

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ  
Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна  
Факультет радіофізики, біомедичної  
електроніки та комп'ютерних систем  
Кафедра теоретичної радіофізики

**ЗАТВЕРДЖУЮ**

**В.о. завідувача кафедри**

Хардіков В.В.

ініціали, прізвище

\_\_\_\_\_ підпис

“ \_\_\_\_\_ ” \_\_\_\_\_ 20\_\_ року

## **Кваліфікаційна робота магістра**

на тему: АНТЕНА НА ОСНОВІ ГРАФЕНА ДЛЯ ГЕНЕРАЦІЇ ХВИЛЬ, ЩО  
ПЕРЕНОСЯТЬ ОРБІТАЛЬНИЙ КУТОВИЙ МОМЕНТ

Виконав: студент II курсу магістратури, групи РР-61  
спеціальності 105 Прикладна фізика та наноматеріали,  
освітньо-професійна програма «Радіофізика і електроніка»

Олег ДЕМ'ЯНИК

Керівник  
кандидат фізико-математичних наук,  
доцент

Вячеслав ХАРДІКОВ

2023 рік

## РЕФЕРАТ

Дем'яник О. Ю. Антена на основі графена для генерації хвиль, що переносять орбітальний кутовий момент. Дипломна робота. Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, 2023. 55 с., 26 рис., 59 джерел.

ОРБІТАЛЬНИЙ КУТОВИЙ МОМЕНТ, МІКРОСМУЖКОВІ ТА ДІЕЛЕКТРИЧНІ РЕЗОНАТОРНІ АНТЕНИ, МЕТАМАТЕРІАЛИ, НВЧ, ГРАФЕН.

Об'єкт дослідження: орбітальний кутовий момент, що генерується в НВЧ області.

Предмет дослідження: механізми генерації орбітального кутового моменту за допомогою мікросмужкових антенних пристроїв.

Мета роботи: вивчення механізмів генерації орбітального кутового моменту за допомогою мікросмужкових антенних пристроїв.

Методи дослідження: Метод скінченних елементів.

Результати дослідження: Відтворено фазові та амплітудні розподіли електричного поля мікросмужкової резонаторної антени, що генерує орбітальний кутовий момент, доведено шляхом моделювання існування вихору різних топологічних порядків на одній резонансній частоті.

Отримані результати можуть використовуватися в системах зв'язку та радіолокації. Також вивчення взаємодії вихрових хвиль із різними середовищами та об'єктами, дасть змогу розробити алгоритми для систем зв'язку та виявлення об'єктів.

## ABSTRACT

Demianyk Oleh. Graphene-based antenna for generating waves carrying orbital angular momentum. Magister diplom. V.N. Karazin Kharkiv National University, 2023. 55 p., 26 fig., 59 sources.

### ORBITAL ANGULAR MOMENTUM, MICROStrip AND DIELECTRIC RESONATOR ANTENNAS, METAMATERIALS, UHF, GRAPHENE.

Object of research is orbital angular momentum generated in the microwave band.

Research subjects are mechanisms of orbital angular momentum generation using microstrip antenna devices.

The purpose of the work is study of the mechanisms of orbital angular momentum generation using microstrip antenna devices.

Research methods is finite element method.

Research results are following:

- The phase and amplitude distributions of the electric field of the microstrip resonator antenna generating the orbital angular momentum were reproduced, and the existence of a vortex of different topological orders at the same resonant frequency was proven by modeling.

- The obtained results can be used in communication and radar systems. Also, studying the interaction of vortex waves with various environments and objects will make it possible to develop algorithms for communication systems and object detection.

## ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК СКОРОЧЕНЬ ТА УМОВНИХ ПОЗНАК .....	5
ВСТУП.....	6
1. МІКРОСМУЖКОВА КІЛЬЦЕВА РЕЗОНАТОРНА АНТЕНА .....	8
1.1. Орбітальний кутовий момент (ОКМ).....	8
1.2. Теоретичне формулювання.....	10
1.3. Конструктивні особливості та геометрія мікросмушкового кільцевого резонатора.....	13
1.4. Моделювання проєкту та отримання експериментальних результатів .....	15
1.5. Висновки до розділу.....	21
2. ПОВЕРХНЕВІ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНИ ТА ДИСПЕРСІЯ НА ДВОВИМІРНИХ МАТЕРІАЛАХ (ГРАФЕН).....	23
2.1. Фізика графену .....	23
2.2. Поверхневі плазмон-поляритони.....	28
2.3. Дисперсія поверхневих плазмон-поляритонів.....	29
2.4. Довжина поширення та глибина проникнення.....	35
2.5. Способи збудження ППП.....	36
2.5.1. Призмове введення .....	36
2.5.2. Граткове введення .....	37
2.6. Висновки до розділу.....	38
3. МІКРОСМУЖКОВА КІЛЬЦЕВА РЕЗОНАТОРНА АНТЕНА НА ОСНОВІ ДВОВИМІРНОГО МАТЕРІАЛУ (ГРАФЕН) .....	40
3.1. Актуальність і новизна мікросмушкових антен, що працюють в ТГц діапазоні.....	40
3.2. Моделювання антени на основі графену .....	41
3.3. Висновки до розділу.....	45
ВИСНОВКИ .....	48
ЛІТЕРАТУРА .....	50

