{ м}$ ($d_g=23\text{ мм}$) і $0,81\text{ м}$ ($d_g=46\text{ мм}$) представлена на Рис. 4.33. Видно, що аналогічно класичним уявленням про вплив фазового зсуву у збудженні елементів антенної решітки, зі збільшенням d_g ширина головної пелюстки зменшується, але зростає рівень бічних. Одною з очевидних причин цього може бути часова залежність поля на апертурі, яка має вигляд швидко затухаючого коливання, дуже схожого на гармонічне.

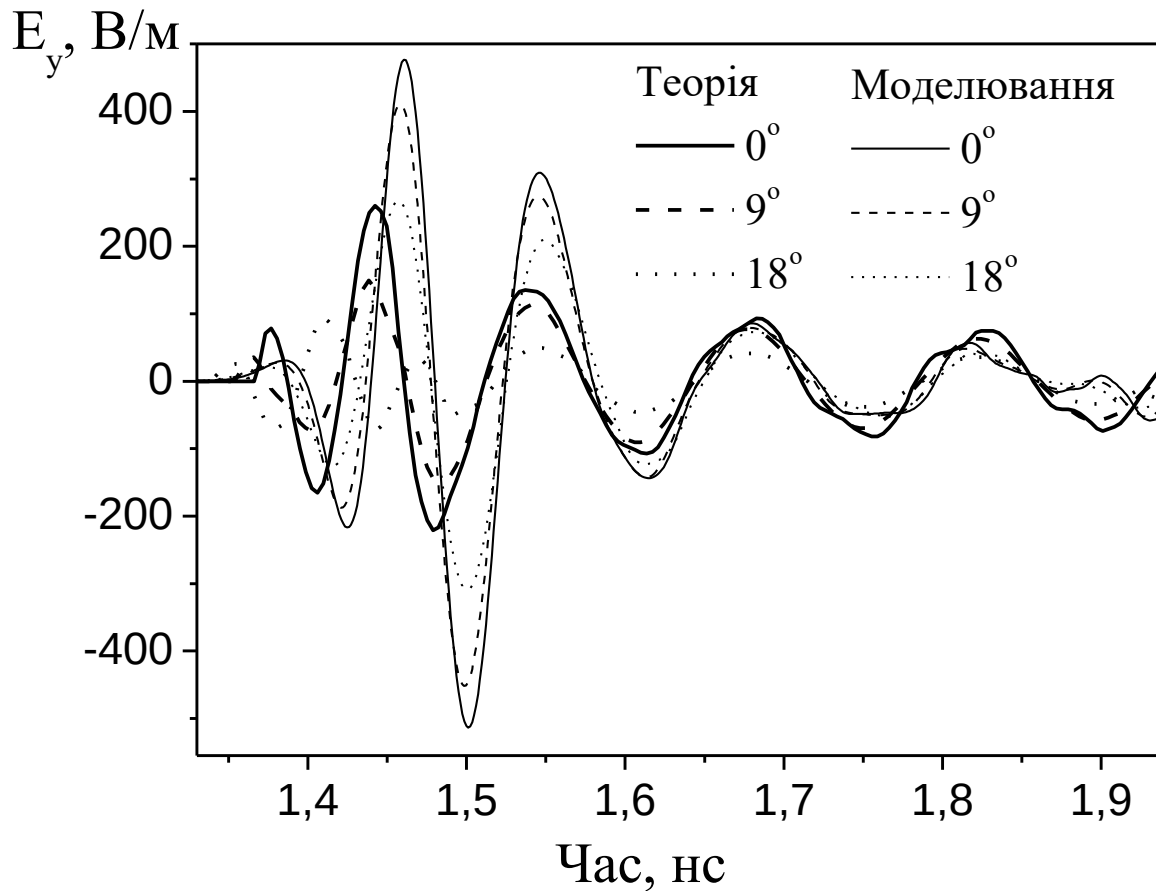


Рис. 4.34 Часові залежності амплітуди електричної компоненти поля для різних кутів, які отримані шляхом розрахунку за аналітичними виразами, що одержані теоретично, та за допомогою прямого числового моделювання.

Для перевірки справедливості застосування принципу суперпозиції щодо розрахунку системи випромінювачів проведено її пряме числове моделювання у часовому просторі методом кінцевих різниць для випадку $d_g=0.023$ м, $R=0.36$ м, $\tau=0$ пс. Результати моделювання та числових розрахунків при кутах 0° , 9° та 18° наведені на Рис. 4.34. Співвідношення амплітуд випромінюваного поля між наведеними залежностями для двохелементної системи і амплітудами поля, що розраховані для поодинокого хвильовода [189] залишилось таким же для відповідних кутів та моментів часу спостереження. Це значить, що взаємодія між

хвилеводами достатньо слабка, а використання принципу суперпозиції для розрахунку систем таких випромінювачів є обґрунтованим.

4.6 Ближнє поле систем нестационарних диполів

Раніше було зазначено, що процес формування вільної електромагнітної хвилі в об'ємі, що оточує джерело, не може бути описано за допомогою класичних виразів для диполя [70]. Це було зазначено ще в роботах Г. Герца [173]. Використавши більше складових у розкладі Тейлора підінтегральної функції для векторного потенціалу, ми отримали покращений розв'язок задачі випромінювання електричного диполя Герца в аналітичній формі [170]. Цей розв'язок більш точно описує поведінку ближнього поля диполя Герца в об'ємі, що оточує випромінювач. Саме цей об'єм є реальним джерелом хвилі з точки зору Г. Герца [173]. Крім того, покращений розв'язок враховує вплив товщини й довжини диполя. Важливо відмітити, що отримані формули не є точними [170]. Вони також мають певні межі застосування й перестають бути правильними на дуже близьких відстанях від випромінювача.

Останнім часом з'явилися надпотужні імпульсні електромагнітні системи, прикладом якої є рельсотрон, розрахунку силових характеристик якого присвячена низка робіт. У свою чергу, нам цікаві характеристики електромагнітного поля, що випромінює ця система. У зв'язку з тим, що розміри такої системи набагато менші, ніж характерна просторова тривалість імпульсу, що випромінюється, як модель випромінювача можна використати електричний диполь Герца із заданою часовою залежністю збуджуючого струму. Але також становить інтерес вплив обтікання струму вздовж криволінійної поверхні металевих предмета, що розганяється, на випромінене електромагнітне поле. Цей вплив, скоріш за все, має бути помітним на малих відстанях спостереження від випромінювача. Таким чином, варто провести дослідження ближнього поля такої випромінюючої системи. З цією метою розглядаються три варіанти апроксимації

просторового розподілу збуджуючого струму, що якісно повторюють його розподіл на поверхні рельсотрону: два паралельні диполі з синхронним збудженням, випромінювач у формі чотирикутника [191], що ділить збуджуючий струм на дві гілки та правильний шестикутник, як приклад обтікання струмів, максимально наближений до колового. В усіх цих варіантах максимальний геометричний розмір випромінюючої системи є однаковим для того, щоб мати змогу порівняти отримані результати з випромінюванням одиночного електричного диполя Герца, який розташований у центрі системи координат [192].

4.6.1. Постановка задачі випромінювання потужного джерела імпульсного струму

Незалежно від моделі розподілу струму, всі параметри випромінювачів, що наведені нижче, обрані таким чином, щоб розрахунки випромінених полів можна було якісно порівняти [170, 51. 193].

Джерелом електромагнітного поля є електричний струм із максимальним значенням амплітуди повного струму $I_0 = 1000$ А з рівномірним розподілом по циліндру довжини $l = 0,2$ м і радіусу поперечного перетину $r_d = 0,01$ м та з часовою залежністю $f(t)$:

$$f(t) \sim 1 - \operatorname{th}\left(\frac{t}{\tau}\right), \quad (4.95)$$

де $\tau = 2 \cdot 10^{-4}$ с – характерна тривалість імпульсу.

Будемо порівнювати поля випромінювання трьох просторових розподілів струму з полями випромінювання одного диполя Герца [22]. На Рис. 4.35, зображена геометрія задачі для синхронного збудження двох паралельних диполів з однаковими збуджуючими струмами $I_1 = I_2 = I_0/2$. Другий варіант джерела представляє собою ромб, який складається з двох гілок струму однакової величини, кожна з яких складається із двох повернутих диполів, як показано на Рис. 4.36, де $I_1 = I_2 = I_0/2$ та $I_3 = I_4 = I_0/2$. Ще більш плавне обтікання моделюється

набором диполів у вигляді шестикутника, який аналогічним чином формує дві гілки, кожна з яких складається з трьох диполів, що відображено на Рис. 4.37, де $I_1 = I_3 = I_5 = I_0/2$ та $I_2 = I_4 = I_6 = I_0/2$.

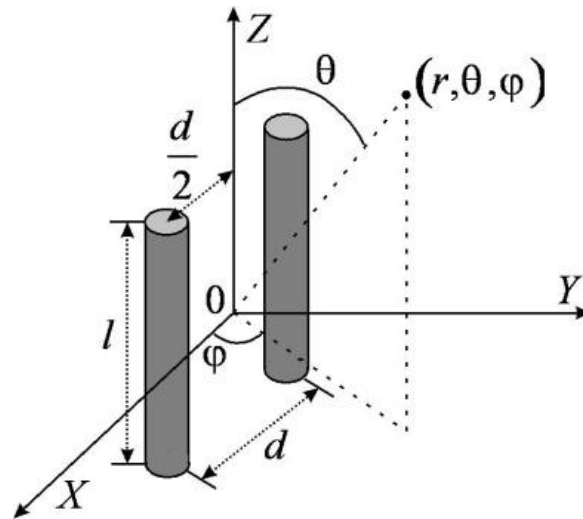


Рис. 4.35 Геометрія задачі для апроксимації струму з використанням двох паралельних диполів

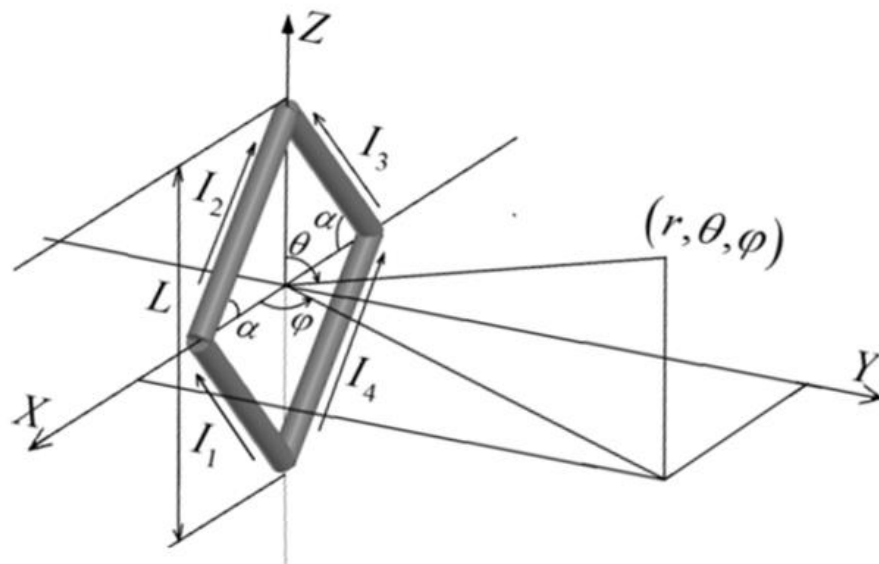


Рис. 4.36 Геометрія задачі для чотирьох диполів

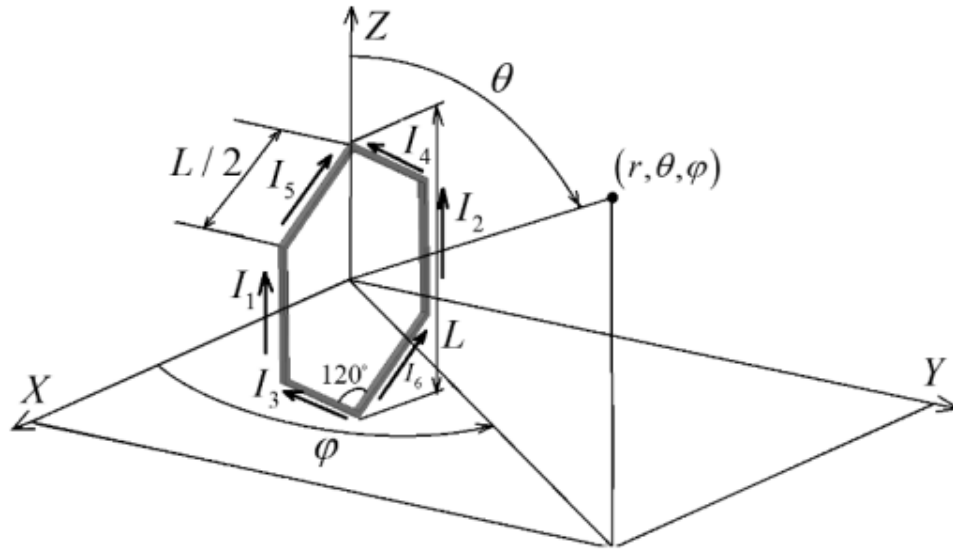


Рис. 4.37 Геометрія задачі для шести диполів

4.6.2. Аналітичне розв'язання задачі випромінювання поблизу потужного джерела струму

Розв'язок задачі випромінювання одного диполя в загальній формі можна знайти через застосування метода векторного потенціалу, і він має вигляд квадратури

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{\vec{j}(\vec{r}', t - R/c)}{R} dV', \quad (4.96)$$

яка використовується для знаходження амплітуд складових магнітного та електричного поля

$$\begin{cases} \vec{H}(\vec{r}, t) = \frac{1}{\mu_0} \text{rot} \vec{A}(\vec{r}, t); \\ \vec{E}(\vec{r}, t) = -\text{grad} \varphi - \frac{\partial \vec{A}(\vec{r}, t)}{\partial t}. \end{cases} \quad (4.97)$$

У першому, класичному наближенні амплітуда поперечної електричної компоненти має такий вигляд:

$$E_{\theta}(t, r, \theta) = \frac{L \sin(\theta)}{4\pi\epsilon} \left(\frac{I(t)}{cr^2} + \frac{dI(t)}{c^2 r} \right), \quad (4.98)$$

тоді як врахування більшої кількості доданків у розкладі підінтегральної функції у формулі (4.96) дозволило отримати покращені вирази [170], як, наприклад, для поперечної електричної компоненти (4.35-4.40):

$$E_{\theta} = \frac{\sin \theta l}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{I\left(t - \frac{r}{c}\right)}{cr^2} \left(1 - \frac{3r_d^2}{4r^2} - \frac{l^2}{8r^2} + \frac{13l^2}{8r^2} (\cos^2 \theta) - \frac{7r_d^2}{4r^2} \cos^2 \theta + \frac{7r_d^2}{8r^2} (\sin^2 \theta) - \frac{l^2 \sin^2 \theta}{4r^2} \right) + \right. \\ \left. + \frac{\dot{I}\left(t - \frac{r}{c}\right)}{rc^2} \left(1 - \frac{r_d^2}{2r^2} - \frac{l^2}{12r^2} + \frac{19l^2}{24r^2} (\cos^2 \theta) - \frac{3r_d^2}{2r^2} \cos^2 \theta + \frac{9r_d^2}{8r^2} (\sin^2 \theta) - \frac{l^2}{12r^2} \sin^2 \theta \right) \right) \quad (4.99)$$

що більш точно описує поведінку поля поблизу випромінювача.

Проводячи зміщення та повороти систем координат для розв'язків (4.98) і (4.99) за допомогою кутів Ейлера та використовуючи принцип суперпозиції, одержимо в аналітичному вигляді розв'язки поставлених задач.

4.6.3. Числове моделювання випромінювання джерела складного просторового розподілу

Для випадку двох паралельних диполів розглянемо графіки часових залежностей амплітуди поперечної електричної компоненти, що зображені на Рис. 4.38, і які розраховані за допомогою класичних формул (4.98) та покращених (99) для $\theta = \pi/4$, $\phi = \pi/4$, $r = 0,3$ та $r = 1$ м. Для зручності порівняння на них також побудовані часові залежності поля одиночного диполя. З Рис. 4.39 видно, що навіть при таких невеликих відстанях спостережень r моделі одного диполя та двох диполів відповідають розв'язкам, що близькі один до одного. Амплітуди поздовжніх компонент електричного поля практично однакові для цих моделей. На відміну від них, магнітні компоненти значно відрізняються через вплив магнітних полів роздвинутих чи повернутих одиночних диполів. Щодо

поперечної складової електричного поля, то різниця між результатами класичної та покращеної формул менша, ніж між моделями одного або двох диполів.

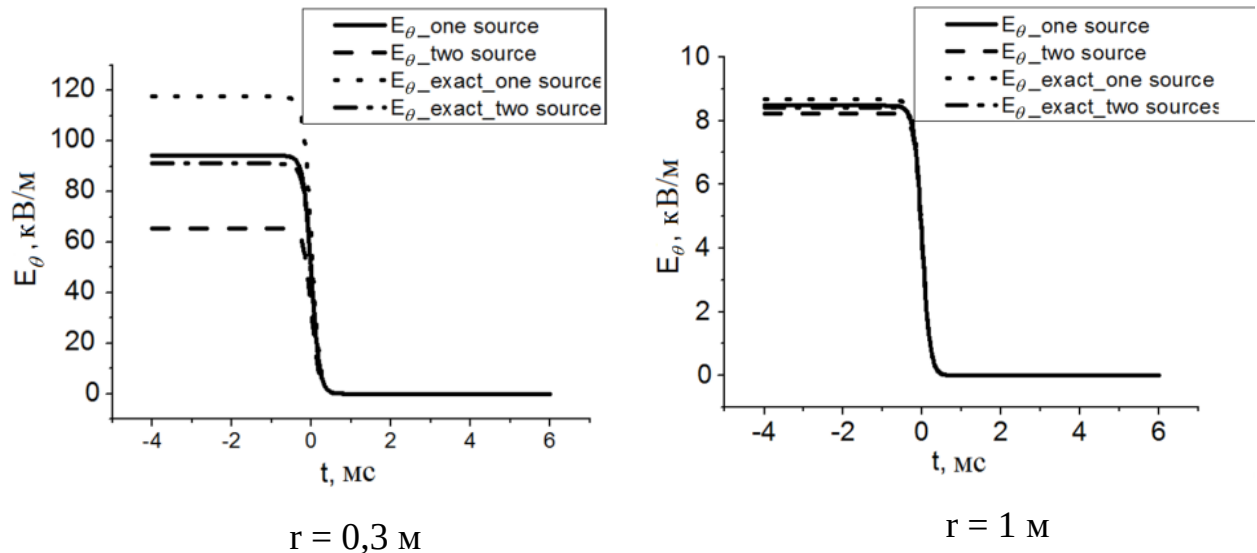


Рис. 4.38 Часова залежність поперечної компоненти електричного поля для кутів спостереження $\theta = \pi/4$, $\varphi = \pi/4$

На більшій відстані спостереження розв'язки для поздовжньої складової електричного поля збігаються так само, як і для магнітної компоненти. Усі амплітуди компонент поля зменшуються зворотно пропорційно квадрату відстані, що означає, що електромагнітна хвиля ще не сформована в точці спостереження. Отже, зовнішня межа ближньої зони для цієї задачі може бути описана як $r < \lambda/2\pi$, де замість λ треба взяти характерну просторову тривалість випроміненого імпульсу в дальній зоні. Плавна та відносно повільна зміна струму збудження приводить до значної величини межі дальньої зони, приблизно 10^5 м . На більш близьких відстанях амплітуди поперечних електричних та магнітних складових мають однакову часову залежність, таку, як і в струму збудження, що проілюстровано на Рис. 4.39. Починаючи з відстані 10^5 м , часова залежність амплітуди електричного поля приймає вигляд першої похідної за часом струму збудження (4.95), і нормалізована до відстані в квадраті амплітуда починає суттєво зростати, що є ознакою процесу виникнення вільної електромагнітної

хвилі. Поведінка поперечного магнітного поля аналогічна, але амплітуда поздовжньої електричної компоненти часову форму не змінює при будь-якій відстані спостереження [6].

Цікаво розглянути кутову залежність полів поблизу випромінювача та її відмінність від класичної $\sin(\theta)$. Кутова залежність амплітуди магнітного поля має форму, що аналогічна випадку одного диполя. У той же час залежність амплітуди поперечної електричної компоненти, як показано на Рис. 4.40 для випадку чотирьох диполів, має незвичний максимум під кутом $\theta = 50^\circ$. Це можна пояснити малою відстанню спостереження $r = 1$ м та впливом повороту й розміщення кожного з чотирьох диполів, що швидко зменшується на більших відстанях спостереження.

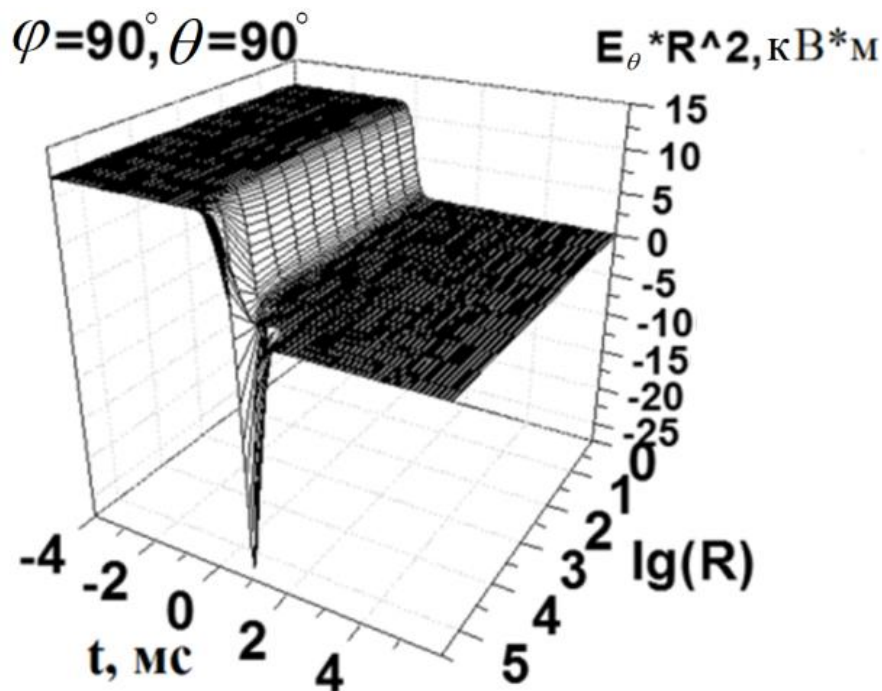


Рис. 4.39 Нормована часова залежність амплітуди поперечної компоненти електричного поля для різних відстаней спостереження і кутів спостереження для усіх розглянутих систем диполів $\theta = \pi/2$, $\varphi = \pi/2$

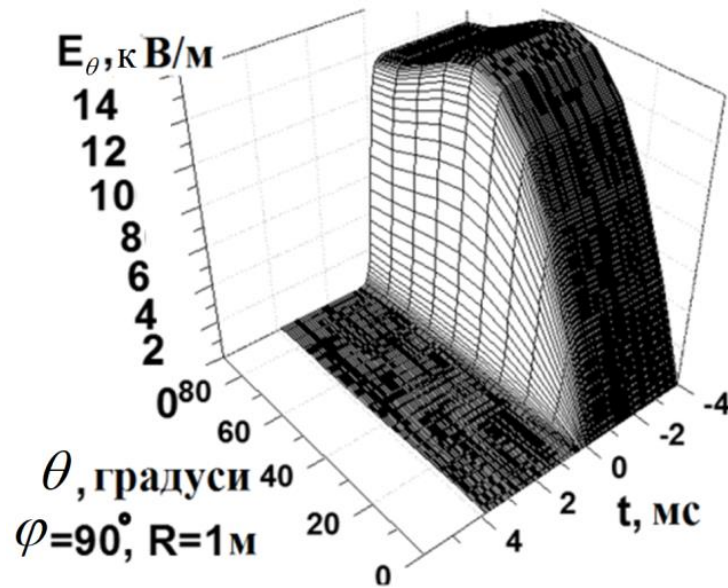


Рис. 4.40 Часова та кутова залежність амплітуди поперечної компоненти електричного поля системи із чотирьох диполів для відстані спостереження $r = 1$ м й кута спостереження $\varphi = \pi/2$

Для визначення відстані, на якій амплітуди електричного поля системи із чотирьох диполів та одиночного диполя будуть майже однаковими, зобразимо на Рис. 4.41 часові залежності амплітуди поперечної складової електричного поля для різних відстаней спостереження. Видно, що починаючи з відстані $r = 2$ м, часова форма цих амплітуд майже однакова.

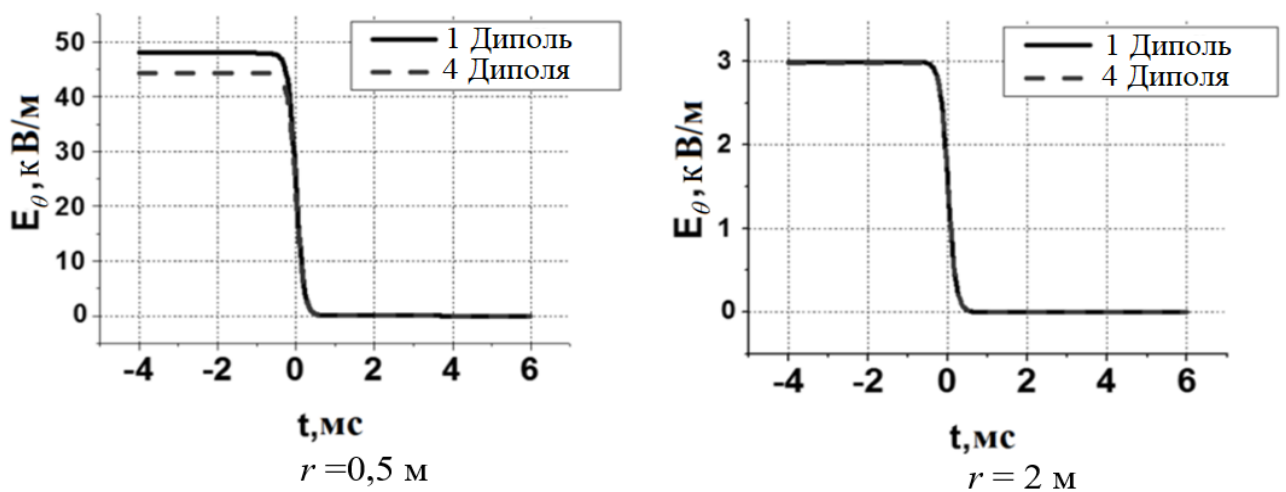


Рис. 4.41 Часова залежність амплітуди поперечної компоненти електричного поля для різних відстаней спостереження й кутів $\theta = \pi/2$ і $\varphi = \pi/2$

Ще більш точна апроксимація процесу обтікання струму по криволінійній траєкторії може бути реалізована через використання шести диполів, що розташовані у формі правильного шестикутника, який показаний на Рис. 4.27. На Рис. 4.42 представлена кутова залежність амплітуди поперечної компоненти електричного поля для малих відстаней спостереження. Під кутом $\theta = 40^\circ$ присутній максимум, який на більших відстанях зникає, аналогічно випадку чотирьох диполів.

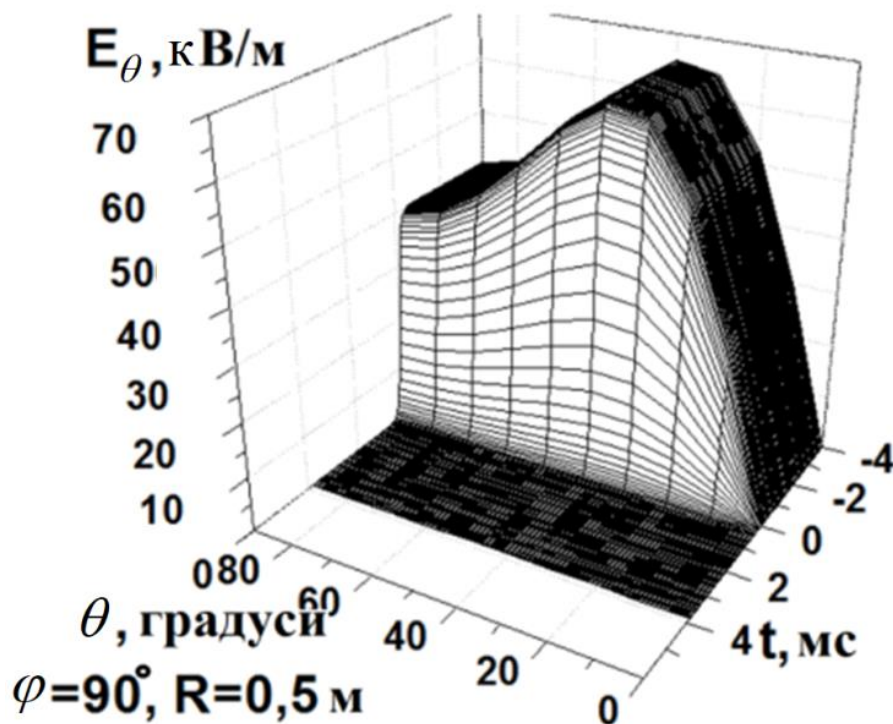


Рис. 4.42 Часова та кутова залежність амплітуди поперечної компоненти електричного поля для відстані спостереження $r = 0,5$ м та кута спостереження $\varphi = \pi/2$

Перевіркою правильності отриманого розв'язку є його порівняння із розв'язком для одиночного диполя. Як ілюструють залежності на Рис. 4.43, ці розв'язки збігаються на відстані спостереження $r = 4$ м.

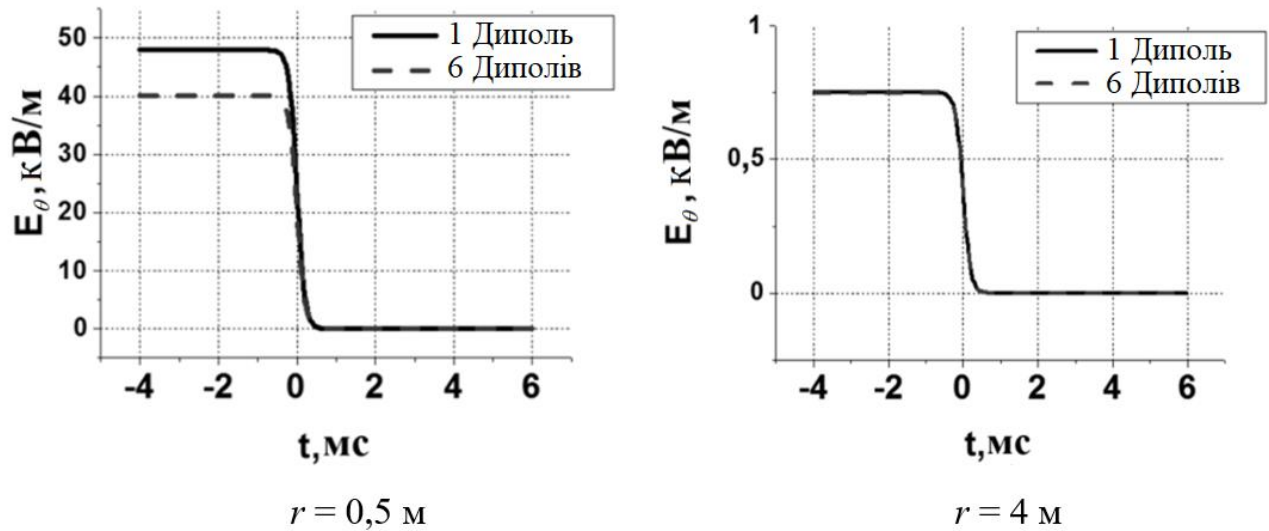


Рис. 4.43 Часова залежність амплітуди поперечної компоненти електричного поля для кутів спостереження $\theta = \pi/2$, $\varphi = \pi/2$ та різних відстаней r

4.7 Надширокосмуговий комбінований вібраторно-щілинний випромінювач типу Клевіна

Існує необхідність у створенні компактної імпульсної комбінованої антени електричного та магнітного типу, надширокосмугового аналогу випромінювача Клевіна, в якому необхідні характеристики забезпечуються сильною взаємодією його складових частин. Необхідно проаналізувати напрямлені, частотні та часові характеристики такого випромінювача. Пропонується використовувати числовий метод кінцевих різниць у часовому просторі (FDTD) для остаточного розрахунку та оптимізації випромінювача. Початкова конструкція розрахована у вузькому діапазоні частот методом електро- та магніторушійних сил для щілин та вібраторів [194-196]. Після цього буде проведена багатопараметрична оптимізація антени з метою знаходження оптимальної взаємодії між електричним та магнітним випромінювачем при одночасному забезпеченні потрібних напрямлених та частотних характеристик [198].

4.7.1 Вступ

Мета даного підрозділу – побудувати надширокосмуговий аналог випромінювача Клевіна [199]. Для покращення характеристик комбінованого випромінювача будемо використовувати сильну взаємодію між щілиною і вібраторами [200], [201]. У загальному випадку додаткові можливості може дати механічне [202] чи електричне керування [203] цими системами, але в наведеній моделі було вирішено поки що це не реалізовувати. Треба забезпечити взаємодію в широкому діапазоні частот, застосовуючи оптимальне розміщення широкосмугових диполів у ближній зоні щілини. Пропонується використати конічну форму диполів для розширення діапазону робочих частот [22]. Існуючі аналітичні розв’язки рівнянь Поклінгтона та Халлена [204] не можуть бути застосовані безпосередньо у випадку плавної зміни перерізу диполя для поліпшення його частотних параметрів. Отже, для зручності будемо використовувати числовий підхід до розв’язання задачі. Як приклад магнітного випромінювача ми розглянемо надширокосмугову щілину спеціально оптимізованої форми, що вирізана у нескінченному ідеальнопровідному екрані [205]. Щоб зменшити затінення щілини диполями, конічний короткозамкнений вібратор приєднано основою до нескінченного ідеальнопровідного екрану. Отже, запропоновано тривимірний аналог діамантового диполя (diamond dipole) [70] для комбінованого вібраторно-щілинного випромінювача.

4.7.2 Постановка задачі

Нехай надширокосмугову щілину [205] вирізано у нескінченному ідеальнопровідному екрані кінцевої товщини, як показано на Рис. 4.44. Щілина збуджується джерелом електричної напруги, прикладеної до обох сторін щілини в її центрі. Для поліпшення характеристик щілини додано два ідеальнопровідні конуси у вигляді надширокосмугових короткозамкнених на екран диполів, як

показано на Рис. 4.45 та 4.46. Задача полягає у пошуку розмірів випромінюючої конструкції для оптимізації її характеристик [206].

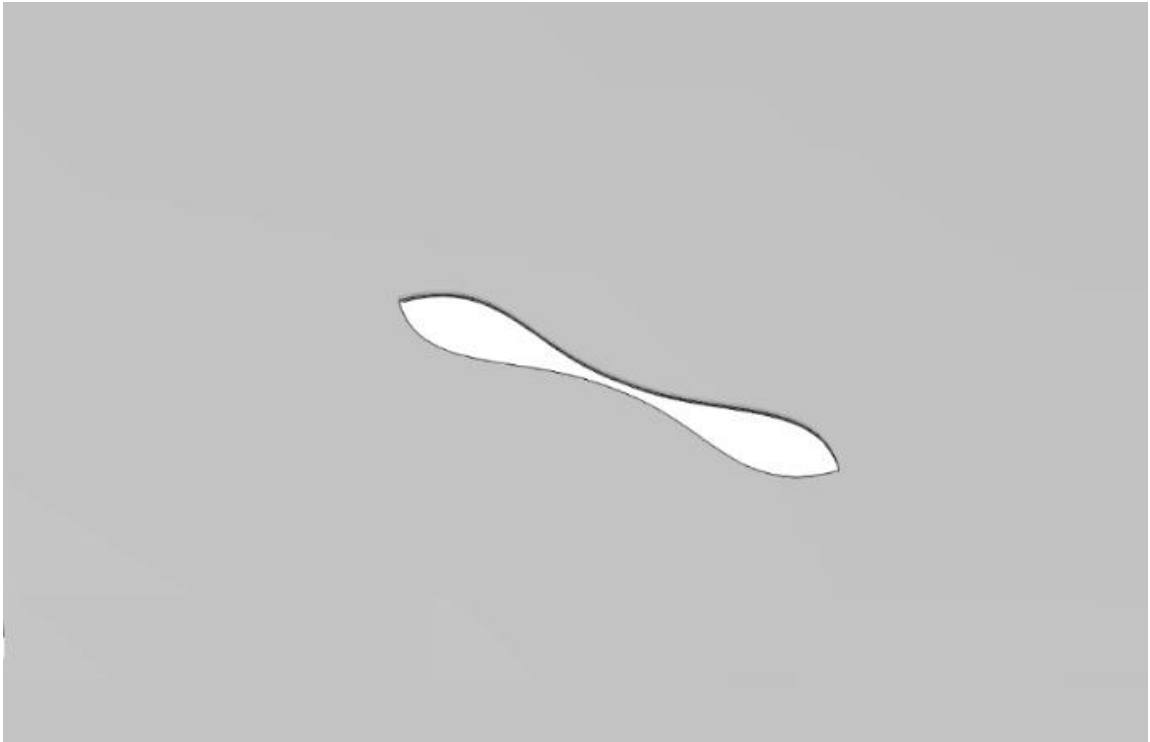


Рис. 4.44 Надширокосмугова щілина в ідеальнопровідному екрані [205]

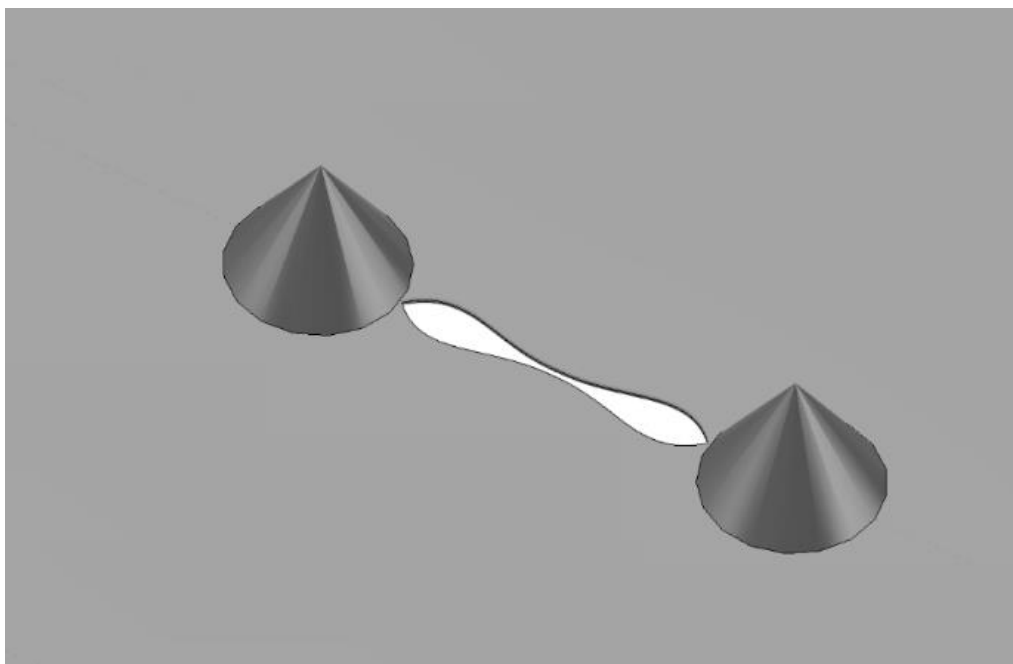


Рис. 4.45 Надширокосмуговий вібраторно-щілинний випромінювач

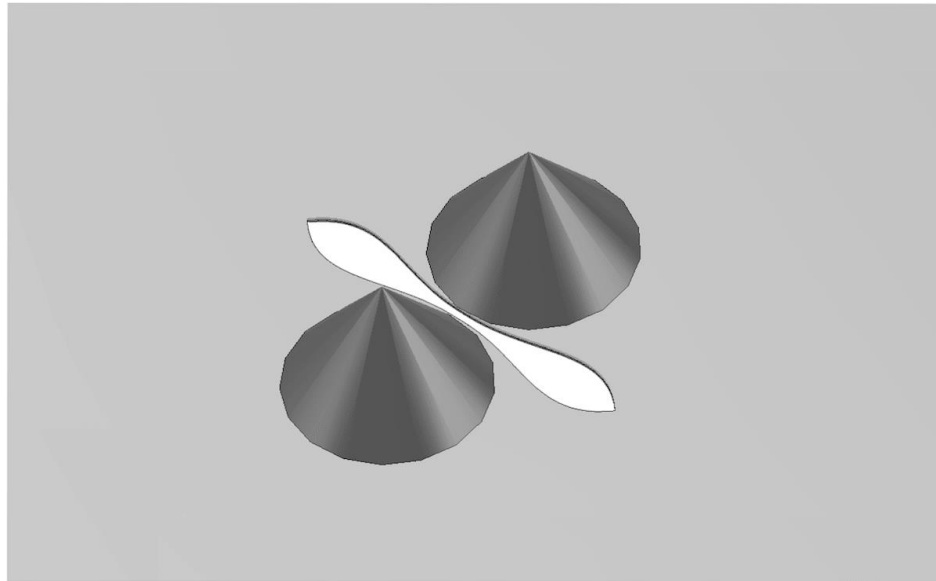


Рис. 4.46 Надширокосмуговий аналог випромінювача Клевіна

Нехай надширокосмугову щілину [205] вирізано у нескінченному ідеальнопровідному екрані кінцевої товщини, як показано на Рис. 4.44. Щілина збуджується джерелом електричної напруги, прикладеної до обох сторін щілини в її центрі. Для поліпшення характеристик щілини додано два ідеальнопровідні конуси у вигляді надширокосмугових короткозамкнених на екран диполів, як показано на Рис. 4.45 та 4.46. Задача полягає у пошуку розмірів випромінюючої конструкції для оптимізації її характеристик.

4.7.4 Числове моделювання

Як зазначено вище, для криволінійних структур зручно використовувати прямий числовий розрахунок у часовому просторі. Нескінченний екран товщиною 1 мм моделюється пластиною із довжиною та шириною у п'ять довжин щілини. Всі границі простору обчислення є поглинаючими. Числове моделювання, що проведено методом скінченних різниць у часовому просторі, показало, що збільшення розмірів екрану від початкового майже не змінює результати обчислення. Коефіцієнт стоячої хвилі напруги як функція частоти для щілини та комбінованих структур представлений на Рис. 4.47. Відсутність строгої

періодичності мінімумів можна пояснити криволінійною формою щілини та складними траєкторіями поверхневих струмів навколо щілини [205].

Для підвищення ефективності її випромінювання на низьких частотах два конічні диполі, прилеглі до криволінійної межі щілини, розташовувались симетрично відносно центру щілини як в конструкції надширокосмугової структури (Рис. 4.45), так і аналога випромінювача Клевіна (Рис. 4.46). Було з'ясовано, що радіус основи конуса впливає на якість його резонансів. Наприклад, мінімум при $f = 1,3$ ГГц (крива 2 на Рис. 4.47) забезпечується класичним співвідношенням $L/\lambda = 0.25$. Ці вдосконалення помітно розширюють діапазон частот випромінювача Клевіна (Рис. 4.46). Вплив конусів на частотні характеристики випромінювача (Рис. 4.45) менший через їх розташування у мінімумі ДН щілини.

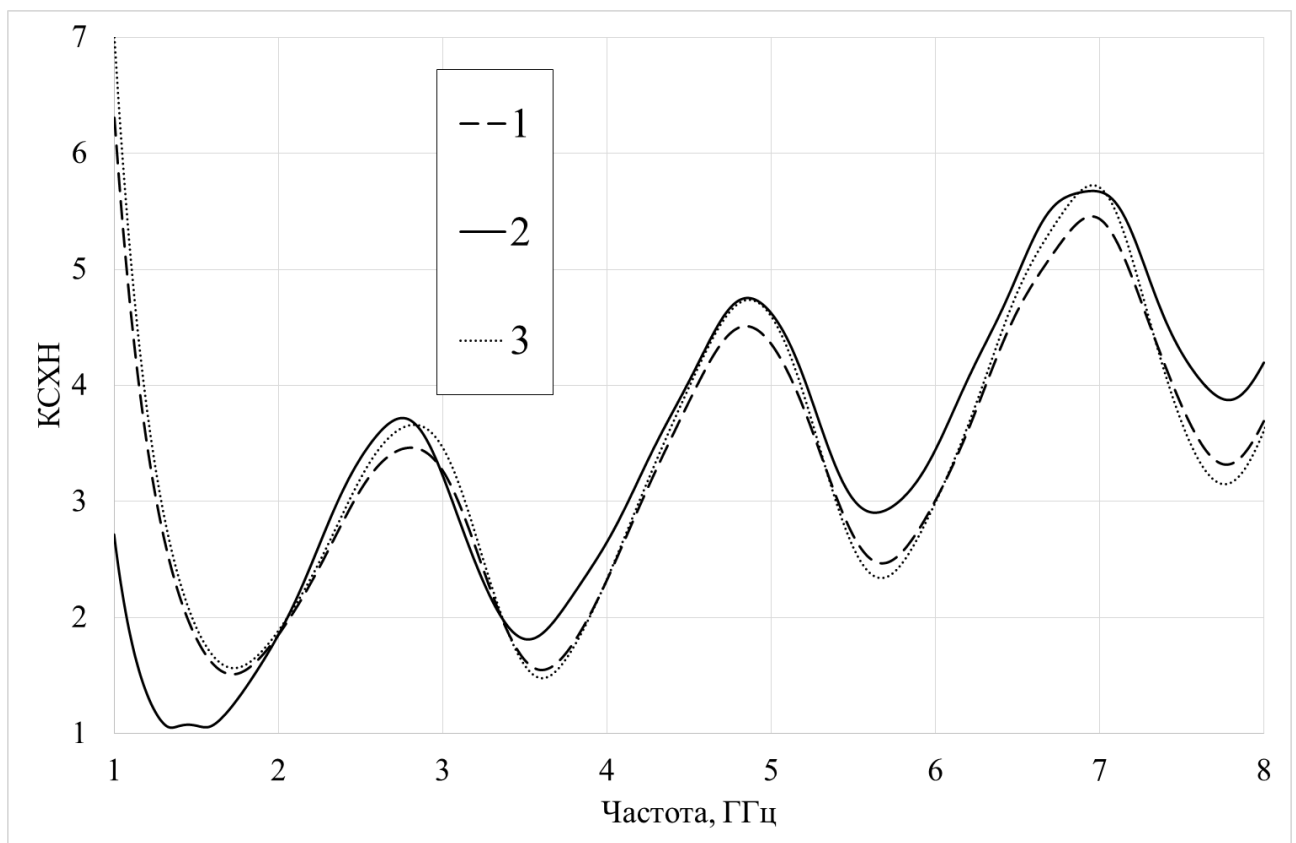


Рис. 4.47 КСХН в залежності від частоти збудження надширокосмугової щілини на Рис. 4.44 (крива 1), надширокосмугового аналога випромінювача Клевіна, показаного на Рис. 4.46 (крива 2) та вібраторно-щілинного випромінювача на Рис. 4.45 (крива 3)

Цікаво дослідити часові форми амплітуд випроміненої імпульсної електромагнітної хвилі у випадку збудження щілини гауссовим імпульсом. Електрична складова хвилі на відстані 0,3 м від центру випромінювачів представлена на Рис. 4.48 для кута $\Theta = 0^\circ$ в Н- та Е-площинах, коли випромінювачі збуджуються гауссовим імпульсом тривалістю 0,08 нс за критерієм половинної потужності. Як видно з Рис. 4.48, пасивні конуси збільшують амплітуду випромінюваних хвиль уздовж нормалі до площини щілини і подовжують перехідний процес у структурі. Важливо пояснити незвичну затримку імпульсу у часі, спричинену наявністю конусів. Ці конуси служать неоднорідною лінією передачі, яка породжує відбиту імпульсну хвилю в початковий момент її збудження. Ця хвиля інтерферує з хвилею, яка вже існує, в центрі щілини породжуючи нуль електричного поля. Далі амплітуда відбитої хвилі неоднорідної лінії зменшується, змінює свій знак, отже загальне електричне поле, що розподілене по щілині, збільшується, і щілина починає випромінювати, отримуючи додаткову енергію від відбитої хвилі конусів.

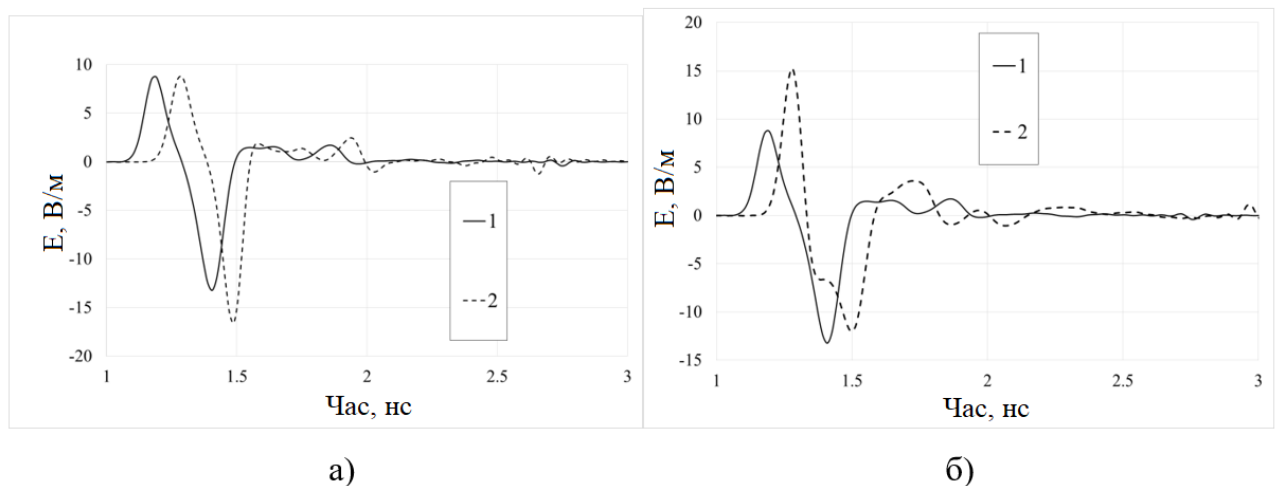


Рис. 4.48 Залежність амплітуди електричної складової поля випромінювання від часу на відстані спостереження $r = 0,3$ м, $\Theta = 0^\circ$ для випромінювачів: 1–щілина, 2–вібраторно-щілинний випромінювач (а) або випромінювач Клевіна (б)

Кутова залежність випромінювання в площині Н представлена на Рис. 4.49. Вона демонструє зменшення амплітуд для щілини (крива 1), а також для комбінованих випромінювачів (крива 3) відповідно для всіх кривих на Рис. 4.49. Можна помітити, що перший максимум кривої 1 на Рис. 4.49 (б) більший за максимум кривої 1 на Рис. 4.48, але треба зважити на високе значення наступного мінімуму кривої 1 на Рис. 4.49 (б). Подібну поведінку ми можемо спостерігати в площині Е для випромінювача Клевіна (крива 4). У той же час, випромінювання щілини в площині Е (крива 2) є ізотропним згідно класичних параметрів щілини.

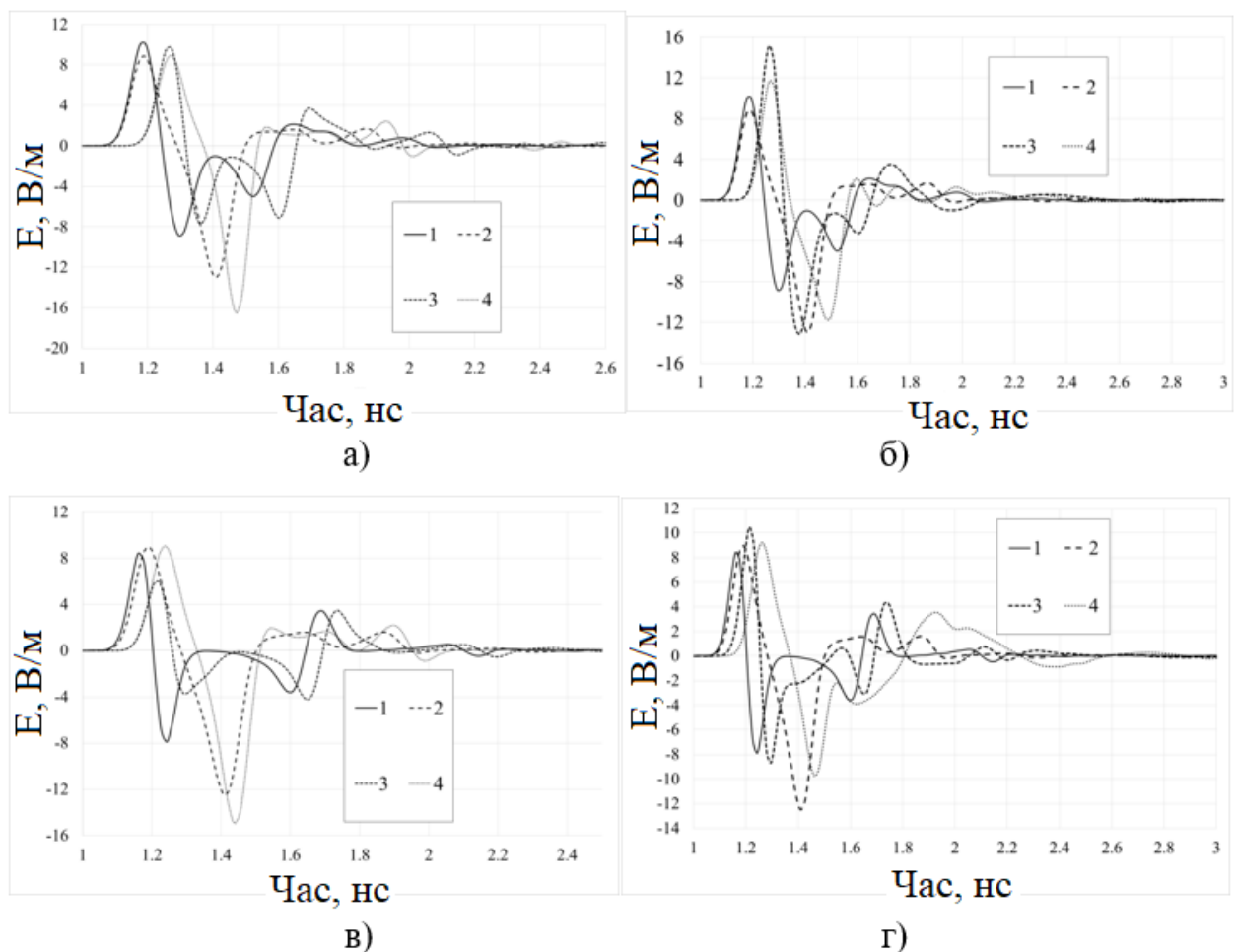


Рис. 4.49 Залежність амплітуди електричної складової поля випромінювання від відстані спостереження $r = 0,3$ м, $\Theta = 30^\circ$ (а, б) та $\Theta = 60^\circ$ (в, г), де криві позначають випромінювання: 1 – щілини у площині Н, 2 – щілини у площині Е, 3 – комбінованого випромінювача у площині Н, 4 – комбінованого випромінювача у площині Е

Видно, що комбінований випромінювач на Рис. 4.45 не дає поліпшення характеристик випромінювання у порівнянні з надширокосмуговим аналогом випромінювача Клевіна. Давайте розглянемо його напрямленість на різних частотах. Відомо, що випромінювання прямокутної щілини в площині Е близьке до ізотропного. Коефіцієнти підсилення надширокосмугової щілини та випромінювача Клевіна в площині Е зображені на різних частотах на Рис. 4.50. Можна помітити, що діаграми напрямленості щілини є ізотропними з плавним збільшенням їхньої спрямованості на вищих частотах (Рис. 4.50а, в). Випромінювач Клевіна демонструє більш спрямоване випромінювання (Рис. 4.50г), але з небажаними максимумами при $\Theta = 90^\circ$ для частот нижче, ніж 1,8 ГГц (Рис. 4.50б). Це можна пояснити ефективним збудженням конусів на низьких частотах завдяки їхній висоті та відстані між ними, що робить їхнє випромінювання подібним до випромінювання антени біжної хвилі.

ДН прямокутної щілини у Н-площині завжди має максимум по нормалі до її площини і нулі у її площині. Коефіцієнти підсилення надширокосмугової щілини та випромінювача Клевіна мають схожий вигляд, що показано на Рис. 4.51. Складний розподіл амплітуди магнітного струму на щілині генерує більш рівномірний розподіл спрямованості на високих частотах, як показано на Рис. 4.51 (в). Слабкий вплив конусів (Рис. 4.51 б, г) можна пояснити взаємно протилежним знаком струмів збудження кожного конуса центром щілини. Це спричиняє взаємну компенсацію результуючого поля в Н-площині.

Аналог випромінювача Клевіна може концентрувати енергію випромінювання в заданому напрямку та забезпечувати широкий діапазон робочих частот, що досягає в даній реалізації антени 1 ГГц. Треба відмітити компактність даної структури та наявність низки геометричних параметрів, зміна яких може дозволити покращити часові параметри випромінюваного поля. Надширокосмугова комбінована вібраторно-щілинна структура має декілька

напрямків для подальшої оптимізації часових, частотних і напрямлених характеристик відповідно до вимог конкретних застосувань.

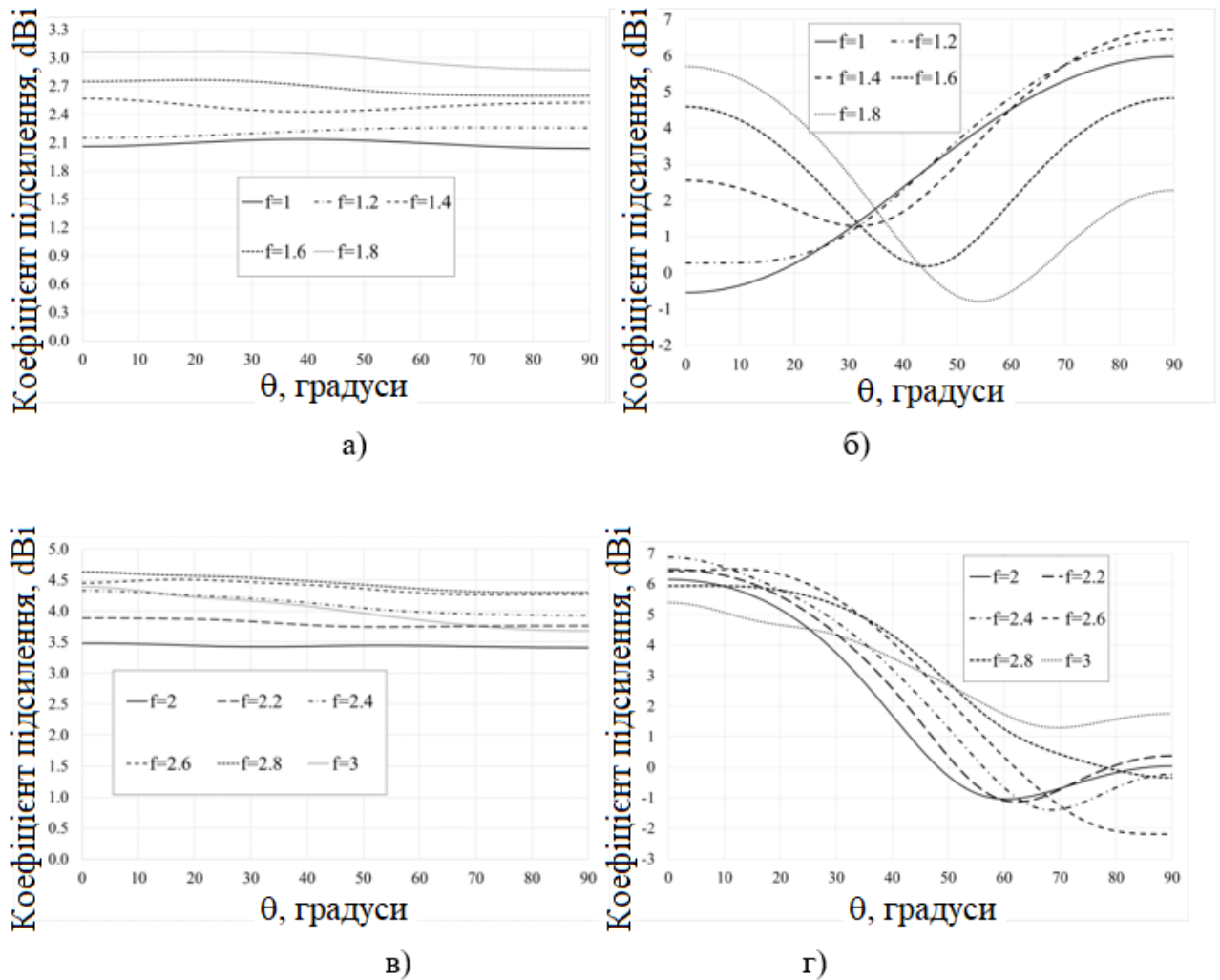


Рис. 4.50 Коефіцієнти підсилення у площині Е надширокосмугової щілини (а, в) та випромінювача Клевіна (б, г) на різних частотах (ГГц)

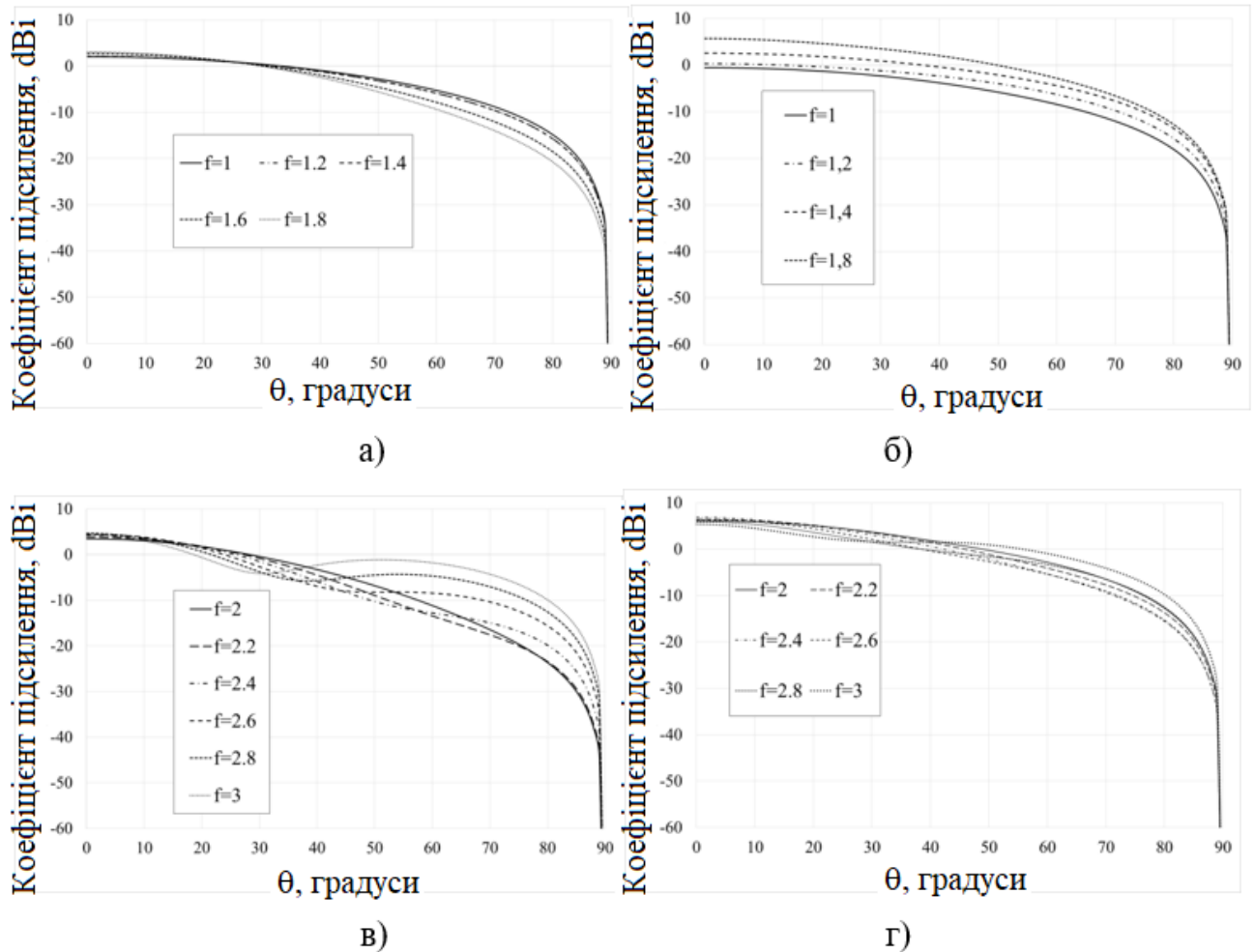


Рис. 4.51 Коефіцієнти підсилення у Н-площині надширокосмугової щілини (а, в) та випромінювача Клевіна (б, г) на різних частотах (ГГц)

4.8 Випромінювання коротких імпульсів відкритим кінцем хвильовода

Основними напрямками практичного використання імпульсних електромагнітних полів є збільшення кількості інформації, що передається за одиницю часу, і дослідження середовищ з втратами. Поширення імпульсних сигналів в регулярному хвильоводі з однозв'язним контуром поперечного перерізу супроводжується сильними спотвореннями їх часової форми внаслідок дисперсії. Дисперсія відсутня при поширенні ТЕМ-хвиль в хвильоводах з багатозв'язним контуром поперечного перерізу, але структура таких мод не може забезпечити ефективне випромінювання поля з відкритого кінця хвильоводу [207]. Структура

більш зручних для практичного використання ТЕ- і ТМ-мод може забезпечити помітне зростання ефективності випромінювання з відкритого кінця хвилеводу. Приклад розрахунку часової форми збуджуючого сигналу, здатного в заданому перерізі компенсувати дисперсійні спотворення, наведено в [208]. Випадок корекції часової форми імпульсу в заданій точці за наявності не тільки дисперсійних, але і дифракційних спотворень розглянуто в [209].