**ПЕРЕЛІК СКОРОЧЕНЬ ТА УМОВНИХ ПОЗНАК**

ОКМ	орбітальний кутовий момент
РЧ	радіочастотний діапазон
НВЧ	надвисокочастотний діапазон
ППП	поверхневий плазмон-поляритон

## ВСТУП

З теорії Максвелла добре відомо, що електромагнітні хвилі несуть як лінійний, так і кутовий момент. Орбітальний кутовий момент (ОКМ) – це компонент кутового моменту, що визначає просторовий розподіл поля [1]. У радіочастотній (РЧ) та надвисокочастотній (НВЧ) областях, застосування хвиль з ОКМ вперше було запропоновано для покращення продуктивності систем бездротового зв'язку, де ОКМ можна використовувати для збільшення пропускної здатності каналу та зменшення перехресних перешкод [2-5]. Очікується, що технології, які базуються на використанні ОКМ хвиль, увійдуть у стандарти комунікаційних систем шостого покоління (6G) [6]. Сьогодні використання вихрових хвиль у системах зв'язку і радіолокаційних системах знаходиться на ранній стадії впровадження. Тому так важливо розробити математичні методи та засоби моделювання, робочі зразки та методики їх тестування, апаратне та програмне забезпечення для систем на основі ОКМ.

Існуючі оптичні лазерні системи можуть забезпечувати схеми для керування променями ОКМ, такі як комбінування, розщеплення, колімація, концентрація та детектування. У РЧ та НВЧ областях важко здійснювати такі маніпуляції з ОКМ хвилями, оскільки відповідні антенні систем є менш ефективними за лазерні системі. Тому для застосунків у РЧ та НВЧ областях, для забезпечення оптимальної продуктивності всієї системи, дуже важливим є правильний вибір методу генерації хвиль з ОКМ та їх мультиплексування/демультиплексування.

На даний момент у РЧ та НВЧ областях запропоновано різні конструкції антен для генерації хвиль з ОКМ [7-13], що включають також мікросмужкові та діелектричні резонаторні антени [14-18] та метаматеріали [19]. У бездротових системах зв'язку зазвичай використовуються мікросмужкові резонаторні антени (патч-антени). Зручність цих антен полягає в їх простоті виготовлення, низькій вартості, компактному розмірі та низьких втратах на випромінювання. Через

невеликі розміри та вузьку смугу пропускання окремі патч-елементи часто проектуються у великі скануючі масиви, що робить такі антени дуже ефективними. Порівняно з резонаторами, що мають простішу геометрію (наприклад, прямокутні або еліптичні ділянки), антени на основі мікросмужкових кільцевих резонаторів більш привабливі при реалізації складних систем. Такі резонатори в поєднанні з іншими елементами можуть бути частиною компактної багатодіапазонної антенної системи з фіксованим розміром апертури.

Проте всі ці методи мають як переваги, так і недоліки, які значно звужують спектр їхніх практичних застосувань. Це все вказує на довгий шлях до досягнення впровадження систем зв'язку із застосуванням хвиль із ОКМ.

Метою цієї роботи було повторення та підтвердження результатів [20] з проектування конструкції антени для генерації кількох променів, що несуть ОКМ з різними топологічними станами на одній частоті. Запропонований генератор ОКМ заснований на компактному наборі мікросмужкових кільцевих резонаторів. Для теоретичних розрахунків та моделювання антени, що випромінює ОКМ були використані: програмний пакет для моделювання електродинамічних структур COMSOL Multiphysics, а також програмне середовище MATLAB для математичних та теоретичних розрахунків амплітудних та фазових розподілів полів при генерації ОКМ. Отримані результати доводять, що запропоновану антену можна використовувати як компактний і недорогий генератор багатьох променів з різними станами ОКМ. Наступним етапом було масштабування отриманого дизайну в ТГц спектральний діапазон шляхом заміни металічних елементів такими, що вироблені з графену. Результатом цього стало розроблення антени на основі графену для генерації хвиль, що несуть ОКМ.

## 1. МІКРОСМУЖКОВА КІЛЬЦЕВА РЕЗОНАТОРНА АНТЕНА

Загальновідомо, що електромагнітна (ЕМ) хвиля, що несе орбітальний кутовий момент (ОКМ), має гвинтову фазову структуру  $e^{-jl\varphi}$ , де  $l$  — топологічний заряд стану ОКМ, а  $\varphi$  — поперечний азимутальний кут.

Теоретично ОКМ має нескінченну кількість станів, і кожен стан є ортогональним один одному [34-35], що демонструє великий потенціал для розширення можливостей системи зв'язку. ОКМ хвилі досліджували переважно в оптичному режимі. Останнім часом застосування ОКМ у радіочастотній області поступово стало важливою темою. Існує кілька способів генерації радіочастотних хвиль ОКМ, серед яких поширеним підходом є використання антенних решіток із послідовним фазовим зсувом [36 - 46].

Для випромінювання радіохвиль ОКМ використовують мікросмушкову антену з круговою поляризацією. Крім того, було продемонстровано, що кругові щілинні антени біжучої хвилі також генерують хвилі ОКМ, а ще ультратонка спіральна фазова пластина, спіральна параболічна антена, циліндрична діелектрична резонаторна антена, і рупорна лінзова антена також вважаються важливими засобами генерації радіохвилі ОКМ.

### 1.1 Орбітальний кутовий момент (ОКМ)

Орбітальний кутовий момент світла (ОКМ) — складова моменту імпульсу світлового променя, яка залежить від просторового розподілу поля, а не від поляризації. Промінь світла несе лінійний момент імпульсу  $\mathbf{P}$ , і, отже, йому також можна приписати кутовий момент  $\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{P}$  [59].

Найпростішим прикладом світлового променя, що несе ОКМ, є промінь із фазою в поперечній площині  $\varphi(r, \varphi) = e^{il\varphi}$  де  $\varphi$  — кутова координата, а  $l$  може бути будь-яким цілим значенням, додатним або від'ємним. Як показано на

Рис. 1.1, такі пучки мають гвинтові фазові фронти з кількістю переплєтених спіралей і напрямленістю залежно від величини і знака  $l$  відповідно. Відразу видно, що поперечне до цих фазових фронтів електромагнітне поле має осьові складові. Вектор Пойнтінга, який весь час паралельний нормалі до поверхні цих фазових фронтів, має азимутальний компонент навколо променя і, отже, момент імпульсу вздовж осі променя[58].

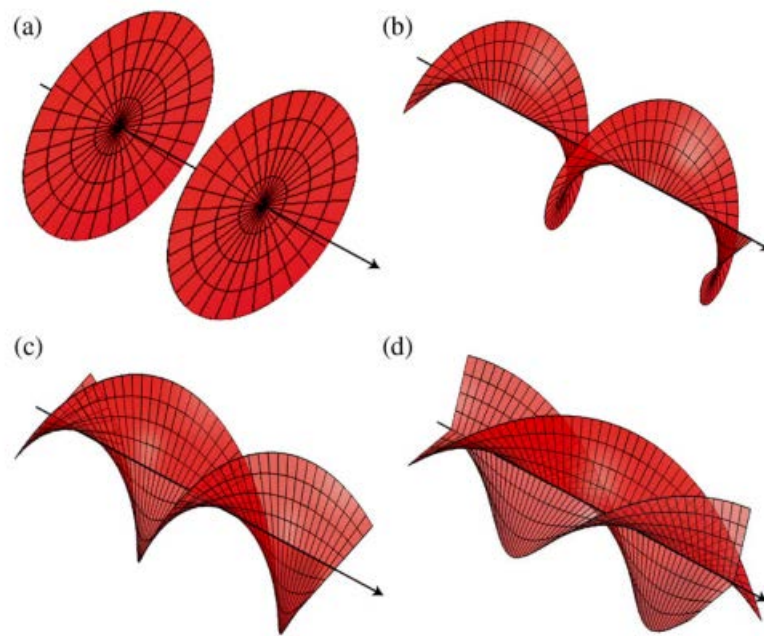


Рис. 1.1 - Гвинтові фазові фронти для (a)  $l = 0$ , (b)  $l = 1$ , (c)  $l = 2$ , (d)  $l = 3$ .

На Рис. 1.2 перший стовпець – оптичний розподіл фази в поперечному перерізі пучка. Другий стовпець — розподіл інтенсивності світла в поперечному перерізі променя (з темним ядром вихру в центрі).

Гвинтові моди характеризуються цілим числом  $m$ , позитивним або негативним. Якщо  $m = 0$ , мода не є гвинтовою, а хвильові фронти являють собою кілька роз'єднаних поверхонь, наприклад, послідовність паралельних площин (від чого й назва «плоска хвиля»). Якщо  $m = \pm 1$ , напрямок визначається знаком  $m$ , хвильовий фронт має форму однієї гвинтової поверхні з довжиною кроку, що дорівнює довжині хвилі. Якщо  $|m| \geq 2$ , хвильовий фронт складається з  $|m|$  різних, але переплєтених спіралей, довжина кроку кожної

поверхні спіралі дорівнює  $|m|\lambda$  і напрямом заданий знаком. Ціле число  $m$  також є так званим «топологічним зарядом» оптичного вихору[59].

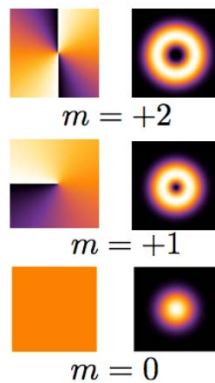


Рис. 1.2 - Перший стовпець – оптичний розподіл фази в поперечному перерізі пучка. Другий стовпець — розподіл інтенсивності світла в поперечному перерізі променя.

## 1.2 Теоретичне формулювання

В цьому розділі буде показано етапи відтворення результатів, що були описані в [20], для підтвердження результатів були отримані фазові діаграми та профілі амплітуди антени, які підтверджують, що антена може генерувати хвилі ОКМ різного порядку та спіральності. Отримані результати свідчать про можливість використання запропонованої антени як малогабаритного та недорогого випромінювача, здатного працювати в режимі ОКМ на кількох несучих частотах.