Метою підрозділу є побудова на основі методу модового базису оператора поширення нестаціонарної хвилі в хвилеводі, дослідження його властивостей, його використання для компенсації дисперсійних і дифракційних спотворень імпульсу в хвилеводі, а також формування короткого зондуєчого імпульсу на випромінюючій апертурі з метою дослідження шаруватого середовища з втратами.

4.8.1 Постановка задачі

Імпульсна електромагнітна хвиля із довільною часовою залежністю збуджується в заданому перерізі хвилеводу з однозв'язним контуром поперечного перерізу і поширюється вздовж осі OZ . У процесі поширення імпульс змінює свою форму внаслідок дисперсії і дифракційних явищ, викликаних неоднорідностями, що порушують регулярність хвилеводного тракту, такими, наприклад, як відкритий кінець хвилеводу, що здійснює випромінювання у вільний простір або в шарувате середовище з втратами. За допомогою оператора поширення досліджуємо можливості покращення характеристик такого випромінювача імпульсних хвиль для передачі інформації і зондування.

4.8.2 Оператор поширення

Застосування методу модового базису для розв'язання нестаціонарних нелінійних задач в хвилеводах, заповнених шаруватим неоднорідним

середовищем, приводить до перетворення вихідної тривимірної задачі для системи рівнянь Максвелла в задачу для системи одновимірних еволюційних рівнянь [32]. У разі лінійного стаціонарного середовища дана система зводиться до трьох незалежних рівнянь в часткових похідних, одне з яких – хвильове рівняння, що описує поширення ТЕМ-хвиль в хвилеводі, а два інших - рівняння Клейна - Гордона, що описують поширення нестаціонарних ТЕ- і ТМ- хвиль. Метод еволюційних рівнянь, в математичному сенсі, є різновидом методів неповного розподілу змінних, коли тільки частина змінних, в даному випадку це поперечні координати, відокремлюються від вихідної задачі шляхом проектування на якийсь базис, в даному випадку – модовий базис, а інші змінні залишаються в пов'язаному вигляді [33]. Саме припинення відділення залежності рівняння від поздовжньої координати і часу дає можливість фізично більш наочно простежити еволюцію електромагнітного поля в часі, не втратити причинно-наслідкові зв'язки у розв'язку. Але головна складність в цьому напрямку полягає в пошуку нових розв'язків отриманих нестаціонарних рівнянь замість стандартного відділення часової змінної шляхом застосування перетворення Фур'є.

Один такий оригінальний розв'язок дає використання методу функції Рімана як для хвилеводу [34], так і для задач у вільному просторі [39]. Другий розв'язок можна побудувати на основі заміни змінних в рівнянні Клейна - Гордона, що приводять до розподілу змінних [38]. Пошук таких заміни є предметом дослідження рівнянь методами теорії груп [37], причому не тільки були знайдені заміни змінних, а й доведено, що інших заміни змінних не існує для потрібного нам рівняння Клейна - Гордона [210]. В силу постійності поперечного хвильового числа в регулярному хвилеводі багато з цих заміни можуть бути використані для вирішення хвилеводних задач [211], тоді як для розв'язання задач в необмеженому просторі, коли поперечне хвильове число змінюється від 0 до ∞ , вдалося застосувати тільки одну з десяти. Третій підхід до вирішення нестаціонарних рівнянь – числовий, на основі методу кінцевих різниць у часовому просторі. Він є

найменш швидким і фізично наочним, але дозволяє вирішити найбільш широке коло нестационарних задач у хвилеводі [154]. Однак даний метод є повільним тільки в порівнянні із згаданими вище аналітичними методами. У порівнянні з прямим числовим розрахунком тривимірних нестационарних задач, такий підхід може давати вигоду в декілька порядків у часі розрахунку і необхідній оперативній пам'яті за рахунок попереднього зменшення розмірності задачі на дві одиниці, проведеного методом модового базису [153].

Еволюція електромагнітної хвилі в порожнистому однозв'язному хвилеводі описується рівнянням Клейна - Гордона, яке в нормованому вигляді представляється таким чином [32]:

$$\left(\partial_t^2 - \partial_z^2 + 1 \right) A_z = 0, \quad (4.100)$$

де A_z – амплітуда поздовжньої компоненти поля ТМ- або ТЕ-моди (нумерація мод опущена), що залежить тільки від часу і поздовжньої координати, c – швидкість світла. Тут використовуємо нормовану координату kz і час ckt , де k – поперечне хвильове число моди. Амплітуди поперечних компонент поля можна отримати шляхом диференціювання амплітуди поздовжньої компоненти поля A_z по часу або поздовжній координаті [32].

Залежність компонент поля від поперечних координат задається мембранними функціями $\psi(\rho, \varphi)$, які є розв'язком рівняння

$$\left(\Delta + k^2 \right) \psi(\rho, \varphi) = 0 \quad (4.101)$$

з граничними умовами

$$\partial_n \psi|_L = 0 \text{ та } \psi|_L = 0 \quad (4.102)$$

для ТЕ- і ТМ- мод відповідно, L – контур поперечного перерізу хвилеводу.

Розв'язок рівняння Клейна - Гордона в часовому просторі, що являє собою

хвилю, що поширюється в прямому напрямку, можна отримати шляхом застосування перетворення Лапласа. У часовому просторі амплітуда поздовжньої компоненти поля, збудженої за $z=0$, в новому перетині z набуває вигляду [9]:

$$A^+(z, t+z) = A^+(0, t) * Z_z(t), \quad (4.103)$$

де

$$Z_z(t) = \delta(t) - z J_1\left(\sqrt{t^2 + 2zt}\right) / \sqrt{t^2 + 2zt} \quad (4.104)$$

– це оператор поширення, «*» позначає операцію згортки, $\delta(t)$ – дельта - функція Дірака, $J_1(x)$ – функція Бесселя першого роду.

Перший доданок в операторі поширення відповідає за поширення поля з тією ж часовою залежністю амплітуди, що і у збудженого на початку координат. Другий доданок, що зменшується з часом і зростаючий з поздовжньою координатою, відповідає за дисперсійні спотворення імпульсів у хвилеводі. За допомогою цього оператора можна легко, в порівнянні з класичними методами [30], простежити зміну часової форми сигналу в хвилеводі. Як приклад, на Рис. 4.52 зображено зміну форми гауссового імпульсу в хвилеводі під час його поширення. Крім швидкого зменшення постійної складової поля ми спостерігаємо збільшення амплітуди запізнених компонент хвилі.

Важливим є те, що оператор поширення може використовуватися як для додатних значень часу і поздовжньої координати, так і для від'ємних. Таким чином, ми маємо можливість не тільки простежити зміну форми імпульсу під час поширення, але і навпаки, знайти часову залежність збуджуваного сигналу, щоб в заданому перерізі отримати бажану часову форму сигналу.

Приклад такого розрахунку можна провести на не настільки екзотичному з практичної точки зору сигналі в порівнянні з гауссовим імпульсом – функцією Лягерра

$$f(t) = 4t^2(1-4t/3)e^{-4t}. \quad (4.105)$$

На Рис. 4.53 показано, якою має бути часова форма поля в різних перетинах, щоб в перерізі $z=0$ амплітуда хвилі мала вигляд короткого імпульсу у вигляді

функції Лягерра.

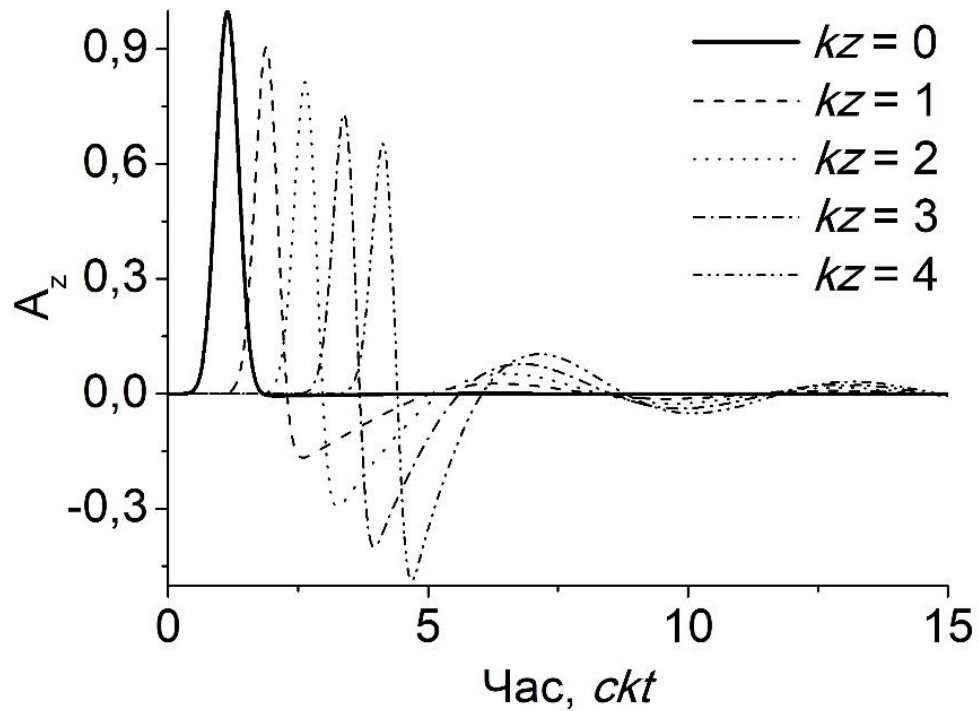


Рис. 4.52 Трансформація гауссового імпульсу в хвилеводі по мірі розповсюдження

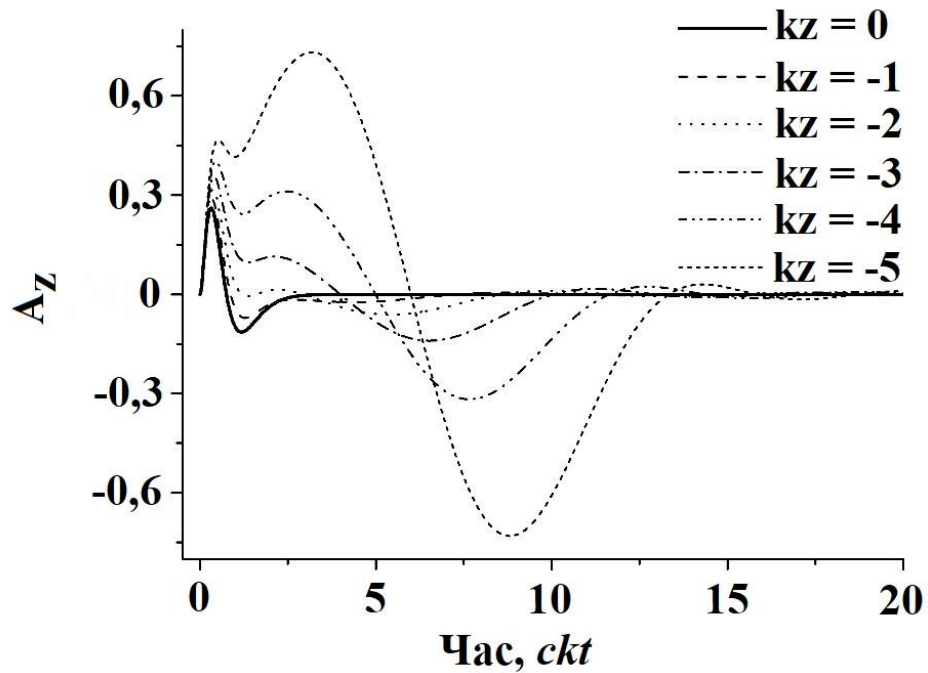


Рис. 4.53 Перетворення часової форми хвилі у хвилеводі в короткий лягеррівський імпульс

З Рис. 4.53 видно, що збуджуваний імпульс має складові, що компенсують дисперсійні спотворення в хвилеводі. В силу того, що ці складові мають спектральні компоненти на частотах нижче критичної частоти хвилеводу, амплітуда збуджуючого сигналу повинна експоненційно зростати в міру віддалення від початку координат. Однак при невеликих віддаленнях джерела від заданого перетину, втрати потужності будуть незначними. Слід зауважити, що отриманий на Рис. 4.53 імпульс у вигляді функції Лягерра має відповідну форму для його використання в якості зондуючого в радіолокації і радіоінтроскопії.

Далі розглянемо можливості застосування запропонованого підходу на основі оператора поширення для корекції часової форми сигналу і формування короткого імпульсу на випромінюючій апертурі з метою, наприклад, зондування поглинальних шаруватих середовищ.

4.8.3 Корекція часової форми імпульсу

Якщо при поширенні імпульсної хвилі в хвилеводі відбулося невелике відхилення його часової форми від заданої внаслідок впливу неоднорідностей, що мають лінійний характер, то такі спотворення можна відкоригувати зміною часової залежності збуджуючого поля. Прикладами таких неоднорідностей, також, можуть бути вигини хвилеводу, невеликі діелектричні включення, в тому числі і з втратами, невеликі отвори тощо. Користуючись тим, що процес зміни форми хвилі під час поширення є лінійним, знайдемо формулу для корекції часової форми сигналу.

Нехай $\mathbf{L}_i$ - оператор поширення хвилі в регулярному хвилеводі, отриманий вище, де індекс «i» означає «ідеальний». Тоді поширення хвилі в хвилеводі з неоднорідністю буде описуватися оператором

$$\mathbf{L}_r = \mathbf{L}_i + \mathbf{L}_d, \quad (4.106)$$

де $\mathbf{L}_d$ – лінійний оператор, який відповідає за дифракційні спотворення. Таким чином, при збудженні хвильоводу сигналом з часовою залежністю $f(t)$ в заданому перерізі буде отримано поле з часовою залежністю

$$F(t) = \mathbf{L}_r f(t) = F_i(t) + F_d(t), \quad (4.107)$$

причому нехай останній доданок буде по амплітуді менше першого, тобто дифракційні спотворення вважаються незначними. У цьому припущенні ми маємо можливість виправити часову форму сигналу в заданому перерізі, наблизити її до «ідеальної» $F_i(t)$.

Додаймо до вихідного збуджуючого сигналу доданок, що виправляє небажані спотворення

$$f_{new}(t) = f(t) - f_d(t), \quad (4.108)$$

яке знайдемо з виразу

$$f_d(t) = \mathbf{L}_i^{-1} F_d(t). \quad (4.109)$$

Тоді часова залежність поля в заданому перерізі буде ближче до ідеальної

$$\mathbf{L}_r f_{new}(t) = F_i(t) - \mathbf{L}_d \mathbf{L}_i^{-1} F_d(t) \quad (4.110)$$

в силу того, що і величина спотворень $F_d(t)$ і норма оператора $\mathbf{L}_d$ малі.

Проілюструємо описаний метод для випадку спотворення часової форми ТЕ-хвилі в круглому хвильоводі на неоднорідності у вигляді його відкритого кінця. У якості збуджуючого імпульсу обираємо відповідну часову залежність з Рис. 4.53 таким чином, щоб на апертурі круглого хвильоводу був сформований короткий лягеррівський імпульс. Врахування дифракційних ефектів на відкритому кінці проведемо шляхом прямого числового моделювання в часовому просторі. Отримані спотворення відкоригуємо за допомогою наведеного вище підходу і, після знаходження нової часової залежності збуджуючого сигналу, повторимо розрахунок за допомогою FDTD. Результат показаний на Рис. 4.54, де зображені початковий і виправлений збуджуючі імпульси, а також амплітуда поля на апертурі до і після корекції. Як видно, спотворення амплітуди імпульсу на апертурі у вигляді паразитних післяімпульсних коливань були невеликими, що дозволило за одне виправлення, згідно з наведеними вище формулами, майже

повністю їх усунути і отримати імпульс, що практично не відрізняється від лягеррівського.

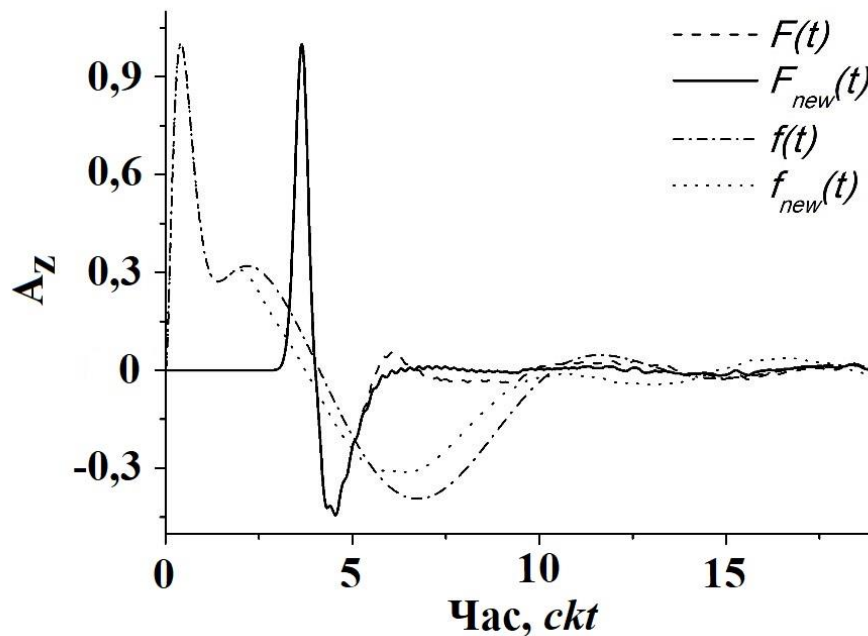


Рис. 4.54 Початкові та виправлені збуджуючі сигнали та імпульси та апертурі

4.8.4 Опромінення шаруватого середовища із втратами короткими імпульсами

Для ефективного зондування середовищ електромагнітними хвилями їх необхідно опромінювати імпульсом з максимально короткою тривалістю. Для формування такого імпульсу потрібно, щоб поля на випромінюючій апертурі також мали форму імпульсу з мінімально можливою тривалістю. Використання оператора поширення дозволяє розрахувати такий імпульсний випромінювач. Як приклад, розглянемо опромінення короткими імпульсами з відкритого кінця круглого хвелеводу шаруватого середовища з втратами [212]. Досліджуване середовище має розміри і електричні параметри, аналогічні шкіряного покриву людини, і складається з трьох шарів (див. Рис. 4.55): шкіри, жирової і м'язової тканини. За м'язовою тканиною передбачається ідеальне поглинання хвиль, що

обґрунтовано, якщо взяти до уваги сильне затухання електромагнітного поля в такому середовищі.

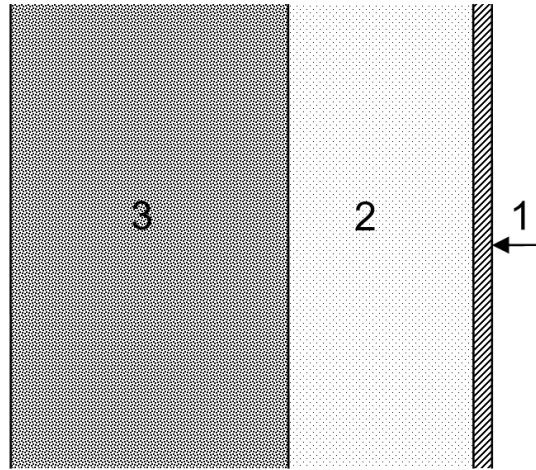


Рис. 4.55 Модель шкіряного покриву: 1 – шкіра, 2 – жирова тканина, 3 – м’язова тканина

З метою знаходження амплітуди хвилі, відбитої від такої шаруватої структури, проводиться числовий розрахунок за допомогою методу FDTD, коли апертура хвилеводу розташована безпосередньо на зовнішній границі середовища 1 (Рис. 4.55). Так як значний, але малоінформативний внесок у відбитий сигнал вносить межа розділу повітря-шкіра, доцільно вилучити з відбитого поля цю складову. Дана часова залежність амплітуди відбитого поля, що пройшла хвилевід і досягла перетину, в якому вона збуджувався, зображена на Рис. 4.56. Крім того, на цьому рисунку показана часова залежність відбитого поля, з якої відняті складові, відповідальні за відбиття і від першої, і від другої границі розділу, а також зображений сигнал, відбитий тільки від границі шкіра-жирова тканина. Останні дві криві нанесені тільки для полегшення аналізу, вони не можуть бути отримані в реальному експерименті; видно, що їх сума дає першу криву на Рис. 4.56. Так як тривалість зонduючого електромагнітного імпульсу в числовому експерименті дорівнює 0,5 нс, практично неможливо визначити товщини шарів, навіть якщо точно відомі електричні параметри середовищ.

Для поліпшення узгодження випромінювача і середовища пропонується заповнювати хвилевід середовищем з такими ж параметрами, як і в шарі 1, але без втрат. Це привело до того, що у випадку числового моделювання амплітуда збуджуючого поля збільшилася в два рази, але, завдяки кращому узгодженню, амплітуда відбитого сигналу, як видно з Рис. 4.57, збільшилася в 8 разів. До того ж, аналіз шаруватої структури по відбитому полю трохи спрощується. Однак застосування штучних нейронних мереж для аналізу таких структур дозволяє на порядок збільшити точність визначення товщини шарів в порівнянні з візуальним аналізом [213].

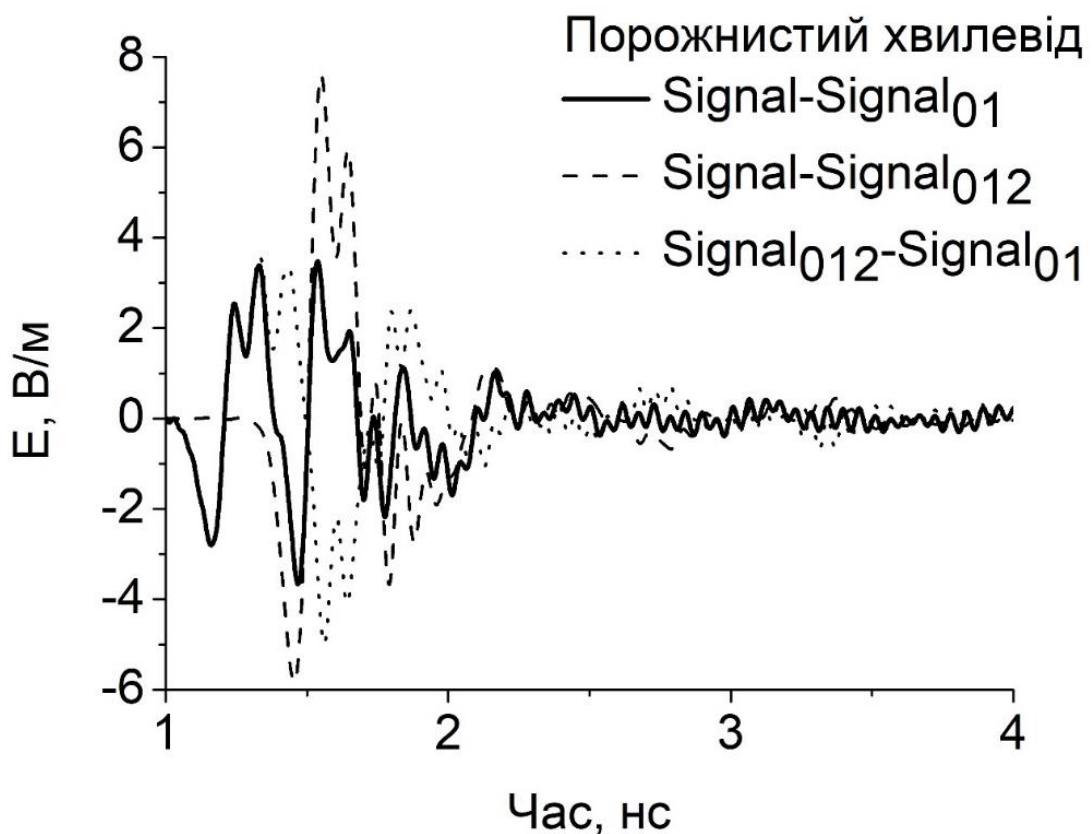


Рис. 4.56 Часова залежність амплітуди поля, відбитого від шаруватої структури при опроміненні відкритим кінцем порожнистого хвилеводу, з якої випущена складова, яка сформована першою границею розділу середовищ; першою і другою границею; часова залежність хвилі, що відбита від другої границі розподілу

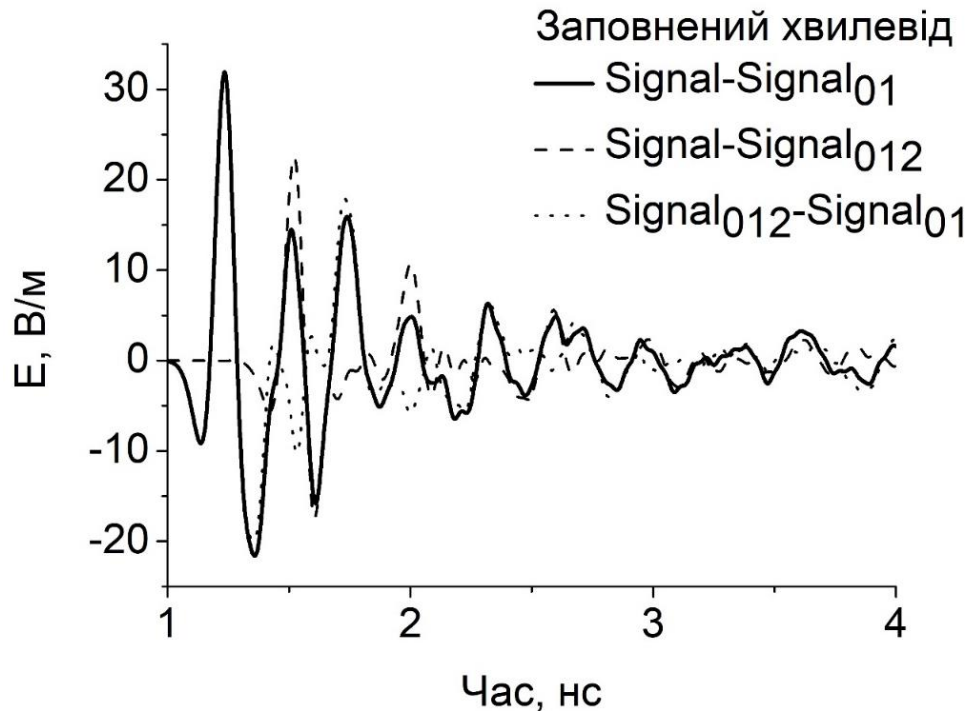


Рис. 4.57. Часова залежність амплітуди поля, відбитого від шаруватої структури під час опромінення відкритим кінцем хвилеводу з діелектриком, з якої вилучена складова, яка сформована першою границею розділу середовищ; першою і другою границею; часова залежність хвилі, що відбита від другої границі розподілу

4.9 Висновки по розділу

Використовуючи обмеження у вигляді малих розмірів диполя у порівнянні із просторовим часом характерної зміни збуджуючого струму, а також у порівнянні з відстанню до точки спостереження, вперше отримані всі компоненти випроміненого електромагнітного поля у часовому просторі для імпульсного струму з більш високою точністю для малих відстаней спостереження, ніж у класичних виразах. Обмеження на розмір диполя введено на заміну до традиційного обмеження, яке пов'язане з довжиною електромагнітної хвилі у вільному просторі при гармонічній часовій залежності збуджуючого струму для виконання умови рівномірності його розподілу по довжині диполя. Більш висока точність отриманих виразів була досягнута завдяки врахуванню більшої кількості членів ряду у розкладі підінтегрального виразу для векторного потенціалу та

скінченності довжини та товщини диполя. Порівняння отриманого уточненого розв'язку для векторного потенціалу та усіх компонент поля із класичним та точним, розрахованим числовим методом, показало кращу узгодженість уточненого розв'язку з точним для близьких відстаней спостереження. Уточнений аналітичний розв'язок для полів на відміну від класичного вперше продемонстрував коректне пояснення утворення електромагнітної хвилі із квазістатичних та індукційних складових поля в просторі поблизу випромінювача зменшенням енергії хвильової компоненти при наближенні до диполя, тоді як у класичних виразах ця складова має незмінну енергію незалежно від відстані до області заданого струму. Аналізуючи часозалежний критерій дальньої зони для надширокосмугового поля, що був наведений Хармутом на основі порівняння амплітуд хвильової та індукційної складових поля, вперше запропонований енергетичний критерій, в якому порівнюються енергія хвильової складової магнітного поля з його повною енергією. Окрім теоретичної цінності одержаних результатів, яка полягає в трактовці області ближньої зони антени та усіх об'єктів в ній як таких, що безпосередньо формують електромагнітну хвилю, отримані вирази мають практичну цінність для правильного опису процесів в системах, в яких досліджуваний об'єкт розташовується в ближній зоні антени, наприклад, в радарях підповерхневого зондування, пристроях ближнього зв'язку, неруйнівного контролю, опромінення біологічних об'єктів тощо.

Задача випромінювання нестационарних електромагнітних полів тонким вібратором була розв'язана у часовому просторі у наближенні заданого струму, аналітичний вираз для якого було отримано базуючись на моделі хвилі струму, що біжить вздовж довгої лінії, де експоненційне зменшення її амплітуди через втрати на випромінювання було розраховано з експериментальних даних, отриманих іншими авторами. Вперше отримано, що збільшення довжини вібратора не збільшує енергію випроміненого сигналу для достатньо короткого імпульсу збудження, а відбиття хвилі струму від джерела не призводить до значних спотворень випроміненого сигналу. Одержані результати є практично

важливими через простоту, доступність, малу вагу і парусність дровових антен, які використовуються в імпульсних надширокосмугових радарних системах.

Вперше представлені часові залежності потужностей перших семи Е-хвиль коаксіального хвилевода, породжених його відкритим кінцем, збудженим Т-хвилею зі ступінчастою залежністю від часу, які ілюструють не тільки зменшення їхньої потужності зі зростанням номеру моди, що узгоджується із класичними уявленнями про гармонічні процеси аналогічної природи, але і зменшення тривалості відбитого імпульсу, що було неочікувано і що неможливо отримати класичним підходом. Одержання статичного поля на розкритті хвилевода вперше дозволило перевірити із прийнятною точністю виконання закону збереження енергії та продемонструвати, що лише невелика частина її, а саме 11%, перетворюється у випромінену хвилю. Проведене дослідження важливе для систем, що опромінюють об'єкти в своїй ближній зоні, тому що дозволяє оцінити характерний розмір області формування хвилі та різкий характер спадання амплітуди поля в цій області. Також практичне значення має отримана залежність перехідного процесу від номера моди відбитої Е-хвилі для формування коротких імпульсів шляхом виділення вищих мод коаксіального хвилевода з метою подальшого використання для зондування, імпульсного кодування в системах цифрового зв'язку тощо.

Вперше досліджена в імпульсному режимі випромінююча структура у вигляді коаксіального хвилевода із зміщеним центральним провідником і отримані задовільні характеристики випромінювання у напрямках, близьких до нормалі до площини апертури. Завдяки малим розмірам і несиметричній напрямленості подібний випромінювач може бути використаний як елемент ефективної надширокосмугової антенної решітки для випромінювання вздовж нормалі або, ще краще, під деяким кутом до неї, з широкими можливостями керування напрямком головної пелюстки і рівнем бічних.

На прикладі поширення короткого імпульсу у прямокутному хвилеводі досліджена природа виникнення характерних дисперсійних спотворень імпульсів

у хвилеводах довільного поперечного перетину. Продемонстрований вплив просторового розподілу джерела на величину цих спотворень. Проілюстрована можливість електричного сканування решіток на імпульсних випромінювачах шляхом регулювання часових затримок у збудженні її елементів.

Вперше отримані характеристики імпульсного електромагнітного поля, що випромінюється рельсотронами в момент розриву потужного електричного кола на основі чотирьох моделей: диполя Герца, двох паралельних диполів, чотирьох диполів, що формують ромб, та шести диполів, що формують шестикутник. Останні три моделі застосовані для більш коректного опису процесу обтікання струмами поверхні снаряду. Показано, що використання уточненого розв'язку для електричного диполя Герца з підрозділу 4.1, як і ускладнених просторових розподілів є обґрунтованим до відстаней спостереження, що не перевищують декількох метрів. Вперше одержано, що подібні системи із наявними у відкритому друку параметрами формують електромагнітну хвилю на відстанях порядку ста кілометрів. Використання отриманих амплітудних і часових характеристик випромінених полів дозволяє виявляти роботу подібних систем, оцінити відстань до них і їхні параметри при великих віддаленнях. Наведені дослідження ближніх полів важливі для вироблення рекомендацій щодо безпеки обслуговуючого персоналу при наземному та корабельному базуванні рельсотронів з точки зору їхнього шкідливого електромагнітного випромінювання.

Вперше створений надширокосмуговий аналог вібраторно-щілинного випромінювача Клевіна, в якому шляхом сильної взаємодії надширокосмугової щілинної антени Барнса з надширокосмуговими замкненими на екран монополями у вигляді конусів досягнуто покращення напрямленості випромінювання та збільшення амплітуди імпульсів в напрямку головного максимуму в порівнянні із випромінюванням щілинної антени Барнса. Практичне значення цього дослідження полягає в тому, що така комбінована антена ефективніше випромінює низькочастотну складову, покращує напрямленість,

зберігаючи малі розміри, та більш ефективно випромінює через зменшення енергії імпульсів, що відбиваються від входу антени і повертаються назад до генератора.

Вперше запропонована і протестована процедура корекції часової форми імпульсу, випроміненого з апертури хвилевода довільного однозв'язного поперечного перетину, за допомогою використання оператора поширення нестационарної електромагнітної хвилі у хвилеводі в режимі переміщення по часу назад та оператора корекції довільних лінійних дифракційних спотворень імпульсу, наприклад, на випромінюючій апертурі. Використовуючи поширення лягеррівського імпульсу, показана можливість формування короткого імпульсу в системі із сильною дисперсією шляхом збудження в хвилеводі складових, що повністю компенсують дисперсійні спотворення в заданому перетині. Проведена числова симуляція показала, що через дифракцію нестационарної хвилі на відкритому кінці хвилевода випромінена хвиля має небажані додаткові коливання, для компенсації яких вперше побудований ще один оператор, який мінімізує ці спотворення шляхом додаткової зміни часової залежності джерела. Успішність цієї мінімізації тим вища, чим менше співвідношення амплітуд спотворюючих складових до амплітуди корисної складової. Також запропоновано заповнювати хвилевід, що опромінює шарувате середовище із втратами, середовищем без втрат з діелектричною проникністю, яка дорівнює діелектричній проникності найближчого шару шаруватого середовища. Отримані теоретичні результати дозволяють на практиці формувати необхідні для радіозондування та передачі інформації короткі імпульси навіть при використанні дисперсійних ліній передачі та наявності дифракційних процесів шляхом збудження таких пристроїв джерелами, в яких розраховані часові залежності синтезуються сучасними цифро-аналоговими перетворювачами.

Результати цього розділу опубліковані в роботах автора [1, 2, 4, 5, 6, 8, 9, 22, 46, 48, 49, 50, 51, 57, 167, 169, 170, 182, 183, 187, 188, 189, 190, 191, 193, 207, 208, 209, 212, 214, 215].

РОЗДІЛ 5

НЕСТАЦІОНАРНІ ЕЛЕКТРОМАГНІТНІ ПОЛЯ У БІОЛОГІЧНИХ СЕРЕДОВИЩАХ

5.1. Поширення електромагнітного імпульсу в біологічних тканинах

В даний час в літературі описані десятки гіпотез, що описують можливі механізми впливу електромагнітного поля різних діапазонів на живі організми [216-218]. Проте довести або однозначно спростувати ці теорії надзвичайно складно, особливо в мікрохвильовому діапазоні електромагнітних хвиль, через безліч причин, головними з яких можна назвати неймовірну складність функціонування живих організмів і прояви їх індивідуальності, що приводять деколи до неможливості простеження чітких причинно – наслідкових зв'язків в результатах експериментів. Відносна однозначність цих результатів настає тільки при великих рівнях напруженості поля, і, дійсно, може бути пояснена тепловою дією поля. Також слід зазначити, що якщо в звичайних експериментах відхилення від середніх значень описуються певними статистичними законами, то в дослідях з опромінювання причина відхилень може лежати в прояві часом вельми яскравих індивідуальних властивостей біологічних об'єктів. При цьому статистичні дані експериментів та їх інтерпретація можуть принципово відхилятися в бік істотного зменшення їх точності і надійності в порівнянні з експериментальними дослідженнями великого числа неживих об'єктів. Особливо важливо це враховувати, беручи до уваги наявність серйозного морально-етичного аспекту помилкового аналізу експериментів за участю людини. Адже якщо у звичайних дослідженнях неправильні або неточні висновки призводять до легко оцінюваного безпосереднього матеріального збитку, то оцінити економічні втрати від можливого шкоди здоров'ю і життю людей вкрай складно. Що ж стосується моральних збитків індивідуумам та суспільству в цілому, то їх оцінка ще більш складна. Тому помилки у бік зменшення безпеки людини, недооцінка можливих

небезпечних факторів дії полів навіть для малих груп людей є неприпустимими. Але, в той же час, повинні існувати науково обґрунтовані стандарти опромінення, що забезпечать для широкого загалу нешкідливі умови життя і праці за наявності електромагнітних полів.

Прихильники теплового дії електромагнітного поля на живі об'єкти пояснюють дію слабких (нетеплових) рівнів опромінення наявністю «гарячих точок», місць в живих організмах, де є сильна концентрація електромагнітної енергії [216]. У свою чергу, тепла дія на обрані клітини впливає на весь організм, пояснюючи надчутливість до слабких електромагнітних полів. Хоча «гарячі точки» дійсно мають місце, концентрація енергії в них не настільки велика, щоб пояснити всі ефекти тепловим впливом. Також слід зазначити, що в силу втрат в біологічних речовинах і частотної залежності їхніх параметрів, результати розв'язків задач моделювання нагріву не підлягають масштабуванню [217].

Раніше різними авторами проводилися дослідження можливого мутагенного впливу радіочастотного випромінювання низької інтенсивності. У низці досліджень було виявлено, що радіочастотне випромінювання може викликати мутації. Наприклад, було показано, що під дією мікрохвильового випромінювання (частота 7,7 ГГц, потужність 0,5, 10 і 30 мВт/см²) з часом експозиції 10, 30 і 60 хв. мало місце збільшення хромосомних аберацій і мікроядер у лімфоцитах людини. При довших експозиціях радіочастотні сигнали з коефіцієнтом питомого поглинання 5 Вт / кг викликали пошкодження хромосом у лімфоцитах людини. Дія випромінювань на чотирьох різних частотах (у діапазоні 837-1909,8 МГц) протягом 24 годин зі значенням коефіцієнту питомого поглинання від 5 до 10 Вт / кг призводило до істотного і сталого збільшення кількості лімфоцитів з мікроядрами [108].

Проте, у низці інших досліджень мутагенного впливу мікрохвильового випромінювання виявлено не було. Наприклад, випромінювання з частотою 2,45 ГГц протягом двох годин в безперервному (коефіцієнт питомого поглинання

100 Вт / кг) і імпульсному (максимум коефіцієнту питомого поглинання 900 Вт / кг) режимах не викликало хромосомних аберацій в клітинах мишів [106]. Використовуване в мобільних телефонах випромінювання з частотами 847,74-813,56 МГц і значенням коефіцієнту питомого поглинання 2,4-26 мВт / кг не приводило до ушкодження ДНК і не впливало на індукцію апоптозу в Molt-4 Т-лімфобластоїдних клітинах [219].

Опромінення щурів електромагнітним випромінюванням частотою 915 МГц з густиною потужності 0,24, 2,4 і 24 мВт / см² викликає ушкодження нейронів: пошкоджені клітини фарбуються крізіловим фіолетовим і втрачають внутрішню структуру [127]. Опромінення культури клітин епітелію кришталика кролика мікрохвильовим випромінюванням з частотою 2,45 ГГц з густиною потужності від 0,5 до 2 мВт / см² викликає зниження життєздатності клітин, пригнічення синтезу ДНК та рівня проліферації клітин [107].

На культурі клітин китайського хом'ячка відзначено зростання кількості хромосомних аберацій після опромінення мікрохвильовим випромінюванням, причому кількість аберацій підвищувалася з експозицією (15, 30. 60 хв), а також спостерігалось зростання кількості мікроядер в опромінених клітинах [219, 220]. У роботах [221, 222] було показано збільшення кількості хромосомних аберацій під дією мікрохвильового випромінювання на лімфоцити людини. Інші автори також спостерігали збільшення кількості мікроядер у лімфоцитах [223]. В роботі [107] було показано підвищення відсотка клітин з мікроядрами, каріолізисом і клітин з двома ядрами у людей, що використовують мобільні телефони.

Багато робіт присвячено дослідженню саме механізмів дії поля, що не пов'язані із нагрівом клітин, які проявляються при малих рівнях потужності поля, коли нагрів біологічної структури є дуже малим. Зазвичай, при таких потужностях спостерігається послідовна зміна стану живих клітин від пригнічення до відновлення функцій [15]. Дані спостереження також показують надзвичайно високу чутливість клітин до електромагнітних полів. Наприклад, в роботі [224] описана дія поля з густиною потужності від 1e-2 до 1e-6 Вт/см², яка полягає у

збільшенні біологічного спротиву організмів тварин до шкідливого впливу, що пропонується використовувати з лікувальною метою.

5.1.1. Моделювання проходження імпульсу через шаруваті біологічні середовища

Окрім методу перетворення Фур'є за часовою змінною, більш природнім підходом до нестационарних задач є прямі методи у часовому просторі. Біологічні тканини не тільки мають втрати, але й частотну залежність параметрів, що робить задачу розрахунку поля у часовому просторі аналітичними методами не дуже простою. Але останнім часом набули популярності прямі числові методи у часовому просторі, і одним із найпоширеніших з них вважається метод кінцевих різниць у часовому просторі (FDTD). Його перевагою є можливість достатньо точного розрахунку задач з довільною геометрією та часовою залежністю джерела. Недоліками є значне зростання часу розрахунку та необхідного об'єму оперативної пам'яті при збільшенні геометрії задачі та максимальної частоти спектру сигналів. Також загальним недоліком усіх числових методів є складнощі з фізичною інтерпретацією отриманих результатів.

Для числового моделювання використаємо джерело у вигляді плоскої хвилі одиничної амплітуди з часовою залежністю у вигляді гауссіана та шарувату біологічну структуру, в якій параметри середовища мають дебаєвську частотну залежність. Нескінченне шарувате середовище замінюємо діелектриком кінцевих розмірів з поглинаючим шаром на бокових сторонах. Часові залежності амплітуди електричної компоненти поля на різних глибинах зображені на Рис. 5.1. Як видно, електромагнітний імпульс зазнає послаблення у біологічному середовищі, але проникає достатньо глибоко. Якщо падаючий імпульс матиме в 10 разів меншу тривалість, можна побачити причини зміни його форми, як це показано на Рис. 5.2. Негативна полярність відбитих імпульсів свідчить про відбиття від середовища з

більшим ε , ніж у середовища розповсюдження, позитивна – навпаки. Видно, що для імпульсу такої малої тривалості можливе визначення контрастних об'єктів навіть у м'язах на невеликій глибині.

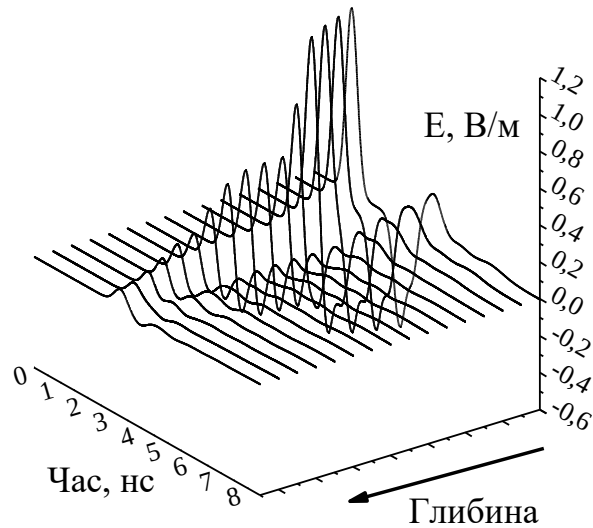


Рис. 5.1 Часові залежності амплітуди електричної компоненти поля на різних глибинах

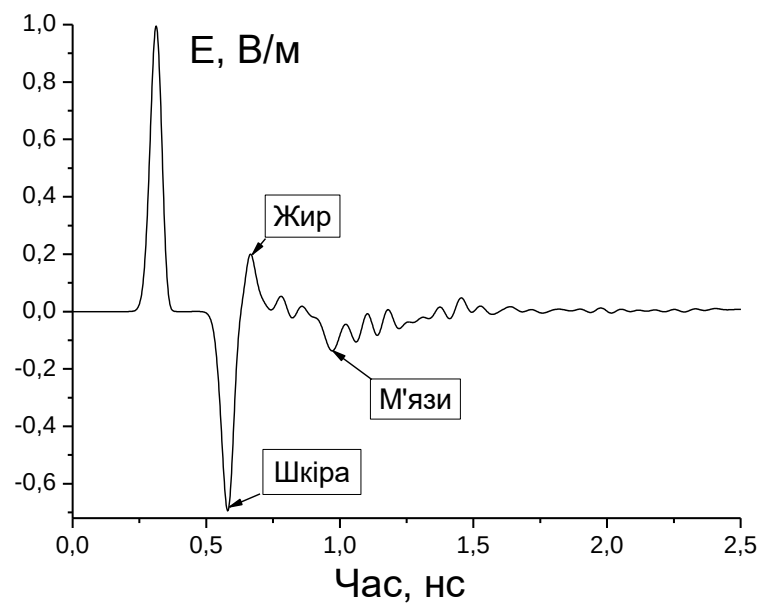


Рис. 5.2. Часова залежності амплітуди електричної компоненти поля над поверхнею шкіри на відстані 4 см

5.1.2. Аналіз поля, відбитого від біологічного об'єкту

5.1.2.1. Постановка задачі

Плоска електромагнітна хвиля із часовою залежністю у формі гауссового імпульсу тривалості 0,5 нс падає нормально на шарувато- неоднорідне середовище (Рис. 4.55) [213].

Шарувата структура складається з трьох шарів з різною електричною проникненістю і провідністю. Дана структура є моделлю поверхні людського тіла. Тому перший шар має електричні параметри шкіри; другий – жирової тканини; третій – м'язової тканини з відповідними втратами і дисперсією. Початкова товщина шарів вибрана такою ж як і в вище розглянутих прикладах – 2, 20, 30 мм відповідно. Хвиля, що проходить скрізь останній шар, примусово поглинається ідеально поглинаючим шаром. Завдяки істотним втратам і товщині шарів таке поглинання не може істотно вплинути на часову форму сигналів.

5.1.2.2. Числове моделювання

В результаті прямого числового розрахунку можна отримати залежність від часу у довільній точці спостереження. Для оцінки ослаблення поля у шарах середовища, на Рис. 5.3 представлена залежність амплітуди електричної компоненти поля від часу у різних шарах на глибинах 1 мм від границі шарів, тобто на глибинах 1, 21 та 51 мм. Амплітуда падаючої хвилі у вигляді гауссіану має одиничну амплітуду.

Як видно з Рис. 5.3, амплітуда імпульсу згасає у порівнянні з падаючим імпульсом у вільному напівпросторі приблизно на 45 % у шкірі, 18 % у жировій тканині та 4 % у м'язовій тканині. Такі показники є значно вищими від розрахованих у попередньому розділі. Це може бути наслідком використання

плоскої хвилі з однорідним розподілом амплітуди у поперечному перерізі замість просторового розподілу у вигляді імпульсного хвильового пучка.

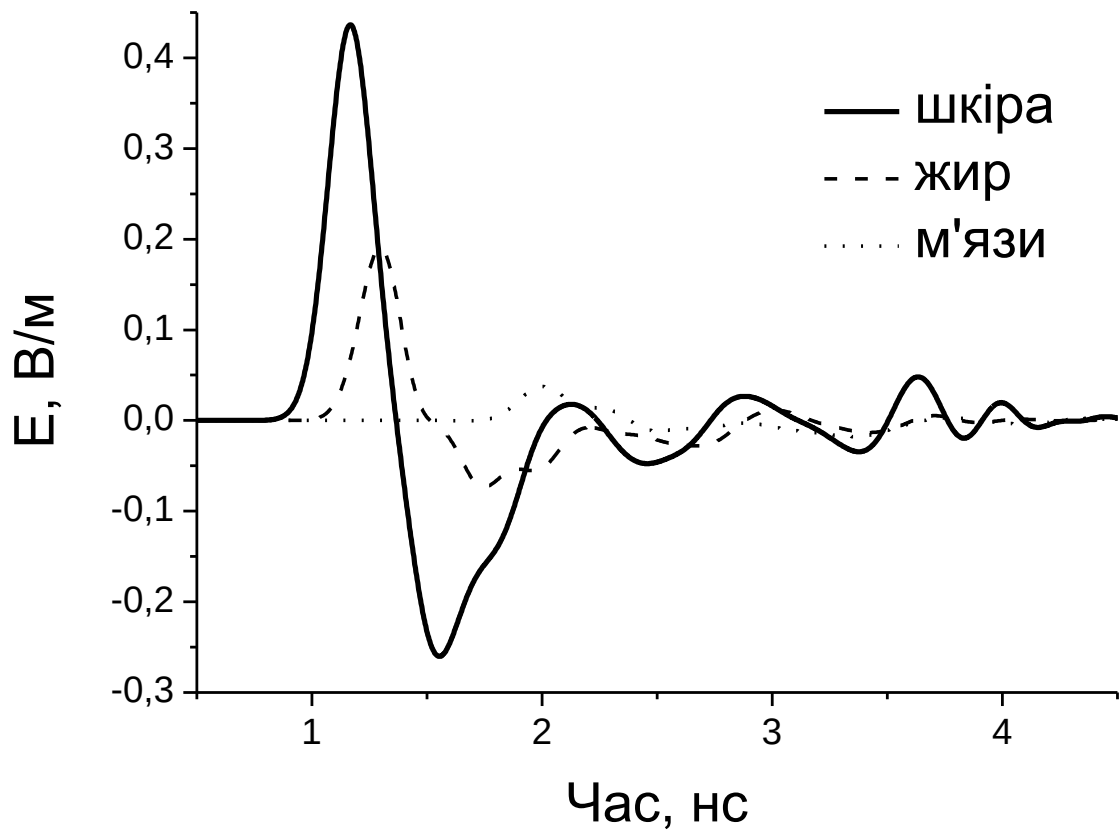


Рис. 5.3 Часові залежності амплітуди електричного поля у глибині різних шарів

Із Рис. 5.3 видно, що через малу товщину шарів у відношенні до тривалості імпульсу, неможливо чітко знайти час приходу сигналу від певної границі між шарами. Саме це спостерігається на часових залежностях відбитого поля, наведених на Рис. 5.4 для трьох різних товщин другого шару.

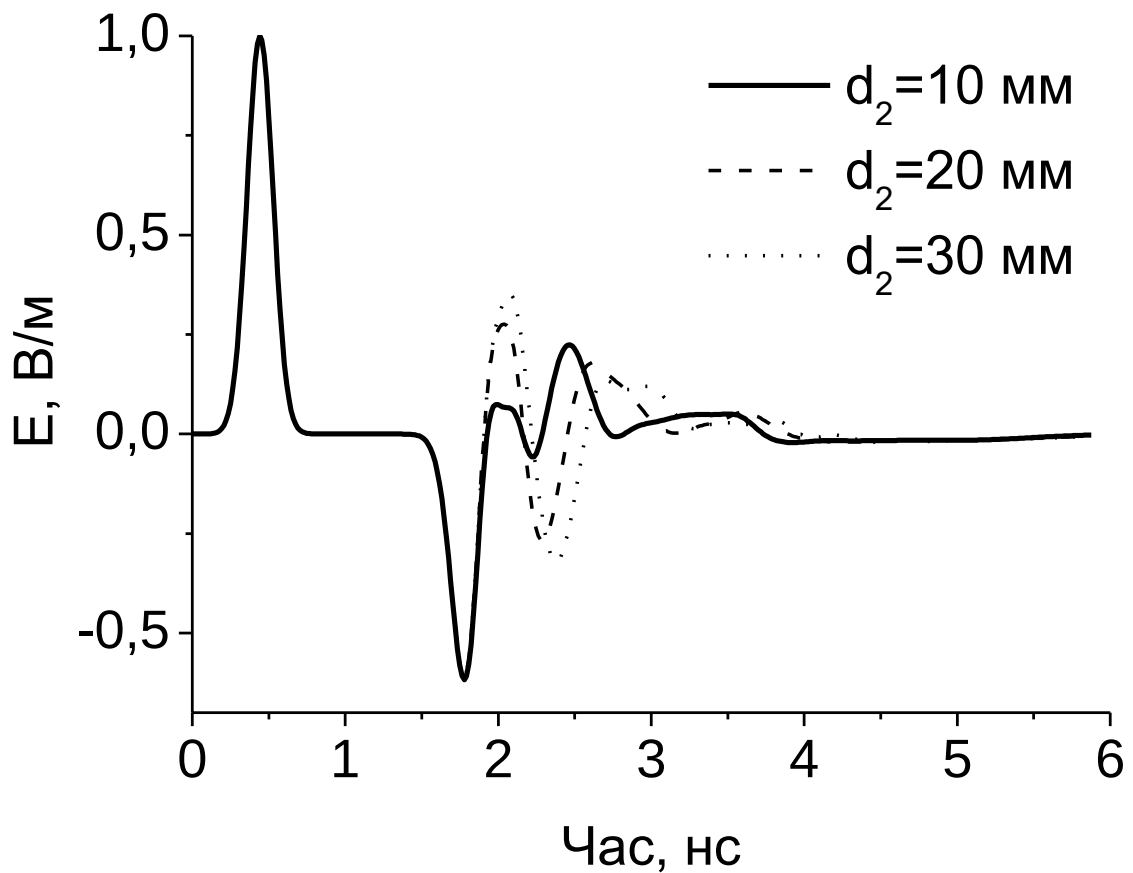


Рис. 5.4 Часові залежності амплітуди електричної компоненти відбитого поля для різної товщини другого шару

5.1.3. Електродинамічне моделювання теплової дії імпульсного поля на біологічні об'єкти

Для застосування оригінального біологічного методу дослідження впливу електромагнітного поля на стан клітинного ядра проводиться електродинамічне моделювання опромінення клітин людського букального епітелію. Експериментально клітини також піддається впливу випромінювання з частотою

$f=36,64$ ГГц і густиною потужності $W = 0,1; 1$ і 4 Вт/м² протягом 10 секунд. Щоб відповісти на питання про існування нетеплової біологічної дії електромагнітного поля на живі клітини розраховується питомий коефіцієнт поглинання (SAR). Числове моделювання на основі методу кінцевих різниць у часовому просторі дозволяє брати до уваги вплив різних частин експериментальної установки для отримання реального розподілу електромагнітного поля всередині опроміненого розчину. Основні результати даного підрозділу наведені у роботах [12, 13, 14, 15, 115].

5.1.3.1 Вибір методу моделювання

Задача дослідження впливу електромагнітних полів в різних діапазонах хвиль на людину та інші живі об'єкти виникла більше 50 років тому в різних країнах, але навіть після тривалого і всебічного вивчення цієї проблеми, низка дуже простих питань, що стосуються впливу, не має задовільної відповіді. Одним з питань є існування нетеплового або атермічного, або специфічного впливу електромагнітних полів на живі об'єкти. Існує думка, що всі дії на такі об'єкти пояснюються тільки нагріванням речовини всередині клітини, а у випадках, коли середнє підвищення температури досить мале, сильний вплив може бути пояснений за допомогою ефекту так званих "гарячих точок" в тканинах, місцях сильної концентрації енергії поля, які можуть забезпечити надчутливі реакції живих об'єктів на електромагнітне поле [216]. Інша точка зору заснована на існуванні атермічного впливу електромагнітних хвиль на живі об'єкти. Існує не менше двадцяти гіпотез, якими намагаються пояснити всі ці ефекти [216–218].

З першої точки зору прогнозування шкідливої дії електромагнітних полів не є великою проблемою, якщо у нас є вся інформація про поле, опромінені тканини, і якщо нам не потрібні дуже точні дані про підвищення температури в тканинах. Сучасні комп'ютери дозволяють розрахувати поля і підвищення температури

всередині живих об'єктів шляхом прямого числового методу розрахунку. Беручи до уваги різні способи передачі тепла, дана задача стає більш складною. Але проблема полягає у тому, що наявність великої кількості вихідних даних, які можуть повністю змінити розв'язок задачі і дати значення швидкості нагріву різного порядку, призводить до того, що за таких умов важко рекомендувати рівень безпечної експозиції [217]. Ще однією проблемою для теоретичних та експериментальних досліджень біологічної дії полів полягає в немасштабованості електродинамічної задачі за наявності живих тканин, діелектричні характеристики і втрати яких залежать від частоти [217].

З іншої точки зору опромінення має наслідки для живих об'єктів, які можуть бути пов'язані з напруженістю електричного поля, напруженістю магнітного поля, миттєвою потужністю, видом модуляції, частотою або часовою формою, видом поляризації поля, тривалістю впливу, періодичністю впливу тощо, а не тільки з середньою поглиненою потужністю та поглиненою енергією. Але довести атермічну дію поля, дослідити його механізми, зареєструвати їх та виміряти дуже непросто. Існує біологічний метод реєстрації шкідливої дії поля [117]. Цей метод базується на контролі стану ядра клітини після опромінення і має змогу дослідити саме атермічні ефекти поля, що є останнім часом причиною особливої заклопотаності в Європі [118].

Викликають цікавість низькі рівні потужності електромагнітного поля для опромінення людських клітин. Поля міліметрового діапазону хвиль широко використовуються в даний час у радарах, системах зв'язку, WiMAX технології, в сканерах аеропортів, в зброї спрямованої енергії (нелетальної зброї) і в інших областях. Останнє застосування електромагнітних хвиль міліметрового діапазону, тобто як нелетальної зброї, засноване на використанні потужного опромінення, яке викликає опіки шкіри людини, але поширена інформація про безпеку цієї зброї для шкіри і очей людини, і ці твердження засновані на тому, що міліметрові хвилі проникають у тіло на глибину менше одного міліметра. Але при цьому не досліджується біологічна дія електромагнітних хвиль. Раніше ми вже показали,

що мікрохвилі викликають збільшення кількості гранул гетерохроматину в ядрах клітин людини [117, 225]. Але тут ми проводимо докладне моделювання задачі опромінення із врахуванням впливу всіх частин експериментальної установки, вивчаємо залежність відновлення клітин від інтенсивності поля.

5.1.3.2 Постановка задачі

Дослідження проводились на букальному епітелії людини. Клітини були отримані з внутрішньої поверхні щоки донора тупим стерильним шпателем. Донори клітин чоловічої статі, некурящі.

В якості джерела використовувалась електромагнітна хвиля з середньою частотою $f = 36,64 \pm 0,05$ ГГц, що породжувалась напівпровідниковим генератором, розробленим на кафедрі теоретичної фізики радіофізичного факультету Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. Експерименти проводились при кімнатній температурі. В експериментах середня густина потужності на поверхні була $W = 0,1; 1$ і 4 Вт/м². Коефіцієнт питомого поглинання (SAR) обчислюється за формулою:

$$SAR = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon'' \omega}{\rho} |E|^2, \quad (5.1)$$

де ε_0 – електрична стала вільного простору, ε'' – уявна частина діелектричної проникності, ω – кутова частота, ρ – питома густина опроміненого розчину, E – середньоквадратична напруженість електричного поля.

Крапля суспензії на предметному склі має діаметр $D = 7$ мм. Предметне скло товщиною $d_1 = 1,7$ мм кладуть на дерев'яну дошку товщиною $d_2 = 20$ мм.

Електродинамічна задача полягає в розрахунку коефіцієнта питомого поглинання для цієї краплі та оцінці підвищення температури протягом 10 секундного опромінення.

5.1.3.3 Розв’язання задачі

Електродинамічна задача розв’язується шляхом прямого числового моделювання методом кінцевих різниць у наближенні, що клітини піддаються опроміненню пласкою хвилею. Хвилі, що випромінюються від антени в напрямку нашої експериментальної установки, мають профіль, близький до плаского. Інше допущення полягає в повному поглинанні хвилі, що проходить через краплю суспензії, предметне скло і дерев’яну дошку. Розрахункова область обмежена в поперечному перерізі квадратом із сторонами у дві довжини хвилі.

У реальному експерименті важко точно визначити геометричну форму краплі і забезпечити її стабільність. Тому числове моделювання проводилося для двох форм із однаковим об’ємом, а саме, для ідеального циліндру та верхівки сфери.

5.1.3.4 Результати числового моделювання

Спочатку було проведено моделювання опромінення полем з густиною потужності $W = 1 \text{ Вт/м}^2$. Щоб показати, наскільки сильно коефіцієнт питомого поглинання залежить від умов опромінення, параметрів експериментальної установки на Рис. 5.5 побудована залежність коефіцієнту питомого поглинання (SAR) від товщини предметного скла, а на Рис. 5.6 – від товщини дерев’яної дошки. Наведені графіки наочно демонструють труднощі у прогнозуванні

напруженості електричного поля і коефіцієнту питомого поглинання (SAR) в заданому об'ємі суспензії для постійних умов опромінення.

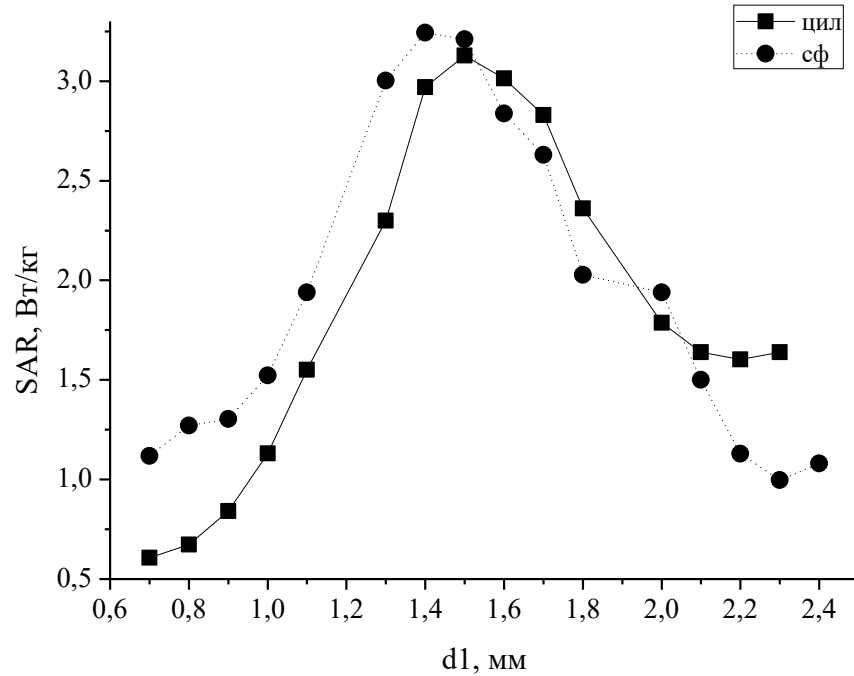


Рис. 5.5 Залежність питомого коефіцієнту поглинання від товщини предметного скла для двох моделей краплі: циліндра та напівсфери

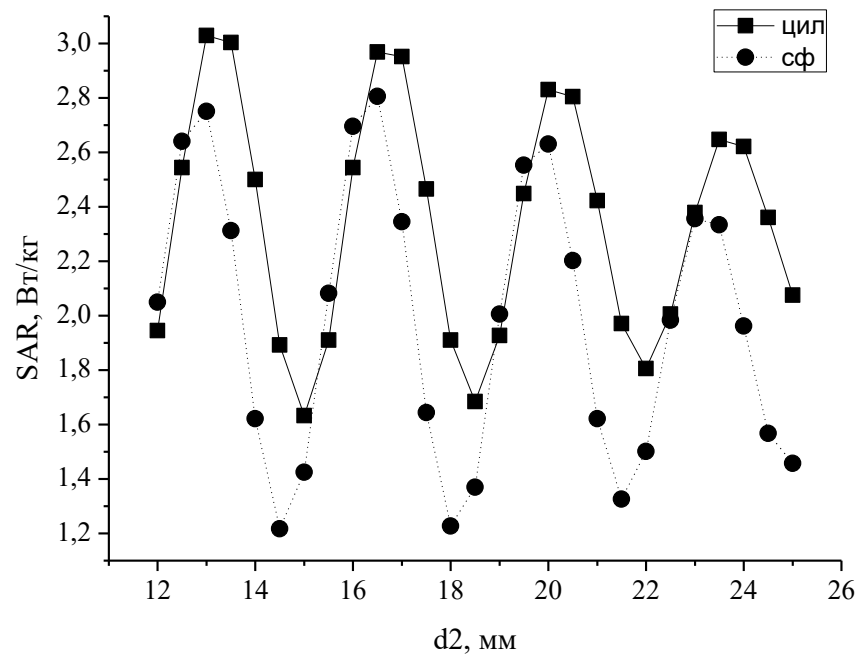


Рис. 5.6 Залежність питомого коефіцієнту поглинання від товщини дерев'яної дошки під предметним склом для двох моделей краплі: циліндра та напівсфери

При розрахунках була врахована електропровідність суспензії, але основний вплив на коефіцієнт питомого поглинання в міліметровому діапазоні довжин хвиль дають властивості чистої води. Таким чином, для заданих умов опромінення коефіцієнт питомого поглинання істотно змінюється в широкому діапазоні частот, як показано на Рис. 5.7. Видно, що хвилі міліметрового діапазону можуть завдати значної шкоди, що слідує зі значного питомого коефіцієнту поглинання в порівнянні із сантиметровим діапазоном хвиль.

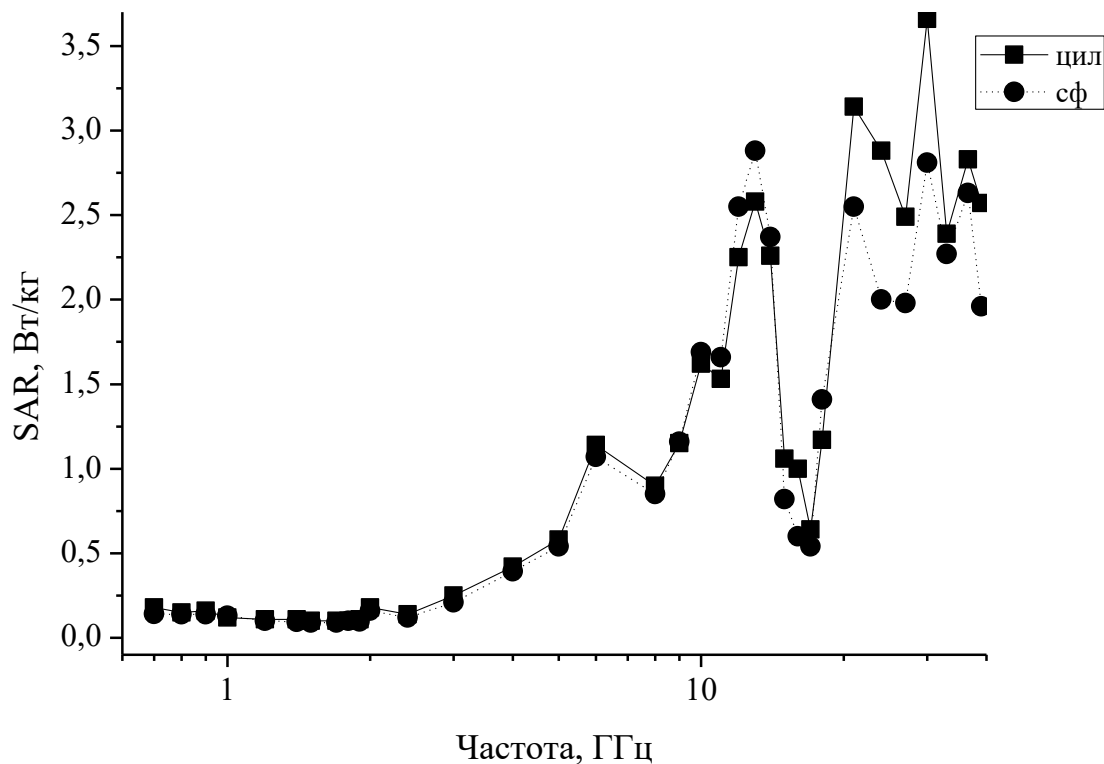


Рис. 5.7 Залежність коефіцієнту питомого поглинання від частоти

Таким чином, шляхом електродинамічного моделювання процесу опромінення показаний сильний вплив умов експерименту та геометрії експериментальної установки на напруженість електричного поля і питомий коефіцієнт поглинання. Шляхом числового моделювання виявлено, що із зростанням частоти, в цілому, коефіцієнт поглинання значно зростає.

5.2. Електромагнітні поля в живих клітинах та організмах та їх біологічний вплив

5.2.1. Метод та умови експериментального дослідження біологічної дії поля

Для оцінки біологічного впливу електромагнітних полів досліджується ефект конденсації хроматину у вигляді гранул в клітинах букального епітелію [127]. Можна спостерігати перетворення еухроматину в гетерохроматин, який пов'язаний з процесом зниження функціональної активності хроматину, тобто з пригніченням транскрипційних процесів у клітинах.

Особливість наведеного підходу полягає у тому, що порівняння впливу імпульсних та синусоїдальних полів проводилось суто біологічним експериментальним методом прямого аналізу стану ядра клітини. Дослідження проводилися в клітинах епітелію внутрішньої поверхні людської щоки. Ці диференційовані клітини діляться шляхом мітозу. Ці клітини зручні для цитологічних досліджень через їхні відносно великі розміри (15 - 20 μ у діаметрі) та нетравматичного метода їх отримання. Клітини були отримані із щоки донора світлим очищенням з тупокінцевою стерильною лопаточкою. Ця операція є абсолютно безкровною й безболісною. Далі клітини були поміщені при кімнатній температурі в розчин такого складу: 3,03 mM фосфатний буфер (pH=7.0) з додаванням 2,89 mM хлориду кальцію. Клітини уміщували на предметне скло і в чашки Петрі на вологому фільтрувальному папері. В ізольованих клітинах при цих умовах підтримується постійний рівень числа гранул гетерохроматина (КГГ) протягом декількох годин. Усі донори не приймали медикаментозного лікування й були некурящі.

Клітини були пофарбовані 2% розчином орсеїна в 45% оцтовій кислоті. Клітини були досліджені при 600-кратному оптичному збільшенні. Як гранули

гетерохроматину ми вважали більш щільні частинки, які чітко відрізняються від навколишньої маси хроматину. Кількість гранул гетерохроматина (КГГ) було оцінено в 30 ядрах. Були обчислені середнє значення КГГ і стандартна похибка. Число 30 проаналізованих ядер було обрано, тому що в наших експериментах подальше збільшення проаналізованого числа клітин не зменшує значно значення стандартної похибки. Значення стандартної похибки в наших експериментах не перевищує 5% зваженого значення КГГ. Обчислення КГГ було зроблено сліпим методом, у такий спосіб оператор не знав умови попередньої обробки клітин.

Експериментальні дані були перевірені критерієм Шапіро-Вілка щодо їхньої нормальності. У всіх випадках критерій указував відповідність даних до гауссіану, тому для подальшого статистичного аналізу був застосований метод Стьюдента.

5.2.2. Оцінка параметрів електромагнітного поля та експериментальне дослідження його впливу на живі клітини і організми

У наших експериментах вплив мікрохвильового випромінювання частоти 36,64 ГГц, як перспективного для використання у мобільному зв'язку п'ятого покоління [63], викликав значне збільшення кількості гранул гетерохроматину (КГГ, HGQ) відразу ж після опромінення зразка [132]. Типовий характер залежності кількості гранул гетерохроматину від часу показаний на Рис. 5.8. Очевидно, що поле з середньою густиною потужності $W = 1 \text{ Вт/м}^2$ спричиняє пригнічення активності клітин більш ніж на 1 годину. Ми розглядаємо слабкий нетепловий вплив поля, тому що під час експозиції в 10 сек. температура суспензії збільшилася, як показали розрахунки, на менш ніж 0,01 град. Результати біологічного експерименту підтвердили наявність атермічного впливу електромагнітного поля.

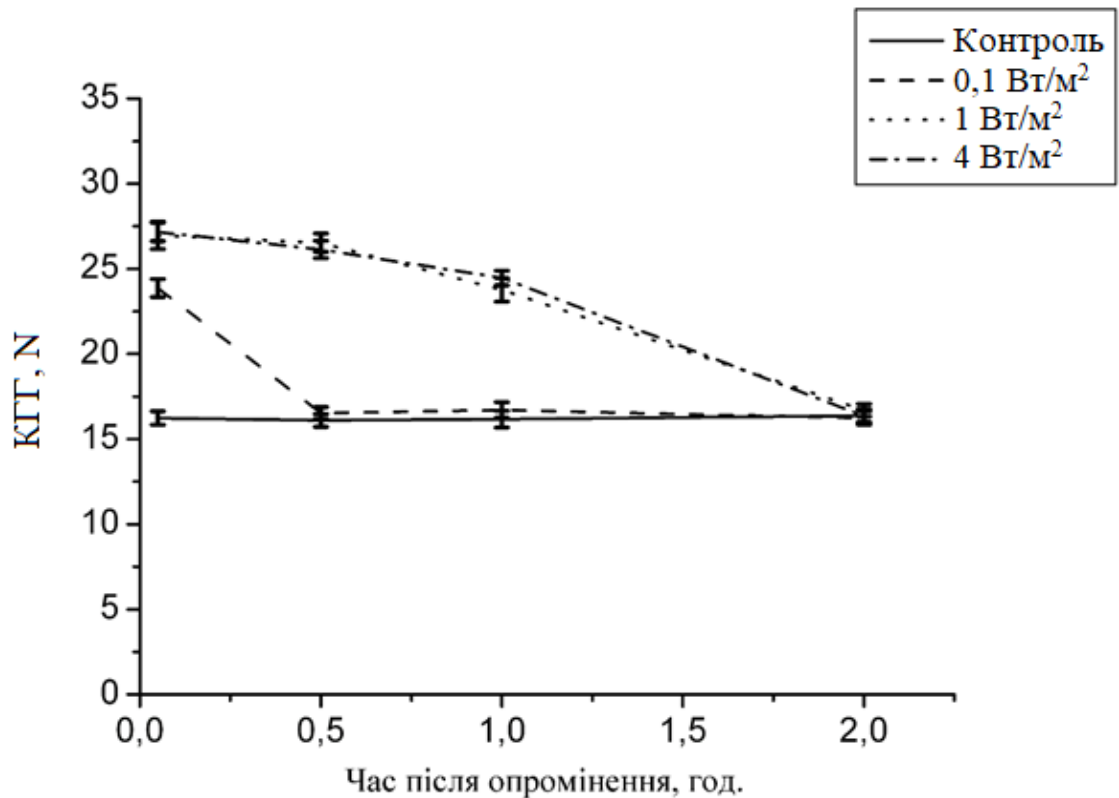


Рис. 5.8 Залежність кількості гранул гетерохроматину (КГГ, HGQ) після впливу мікрохвильового опромінення від часу після опромінення

У наступному експерименті густина потужності випромінювання на поверхні опроміненого об'єкта становила 1, 10, 30 і 100 мкВт/см². Було задіяна лінійна поляризація. Час опромінення у всіх експериментах становив 10 с. На низькій енергії опромінення, застосованій у наших експериментах, розраховане підвищення температури зразка клітини дуже мале [13]. Обчислення температурних змін зразка клітини, проведених за допомогою точного числового моделювання експериментальної установки, показало, що навіть у разі максимальної застосованої густини потужності, тобто 100 мкВт/см², підвищення температури зразка клітини під час опромінення протягом 10 с становить менше 0,0076°C. Як показано на Рис. 5.9, КГГ збільшувалася після мікрохвильового опромінення за інтенсивності 10 і 100 мкВт/см², але опромінення при інтенсивності 1 мкВт/см² не дало жодного ефекту. Бачимо, що мікрохвильове опромінювання породжує стрес клітин і може викликати захисну реакцію

клітинного ядра, що призводить до кардинальних змін метаболічної активності клітин. Звичайно, якщо це викликано один раз або відносно рідко, воно може пройти без наслідків, але безперервна провокація може бути перешкодою для нормального функціонування клітин.

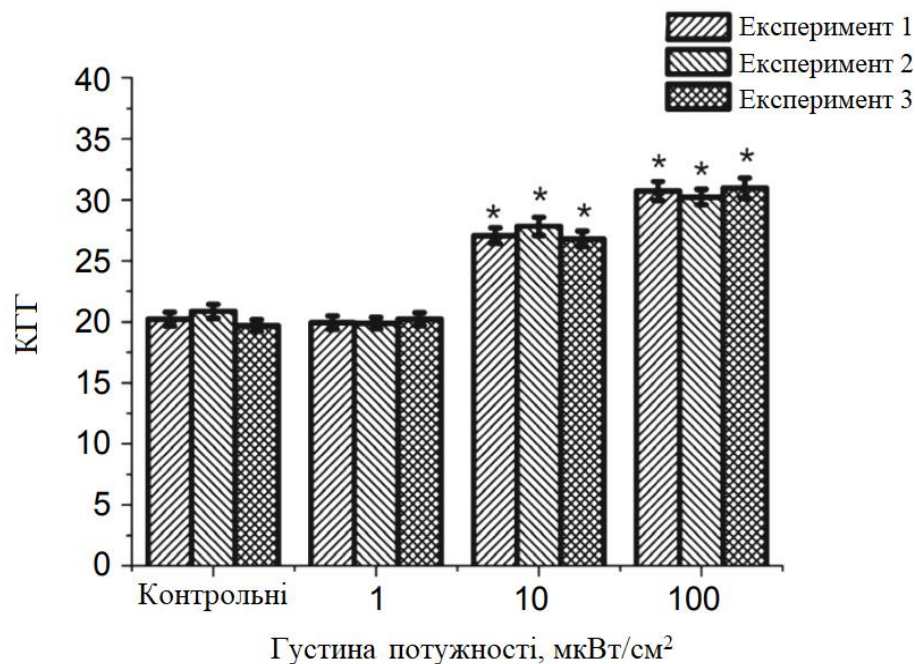


Рис. 5.9 Залежність кількості гранул гетерохроматину (КГГ) після впливу мікрохвильового опромінення від часу після опромінення

Викликає цікавість вплив поляризаційних характеристик поля живі клітини людини. Опромінюючи впродовж 10 секунд їх полем з частотою 36,65 ГГц і з еліптичною поляризацією з коефіцієнтом еліптичності 0,65, з густинами потужності 10, 30 та 100 мкВт/см², були отримані результати, які відображені на Рис. 5.10 [117]. Видно, що право-поляризовані мікрохвилі індукували більше гранул гетерохроматину, ніж ліво-поляризовані мікрохвилі, тобто вони мають більш серйозний шкідливий вплив на клітини ніж лівополяризовані чи лінійно поляризовані. Ми припускаємо, що різниця в біологічному ефекті по різному еліптично поляризованих мікрохвиль пов'язана з диференціальним поглинанням енергії електромагнітних хвиль асиметричними макромолекулами та

макромолекулярними комплексами (включаючи ДНК та ДНК-білкові комплекси) в ядрах клітин.

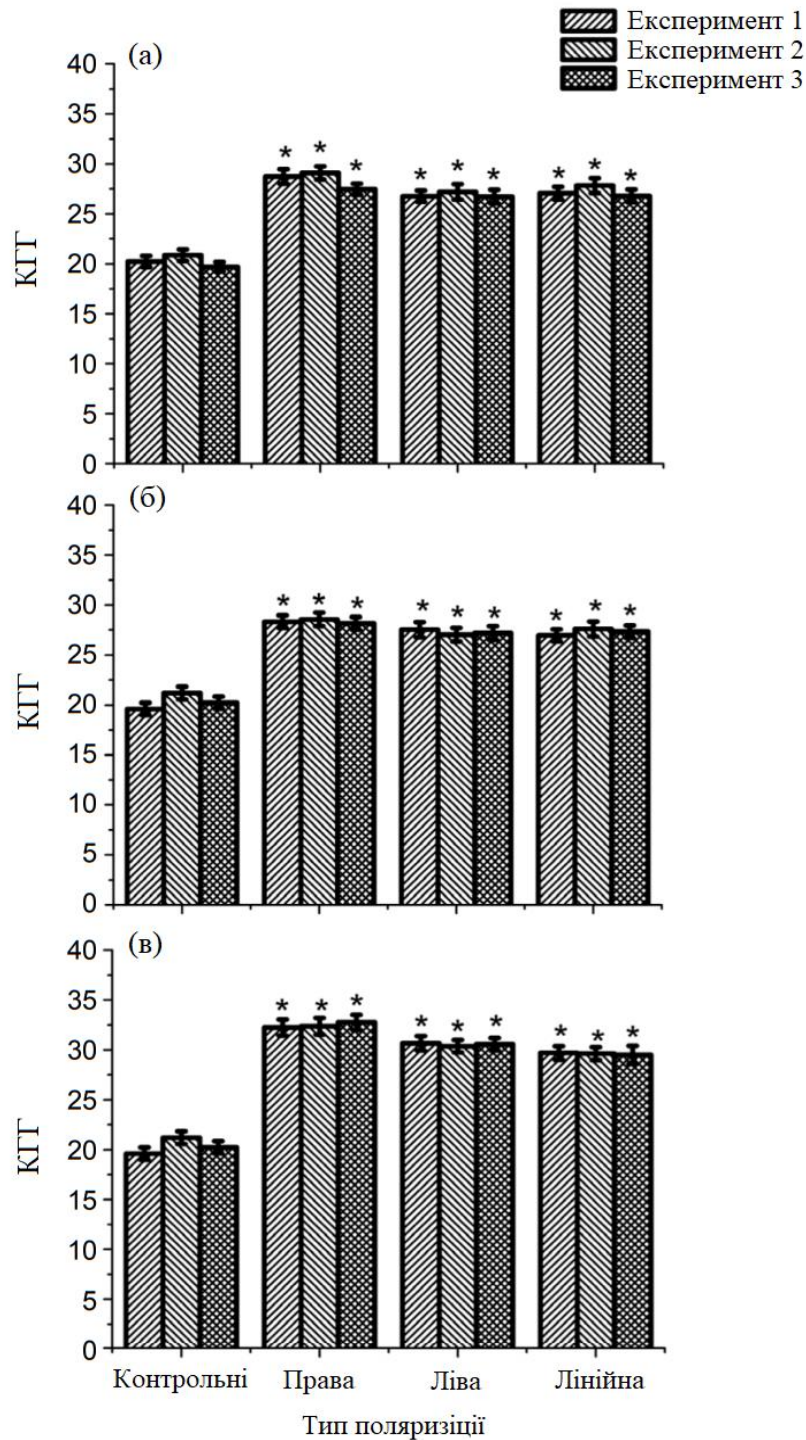


Рис. 5.10 Залежність кількості гранул гетерохроматину (HGQ) після впливу мікрохвильового опромінення з густинами потужності 10 (а), 30 (б) та 100 мкВт/см² (в)

В наступному експерименті яйця дрозофіли піддавали дії мікрохвиль (частота $36,64 \pm 0,05$ ГГц; густина потужності на поверхні об'єкту дослідження - $0,4 \text{ Вт/м}^2$). Опромінення здійснювалось майже плоскою хвилею (15 см від краю рупорної антени); час експозиції у всіх експериментах становив 10 секунд. Для оцінки коефіцієнта питомого поглинання для яєць при вищезгаданому опроміненні, було проведено числове моделювання розподілу поля в яйцях методом FDTD [226]. Ми врахували вплив цукрово-дріжджового середовища та скляної пробірки. Відомі дані про форму яєць дрозофіли [227] використовувались для оцінки їх діелектричних властивостей.

Яйце дрозофіли можна описати як еліпсоїд обертання з більшим діаметром 450 мкм і меншим діаметром 150 мкм. Його оболонка складається з п'яти шарів [228, 229]. Загальний вміст води становить 76%. Моделювання показує, що розподіл КПП всередині яєць є досить однорідним; нагрівання в різних точках відрізняється не більше ніж удвічі. Поверхня цукрово-дріжджового середовища під яйцем нагрівається втричі більше, ніж яйця. Середній коефіцієнт питомого поглинання яєць дорівнює $0,24 \text{ Вт/кг}$, що вдвічі менше максимального коефіцієнта питомого поглинання для одного яйця. Середнє підвищення температури яєць при опроміненні менше $0,0008$ град дає максимальне підвищення температури менше ніж $0,0016$ град.

Очевидно, що у нашому експерименті не має значної термічної дії поля на яйця, опромінені мікрохвилями, тому немає потреби враховувати обмін тепла з цукрово-дріжджовим середовищем [14]. Як показано на Рис. 5.11а, кількість чоловічих нащадків значно менше, якщо піддавати яйця мікрохвильовому опроміненню, що простежується в двох із трьох експериментів. Кількість жіночих нащадків, розвинених з яєць, що піддавались дії мікрохвиль, також значно менша ніж в контрольній групі. Цей експеримент демонструє високу чутливість живих

організмів до слабкого опромінювання, що може демонструвати виключно атермічну дію.

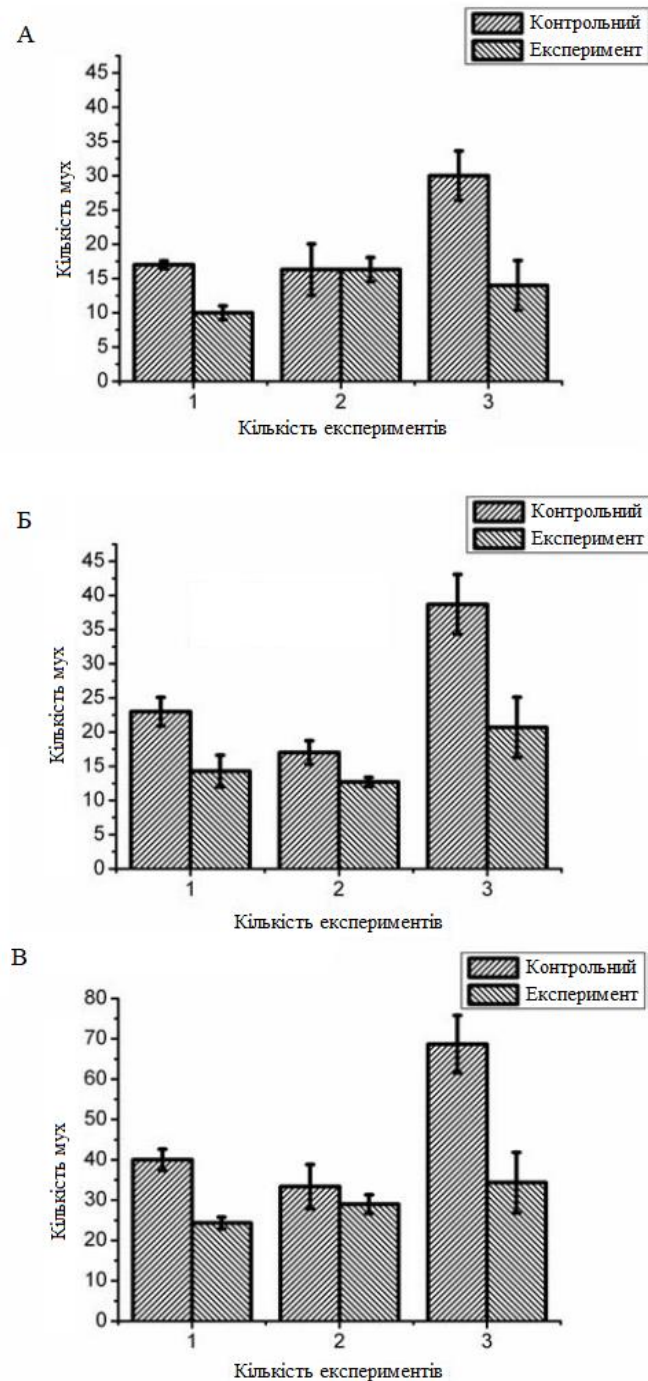


Рис. 5.11 Вплив мікрохвильового випромінювання на кількість мух, що вилупилась з яєць *Drosophila melanogaster* (а - потомство чоловічої статі, б – потомство жіночої статі, в - сума чоловічого та жіночого потомства)

Магнітне поле демонструє набагато меншу здатність нагрівати біологічні структури, тому його яскраво виражена дія [230] погано пояснюється сучасними методами побудови стандартів безпеки електромагнітного випромінювання. Для дослідження біологічних ефектів магнітних полів [231] ми використовували ракоподібні креветки *Artemia* sp, що. населяють надсолоні води. Різні види з роду *Artemia* використовуються в екотоксикологічних експериментах. Артемія широко використовується в дослідженнях навколишнього середовища, оскільки цисти Артемії можуть вижити в сухому стані і в цій формі можуть піддаватися різним факторам навколишнього середовища. У своєму сплячому стані циста Артемії знаходиться в стадії гастрული, і має одночасно ектодерму і ентодерму. Через 36 год. інкубації в морській воді, цисти вилуплюються і з'являються личинки (науплії), що можуть вивчатися різними методами [232].

Вилуплення личинок Артемії стимулюється видимим світлом флуоресцентної лампи (1000 люксів). Цисти артемії обробляли магнітним полем наступним чином: магнітне поле в зоні об'єкта становило $B=25\text{ мТл}$, час експозиції 10 хвилин [233]. Застосовували обертове магнітне поле різних напрямків (право- та ліво- поляризоване) із північним полюсом (N) або південним полюсом (S) магніту, проксимальним до зразка цист (20 мг). Контрольний зразок цист не піддавався впливу магнітного поля. Симуляція нагріву змінним магнітним полем для вимірювань опорів цист показала, що впродовж експерименту температура не могла підвищитися більше ніж на 10^{-15}°C [12]. Вплив магнітного поля на відсоток артемій, що вилупилися, зображений на Рис. 5.12 для випадку проксимального північного полюсу магніта, що обертався, та на Рис. 5.13 для південного проксимального полюсу. Обробка магнітним полем викликала суттєве підвищення відсотка вилуплених яєць у двох випадках: при лівогвинтовому обертанні та постійному полі за проксимального північного полюса магніта. Саме за цієї конфігурації виявлена суттєва різниця між впливом лівогвинтового та право-гвинтового обертання, як видно з Рис. 5.12. Цей ефект може бути пояснено асиметрією молекул клітини, в тому числі тим, що молекула ДНК має форму

правогвинтової спіралі. Випадок проксимального південного полюсу (Рис. 5.13) в цілому також підвищував відсоток вилуплених яєць, але ці результати є доволі малостабільними і в них не прослідковується залежність від напрямку обертання.

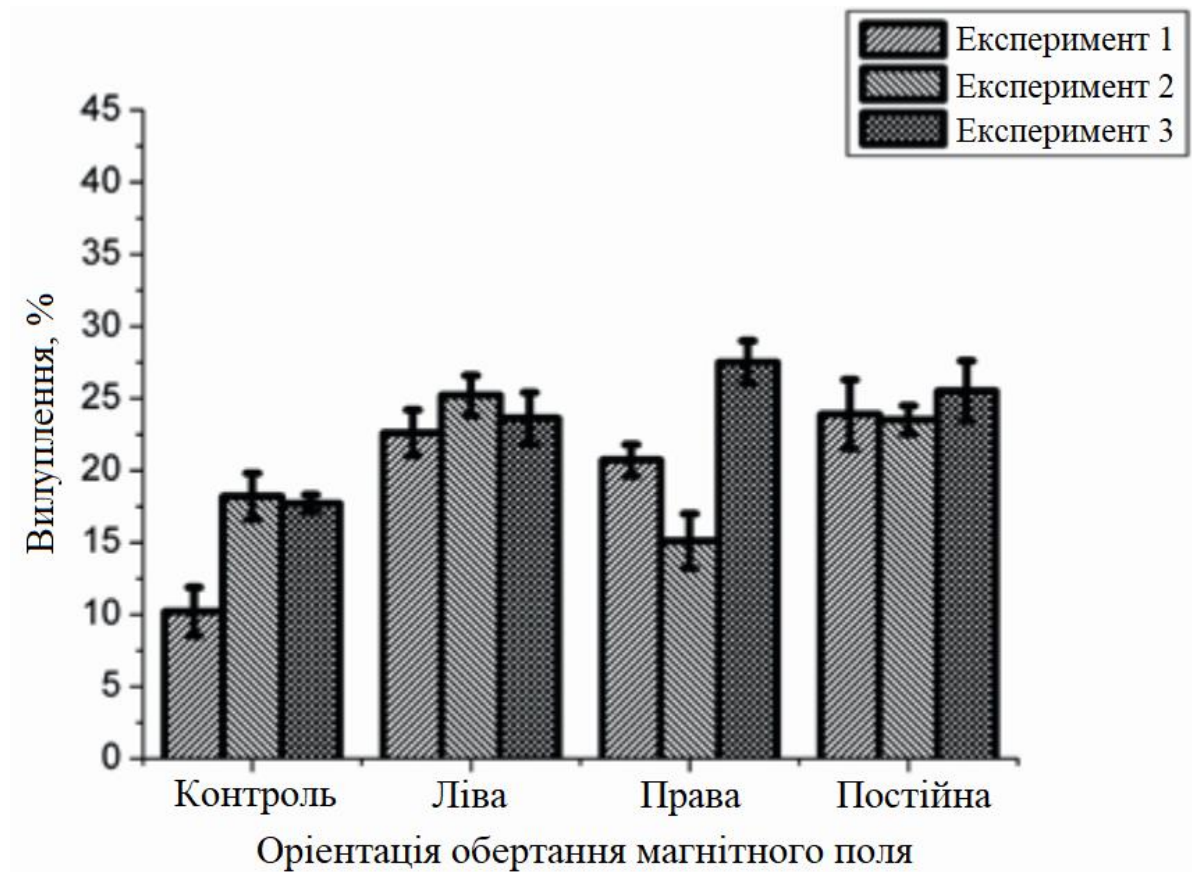


Рис. 5.12 Вплив обертового магнітного поля різних напрямів обертання на відсоток вилуплених яєць артемії при проксимальному північному полюсу магніта за результатами трьох експериментів

5.3 Імпульсні надширокосмугові електромагнітні поля зі змінними спектральними та часовими параметрами та їх дія на біологічні об'єкти

Дія надширокосмугового опромінювання з різними параметрами досліджувалася в попередніх роботах [234]. Також проводилось порівняння його дії та звичайного синусоїдального опромінювання [235], але викликає цікавість вплив форми опромінюючих імпульсів. Експериментальна установка, яка генерує

надкороткі наносекундні імпульси різної форми, використана для дослідження впливу форми імпульсу та його спектрального складу на ступінь шкідливої дії поля [47]. Зміна форми досягалась додатковим застосуванням до генератора коротких імпульсів електричних кіл із надвисокочастотними діодами та лініями затримки, поєднаними у різних комбінаціях. Завдяки цьому були отримані п'ять різновидів опромінюючих сигналів, які зображені на Рис. 5.14-5.18 разом із їхніми частотними спектрами.

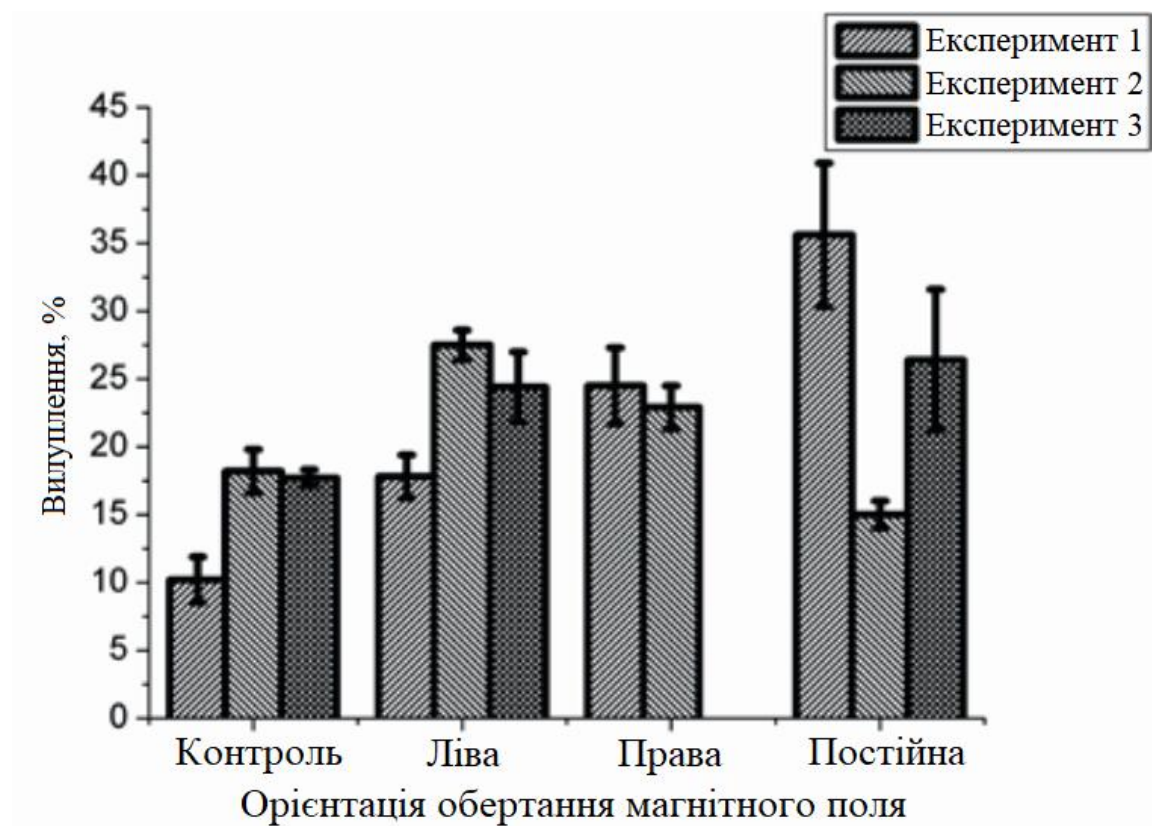


Рис. 5.13 Вплив обертового магнітного поля різних напрямів обертання на відсоток вилуплених яєць артемії при проксимальному південному полюсу магніта за результатами трьох експериментів

Опромінююче поле 1 є звичайним полем наносекундного генератора із відповідним спектром, поля 2 та 4 незначним чином змінені у часі, як видно з Рис. 5.14, 5.15, 5.16, але 4 – найбільш широкосмугове. Імпульси 3 та особливо 5 мають у складі більше яскраво виражених гармонічних складових (див. Рис. 5.16

та Рис. 5.18), тому 5 вважається за такий вид опромінювання, що за властивостями близький до синусоїдального коливання.

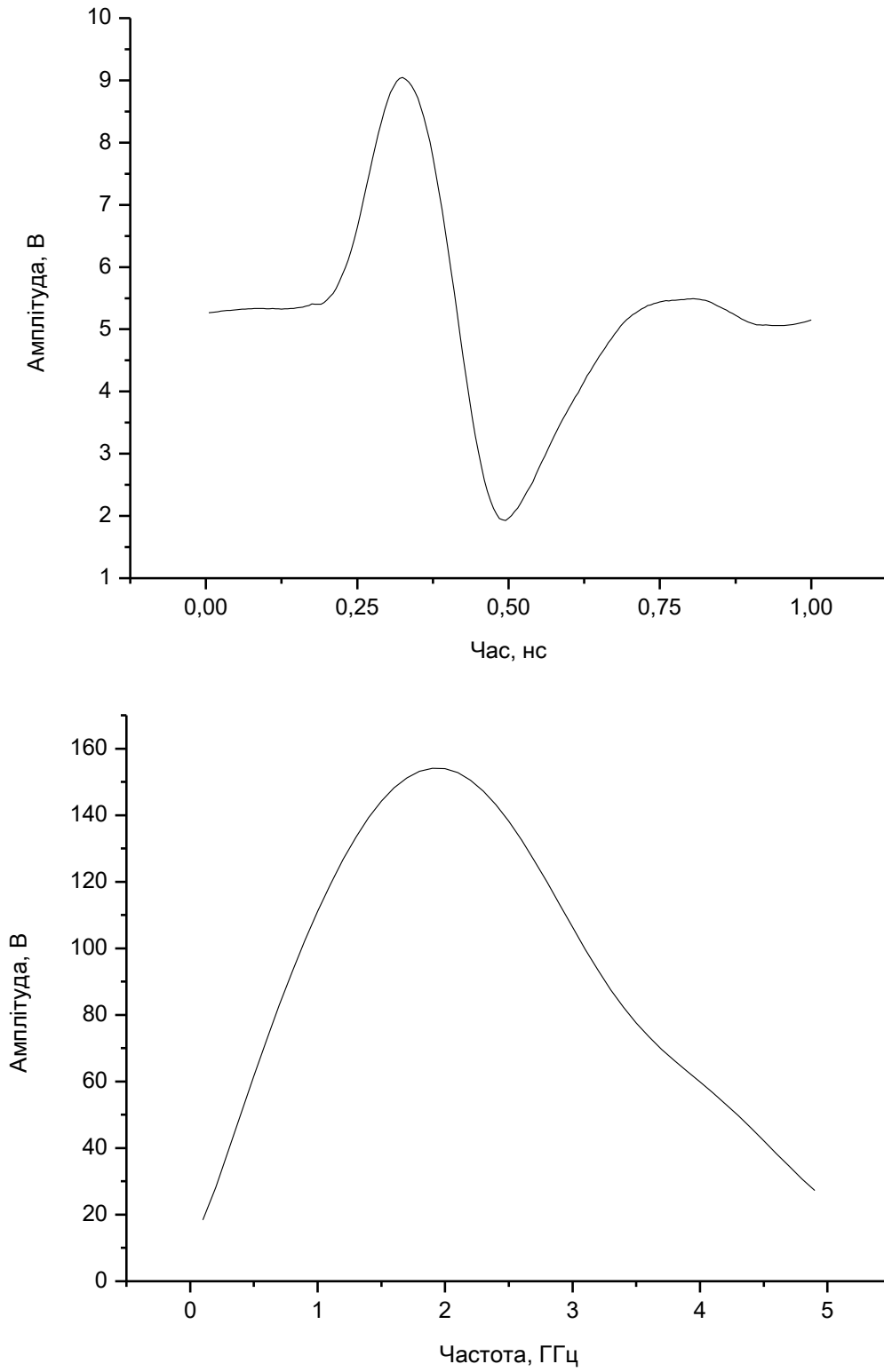


Рис. 5.14 Часова залежність і спектр надширокосмугового імпульсного опромінюючого поля 1

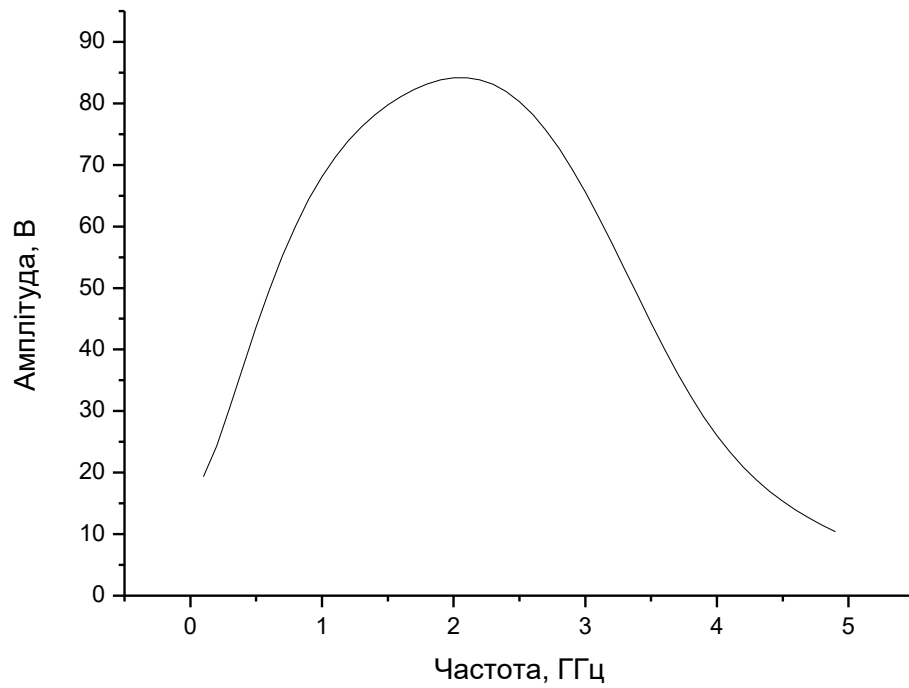
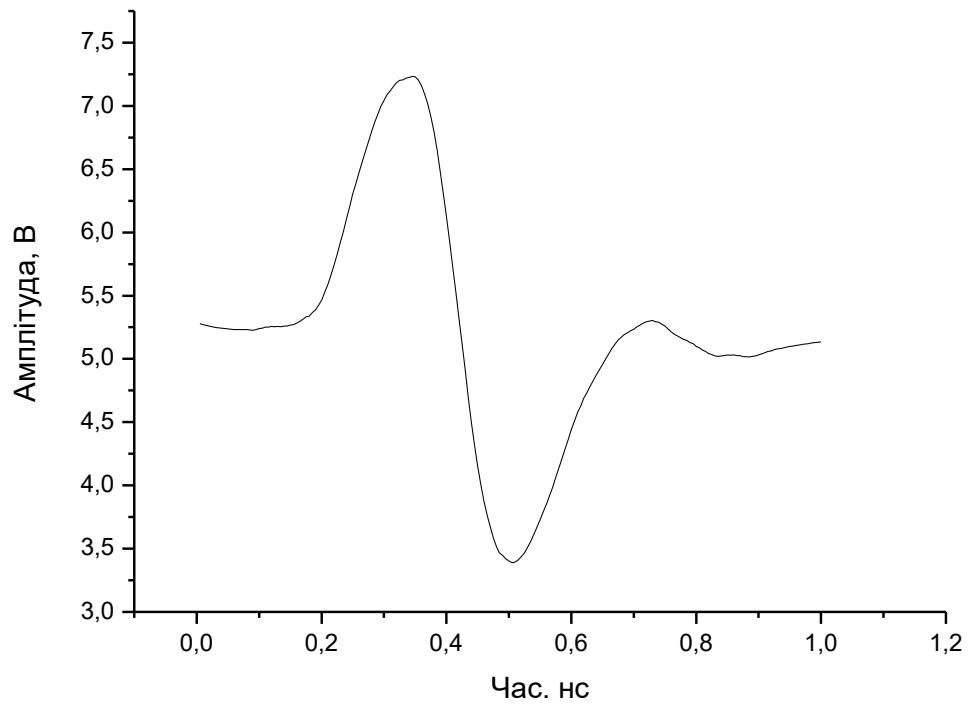


Рис. 5.15 Часова залежність і спектр надширокосмугового імпульсного опромінюючого поля 2

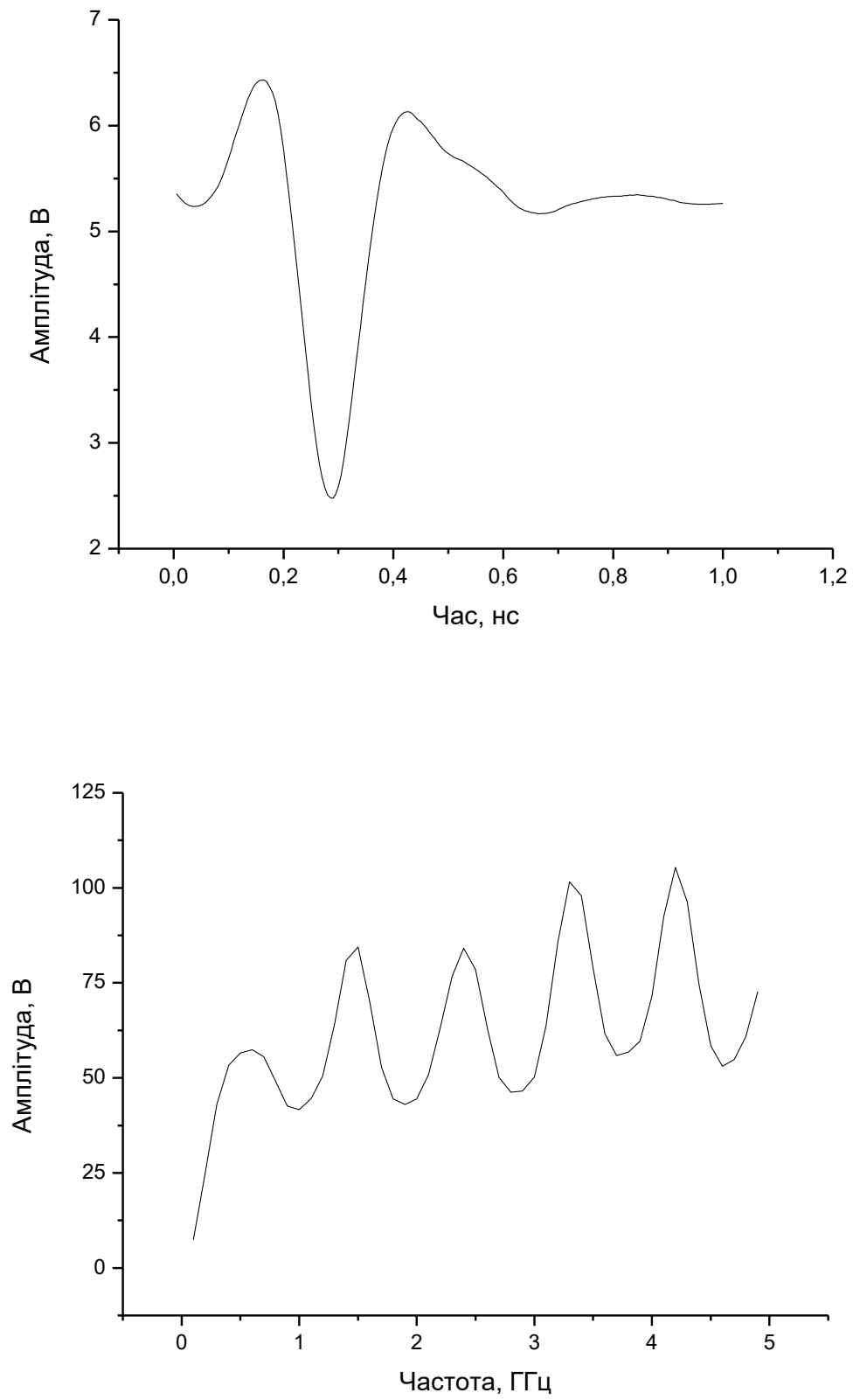


Рис. 5.16 Часова залежність і спектр надширокосмугового імпульсного опромінюючого поля 3

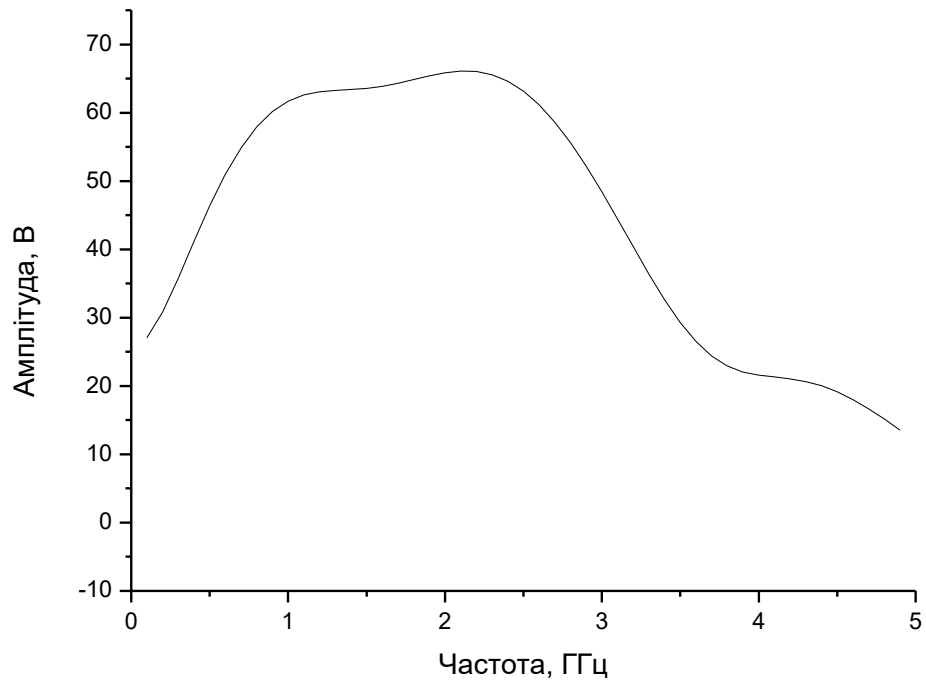
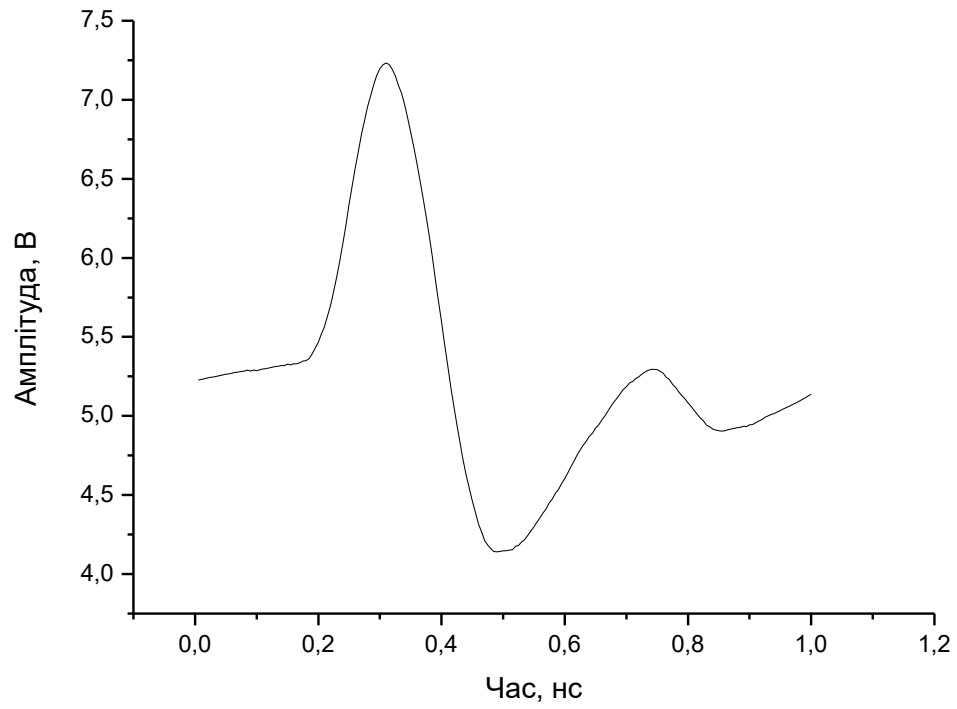


Рис. 5.17 Часова залежність і спектр надширокопasmового імпульсного опромінюючого поля 4

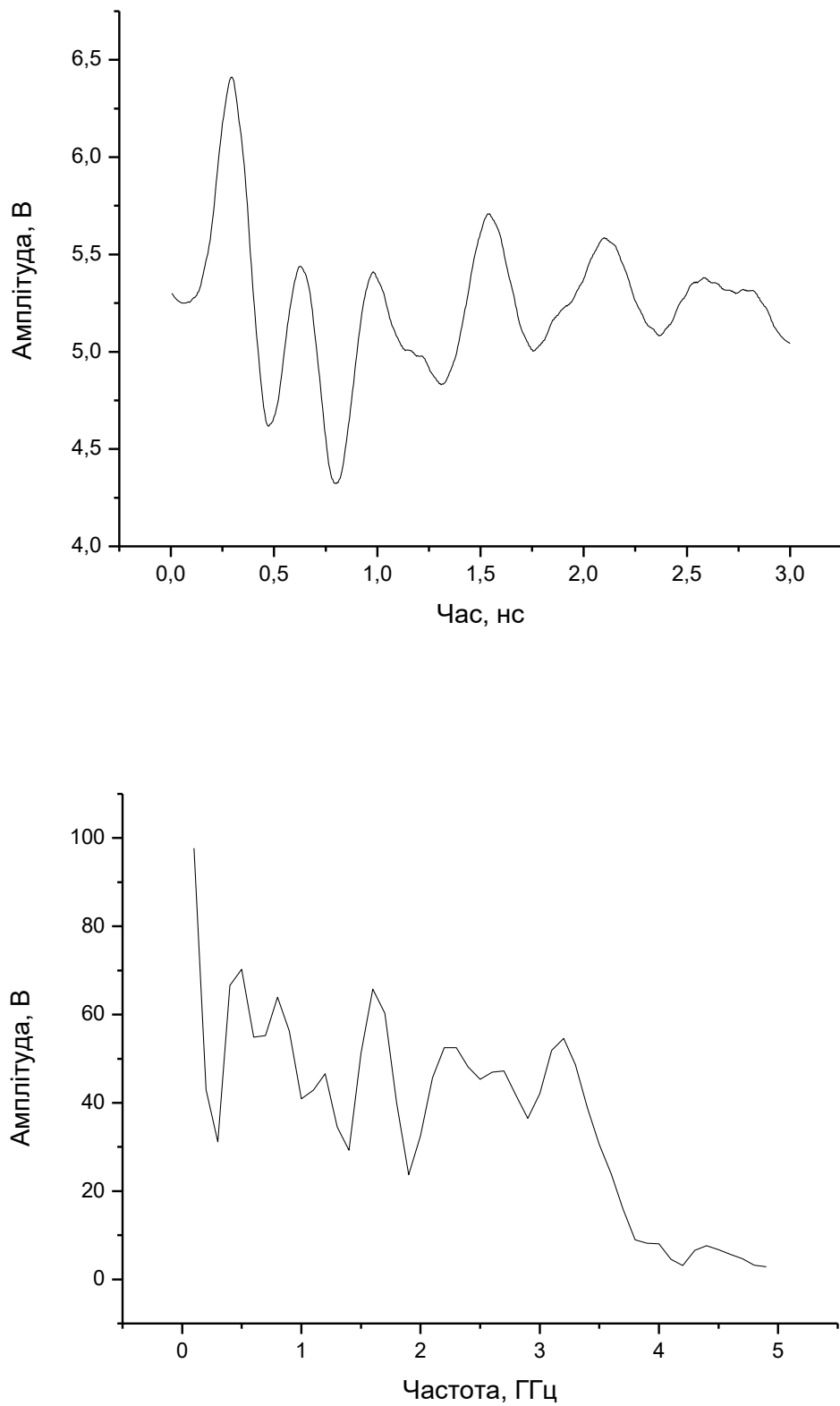


Рис. 5.18 Часова залежність і спектр надширокосмугового імпульсного опромінюючого поля 5

Результати аналізу біологічного впливу наведені на Рис. 5.19. На ньому зображена зміна КГГ для всіх п'яти випадків опромінення по відношенню до контрольної групи. В експерименті досліджувались клітини букального епітелію двох донорів різного віку. Для всіх п'яти типів сигналів була розрахована загальна теплова дія коефіцієнт питомого поглинання (SAR) на всіх частотах одночасно, і їх різниця компенсувалась незначним збільшенням експозиції під час опромінення таким чином, щоб тепловий нагрів в усіх п'яти випадках був однаковий. Це необхідно для того, щоб можлива теплова дія поля була однаковою в усіх випадках, а отримана різниця у результатах свідчила про суто специфічну дію імпульсного поля. Для цього був проведений числовий розрахунок коефіцієнту питомого поглинання на десяти частотах у діапазоні спектру отриманих імпульсів, на який приходить 95% енергії поля, а сумарна теплова дія розраховувалась як сума всіх спектральних складових КПП із коефіцієнтами, відповідними до спектральної форми кожного із п'яти сигналів.

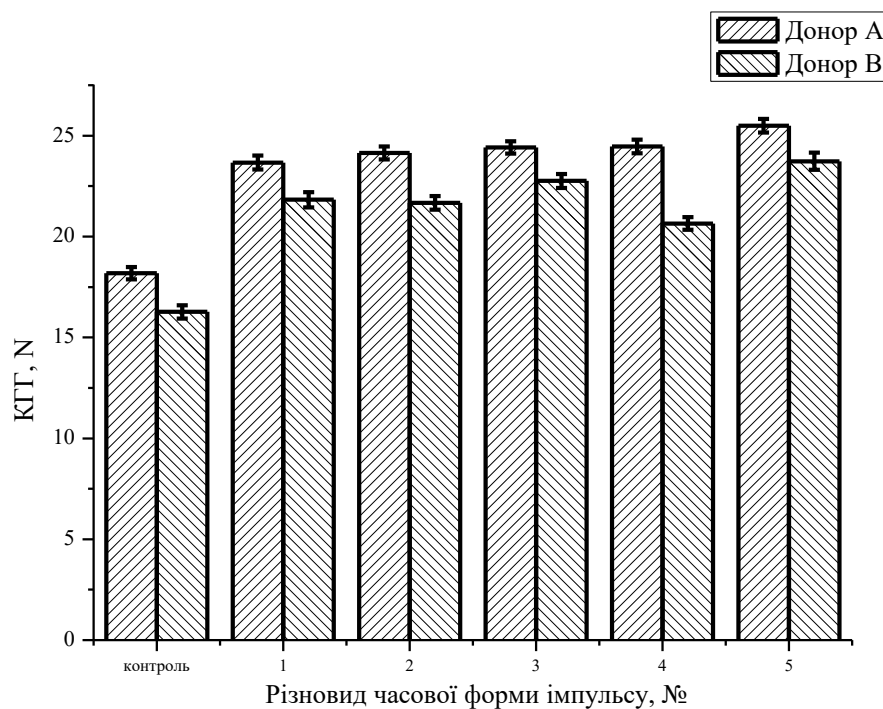


Рис. 5.19 Вплив різних за часовою формою надширокосмугових імпульсних полів на показник КГГ клітин букального епітелію людини

Як видно з Рис. 5.19, по відношенню до поля 5 (див. Рис. 5.18) можна зробити висновок, що за умов однакової потужності, монохроматичне поле завдає більшої шкоди живим клітинам. Також можна зробити висновок, що гармонічність часової форми сильніше діє на донора В з меншим віком (див. Рис. 5.16 та 5.18), тоді як щонайбільша широкосмуговість поля (поле 4, Рис. 5.17) навпаки діє на нього найслабше, на відміну від донора А, який менш чутливий до змін у робочій смузі частот опромінюючого імпульсу, але отримує більше шкоди від опромінення.

Отримані експериментальні результати були досліджені за допомогою ANOVA тесту, його результати представлені в Табл. 5.1. В таблиці введені такі позначки: А – незалежний фактор типу поля (1, 2, 3, 4, 5); В – залежний фактор відмінності донорів. Із цих даних випливає, що результати, тобто величини КГГ, експерименту з опромінення залежать від донорів клітин і від типу опромінюючого поля, причому достовірність цих тверджень висока ($p < 0,01$).

Таблиця 5.1

Результати ANOVA тесту

	F	p
A	14,46	0,00
B	108,04	0,00
A*B	3,26	0,04

5.4 Розрахунок параметрів установки для опромінення біологічних об'єктів імпульсним електромагнітним полем

Забезпечення заданого рівня опромінення з контролем значень напруженості поля всередині розчину з метою розрахунку питомої поглиненої енергії, як вимагають існуючі західні стандарти, рівномірності поля всередині розчину пов'язані з істотними труднощами. Так як опромінювані розчини мають значну відносну діелектричну проникність і втрати на досліджуваних робочих частотах, вони істотно спотворюють розподіл поля в електродинамічних об'ємах, породжуючи часом неприпустиму нерівномірність у амплітуді та потужності опромінення розчинених клітин. Пропонується впливати на біологічні об'єкти не тільки монохроматичним, а й імпульсним електромагнітним полем, спектр якого є надшироким. Тому метою цього дослідження є розрахунок установки для опромінення надширокосмуговими електромагнітними полями розчинів, що містять живі клітини, яка повинна вирізнятися хорошою постійністю характеристик у широкому діапазоні частот, високою рівномірністю поля всередині пробірки з розчином і малим коефіцієнтом відбиття напруги імпульсу, що надходить від генератора з метою збереження його часової форми в опромінюваному полі.

Проводиться електродинамічне моделювання теплової дії імпульсного поля на біологічні об'єкти. Для врахування складної геометрії експериментального обладнання, яке використовується для опромінення, і частотної залежності діелектричних характеристик та втрат проводиться числовий розрахунок полів у діелектрику з метою знаходження величини зростання температури під час опромінення. Для подальшого дослідження питання про існування нетеплового біологічної дії електромагнітного поля на живі клітини розраховується питомий коефіцієнт поглинання (SAR).