Розглянемо антену, що складається з мікросмужкового кільцевого ідеально провідного резонатора з шириною  $w$ , розміщеного у верхній площині діелектричної підкладки із заземленою площиною (ЗП) на нижній стороні (Рис. 1.3). Середній радіус резонатора становить  $R = (a + b)/2$ , де  $a$  і  $b$  радіуси внутрішнього і зовнішнього країв кільця відповідно. Підкладка має товщину  $h$  і виготовлена з матеріалу з відносною діелектричною проникністю  $\epsilon_r$ . У зв'язку з азимутальною симетрією досліджуваної антени ми використовуємо

циліндричну полярну систему координат  $(\rho, \varphi, z)$ , припускаючи, що вісь симетрії антени збігається з віссю  $z$  системи координат. Для оптично тонкої підкладки ( $h \ll \lambda$ , де  $\lambda$  – довжина хвилі всередині підкладки) можна повністю знехтувати змінами поля вздовж осі  $z$ , що відповідає прояву мод  $TM_{mn}$  на кільці. (тут  $E_\rho = E_\varphi = E_z = 0$ , а  $m$  і  $n$  – індекси азимутальної та радіальної мод відповідно).

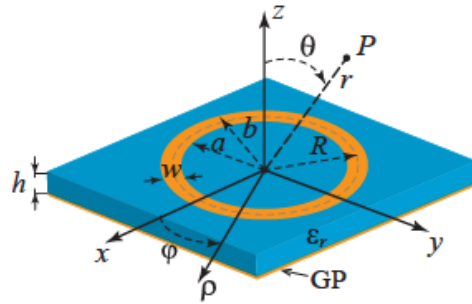


Рис. 1.3 - Схематичне зображення мікросмужкової кільцевої резонаторної антени в декартовій  $(x, y, z)$ , та полярній  $(\rho, \varphi, z)$ , системах координат, де  $r$  – відстань від початку системи координат до точки спостереження  $P$  і кут  $\theta$  вимірюється від осі  $z$ ,  $w$  – ширина мікросмужки.  $R$  – середній радіус  $a$  і  $b$  радіуси внутрішнього і зовнішнього країв кільця. Підкладка має товщину  $h$  і виготовлена з матеріалу з відносною діелектричною проникністю  $\epsilon_r$ .

Розв'язок рівнянь Максвелла для мод  $TM_{mn}$  можна записати так:

$$E_z = E_0 [J_m(k\rho)Y'_m(ka) - J'_m(ka)Y_m(k\rho)] \cos(m\varphi), \quad (1.1)$$

$$H_\rho = \frac{j}{\omega\mu\rho} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi}, \quad H_\varphi = -\frac{j}{\omega\mu} \frac{\partial E_z}{\partial \rho}, \quad (1.2)$$

де  $E_0$  – початкова амплітуда,

$k = \sqrt{\epsilon_r} k_0$  – хвильове число в підкладці,

$J_m(*)$  і  $J'_m(*)$  – це функція Бесселя першого роду та її похідна за аргументом функції,

а  $Y_m(*)$  і  $Y'_m(*)$  є функція Бесселя другого роду та її похідна відповідно.

Поверхневий струм на поверхні металічного кільця становить:

$$\vec{I}_s = -\vec{z} \times \vec{H} = -\hat{\phi}H_\rho + \hat{\rho}H_\phi. \quad (1.3)$$

Радіальна складова поверхневого струму  $I_s$  повинна обертатися в нуль уздовж країв  $I_s(\rho = b) = H_\phi(\rho = b) = 0$ . Таким чином, характеристичне рівняння для резонансних мод  $TM_{mn}$ , що випливає з граничних умов, є:

$$J'_m(kb)Y'_m(ka) - J'_m(ka)Y'_m(kb) = 0. \quad (1.4)$$

У наближенні нульового порядку резонансна частота  $k_{mn}$  отримується встановленням:

$$k_{mn}a = v_{mn}, \quad (1.5)$$

де  $v_{mn}$  корінь трансцендентного рівняння

$$J'_m(v_{mn})Y'_m(v_{mn}b/a) - J'_m(v_{mn}b/a)Y'_m(v_{mn}).$$

Тому рівняння (1.5) можна використовувати для визначення відповідного радіуса круглого кільцевого резонатора для вибраної резонансної (робочої) частоти  $f_r$ .

Аналітичні співвідношення для полів випромінювання мікросмужкової кільцевої резонаторної антени отримано з підходу магнітного струму наступним чином (розгляд опущений тут і може бути знайдений в іншому місці [21]):

$$E_\theta(\varphi, \theta) = \zeta \left| J'_m(k_0a \sin \theta) - \frac{J'_m(k_{mn}a)}{J'_m(k_{mn}b)} J'_m(k_0b \sin \theta) \right| \cos(m\varphi), \quad (1.6)$$

$$E_\varphi(\varphi, \theta) = -m \zeta \left| \frac{J_m(k_0a \sin \theta)}{k_0a \sin \theta} - \frac{J'_m(k_{mn}a)}{J'_m(k_{mn}b)} \frac{J'_m(k_0b \sin \theta)}{k_0b \sin \theta} \right| \sin(m\varphi) \cos \theta \quad (1.7)$$

де

$$\zeta = j^m \frac{2E_0}{\pi k_{mn}} \frac{e^{-jk_0r}}{r} k_0 W \quad (1.8)$$

і  $r$  – відстань від початку системи координат до точки спостереження  $P$ , як показано на Рис. 1.1

При отриманні рівнянь (1.6) і (1.7) наявність заземленої площини враховується з використанням теорії зображення, яка подвоює еквівалентну щільність магнітного струму.

Вплив підкладки на випромінювані поля можна врахувати за допомогою коригувальних коефіцієнтів  $F_E(\theta)$  і  $F_H(\theta)$  як для Е-площини (при  $\varphi = 0^\circ$ ) так і

для Н-площини (при  $\varphi = 90^\circ$ ) шаблонів, відповідно. Ці фактори:

$$F_E(\theta) = \frac{\xi \cos \theta}{\xi - j\varepsilon_r \cos \theta \cot(k_0 w \xi)}, \quad F_H(\theta) = \frac{\cos \theta}{\cos \theta - j\varepsilon_r \cot(k_0 w \xi)} \quad (1.9)$$

де  $\xi = \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2 \theta}$ .

Загальне електричне поле, що випромінюється мікросмушковою кільцевою резонаторною антеною з подвійним збудженням може бути отримано таким чином [22]:

$$\begin{cases} E_\theta(\varphi, \theta) = E_\theta^{(1)}(\varphi, \theta) + jE_\theta^{(2)}(\psi, \theta) \\ E_\varphi(\varphi, \theta) = E_\varphi^{(1)}(\varphi, \theta) + jE_\varphi^{(2)}(\psi, \theta) \end{cases} \quad (1.10)$$

де  $\psi = \varphi + \alpha$ , верхні індекси (1) і (2) позначають два коаксіальні зонди з кутовою відстанню  $\alpha$  між ними та з їхніми індивідуальними полями, заданими рівняннями (1.6) і (1.7).

Компонент  $E_z$  повного випромінюваного електричного поля в декартових координатах можна отримати з рівняння (10) виконання стандартних перетворень координат [23]:

$$E_z(x, y) = E_\rho(\varphi, \theta) \cos(\theta) - E_\theta(\varphi, \theta) \sin(\theta). \quad (1.11)$$

Зокрема, у площині  $x - y$  (при  $\theta = 90^\circ$ ) маємо  $E_z(x, y) = -E_\theta(\varphi, \theta)$ .

### 1.3 Конструктивні особливості та геометрія мікросмушкового кільцевого резонатора

Базуючись на описаному в [20] принципі генерування мікросмушковим кільцевим резонатором променя, що несе ОКМ, мета даної частини проєкта полягає в моделюванні антени, що одночасно генерує кілька променів з різними топологічними станами на одній частоті, в середовищі COMSOL. Відповідно до [20] для характеристики антени та дослідження її характеристик було вибрано мікрохвильову частину спектру (1 – 10 ГГц). Також, було відтворено конструкцію антени, яка може одночасно генерувати чотири промені з різними топологічними станами на одній резонансній частоті  $f_r$  (Рис. 1.4). На першому

етапі фіксується резонансна частота  $f_r = 4.0 \text{ ГГц}$  і аналітично визначаються всі геометричні параметри антени. На другому етапі, чисельно та експериментально характеризується антена на вибраній резонансній частоті.

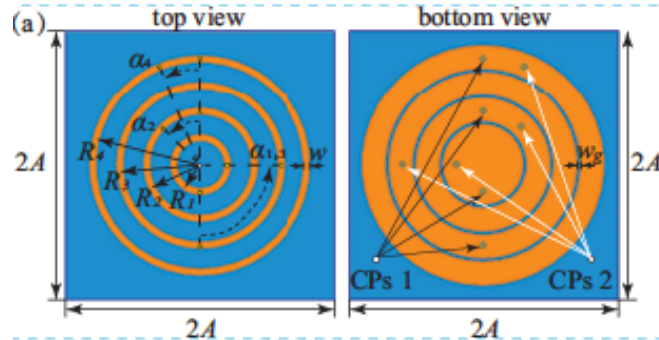


Рис. 1.4 - Топологія антени, виконаної у вигляді мікросмужкових концентричних кільцевих резонаторів.

Ескіз антени, виконаної у вигляді  $N = 4$  мікросмужкових концентричних круглих кільцевих резонаторів, Позиції коаксіальних зондів (CP) позначені точками. Тут робоча частота  $f_r$  становить 4 ГГц, а геометричні параметри антени:  $A = 43 \text{ мм}$ ,  $R_1 = 8,71 \text{ мм}$ ,  $R_2 = 17,42 \text{ мм}$ ,  $R_3 = 26,13 \text{ мм}$ ,  $R_4 = 34,84 \text{ мм}$ . Ширина смужок на верхній стороні та відстань між металізацією на нижній стороні антени становлять  $w = 2,16 \text{ мм}$  і  $w_g = 0,4 \text{ мм}$  відповідно. Така ширина смужок забезпечує характерний повний опір  $Z_w = 50 \text{ Ом}$  мікросмужкової лінії. Підкладка виготовлена з пластини «Rogers RT/duroid 5880» з відносною діелектричною проникністю  $\varepsilon = 2,2$  і товщиною  $h = 0.787 \text{ мм}$ .

Ескіз прототипу антени представлений на Рис. 1.4. Антена складається з набору мікросмужкових кільцевих резонаторів, що мають однакову ширину і різні середні радіуси. На нижній стороні підкладки нанесено кілька кілець, які розділені концентричними проміжками. Це зроблено для того, щоб при збудженні, наприклад, першого кільця інші три не впливали на його результуюче поле. Таким чином, окремі кільцеподібні резонатори стають

електрично ізольованими один від одного завдяки цим кільцевим проміжками на площині заземлення.