5.4.1 Постановка задачі

Передбачається використовувати установку для опромінення біологічних розчинів з існуючим генератором надкоротких імпульсів с формою, близькою до гауссової, і тривалістю 1 нс. Живлення установки короткими імпульсами буде проводитися через стандартний коаксіальний роз'єм. Установка повинна дозволяти опромінювати розчини в стандартних поліетиленових пробірках діаметром 6 мм. Зважаючи на складну геометрію електродинамічної задачі, необхідність урахування втрат в матеріалах і, насамперед, в біологічному розчині, доцільно розрахунок зробити числовим методом [226]. За вихідну форму установки була обрана структура з максимально рівномірним розподілом поля в певній області – лінія передачі у вигляді двох плоских паралельних пластин. Передбачається провести оптимізацію форми і розмірів пластин для отримання найкращих характеристик.

5.4.2 Розв'язання задачі

Електродинамічна задача розв'язується шляхом прямого числового моделювання методом кінцевих різниць у часовому просторі. Оптимізація форми пластин, величини опору поглинаючого навантаження, місце його розміщення і місце розміщення кабелю живлення на пластинах проводиться шляхом мінімізації амплітуд хвиль, відбитих від місць підключення живлячого кабелю і поглинаючого навантаження. Також досліджується рівномірність розподілу теплових втрат в об'ємі опромінюваного біологічного розчину і його питомого коефіцієнта поглинання на різних частотах. Розрахунок питомого коефіцієнта поглинання (SAR) проводиться за формулою (5.1).

5.4.3 Числове моделювання

Початковий вигляд установки для опромінення представлений на Рис. 5.20. Поглинаюче навантаження і джерело мають точкові нескінченно малі розміри. Після проведених багатопараметричних досліджень впливу форми пластин, включаючи такі форми як еліпс, експоненціальне розширення, закруглення країв, зміни місця збудження лінії і підключення поглинаючої навантаження, найкращий варіант був знайдений після прорахунку 10000 варіантів. Оптимальна форма пластин установки – прямокутник із заокругленнями з усіх боків (Рис. 5.21). Часові форми падаючого гауссового і відбитого імпульсів для найкращого випадку представлені на Рис. 5.22.

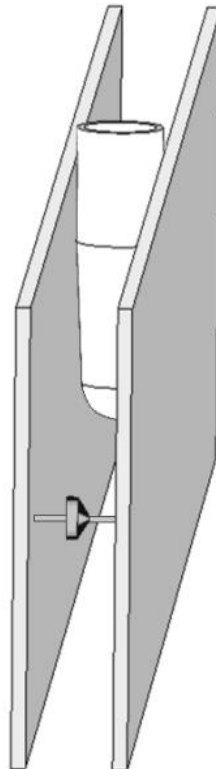


Рис. 5.20 Вихідний вигляд експериментальної установки для моделювання та оптимізації

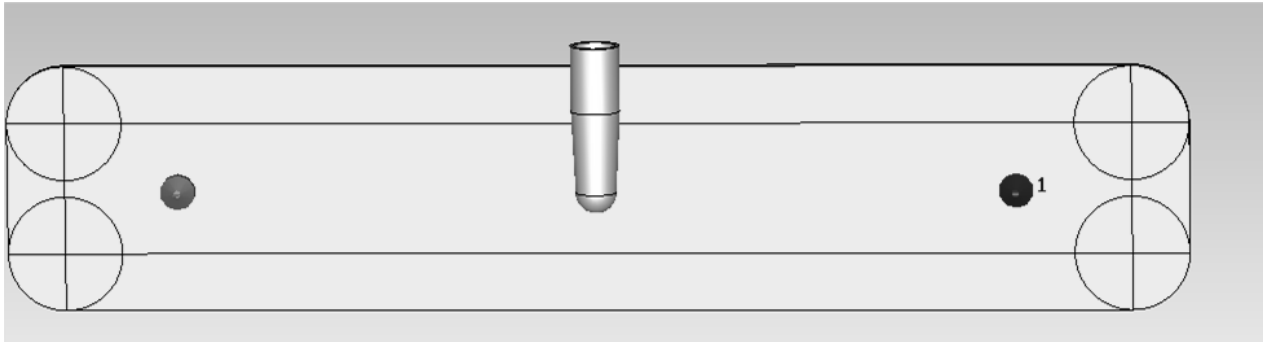


Рис. 5.21 Форма пластин опромінювача після оптимізації

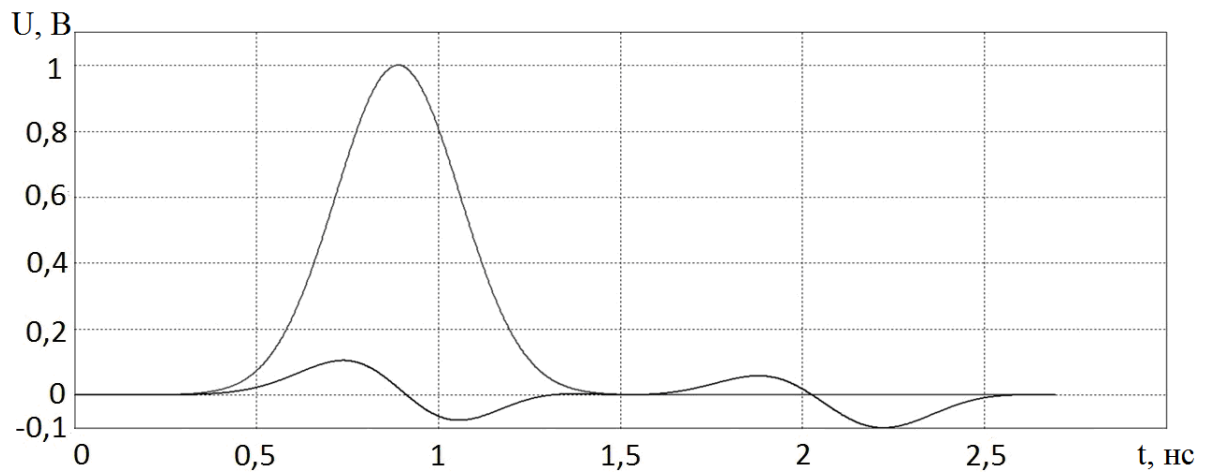


Рис. 5.22 Часові залежності падаючого гауссового і відбитого імпульсу для установки з відстанню між пластинами $d = 6$ мм та шириною пластин $h = 34$ мм

Із даних, що отримані з Рис. 5.22, було розраховано, що від всієї установки відбивається менше 1,5% енергії падаючого імпульсу. Даний результат є досить важливим із погляду на те, що оптимізується відбиття негармонічного сигналу. Тобто, забезпечити навіть теоретично нульове відбиття неможливо. Та це і не має сенсу через наявність неоднорідності у вигляді пробірки, що матиме для різних експериментів дещо різні діелектричні характеристики розчину. На Рис. 5.23 показаний розподіл електричної компоненти поля всередині опромінювача.

Наявна сильна концентрація електричного поля в околі пробірки. Напрямок векторів електричного поля показаний на Рис. 5.24.

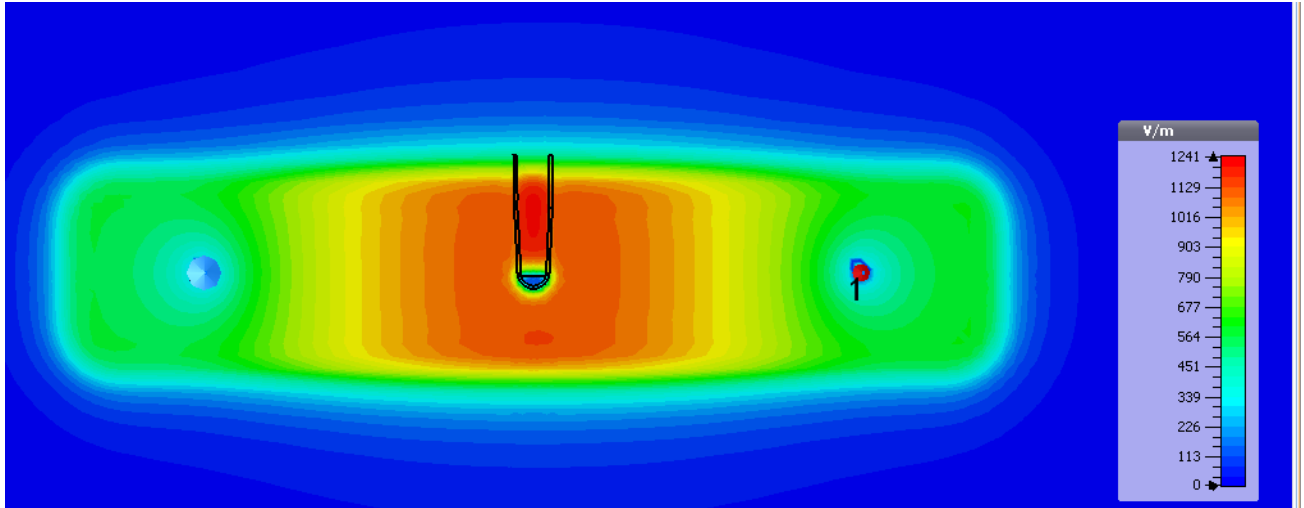


Рис. 5.23 Просторовий розподіл електричної компоненти поля між пластинами

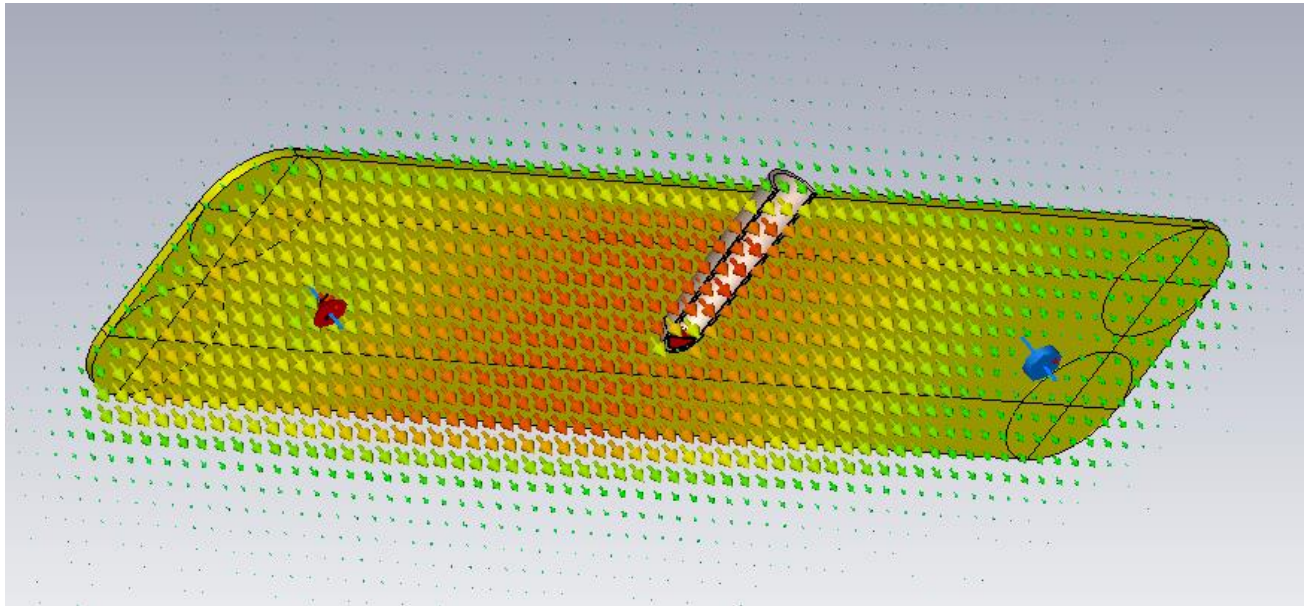


Рис. 5.24 Напрямок векторів електричної компоненти поля між пластинами

Для перевірки рівномірності нагрівання краплі біологічного розчину стандартного обсягу для проведених експериментів – 10 мкл, проведено математичне моделювання дії діелектрика. На Рис. 5.25 зображено розподіл

величини втрат в різних частинах краплі на центральній частоті спектра падаючого поля, 1 ГГц [236]. Незважаючи на те, що зовнішнє поле рівномірне, видно, що внаслідок великої діелектричної проникності розчину і втрат, нерівномірність нагрівання різних частин краплі може досягати одного порядку, і поліпшити цей показник не представилося можливим. Але ця нерівномірність може вважатися допустимою, беручи до уваги ефекти теплопередачі всередині рідині.

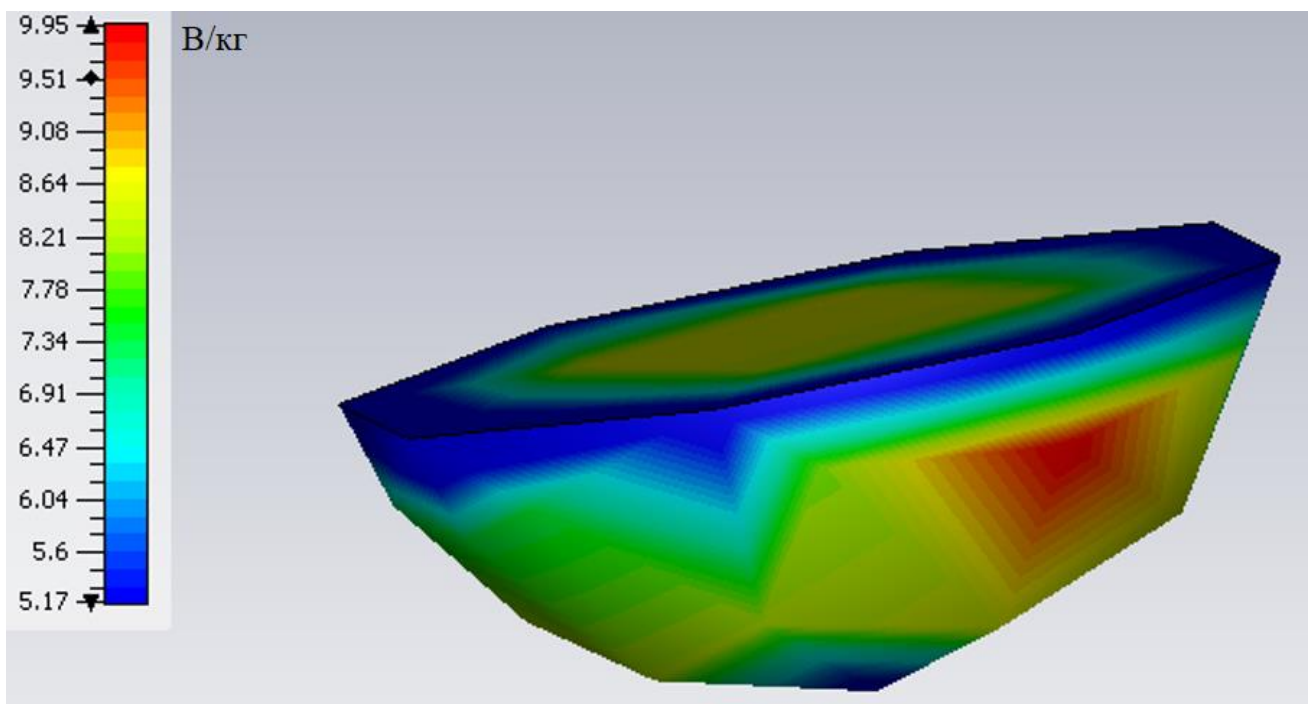


Рис. 5.25 Розподіл втрат енергії поля у краплі біологічного розчину

Так як падаюче імпульсне поле містить різні частоти, представляє інтерес питомий коефіцієнт поглинання для всієї краплі як функція частоти. Результати розрахунку наведені на Рис. 5.26. Видно, що питомий коефіцієнт поглинання слабо залежить від частоти, що свідчить про те, що дана експериментальна установка буде достатньо точно моделювати опромінення біологічних об'єктів імпульсної плоскої електромагнітної хвилею.

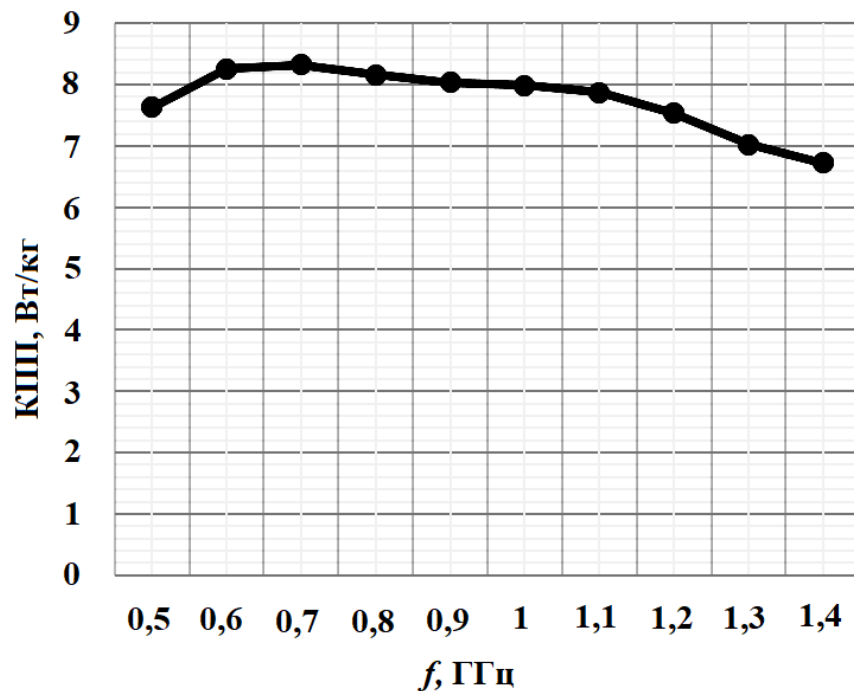


Рис. 5.26 Коефіцієнт питомого поглинання (SAR) для всієї краплі як функція частоти при збудженні системи гауссовим імпульсом напруги одиничної амплітуди наносекундної тривалості

5.5 Імпульсне надширокосмугове електромагнітне поле з високою рівномірністю розподілу по об'єму і його вплив на біологічні об'єкти

На основі розробленої експериментальної установки, розрахованої вище, проведено експериментальне дослідження дії поля на біологічні об'єкти, коли забезпечена достатньо висока рівномірність розподілу поля по об'єму біологічного розчину, який містить живі клітини. Згадувалось, що за однією з гіпотез пояснення неспецифічної дії поля зведено до так званих «гарячих точок», процеси в яких проходять згідно «теплової» гіпотези. Тобто, у випадку, коли опромінення слабким полем принципово не може підвищити температуру біологічної речовини на помітну величину, науковці, що віддані теорії теплової дії, пояснюють ефекти поля тим, що частина клітин попадає в місця, в яких концентрується електромагнітне поле, і де має місце сильний нагрів. Після чого

поведінку цих клітин описують згідно «теплової гіпотези», і зазначають, що загальна реакція розчину, організму, виявляється усередненою реакцією звичайних клітин, що не потерпали від опромінення, і клітин у «гарячих точках». Для доведення необґрунтованості такого пояснення ми і використаємо розраховану установку з достатньо рівномірним розподілом. Відсутність «гарячих точок» повинна показати, що неспецифічна дія поля має місце [11, 47, 237, 236].

Числовий розрахунок показав, що використання установки для опромінення з наявним імпульсним генератором забезпечує питомий коефіцієнт поглинання (SAR) $9,6\text{E-}3$ Вт/кг, що продукує тепло із розрахунку $2,3\text{e-}6$ град/сек. Тобто, для проведених експериментів опромінення впродовж 10, 30, 100, 300, 1000 секунд жодних підстав вважати, що температура клітин підвищувалась на помітний рівень, немає навіть без урахування ефекту передачі тепла. Таким чином, всі ефекти, описані нижче, мають суто нетепловий характер. На Рис. 5.27-5.29 показано середній рівень кількості гранул гетерохроматина для трьох донорів (А – 23 роки, В – 24 роки; С – 24 роки) залежно від часу опромінення.

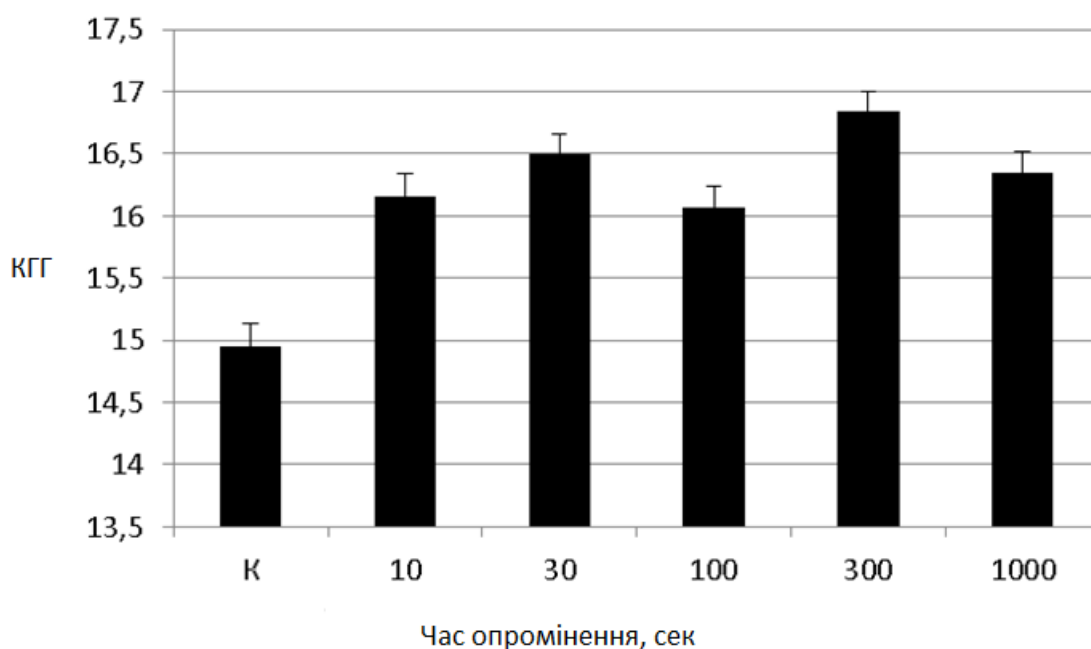


Рис. 5.27 КГГ в клітинах донора А після опромінення надширокосмуговим полем різної тривалості

Із отриманих залежностей можна зробити висновок, що людські клітини мають неймовірно високу чутливість до імпульсного електромагнітних полів, тому що для всіх донорів вплив впродовж 10 секунд призводить до помітної зміни стану ДНК, які не можуть бути пов'язані з нагріванням. Реакція клітин на інші впливи має нерегулярний характер для різних донорів, але видно, що збільшення часу опромінення для таких слабких полів приводить до періодичної зміни станів стресу та релаксації. Можливо, рівень потужності розглядається клітиною як майже безпечний.

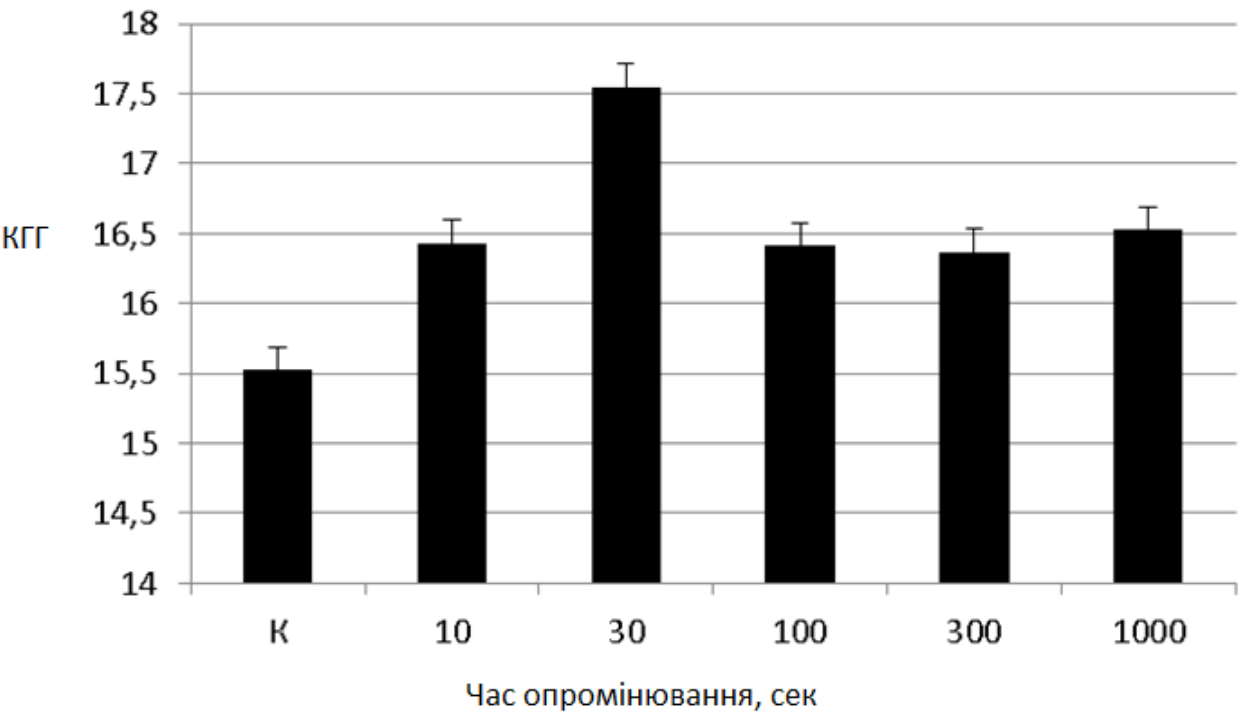


Рис. 5.28 КГГ в клітинах донора В після опромінення надширокосмутовим полем різної тривалості

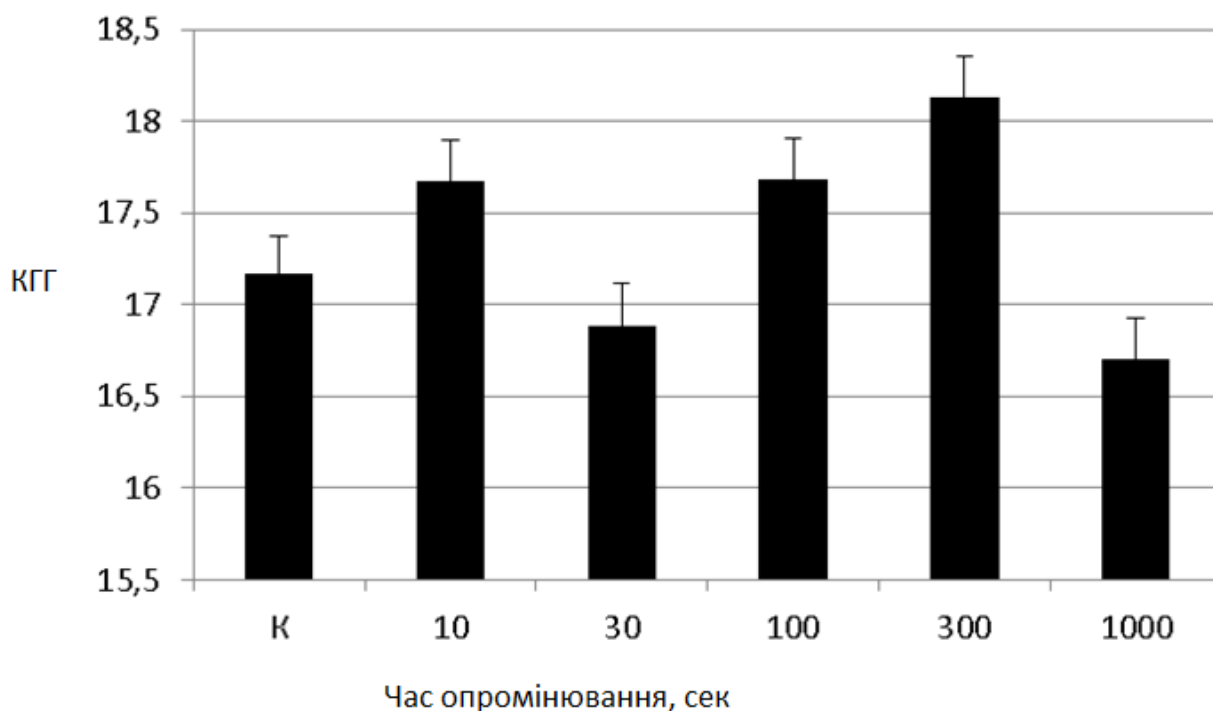


Рис. 5.29 КГГ в клітинах донора С після опромінення надширокосмуговим полем різної тривалості

5.6 Висновки по розділу

Шляхом числового моделювання процесу опромінення біологічного розчину вперше продемонстрований сильний вплив умов експерименту, конструкції та розмірів експериментальної установки на напруженість електричного поля і коефіцієнт питомого поглинання в біологічній речовині. Вперше виявлено, що таке опромінювання розчину на склі характеризується тим, що зі зростанням частоти до 15 ГГц коефіцієнт питомого поглинання значно зростає, а потім має осцилюючий характер. Проведений розрахунок полів з урахуванням низки особливостей лабораторного експерименту дозволив надійно підтвердити наявність атермічної біологічної дії електромагнітного поля на живі клітини людини, більш сильний шкідливий вплив правополяризованої електромагнітної хвилі ніж лівополяризованої. Моделювання опромінювання

яєць дрозофіл дало можливість зробити висновок, що зменшення кількості вилуплених комах не може бути пов'язано з нагрівом яєць, а є наслідком високої чутливості цих організмів до слабких електромагнітних полів. Розрахунок теплової дії змінного магнітного поля всередині яєць Артемії дав можливість стверджувати, що суттєве збільшення відсотку вилуплених яєць не може бути пов'язане з підвищенням температури, а є наслідком суто неспецифічної дії поля.

Вперше за допомогою експериментальної установки, що дозволяла змінювати часову форму імпульсного сигналу, показано, що наявність суттєвої за потужністю гармонічної складової значно підсилює шкідливу дію поля на живі клітини людини. Вперше створена оптимізована експериментальна установка для надширокопasmового опромінення біологічних розчинів, яка забезпечує заданий рівень опромінення та задовільну рівномірність поля всередині розчину, що розміщений в стандартній пластиковій пробірці. Вперше забезпечені стабільність питомого коефіцієнта поглинання, відсутність «гарячих точок» в об'ємі опромінюваної речовини та малі втрати на відбиття імпульсу від місця живлення у широкому діапазоні частот, що відповідає спектру генератора наносекундних імпульсів. За допомоги розробленої і виготовленої експериментальної установки надійно визначено, що імпульсне опромінення навіть продовж 10 секунд на рівні потужності в 200 разів нижче за дозволу тепловою дією призводить до стресового стану людських клітин, за яких вони не можуть нормально функціонувати, але збільшення часу опромінення приводить до періодичної зміни станів стресу та релаксації. Проведені дослідження є важливими для розробки поки що відсутніх норм безпечного рівня опромінення людей імпульсними електромагнітними полями, рекомендацій щодо мінімізації їхньої шкідливої дії, в тому числі на фертильність. Практичну цінність також має описаний спосіб підвищення продуктивності ферм з вирощування ракоподібних.

Результати цього розділу опубліковані в роботах автора [47, 115, 12, 14,-13, 15, 11, 236, 237]

РОЗДІЛ 6

РОЗПІЗНАВАННЯ ТА ВИЗНАЧЕННЯ ПОЛОЖЕНЬ ОБ'ЄКТІВ І ПАРАМЕТРІВ СЕРЕДОВИЩ ШЛЯХОМ АНАЛІЗУ НЕСТАЦІОНАРНОГО ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ПОЛЯ ШТУЧНИМИ НЕЙРОННИМИ МЕРЕЖАМИ

6.1 Аналіз відбитої електромагнітної хвилі за допомогою штучної нейронної мережі

Розглядається нормальне падіння плоскої хвилі з гауссовою часовою формою на шарувате середовище із втратами. Відбите електромагнітне поле може розраховуватись різними методами, включаючи метод кінцевих різниць у часовому просторі (FDTD). Вихідними даними для штучної нейронної мережі (ШНМ) є значення амплітуди електричної компоненти відбитого поля у різні моменти часу, які беруться для зручності з рівним проміжками часу. Таким чином, аналіз поля виконується безпосередньо у часовому просторі.

Внаслідок значної ширини частотного спектру, надширокосмугові хвилі можуть проникати у глибину середовища із втратами завдяки низькочастотній частині спектру та забезпечувати високу точність у визначенні його стану завдяки високочастотній частині спектру. Але аналіз імпульсних сигналів, відбитих від багат шарового середовища, з метою визначення його параметрів у часовому просторі стає досить складним, коли просторова тривалість сигналу, що використовується, порівняна або більша за товщини шарів у даній структурі. Нелінійна залежність амплітуди відбитого поля від електричних параметрів та інших характеристик середовища і заздалегідь визначена форма імпульсу надає можливість для використання ШНМ для аналізу такої системи, що базується на структурі та принципах роботи ШНМ [238]. Можна зробити припущення, що ШНМ зможе сама знайти потрібний метод та провести необхідний часовий та частотний аналіз сигналу після тренування на відомих даних. Хоча розглядається

тільки нормальне падіння імпульсної плоскої хвилі на шарувате середовище з втратами, але запропонований підхід може бути використано до вирішення широкого кола задач завдяки універсальності принципів роботи ШНМ. Наприклад, тренування на виключно експериментальних даних продемонстровано у [239], але для дослідження шаруватої структури були використані десятикратно більші характерні частоти у порівнянні з даною роботою.

Велика кількість відбиттів між частинами об'єкта обумовлює складний характер часової форми амплітуди електромагнітного поля над землею [136]. Для такої задачі підхід, що заснований на ШНМ, є природним способом уникнути математичної складності для отримання необхідних результатів. Хоча робота справжнього нейрона дуже складна і залежить від низки причин, її найпростіша модель, запропонована Хеббом [240], дає хороші результати багатовимірної апроксимації реальних залежностей. Навіть узгодження антени та поверхні землі з різними електричними параметрами можна покращити за допомогою ШНМ. Зазвичай, поверхня землі розташована у ближній зоні антени, тому діелектричні характеристики ґрунту мають великий вплив на параметри антен. Існують динамічні антенні системи, які здатні адаптувати вхідний опір залежно від зміни висоти антени над землею та типу ґрунту [137]. Це дає змогу максимізувати передачу потужності від генератора до об'єкту, що збільшує ефективність випромінювання енергії антени в землю.

Нехай плоска електромагнітна хвиля з часовою залежністю у формі гауссового імпульсу з тривалістю у 0,5 нс нормально падає у шарувате середовище (Рис. 4.55). Часова форма імпульсу взагалі може бути довільною, але постійною. Шарувате середовище складається з трьох шарів з різними значеннями електричної проникності та провідності. Для простоти будемо вважати, що ці параметри не залежать від частоти, але врахування цієї залежності не може впливати на роботу ШНМ, а тільки ускладнює попередній розрахунок методом кінцевих різниць у часовому просторі (FDTD). Перший шар має електричні

параметри шкіри, другий має параметри жирової тканини, третій – м'язової тканини. Вихідні товщини шарів 2, 20, 30 мм відповідно.

Через особливості нейромережевого підходу немає необхідності у попередній обробці значень амплітуди відбитого поля для обраного методу аналізу. Вихідними даними для ШНМ є набір значень амплітуди електричного поля відбитої від цієї структури хвилі з постійним кроком за часом. Дані для тренування та тестування мережі були отримані за допомогою числового методу кінцевих різниць у часовому просторі. В розрахункову модель закладено, що електромагнітна хвиля поглинається при проходженні останнього шару. Це є обґрунтованим через значні втрати та товщини шарів. Точка спостереження розташована там, де відбите поле не може одночасно накладатися на те, що падає, але ця заборона не є обов'язковою.

Числове моделювання за допомогою методу кінцевих різниць у часовому просторі необхідне для отримання наборів даних для тренування та перевірки ШНМ. У якості прикладу моделювання і розуміння типової ситуації із слабким впливом параметрів шарів, побудована часова залежність амплітуди відбитого поля для різних товщин другого шару. На Рис. 5.4 зображено часову залежність електричної компоненти поля, що падає, та відбитого поля. На частині графіка видно вплив товщини другого шару. Бачимо, що вони суттєво не відрізняються. Більш того, ми не можемо з легкістю визначити товщину d_2 з цих кривих, але можемо доручити цю задачу ШНМ. Причина цих складнощів у тому, що поля у товщі шарів діелектрика із втратами сильно послаблюються, що відображено на Рис. 5.4. Представлений випадок видається цікавим, тому що піки сигналів, відбитих від різних шарів не розрізняються на Рис. 5.5. У [241] показано, що аналітичний метод Ньютона-Канторовича не працює у цьому випадку через сильну залежність результату від знання точної позиції у часі відбитих імпульсів. Метод Гельфанда-Левітана дає кращі результати за умов нероздільних піків, але не може забезпечити високу якість у випадку низькоконтрастних середовищ.

Для аналізу такого складного сигналу була використана штучна нейронна мережа як один з найбільш пристосований для даної задачі метод [242]. Саме для аналізу відбитого поля від шаруватої структури з різних причин вважається за цікаве застосувати цей метод [239], тим більше, що у роботах [239, 241] показана його перевага над точними аналітичними методами, наприклад, кореляційними. Була поставлена задача розпізнавання товщини другого шару з точністю до 2 мм шляхом тренування нейронної мережі, зображеної на Рис. 6.1, на амплітудах відбитих полів від середовища з відомими параметрами. За структурою наведена нейронна мережа є типовою мережею з одним прихованим шаром та сигмоїдною функцією збудження (Рис. 6.2).

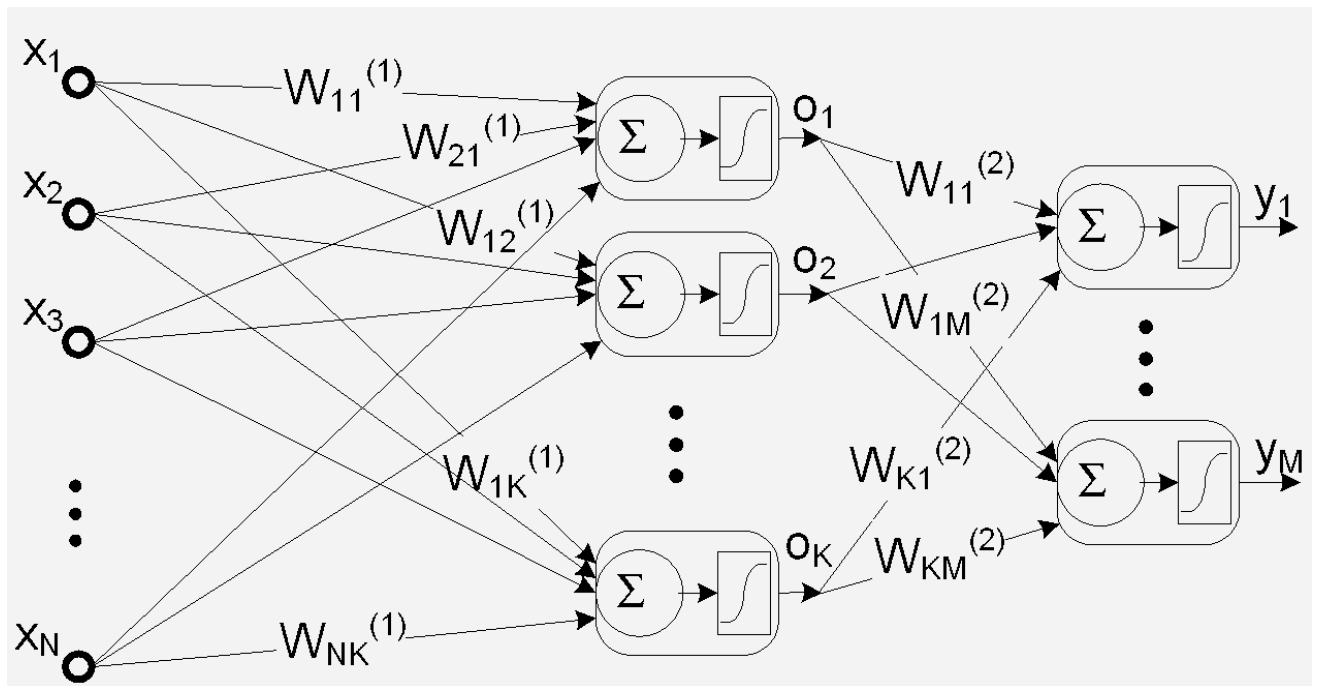


Рис. 6.1 Структура штучної нейронної мереж

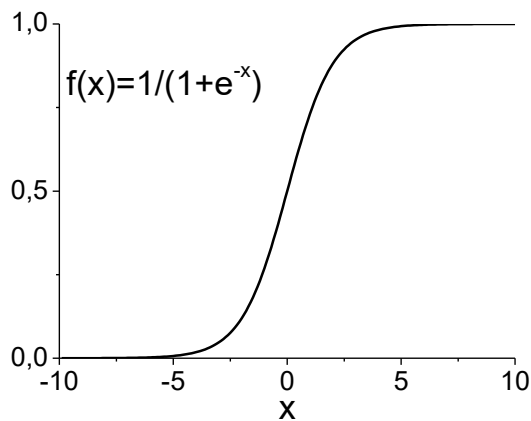


Рис. 6.2 Сигмоїдна функція збудження штучного нейрона

Вхідними параметрами мережі є значення відбитого сигналу у певні моменти часу x_i , а вихідні сигнали y_j набувають максимального значення для відповідної товщини другого шару [243]. Тренування нейронної мережі полягає у знаходженні коефіцієнтів W , серед яких $W^{(2)}$ можна знайти за правилом Відроу-Хоффа, а $W^{(1)}$ за алгоритмом зворотного розповсюдження похибки. Правильність розпізнавання товщини шару можна перевірити шляхом аналізу сигналу, відбитого від структури з довільною товщиною другого шару (Рис. 6.3) та зміною товщини інших шарів як різновид завади (Рис. 6.4) [17].

Як видно із результатів тестування нейронної мережі, окрім випадку зміни товщини першого шару (Рис. 6.4), що має великі втрати та значення діелектричної проникності, коли похибка досягла 2 мм, в інших випадках товщини були розпізнані правильно, з похибкою менше 2 мм, що є відмінним результатом при зондуванні імпульсом з просторовою тривалістю у вакуумі 150 мм. Але навіть ці похибки можна виправити шляхом додаткового тренування на випадках, що включають невеликі відхилення інших параметрів [244]. Результатом такого тренування є нові параметри нейронної мережі, що дозволяють їй бути нечутливою до зміни діелектричної проникності першого шару (Рис. 6.5), провідності першого шару (Рис. 6.6), діелектричної проникності другого шару (Рис. 6.7) та провідності другого шару (Рис. 6.8).

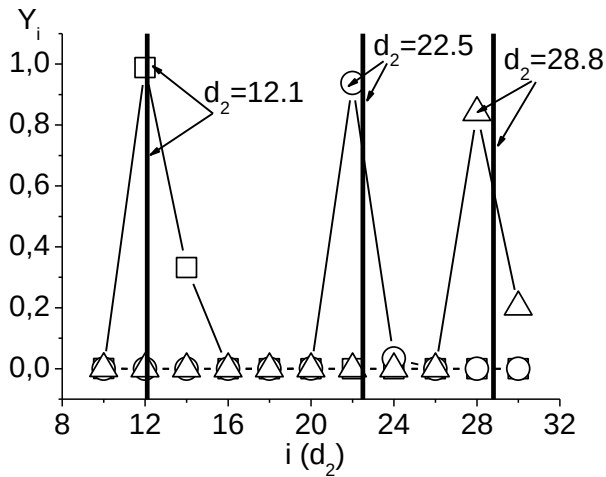


Рис. 6.3 Вихідні сигнали нейронної мережі для довільних товщин другого шару

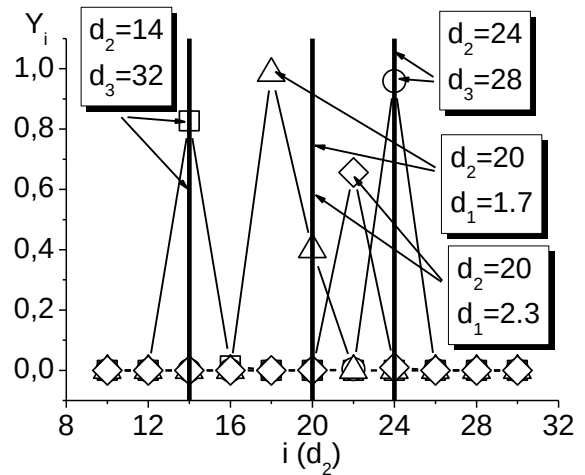


Рис. 6.4 Вихідні сигнали нейронної мережі для довільних товщин першого та третього шарів

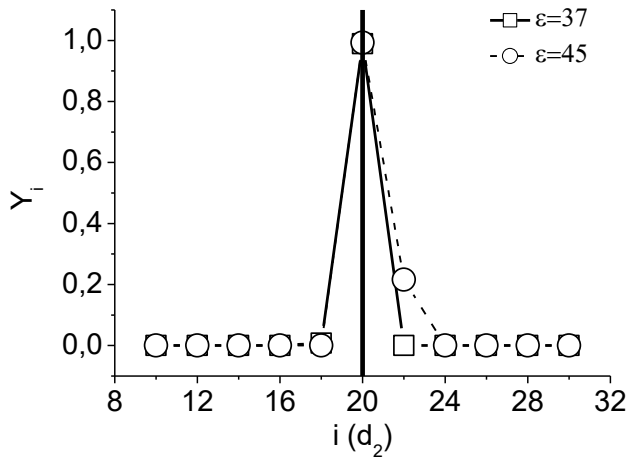


Рис. 6.5 Вихідні значення для випадку імпульсного сигналу, відбитого від середовища з різними значеннями дійсної частини діелектричної проникності першого шару d_1

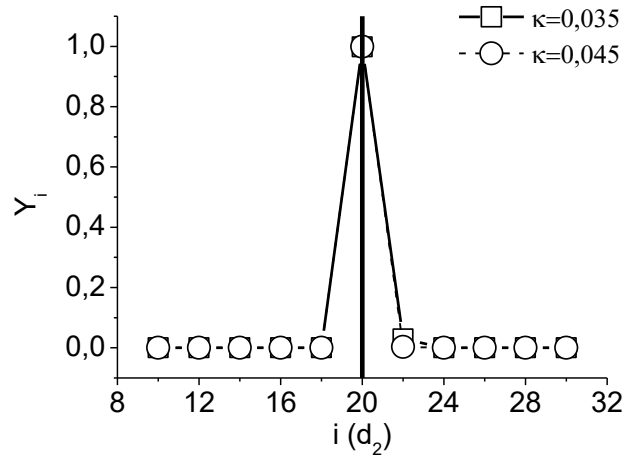


Рис. 6.6 Вихідні значення для випадку імпульсного сигналу, відбитого від середовища з різними значеннями провідності першого шару d_1

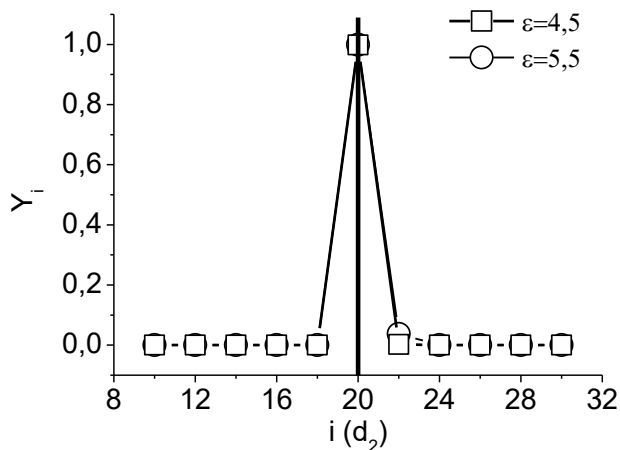


Рис. 6.7 Вихідні значення для випадку імппульсного сигналу, відбитого від середовища з різними значеннями дійсної частини діелектричної проникності другого шару d_2

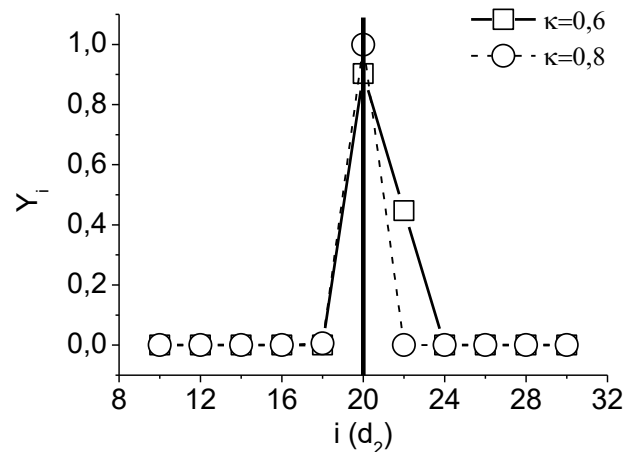


Рис. 6.8 Вихідні значення для випадку імппульсного сигналу, відбитого від середовища з різними значеннями провідності другого шару d_2

Але найбільш неочікувані результати спостерігаються при дослідженні впливу шумів у вхідному сигналі. Нейронна мережа точно визначає товщину другого шару у присутності білого шуму, коли відношення середніх потужностей сигналу і шуму за час тривалості імпульсу $P_{\text{signal}}/P_{\text{noise}}$ (ССШ) дорівнює 1 (0 dB). При цьому зростання рівня шуму дає невелику похибку у визначенні товщини другого шару (не більше 2 мм), яка не зростає до значення сигнал / шум -30 dB (Рис. 6.9). Часова форма сигналів для цих граничних випадків показана на Рис. 6.10.

Також була досліджена стійкість до відхилень положення точки спостереження $s = 200$ мм (Рис. 6.11) та помилковим зміщенням часу спостереження Δt [нс] (Рис. 6.12). Видно, що нейронна мережа визначає товщину шару у різних випадках як точно, так і з похибкою, але значення i напрям відхилення не відповідає напряму зміщення часу та відстані [245]. Можливо, забезпечити стійкість до такого роду помилок можна додатковим тренуванням або

наближенням точки спостереження до шаруватого середовища, бо точка $s = 200$ мм вибиралась так, щоб сигнали падаючого і відбитого поля у точці спостереження не накладались, але така умова, вочевидь, не є необхідною для правильної роботи нейронної мережі.

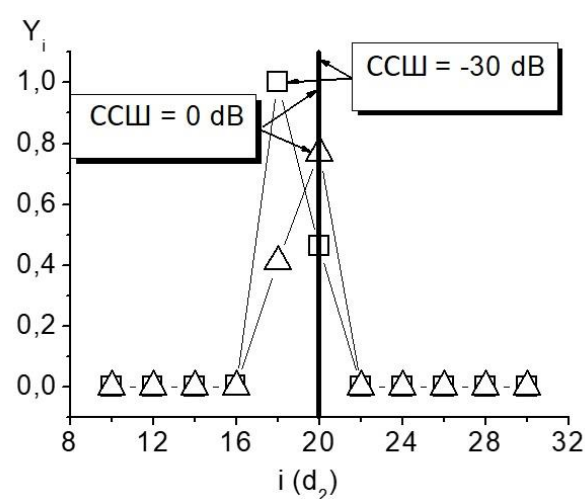


Рис. 6.9 Вихідні значення для випадку наявності білого шуму з різними значеннями ССШ

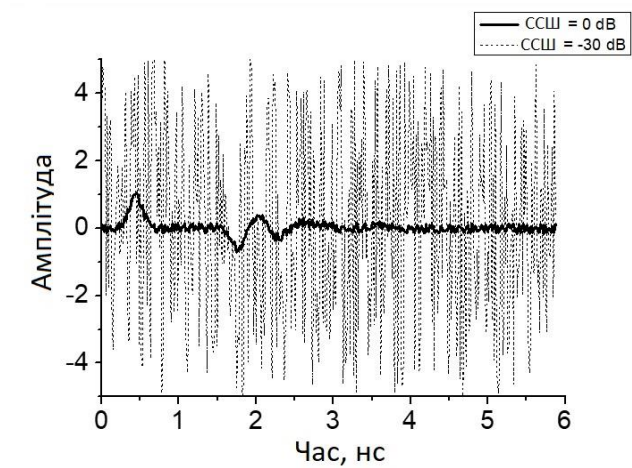


Рис. 6.10 Часова залежність амплітуди у присутності білого шуму з різними значеннями ССШ

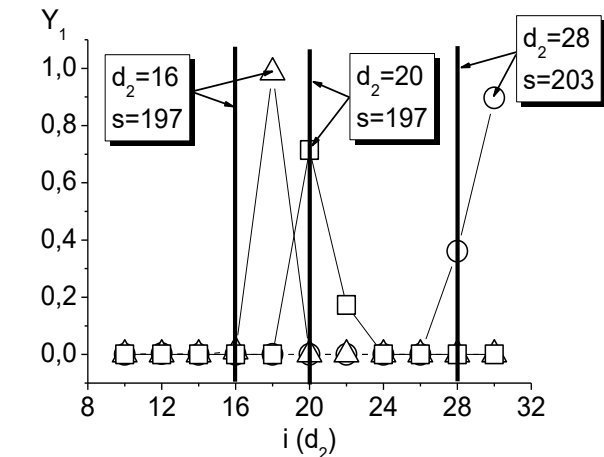


Рис. 6.11 Вихідні значення для випадку моделювання експериментальної похибки у положенні точки спостереження $s = 200$ мм

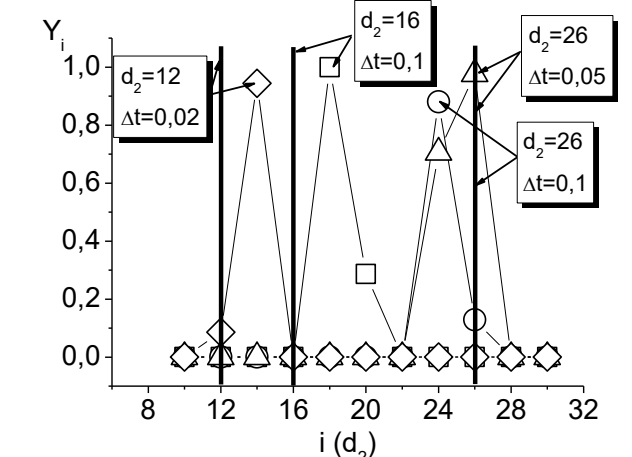


Рис. 6.12 Вихідні значення для випадку моделювання експериментальної похибки за рахунок зміщення у часі спостереження Δt (нс)

Мережа виявилась нестабільною до змін товщини першого шару d_1 , що призвело до значних похибок у визначенні товщини другого шару після тренування лише на 11 зразках. Задля покращення результатів проведено додаткове тренування на вибірці, що містить зразки з різними значеннями параметру d_1 . Нова вибірка складається з 56 різних зразків. Як результат ми отримали стійке розпізнавання товщини другого шару не тільки в присутності змін d_1 , що забезпечило відповідне навчання, але й за умов варіації дійсної частини діелектричної проникності та провідності.

Для остаточного дослідження правильності роботи нейронної мережі вона була перевірена на наборі даних, що відповідає проміжним товщинам другого шару d_2 . Рис. 6.13 демонструє апроксимаційні властивості для двох згаданих вище типів тренування. Бачимо, що апроксимація задовільна, але не ідеальна. На Рис. 6.14 показана більш глибока перевірка мережі на присутність помилок у вихідних даних. На графіку не спостерігаємо жодної помилкової точки, але апроксимація була би ідеальною, якщо б нижній ряд маркерів дійшов до $d_2 = 17$.

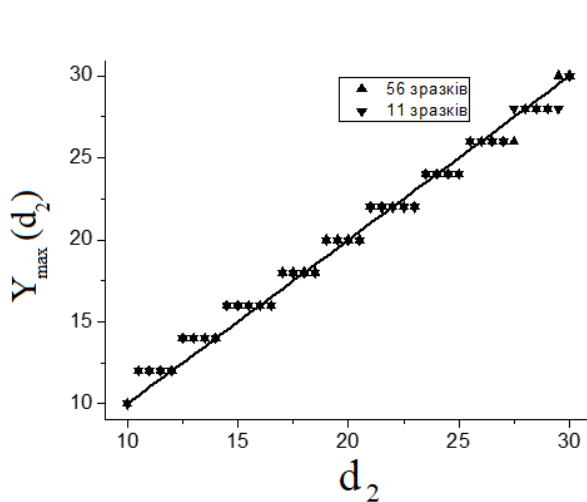


Рис. 6.13 Вихідні значення для випадку проміжних товщин другого шару d_2 для двох типів тренування

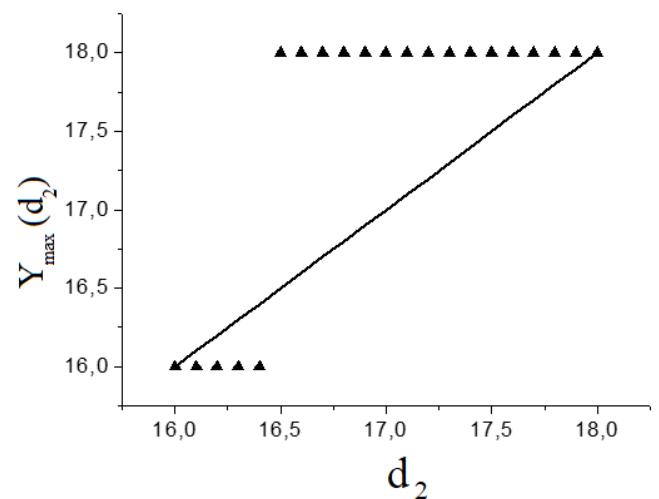


Рис. 6.14 Вихідні значення для випадку проміжних товщин другого шару d_2

Таким чином, була перевірена здатність штучної нейронної мережі визначати параметри біологічного середовища. Дослідження показали задовільні апроксимаційні властивості мережі.

6.2. Аналіз параметрів електродинамічної структури за допомогою згорткової нейронної мережі

Дослідження мозкової активності кішки [246] навели Ле Куна та інших [166] на ідею створення штучної нейронної мережі зі структурою, що відповідає структурі зорової кори. Штучна нейронна мережа такого типу отримала назву згорткової нейронної мережі (ЗНМ) через те, що перетворення даних на вхідному шарі являють собою математичну операцію згортки у дискретній формі:

$$Y_{output} = X_{input} * W, \quad (6.1)$$

де W – задані вагові коефіцієнти, які дорівнюють нулю поза рецептивним полем. Зазвичай, ЗНМ забезпечують краще розпізнавання візуальної інформації за умов присутності шумів, масштабування та повороту зразка у порівнянні з іншими типами штучних нейронних мереж. Всі вищевказані властивості ЗНМ [166] потенційно можуть покращити характеристики розпізнавання та зробити його більш стійким до завад, похибок, неточностей приладів, неточностей позиціонування зразків та прийомних антен тощо.

Ми бачимо природним використання ЗНМ для розпізнавання параметрів шаруватого середовища за допомогою опромінення імпульсним сигналом, тому що імпульс, що падає, $(S(t))$ є одновимірним аналогом двовимірного рецептивного поля $(W(x,y))$ для візуальної обробки [166]. Але зміна розмірності задачі тягне за собою відповідні зміни у структурі ЗНМ.

Викликає цікавість дослідження переваг використання ЗНМ для визначення розмірів шаруватого середовища з відомими електричними параметрами у порівнянні з іншими нейронними мережами.

У якості прикладу розглянемо вже відому нам задачу визначення товщини слою шаруватої структури (Рис. 4.55). Використаємо таку саму двошарову нейронну мережу (ДШНМ) та ЗНМ, яка попередньо робить згортку з гауссовим імпульсом у дискретній формі (Рис. 6.15). $W_i^{(0)}$ – амплітуди гауссового імпульсу, вираженого L точками. ЗНМ складається з 200 нейронів на вхідному шарі ($N=200$), 168 нейронів на першому прихованому шарі ($S=168$), 20 нейронів на другому прихованому шарі ($K=20$) та 11 нейронів на вихідному шарі ($M=11$).

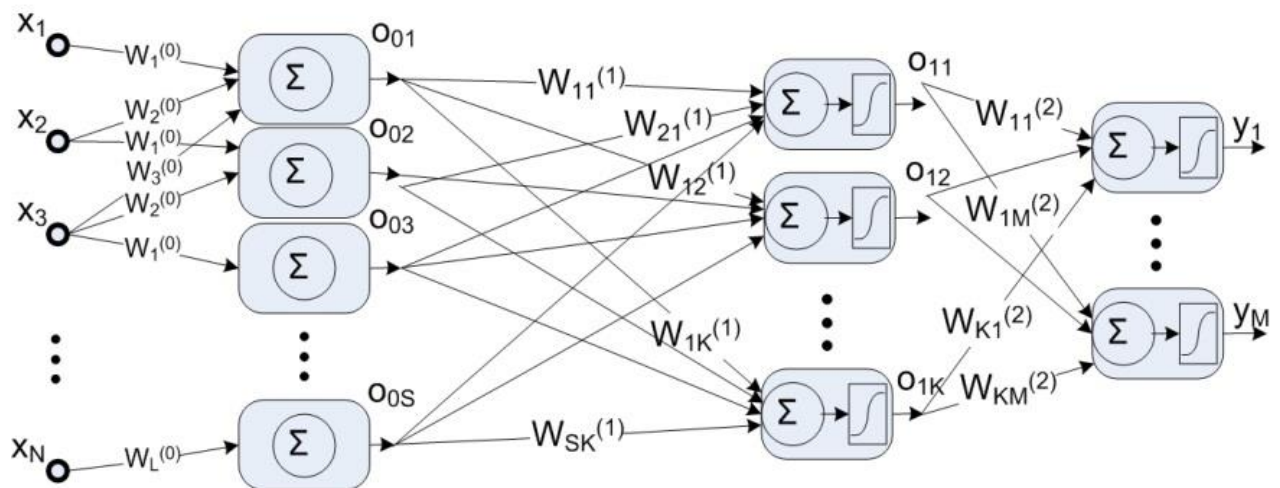


Рис. 6.15 Структура згорткової нейронної мережі

Після тренування, тобто визначення вагових коефіцієнтів W , необхідно перевірити мережу на нових вихідних даних [182]. Досліджена стійкість результатів роботи мережі за умов похибок у відстані до точки спостереження (Рис. 6.16–6.18) [18].