Для живлення кожного з кільцевих резонаторів антени використовується схема з двома коаксіальними зондами. Ці зонди є внутрішніми контактами роз'ємів SMA, які припаюються до металізації кільця, коли вони проходять через підкладку. Для отримання рівних амплітуд і різниць фаз на двох коаксіальних пробниках розроблений дільник потужності 3 дБ. Практична реалізація цього дільника потужності представлена на Рис. 1.5.

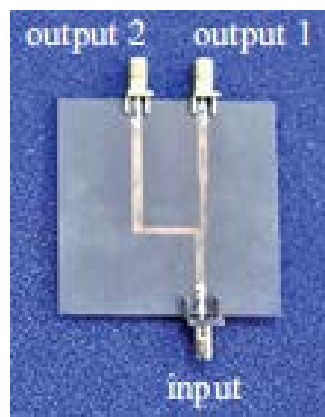


Рис. 1.5 - Дільник потужності.

#### 1.4 Моделювання проєкту та отримання експериментальних результатів

Оскільки геометричні параметри антени задовольняють наступним умовам:  $h \ll 2R_m$ , то поля в окремому кільцевому резонаторі можна розглядати в одномодовому наближенні, коли резонатор працює на певному режимі  $TM_{m1}$  ( тобто моди вищого порядку з  $n > 1$  виключаються з розгляду). Щоб перевірити застосовність цього наближення, на Рис. 1.6 показано аналітично отримані (за допомогою MATLAB), та на Рис. 1.7 чисельно змодельовані (COMSOL) результати для електричних полів мод  $TM_{11}$ ,  $TM_{21}$ ,  $TM_{31}$  і  $TM_{41}$ , що виникають на одній частоті в резонаторах з різними радіусами.

Можна побачити, що картини електричного поля, отримані аналітично та чисельно, добре збігаються, що підтверджує правильність використаної одномодової апроксимації.

В роботі [24] було показано, що хвилі ОКМ можна генерувати на основі кругових біжучих хвиль. Зокрема, такі хвилі може генерувати мікросмужкова кільцеподібна резонаторна антена, що працює в режимі  $TM_{mn}$  [25]. Вона випромінює кругло поляризовану хвилю, коли дві взаємно ортогональні вироджені моди  $TM_{mn}$  з відносним зсувом фази  $\pi/2$  збуджуються на кільці. У схемі два коаксіальні зонди [26] зонди збуджуються з однаковою амплітудою та відносним зсувом фази  $\pi/2$ , для збудження двох взаємно ортогональних мод  $TM_{m1}$  на кільцевому резонаторі [27, 28, 29].

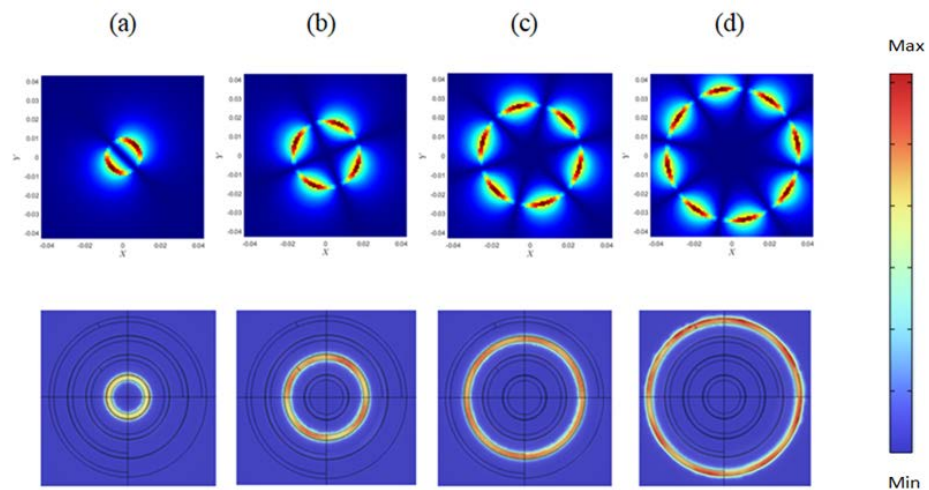


Рис. 1.6 - Аналітичні (верхній ряд) та змодельовані (нижній ряд) моделі електричного поля ( $E_z$ -компонент) для режиму (a)  $TM_{11}$ , (b)  $TM_{21}$ , (c)  $TM_{31}$  і (d)  $TM_{41}$  мікросмужкових кільцевих резонаторів резонансна частота  $f_r = 4,0$  ГГц.

Коли збуджуються дві взаємно ортогональні моди  $TM_{m1}$ , поверхневий струм на кільці створює кругову електромагнітну хвилю, яка може переносити ОКМ. Правильну кутову відстань  $\alpha_m$  між двома коаксіальними зондами, розташованими на кільці, можна визначити з наступної умови [26]: один коаксіальний зонд завжди розташований у зоні нульового поля іншого зонда,

таким чином спричиняючи незначний взаємний зв'язок між зондами. Цей інтервал індивідуальний для кожного режиму роботи, де виконується умова  $\alpha_m = \frac{\pi}{2m}$ . Крім того, якщо  $m$  є непарним числом, можна встановити той самий кут  $\alpha_m = \frac{\pi}{2}$ . Правильність визначених положень коаксіальних зондів, придатних для генерації ОКМ, можна перевірити, розглянувши моделювання для режимів кількох окремих кільцевих резонаторів, представлених на Рис. 1.4. У цьому моделюванні ми зафіксували такі ж кутові відстані між відповідними коаксіальними зондами, як і автори статті [20], а саме:  $\alpha_1 = \alpha_3 = \frac{\pi}{2}$ ,  $\alpha_2 = \frac{\pi}{4}$ ,  $\alpha_4 = \frac{\pi}{8}$ .

На Рис. 1.6 та Рис. 1.7 можна побачити результати аналітичного аналізу для кількох мод ОКМ електромагнітного поля, що випромінюється антеною. Ці дані представлені у вигляді миттєвої фази та амплітуди  $\mathbf{E}$ , розподіли електричного поля, зображені в площині  $x - y$  вибраної системи координат. Ці дані зібрані в результаті аналітичних і чисельних розрахунків. Можна бачити, що існує узгодженість між результатами аналітичної моделі та чисельного моделювання.

Варто сказати, що існує два альтернативних методи класифікації режимів ОКМ. Різниця полягає в тому, що розрахунок варіацій фази для режимів ОКМ може бути здійснений з урахуванням поперечної ( $E_{xy}$ ) [30,31] або поздовжньої ( $E_z$ ) [27, 28] складової електричне поле (з Рис. 1.7 можна легко побачити, що для цих двох класифікацій порядок мод буде відрізнятися на одиницю відповідно до кількості варіацій фази для компонентів  $E_{xy}$ , і  $E_z$ ). Оскільки в авторів статті є можливість використовувати експериментальну установку, вони мають можливість вимірювати як фазу, так і амплітуду компонента  $E_z$  електричного поля, і з цієї інформації ми можемо знати, що виконується класифікація мод ОКМ, припускаючи, що індекс азимутальної моди  $m$  дорівнює абсолютному значенню топологічного номер заряду  $|l|$  відповідного стану ОАМ. Таким чином, з моди  $TM_{m1}$  кільцевого резонатора виходить промінь, що несе ОАМ з топологічним станом  $l = \pm m$ .