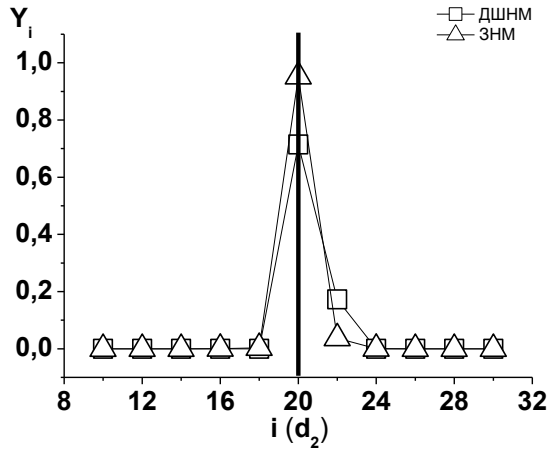


Рис. 6.16 Вихідні значення для випадку моделювання експериментальної похибки у відстані до точки спостереження $s=197$ мм

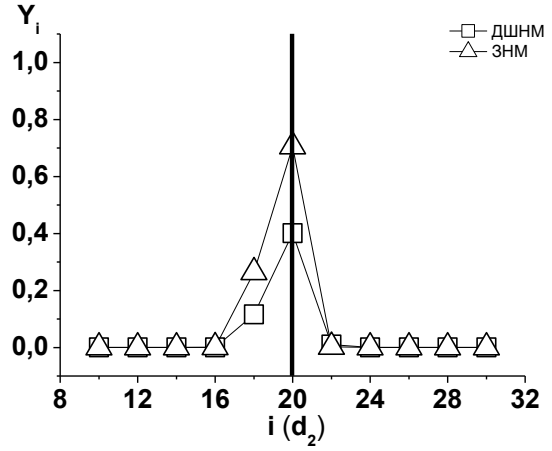


Рис. 6.17 Вихідні значення для випадку моделювання експериментальної похибки у відстані до точки спостереження $s=203$ мм

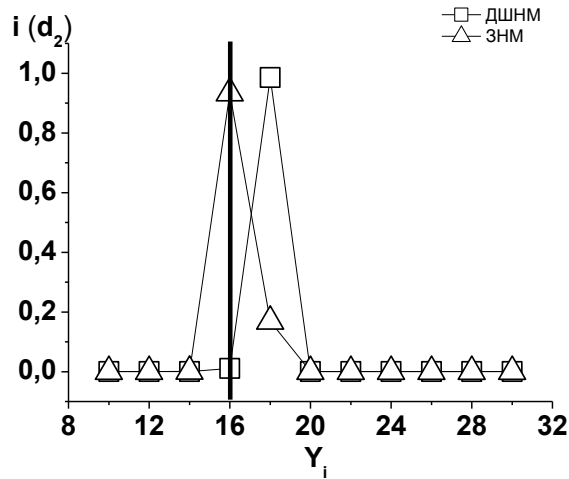


Рис. 6.18 Вихідні значення для випадку моделювання експериментальної похибки у відстані до точки спостереження $s=197$ мм

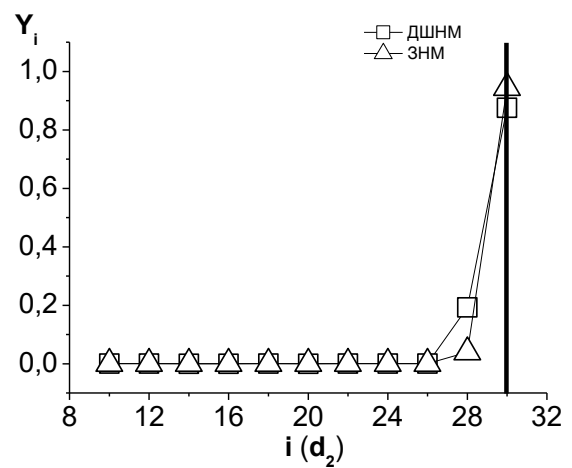


Рис. 6.19 Вихідні значення для випадку моделювання експериментальної похибки за рахунок зміщення у часі спостереження 0.02 нс

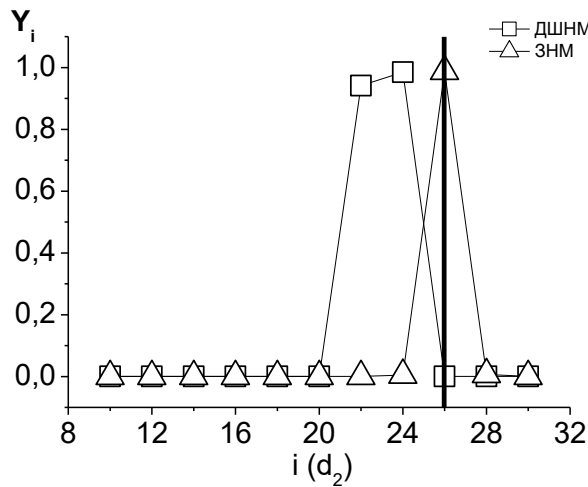


Рис. 6.20 Вихідні значення для випадку моделювання експериментальної похибки за рахунок зміщення у часі спостереження 0.05 нс

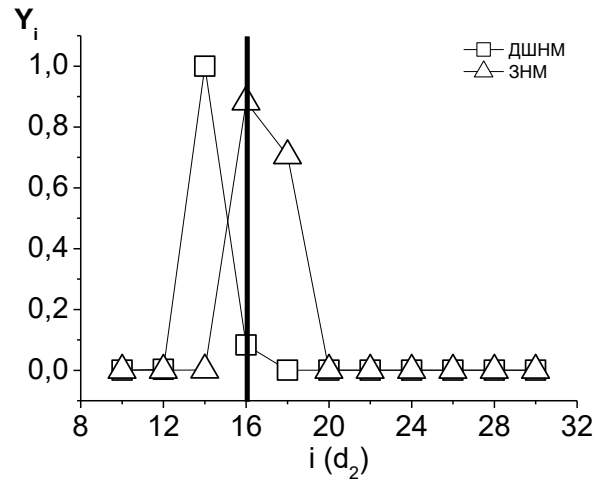


Рис. 6.21 Вихідні значення для випадку моделювання експериментальної похибки за рахунок зміщення у часі спостереження 0.1 нс

Бачимо, що ЗНМ відшукує товщину другого шару більш точно, ніж ДШНМ [247]. Перевага ЗНМ також показана на Рис. 6.19–6.21 для випадку експериментальних похибок у часі спостереження. ДШНМ розпізнає товщину другого шару точно у присутності білого шуму, тільки коли співвідношення відповідних середніх потужностей P_{signal}/P_{noise} дорівнює 1 (0 dB), де P_{signal} – середнє значення на часовому проміжку, що аналізується нейронною мережею. Натомість, ЗНМ видає вірні результати для SNR=–12 dB (Рис. 6.22)

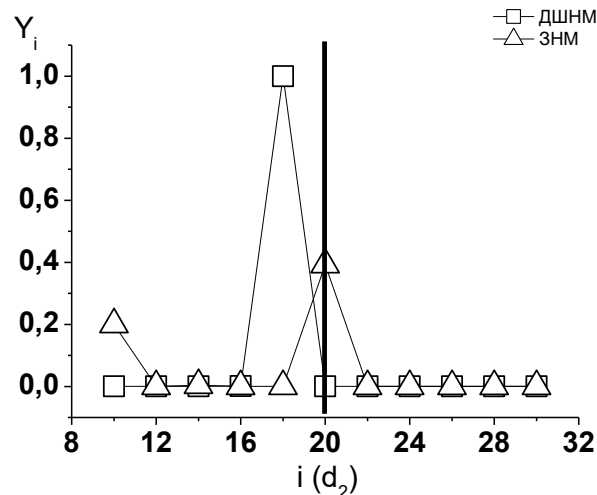


Рис. 6.22 Вихідні значення для випадку впливу білого шуму (SNR=-12 dB)

Тобто, спостерігаємо переваги використання ЗНМ у порівнянні з ДШНМ для розв’язання задачі визначення розмірів шаруватого середовища з відомими електричними параметрами.

6.3 Вплив структури штучної нейронної мережі, на точність розпізнавання об’єктів і на її завадостійкість

Задача розпізнавання об’єктів під землею вирішується шляхом застосування штучних нейронних мереж, що аналізують характеристики відбитого імпульсного електромагнітного поля. Поверхня землі, що приховує ідеальнопровідний об’єкт, опромінюється надширокосмуговою пласкою хвилею із часовою формою у вигляді функції Гаусса. Часові залежності відбитого поля над поверхнею землі отримуються шляхом використання методу кінцевих різниць у часовому просторі. В якості вхідних даних для багат шарової штучної нейронної мережі використовуються нормовані амплітуди електричної компоненти поля у визначених точках спостереження, розраховані із постійним часовим кроком. Як

приклад об'єкта для дослідження розглядається металева труба під поверхнею ґрунту, що розташована на різних глибинах.

6.3.1 Постановка задачі

Джерелом вхідних сигналів є амплітуди електричної складової електромагнітного поля, відбитого від поверхні землі та підземних об'єктів. Опромінення здійснюється плоскою електромагнітною хвилею з тривалістю гауссового імпульсу 0,6 нс. Відбите поле вимірюється над землею на висоті 250 мм в точках, просторовий крок між якими становить 100 мм. Є три моделі діелектричних характеристик опромінюваного об'єкту: однорідна речовина з діелектричною проникністю $\epsilon = 9$ і провідністю $\sigma = 0,005$ S/м; така ж за характеристиками речовина, в якій вирита траншея глибиною і шириною 600 мм, і яка заповнена речовиною з діелектричною проникністю $\epsilon = 12$ або $\epsilon = 6$ з такими ж втратами $\sigma = 0,005$ S/м. Прихованим об'єктом є ідеальнопровідна труба радіусом 25 або 100 мм, що занурена на глибини від 175 мм до 425 мм. Труба орієнтована перпендикулярно до напрямку переміщення зонда і паралельно до стінок траншеї. Кожен зонд передає сигнал до нейронної мережі, що має 500 значень амплітуди електричного поля, отримані з часовим кроком 30 пс. Отже, вхідний шар нейронної мережі повинен містити 7500 елементів. Всі нейрони мають поширену на практиці сигмоїдальну функцію збудження. Розв'язання задачі складається з двох етапів: числового моделювання електродинамічної задачі в часовому просторі та навчання штучної нейронної мережі для розпізнавання глибини розташування об'єкту.

6.3.2 Розв'язок задачі

Задача розсіювання плоскої імпульсної електромагнітної хвилі розв'язується безпосередньо в часовому просторі за допомогою числового методу кінцевих різниць у часовому просторі (FDTD) [226]. Типова часова форма нормованої амплітуди електричної компоненти відбитого від земної поверхні поля представлена на Рис. 6.23. для випадку, коли опромінюється ділянка ґрунту з траншеєю посередині, на певній глибині якої знаходиться труба [248].

На цьому рисунку перший найбільший максимум відповідає хвилі, що падає, наступний, протилежного знаку – відбитій від поверхні землі хвилі. Його значення змінюється відповідно до того, чи від звичайного ґрунту відбивається хвиля (на краях), чи від речовини, що заповнює траншею (в центральних точках). Наступні невеликі зміни амплітуди пояснюються перевідбиттям від стінок траншеї, а більш помітні – від труби, заглибленої на 175 мм. Легко побачити, що електричні параметри середовища та об'єкти, які в ньому заховані, дуже слабо впливають на часову форму відбитого поля, що ускладнює задачу розпізнавання об'єктів.

6.3.3 Числове моделювання

Результати моделювання представлені на Рис. 6.24, де нормовані амплітуди електричного поля показані у різних точках у просторі вздовж осі ОХ (від -700 до 700 мм) та для різних моментів часу (від 0 до 15 нс). Орієнтація часової осі вниз вибрана для наглядного представлення впливу розташування підземних об'єктів на амплітуди відбитого поля без урахування уповільнення електромагнітного поля в діелектричних середовищах. Всі матеріали, окрім ідеально провідної труби мають питому провідність $\sigma = 0,005$ См/м. Однорідне середовище за

замовчуванням має діелектричну проникність $\varepsilon = 9$, матеріал, що заповнює траншею – $\varepsilon = 6$ (в, г). Труба радіусу 100 мм знаходиться на глибині 300 мм (б, г).

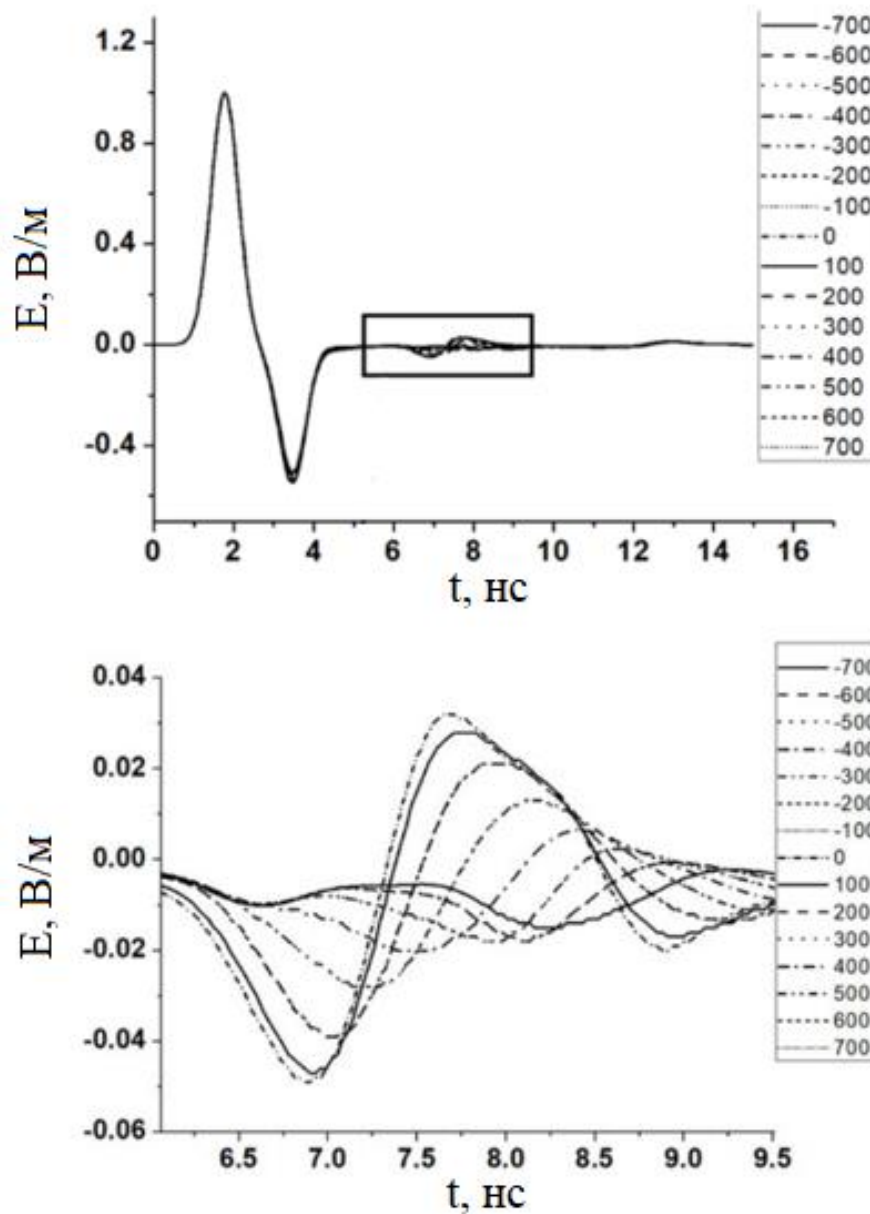


Рис. 6.23 Нормована часова залежність амплітуди електричного поля над траншеєю в різних точках уздовж осі ОХ, розрахована для випадку ґрунту з діелектричною проникністю $\varepsilon = 9$ та провідністю $\sigma = 0,005$ С/м та з траншеєю, заповненою речовиною з діелектричною проникністю $\varepsilon = 12$ і провідністю $\sigma = 0,005$ С/м, посередині якої на глибині 175 мм розташована труба з радіусом 25 мм

Віддзеркалення хвилі від металевої труби породжує типову гіперболоїдоподібну форму сигналу, обумовлену часовою затримкою в досягненні точки спостереження, зміщеної від нормалі до відбиваючого об'єкта [249]. Цікаво відзначити, що вплив траншеї, наповненої речовиною з меншою діелектричною проникністю (v , γ), нагадує поведінку імпульсного поля в прямокутному хвилеводі [214]. Причиною цього є перехід на стінках від середовища з меншим ϵ до середовища з більшим ϵ , подібний до граничного випадку у хвилеводі, коли середовище з меншим ϵ замінюється на ідеальний провідник, що може бути аналогом нескінченно великого ϵ . Але коли траншея заповнена середовищем із більшим $\epsilon = 12$, характер залежностей суттєво змінюється, як це показано на Рис. 6.25. Тут видно, що траншея ефективніше поглинає імпульсне електромагнітне поле.

Кожен з шести просторово-часових розподілів, зображених на Рис. 6.24 та 6.25, утворює навчальний набір даних для штучних нейронних мереж (ШНМ) із стандартною сигмоїдальною функцією збудження [250]. Початковою метою тренувань було отримання нульового рівня вихідного сигналу для випадків, коли труба відсутня (Рис. 6.24а, 6.24в та 6.25а), та рівня одиниці для випадків, коли труба присутня (Рис. 6.24б, 6.24г та 6.25б). Кінцевий результат навчання перевірявся на трьох тестових наборах даних, коли труба була присутня, але зміщена на 20 мм в різні сторони від стандартного положення 300 мм. Ці випадки можна трактувати як отримання даних із помилкою 20% у розташуванні труби або помилці у часі отримання сигналу величиною 66 пс, тобто більше ніж двох точок для вибраного часового кроку. Структури багатошарових нейронних мереж (кількість шарів та число нейронів у кожному шарі) та результати їхньої перевірки на тестових даних представлені в Табл. 6.1. Видно, що мережі №1 та №2 з двома та трьома прихованими шарами показують найгірший результат розпізнавання. Це можна пояснити недостатньою кількістю нейронів у другому шарі. Найкраще розпізнає прихований об'єкт мережа № 4, що пояснюється найбільшою

інформаційною ємністю цієї ШНМ та збалансованістю кількості нейронів у її шарах [251].

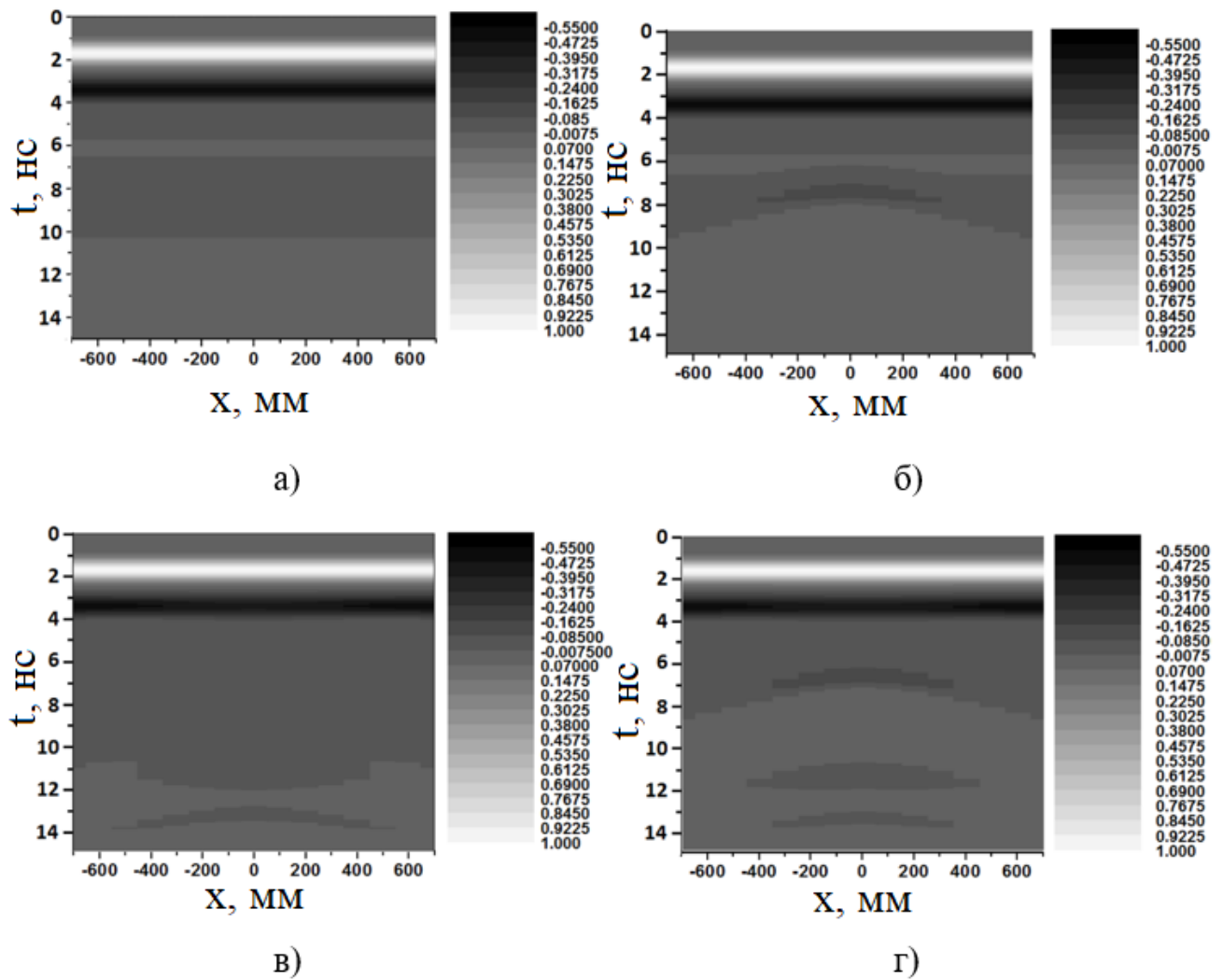


Рис. 6.24 Часова залежність нормованих амплітуд електричного поля в різних точках вздовж осі OX , розрахована для випадку однорідної речовини з діелектричною проникністю $\epsilon = 9$ та провідністю $\sigma = 0,005$ С/м (а), з тією ж речовиною та металевою трубою з радіусом 100 мм, захованою на глибину 300 мм (б), з траншеєю, заповненою речовиною з діелектричною проникністю $\epsilon = 6$ і такою ж питомою провідністю $\sigma = 0,005$ С/м (в) і для тих же речовин, що й в останньому випадку, але з металевою трубою, заглибленою на 300 мм (г)

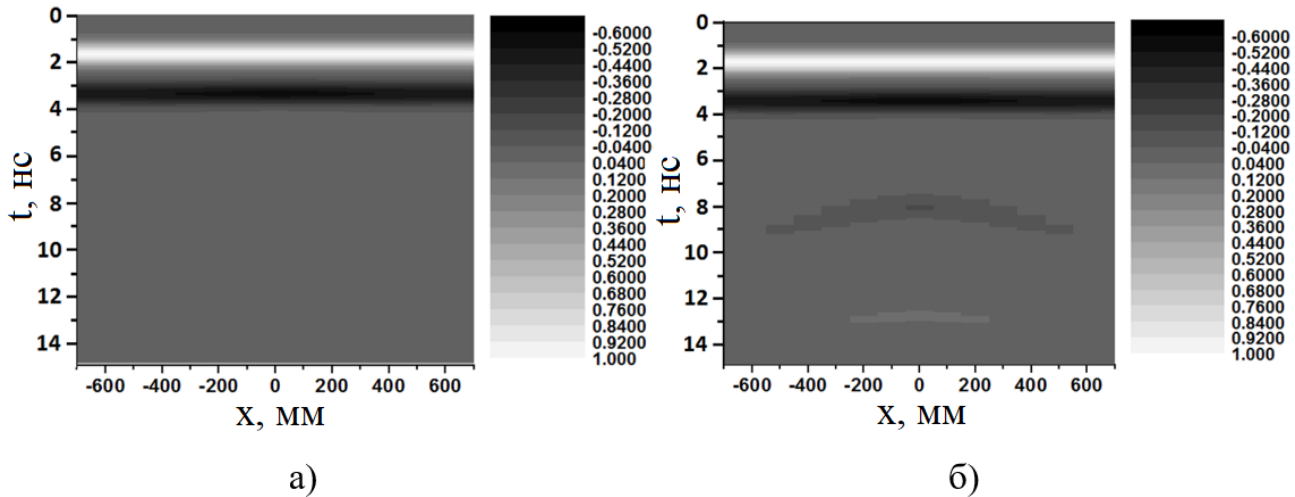


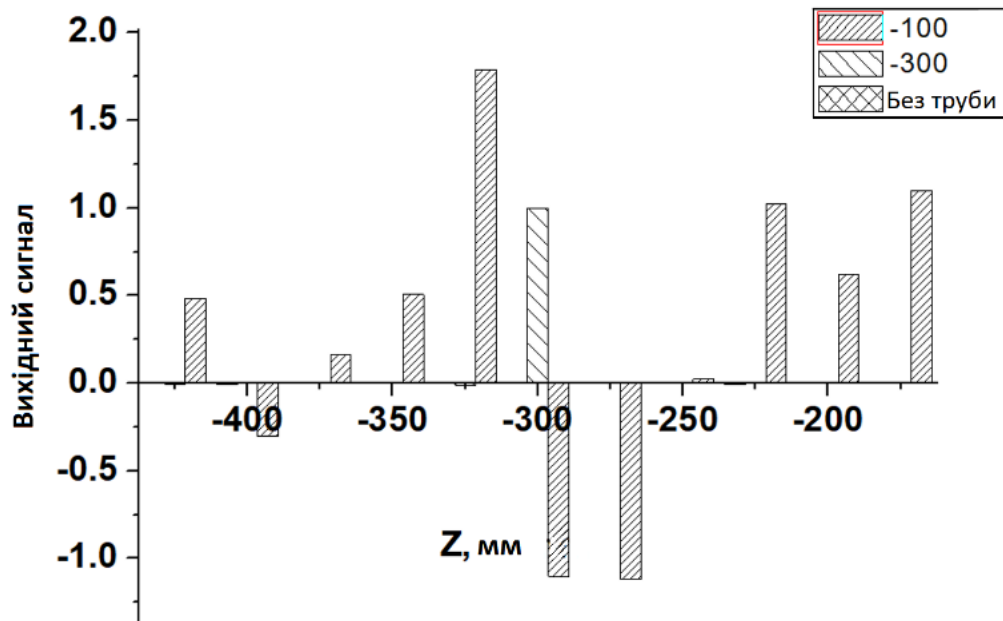
Рис. 6.25 Часова залежність нормованих амплітуд електричного поля в різних точках вздовж осі ОХ, розрахована для випадку однорідної речовини з діелектричною проникністю $\epsilon = 9$ та провідністю $\sigma = 0,005$ С/м з траншеєю, заповненою речовиною з діелектричною проникністю $\epsilon = 12$ і такою ж питомою провідністю $\sigma = 0,005$ С/м (а) та для тих же речовин, але з металевією трубою з радіусом 100 мм, заглибленою на 300 мм (б)

Таблиця 6.1

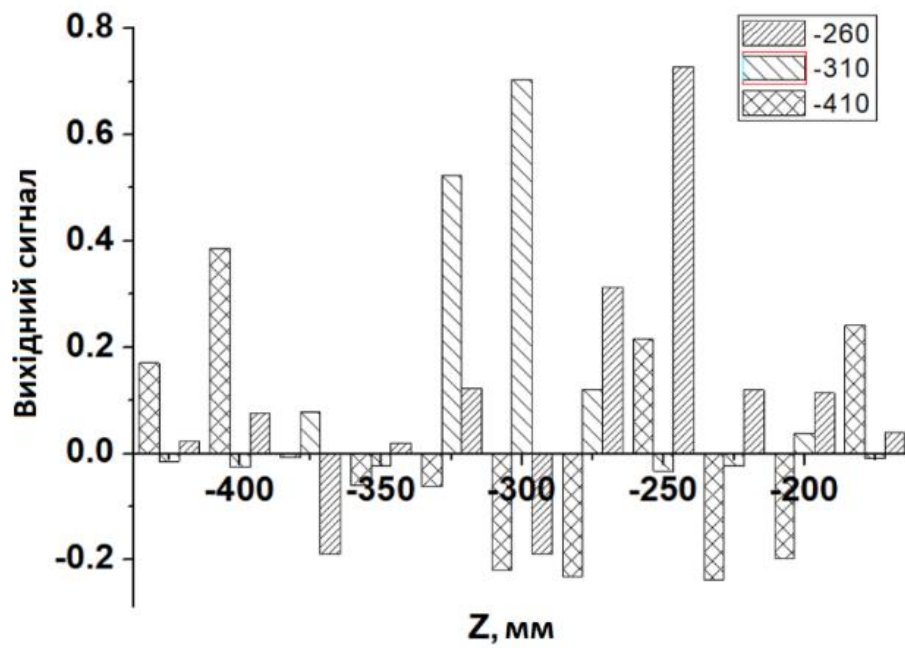
Структура штучних нейронних мереж та результати їхньої перевірки на тестових наборах даних

Номер ШНМ	Характеристики ШНМ			
	Структура, число нейронів у шарі	Вихідні сигнали		
		Набір 1	Набір 2	Набір 3
1	7500-100-50-25-1	0,9943	1,2001	1,3316
2.	7500-100-50-1	0,9809	0,9569	0,9493
3.	7500-200-100-50-1	1,0085	1,0227	0,9471
4.	7500-200-150-10-1	1,0065	1,0068	1,0099

З метою розпізнавання глибини розташування об'єкта під землею проведений числовий розрахунок імпульсного електромагнітного поля для попередньої моделі матеріальних середовищ (грунт з діелектричною проникністю $\epsilon = 9$ та провідністю $\sigma = 0,005$ С/м, з траншеєю, заповненою речовиною з діелектричною проникністю $\epsilon = 12$ і провідністю $\sigma = 0,005$ С/м), але труба має вчетверо менший радіус – 25 мм [248]. Враховуючи попередній досвід, для кращого навчання була використана нейронна мережа зі збільшеною кількістю нейронів у прихованих шарах (1000-200-100), а кількість вихідних нейронів співпадає з кількістю можливих глибин, де ми очікуємо трубу – 11. У нашому випадку це відповідає точності визначення глибини у 25 мм, з мінімальною глибиною 175 мм та максимальною 425 мм. Як виявилось, така задача є не занадто складною, тому для її вирішення достатньо використати вибрану структуру ШНМ [252]. В той же час використання кореляційного підходу теж є прийнятним, але потребує на порядки більшого комп'ютерного часу для розпізнавання [253]. Згідно з представленими на Рис. 6.26а вихідними сигналами ШНМ для глибин $z = -100$ мм, -300 мм та випадку, коли труба відсутня, можна підтвердити, що тренування для останніх двох значень є достатньо успішним – глибина $z = -300$ мм визначається чітким одиничним сигналом на відповідному виході, а відсутність труби розпізнається нульовими рівнями на усіх виходах. Що стосується випадку $z = -100$ мм, на який ШНМ не була тренована, як на достатньо малу, вихідні значення тут хаотичні, що може трактуватись як недолік, але він не є принциповим. В якості тестових даних для перевірки ШНМ були надані сигнали, які відповідають глибинам $z = -260$, -310 та -410 мм, на яких ШНМ не тренувалась. Як видно з Рис. 6.26б, максимумами вихідних сигналів для всіх цих випадків вказують на найближчу глибину до реальної, що є бажаним результатом [248].



а)

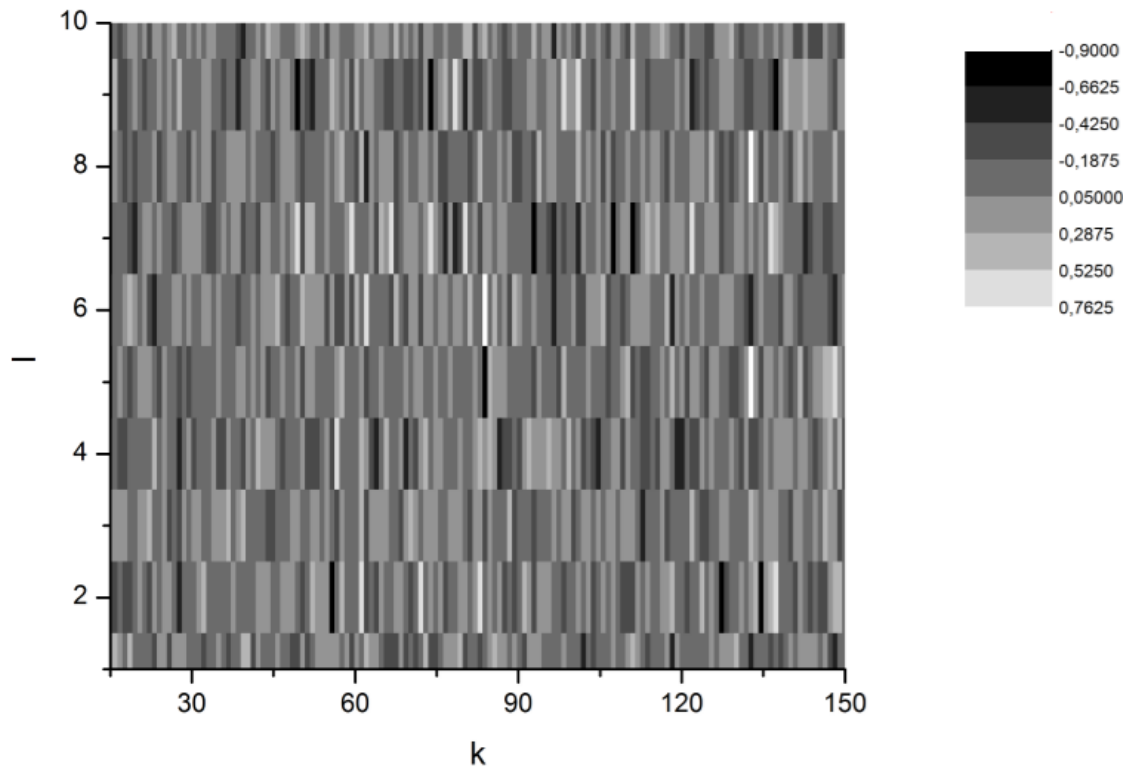


б)

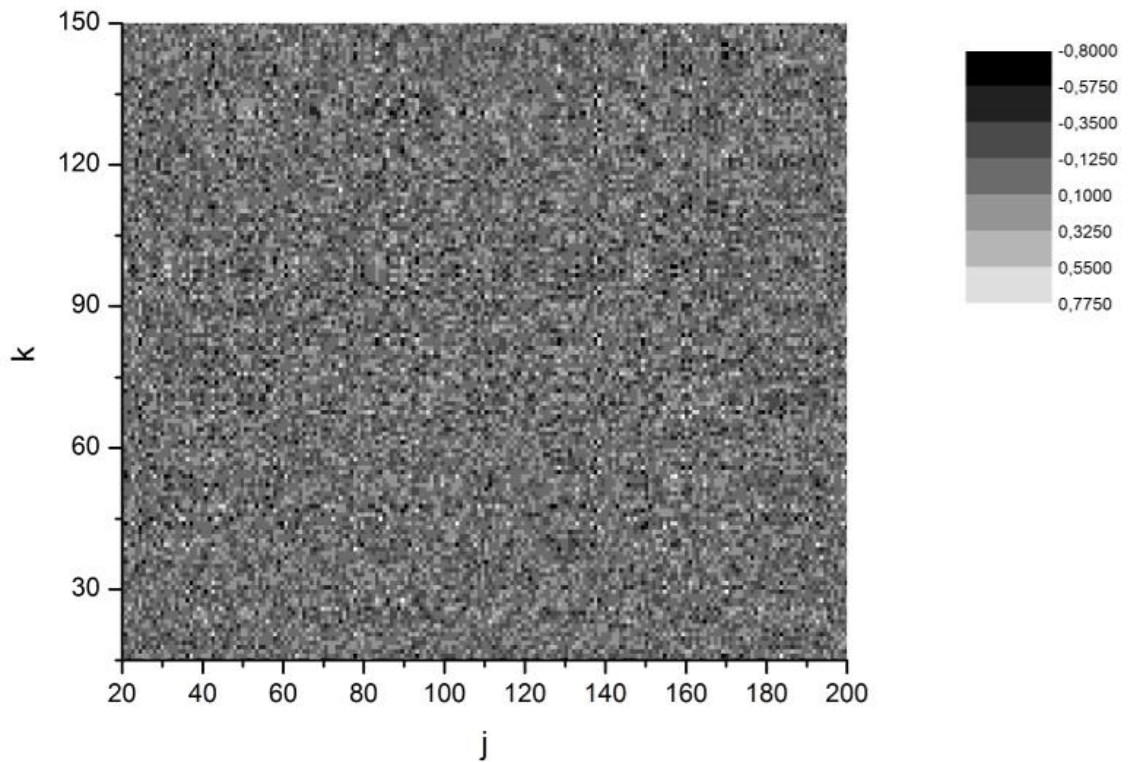
Рис. 6.26 Вихідні сигнали ШНМ структури 7500-1000-200-100-11, що отримані при аналізі відбитих імпульсних хвиль від труби на глибині $z = -100, -300$ мм та за відсутності труби (а) та для тестових випадків, що відповідають проміжним значенням глибин $z = -260, -310$ та -410 мм (б)

Буде цікавим проаналізувати значення вагових коефіцієнтів між шарами найкращої ШНМ № 4 з Табл. 6.1. Саме ці коефіцієнти, згідно існуючої теорії штучних нейронних мереж, є носіями інформації та алгоритмів обробки вхідних даних. На Рис. 6.27 та 6.28 осі вказують на номери зв'язаних між собою нейронів, а яскравість відповідних точок відображає значення вагових коефіцієнтів між ними для з'єднання третього і четвертого шарів (див. Рис. 6.27а), другого і третього шарів (див. Рис. 6.28б) та першого і другого шарів (див. Рис. 6.28а) при навчанні на розпізнавання труби, та першого і другого шарів (див. Рис. 6.28б) для визначення глибини розташування труби ШНМ структури 7500-1000-200-100-11. Видно, що величини коефіцієнтів розподілені достатньо хаотично для останніх з'єднань, але на Рис. 6.28а має місце періодичність, яка свідчить, що алгоритм обробки даних з кожного з 15 зондів є однаковим. Варто відмітити, що цей алгоритм був винайдений у процесі тренування мережі автоматично, без участі людини, незалежно для кожного із 15 вхідних сигналів. Але для задачі визначення глибини ті ж самі коефіцієнти мають досить хаотичні значення (див. Рис. 6.28б), що свідчить про те, більш складна задача потребувала більш ретельного аналізу даних та індивідуального алгоритму обробки сигналів від кожного з 15 датчиків.

Отримані результати показують, що успішне розпізнавання об'єктів у нашому випадку потребує використання ШНМ з великою інформаційною ємністю [254]. Але, в той же час, на даному етапі час навчання, що постійно збільшується, і складність отримання навчальних даних шляхом прямого числового моделювання спонукає до пошуків не тільки екстенсивних підходів до цієї задачі [142].

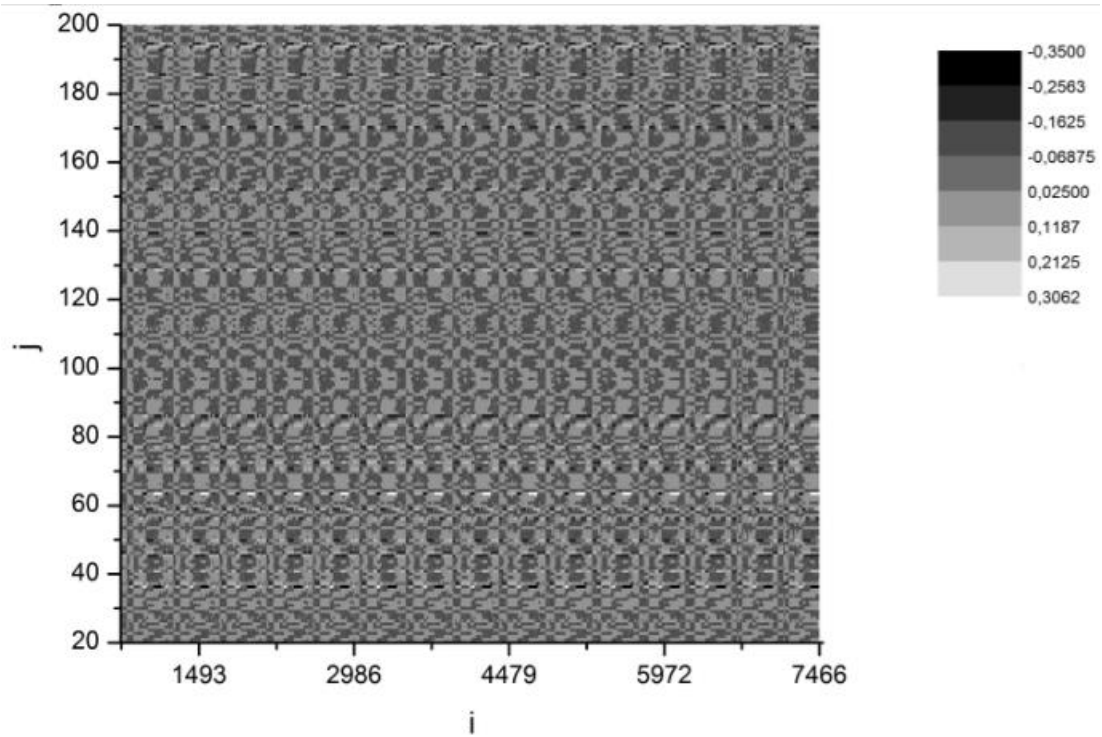


a)

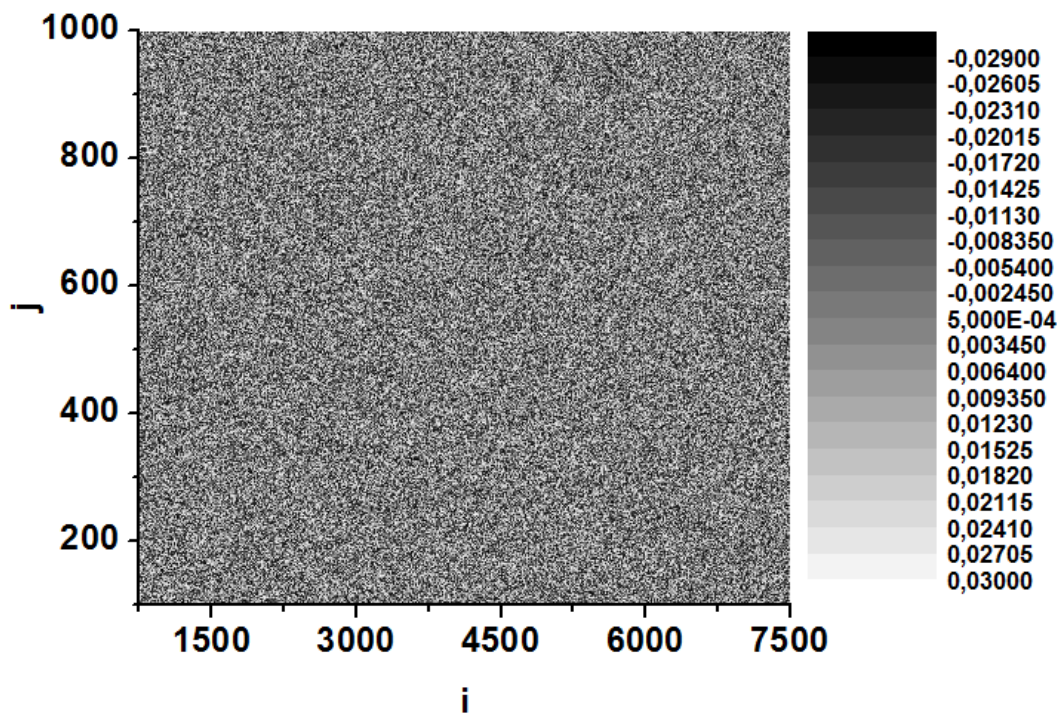


б)

Рис. 6.27 Значення вагових коефіцієнтів між k і l нейронами третього і четвертого шарів відповідно (а), між j та k нейронами другого та третього шарів (б)



a)



б)

Рис. 6.28 Значення вагових коефіцієнтів між i та j нейронами першого та другого шарів (а) для задачі виявлення труби (Табл. 6.1, №4), i та j нейронами першого та другого шарів (б) для задачі визначення глибини розташування труби

6.4 Метод дискретної томографії при обробці даних надширокосмугової підповерхневої радіолокації штучною нейронною мережею

ШНМ має здатність отримувати необхідну інформацію в процесі навчання з усіх видів вхідних даних, але найбільш цінним в них є можливість швидкого отримання правильної відповіді через малу кількість математичних операцій, які можна виконувати паралельно в шарах ШНМ. Використання ШНМ інших структур, які краще відповідають особливостям задачі, впровадження більш глибоких мереж дають кращі результати в розпізнаванні параметрів об'єкту.

Швидка робота ШНМ в задачі, що розглядається, забезпечується використанням амплітуди електричного поля в різні моменти часу в якості вхідних даних для ШНМ [255]. У даній задачі нейронна мережа, як і раніше буде приймати 7500 значень для 7500 елементів вхідного шару ШНМ і тепер додатково буде обчислювати другу частину вхідних даних, яка обчислюється з першої частини за алгоритмом, що наведений нижче. Вихідний шар містить 12 нейронів, які формують одиничний вихідний сигнал, коли труба знаходиться на відповідній глибині в діапазоні від 175 мм до 425 мм з кроком 25 мм, крім останнього, дванадцятого, який сигналізує про відсутність труби. Як правило, нейрони в використаній ШНМ мають сигмоїдну функцію збудження. Задача вирішується в два етапи: прямий числовий розрахунок електродинамічної задачі з метою отримати поля в усіх точках простору та класифікація отриманих часових залежностей нейронною мережею відповідно до обрахованих глибин розташування труби.

Задача взаємодії пласкої імпульсної електромагнітної хвилі з землею та неоднорідностями всередині як і раніше розв'язується числовим методом скінченних різниць у часовому просторі (FDTD) [226]. Цей підхід дозволяє отримати суттєве узгодження часових форм відповідної математичної моделі з реальними часовими формами, що отримуються експериментально, без серйозних

проблем з описом неоднорідностей, об'єктом розпізнавання, його характеристиками, параметрами ґрунту тощо. Недолік методу – необхідність потужного процесора, великої кількості оперативної пам'яті та значного часу обчислення. Типові часово-просторові форми, отримані числовим обчисленням, продемонстровані в [16]. Основна особливість залежностей – наявність впливу об'єкта в прийнятих сигналах різних антен. Іншою особливістю залежностей є слабкий контраст об'єкту та велика просторова тривалість опроміненого імпульсу як наслідок необхідності досягнення значної глибини проникнення електромагнітної хвилі. Це показано на Рис. 6.23, де часова залежність нормованих амплітуд електричного поля над землею в різних точках по осі ОХ зображена для випадку металевої труби, зануреної на глибину 275 мм. Тут зображена збільшена область відбиття від труби для різних точок спостереження. Видно, що часові залежності у різних зондів на цьому часовому проміжку мають невеликі амплітуди порівняно з максимумом падаючої хвилі. Спостерігаються непередбачувані зміни форми прийнятого сигналу під різними кутами розсіювання. Для використаного тут співвідношення між діаметром труби та просторовою тривалістю падаючого імпульсу візуально важко визначити положення необхідного об'єкту з хорошою точністю.

Для побудови кращої структури ШНМ, ніж використаної раніше [16], пропонується додати нові вхідні дані як другу частину набору вхідних даних. Ідея її побудови заснована на підході дискретної томографії [256]. Двовимірний переріз підземної області вздовж напрямку руху приймальної антени представлений у вигляді набору квадратів, які можуть розсіювати падаюче електромагнітне поле [257]. На Рис. 6.29 зображено цей переріз, де середовище 1 – це повітря, середовище 2 – ґрунт, dR – відстань між приймальними антенами, $h1$ – її висота над поверхнею землі, $h20$ – глибина першого шару дискретних розсіювачів, dH та dS – відстані між ними в глибину та вздовж, відповідно, θ_1 і θ_2 є кутами заломлення та падіння для розсіяного поля у променевому наближенні.

Наша основна ідея підходу полягає в обробці даних з усіх антен таким чином, щоб кожен квадрат в перерізі отримував власний внесок з урахуванням затримки хвилі в часі та її згасання [257]. Згасання вважається пропорційним довжині шляху як перше наближення до експоненціального закону. Отже, використовуючи променевий підхід, розсіювач у формі квадрата може бути замінений на точку в його центрі.

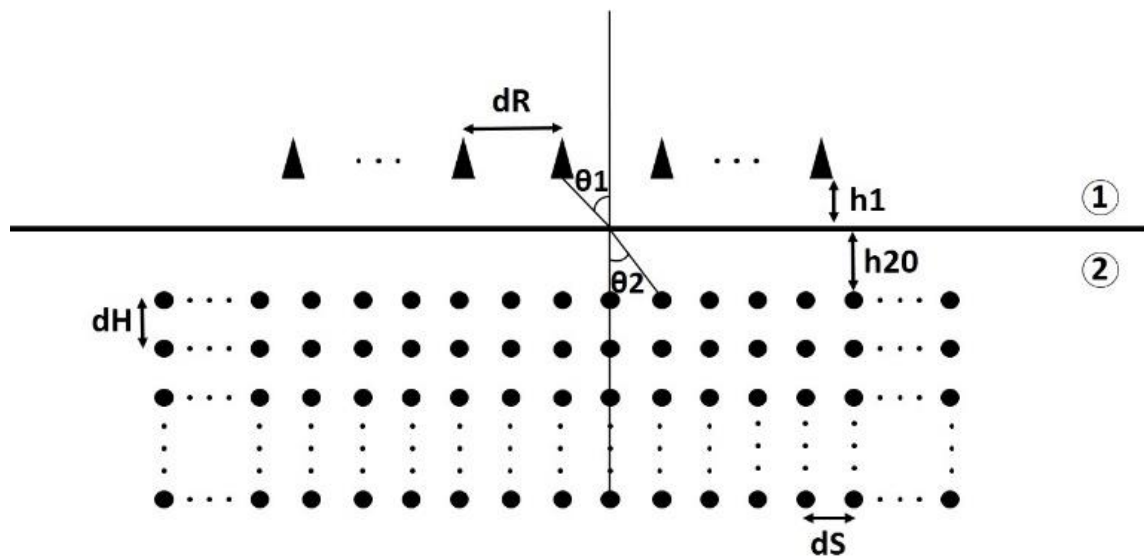


Рис. 6.29 Вертикальний переріз геометрії задачі, де середовище 1 – повітря, середовище 2 – ґрунт, dR – відстань між приймальними антенами, $h1$ – її висота над поверхнею землі, $h20$ – глибина першого шару дискретних розсіювачів, dH та dS – відстані між ними вглиб та вздовж, відповідно, θ_1 і θ_2 є кутами заломлення та падіння для розсіяного поля

Гіпотеза щодо ефективності такого підходу ґрунтується на максимізації сигналів у просторових точках, де розміщені розсіювачі. Недоліки такого підходу, що полягають у нормуванні сигналів, незнанні точного згасання падаючої хвилі на різних глибинах, експоненційному зменшенні амплітуди в середовищах із втратами та різним індексом згасання для різної специфічної провідності речовин,

компенсуються навчанням ШНМ та автоматичним регулюванням підсилення в антенних підсилювачах на практиці.

Нехай N_R – кількість приймачів, N_T – кількість часових точок амплітуди від кожного з них, тоді перша частина масиву вхідних даних I має розмір $N_R N_T$. Друга частина вхідних даних для ШНМ, що позначена як $\tilde{I}$, має розмір масиву $N_S N_H$, де N_S – кількість просторових точок у горизонтальному напрямку, N_H – кількість точок у вертикальному напрямку (див. Рис. 6.29). Перетворення I в $\tilde{I}$ проводиться матрицею W [258]:

$$\tilde{I} = \begin{pmatrix} \tilde{I}_1 \\ \vdots \\ \tilde{I}_{i_h \cdot N_s + i_h} \\ \vdots \\ \tilde{I}_{(N_s \cdot N_h)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} W_{11} & \dots & \dots & \dots & W_{1(N_R \cdot N_T)} \\ \vdots & \ddots & & \ddots & \vdots \\ \vdots & & \cdot & & \vdots \\ \vdots & \ddots & & \ddots & \vdots \\ W_{(N_s \cdot N_h)1} & \dots & \dots & \dots & W_{(N_s \cdot N_h)(N_R \cdot N_T)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_1 \\ \vdots \\ I_{i_R \cdot N_T + i_T} \\ \vdots \\ I_{(N_T \cdot N_R)} \end{pmatrix} \quad (6.2)$$

Елементи матриці W відображають зв'язок між прийнятими сигналами в антенах і просторовими точками з урахуванням шляху променя від точки розсіювання через границю розподілу до антени. Вказані сигнали згасають при розповсюдженні через загальну довжину шляху, довжину шляху в середовищі із втратами та їх зв'язку згідно закону Снеліуса. Перетворення, здійснене матрицею W , може бути використаним додатковою частиною вхідних даних ШНМ. Отже, елементи W залежать від N_R , N_T , N_S , N_H , dR , $h1$, $h20$, dH , dS , електричних та магнітних параметрів носія та діаграми напрямленості антени. Оскільки ми використовуємо дискретний набір даних у просторі і часі, вплив яких неможливо точно врахувати, ми застосовуємо лінійну інтерполяцію для розрахунку $\tilde{I}$ з I . Це проілюстровано на Рис. 6.30, де точки позначають існування зв'язку між цими масивами для випадку $N_R = 15$, $N_T = 500$, $N_S = 57$, $N_H = 12$, $dR = 100$ мм,

$h_1 = 250$ мм, $h_{20} = 125$ мм, $d_H = d_S = 25$ мм. Видно, що в нових даних $\hat{I}$ використовувалася дуже мала частина вхідних даних I .

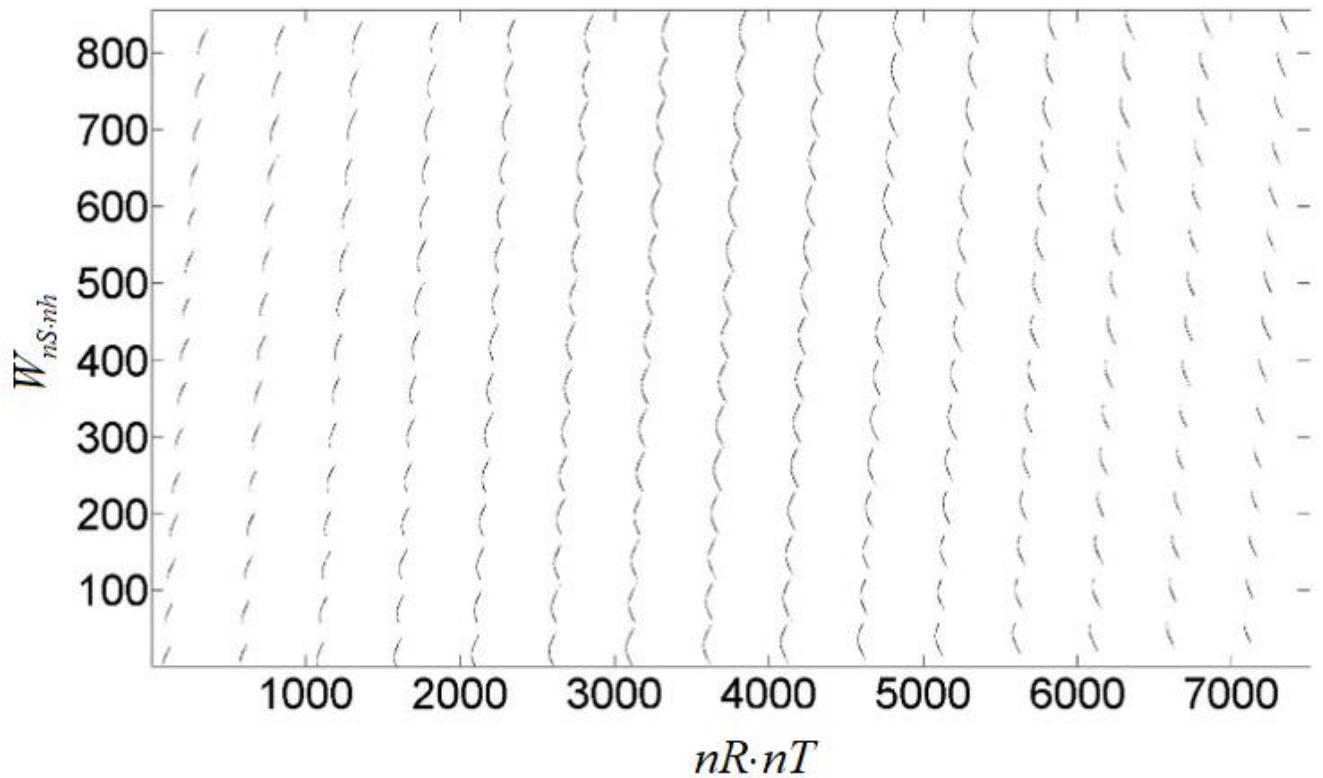


Рис. 6.30 Ненульові елементи матриці W

Для більш детальної ілюстрації характеру зв'язку, що відображають елементи матриці W , така ж залежність, як показано на Рис. 6.30, зображена на Рис. 6.31 у збільшеному вигляді. Відбувається зменшення значень W при зміщенні від максимуму до кінцівок гілок. Отже, це повторює типову просторову картину радіолокаційного обстеження підземної поверхні [259], яка є природною. Більш віддалена антена від підземної точки надає слабший вплив, виражений у значеннях W , що нагадує принцип відомого методу оптимальної лінійної фільтрації сигналів.

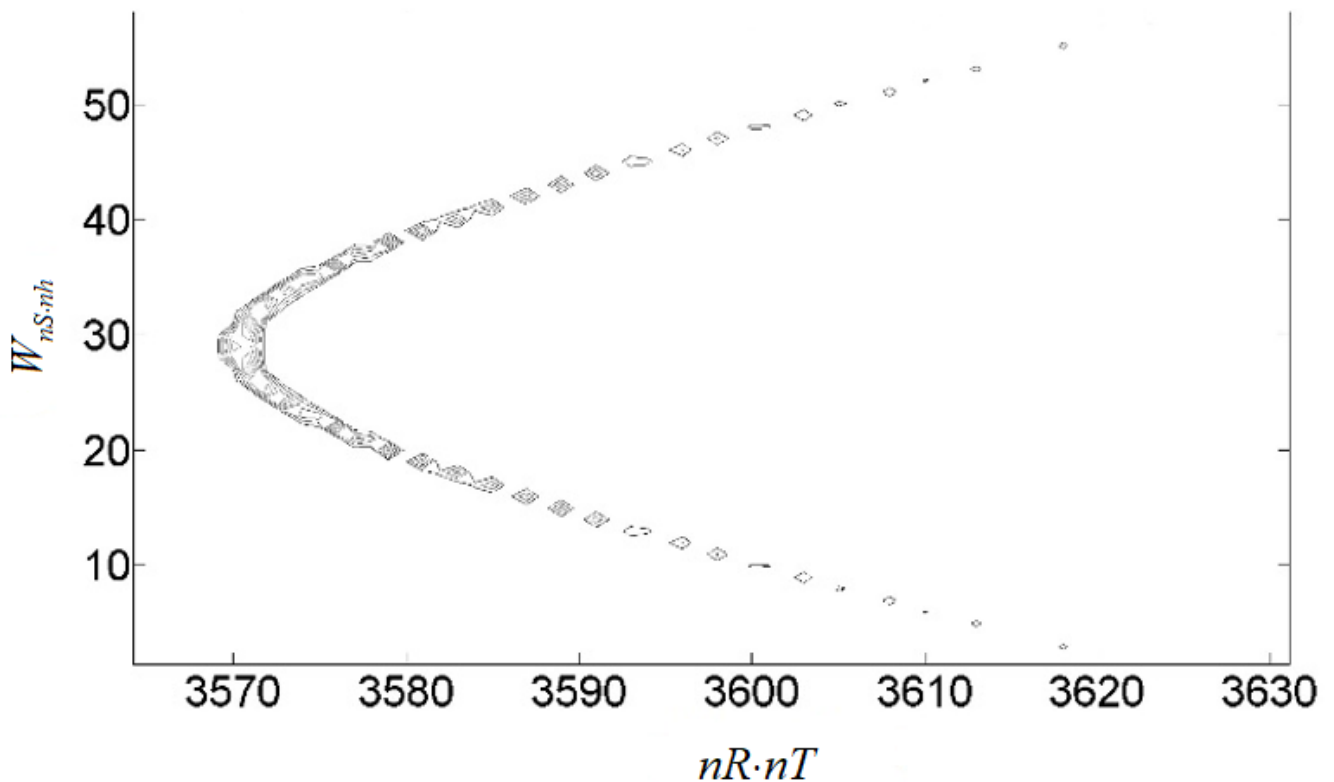


Рис. 6.31 Елементи матриці W для одного шару підземних точок

Як і очікувалось, застосування гауссової падаючої хвилі також дає плавне збільшення амплітуди поля в деякій просторовій точці, що проілюстровано на Рис. 6.32, де представлені значення $\hat{I}$. Маючи лише 15 прийнятих сигналів і велику тривалість імпульсу, ми отримуємо помітний пік в одній точці і послаблюємо сигнали в сусідніх точках, де немає розсіювачів, як це відбувається в томографії. Хоча Рис. 6.32 показує, що немає ідеального сумування внесків від різних антен, але ми припускаємо, що це дозволить ШНМ покращити результат розпізнавання, оскільки це буде його другою допоміжною частиною вхідних даних.

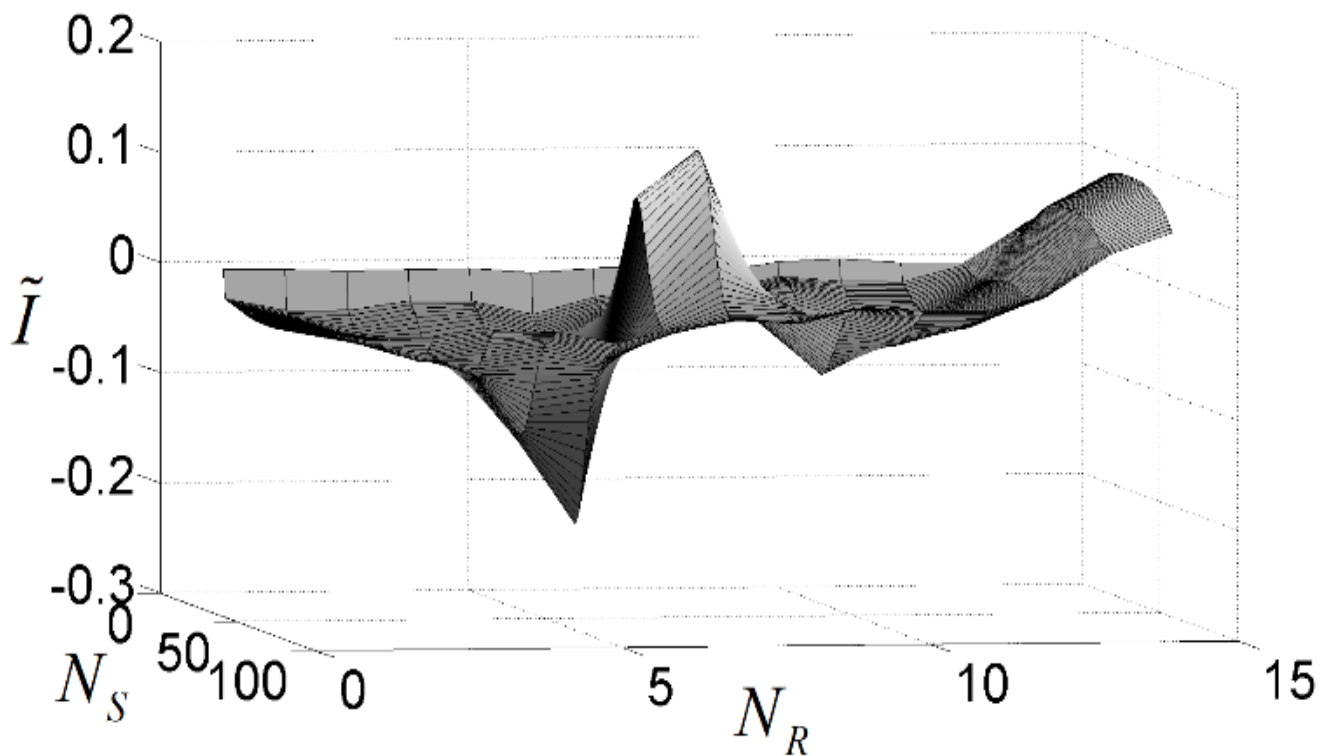


Рис. 6.32 Результат суперпозиції сигналів від різних антен в одній просторовій точці

Ми використаємо попередню структуру прихованих шарів 1000-200-100 ШНМ, досліджену раніше [16]. Після навчання ШНМ старої структури (для 7500 вхідних нейронів) та нової структури (з додатковими 855 вхідними нейронами) вони були перевірені на новому наборі даних, отриманому для труби, що закопана на глибину 260 мм. Вихідні сигнали ШНМ для цього випадку представлені на Рис. 6.33. Тут ШНМ нової структури дає дещо гірші результати класифікації відповідно до вихідного максимуму, але щодо рівнів інших виходів її результати виглядають більш впевненими.

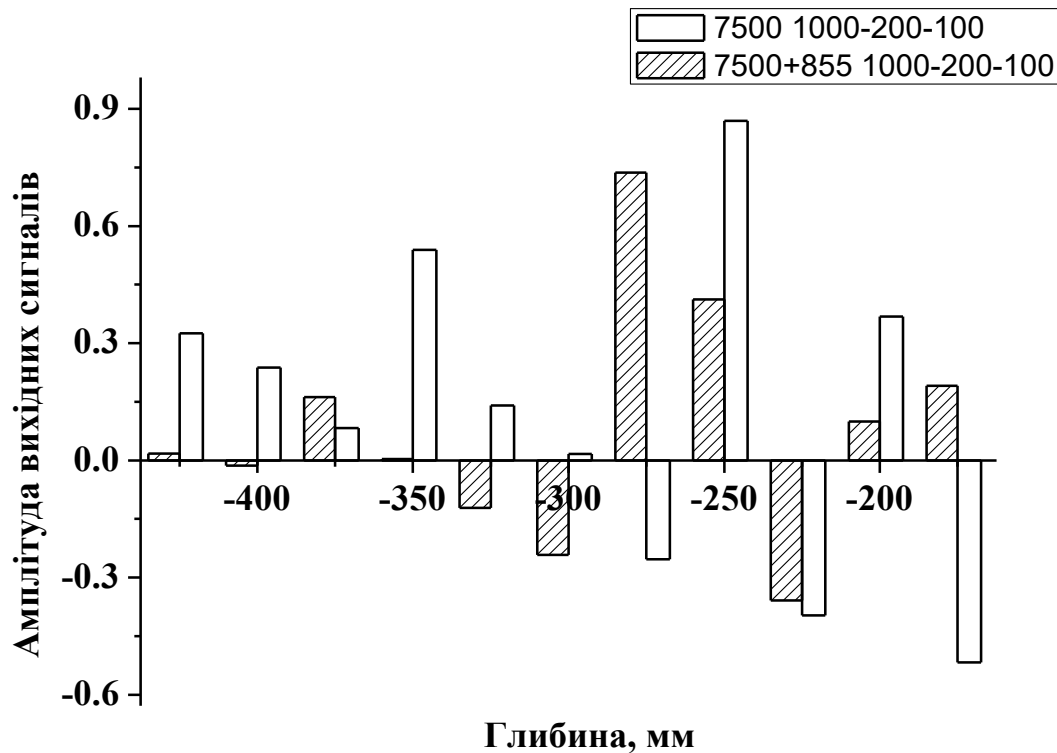


Рис. 6.33 Вихідні сигнали ШНМ структури 1000-200-100 прихованих шарів для тестового випадку глибини $Z = -260$ мм для старих (7500) та нових структур (7500 + 855) ШНМ

Аналогічне тестування було зроблено і для труб, закопаних на глибину 410 мм. Вихідні сигнали ШНМ для випадку, представленого на Рис. 6.34, показують, що стара ШНМ дає більш переконливий результат зі зміщенням амплітуд у більш правильному напрямку, але нова ШНМ також класифікує цей випадок настільки ж успішно, як і стара.

Цікаво проілюструвати, як друга частина даних, отримана променевим методом та підходом дискретної томографії, впливає на результат класифікації. Додатково до цього, функцію збудження останнього шару в структурі ШНМ було змінено за допомогою підходу SoftMax [260].

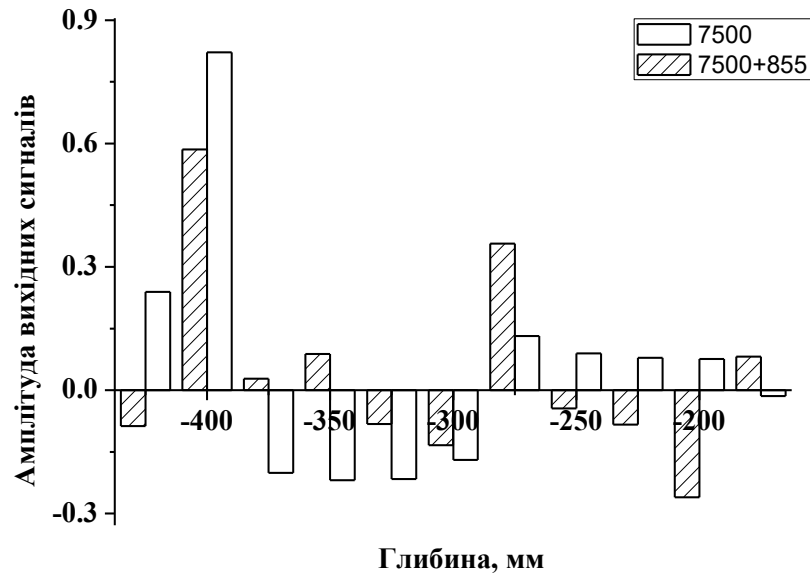


Рис. 6.34 Вихідні сигнали структури ШНМ для 1000-200-100 прихованих шарів для тестового випадку глибини $Z = -410$ мм для старих (7500) та нових структур (7500 + 855) ШНМ

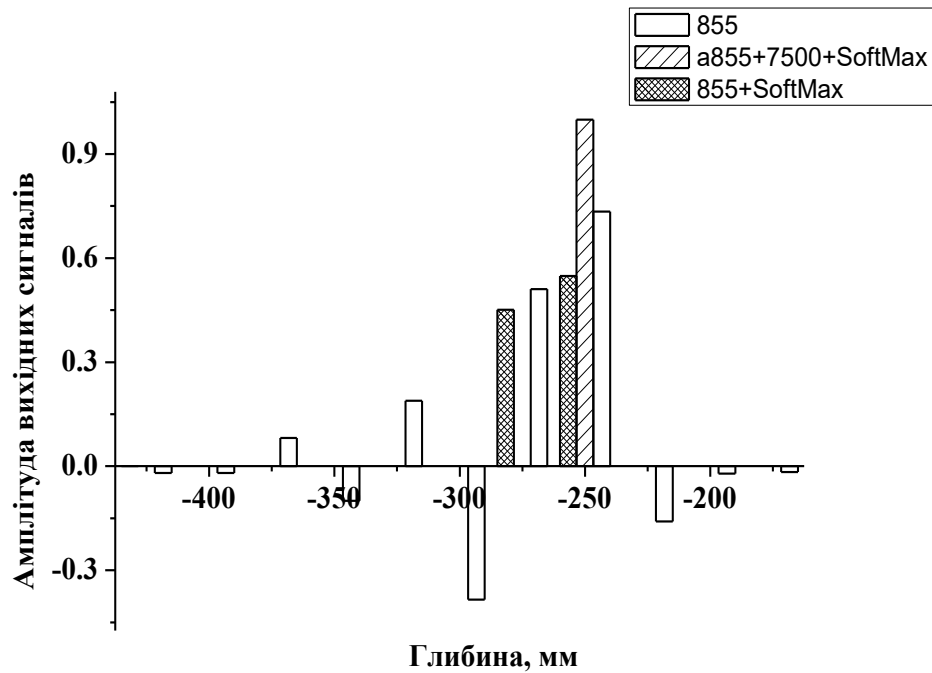


Рис. 6.35 Вихідні сигнали трьох структур ШНМ для 1000-200-100 прихованих шарів для тестового випадку глибини $Z = -260$ мм, використовуючи лише другу частину даних (855), першу та другу частину даних (855 + 7500) з SoftMax і другу частину даних (855) з SoftMax

Результати тестів для ШНМ запропонованих структур зображені на Рис. 6.35. Ми бачимо, що наш підхід до зменшення кількості вхідної інформації в 8 разів на основі процесів суперпозиції виправданий, оскільки використання лише зменшеної кількості інформації дозволяє успішно класифікувати прийняті сигнали. Це дає вигоду у часі навчання, розрахунків, продуктивності ШНМ та обсягу даних. Застосування SoftMax робить вихідні сигнали більш різкими, але контраст між найближчими виходами стає меншим, як видно для виходів -250 та -275. Початковий результат (855) є більш чітким у порівнянні з останнім, але містить більше зашумлених сигналів на інших виходах. Використання SoftMax для ШНМ з двома частинами вхідних даних дає однозначний правильний результат, але немає жодних ознак в інших виходах, які могли б сигналізувати про неідеальність цього тестового випадку, він визнає сам себе як правильний навчальний випадок, що не відповідає дійсності.

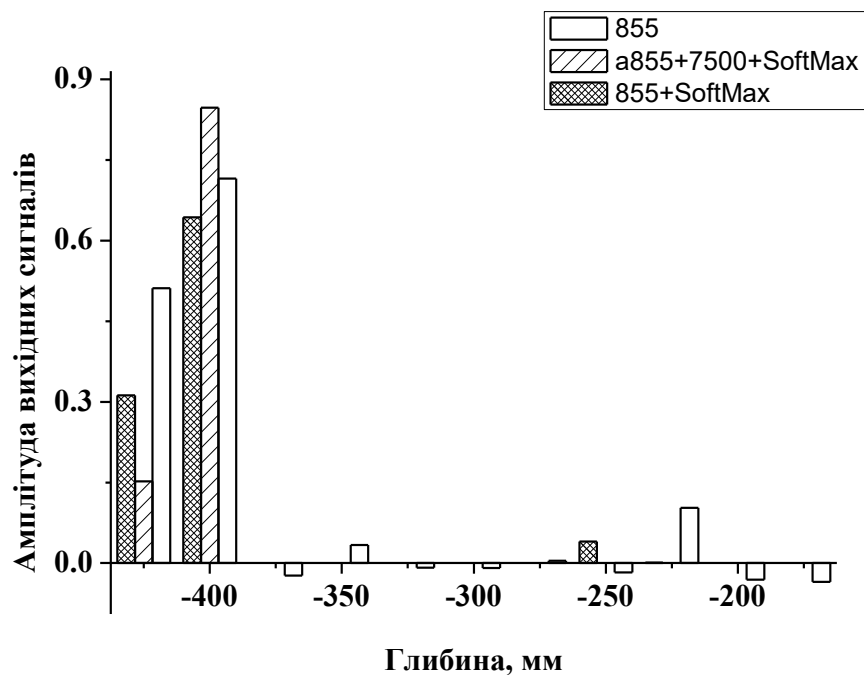


Рис. 6.36 Вихідні сигнали трьох ШНМ для структури 1000-200-100 прихованих шарів для тестового випадку глибини $Z = -410$ мм, використовуючи лише другу частину даних (855), першу та другу частину даних (855 + 7500) з SoftMax, а друга частина даних (855) лише з SoftMax

Другий приклад тесту ШНМ представлений на Рис. 6.36 для глибини залягання об'єкта 410 мм. Можна побачити, що всі ШНМ також дають правильні результати класифікації, але використання лише другої частини даних (855) показує найкращий результат, оскільки співвідношення між амплітудами -400 та -425 на виході близьке до 1,4 (1,5 є ідеальне відношення), що відображає реальне положення труби. У той же час ШНМ 855 + SoftMax та ШНМ 855 + 7500 + SoftMax демонструють амплітуди співвідношення на рівні 2 та 5,5 відповідно, що є гіршими результатами порівняно з наведеними найпростішою ШНМ 855.

6.5 Розпізнавання об'єктів під поверхнею ґрунта за допомогою імпульсного опромінювання антеною типу «метелик»

Існує ціла низка складних задач виявлення підповерхневих об'єктів, які можна розв'язати за допомогою георадарів. Для вирішення цих задач необхідно мати ефективний електромагнітний випромінювач наносекундних імпульсів. На даний момент вже існує багатий вибір надширокосмугових антен, що випромінюють неспотворену імпульсну електромагнітну хвилю, для яких має виконуватись умова збереження положення фазового центру в широкому діапазоні частот. Антенна система Вівальді широко використовується для отримання спрямованого випромінювання, наприклад, для виявлення мін [261]. Завдяки широкому діапазону робочих частот та гарній часовій формі випромінюваного імпульсу, набула великої популярності антенна типу «метелик» [262]. Узгодження в широкій робочій смузі частот не так просто забезпечити порівняно з вузькосмуговою антеною, але воно конче потрібне для мінімізації спотворень імпульсу [263–265].

Аналіз відбитих хвиль для визначення параметрів досліджуваного об'єкта ускладнюється їх багаторазовим перевідбиттям від різних розсіювачів. Використання штучних нейронних мереж для подібних задач є виправданим

кроком через добре відомі властивості такого підходу, що дають можливість мати точно визначений вихідний сигнал або відповідь [265]. Даний метод використовувався для визначення геометричних параметрів структур, опромінених монохроматичними хвилями [239]. Також ШНМ може поєднувати і аналізувати інформацію, отриману з усіх наявних частот [266]. Таким же чином ШНМ ефективно використовуються для обробки та візуалізації даних георадарів [267]. Це дозволяє цілеспрямовано відрізнити, наприклад, пустоти від інших неоднорідних геологічних структур [268]. В якості вхідних даних в представленому підході використовується масив дискретних часових точок амплітуди відбитого поля, як в роботі [213]. Це дозволило з високою точністю визначати геометричні параметри діелектричної структури порівняно з просторовою тривалістю падаючого імпульсу в ситуації перекриття відбиттів від різних шарів структури [148]. Відповідне тренування демонструє хороші апроксимуючі здібності ШНМ [269], які пояснюють хорошу завадостійкість ШНМ, що використовується в цій роботі. Використання згорткової ШНМ може підвищити її стійкість до масштабування геометрії задачі [270], але мета роботи полягає у визначенні положення об'єкта, тому ми будемо використовувати звичайну повнозв'язну ШНМ.

У даній роботі за таких же умов збудження та параметрів середовища опромінювачем виступає антена «метелик». Відбите поле різної поляризації реєструється у чотирьох точках на однаковій висоті 32 см, що імітує антенну систему, описану в [271]. Отже, на відміну від випадку опромінення плоскою хвилею, представленого в роботі [251], тут ми маємо майже точкове опромінення, що повинно ускладнити процес розпізнавання. Ми вимірюємо відбиту від тривимірного об'єкта електромагнітну хвилю в чотирьох точках простору, які знаходяться в одній площині. Це робить задачу складнішою та більш подібною до реальної ситуації, ніж у [248].

Розв'язання задачі розпізнавання складного відбитого сигналу забезпечується ШНМ, тому немає необхідності в надмірній оптимізації

опромінювача, бо недоліки його роботи скомпенсуються мережею. Модель антени представлена на Рис. 6.37, де $L = 50$ мм, $h = 3$ мм, $D = 22$ мм. Вищезазначені параметри були отримані в процесі оптимізації випромінювача, де головною метою було максимальне збереження форми випромінюваного імпульсу в усіх напрямках та малий КСХН в максимально широкому діапазоні частот. З цих міркувань на Рис. 6.38 зображено залежність КСХН від частоти для різних вихідних опорів генератора. Для подальших розрахунків був обраний кращий варіант, тобто 200 Ом. Для ілюстрації характеристик спрямованості антени на Рис. 6.39 представлені часові форми електричного поля в двох площинах $\varphi = 0$ та $\varphi = 90$ градусів для різних кутів θ . Слід помітити слабку спрямованість антени в площині $\varphi = 90$ градусів, що зручно для опромінення поверхні землі в напрямку руху антенної системи. Точки прийому відбитого поля утворюють квадрат, де вісь ОХ антени (див. Рис. 6.37) розташована в діагоналі квадрата, як описано в [271]. Поле в точках прийому розраховується за допомогою тривимірного моделювання FDTD [226].

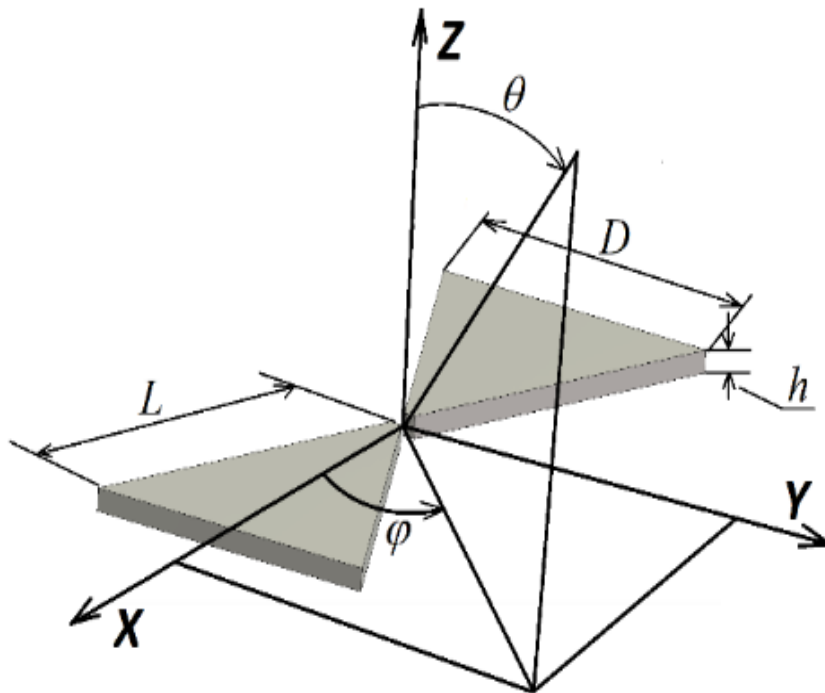


Рис. 6.37 Геометрія моделі антени-метелика

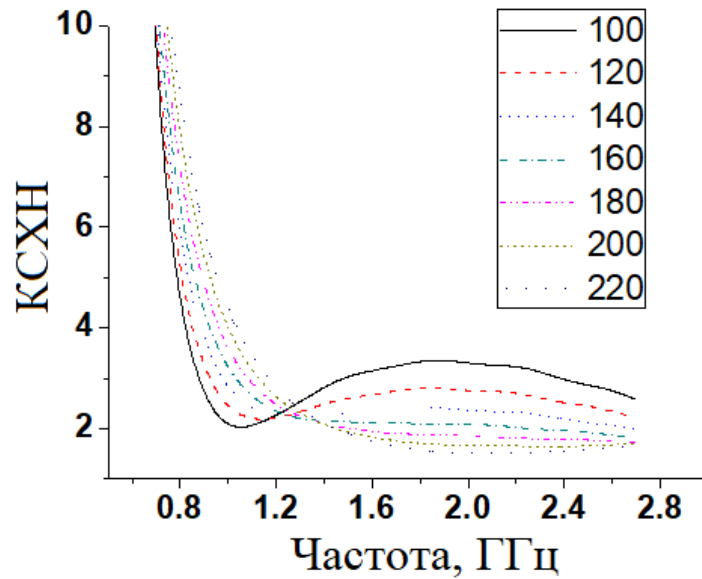
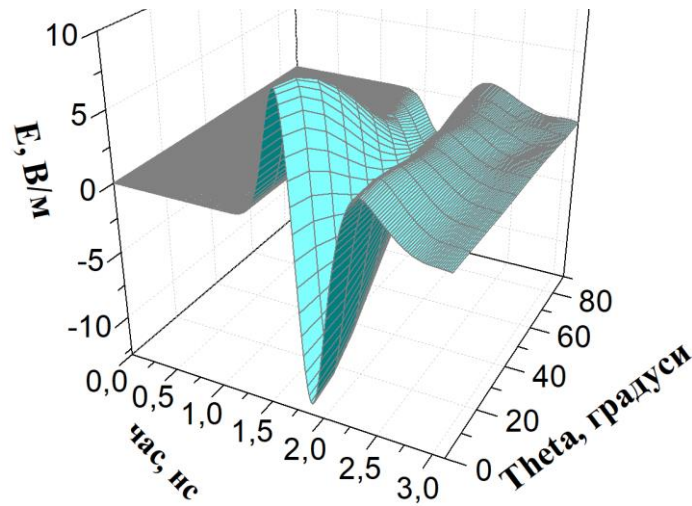


Рис. 6.38 КСХН антени в діапазоні робочих частот для різних вихідних опорів (Ом) збуджуючого генератора

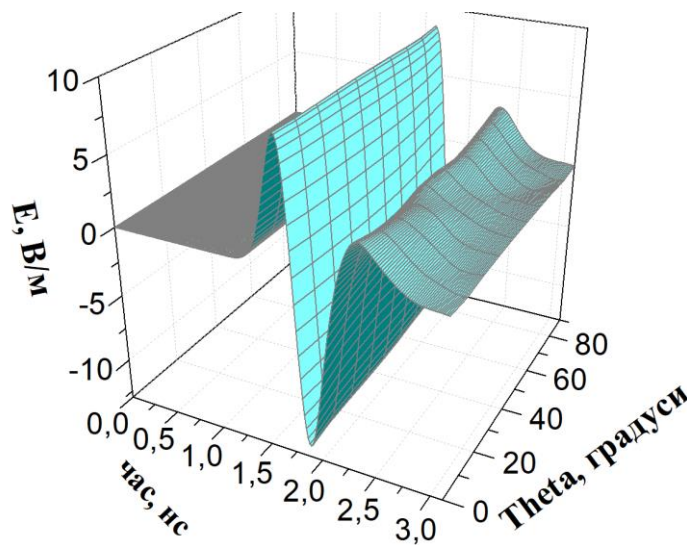
Отримані в чотирьох точках сигнали після дискретизації та комбінування, тобто розрахунку сумарних і різницевих сигналів, утворюють масив вхідних даних з розміром 3000 значень, який використовувався для тренування ШНМ зі структурою 3000-1000-200-100-7. Метою тренування було визначення наявності циліндра з радіусом 55 мм і висотою 53 мм на глибині 30 мм поблизу (вихід 1) та його положення у 6 дискретних точках (виходи 2-7), що відповідають відстаням відносно центру антенної системи 0, 50, 100, 150, 200 та 250 мм відповідно [272].

Перевірка роботи ШНМ проводиться на вхідному сигналі в точках прийому з додатковим гауссовим шумом з різним рівнем співвідношення сигнал/шум (ССШ). Таким чином перевіряється здатність розпізнавати інформацію із спотвореного сигналу, але в реальних умовах певного покращення результату можна досягти шляхом використання певних методів знешумлення [273]. Візуалізація сигналів для ситуації, коли відстань до циліндра 100 мм представлена на Рис. 6.40 для різних ССШ. Реакція ШНМ на набір сигналів на Рис. 6.40 зображена на Рис. 6.41 для відстані до об'єкту 100 мм, де номери вихідних сигналів ШНМ пов'язані з відстанями до металевого об'єкта для різних рівнів

шуму. Видно, що ШНМ чудово працює на ССШ = 11,6 дБ, але починаючи з ССШ = 8,4 дБ, вона робить помилку в 50 мм.



а)



б)

Рис. 6.39 Часові форми випромінюваних імпульсів для різних кутів θ у двох площинах: а) $\varphi = 0$ градусів та б) $\varphi = 90$ градусів

Іншим типом спотворення вхідних даних є переміщення об'єкта в поперечному напрямку до лінії руху антенної системи. Вихідні сигнали ШНМ в цьому випадку показані на Рис. 6.42 для зсуву 20 мм і 40 мм. Видно, що поперечний зсув не викликає суттєвих помилок у визначенні відстані до об'єкта.

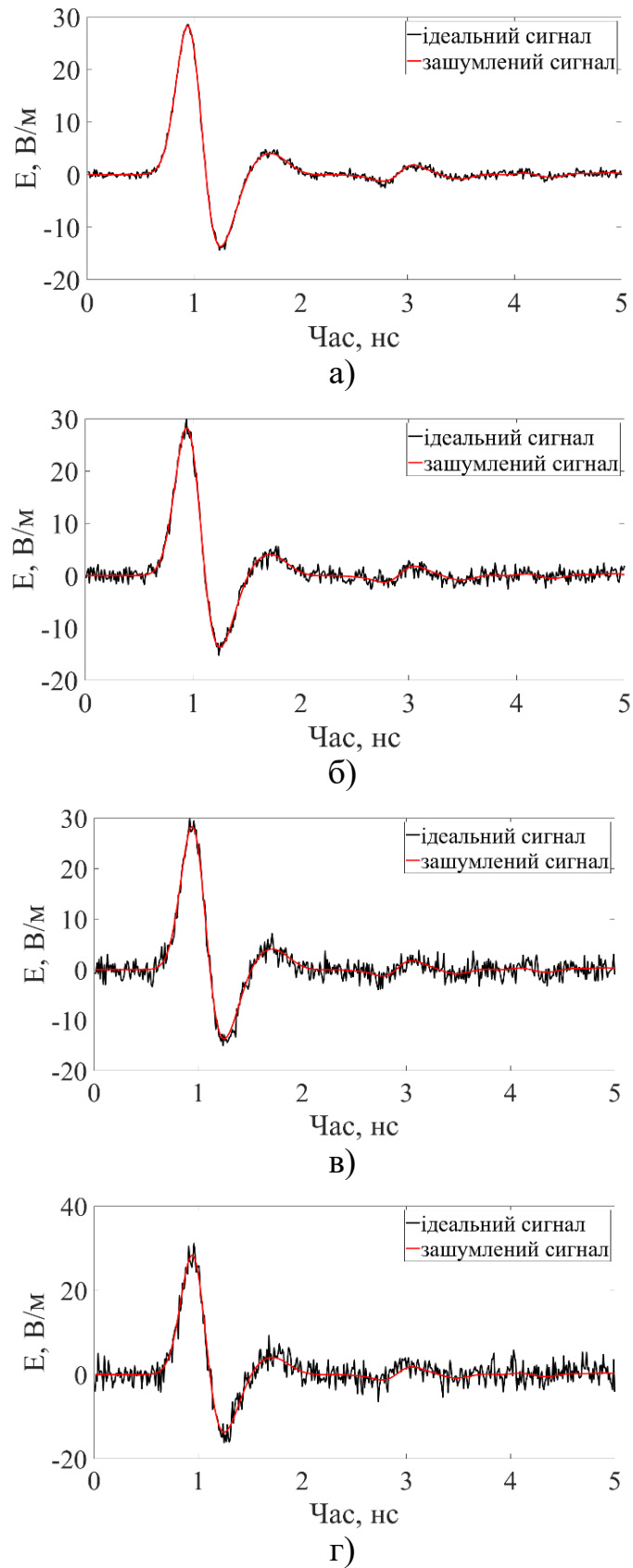


Рис. 6.40 Приклади зашумлених сигналів, відбитих від моделі ґрунту з металевим циліндром всередині а) $\text{SNR} = 17,5$ дБ, б) $\text{SNR} = 11,6$ дБ, в) $\text{SNR} = 8,4$ дБ, г) $\text{SNR} = 6,4$ дБ

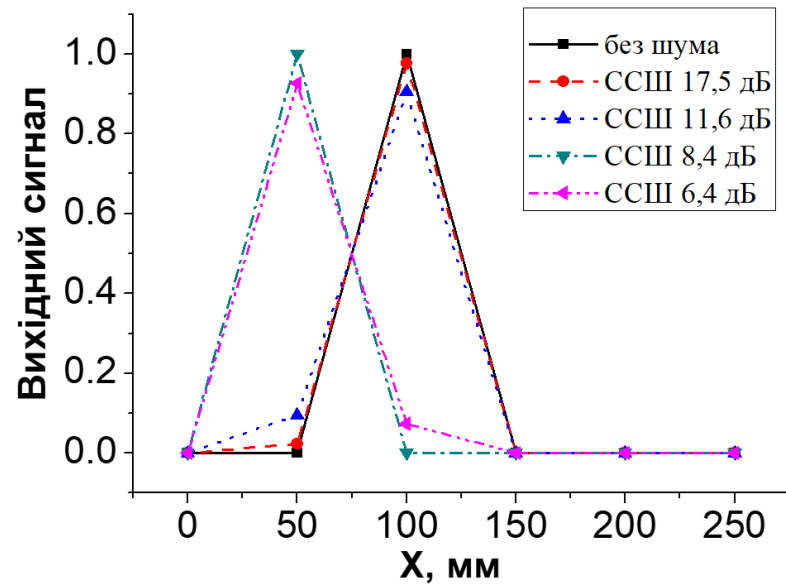


Рис. 6.41 Залежність вихідних сигналів ШНМ від відстані до металевого об'єкта для різних рівнів шуму сигналів для випадку реальної відстані 100 мм

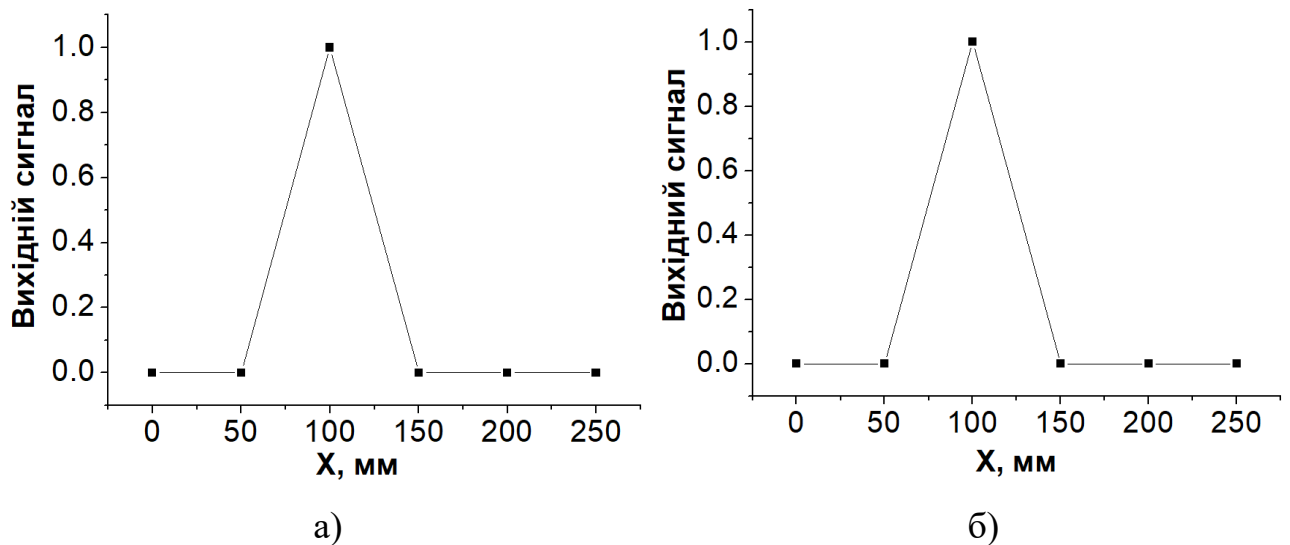


Рис. 6.42 Залежність вихідні сигналів ШНМ від відстані до металевого об'єкта для його зсуву в поперечному напрямку а) 20 мм і б) 40 мм при реальній відстані 100 мм

Підтримувати висоту антенної системи постійною з хорошою точністю неможливо через хвилястість реальної земної поверхні. Отже, слід дослідити вплив зміни висоти на якість визначення відстані до об'єкта. Тренування ШНМ

було виконано для випадку висоти 320 мм антенної системи над поверхнею ґрунту. І щоб оцінити вплив неточності положення антенної системи по висоті було проведено тестування ШНМ на даних, розрахованих для висот 300 мм і 340 мм (Рис. 6.43). Глибина об'єкта зберігалась постійною, а саме 3 см, а відстань від антенної системи до об'єкта складала 100 мм. Як результат можемо бачити, що зменшення висоти на 20 мм призводить до помилки визначення положення об'єкта (50 мм) (Рис. 6.43а), при цьому збільшення висоти на додаткові 20 мм спричиняє максимізацію виходу ШНМ (Рис. 6.43б), що відповідає відстані 200 мм. Важко пояснити значну помилку у визначенні відстані, але напрямок зміщення помилкової відповіді ШНМ можна передбачити [274].

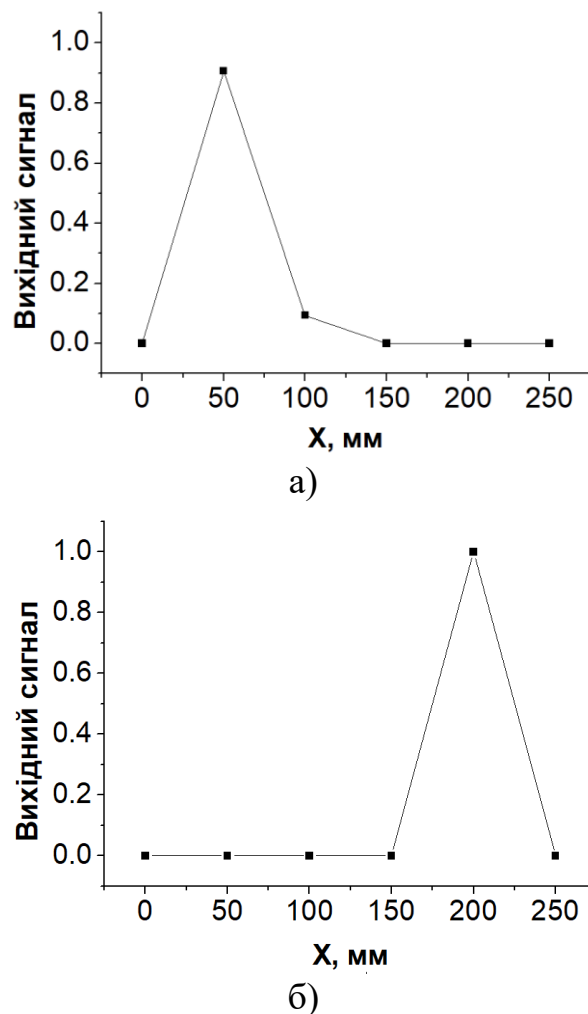


Рис. 6.43 Залежність вихідного сигналу ШНМ від відстані до об'єкта для різних значень висоти антенної системи а) 300 мм і б) 340 мм для реальної відстані до об'єкта 100 мм

6.6 Система позиціонування на імпульсних надширокосмугових полях

Для визначення положення приймача надширокосмугових хвиль пропонується використовувати явище зміни форми імпульсу від кута, під яким він випромінюється антеною [21]. Для початку розглядається двовимірний випадок цієї задачі. Збуджуючи різними імпульсними сигналами дві антени, що рознесені на відому відстань одна від одної, можна визначити місце розташування приймача за умови знання кутів приходу імпульсів від кожної антени. В якості випромінювачів використовуються надширокосмугові антени типу «метелик», які збуджуються гауссовими імпульсами різної тривалості. Форми прийнятих імпульсів розраховуються методом кінцевих різниць у часовому просторі (FDTD). Класифікація часових форм прийнятих електромагнітних хвиль від різних антен під різними кутами випромінювання здійснюється глибокою нейронною мережею [275].

Пласка прямокутна область опромінюється двома імпульсними антенами типу «метелик», розташованими у її верхніх кутах, як показано на Рис. 6.44. Дана конструкція антен вибрана через їхню простоту, надширокий діапазон робочих частот та можливість випромінювання надкороткої імпульсної хвилі з несуттєвими спотвореннями часової форми [274]. Кожна антена збуджується імпульсною напругою з гауссовою часовою формою зі своєю тривалістю: 0,2 нс та 0,15 нс. Приймач у точці з невідомими координатами (X , Y) реєструє X -складову електричного поля, що є зручним через відсутність необхідності змінювати орієнтацію поляризації приймальної антени при переміщенні приймача. Якщо нам відомі кути надходження імпульсних хвиль від кожної антени θ_1 та θ_2 та база d (Рис. 6.44), то положення спостерігача можна легко обчислити за геометричними розрахунками, не вимагаючи часової синхронізації між передавачем та приймачем. Отримання кутів випромінювання може бути реалізовано ШНМ, яка повинна зробити класифікацію прийнятих імпульсів за

часовими формами для низки кутів з постійним кроком і для кожної антени після її попереднього навчання.

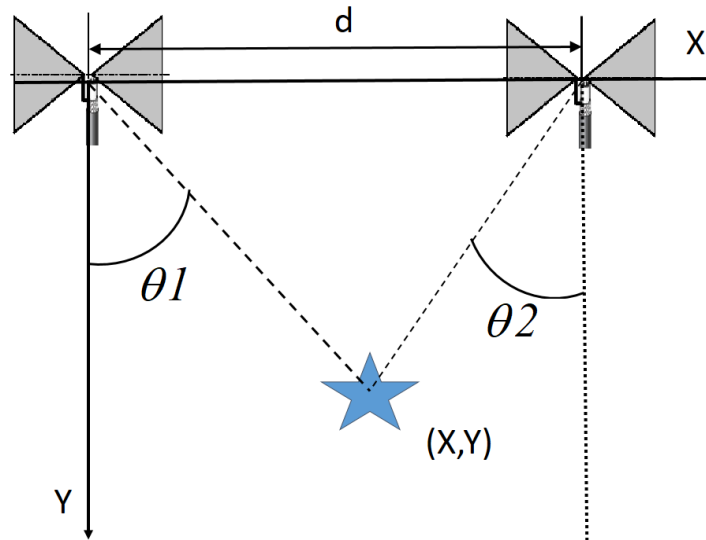


Рис. 6.44 Геометрія задачі визначення положення об'єкта

Вважаємо, що розрізнення сигналів від різних антен може здійснюватися однією ШНМ через різну тривалість їхніх імпульсів збудження. Очікується, що ШНМ не зробить великих помилок при аналізі сигналів, отриманих під довільними кутами через хороші апроксимаційні властивості ШНМ для таких випадків. Дані для навчання ШНМ отримуються шляхом числового моделювання задачі випромінювання антен методом FDTD. Отримані залежності амплітуди електричної компоненти поля від часу під заданими кутами нормуються, дискретизуються та інтерполюються, і цей набір амплітуд направляється до ШНМ для її навчання.

Для числового моделювання вибираємо крок по куту в 1 градус, крок по часу – 0,01 нс, відстань між антенами $d = 50$ м. Нормовані часові та кутові залежності амплітуди електричної складової випромінюваної хвилі представлені на Рис. 6.45 та Рис. 6.46, які побудовані для збудження імпульсами з тривалістю 0,2 та 0,15 нс відповідно. Видно, що зміна часової форми поля є плавною, тому ШНМ повинна бути дуже чутливою до таких малих змін.

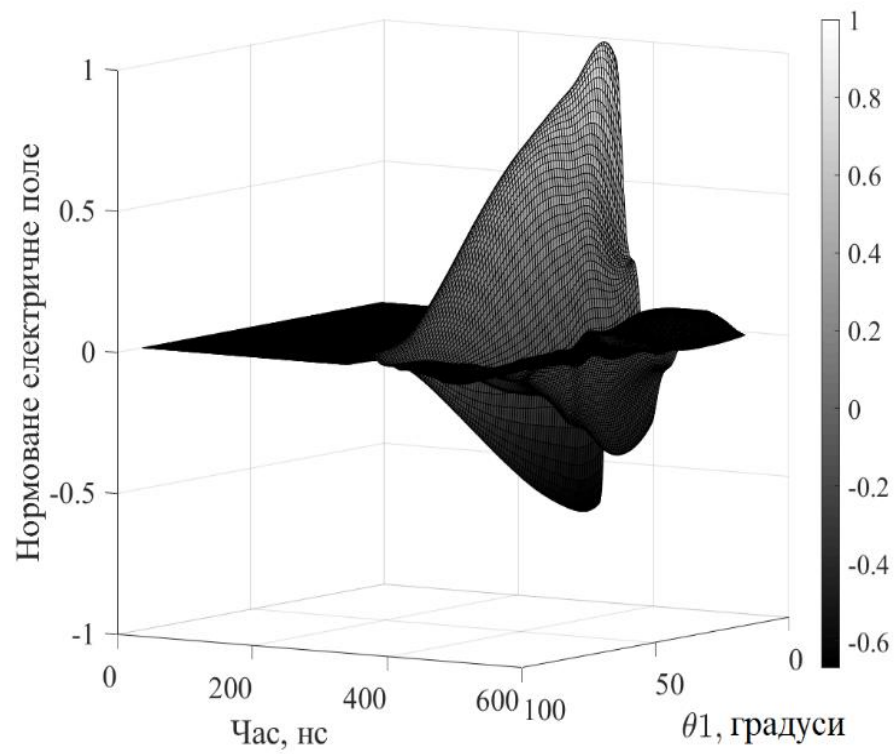


Рис. 6.45 Нормовані значення амплітуди випроміненого першою антеною поля від часу при збудженні імпульсом з тривалістю 0,2 нс

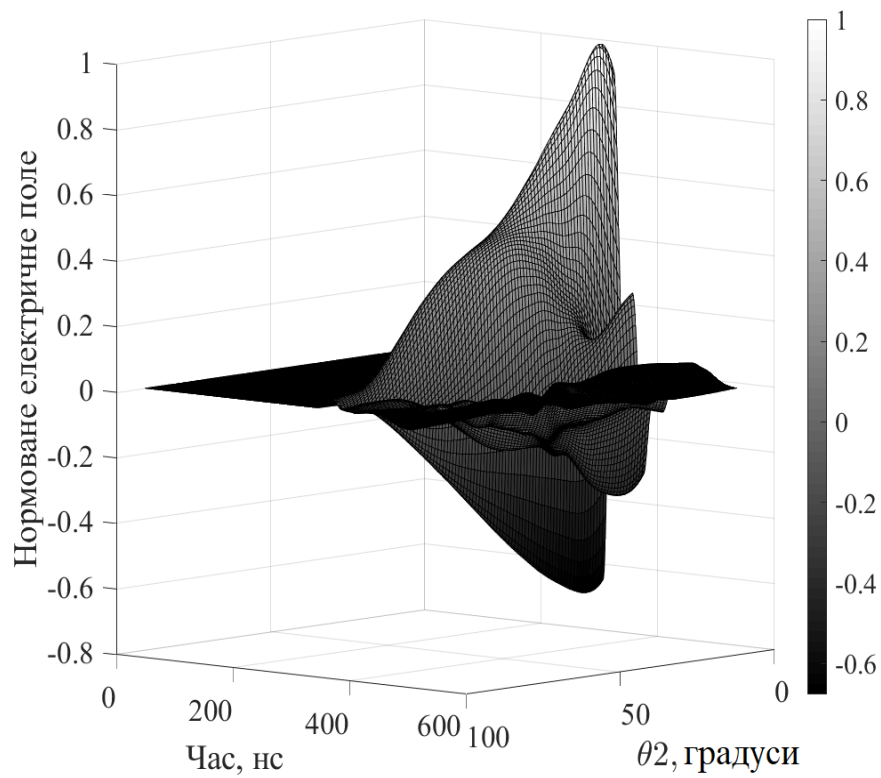


Рис. 6.46 Нормовані значення амплітуди випроміненого першою антеною поля від часу при збудженні імпульсом з тривалістю 0,15 нс

Глибока ШНМ структури, яка зображена на Рис. 6.47, використовується для вирішення задачі класифікації кута випромінювання та антени, яка його здійснила. У ШНМ використовується обмежена функція лінійного збудження (ReLU). ШНМ має 540 вхідних нейронів для всіх 540 амплітуд прийнятого імпульсу та 182 вихідних нейронів, що відповідають діапазону кутів (0° - 90°) для θ_1 (вихід 1-91) і такому ж діапазону кутів для θ_2 (вихід 92-182).

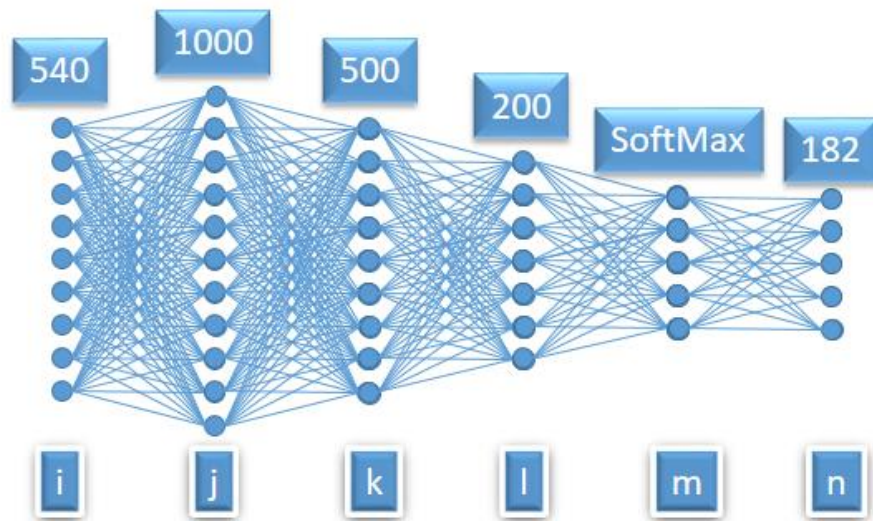


Рис. 6.47 Структура штучної нейронної мережі

Результат тренування ШНМ полягає у визначенні вагових коефіцієнтів на всіх шарах ШНМ. Значення коефіцієнтів першого прихованого шару (див. Рис. 6.47) представлені на Рис. 6.48. У попередніх роботах було показано, що ШНМ може знайти свій власний оптимальний метод обробки даних [251]. Очікується, що майже нульові значення вагових коефіцієнтів мають відповідати вхідним даним, які не містять жодної інформації, наприклад, поки електромагнітна хвиля не надійде до точки спостереження. З часових форм імпульсів на Рис. 6.45 та Рис. 6.46 видно, що цьому відповідають точки приблизно до $i = 300$. На Рис. 6.48 показано, що саме значення для $i > 300$ беруть участь у розпізнаванні форми імпульсу. Велике відхилення значень коефіцієнтів спостерігається в моменти швидкої зміни амплітуд. Для успішної роботи ШНМ

необхідно забезпечити відповідність вхідних даних ШНМ та амплітуд прийнятого імпульсу у визначені моменти часу. Синхронізація прийнятого сигналу з дискретизацією для ШНМ може бути реалізована на практиці кореляційними методами.

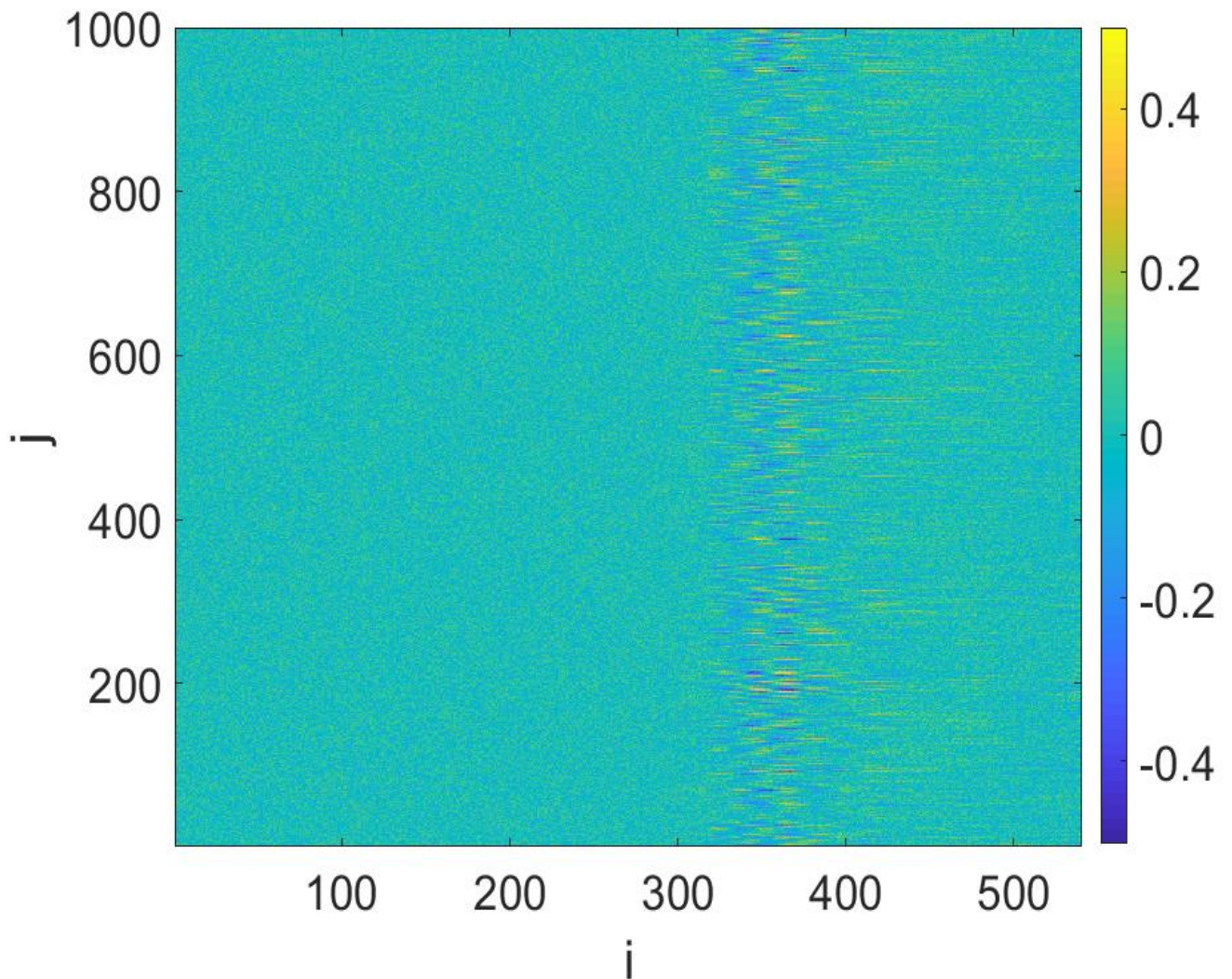


Рис. 6.48 Значення вагових коефіцієнтів перед першим прихованим шаром ШНМ

Ймовірно, завдяки подібності часових форм сигналів для близьких кутів, ШНМ запропонованої структури не може бути повністю навчена для всіх кутів однаково успішно. Для перевірки результатів навчання ШНМ його вихідні значення побудовані на Рис. 6.49 для ідеальних вхідних сигналів. Можна оцінити

роботу ШНМ як задовільну навіть для малих кутів. Зменшення значень амплітуд виходів не має вирішального значення для класифікації, оскільки інші, неправильні виходи мають помітно менші вихідні значення.

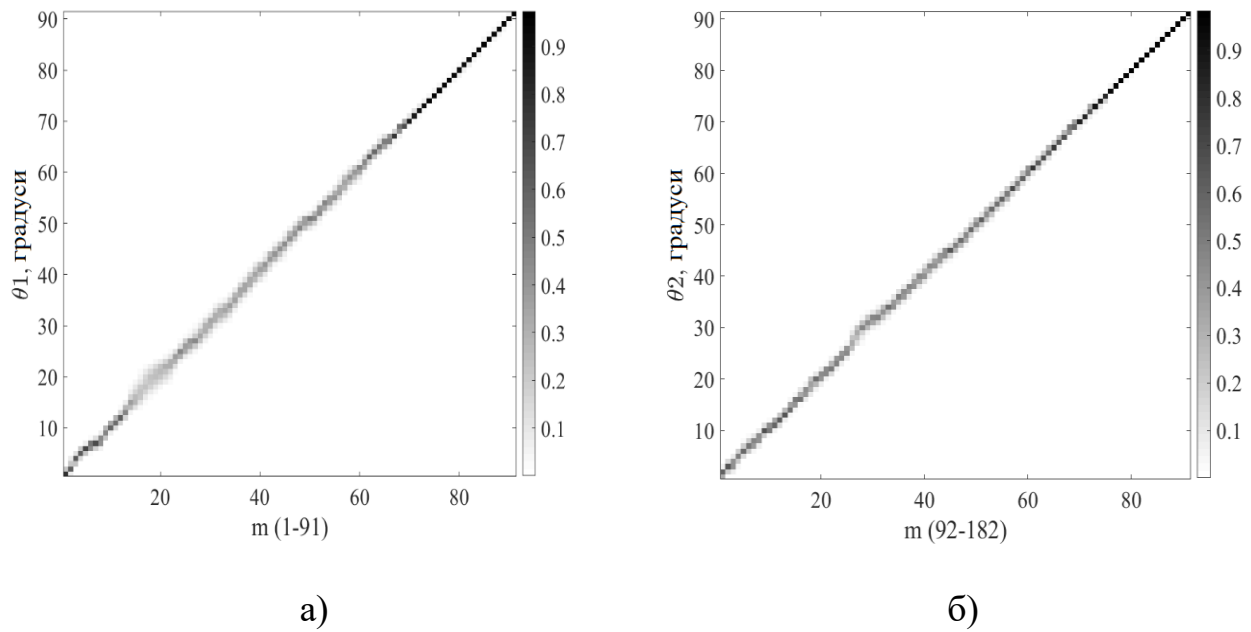


Рис. 6.49 Вихідні значення ШНМ (у градусах кутів випромінювання) при розпізнаванні відповідних модельних випромінених імпульсів першою (а) та другою антеною (б)

Нажаль, Рис. 6.49 не дозволяють чітко оцінити величини помилок розпізнавання кутів, тому ці відхилення від істинних значень побудовані на Рис. 6.50. Видно, що точність класифікації при малих кутах інколи нижче запланованої. Важко пояснити причину цього явища, особливо враховуючи чудове розрізнення імпульсів від різних антен, тобто ШНМ не плутає поля, що випромінюються антенами при їхньому збудженні імпульсами з тривалостями 0,2 нс і 0,15 нс. Більш широкий діапазон точного розпізнавання кута для другої антени із збудженням 0,15 нс можна пояснити більш швидкими змінами амплітуди в часі для даної конструкції антени.

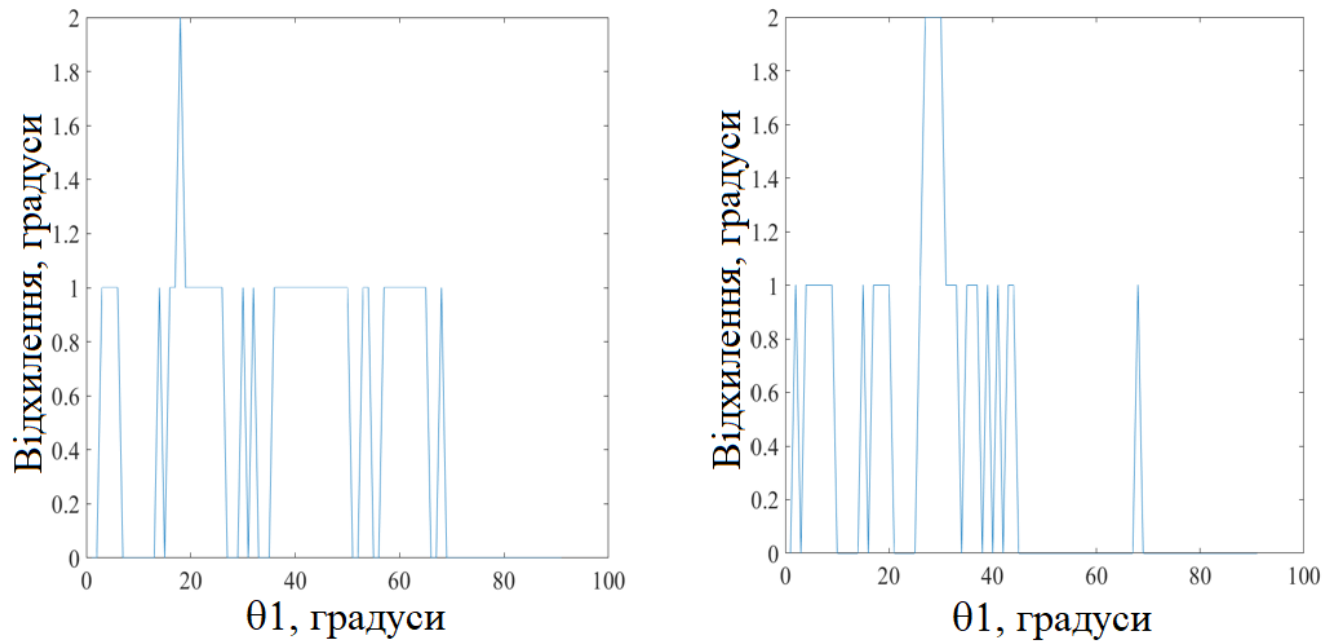


Рис. 6.50 Помилки у визначенні ШНМ кута випромінювання першої (а) та другої антени (б)

Крок кута, обраний для числового моделювання, дозволяє визначати кожен кут випромінювання з максимальною точністю $\pm 0,5$ градуса за умови, що ШНМ не перенавчена. Для цього випадку невизначеність положення приймача проілюстрована на Рис. 6.51. Помилки у визначенні кута через недоліки у навчанні ШНМ додатково зменшують загальну точність системи. На Рис. 6.52 показана загальна точність для випадку, коли у визначенні обох кутів маємо помилки в 1 градус. Один з найгірших випадків помилок у 2 градуси для θ_1 та 1 градуси для θ_2 зображений на Рис. 6.53. Можна зробити висновок, що за умови успішного тренування ШНМ система позиціонування вибраного розміру бази може забезпечити точність кращу за $\pm 0,62$ м, тоді як на даному етапі точність поки що краща ніж ± 2 м.

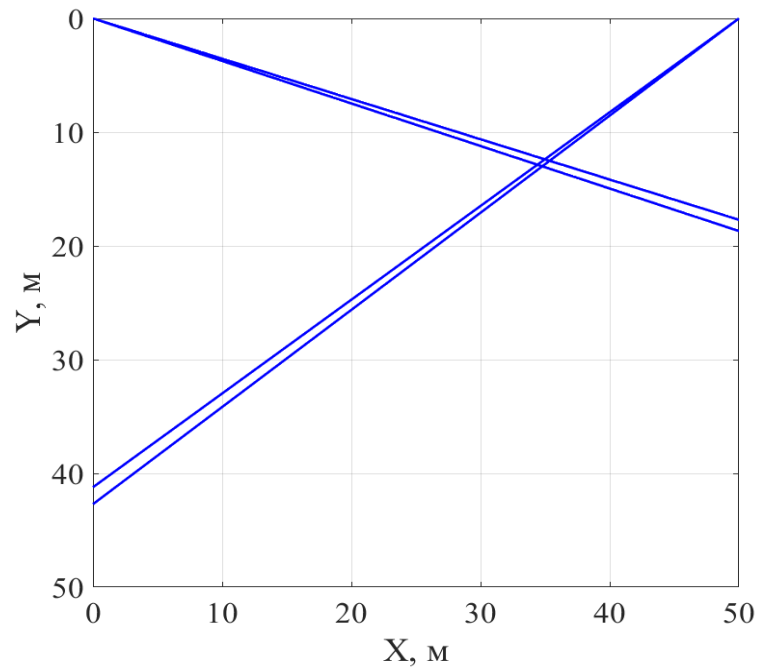


Рис. 6.51 Типова невизначеність положення приймача ($\theta_1 = 70$ град., $\theta_2 = 50$ град.)

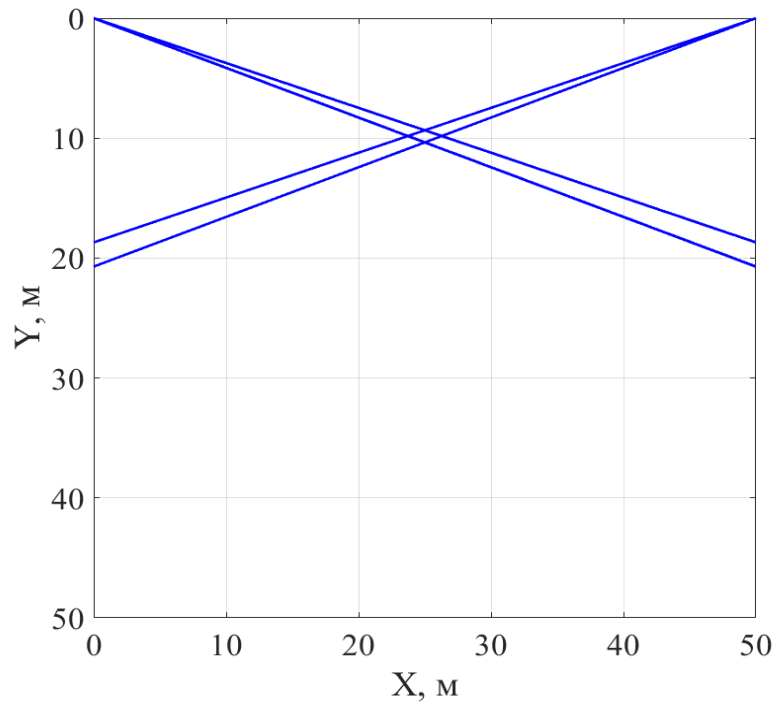


Рис. 6.52 Невизначеність положення приймача при похибці в 1 градус ($\theta_1 = 68$ град., $\theta_2 = 68$ град.)

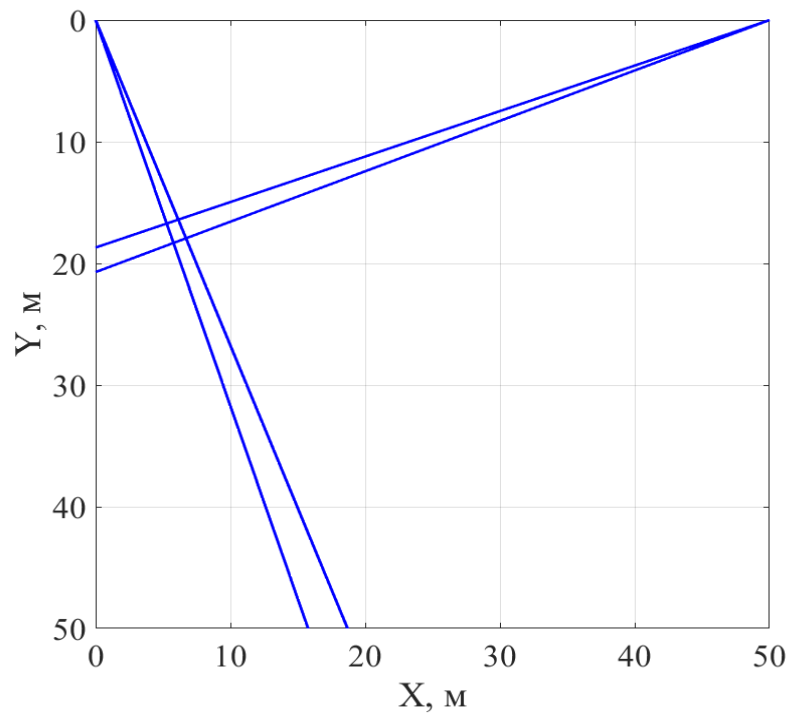


Рис. 6.53 Невизначеність положення приймача для однієї з найгірших комбінацій кутів ($\theta_1 = 18$ град., $\theta_2 = 68$ град.)

На відміну від випадку обмеженої квадратної області, зображеної на Рис. 6.51–6.53, є можливість проілюструвати точність позиціонування для довільної комбінації кутів. Абсолютні відхилення вздовж осі ОХ представлені на Рис. 6.54 для всіх можливих комбінацій значень кутів. Очевидно, що величини абсолютної похибки будуть наближатися до нескінченності під невеликими кутами. Помітно менші похибки вздовж ОУ, викликані ШНМ, зображені на Рис. 6.55. Абсолютні значення сумарних відхилень представлені на Рис. 6.56. Легко бачити, що відхилення вздовж осі ОХ майже повністю визначають величини абсолютних помилок. Можливо, підвищення точності системи позиціонування при малих кутах може бути досягнуто за допомогою додаткового третього випромінювача зі своїм унікальним імпульсним збудженням.

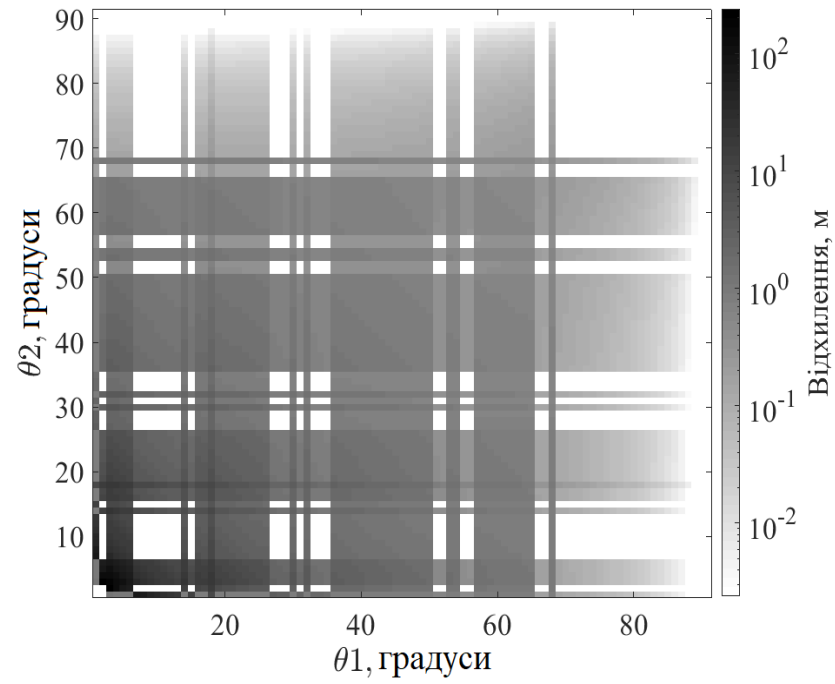


Рис. 6.54 Абсолютні відхилення від істинного положення приймача вздовж осі OX для різних комбінацій кутів

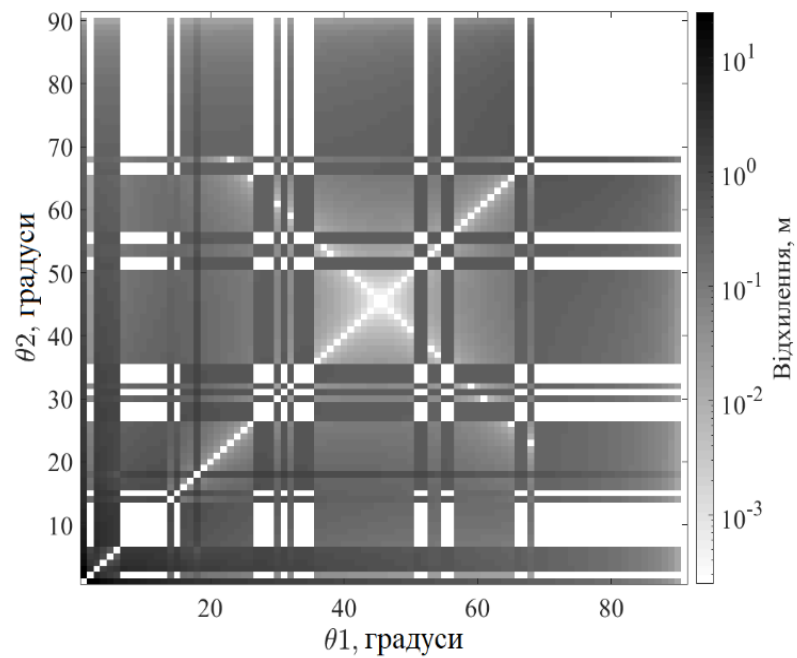


Рис. 6.55 Абсолютні відхилення від істинного положення приймача вздовж осі OY для різних комбінацій кутів

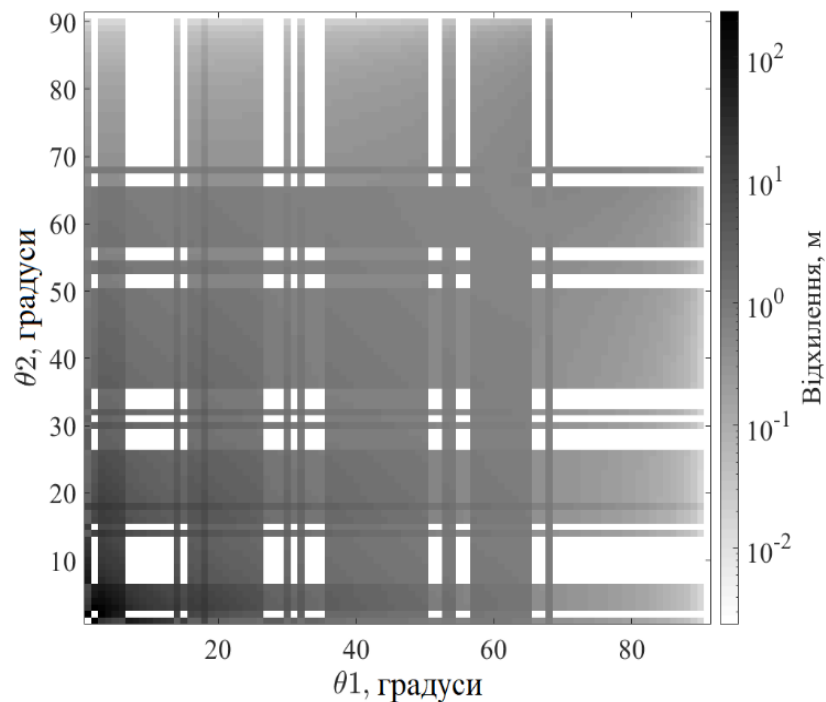


Рис. 6.56 Сумарні абсолютні відхилення від істинного положення приймача для різних комбінацій кутів

6.7 Висновки по розділу

Вперше запропонований і реалізований підхід до визначення товщини діелектрика в шаруватій структурі із відомими електричними параметрами за відбитою імпульсною хвилею за допомогою штучної нейронної мережі, що аналізує прийняте поле в часовому просторі, тобто, в якості вхідних даних використовуються виключно часові відліки амплітуд, а не якісь попередньо обраховані характеристики поля. Цей підхід виділяється високою чутливістю, швидкістю, здатністю правильно апроксимувати проміжні випадки, стійкістю до шумів та помилок у вхідних даних, яка у згорткової нейронної мережі вище. Подібні задачі є важливими при неруйнівному контролі та дослідженні біологічних об'єктів.

Вперше були побудовані глибокі штучні нейронні мережі для виявлення заданого металевого об'єкту (труби) під земною поверхнею і визначення глибини

його залягання при опроміненні імпульсною пласкою хвилею, причому з'ясовано шляхом аналізу інформаційної наповненості мереж, що друга задача є більш складною. Вперше за допомогою підходу дискретної томографії та променевого методу вироблена нова структура глибокої ШНМ з додатковими вхідними даними, обчисленими із звичайного набору вхідних даних, яка характеризується кращою стійкістю, можливістю зменшення на порядок кількості нейронів без суттєвої втрати якості розпізнавання за рахунок попередньої інтелектуальної обробки інформації на основі наявних знань про фізичні процеси. Вперше показано, що застосування майже точкового опромінювання, реалізованого імпульсною антеною типу «метелик», демонструє хорошу стабільність визначення відстані до об'єкта за наявності шумів з ССШ до 8,4 дБ, у випадку поперечного зсуву об'єкта. Отримані результати є критично важливими для створення новітніх імпульсних підповерхневих радарів, що виявляють і розпізнають різноманітні приховані підповерхневі об'єкти, включаючи протипіхотні міни, в тому числі такі, які майже не мають у складі металевих деталей, що не дозволяє їх виявляти традиційними методами на основі їхніх феромагнітних властивостей.

Вперше запропонована локальна система позиціонування на імпульсних надширокосмугових полях і ШНМ, в якій використовується фізичне явище зміни форми випроміненого імпульсу для різних кутів випромінювання. Перевагою такої системи позиціонування по кутам приходу хвиль є відсутність часової синхронізації між приймачем та передавачами. Практична цінність полягає в її стійкості до випадкових чи умисних завад через використання надширокосмугових хвиль, простота реалізації та дешевизна.

Результати цього розділу опубліковані в роботах автора [16, 17, 18, 21, 142, 182, 213, 244, 245, 247, 248, 251, 252, 253, 254, 255, 257, 258, 269, 270, 272, 274, 275]

ВИСНОВКИ

В дисертаційній роботі вирішена наукова проблема розвитку еволюційного підходу до задач випромінювання нестаціонарних електромагнітних хвиль, удосконалення методів розрахунку надширокосмугових полів у нелінійних, неоднорідних, нестаціонарних і біологічних середовищах, покращення характеристик надширокосмугових випромінювачів, застосування імпульсних хвиль для підповерхневого зондування, визначення положення та розпізнавання прихованих об'єктів.

У дисертації створено новий науковий напрямок дослідження явищ випромінювання нестаціонарних електромагнітних хвиль у часовому просторі за допомогою еволюційного підходу, коли поширення хвиль відбувається у нелінійних, неоднорідних, нестаціонарних і біологічних середовищах. Вперше отримана система зв'язаних еволюційних рівнянь, що описує нестаціонарні електромагнітні поля у поперечно-неоднорідному та поздовжньо неоднорідному необмеженому середовищі та дає можливість концентрувати імпульсне електромагнітне поле у просторі шляхом перетворення мод, змінювати часову форму і спектральний склад цих хвиль для вирішення задач часової та частотної фільтрації. Завдяки одноразовому розрахунку коефіцієнтів перетворення одного типу хвиль в інший, однієї моди в іншу, вихідна тривимірна нестаціонарна задача зводиться до одновимірної нестаціонарної, що приводить до прямопропорційного зростання часу розрахунку і обсягу оперативної пам'яті при збільшенні лінійних геометричних розмірів задач замість кубічного, що створює істотні переваги у задачах аналізу та оптимізації згаданих електродинамічних структур.

Вперше довільна тривимірна задача збудження нестаціонарних електромагнітних хвиль у необмеженому радіально-неоднорідному середовищі зведена до системи нестаціонарних одновимірних еволюційних рівнянь в сферичній системі координат із врахуванням моди, що містить константну радіальну складову. Це дозволило аналітично розв'язати у часовому просторі

задачі випромінювання джерела на сфері із довільним просторовим розподілом і довільною часовою залежністю за допомогою перетворення Лапласа, продемонструвати для задачі з розташуванням захисного покриття антени на відстані у дві просторові тривалості випроміненого імпульсу економію у часі розрахунку більше ніж на три порядки, оперативної пам'яті – більше ніж на чотири порядки у порівнянні із популярним прямим числовим підходом на основі тривимірного методу кінцевих різниць у часовому просторі. Ця перевага дозволяє проводити ефективну оптимізацію параметрів імпульсних випромінюючих систем великих електричних розмірів, досягати мінімізації часових спотворень хвиль застосуванням покриттів із плавною зміною діелектричних характеристик вздовж радіусу.

Вперше запропоновано використання методу теорії збурень для отримання аналітичного розв'язку задачі поширення нестаціонарної електромагнітної хвилі в слабонелінійному середовищі шляхом розрахунку просторового еквівалентного струму через нелінійну частину вектора поляризації, описана ітеративна процедура для одержання подальших нелінійних поправок до отриманих значень амплітуд полів. Розрахунки уточнених значень нестаціонарного поля дозволяють виділити специфічні спотворення часових форм хвиль та просторового розподілу, тобто кутових модових перетворень, викликаних нелінійністю, для виявлення роботи надпотужних джерел нестаціонарного електромагнітного поля.

Використовуючи обмеження у вигляді малих розмірів диполя у порівнянні із просторовим часом характерної зміни збуджуючого струму, а також у порівнянні з відстанню до точки спостереження, вперше отримані всі компоненти випроміненого електромагнітного поля у часовому просторі для імпульсного струму з більш високою точністю для малих відстаней спостереження, ніж у класичних виразах. Уточнений аналітичний розв'язок для полів, на відміну від класичного для диполя Герца, вперше продемонстрував коректне пояснення утворення електромагнітної хвилі із квазістатичних та індукційних складових поля в просторі поблизу випромінювача зменшенням енергії хвильової

компоненти при наближенні до диполя, тоді як у класичних виразах ця складова має незмінну енергію незалежно від відстані до області заданого струму. Аналізуючи часозалежний критерій границі дальньої зони для надширокосмугового поля, що був наведений Хармутом на основі порівняння амплітуд хвильової та індукційної складових поля, вперше запропонований енергетичний критерій, в якому порівнюються енергія хвильової складової магнітного поля з його повною енергією. Окрім теоретичної цінності одержаних результатів, яка полягає в трактовці області ближньої зони антени та усіх об'єктів в ній як таких, що безпосередньо формують електромагнітну хвилю, отримані вирази мають практичну цінність для правильного опису процесів в системах, в яких досліджуваний об'єкт розташовується в ближній зоні антени, наприклад, в радарх підповерхневого зондування, пристроях ближнього зв'язку, неруйнівного контролю, опромінення біологічних об'єктів тощо.

Одержання статичного поля на розкритті хвилевода, збудженого одиничним стрибком амплітуди падаючої Т-хвилі, вперше дозволило перевірити із прийнятною точністю виконання закону збереження енергії при випромінюванні та продемонструвати, що лише невелика частина її, а саме 11%, перетворюється у випромінену хвилю. Проведене дослідження важливе для антен, що опромінюють об'єкти в ближній зоні, тому що дозволяє оцінити характерний розмір області формування хвилі та пояснити різкий характер спадання амплітуди поля в цій області.

Вперше досліджена в імпульсному режимі випромінююча структура у вигляді коаксіального хвилевода із зміщеним центральним провідником і отримані задовільні характеристики випромінювання у напрямках, близьких до нормалі до площини апертури. Завдяки малим розмірам і несиметричній напрямленості подібний випромінювач може бути використаний як елемент ефективної надширокосмугової антенної решітки для випромінювання вздовж нормалі або, ще краще, під деяким кутом до неї, з широкими можливостями керування напрямком головної пелюстки і рівнем бічних.

Вперше отримані характеристики імпульсного електромагнітного поля, що випромінюється рельсотронами в момент розриву потужного електричного кола для чотирьох моделей обтікання струмами поверхні снаряду. Вперше одержано, що подібні системи формують електромагнітну хвилю на відстанях порядку ста кілометрів. Використання отриманих амплітудних і часових характеристик випромінених полів дозволяє виявляти роботу подібних систем, оцінити відстань до них і їхні параметри при великих віддаленнях. Наведені дослідження ближніх полів важливі для вироблення рекомендацій щодо безпеки обслуговуючого персоналу при наземному та корабельному базуванні рельсотронів з точки зору їхнього шкідливого електромагнітного випромінювання.

Вперше створений надширокосмуговий аналог вібраторно-щілинного випромінювача Клевіна, в якому шляхом сильної взаємодії надширокосмугової щілинної антени Барнса з надширокосмуговими замкненими на екран монополями у вигляді конусів досягнуто покращення напрямленості випромінювання та збільшення амплітуди імпульсів в напрямку головного максимуму в порівнянні із випромінюванням щілинної антени Барнса. Практичне значення цього дослідження полягає в тому, що така комбінована антена як одиночна, так і як елемент решітки, ефективніше випромінює низькочастотну складову, покращує напрямленість, зберігаючи малі розміри, та більш раціонально перетворює струм в хвилю через зменшення енергії імпульсів, що відбиваються від входу антени і повертаються назад до генератора.

Вперше запропонована і протестована процедура корекції часової форми імпульсу, випроміненого з апертури, за допомогою використання оператора поширення нестационарної електромагнітної хвилі в режимі переміщення по часу назад та оператора корекції довільних лінійних дифракційних спотворень імпульсу. Для лягеррівського імпульсу показана можливість формування короткого імпульсу в системі із сильною дисперсією шляхом збудження в хвилеводі складових, що повністю компенсують дисперсійні спотворення в заданому перетині. Отримані теоретичні результати дозволяють на практиці

формувати необхідні для радіозондування та передачі інформації короткі імпульси навіть при використанні дисперсійних ліній передачі та наявності дифракційних процесів шляхом збудження таких пристроїв джерелами, в яких розраховані часові залежності синтезуються сучасними цифро-аналоговими перетворювачами.

Шляхом числового моделювання процесу опромінення біологічного розчину вперше продемонстрований сильний вплив умов експерименту, конструкції та розмірів експериментальної установки на напруженість електричного поля і коефіцієнт питомого поглинання в біологічній речовині. Вперше виявлено, що таке опромінювання розчину на предметному склі характеризується тим, що зі зростанням частоти до 15 ГГц коефіцієнт питомого поглинання значно зростає, а потім має осцилюючий характер. Вперше за допомогою експериментальної установки, що дозволяла змінювати часову форму імпульсного сигналу, показано, що наявність суттєвої за потужністю гармонічної складової значно підсилює шкідливу дію поля на живі клітини людини. Вперше створена оптимізована експериментальна установка для надширокосмугового опромінення біологічних розчинів, яка забезпечує заданий рівень опромінення та задовільну рівномірність поля всередині розчину, що розміщений в стандартній пластиковій пробірці. За допомоги розробленої експериментальної установки надійно визначено, що імпульсне опромінення навіть продовж 10 секунд на рівні потужності в 200 разів нижче за дозовану нормами на основі теплової дії призводить до стресового стану людських клітин, за яких вони не можуть нормально функціонувати, але збільшення часу опромінення приводить до періодичної зміни станів стресу та релаксації. Проведені дослідження є важливими для розробки поки що відсутніх норм безпечного рівня опромінення людей імпульсними електромагнітними полями, рекомендацій щодо мінімізації їхньої шкідливої дії.

Вперше запропонований і реалізований підхід до визначення товщини діелектрика в шаруватій структурі із відомими електричними параметрами за відбитою імпульсною хвилею за допомогою штучної нейронної мережі, що аналізує прийняте поле в часовому просторі, тобто, в якості вхідних даних використовуються виключно часові відліки амплітуд, а не попередньо обраховані характеристики поля. Цей підхід виділяється високою чутливістю, швидкістю, здатністю правильно апроксимувати проміжні випадки, стійкістю до шумів та помилок у вхідних даних, особливо у випадку згорткової нейронної мережі. Подібні задачі є важливими при неруйнівному контролі та дослідженні біологічних об'єктів. Вперше за допомогою підходу дискретної томографії та променевого методу вироблена нова структура глибокої штучної нейронної мережі з додатковими вхідними даними, обчисленими із звичайного набору вхідних даних, яка характеризується кращою стійкістю класифікації, можливістю зменшення на порядок кількості нейронів без суттєвої втрати якості розпізнавання за рахунок попередньої інтелектуальної обробки інформації на основі наявних знань про фізичні процеси поширення хвиль. Отримані результати є критично важливими для створення новітніх імпульсних підповерхневих радарів, що виявляють і розпізнають різноманітні приховані підповерхневі об'єкти, включаючи протипіхотні міни, в тому числі такі, які майже не мають у складі металевих деталей, що не дозволяє їх виявляти традиційними методами на основі їхніх феромагнітних властивостей.

Вперше запропонована локальна система позиціонування на імпульсних надширокосмугових полях і штучних нейронних мережах, в якій використовується фізичне явище зміни форми випроміненого імпульсу для різних кутів випромінювання. Перевагою такої системи позиціонування по кутам приходу хвиль є відсутність часової синхронізації між приймачем та передавачами. Практична цінність полягає в її стійкості до випадкових чи умисних завад через використання надширокосмугових хвиль, простота реалізації та дешевизна.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. N.N. Gorobets, A.N. Dumin, O.A. Dumina “About radiation of short pulses by wire antenna of finite length”, *Radio Physics and Radio Astronomy*, vol. 7, no. 4, pp. 372–374, 2002.
2. А.Н. Думин, В.А. Катрич “Преобразование энергии нестационарной ТЕМ-волны на излучающей апертуре коаксиального волновода”, *Вісник Харківського національного університету, Радіофізика та електроніка*, Вип. 570, С. 26–29, 2002.
3. А.Н. Думин, О.А. Думина, А.Ю. Бутрым, О.А.Третьяков “Нестационарные электромагнитные поля в неограниченном пространстве с произвольным заполнением идеальной средой”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. Радіофізика та електроніка*, вип. 11, № 756, С.61–64, 2007.
4. Я.С. Вольвач, А.Н. Думин, О.А. Думина “Энергия нестационарного поля, излученного диполем Герца”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. Радіофізика та електроніка*, вип. 17, № 942, С. 43–48, 2010.
5. А.Н. Думин, В.А. Плахтий, Я.С. Вольвач, О.А. Думина “Зоны излучения импульсного излучателя малых электрических размеров”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. Радіофізика та електроніка*, вип. 26, С. 35–41, 2017.
6. О.М. Думін, В.А. Плахтій, О.А. Прищенко “Нестаціонарне випромінювання імпульсного струму складного просторового розподілу”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. Радіофізика та електроніка*, вип. 27, С.31–36, 2017.
7. V.A. Katritch, A.N. Dumin “Radiation of nonstationary fields from an open end of a rectangular waveguide”, *Radioelectronics and Communication Systems.*, vol. 46, no. 11, pp. 24-30, 2003.

8. N.N. Gorobets, A.N. Dumin, O.A. Dumina “Transient fields radiated from the open end of a coaxial waveguide with an offset internal conductor”, *Telecommunications and radio engineering*, vol. 65, no. 17, pp. 1563–1570, 2006.
9. A.N. Dumin, O.A. Dumina, V.A. Katrich, Yu. Zheng ‘Radiation of Short Pulses from the Open End of a Circular Waveguide”, *Telecommunications and radio engineering*, vol. 68, no 20, pp. 1785–1793, 2009.
10. O.M. Dumin, O.O. Dumina, V.A. Katrich “Evolution of transient electromagnetic fields in radially inhomogeneous nonstationary medium”, *Progress In Electromagnetics Research, PIER 103*, vol. 103, pp. 403–418, 2010.
11. А.Н. Думин, Ю.Г. Шкорбатов, А.И. Чернов, В.А. Катрич “Расчет экспериментальной установки для облучения биологических объектов сверхширокополосным электромагнитным полем”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна, Радіофізика та електроніка*, вип. 24, № 1115, С.85–90, 2014.
12. Y.G. Shckorbatov, I.I. Rudneva, V.N. Pasiuga, V.A. Grabina, N.N. Kolchigin, D.D. Ivanchenko, O.V. Kazanskiy, V.G. Shayda, O.M. Dumin “Electromagnetic fields effects on *Artemia* hatching and chromatin state”, *Central European Journal of Biology*, vol. 5, no. 6, pp. 785-790, 2010.
13. Y. G. Shckorbatov, V. N. Pasiuga, E. I. Gonchruk, T. Ph. Petrenko, V. A. Grabina, N. N. Kolchigin, D. D. Ivanchenko, V. N. Bykov, O. M. Dumin “Effects of differently polarized microwave radiation on the microscopic structure of the nuclei in human fibroblasts”, *Journal of Zhejiang University-SCIENCE B (Biomedicine & Biotechnology)*, vol. 11, no. 10, pp. 801-805, 2010.
14. L.A. Shakina, V. N. Pasiuga, O. M. Dumin, Y. G. Shckorbatov “Effects of microwaves on the puffing pattern of *D. melanogaster*”, *Central European Journal of Biology*, vol. 6, no. 4, pp. 524-530, 2011.
15. Y.G. Shckorbatov, V.N. Pasiuga, N.N. Kolchigin, V.A. Grabina, D.D. Ivanchenko , V.I. Bykov, O.M. Dumin “Cell nucleus and membrane recovery after exposure to

- microwaves” *Proceedings of the Latvian Academy of Sciences. Section B*, vol. 65, no. 1/2, pp. 13–20, 2011.
16. О.М. Думін, В.А. Плахтій, О.А. Прищенко, Д.В. Ширококорд “Розпізнавання об’єктів під поверхнею землі при надширокосмуговій радіоінтроскопії за допомогою штучних нейронних мереж”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна, Радіофізика та електроніка*, вип. 28, С. 24–29, 2018.
 17. D.V. Shirokorad, A.N. Dumin, O.A. Dumina, V.A. Katrich “Analysis of Pulsed Fields Reflected from a Layered Lossy Medium Using Artificial Neural Network”, *Telecommunications and radio engineering*, vol. 70, no. 10, pp. 873–881, 2011.
 18. O. Dumin, V. Plakhtii, O. Prishchenko, D. Shyrokorad, V. Katrich “Ultrashort impulse radar for detection and classification of objects in layered medium by artificial neural network”, *Telecommunications and radio engineering*, vol. 78, no. 19, pp. 1759–1770, 2019.
 19. О.М. Думін, Р.Д. Ахмедов, Д.В. Черкасов “Поширення імпульсної електромагнітної хвилі в керівському середовищі”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. Радіофізика та електроніка*, вип. 29, С. 11–16, 2018.
 20. R. Akhmedov, O. Dumin, V. Katrich “Impulse radiation of antenna with circular aperture”, *Telecommunications and radio engineering*, vol. 77, no. 20, pp. 1767–1784, 2018.
 21. О.М. Думін, В.А. Плахтій, І.Д. Персанов, Ш. Као “Система позиціонування на імпульсних надширокосмугових полях”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна, Радіофізика та електроніка*, вип. 31, С. 36–46, 2019.
 22. M.V. Nesterenko, V.A. Katrich, Y.M. Penkin, S.L. Berdnik, O.M. Dumin “Combined Vibrator – Slot Structures: Theory and Applications. Theoretical Aspects and Applications”, *Springer International Publishing*, 2020. ISBN 978-3-

- 030-60177-5 <https://www.springer.com/gp/book/9783030601768> (дата звернення: 04.01.2021)
- 23.J. Luszcz, R. Smolenski “Low frequency conducted emissions of grid connected static converters”, *IEEE Electromagnetic Compatibility Mag.*, vol. 4, no, pp. 86–100, 2015.
 - 24.M.H. Vogel “Impact of lightning and high-intensity radiated fields on cables in aircraft”, *IEEE Electromagnetic Compatibility Mag.*, vol. 3,no 2, pp. 56–61, 2014.
 - 25.R. Kebel, T. Stadler, J.-A. Rouquette, F. Flourens, A. Avenet, N. Rouvrais “Numeric Lightning Protection Prediction for Wires in an Aircraft Wing Raceway”, *IEEE Electromagnetic Compatibility Magazine*, vol. 5, no. 4, pp. 71-79, 2016.
 - 26.L.D. Grcev, F.E. Menter “Transient electromagnetic fields near large earthing systems”, *IEEE Trans. on Magnetics*, vol. 32, no. 3, pp. 1525-1528, 1996.
 - 27.H. Tanaka, Y. Baba, C.F. Barbosa “Effect of shield wires on the lightning-induced currents on buried cables”, *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 58, no 3, pp.738–746, 2016.
 - 28.F. Rachidi, W. Janischewskyj, A.M. Hussein, C.A. Nucci, S Guerrieri, B. Kordi, Jen-Shih Chang “Current and electromagnetic field associated with lightning-return strokes to tall towers”, *IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility*, vol. 43, no. 3, pp. 356-367, 2001.
 - 29.Yu. K. Sirenko, S. Ström, N. P. Yashina, *Modeling and Analysis of Transient Processes in Open Resonant Structures. New Methods and Techniques*. New York, Springer, 2007.
 - 30.Л.А. Вайнштейн, *Распространение импульсов. Четвертая Всесоюзная школа-семинар по дифракции и распространению волн*. Рязань, Изд-во Рязанского радиотехнического института, 1975.
 - 31.О.А. Третьяков “Метод модового базиса”, *Радиотехника и электроника*, Т. 31, № 6, С. 1071–1082, 1986.
 - 32.О.А. Третьяков “Эволюционные волноводные уравнения”, *Радиотехника и электроника*, Т. 34. № 5, С. 917–926, 1989.

33. M. Hashimoto, M. Idemen, O.A. Tretyakov, *Essentials of Non-stationary and Nonlinear Electromagnetic Field Theory. Analytical and Numerical Methods in Electromagnetic Wave Theory*. Tokyo, Science House Co., Ltd., 1993.
34. В.В. Борисов, *Неустановившиеся поля в волноводах*. Ленинград, Изд. ЛГУ, 1991.
35. O.A. Tretyakov "Propagation of Super – Wideband Signals through Waveguides", in Proc. *International Conf. on Math. Methods in Electromagnetic Theory V (MMET-94)*, Kharkov, Ukraine, Sep. 7-10, 1994, p. 434.
36. Г. Вейль, *Избранные труды*. Москва, Наука, 1984.
37. У. Миллер, *Симметрия и разделение переменных*. Москва, Мир, 1981.
38. S. Nikitskiy, O. Tretyakov, K. Yemelyanov, "An Arbitrary Signal Propagation in Waveguides", in Proc. *International Conf. on Math. Methods in Electromagnetic Theory VI (MMET-96)*, Lviv, Ukraine, Sep. 10–13, 1996, pp. 260–263.
39. О.А. Третьяков, А.Н. Думин "Излучение нестационарных электромагнитных полей плоским излучателем", *Электромагнитные волны & электронные системы*, Т.3, № 1, С. 12-22, 1998.
40. А.Н. Думин "Излучение нестационарных полей раскрывом коаксиального волновода с бесконечным фланцем", *Вестник Харьковского университета. Радиофизика и радиоэлектроника*, № 405, С. 52–55, 1998.
41. А.Н. Думин, В.А. Катрич, Н.Н. Колчигин, С.Н. Пивненко, О.А. Третьяков "Дифракция нестационарной ТЕМ-волны на открытом конце коаксиального волновода", *Радиофизика и радиоастрономия*, Т. 5, № 1, С. 55–66, 2000.
42. A.N. Dumin, V.A. Katrich, S.N. Pivnenko, O.A. Tretyakov "Comparative analysis of approximate and exact solutions of transient wave radiation problems" in Proc. *International Conf. on Math. Methods in Electromagnetic Theory (MMET-2000)*, Kharkov, Ukraine, Sep. 12–15, 2000, pp. 125–127.
43. T. Ogurtsova, P. Kholod, G. Klochko, G. Pochanin, S. Berdnik, O. Dumin "Frequency Domain Measurement of Permeability of M400HH Ferrite Rods in the

- VHF Range”, in Proc. *11th International Conference on Antenna Theory and Techniques (ICATT-2017)*, Kyiv, Ukraine, May 24–27, 2017, pp. 399-401.
44. В.О. Катрич, О. І. Карпов, Є.О. Антоненко, С.А. Ярмольчук, “Широкопосмугова антенна система”, Патент України №106120 – H01Q 7/00, зареєстрований 25.07 2014.
45. В. Р. Туз “Усиление поляризационных и нелинейных эффектов в периодических структурах и системах с сильной локализацией поля” (01.04.03 - радиофизика) дис. док. фіз.-мат. наук, Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, Харків, 2013.
46. А.Н. Думин, В.А. Плахтий, Я.С. Вольвач, О.А. Думина “Ближнее нестационарное поле диполя Герца”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна, Радіофізика та електроніка*, вип. 24, № 1115, С. 29–34, 2014.
47. O.M. Dumin, Y.G. Shckorbatov, V.N. Pasiuga, O.V. Kazansky, N.N. Kolchigin, A.I. Chernov “Effect of signal form of irradiated impulse electromagnetic field on viability of human cells” in Proc. *7th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS–2014)*, Kharkiv, Ukraine, Sep, 15-19, 2014, pp. 45–48.
48. O.M. Dumin, V.A. Plakhtii, I.S. Volvach, S.V. Pshenichnaya, O.O. Dumina “Near field of Hertzian dipole excited by impulse current” in Proc. *10th International Conference on Antenna Theory and Techniques (ICATT-2015)*, Kharkiv, Ukraine, April 21-24, 2015, pp. 90-92.
49. V.A. Plakhtii, O. M. Dumin, V. A. Katrich, O. O. Dumina “Field regions of impulse current radiator of small size”, in Proc. *9th International Kharkiv Symposium On Physics And Engineering Of Microwaves, Millimeter And Submillimeter Waves (MSMW–2016)*, Kharkiv, Ukraine, June 21-24, 2016, D-27.
50. V. A. Plakhtii, O. M. Dumin, V. A. Katrich, O. O. Dumina, I. S. Volvach “Energy transformation of transient field of herzian dipole” in Proc. *16th IEEE International*

- Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET–2016)*, Lviv, Ukraine, July 5-7, 2016, EMA-8.
51. V. A. Plakhtii, O. M. Dumin, V. A. Katrich, O. O. Dumina, I. S. Volvach “Radiation of two small impulse current radiators”, in *Proc. 8th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS–2016)*, Odessa, Ukraine, Sep. 5-11, 2016, pp. 81–84.
 52. “Моделювання та дослідження відкритих нелінійних нанорозмірних електродинамічних систем із нестационарним і гармонічним збудженням для перетворення полів та створення елементів спінтроники // Звіт про науково-дослідну роботу (заклучний)”, № держреєстрації 0114U002585, Х.: ХНУ, 87 с, 2016.
 53. T.T. Wu “Electromagnetic missiles”, *J. Appl. Phys.*, vol. 57, no. 7, pp. 2370–2373, 1985.
 54. Л.Г. Содин “Импульсное излучение антенны (электромагнитный снаряд)”, *Радиотехника и электроника*, Т. 36, № 5. с. 1014–1022, 1991.
 55. O.M. Dumin, O.O. Tretyakov “Radiation of Arbitrary Signals by Plane Disk”, in *Proc. International Conf. on Math. Methods in Electromagnetic Theory VI (MMET–96)*, Lviv, Ukraine, Sep. 10–13, 1996, pp. 248–251.
 56. “Імпульсні та синусоїдальні поля у нелінійних і шаруватих електродинамічних структурах та наносистемах як перетворювачах полів і моделей елементів спінтроники”, Звіт про науково-дослідну роботу (заклучний). № держреєстрації 0117U004851, Х.: ХНУ, 108 с, 2019.
 57. Огурцова Т.М., Почанін Г.П., Холод П.В., Думін О.М., Бердник С.Л. Власник: Інститут радіофізики та електроніки ім. О.Я. Усикова національної академії наук України, “Спосіб вимірювання частотної залежності магнітної проникності феритових стрижнів”, Патент на корисну модель. 126410 Україна, (51) МПК G01R 33/12, (2006.01), u201708915; дата подання 07.09.2017; дата, з якої чинні права, опубліковано 25.06.2018, Бюл. № 12/2018

58. B. Allen, M. Dohler, E.E. Okon, W.K. Matik, A.K. Brown, D.J. Edwards, *Ultra-wideband Antennas and Propagation for Communications, Radar and Imaging*. Chichester, John Wiley & Sons Ltd, 2007.
59. V. Naydenko, S. Piltyay “Evolution of radiopulses radiated by Hertz’s dipole in vacuum” in *Proc. XII International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET-2008)*, Odesa, Ukraine, June 29 – July 2, 2008, pp. 294-297.
60. H.G. Schantz “Electromagnetic Energy Around Hertzian Dipoles”, *IEEE Antenna & Prop. Magazine*, vol. 43, no. 2, pp. 50-62, 2001.
61. G. S. Smith *An introduction to classical electromagnetic radiation*. New York, Cambridge University Press, 1997.
62. N.N. Gorobets, A.V. Nechesa “Superwide-Band Signal Distortion Caused by Linear Dipole Antennas”, *Telecommunications and radio engineering*, vol. 53, no 3, pp. 36–41, 1999.
63. G.I. Churyumov, N.-N. Wang, V.P. Gerasimov, W. Li “Low-Voltage K-Range Magnetron with Two Outputs of Energy: Design Features and Main Advantages”, *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 67, no. 12, pp. 5743-5749, 2020. DOI:10.1109/TED.2020.3029129
64. T. Maloney “Pulsed Hertzian dipole radiation and electrostatic discharge events in manufacturing”, *IEEE Electromagnetic Compatibility Mag*, vol. 2, no 3, pp. 37–46, 2013.
65. D. Rodger, P.J. Leonard, J.F. Eastham “Modelling electromagnetic rail launchers at speed using 3D finite elements”, *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 27, no. 1. pp. 314–317, 1991.
66. T.G. Engel, J.M. Neri, M. J. Veracka “Characterization of the Velocity Skin Effect in the Surface Layer of a Railgun Sliding Contact”, *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 44, no. 7, pp. 1837–1844, 2008.

- 67.S. Tan, J. Lu, X. Zhang, B. Li, Y. Zhang, Y. Jiang “The Numerical Analysis Methods of Electromagnetic Rail Launcher With Motion”, *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 44, no 12, pp. 3417–3423, 2016.
- 68.K.T. Hsieh, B.K. Kim “3D modeling of sliding electrical contact”, *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 33, no 1, pp. 237–239, 1997.
- 69.H. Harmuth, *Nonsinusoidal Waves for Radar and Radio Communications*. Academic Press, New York, 1981.
- 70.H. Schantz, *The art and Science of ultrawideband antennas*. Artech House, Boston, Mass, USA, 2005.
- 71.H. Zhang, S.Y. Tan, H.S. Tan “A flanged parallel-plate waveguide probe for microwave imaging of tumors”, *PIER*, vol. 97, pp. 45-60, 2009.
- 72.R. K. Amineh, A. Trehan, N.K. Nikolova “TEM-horn antenna for ultra-wide band microwave breast imaging”, *PIER B*, vol. 13, pp. 59-74, 2009.
- 73.H. Kanj, M. Popović “A novel ultra-compact broadband antenna for microwave breast tumor detection”, *PIER*, vol. 86, pp. 169-198, 2008.
- 74.R.C. Conceição, M. O'Halloran, M. Glavin, E. Jones “Comparison of planar and circular antenna configurations for breast cancer detection using microwave imaging”, *PIER*, vol. 99, pp. 1-20, 2009.
- 75.S. H. Zainud-Deen, W. M. Hassen, E.M. Ali, K.H. Awadalla, H.A. Sharshar “Breast cancer detection using a hybrid finite difference frequency domain and particle swarm optimization techniques”, *PIER B*, vol. 3, pp. 35-46, 2008.
- 76.S.A. AlShehri, S. Khatun, “UWB imaging for breast cancer detection using neural network”, *PIER C*, vol. 7, pp. 79-93, 2009.
- 77.M. O'Halloran, R. Conceição, D. Byrne, M. Glavin, E. Jones “FDTD modeling of the breast: a review”, *PIER B*, vol. 18, pp. 1-24, 2009.
- 78.H. Zhou, T. Takenaka, J.E. Johnson, T. Tanaka “A breast imaging model using microwaves and a time domain three dimensional reconstruction method”, *PIER*, vol. 93, pp. 57-70, 2009.

79. A. Lazaro, D. Girbau, R. Villarino “Wavelet-based breast tumor localization technique using a UWB radar”, *PIER*, vol. 98, pp. 75-95, 2009.
80. A. Maskooki, E. Gunawan, C. B. Soh, K. S. Low “Frequency domain skin artifact removal method for ultra-wideband breast cancer detection”, *PIER*, vol. 98, pp. 299–314, 2009.
81. “Електродинамічне моделювання впливу нестационарних широкосмугових електромагнітних полів на біологічні об’єкти”, Звіт про науково-дослідну роботу (заключний). № держреєстрації 0107U000679, Х.: ХНУ, 78 с, 2009.
82. В. Г. Лазарович, *Влияние электромагнитных полей на обмен веществ в организме*. Львов, Вища школа, 1978.
83. “Radiofrequency electromagnetic fields. Properties, Quantities and Units, Biophysical Interaction, and Measurements. Recommendations of the National Council on Radiation Protection and Measurements”, *NCRP Report*, Bethesda, vol. 67, 1981.
84. “Guidelines for limiting exposure to time-varying electric, magnetic, and electromagnetic fields (up to 300 GHz). ICNIRP Guidelines”, *Health Physics*, vol. 74, no. 4, pp. 494-522, 1998.
85. D. Seabury, *An Update on SAR Standards and the Basic Requirements for SAR Assessment*. Conformity, 2005.
86. “Електродинамічне моделювання впливу імпульсних надширокосмугових електромагнітних полів на біологічні об’єкти // Звіт про науково-дослідну роботу (заклучний)”, № держреєстрації 0110U001428, Х.: ХНУ, 74 с, 2012.
87. Y. G. Shckorbatov, N. N. Kolchigin, O.V. Kazansky, V. N. Pasiuga “Effects of ultra-wideband radiation on viability of human cells” in *Proc. 6th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS)*, Sevastopol, Ukraine, Sep. 17-21, 2012, pp. 137-139,
88. M. Converse, E.J. Bond, B. D. Van Veen, S.C. Hagness “A computational study of ultra-wideband versus narrowband microwave hyperthermia for breast cancer

- treatmen”, *IEEE transactions on microwave theory and techniques*, vol. 54, pp. 2169-2180, 2006.
- 89.J.C. Lin, “Biological aspects of mobile communication fields”, *Wireless Network*, vol. 3, pp. 439-453, 1997.
- 90.M.O. Özyalcin, F. Akleman, L. Sevgi “SAR simulations in wireless communication and safety discussions in the society”, *Turk. J. Elec. Engin*, vol. 10, no. 2, pp. 411-426, 2002.
- 91.“IEEE Standard for safety levels with respect to human exposure to radio frequency electromagnetic fields, 3 kHz to 300 GHz” in *IEEE Std C95.1*, 1999 Edition , pp. 1-83, 16 April 1999, doi: 10.1109/IEEESTD.1999.89423.
- 92.C. Johansen “Electromagnetic fields and health effects--epidemiologic studies of cancer, diseases of the central nervous system and arrhythmia-related heart disease”, *Scand J Work Environ Health*, vol. 30, pp. 1-30, 2004.
- 93.P. Michelozzi, A. Capon, U. Kirchmayer, F. Forastiere, A. Biggeri, A. Barca, “Perucci Adult and Childhood Leukemia near a High-Power Radio Station in Rome, Italy”, *American Journal of Epidemiology*, vol. 155, no. 12, pp. 1096-1103, 2002.
- 94.Н.Д. Девятков, М.Б. Голант, О.В. Бецкий, *Миллиметровые волны в процессах жизнедеятельности*. Москва, Радио и связь, 1991.
- 95.Ю.Г. Шкорбатов, В.Г. Шахбазов “Влияние микроволнового облучения на биологические объекты”, *Радиофизика и электроника*, Т.5, № 1, С. 179-185, 2000.
- 96.M. T. Islam, M. R. I. Faruque, N. Misran, “Reduction of specific absorption rate (SAR) in the human head with ferrite material and metamaterial”, *PIER C*, vol. 9, pp. 47-58, 2009.
- 97.M. T. Islam, M. R. I. Faruque, N. Misran, “Design analysis of ferrite sheet attachment for SAR reduction in human head”, *PIER*, vol. 98, pp. 191-205, 2009.
98. H.-H. Chou, H.-T. Hsu, H.-T. Chou, K.-H. Liu, F.-Y. Kuo, “Reduction of peak SAR in human head for handset applications with resistive sheets”, *R-cards, PIER*, vol. 94, pp. 281-296, 2009.

99. M. Christopoulou, S. Koulouridis, K. S. Nikita, "Parametric study of power absorption patterns induced in adult and child head models by small helical antennas", *PIER*, vol. 94, pp. 49-67, 2009.
100. A. Hirata, H. Sugiyama, O. Fujiwara, "Estimation of core temperature elevation in humans and animals for whole-body averaged SAR", *PIER*, vol. 99, pp. 53-70, 2009.
101. Y. Zhu, F. Gao, X. Yang, H. Shen, W. Liu, H. Chen, X. Jiang "The effect of microwave emission from mobile phones on neuron survival in rat central nervous system", *PIER*, vol. 82, pp. 287-298, 2008.
102. E. Lopez-Martin, J.C. Brégains, F.J. Jorge-Barreiro, J.L. Sebastian-Franco, E. Moreno-Piquero, F. Ares-Pena "An experimental set-up for measurement of the power absorbed from 900 mhz gsm standing waves by small animals, illustrated by application to picrotoxin-treated rats", *PIER*, vol. 87, pp. 149-165, 2008.
103. Б.Г. Емец "Стимулирование электромагнитными волнами изменения размеров газовых включений в жидкости", *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна, Радіофізика та електроніка*, вип. 10, № 712, С. 127–131, 2006.
104. Б.Г. Емец "О первичном механизме терапевтического влияния микроволнового облучения при лучевой болезни", *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна, Радіофізика та електроніка*, вип. 11, № 756, С. 61–64, 2007.
105. T.-W. Wong, A. Iskhandar, M. Kamal, S.-J. Jumi, N.-H. Kamarudin, N.-Z. Mohamad Zin, N.-H. Mohd Salleh, "Effects of microwave on water and its influence on drug dissolution", *PIER C*, vol. 11, pp. 121-136, 2009.
106. L.G. Salford, A.E. Brun, J.L. Eberhardt, L. Malmgren, B.R. Persson "Nerve cell damage in mammalian brain after exposure to microwaves from GSM mobile phones", *Environ Health Perspect*, vol. 111, no. 7, pp. 881–883, 2003.

107. Yao K., Wang K.J., Sun Z.H., Tan J., Xu W., Zhu L.J., Lu de Q. “Low power microwave radiation inhibits the proliferation of rabbit lens epithelial cells by upregulating P27Kip1 expression”, *Molecular Vision*, vol. 10, pp. 138-143, 2004.
108. R.R. Tice, G.G. Hook, M. Donner, D.I. McRee, A.W. Guy “Genotoxicity of radiofrequency signals. I. Investigation of DNA damage and micronuclei induction in cultured human blood cells”, *Bioelectromagnetics*, vol. 23, no. 2, pp. 113-126, 2002.
109. Б. А. Минин, *СВЧ и безопасность человека*. Москва, Сов. радио, 1974.
110. В. А. Березовский, Н. Н. Колотилов “Биофизические характеристики тканей человека”, К.: Наукова думка, С. 64-76, 1990.
111. R.L. Seaman, “Effects of exposure of animals to ultrawideband pulses”, *Health Phys*, vol. 92, pp. 629-34, 2007.
112. Dorsey W.C, Tchounwou P.B., Ford B.D., Roane L., Haynie D.T. “Induced mitogenic activity in AML-12 mouse hepatocytes exposed to low-dose ultra-wideband electromagnetic radiation”, *Int J Environ Res Public Health*, vol. 2, pp. 24-30, 2005.
113. P.W. Sylvester, S.J. Shah, D.T. Haynie, K. P. Briski, “Effects of ultra-wideband electromagnetic pulses on pre-neoplastic mammary epithelial cell proliferation”, *Cell Proliferation*, vol. 38, pp. 153–163, 2005.
114. Y. G. Shckorbatov, V. N. Pasiuga, N. N. Kolchigin, “Changes in the human nuclear chromatin induced by ultra wideband pulse irradiation”, *Central European Journal of Biology*, vol. 4, no 1, pp. 97-106, 2009.
115. O. M. Dumin, O. O. Dumina, N.N. Kolchigin, D.D. Ivanchenko, Y.G. Shckorbatov, V.N. Pasiuga “Simulation of microwave exposure of human cells by electromagnetic field of EMF band” in Proc. *International Conference on Antenna Theory and Techniques*, Kyiv, Ukraine, Sep. 20-23, 2011, pp. 312-314,.
116. “Електродинамічне моделювання впливу імпульсних надширококутєвих полів на клітинні системи і на загальну життєздатність біологічних об’єктів”,

- Звіт про науково-дослідну роботу (заключний). № держреєстрації 0112U005887, Х.: ХНУ, 62 с, 2015.
117. Y.G. Shckorbatov, V.G. Shakhbazov, N.N. Grigoryeva, V.A. Grabina “Microwave irradiation influences on the state of human cell nuclei”, *Bioelectromagnetics*, vol. 19, no. 7, pp. 414-419, 1998.
 118. J. Huss, “The potential dangers of electromagnetic fields and their effect on the environment”, in *Proc. Report of Committee on the Environment, Agriculture and Local and Regional Affairs*. Parliamentary Assembly of Council of Europe, May 6, 2011, pp. 1 – 12.
 119. Y.G. Shckorbatov, V.N. Pasiuga, N.N. Kolchigin, “The influence of differently polarized microwave radiation on chromatin in human cells”, *Int. J. Rad. Biol*, vol. 85, №. 4, pp. 322-329, 2009.
 120. А. М. Сердюк, *Взаимодействие организма с электромагнитными полями как факторами окружающей среды*. К.: Наукова думка, 1977.
 121. A. Lacy-Hulbert, J. C. Metcalfe, R. Hesketh, A. Lacy-Hulbert, J. C. Metcalfe, R. Hesketh “Biological responses to electromagnetic fields”, *The FASEB Journal*, no. 12, pp. 395-420, 1998.
 122. M. H. Repacholi “Radiofrequency field exposure and cancer: What do the laboratory studies suggest?”, *Env. Health Res. Persp*, vol. 105, no. 6, pp. 1565-1568, 1997.
 123. S. Szmigielski “Cancer morbidity in subjects occupationally exposed to high frequency (radio-frequency and microwave) electromagnetic radiation”, *Sci. Total Environ*, vol. 180, pp. 9-17, 1996.
 124. N. Simicevic, “Exposure of biological material to ultra-wideband electromagnetic pulses. Dosimetric implications”, *Health Physics*, vol. 92, no. 6, pp. 574-583, 2007.
 125. С. М. Майкельсон, “Биологические эффекты СВЧ-излучения: Обзор”, *ТИИЭР*, Т. 68, С. 49-60, 1980.

126. Н. П. Залюбовская, Р. И. Киселев. Е. Ф. Тесленко-Пономаренко
“Влияние электромагнитных волн миллиметрового диапазона на клетки культуры ткани”, *Экспериментальная и клиническая радиология*, по. 9, С. 177-179, 1973.
127. Y. G. Shckorbatov, “He-Ne laser light induced changes in the state of chromatin in human cells”, *Naturwissenschaften*, vol. 86, no. 9, pp. 452-453, 1999.
128. Ю. Г. Шкорбатов, В. Г. Шахбазов, А. О. Руденко, М. Болхассани “О роли изменений состояния хроматина и биоэлектрических свойств ядер в реакции клеток на внешние воздействия”, *Труды по фундаментальной и прикладной генетике*, Х.:Штрих, С.128-139, 2001.
129. Ю. Г. Шкорбатов, А. Л. Савенкова “Состояние хроматина как индикатор экологической безопасности”, *Актуальные вопросы теоретической и прикладной биофизики, физики и химии, материалы V Международной научно-технической конференции*, Севастополь, Украина, 2009, С. 222-224.
130. Посохов Є.О. , Пасюга В.М., Шкорбатов Ю.Г., Колчигін М.М., “Спосіб визначення впливу магнітного або електромагнітного поля на біологічні мембрани”, Патент України (корисна модель), №76399 от10.01.2013. Бюл. №1.
131. Huilin, Zhou & Wang, Wei-Ping & Wang, Yuhao, "Constructive neural network for landmine classification using ultra wideband GPR," in *Proc. Seventh International Conference on Machine Learning and Cybernetics*, Kunming, July 12-15, 2008. pp. 1197-1201. doi: 10.1109/ICMLC.2008.4620585.
132. Anthony Taok, Nahi Kandil, Sofiène Affes, "Neural Networks for Fingerprinting-Based Indoor Localization Using Ultra-Wideband," in *Proc. 2nd International Conference on Wireless Communications in Underground and Confined Areas (ICWCUCA'2008)*, Val-d'Or, Canada, August 25-27, 2008.
133. A. S. Turk, K. A. Hocaoglu, A. A. Vertiy, *Subsurface Sensing*. Ho-boken, Wiley, 2011.
134. Chi-Chih Chen, M. B. Higgins, K. O'Neill and R. Detsch, "Ultrawide-bandwidth fully-polarimetric ground penetrating radar classification of subsurface unexploded

- ordnance," in *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, vol. 39, no. 6, pp. 1221-1230, 2001.
135. P. Sharma, B. Kumar, D. Singh and S. P. Gaba, "Non-metallic pipe detection using SF-GPR: A new approach using neural network," in Proc. *IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium (IGARSS)*, Beijing, 2016, pp. 6609-6612.
 136. L. A. Varyanitsa-Roshchupkina, G. P. Pochanin, "Video Pulse Electromagnetic Wave Diffraction on Subsurface Objects," *Telecommunications and Radio Engineering*, vol. 66, no. 5, pp. 391-414, 2007.
 137. I.V. Sruthi and P.R. Anurenjan, "A dynamic bow-tie antenna using soft computing methods," in Proc. *International Conference on Control Communication and Computing (ICCC)*, Thiruvananthapuram, 2013, pp. 113-118,.
 138. P. N. Brown, G. D. Byrne, and A. C. Hindmarsh, "VODE: A variablecoefficient ODE solver," *SIAM J. Sci. Stat. Comput.*, vol. 10, no. 5, pp. 1038–1051, 1989.
 139. F. J. Yanovsky, V. E. Ivashchuk and V. P. Prokhorenko, "Through-the-wall surveillance technologies," in Proc. *6th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals*, Sevastopol, Ukraine, 2012, pp. 30-33.
 140. W. F. Brown, *Micromagnetics*. New York, NY, USA: Interscience, 1963.
 141. A.N. Gorobets "Building detection using processing of monochromatic earth observation image" *Telecommunications and Radio Engineering (English translation of Elektrosvyaz and Radiotekhnika)*, vol. 77,no. 3, pp. 243-256, 2018.
 142. V. Plakhtii , O. Dumin , O. Prishchenko , D. Shyrokorad , G. Pochanin "Influence of Noise Reduction on Object Location Classification by Artificial Neural Networks for UWB Subsurface Radiolocation" in Proc. *DIPED 2019*, Lviv, Ukarine, Sep. 12-14, 2019, pp. 64-68.
 143. "Розробка та моделювання нових засобів формування спрямованого випромінювання надкоротких імпульсних сигналів", Звіт про науково-дослідну роботу (заклучний), № держреєстрації 0107U000692, Х.: ХНУ, 131 с, 2009.

144. Yu. O. Averkov, Yu. V. Prokopenko, V.M. Yakovenko “Interaction of a flow of charged particles with eigenmodes of a dielectric cylinder”, *Telecommunications and Radio Engineering*, vol. 76, no. 18, pp. 1595-1611. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v76.i18.20
145. А.Ю. Бутрым, О.А. Третьяков “Модификация метода эволюционных волноводных уравнений для случая поперечно неоднородных волноводов”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна*, № 544, С. 71–74, 2002.
146. A.N Dumin, A.Yu. Butrym, O.A. Tretyakov, V.A. Katrich, O.A. Dumina “Transient electromagnetic fields in unbounded space with inhomogeneous medium”, in Proc. *International Workshop Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS–2004)*, Sevastopol, Ukraine, 2004, pp. 104–106.
147. O.M. Dumin, O.A. Tretyakov, V.A. Katrich, O.O. Dumina, M.V. Nesterenko, V.I. Kholodov “Evolutionary equations for electromagnetic fields in unbounded space filled with layered inhomogeneous nonlinear transient medium with losses”, in Proc. *5th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS–2010)*, Sevastopol, Ukraine, Sep. 6-10, 2010, pp. 99–101.
148. “Збудження, розсіяння та формування електромагнітних полів магнітними та електричними випромінюючими структурами у матеріальному середовищі”, Звіт про науково-дослідну роботу (заключний), № держреєстрації 0108U001643, Х.: ХНУ, 125 с, 2010.
149. A. Shlivinski, E. Heyman "Time -domain near-field analysis of short-pulse antennas - Part I: Spherical wave (multipole) expansion," *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, vol. AP-47, no. 2, pp. 271-279, February 1999.
150. O. Tretyakov, A. Dumin, O. Dumina, V. Katrich “Modal basis method in radiation problems”, in Proc. *International Conf. on Math. Methods in Electromagnetic Theory (MMET–2004)*, Dniepropetrovsk, Ukraine, 2014, pp.312–314.
151. Э. Камке, *Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям*. Москва, Наука, 1965.

152. O. Dumin, O. Dumina, V. Katrich, “Evolution of transient electromagnetic fields in spherical coordinate system”, in *Proc. XI-th International Conf. on Math. Methods in Electromagnetic Theory (MMET–2006)*, Kharkiv, Ukraine, June 26-29, 2006, pp. 363–365.
153. O.M. Dumin, O.O. Dumina, V.O. Katrich “Comparative Analysis of The Analytical and numerical solutions of transient wave propagation problem”, in *Proc XI-th International Seminar / Workshop on Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic wave Theory (DIPED–06)*, Tbilisi, Georgia, 2006, pp. 43-46.
154. Джин Юн, Б.А. Кочетов , А.Ю. Бутрым “Конечно-разностная схема во временной области и аналитическое решение уравнения Клейна-Гордона”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. Радіофізика та електроніка*, вип. 10, № 712, С. 91–94, 2006.
155. O.M. Dumin, O.O. Dumina, V.O. Katrich “Propagation of spherical transient electromagnetic wave through radially inhomogeneous medium”, in *Proc. 3rd International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS–2006)*, Sevastopol, Ukraine, Sep. 18-22, 2006, pp. 276–278.
156. O. Dumin, R. Akhmedov “Ultrashort Impulse Radiation from Plane Disk with Uniform Current Distribution”, in *Proc. 9th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS–2018)*, Odessa, Ukraine, Sep. 4-7, 2018, pp. 169–173.
157. O.M. Dumin, O.A. Tretyakov, R.D. Akhmedov, O.O. Dumina, “Evolutionary approach for the problem of electromagnetic field propagation through nonlinear medium”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна, Радіофізика та електроніка*, вип. 24, № 1115, С. 23–28, 2014.
158. O.M. Dumin, V.A. Katrich, R.D. Akhmedov, O.A. Tretyakov, O.O. Dumina “Evolutionary Approach for the Problems of Transient Electromagnetic Field Propagation in Nonlinear Medium”, in *Proc. XV International Conf. on Math.*

- Methods in Electromagnetic Theory (MMET–2014)*, Dnipropetrovsk, Ukraine, Aug. 26-28, 2014, pp. 57-60.
159. O.M. Dumin, O.A. Tretyakov, R.D. Akhmedov, Yu.B. Stadnik, V.A. Katrich, O.O. Dumina, “Modal Basis Method for Propagation of Transient Electromagnetic Fields in Nonlinear Medium”, in Proc. *7th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS–2014)*, Kharkiv, Ukraine, Sep. 15-19, 2014, pp. 100–103.
 160. O.M. Dumin, O.A. Tretyakov, R.D. Akhmedov, O.O. Dumina “Transient electromagnetic field propagation through nonlinear medium in time domain” in Proc. *10th International Conference on Antenna Theory and Techniques (ICATT-2015)*, Kharkiv, Ukraine, April 21-24, 2015, pp. 93-95.
 161. O.M. Dumin, R.D. Akhmedov, V.A. Katrich, O.O. Dumina “Propagation of transient field radiated from plane disk in nonlinear medium” in Proc. *8th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS–2016)*, Odessa, Ukraine, Sep. 5-11, 2016, pp. 77–80.
 162. O. Dumin, R. Akhmedov, O.O. Dumina, “Transient field radiation of plane disk into nonlinear medium” в Працях *IEEE Міжнародної конференції з інформаційно-телекомунікаційних технологій та радіоелектроніки (UkrMiCo '2016)*, Київ, Україна, вересень 11-15, 2016, pp. 148–151.
 163. О.М. Думін, Р.Д. Ахмедов, “Міжмодове перетворення нестационарного електромагнітного поля в нелінійному необмеженому середовищі”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна, Радіофізика та електроніка*, вип. 26, С. 42–47, 2017.
 164. T. Wu, R. King, H. Shen, “Spherical lens as a launcher of electromagnetic missiles”, *Journal of Applied Physics*, vol. 62, pp. 4036–4040, 1987.
 165. O.M. Dumin, R.D. Akhmedov, V.A. Katrich, O.O. Dumina, “Transient Radiation of Circle with Uniform Current Distribution” in Proc. *2017 IEEE First Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering (UKRCON)*, Kyiv, Ukraine, May 29-June 2, 2017, pp. 261-265.

166. Y. Le Cun, “Convolutional networks for images, speech, and time series”, in *The Handbook of Brain Theory and Neural Networks*, Cambridge, pp. 255–258, 1995.
167. O. Dumin, R. Akhmedov, O. Dumina, D. Cherkasov, “Near zone of plane disk with uniform transient current distribution” in *Proc. 2019 IEEE 2nd Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering, UKRCON 2019*, Lviv, Ukraine, July 2-6, 2019, pp. 209-213.
168. R. Akhmedov, O. Dumin, V. Katrich, D. Cherkasov, “Impulse Electromagnetic Wave Propagation in Kerr Medium”, in *Proc. DIPED 2019*, Lviv, Ukraine, Sep. 12-14, 2019, pp. 49-52.
169. Y.S. Volvach, O.M. Dumin, O.O. Dumina, “The energy of the field radiated by Hertz dipole”, in *Proc. VII International Conf. on Antenna Theory and Techniques (ICATT-2011)*, Kyiv, Ukraine, 2011, pp. 86–88.
170. O. Dumin, I.S. Volvach, O. Dumina “Transient Near field of Hertzian dipole” in *Proc. 6th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS-2012)*, Sevastopol, Ukraine, Sep. 17-21, 2012, pp. 69–71.
171. В.В. Крымский “Теоретические и экспериментальные исследования излучателей несинусоидальных волн”, Дис. д-ра физ.-мат. наук: 01.04.03 / Челябинский ГТУ, Челябинск, 283 с, 1993.
172. “Електродинаміка комбінованих випромінювачів магнітно-електричного типу в об’ємах з ідеально провідними й імпедансними границями”, Звіт про науково-дослідну роботу (заклучний). № держреєстрації 0112U006929, Х.: ХНУ, 110 с, 2015.
173. Г. Герц “Силы электрических колебаний, рассматриваемые с точки зрения теории Максвелла”, *50 лет волн Герца*, -Москва, Академия Наук СССР, С. 92–119, 1938.
174. С.А. Balanis, *Antenna Theory*. New York: Wiley, 1997.
175. R.C. Hansen, *Microwave Scanning Antennas*. New York, Academic Press, 1964.
176. Н.Н. Горобец, “Особенности волновых процессов в ближней зоне датчиков электрического и магнитного поля”, в *Трудах III Украинской конференции*

- «Измерения в области ЭМС», Винница, Украина, 21–25 октября, 1991, С.95–100.
177. Х. Хармут, *Несинусоидальные волны в радиолокации и радиосвязи*. Москва, Радио и связь, 1985.
 178. Г.П. Почанин, “Излучение сверхширокополосных импульсных электромагнитных полей антеннами большого тока Хармута”, Дисс. канд. Физ.-мат. наук: 01.04.03, Харьков, 2003. 206 с.
 179. G.P. Pochanin, S.A. Masalov, “Large current radiators”, *Problems and progress Electromagnetic phenomena*, vol. 7, no. 1, pp. 45-75, 2007.
 180. M.V. Nesterenko, V.A. Katrich, Y.M. Penkin, V.M. Dakhov, S.L. Berdnik, *Thin Impedance Vibrators. Theory and Applications*. New York, Springer Science+Business Media, 2011.
 181. Yu.I. Buyanov, V.I. Koshelev, V.V. Plisko, “Radiation of a long conductor excited by a short pulse” in Proc. *International Conf. on Math. Methods in Electromagnetic Theory (MMET–1998)*, Kharkov, Ukraine, 1998, pp. 312–314.
 182. В.О. Катрич, М.В. Нестеренко, Ю.М. Пенкін, С.Л. Бердник, О.М. Думін, Г.П. Почанін, О.О. Дробахін, М.М. Горобець, Н.П. Єлісеєва, *Випромінюючі структури багатofункціональних радіoeлектронних систем. Теорія і застосування*. Bueu Bassin, Lambert Academic Publishing, 2017. ISBN 978-620-2-07324-0
 183. A.N. Dumin, V.A. Katrich, “Energy transformation of a transient wave on radiating aperture” in Proc. *International Conf. on Math. Methods in Electromagnetic Theory (MMET–2002)*, Kiev, Ukraine, 2002, pp.189–191.
 184. Н.Н. Горобец, Т.Г. Назаренко, “Исследование излучения из открытого конца коаксиала со смещенным центральным проводником”, *Техника средств связи*, вып. 2, С. 79–87, 1983.
 185. “Дослідження дифракції електромагнітних хвиль та нестационарних полів на регулярних та нерегулярних однорідностях у хвилеводних структурах”,

- Звіт про науково-дослідну роботу (заклучний). № держреєстрації 0102U000356, Х.: ХНУ, 96 с, 2004.
186. “Збудження і випромінювання електромагнітних полів неоднорідностями у хвиле ведучих і хвилеводно-резонаторних структурах”, Звіт про науково-дослідну роботу (заклучний). № держреєстрації 0105U000707, Х.: ХНУ, 88 с, 2007.
 187. В.А. Катрич, А.Н. Думин, “Излучение нестационарных полей из открытого конца прямоугольного волновода”, в трудах *Всероссийская научная конференция «Сверхширокополосные сигналы в радиолокации, связи и акустике»*. СРСА, Муром (Россия), 2003, С.77–81.
 188. В.О. Катрич, О.М. Думин, В.І. Чеботарьов, О.О. Думіна, “Нестационарні поля прямокутних щілинних випромінювачів з кінцевою товщиною хвилеводу”, в матеріалах *Міжнародної наукової конференції “Каразінські природознавчі студії”*, Харків, Україна, 2004, С. 108-110.
 189. V.O. Katrich, A.N. Dumin, O.A. Dumina, “Radiation of transient fields from the open end of rectangular waveguide” in Proc. *IV International Conf. on Antenna Theory and Techniques (ICATT–2003)*, Sevastopol, Ukraine, 2003, P. 583–586.
 190. V.A. Katrich, A.N. Dumin, O.A. Dumina, “Radiation of transient fields from two-element array” in Proc. *The Fifth International Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter, and Submillimeter Waves (MSMW–04)*, Kharkov, Ukraine, 2004, pp. 656-658.
 191. V.A. Plakhtii, O.M. Dumin, O.A. Prishchenko, “Transient Radiation of System of Four Noncollinear Dipoles” in Proc. *IEEE First Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering (UKRCON)*, Kyiv, Ukraine, May 29-June 2, 2017, pp. 225-228.
 192. “Формування гармонічних і нестационарних електромагнітних полів багатоелементними, багаторезонансними структурами випромінювачів електричного і магнітного типів з використанням металодіелектричних

- включень”, Звіт про науково-дослідну роботу (заклучний), № держреєстрації 0116U000814, X.: ХНУ, 159 с, 2018.
193. V.A. Plakhtii, O.M. Dumin, O.A. Prishchenko, “Near Radiation Zone of Six Short Impulse Radiators” in Proc. *IEEE International Young Scientists Forum on Applied Physics and Engineering (YSF-2017)*, Lviv, Ukraine, October 17-20, 2017, pp. 251-254.
 194. Nesterenko M.V., D.Yu. Penkin, V.A. Katrich, V.M. Dakhov, “Equation solution for the current in radial impedance monopole on the perfectly conducting sphere”, *Electromagnetic waves: Progress In Electromagnetics Research B*, EMW Publishing, Cambridge, Massachusetts, USA, pp. 95–114, 2010.
 195. M.V. Nesterenko, “Analytical methods in the theory of thin impedance vibrators”, *Electromagnetic waves: Progress In Electromagnetics Research B*, EMW Publishing, Cambridge, Massachusetts, USA, pp. 299–328, 2010.
 196. M.V. Nesterenko, V.A. Katrich, S.L. Berdnik, Y.M. Penkin, V.M. Dakhov, “Application of the generalized method of induced EMF for investigation of characteristics of thin impedance vibrators”, *Electromagnetic waves: Progress In Electromagnetics Research B*, EMW Publishing, Cambridge, Massachusetts, USA, pp. 149–178, 2010.
 197. M. Pous, F. Silva, “Prediction of the impact of transient disturbances in real-time digital wireless communication system”, *IEEE Electromagnetic Compatibility Mag.*, vol. 3, no. 3, pp.76–82, 2014.
 198. “Ширококугові та адаптивні антенні системи і антенні решітки на основі радіоцераміки”, Звіт про науково-дослідну роботу (заклучний), № держреєстрації 0118U002020, X.: ХНУ, 97 с, 2020.
 199. Yu.M. Penkin, V.A. Semenikhin, L.P. Yatsuk, “Investigation of the internal and external characteristics of radiators such as a Clavin radiator”, *Radio Eng.*, vol. 83, pp. 3-10, 1987 (in Russian)
 200. M. V. Nesterenko, S. L. Berdnik, V. A. Katrich, Yu. M. Penkin, “Electromagnetic Waves Excitation by Thin Impedance Vibrators and Narrow Slots in Electrodinamic

- Volumes”, Chapter in book *Advanced Electromagnetic Waves*, Editor, S. O. Bashir, Rijeka, InTech, Chapter 4, 2015, pp. 87-115.
201. D. Y. Penkin, D. Y. Penkin, S. L. Berdnik, V. A. Katrich, M. V. Nesterenko, V. I. Kijko “Electromagnetic fields excitation by a multielement vibrator-slot structures in coupled electrodynamics volumes”, *Electromagnetic waves: Progress In Electromagnetics Research B*, EMW Publishing, Cambridge, Massachusetts, USA, pp. 235-252, 2013.
 202. V. Yachin, L. Ivzhenko, S. Polevoy, S. Tarapov “Resonant response in mechanically tunable metasurface based on crossed metallic gratings with controllable crossing angle”, *Applied Physics Letters*, vol. 109, 221905, 2016.
 203. Y. Penkin, V. Katrich, M. Nesterenko, S. Berdnik, O. Dumin “Dual-Band Combined Vibrator-Slot Radiating Structures”, in *Proc. 2020 IEEE Ukrainian Microwave Week (UkrMW)*, Kharkiv, Ukraine, Sep. 21-25, 2020, pp. 149-153.
 204. A.G. Tijhuis, P. Zhongqiu, “Transient excitation of a strait thin-wire segment: a new look at an old Problem”, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 40, no 10, pp. 1132-1146, 1992.
 205. MA. Barnes, “Ultra-wideband magnetic antenna”. US patent 6 091 374, Jul. 18, 2000.
 206. O. Dumin, P. Fomin, V. Plakhtii, M. Nesterenko, “Ultrawideband Combined Monopole-Slot Radiator of Clavin Type” in *Proc. IEEE XXVth International Seminar/Workshop Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic Wave Theory (DIPED)*, 2020, pp. 32–36.
 207. Н.Н. Горобец, А.Н. Думин, О.А. Думина, “Излучение нестационарных полей из открытого конца коаксиального волновода со смещенным внутренним проводником”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна, Радіофізика та електроніка*, вип. 10, № 712, С. 42–46, 2006.
 208. O. M. Dumin, O. O. Dumina, Yu Zheng, A.V. Shishkova, V.O. Katrich “Transient radiation from the open end of circular waveguide” in *Proc. VI*

- International Conf. on Antenna Theory and Techniques (ICATT–2007)*, Sevastopol, Ukraine, 2007, pp. 181–183.
209. O.M. Dumin, O.O. Dumina, V.O. Katrich, “Controlled transient radiation from the open end of circular waveguide” in *Proc. XII International Conf. on Math. Methods in Electromagnetic Theory (MMET–2008)*, Odesa, Ukraine, 2008, pp. 298–300.
210. E.G. Kalnins, “On the separation of variables for the Laplace equation $\Delta\psi + k^2\psi = 0$ in two – and three–dimensional Minkowski space”, *SIAM J. Math. Anal.*, vol. 6, no 2, pp. 340–374, 1975.
211. O.A. Tretyakov, Yu. Zheng, “New explicit solutions in time domain for waveguide signals”, in *Proc. International Conf. on Math. Methods in Electromagnetic Theory (MMET–2000)*, Kharkov, Ukraine, 2000, pp. 527–529.
212. O.M. Dumin, O.O. Dumina, V.O. Katrich, “Impulse Irradiation of layered medium by the open end of circular waveguide” in *Proc. 4th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS–2008)*, Sevastopol, Ukraine, September 15-19, 2008, pp. 232–234.
213. D.V. Shyrokorad, O.M. Dumin, O.O. Dumina, “Time domain analysis of reflected impulse fields by artificial neural network” in *Proc. 4th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS–2008)*, Sevastopol, Ukraine, Sep. 15-19, 2008, pp. 124–126.
214. В.А. Катрич, А.Н. Думин, “Излучение нестационарных полей из открытого конца прямоугольного волновода”, *Изв. ВУЗов, Радиоэлектроника*, Т. 46, № 11, С. 34–42, 2003.
215. N.N. Gorobets, A.N. Dumin, O.A. Dumina, “About radiation of short pulses by wire antenna of finite length” in *Proc. Int. Conf. on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS-2002)*, Kharkov, Ukraine, October 1, 2002, CD.
216. “Biological effects and exposure criteria for radio frequency electromagnetic fields”, *National Council on Radiation Protection and Measurements (NCRP)*, report №86. Ed. A.W. Guy, Bethesda: NCRP, 385 p, 1995.

217. A. Vorst, A. Rosen, Y. Kotsuka, *Microwave Interaction with Biological Tissues*. Hoboken, John Wiley & Sons, Inc., 2006.
218. A.W. Preece, "Safety Aspects of Radio Frequency Effects in Humans from Communication Devices", In *Handbook of Antennas in Wireless Communications*. Editor, Lal Chand Godara, New York: CRC Press, 2002.
219. L. Kheifets, M. Repacholi, R. Saunders, "The Sensitivity of Children to Electromagnetic fields", *Pediatrics*, vol. 116, pp. 303-313, 2005.
220. G. J. Hook,, P. Zhang, "Measurement of DNA damage and apoptosis in Molt- 4 cells after in vitro exposure to radiofrequency radiation", *Lagroyel, Rad. Res*, vol. 161, pp. 193-200, 2004.
221. V. Garaj-Vrhovac, A. Fucic, D. Horvat, "The correlation between the frequency of micronuclei and specific chromosome aberrations in human lymphocytes exposed to micro waves", *Mutat. Res*, vol. 281, pp. 181-186, 1992.
222. V. Garaj-Vrhovac, D. Horvat, Z. Karen, "Effect of microwave radiation on the cell genome ", *Mutat. Res., Mutat. Res. Lett*, vol. 243, no. 2, pp. 87-93, 1990.
223. K.S. Bisht, W.F. Pickard, "Vijayalaxmi Chromosome damage and micronucleus formation in human blood lymphocytes exposed in vitro to radiofrequency radiation at a cellular telephone frequency (847.74 MHz, CDMA)", *Rad. Res*, vol. 156, pp. 430-432, 2001.
224. А. Д. Черенков, О. Г. Аврунин, "Применение низкоэнергетических ЭМП для управляющего воздействия на биофизические процессы в биологических объектах", *Энергосбережение. Энергетика. Энергоаудит*. № 8, С. 62–65, 2014.
225. V.N. Pasiuga, Y.G. Shckorbatov, N.N. Kolchigin, D.D. Ivanchenko, V.I. Bykov, "The process of recovery of cell membrane damage produced by the low-level microwave radiation", in *Proc. 7th Int. Conf. Ant. Theor. Tech.*, Lviv, Ukraine, 2009, pp. 360-362.
226. A. Taflove, S. Hagness, *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method*. 3rd ed., Boston, London, Artech House, 2005.

227. T.R.F. Wright, "The genetics of embryogenesis in drosophila, In: Caspari E.W", (Ed.), *Advances in genetics*, Academic Press N.Y., London, vol. 15, 1970.
228. L.H. Margaritis, F.C. Kafatos, W.H. Petrij, "The eggshell of *Drosophila melanogaster* I. Fine structure of the layers and regions of the wild-type of the eggshell", *J. Cell Sci.*, vol. 43, pp. 1-35, 1980.
229. R.C. King, "Further information concerning the envelopes surrounding dipteran eggs", *Quart. J. Micr. Sci.*, vol. 105, pp. 209-211, 1964.
230. В.Н. Пасюга, О.Ю. Ключивская, Р.С. Стойка, Н.Н. Колчигин, Ю.Г. Шкорбатов, "Влияние микроволнового излучения низкой интенсивности и магнитного поля на жизнеспособность *in vitro* клеток человека", в материалах 36-й Международной конференции «Применение лазеров в медицине и биологии», Судак, Украина 5-8 октября, С. 125-129, 2011.
231. Ю.Г.Шкорбатов, В.А. Грабіна, В.М. Пасюга, "Спосіб визначення біологічного ефекту магнітного поля", Патент на корисну модель, Номер патенту: 55856. Патент опубліковано 27.12.2010, бюл. № 24/2010 Власник: Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, 2010.
232. B.S. Nunes, F.D. Carvalho, L.M. Guilhermino, G. Van Stappen, "Use of the genus *Artemia* in ecotoxicity testing", *Environ. Pollut.*, vol. 144, pp. 453-462, 2006.
233. Ю.Г. Шкорбатов, И.И. Руднева, В.Н. Пасюга, В.Г. Шайда, "Спосіб підвищення виходу наупліїв з цист артемії", Патент на корисну модель 51274, зареєстровано у Державному реєстрі патентів України 12.07.2010 Бюл. №13.
234. K. A. Kuznetsov, I. Y. Magda, O. V. Kazansky, N. N. Kolchigin, Y. G. Shckorbatov, "The influence of ultrawideband irradiation of different energy and exposure time on the state of chromatin in human cells", in Proc. *Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals*, Kharkiv, Ukraine, Sep. 15-19, pp. 49-51.
235. Y.G. Shckorbatov, N.N. Kolchigin, V.A. Grabina, V.N. Pasiuga, "Cellular Effects of ultrawideband ultrashort pulsed radiation and microwave radiation exposure", in Proc. *Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals*, Sevastopol, Ukraine, Sep. 6-10, 2010, pp. 34-39.

236. A.I. Chernov, O.M. Dumin, D.B. Miroshnik, Y.G. Shckorbatov, V.A. Katrich N.N. Kolchigin, "Numerical Simulation and Experimental Investigation of Human Cell Irradiation by Impulse Electromagnetic Field" in Proc. *The XX-th International Seminar / Workshop on Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic wave Theory (DIPED-15)*, Lviv, Ukraine, Sep. 21-24, 2015, pp.162-164.
237. O.M. Dumin, Y.G. Shckorbatov, A.I. Chernov, V.A. Katrich, "Calculation of experimental apparatus for biological object irradiation by impulse electromagnetic field" in Proc. *10th International Conference on Antenna Theory and Techniques (ICATT-2015)*, Kharkiv, Ukraine, April 21-24, 2015, pp. 375-377.
238. R. Callan, *The essence of neural networks*. Prentice Hall Europe, New York, 1999.
239. O. Drobakhin, A. Doronin. "Estimation of thickness of subsurface air layer by neuron network technology application to reflected microwave signal", in Proc. *XII Int. Conf. on MMET*, Odesa, 2008, pp. 150-152.
240. D. Hebb, *Organization of behaviour*. New York, J. Wiley, 1949.
241. S. Alexin, O. Drobakhin, V. Tkachenko, "Reconstruction of permittivity profile for stratified dielectric material: Gel'fand-Levitan and Newton-Kantorovich methods", in Proc. *XII Int. Conf. on MMET*, Odesa, 2008, pp. 141-143.
242. Р. Калан, *Основные концепции нейронных сетей*. Москва, Вильямс, 2001.
243. "Електродинамічне моделювання впливу нестационарних широкосмугових електромагнітних полів на біологічні об'єкти", Звіт про науково-дослідну роботу (проміжний). Харків, ХНУ, 2008. – 36 с.
244. O.M. Dumin, O.O. Dumina, D.V. Shyrokorad, "Time domain analysis of fields reflected from model of human body surface using artificial neural network" in Proc. *3rd European Conference on Antennas and Propagation (Eucap-2009)*, Berlin, Germany, March 23-27, 2009, pp. 235–238.
245. D.V. Shyrokorad, O.M. Dumin, O.O. Dumina, V.O. Katrich, "Analysis of fields reflected from model of human body surface using artificial neural network in time

- domain” in Proc. VI International Conf. on Antenna Theory and Techniques (ICATT–2009), Lviv, Ukraine, 2009, pp. 351–353.
246. D. H. Hubel, T. N. Wiesel, “Receptive fields, binocular interaction, and functional architecture in the cat’s visual cortex”, *Journal of Physiology*, London, vol. 160, pp. 106–154, 1962.
247. O.M. Dumin, V.A. Plakhtii, O.A. Prishchenko, and D.V. Shyrokorad, “Neural Network Application in Object Classification by Impulse Radiolocation” in Proc. *Intellectual Systems for Decision Making and Problems of Computational Intelligence (ISDMCI–2019)*, Zaliznyi Port, Ukraine, May 21-25, 2019, pp. 61–63, 2019.
248. O.M. Dumin, O. Prishchenko, D. Shyrokorad, V. Plakhtii “Application of UWB Electromagnetic Waves for Subsurface Object Location Classification by Artificial Neural Networks” in Proc. *9th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS–2018)*, Odessa, Ukraine, Sep. 4-7, 2018, pp. 290–293.
249. J. D. Taylor, *Ultrawideband radar: applications and design*. Boca Raton, London, New York, CRC Press, 2012.
250. С. Хайкин, *Нейронные сети: полный курс.*, 2-е изд., испр. : Пер. с англ. Москва, ООО «И.Д. Вильямс», 2006.
251. O. Dumin, O. Prishchenko, G. Pochanin, V. Plakhtii, D. Shyrokorad, “Subsurface Object Identification by Artificial Neural Networks and Impulse Radiolocation”, in Proc. *IEEE Second International Conference on Data Stream Mining & Processing (DSMP-2018)*, Lviv, Ukraine, August 21-25 2018, pp. 434-437.
252. Д.В. Ширококорад, О.М. Думін, В.А. Плахтій, Г.В. Корніч, “Обробка сигналів при підповерхневій радіолокації штучними нейронними мережами”, в працях *Міжнародного науково-практичного семінару «Комбінаторні конфігурації та їхні застосування»*, Запоріжжя-Кропивницький, Україна, 15-16 травня, 2020, с. 384–387.

253. O. Dumin, V. Plakhtii, O. Pryshchenko, G. Pochanin, “Comparison of ANN and Cross-Correlation Approaches for Ultra Short Pulse Subsurface Survey” in *Proc. 15th International Conference on Advanced Trends in Radioelectronics, Telecommunications and Computer Engineering (TCSET – 2020)*, Lviv-Slavske, Ukraine, February 25-29, 2020.
254. O.M. Dumin, V.A. Plakhtii, D.V. Shyrokorad, O.A. Prishchenko, “Signal Processing in UWB Subsurface Radiolocation by Artificial Neural Networks” in *Proc. 2019 IEEE International Scientific and Practical Conference Problems of Infocommunications Science and Technology (PIC S&T'2019)*, Kyiv, Ukraine, October 08-11, 2019, pp. 384–387.
255. O. Dumin, S. Khmara, D. Shyrokorad “Artificial Neural Networks in Time Domain Electromagnetics” in *Proc. 11th International Conference on Antenna Theory and Techniques (ICATT-2017)*, Kyiv, Ukraine, May 24-27, 2017, pp. 118-121.
256. G. T. Herman, A. Kuba, *Discrete Tomography: Foundations, Algorithms, and Applications*. Birkhäuser Boston, 1999.
257. O. Dumin, V. Plakhtii, D. Shyrokorad, O. Prishchenko, G. Pochanin, “UWB subsurface radiolocation for object location classification by artificial neural networks based on discrete tomography approach”, in *Proc. IEEE 2nd Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering, UKRCON 2019*, Lviv, Ukraine, July 2-6, 2019, pp. 182-187.
258. О.М. Думін, В.А. Плахтій, О.А. Прищенко, Д.В. Ширококорад, “Метод дискретної томографії при обробці даних надширокосмугової підповерхневої радіолокації штучною нейронною мережею”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна, Радіофізика та електроніка*, вип. 29, С. 17–26, 2018.
259. G. P. Pochanin, V. P. Ruban, P. V. Kholod, O. A. Shuba, I. Ye. Pochanina, A. G. Batrakova, S. N. Urdzik, D. O. Batrakov, D. V. Golovin, “Advances in ground

- penetrating radars for road surveying”, in Proc. *Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals*, Kharkiv, Ukraine, Sep. 15-19, 2014, pp. 13-18.
260. M. Rimer, T. Martinez, "Softprop: softmax neural network backpropagation learning", *2004 IEEE International Joint Conference on Neural Networks (IEEE Cat. No.04CH37541)*, Budapest, vol.2, pp. 979-983, 2004.
 261. M. Sato, X. Feng, Y. Hamada, Z. Zeng, F. Guangyou, F. Kong, "GPR using an array antenna for landmine detection," *European Association of Geoscientists & Engineers, Near Surface Geophysics*. pp. 7–13, 2004.
 262. I. Liberal, D. Caratelli, A. Yarovoy, R. Cicchetti, M. Russo, "Conformal butterfly antennas for Ultra-Wideband Radio Direction finding applications," in Proc. *The 40th European Microwave Conference*. Paris, 2011, pp. 846–849.
 263. X. Gao, F. Podd, W. van Verre, D. J. Daniels, and A. J. Peyton, "Investigating the Performance of Bi-Static GPR Antennas for Near-Surface Object Detection," *Sensors*, Switzerland, vol. 19, no. 1 pp. 170. 2019.
 264. Ye. Qiubo, Chen Zhi Ning, S. P. See Terence, "Characteristics of an Ultra-Wideband (UWB) Butterfly-Shaped Monopole Antenna," in Proc. *Ultra Wideband Communications: Novel Trends - Antennas and Propagation*. August, 2011.
 265. S. Haykin, *Neural Networks*. 2nd ed., New Jersey, Prentice-Hall, 1999.
 266. O. O. Drobakhin, A. V. Doronin, "Neural network application for dielectric structure parameter determination by multifrequency methods", in Proc. *Third International Conference of Ultrawideband and ultrashort impulse signals*, Sevastopol, Ukraine, 2006, pp. 358–360.
 267. L. Travassosa, L. Avilab, N. Ida, "Artificial Neural Networks and Machine Learning techniques applied to Ground Penetrating Radar: A review," *Applied Computing and Informatics*, 29 June, 2018.
 268. S. Tomecka-Suchoń, P. Szymczyk, M. Szymczyk, "Neural Networks as a Tool for Georadar Data Processing," *Int. J. Appl. Math. Comput. Sci.*, vol. 25, № 4, pp. 955–960, 2015.

269. O.M. Dumin, D.V. Shyrokorad, O.O. Dumina, V.O. Katrich, V.I. Chebotarev “Approximating properties of artificial neural network in time domain for the analysis of electromagnetic fields reflected from model of human body surface” in Proc. *International Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter, and Submillimeter Waves (MSMW-2010)*, Kharkov, Ukraine, June 21-26, 2010, G-8.
270. D. Shyrokorad, O. Dumin, O. Dumina, V. Katrich “Analysis of transient fields reflected from model of human body surface using convolutional neural network” in Proc. *XIII International Conf. on Math. Methods in Electromagnetic Theory (MMET-2010)*, Kyiv, Ukraine, 2010, TDE-6.
271. T. Ogurtsova, V. Ruban, A. Pojedinchuk, O. Pochanin, G. Pochanin, L. Capineri, P. Falorni, G. Borgioli, T. Bechtel, F. Crawford, “Criteria for Selecting Object Coordinates at Probing by the Impulse UWB GPR with the “1Tx + 4Rx” Antenna System”, in Proc. *9th Int. Conf. on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS-2018)*, Odessa, Ukraine, Sep. 4-7, 2018, pp. 161–164.
272. І.Д. Персанов, О.М. Думін, В.А. Плахтій, Д.В. Ширококорд, “Розпізнавання об'єктів під поверхнею ґрунта за допомогою імпульсного опромінювання антеною типу «метелик» та штучної нейронної мережі”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна, Радіофізика та електроніка*, вип. 29, С. 27–34, 2018.
273. О.М. Думін, В.А. Плахтій, О.А. Прищенко, Д.В. Ширококорд, Я.С. Вольвач, “Вплив зменшення шуму вхідного сигналу на класифікацію місцезнаходження об'єкту штучною нейронною мережею при надширокосмуговій радіоінтроскопії”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна, Радіофізика та електроніка*, вип. 31, С. 27–35, 2019.
274. I. Persanov , O. Dumin , V. Plakhtii , D. Shyrokorad “Subsurface Object Recognition in a Soil Using UWB Irradiation by Butterfly Antenna” in proc. *DIPED 2019*, Lviv, Ukarine, Sep. 12-14, 2019, pp. 160-163.

275. O. Dumin, V. Plakhtii, I. Persanov, C. Shuaishuai “Positioning System Using Classification of Ultra Short Electromagnetic Pulse Forms by ANN” in Proc. *15th International Conference on Advanced Trends in Radioelectronics, Telecommunications and Computer Engineering (TCSET – 2020)*, Lviv-Slavske, Ukraine, February 25-29, 2020.

ДОДАТОК А

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Наукові праці у наукових фахових виданнях України:

1. N.N. Gorobets, **A.N. Dumin**, O.A. Dumina “About radiation of short pulses by wire antenna of finite length”, *Radio Physics and Radio Astronomy*, vol. 7, no. 4, pp. 372–374, 2002.

Внесок здобувача: побудова моделі джерела, числовий розрахунок, аналіз отриманих результатів.

2. **А.Н. Думин**, В.А. Катрич “Преобразование энергии нестационарной ТЕМ-волны на излучающей апертуре коаксиального волновода”, *Вісник Харківського національного університету, Радіофізика та електроніка*, Вип. 570, С. 26–29, 2002.

Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу розв’язання, аналіз отриманих аналітичних та числових результатів, формулювання висновків.

3. **А.Н. Думин**, О.А. Думина, А.Ю. Бутрым, О.А.Третьяков “Нестационарные электромагнитные поля в неограниченном пространстве с произвольным заполнением идеальной средой”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. Радіофізика та електроніка*, вип. 11, № 756, С.61–64, 2007.

Внесок здобувача: постановка задачі, аналіз отриманих аналітичних результатів, формулювання висновків.

4. Я.С. Вольвач, **А.Н. Думин**, О.А. Думина “Энергия нестационарного поля, излученного диполем Герца”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. Радіофізика та електроніка*, вип. 17, № 942, С. 43–48, 2010.

Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу розв’язання, ідея ілюстрації енергетичних перетворень полів, аналіз отриманих аналітичних результатів, формулювання висновків.

5. **А.Н. Думин**, Ю.Г. Шкорбатов, А.И. Чернов, В.А. Катрич “Расчет экспериментальной установки для облучения биологических объектов сверхширокополосным электромагнитным полем”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна, Радіофізика та електроніка*, вип. 24, № 1115, С.85–90, 2014.

Внесок здобувача: вибір початкової конструкції експериментальної установки та її параметрів оптимізації, електродинамічне моделювання експериментальної установки та умов опромінення, розрахував електромагнітні поля та їхню термічну дію, провів аналіз отриманих результатів.

6. **А.Н. Думин**, В.А. Плахтій, Я.С. Вольвач, О.А. Думина “Зоны излучения импульсного излучателя малых электрических размеров”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. Радіофізика та електроніка*, вип. 26, С. 35–41, 2017.

Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу розв’язання, аналіз отриманих аналітичних та числових результатів, формулювання висновків.

7. **О.М. Думін**, В.А. Плахтій, О.А. Прищенко “Нестационарное випромінювання імпульсного струму складного просторового розподілу”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. Радіофізика та електроніка*, вип. 27, С.31–36, 2017.

Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу розв’язання, аналіз отриманих аналітичних та числових результатів, формулювання висновків.

8. **О.М. Думін**, В.А. Плахтій, О.А. Прищенко, Д.В. Широкоград “Розпізнавання об’єктів під поверхнею землі при надширокосмуговій радіоінтроскопії за допомогою штучних нейронних мереж”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна, Радіофізика та електроніка*, вип. 28, С. 24–29, 2018.

Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу розрахунку для отримання часових залежностей надширокосмугових електромагнітних полів, аналіз результатів, формулювання висновків.

9. **О.М. Думін, Р.Д. Ахмедов, Д.В. Черкасов** “Поширення імпульсної електромагнітної хвилі в керівському середовищі”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. Радіофізика та електроніка*, вип. 29, С. 11–16, 2018.

Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу послідовних наближень для отримання аналітичного розв’язку, аналіз результатів, формулювання висновків.

10. **О.М. Думін, В.А. Плахтій, І.Д. Персанов, Ш. Као** “Система позиціонування на імпульсних надширокосмугових полях”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна, Радіофізика та електроніка*, вип. 31, С. 36–46, 2019.

Внесок здобувача: постановка задачі, ідея використання особливості імпульсних надширокосмугових випромінювачів для визначення положення приймальної системи в просторі, аналіз отриманих результатів, формулювання висновків.

Наукові праці у фахових виданнях, що входять до міжнародних наукометричних баз:

11. **V.A. Katritch, A.N. Dumin** “Radiation of nonstationary fields from an open end of a rectangular waveguide”, *Radioelectronics and Communication Systems.*, vol. 46, no. 11, pp. 24-30, 2003.

Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу розв’язання, аналіз отриманих аналітичних і числових результатів, ідея зменшення небажаних осциляцій, формулювання висновків.

Переклад англійською мовою статті

В.А. Катрич, **А.Н. Думин**, “Излучение нестационарных полей из открытого конца прямоугольного волновода”, *Изв. ВУЗов, Радиоэлектроника*, Т. 46, № 11, С. 34–42, 2003.

12. N.N. Gorobets, **A.N. Dumin**, O.A. Dumina “Transient fields radiated from the open end of a coaxial waveguide with an offset internal conductor”, *Telecommunications and radio engineering*, vol. 65, no. 17, pp. 1563–1570, 2006.

Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу розв’язання, аналіз отриманих числових результатів, формулювання висновків.

Переклад англійською мовою статті

Н.Н. Горобець, **А.Н. Думин**, О.А. Думина, “Излучение нестационарных полей из открытого конца коаксиального волновода со смещенным внутренним проводником”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна, Радіофізика та електроніка*, вип. 10, № 712, С. 42–46, 2006.

13. **A.N. Dumin**, O.A. Dumina, V.A. Katrich, Yu. Zheng “Radiation of Short Pulses from the Open End of a Circular Waveguide”, *Telecommunications and radio engineering*, vol. 68, no 20, pp. 1785–1793, 2009.

Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу розв’язання, ідея використання оператора поширення для задач випромінювання, ідея оператора корекції дифракційних спотворень, аналіз отриманих аналітичних та числових результатів, формулювання висновків.

Переклад англійською мовою статті

А.Н. Думин, О.А. Думина, В.А. Катрич, Юн. Джин “Излучение коротких импульсов открытым концом волновода”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна, Радіофізика та електроніка*, вип. 13, №834, С. 63–67, 2008.

14. Y.G. Shckorbatov, I.I. Rudneva, V.N. Pasiuga, V.A. Grabina, N.N. Kolchigin, D.D. Ivanchenko, O.V. Kazanskiy, V.G. Shayda, **O.M. Dumin** “Electromagnetic fields effects on *Artemia* hatching and chromatin state”, *Central European Journal of Biology*, vol. 5, no. 6, pp. 785-790, 2010.

Внесок здобувача: створення електродинамічної моделі Artemia, проведення розрахунків електромагнітних полів та їхньої термічної дії, аналіз отриманих результатів.

15. Y. G. Shckorbatov, V. N. Pasiuga, E. I. Gonchruk, T. Ph. Petrenko, V. A. Grabina, N. N. Kolchigin, D. D. Ivanchenko, V. N. Bykov, **O. M. Dumin** “Effects of differently polarized microwave radiation on the microscopic structure of the nuclei in human fibroblasts”, *Journal of Zhejiang University-SCIENCE B (Biomedicine & Biotechnology)*, vol. 11, no. 10, pp. 801-805, 2010.

Внесок здобувача: електродинамічне моделювання експериментальної установки, проведення розрахунків електромагнітних полів та їхньої термічної дії, аналіз отриманих результатів.

16. **O.M. Dumin**, O.O. Dumina, V.A. Katrich “Evolution of transient electromagnetic fields in radially inhomogeneous nonstationary medium”, *Progress In Electromagnetics Research, PIER 103*, vol. 103, pp. 403–418, 2010.

Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу розв’язання, числовий розрахунок, аналіз отриманих результатів, формулювання висновків.

17. L.A. Shakina, V. N. Pasiuga, **O. M. Dumin**, Y. G. Shckorbatov “Effects of microwaves on the puffing pattern of *D. melanogaster*”, *Central European Journal of Biology*, vol. 6, no. 4, pp. 524-530, 2011.

Внесок здобувача: створення електродинамічної моделі яйця дрозофіли, проведення розрахунків електромагнітних полів та їхньої термічної дії, аналіз отриманих результатів.

18. Y.G. Shckorbatov, V.N. Pasiuga, N.N. Kolchigin, V.A. Grabina, D.D. Ivanchenko, V.I. Bykov, **O.M. Dumin** “Cell nucleus and membrane recovery after exposure to microwaves” *Proceedings of the Latvian Academy of Sciences. Section B*, vol. 65, no. 1/2, pp. 13–20, 2011.

Внесок здобувача: електродинамічне моделювання умов експерименту, проведення розрахунків електромагнітних полів та їхньої термічної дії, аналіз отриманих результатів.

- 19.D.V. Shirokorad, **A.N. Dumin**, O.A. Dumina, V.A. Katrich “Analysis of Pulsed Fields Reflected from a Layered Lossy Medium Using Artificial Neural Network”, *Telecommunications and radio engineering*, vol. 70, no. 10, pp. 873–881, 2011.

Внесок здобувача: постановка задачі, вибір методу числового розрахунку електромагнітних полів та аналізу відбитої хвилі, аналіз отриманих результатів, формулювання висновків.

Переклад англійською мовою статті

Д.В. Ширококорад, **А.Н. Думин**, О.А. Думина, В.А. Катрич, “Анализ импульсных полей, отраженных от слоистой среды с потерями, с помощью искусственной нейронной сети”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна, Радіофізика та електроніка*, вип. 15, №883, С. 35–40. 2009.

- 20.R. Akhmedov, **O. Dumin**, V. Katrich “Impulse radiation of antenna with circular aperture”, *Telecommunications and radio engineering*, vol.77, no. 20, pp. 1767–1784, 2018.

Внесок здобувача: постановка задачі, вибір часових залежностей збудження нестационарного джерела, ідея аналізу енергетичних параметрів електромагнітного поля, аналіз отриманих результатів, формулювання висновків.

Переклад англійською мовою і часткове використання матеріалів статей:

- **О. .М. Думін**, Р.Д. Ахмедов, “Міжмодове перетворення нестационарного електромагнітного поля в нелінійному необмеженому середовищі”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна, Радіофізика та електроніка*, вип. 26, С. 42–47, 2017

- **О.М. Думін**, Р.Д. Ахмедов “Випромінювання та розповсюдження електромагнітного снаряду в нелінійному середовищі”, *Вісник Харківського*

національного університету імені В.Н. Каразіна, *Радіофізика та електроніка*, вип. 27, С. 37–42, 2017.

- **О.М. Dumin**, O.A. Tretyakov, R.D. Akhmedov, O.O. Dumina, “Evolutionary approach for the problem of electromagnetic field propagation through nonlinear medium”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна, Радіофізика та електроніка*, вип. 24, № 1115, С. 23–28, 2014.

- **О.М. Думін**, Р.Д. Ахмедов Д.В. Черкасов “Імпульсне випромінювання антени з круговою апертурою в ближній зоні”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна, Радіофізика та електроніка*, вип. 28, С. 30–33, 2018.

21. **М.В. Nesterenko**, V.A. Katrich, Y.M. Penkin, S.L. Berdnik, **О.М. Dumin** “Combined Vibrator – Slot Structures: Theory and Applications. Theoretical Aspects and Applications”, *Springer International Publishing*, 2020. ISBN 978-3-030-60177-5 <https://www.springer.com/gp/book/9783030601768> (дата звернення: 04.01.2021)

Внесок здобувача: вибір початкової конструкції випромінювача у вигляді надширокосмугової щілини з провідними конусами, електродинамічне моделювання комбінованого випромінювача та покращення його конструкції, дослідження ближнього поля елементарного випромінювача, аналіз отриманих результатів.

Включає перекладені англійською мовою матеріали статті:

А.Н. Думин, В.А. Плахтий, Я.С. Вольвач, О.А. Думина “Ближнее нестационарное поле диполя Герца”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна, Радіофізика та електроніка*, вип. 24, № 1115, С. 29–34, 2014.

Наукові праці у фахових закордонних виданнях:

22. **О. Dumin**, V. Plakhtii, O. Prishchenko, D. Shyrokorad, V. Katrich “Ultrashort impulse radar for detection and classification of objects in layered medium by

artificial neural network”, *Telecommunications and radio engineering*, vol. 78, no. 19, pp. 1759–1770, 2019.

Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу числового розрахунку для отримання часових залежностей надширококустових електромагнітних полів, аналіз результатів, формулювання висновків.

Включає деякі матеріали статті:

D. Shirokorad, **O. Dumin**, O. Dumina, V. Katrich, “Analysis of parameters of biological objects by neural network processing of reflected impulse electromagnetic field”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна, Радіофізика та електроніка*, вип. 21, № 1038, С.89–95, 2012.

Наукові праці апробаційного характеру (тези доповідей на наукових конференціях) за темою дисертації:

23. N.N. Gorobets, **A.N. Dumin**, O.A. Dumina, “About radiation of short pulses by wire antenna of finite length” in *Proc. Int. Conf. on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS-2002)*, Kharkov, Ukraine, October 1, 2002, CD. *Внесок здобувача: побудова моделі джерела, числовий розрахунок, аналіз отриманих результатів.*
24. **A.N. Dumin**, V.A. Katrich, “Energy transformation of a transient wave on radiating aperture” in *Proc. International Conf. on Math. Methods in Electromagnetic Theory (MMET–2002)*, Kiev, Ukraine, 2002, pp.189–191. *Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу розв’язання, аналіз отриманих аналітичних та числових результатів, формулювання висновків.*
25. В.А. Катрич, **А.Н. Думин**, “Излучение нестационарных полей из открытого конца прямоугольного волновода”, в трудах *Всероссийская научная конференция «Сверхширокополосные сигналы в радиолокации, связи и акустике»*. СРСА, Муром (Россия), 2003, С.77–81. *Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу розв’язання, аналіз отриманих*

аналітичних і числових результатів, ідея зменшення небажаних осциляцій, формулювання висновків.

26. V.O. Katrich, **A.N. Dumin**, O.A. Dumina, “Radiation of transient fields from the open end of rectangular waveguide” in Proc. *IV International Conf. on Antenna Theory and Techniques (ICATT–2003)*, Sevastopol, Ukraine, 2003, P. 583–586. *Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу розв’язання, аналіз отриманих аналітичних і числових результатів, формулювання висновків.*
27. В.О. Катрич, **О.М. Думин**, В.І. Чеботарьов, О.О. Думіна, “Нестационарные поля прямоугольных щелинных випромінювачів з кінцевою товщиною хвилеводу”, в матеріалах *Міжнародної наукової конференції “Каразінські природознавчі студії”*, Харків, Україна, 2004, С. 108-110.. *Внесок здобувача: пропозиція методу розв’язання, аналіз отриманих аналітичних і числових результатів.*
28. V.A. Katrich, **A.N. Dumin**, O.A. Dumina, “Radiation of transient fields from two-element array” in Proc. *The Fifth International Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter, and Submillimeter Waves (MSMW–04)*, Kharkov, Ukraine, 2004, pp. 656-658. *Внесок здобувача: пропозиція методу розв’язання, аналіз отриманих аналітичних і числових результатів.*
29. **A.N Dumin**, A.Yu. Butrym, O.A. Tretyakov, V.A. Katrich, O.A. Dumina “Transient electromagnetic fields in unbounded space with inhomogeneous medium”, in Proc. *International Workshop Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS–2004)*, Sevastopol, Ukraine, 2004, pp. 104–106. *Внесок здобувача: постановка задачі, аналіз отриманих аналітичних результатів, формулювання висновків.*
30. O. Tretyakov, **A. Dumin**, O. Dumina, V. Katrich “Modal basis method in radiation problems”, in Proc. *International Conf. on Math. Methods in Electromagnetic Theory (MMET–2004)*, Dniepropetrovsk, Ukraine, 2014, pp.312–314. *Внесок здобувача: постановка задачі, аналіз отриманих аналітичних результатів, формулювання висновків.*

31. **O. Dumin**, O. Dumina, V. Katrich, “Evolution of transient electromagnetic fields in spherical coordinate system”, in *Proc. XI-th International Conf. on Math. Methods in Electromagnetic Theory (MMET–2006)*, Kharkiv, Ukraine, June 26-29, 2006, pp. 363–365. *Внесок здобувача: постановка задачі, аналіз отриманих аналітичних результатів, формулювання висновків.*
32. **O.M. Dumin**, O.O. Dumina, V.O. Katrich “Propagation of spherical transient electromagnetic wave through radially inhomogeneous medium”, in *Proc. 3rd International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS–2006)*, Sevastopol, Ukraine, Sep. 18-22, 2006, pp. 276–278. *Внесок здобувача: постановка задачі, аналіз отриманих аналітичних результатів, формулювання висновків.*
33. **O.M. Dumin**, O.O. Dumina, V.O. Katrich “Comparative Analysis of The Analytical and numerical solutions of transient wave propagation problem”, in *Proc XI-th International Seminar / Workshop on Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic wave Theory (DIPED–06)*, Tbilisi, Georgia, 2006, pp. 43-46. *Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу розв’язання, числовий розрахунок, аналіз отриманих результатів, формулювання висновків.*
34. **O. M. Dumin**, O. O. Dumina, Yu Zheng, A.V. Shishkova, V.O. Katrichб “Transient radiation from the open end of circular waveguide” in *Proc. VI International Conf. on Antenna Theory and Techniques (ICATT–2007)*, Sevastopol, Ukraine, 2007, pp. 181–183. *Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу розв’язання, ідея використання оператора поширення для задач випромінювання, аналіз отриманих аналітичних та числових результатів, формулювання висновків.*
35. **O.M. Dumin**, O.O. Dumina, V.O. Katrich, “Controlled transient radiation from the open end of circular waveguide” in *Proc. XII International Conf. on Math. Methods in Electromagnetic Theory (MMET–2008)*, Odesa, Ukraine, 2008, pp. 298–300. *Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу розв’язання, ідея*

оператора корекції дифракційних спотворень, аналіз отриманих аналітичних та числових результатів, формулювання висновків.

36. **O.M. Dumin**, O.O. Dumina, V.O. Katrich, “Impulse Irradiation of layered medium by the open end of circular waveguide” in Proc. 4th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS–2008), Sevastopol, Ukraine, September 15-19, 2008, pp. 232–234. *Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу розв’язання, ідея оператора корекції дифракційних спотворень, аналіз отриманих аналітичних та числових результатів, формулювання висновків.*
37. D.V. Shyrokorad, **O.M. Dumin**, O.O. Dumina, “Time domain analysis of reflected impulse fields by artificial neural network” in Proc. 4th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS–2008), Sevastopol, Ukraine, Sep. 15-19, 2008, pp. 124–126. *Внесок здобувача: постановка задачі, вибір методу числового розрахунку електромагнітних полів та аналізу відбитої хвилі, аналіз отриманих результатів, формулювання висновків.*
38. **O.M. Dumin**, O.O. Dumina, D.V. Shyrokorad, “Time domain analysis of fields reflected from model of human body surface using artificial neural network” in Proc. 3rd European Conference on Antennas and Propagation (Eucap–2009), Berlin, Germany, March 23-27, 2009, pp. 235–238. *Внесок здобувача: постановка задачі, вибір методу числового розрахунку електромагнітних полів та аналізу відбитої хвилі, аналіз отриманих результатів, формулювання висновків.*
39. D.V. Shyrokorad, **O.M. Dumin**, O.O. Dumina, V.O. Katrich, “Analysis of fields reflected from model of human body surface using artificial neural network in time domain” in Proc. VI International Conf. on Antenna Theory and Techniques (ICATT–2009), Lviv, Ukraine, 2009, pp. 351–353. *Внесок здобувача: постановка задачі, вибір методу числового розрахунку електромагнітних полів та аналізу відбитої хвилі, аналіз отриманих результатів, формулювання висновків.*
40. O.M. Dumin, D.V. Shyrokorad, O.O. Dumina, V.O. Katrich, V.I. Chebotarev “Approximating properties of artificial neural network in time domain for the

analysis of electromagnetic fields reflected from model of human body surface” in Proc. *International Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter, and Submillimeter Waves (MSMW-2010)*, Kharkov, Ukraine, June 21-26, 2010, G-8. *Внесок здобувача: постановка задачі, вибір методу числового розрахунку електромагнітних полів та аналізу відбитої хвилі, аналіз отриманих результатів, формулювання висновків.*

41. D. Shyrokorad, **O. Dumin**, O. Dumina, V. Katrich “Analysis of transient fields reflected from model of human body surface using convolutional neural network” in Proc. *XIII International Conf. on Math. Methods in Electromagnetic Theory (MMET-2010)*, Kyiv, Ukraine, 2010, TDE-6. *Внесок здобувача: постановка задачі, вибір методу числового розрахунку електромагнітних полів та аналізу відбитої хвилі, аналіз отриманих результатів, формулювання висновків.*

42. **O.M. Dumin**, O.A. Tretyakov, V.A. Katrich, O.O. Dumina, M.V. Nesterenko, V.I. Kholodov “Evolutionary equations for electromagnetic fields in unbounded space filled with layered inhomogeneous nonlinear transient medium with losses”, in Proc. *5th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS-2010)*, Sevastopol, Ukraine, Sep. 6-10, 2010, pp. 99–101. *Внесок здобувача: постановка задачі, аналіз отриманих аналітичних результатів, формулювання висновків.*

43. **O. M. Dumin**, O. O. Dumina, N.N. Kolchigin, D.D. Ivanchenko, Y.G. Shckorbatov, V.N. Pasiuga “Simulation of microwave exposure of human cells by electromagnetic field of EMF band” in Proc. *International Conference on Antenna Theory and Techniques*, Kyiv, Ukraine, Sep. 20-23, 2011, pp. 312-314,. *Внесок здобувача: електродинамічне моделювання експериментальної установки, проведення розрахунків електромагнітних полів та їхньої термічної дії, аналіз отриманих результатів.*

44. Y.S. Volvach, **O.M. Dumin**, O.O. Dumina, “The energy of the field radiated by Hertz dipole”, in Proc. *VII International Conf. on Antenna Theory and Techniques (ICATT-2011)*, Kyiv, Ukraine, 2011, pp. 86–88. *Внесок здобувача: постановка*

задачі, пропозиція методу розв'язання, ідея ілюстрації енергетичних перетворень полів, аналіз отриманих аналітичних результатів, формулювання висновків.

45. **O. Dumin**, I.S. Volvach, O. Dumina “Transient Near field of Hertzian dipole” in Proc. 6th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS–2012), Sevastopol, Ukraine, Sep. 17-21, 2012, pp. 69–71. *Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу розв'язання, ідея ілюстрації енергетичних перетворень полів, аналіз отриманих аналітичних результатів, формулювання висновків.*
46. **O.M. Dumin**, V.A. Katrich, R.D. Akhmedov, O.A. Tretyakov, O.O. Dumina “Evolutionary Approach for the Problems of Transient Electromagnetic Field Propagation in Nonlinear Medium”, in Proc. XV International Conf. on Math. Methods in Electromagnetic Theory (MMET–2014), Dnipropetrovsk, Ukraine, Aug. 26-28, 2014, pp. 57-60. *Внесок здобувача: постановка задачі, формулювання висновків.*
47. **O.M. Dumin**, O.A. Tretyakov, R.D. Akhmedov, Yu.B. Stadnik, V.A. Katrich, O.O. Dumina, “Modal Basis Method for Propagation of Transient Electromagnetic Fields in Nonlinear Medium”, in Proc. 7th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS–2014), Kharkiv, Ukraine, Sep. 15-19, 2014, pp. 100–103. *Внесок здобувача: постановка задачі, формулювання висновків.*
48. **O.M. Dumin**, Y.G. Shckorbatov, V.N. Pasiuga, O.V. Kazansky, N.N. Kolchigin, A.I. Chernov “Effect of signal form of irradiated impulse electromagnetic field on viability of human cells” in Proc. 7th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS–2014), Kharkiv, Ukraine, Sep, 15-19, 2014, pp. 45–48. *Внесок здобувача: вибір початкової конструкції експериментальної установки та її параметрів оптимізації, електродинамічне моделювання експериментальної установки та умов опромінення, розрахував електромагнітні поля та їхню термічну дію, провів аналіз отриманих результатів.*

49. **O.M. Dumin**, O.A. Tretyakov, R.D. Akhmedov, O.O. Dumina “Transient electromagnetic field propagation through nonlinear medium in time domain” in Proc. 10th International Conference on Antenna Theory and Techniques (ICATT-2015), Kharkiv, Ukraine, April 21-24, 2015, pp. 93-95. *Внесок здобувача: постановка задачі, формулювання висновків.*
50. **O.M. Dumin**, Y.G. Shckorbatov, A.I. Chernov, V.A. Katrich, “Calculation of experimental apparatus for biological object irradiation by impulse electromagnetic field” in Proc. 10th International Conference on Antenna Theory and Techniques (ICATT-2015), Kharkiv, Ukraine, April 21-24, 2015, pp. 375-377. *Внесок здобувача: вибір початкової конструкції експериментальної установки та її параметрів оптимізації, електродинамічне моделювання експериментальної установки та умов опромінення, розрахував електромагнітні поля та їхню термічну дію, провів аналіз отриманих результатів.*
51. **O.M. Dumin**, V.A. Plakhtii, I.S. Volvach, S.V. Pshenichnaya, O.O. Dumina “Near field of Hertzian dipole excited by impulse current” in Proc. 10th International Conference on Antenna Theory and Techniques (ICATT-2015), Kharkiv, Ukraine, April 21-24, 2015, pp. 90-92. *Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу розв’язання, ідея ілюстрації енергетичних перетворень полів, аналіз отриманих аналітичних результатів, формулювання висновків.*
52. A.I. Chernov, **O.M. Dumin**, D.B. Miroshnik, Y.G. Shckorbatov, V.A. Katrich N.N. Kolchigin, “Numerical Simulation and Experimental Investigation of Human Cell Irradiation by Impulse Electromagnetic Field” in Proc. The XX-th International Seminar / Workshop on Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic wave Theory (DIPED–15), Lviv, Ukraine, Sep. 21-24, 2015, pp.162-164. *Внесок здобувача: вибір початкової конструкції експериментальної установки та її параметрів оптимізації, електродинамічне моделювання експериментальної установки та умов опромінення, розрахував електромагнітні поля та їхню термічну дію, провів аналіз отриманих результатів.*

53. V.A. Plakhtii, **O. M. Dumin**, V. A. Katrich, O. O. Dumina “Field regions of impulse current radiator of small size”, in Proc. *9th International Kharkiv Symposium On Physics And Engineering Of Microwaves, Millimeter And Submillimeter Waves (MSMW–2016)*, Kharkiv, Ukraine, June 21-24, 2016, D-27. *Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу розв’язання, аналіз отриманих аналітичних та числових результатів, формулювання висновки*
54. V. A. Plakhtii, **O. M. Dumin**, V. A. Katrich, O. O. Dumina, I. S. Volvach “Energy transformation of transient field of herzian dipole” in Proc. *16th IEEE International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET–2016)*, Lviv, Ukraine, July 5-7, 2016, EMA-8. *Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу розв’язання, аналіз отриманих аналітичних та числових результатів, формулювання висновків*
55. **O.M. Dumin**, R.D. Akhmedov, V.A. Katrich, O.O. Dumina “Propagation of transient field radiated from plane disk in nonlinear medium” in Proc. *8th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS–2016)*, Odessa, Ukraine, Sep. 5-11, 2016, pp. 77–80. *Внесок здобувача: постановка задачі, вибір часових залежностей збудження нестационарного джерела, ідея аналізу енергетичних параметрів електромагнітного поля, аналіз отриманих результатів, формулювання висновків.*
56. V. A. Plakhtii, **O. M. Dumin**, V. A. Katrich, O. O. Dumina, I. S. Volvach “Radiation of two small impulse current radiators”, in Proc. *8th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS–2016)*, Odessa, Ukraine, Sep. 5-11, 2016, pp. 81–84. *Внесок здобувача: постановка задачі, вибір часових залежностей збудження нестационарного джерела, ідея аналізу енергетичних параметрів електромагнітного поля, аналіз отриманих результатів, формулювання висновків.*
57. **O. Dumin**, R. Akhmedov, O.O. Dumina, “Transient field radiation of plane disk into nonlinear medium” в *Працях IEEE Міжнародної конференції з*

інформаційно-телекомунікаційних технологій та радіоелектроніки (UkrMiCo'2016), Київ, Україна, вересень 11-15, 2016, pp. 148–151. *Внесок здобувача: постановка задачі, вибір часових залежностей збудження нестационарного джерела, ідея аналізу енергетичних параметрів електромагнітного поля, аналіз отриманих результатів, формулювання висновків.*

58. **O. Dumin**, S. Khmara, D. Shyrokorad “Artificial Neural Networks in Time Domain Electromagnetics” in Proc. 11th International Conference on Antenna Theory and Techniques (ICATT-2017), Kyiv, Ukraine, May 24-27, 2017, pp. 118-121. *Внесок здобувача: постановка задачі, вибір методу числового розрахунку електромагнітних полів та аналізу відбитої хвилі, аналіз отриманих результатів, формулювання висновків.*

59. **O.M. Dumin**, R.D. Akhmedov, V.A. Katrich, O.O. Dumina, “Transient Radiation of Circle with Uniform Current Distribution” in Proc. 2017 IEEE First Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering (UKRCON), Kyiv, Ukraine, May 29-June 2, 2017, pp. 261-265. *Внесок здобувача: постановка задачі, вибір часових залежностей збудження нестационарного джерела, ідея аналізу енергетичних параметрів електромагнітного поля, аналіз отриманих результатів, формулювання висновків.*

60. V.A. Plakhtii, **O.M. Dumin**, O.A. Prishchenko, “Transient Radiation of System of Four Noncollinear Dipoles” in Proc. IEEE First Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering (UKRCON), Kyiv, Ukraine, May 29-June 2, 2017, pp. 225-228. *Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу розв’язання, аналіз отриманих аналітичних та числових результатів, формулювання висновків.*

61. V.A. Plakhtii, **O.M. Dumin**, O.A. Prishchenko, “Near Radiation Zone of Six Short Impulse Radiators” in Proc. IEEE International Young Scientists Forum on Applied Physics and Engineering (YSF-2017), Lviv, Ukraine, October 17-20, 2017, pp. 251-254. *Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу розв’язання,*

аналіз отриманих аналітичних та числових результатів, формулювання висновків.

62. **O. Dumin**, O. Prishchenko, G. Pochanin, V. Plakhtii, D. Shyrokorad, “Subsurface Object Identification by Artificial Neural Networks and Impulse Radiolocation”, in Proc. *IEEE Second International Conference on Data Stream Mining & Processing (DSMP-2018)*, Lviv, Ukraine, August 21-25 2018, pp. 434-437. *Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу розрахунку для отримання часових залежностей надширококустових електромагнітних полів, аналіз результатів, формулювання висновків.*
63. **O. Dumin**, R. Akhmedov “Ultrashort Impulse Radiation from Plane Disk with Uniform Current Distribution”, in Proc. *9th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS-2018)*, Odessa, Ukraine, Sep. 4-7, 2018, pp. 169–173. *Внесок здобувача: постановка задачі, вибір часових залежностей збудження нестационарного джерела, ідея аналізу енергетичних параметрів електромагнітного поля, аналіз отриманих результатів, формулювання висновків.*
64. **O.M. Dumin**, O. Prishchenko, D. Shyrokorad, V. Plakhtii “Application of UWB Electromagnetic Waves for Subsurface Object Location Classification by Artificial Neural Networks” in Proc. *9th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS-2018)*, Odessa, Ukraine, Sep. 4-7, 2018, pp. 290–293. *Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу розрахунку для отримання часових залежностей надширококустових електромагнітних полів, аналіз результатів, формулювання висновків.*
65. **O.M. Dumin**, V.A. Plakhtii, O.A. Prishchenko, and D.V. Shyrokorad, “Neural Network Application in Object Classification by Impulse Radiolocation” in Proc. *Intellectual Systems for Decision Making and Problems of Computational Intelligence (ISDMCI-2019)*, Zaliznyi Port, Ukraine, May 21-25, 2019, pp. 61–63, 2019. *Внесок здобувача: постановка задачі, вибір методу числового*

розрахунку електромагнітних полів та аналізу відбитої хвилі, аналіз отриманих результатів, формулювання висновків.

66. **O. Dumin**, R. Akhmedov, O. Dumina, D. Cherkasov, “Near zone of plane disk with uniform transient current distribution” in Proc. *2019 IEEE 2nd Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering, UKRCON 2019*, Lviv, Ukraine, July 2-6, 2019, pp. 209-213. *Внесок здобувача: постановка задачі, вибір часових залежностей збудження нестационарного джерела, ідея аналізу енергетичних параметрів електромагнітного поля, аналіз отриманих результатів, формулювання висновків.*
67. **O. Dumin**, V. Plakhtii, D. Shyrokorad, O. Prishchenko, G. Pochanin, “UWB subsurface radiolocation for object location classification by artificial neural networks based on discrete tomography approach”, in Proc. *IEEE 2nd Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering, UKRCON 2019*, Lviv, Ukraine, July 2-6, 2019, pp. 182-187. *Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція підходу методу дискретної томографії, аналіз результатів, формулювання висновків.*
68. R. Akhmedov , **O. Dumin** , V. Katrich , D. Cherkasov, “Impulse Electromagnetic Wave Propagation in Kerr Medium”, in Proc. *DIPED 2019*, Lviv, Ukraine, Sep. 12-14, 2019, pp. 49-52. *Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція методу послідовних наближень для отримання аналітичного розв’язку, аналіз результатів, формулювання висновків.*
69. V. Plakhtii , **O. Dumin** , O. Prishchenko , D. Shyrokorad , G. Pochanin “Influence of Noise Reduction on Object Location Classification by Artificial Neural Networks for UWB Subsurface Radiolocation” in Proc. *DIPED 2019*, Lviv, Ukraine, Sep. 12-14, 2019, pp. 64-68. *Внесок здобувача: постановка задачі, аналіз результатів, формулювання висновків.*
70. I. Persanov , **O. Dumin** , V. Plakhtii , D. Shyrokorad “Subsurface Object Recognition in a Soil Using UWB Irradiation by Butterfly Antenna” in proc. *DIPED*

- 2019, Lviv, Ukraine, Sep. 12-14, 2019, pp. 160-163. *Внесок здобувача: постановка задачі, аналіз результатів, формулювання висновків.*
71. **O.M. Dumin**, V.A. Plakhtii, D.V. Shyrokorad, O.A. Prishchenko, “Signal Processing in UWB Subsurface Radiolocation by Artificial Neural Networks” in Proc. 2019 IEEE International Scientific and Practical Conference Problems of Infocommunications Science and Technology (PIC S&T'2019), Kyiv, Ukraine, October 08-11, 2019, pp. 384–387. *Внесок здобувача: постановка задачі, аналіз результатів, формулювання висновків.*
72. **O. Dumin**, V. Plakhtii, I. Persanov, C. Shuaishuai “Positioning System Using Classification of Ultra Short Electromagnetic Pulse Forms by ANN” in Proc. 15th International Conference on Advanced Trends in Radioelectronics, Telecommunications and Computer Engineering (TCSET – 2020), Lviv-Slavske, Ukraine, February 25-29, 2020. *Внесок здобувача: постановка задачі, ідея використання особливості імпульсних надширокосмугових випромінювачів для визначення положення приймальної системи в просторі, аналіз отриманих результатів, формулювання висновків.*
73. Д.В. Широкоград, **О.М. Думін**, В.А. Плахтій, Г.В. Корніч, “Обработка сигналов при подповерхневой радиолокации штучными нейронными сетями”, в работах Міжнародного науково-практичного семінару «Комбінаторні конфігурації та їхні застосування», Запоріжжя-Кропивницький, Україна, 15-16 травня, 2020, с. 384–387. *Внесок здобувача: постановка задачі, аналіз результатів, формулювання висновків.*
74. **O. Dumin**, V. Plakhtii, O. Pryshchenko, G. Pochanin, “Comparison of ANN and Cross-Correlation Approaches for Ultra Short Pulse Subsurface Survey” in Proc. 15th International Conference on Advanced Trends in Radioelectronics, Telecommunications and Computer Engineering (TCSET – 2020), Lviv-Slavske, Ukraine, February 25-29, 2020. *Внесок здобувача: постановка задачі, аналіз результатів, формулювання висновків.*

75. **O. Dumin**, P. Fomin, V. Plakhtii, M. Nesterenko, “Ultrawideband Combined Monopole-Slot Radiator of Clavin Type” in Proc. *IEEE XXVth International Seminar/Workshop Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic Wave Theory (DIPED)*, 2020, pp. 32–36. *Внесок здобувача: вибір початкової конструкції випромінювача у вигляді надширокосмугової щілини з провідними конусами, електродинамічне моделювання комбінованого випромінювача та покращення його конструкції, дослідження ближнього поля елементарного випромінювача, аналіз отриманих результатів.*

Наукові праці, які додатково відображають наукові результати дисертації:

76. Г.П. Почанін, **О.М. Думін**, «Випромінювачі нестаціонарних імпульсних електромагнітних полів із заданими часовими характеристиками», в *Випромінюючі структури багатofункціональних радіoeлектронних систем. Теорія і застосування*. Редактор, В.О. Катрич, Bueu Bassin, Lambert Academic Publishing, 390 с., 2017. ISBN 978-620-2-07324-0. *Внесок здобувача: постановка задачі, числове моделювання, формулювання висновків.*
77. Т.М. Огурцова, Г.П. Почанін, П.В. Холод, **О.М. Думін**, С.Л. Бердник Власник: Інститут радіофізики та електроніки ім. О.Я. Усикова національної академії наук України, “Спосіб вимірювання частотної залежності магнітної проникності феритових стрижнів”, Патент на корисну модель. 126410 Україна, (51) МПК G01R 33/12, (2006.01) /; – u201708915; дата подання 07.09.2017; дата, з якої чинні права, опубліковано 25.06.2018, Бюл. № 12/2018. *Внесок здобувача: аналіз літературних джерел, обговорення формули корисної моделі.*
78. **О.М. Думін**, В.А. Плахтій, О.А. Прищенко, Д.В. Широкоград, “Метод дискретної томографії при обробці даних надширокосмугової підповерхневої радіолокації штучною нейронною мережею”, *Вісник Харківського*

національного університету імені В.Н. Каразіна, *Радіофізика та електроніка*, вип. 29, С. 17–26, 2018. Внесок здобувача: постановка задачі, пропозиція підходу методу дискретної томографії, аналіз результатів, формулювання висновків.

79.І.Д. Персанов, **О.М. Думін**, В.А. Плахтій, Д.В. Широкоград, “Розпізнавання об'єктів під поверхнею ґрунта за допомогою імпульсного опромінювання антеною типу «метелик» та штучної нейронної мережі”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна, Радіофізика та електроніка*, вип. 29, С. 27–34, 2018. Внесок здобувача: постановка задачі, аналіз результатів, формулювання висновків.

80.**О.М. Думін**, В.А. Плахтій, О.А. Прищенко, Д.В. Широкоград, Я.С. Вольвач, “Вплив зменшення шуму вхідного сигналу на класифікацію місцезнаходження об'єкту штучною нейронною мережею при надширокосмуговій радіоінтроскопії”, *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна, Радіофізика та електроніка*, вип. 31, С. 27–35, 2019. Внесок здобувача: постановка задачі, аналіз результатів, формулювання висновків.