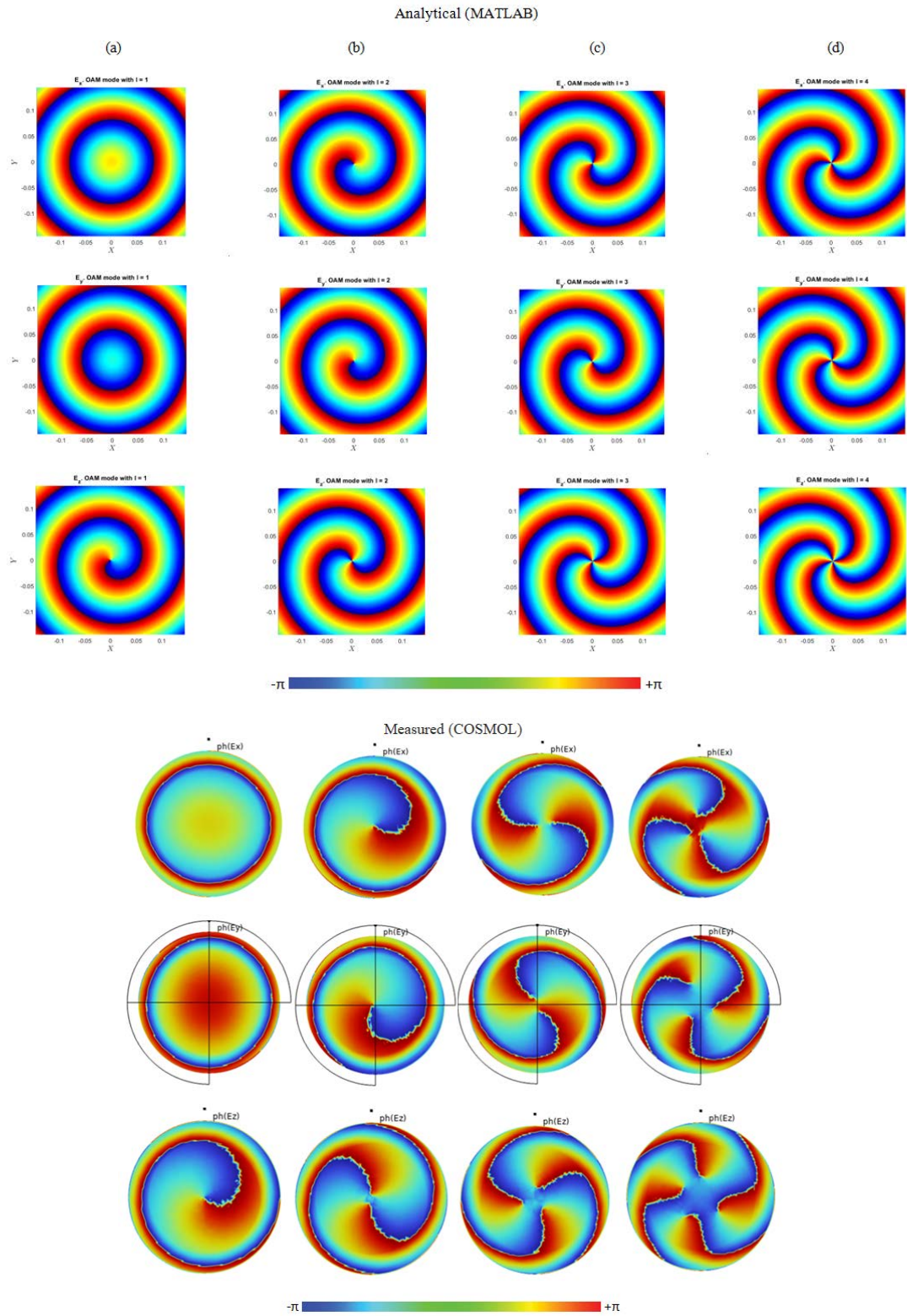


Рис. 1.7 - Аналітичні та числові дані фазового розподілу електричного поля випромінюваних хвиль ОКМ з різними числами топологічного заряду : (a)  $l = 1(m = 1)$ , (b)  $l = 2(m = 2)$ , (c)  $l = -3(m = 3)$ , (d)  $l = 4(m = 4)$ , для антени, що працює на фіксованій частоті  $f_r = 4$  ГГц.

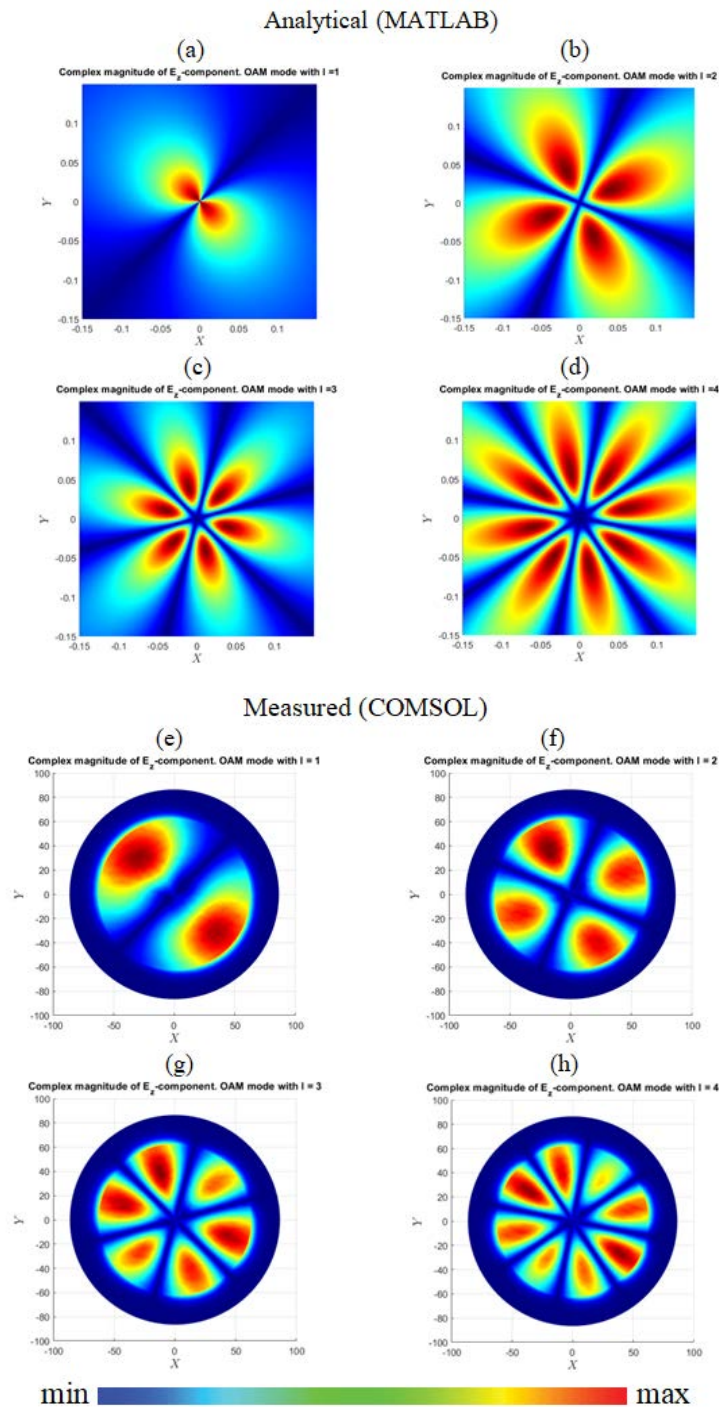


Рис. 1.8 - Аналітичні та числові дані амплітудного розподілу електричного поля випромінюваних хвиль ОКМ з різними числами топологічного заряду : (a)  $l = 1(m = 1)$ , (b)  $l = 2(m = 2)$ , (c)  $l = -3(m = 3)$ , (d)  $l = 4(m = 4)$ , для антени, що працює на фіксованій частоті  $f_r = 4$  ГГц.

Отримані результати показують, що для мод, що випромінюються, центр вихору точно вирівняний уздовж напрямку поширення електромагнітної хвилі

(напрямок  $+z$ ), де розподіл амплітуди в площині спостереження є порожнистим. Площа порожнистої області для мод ОКМ (вихрове ядро) збільшується зі збільшенням числа топологічного заряду, що є добре відомою особливістю вихрових пучків [51]. Двовимірні діаграми електричного поля доповнюються тривимірними діаграмами випромінювання в дальньому полі та їх поперечними перерізами, нанесеними на Е-площину та Н-площину, як показано на Рис. 1.9.

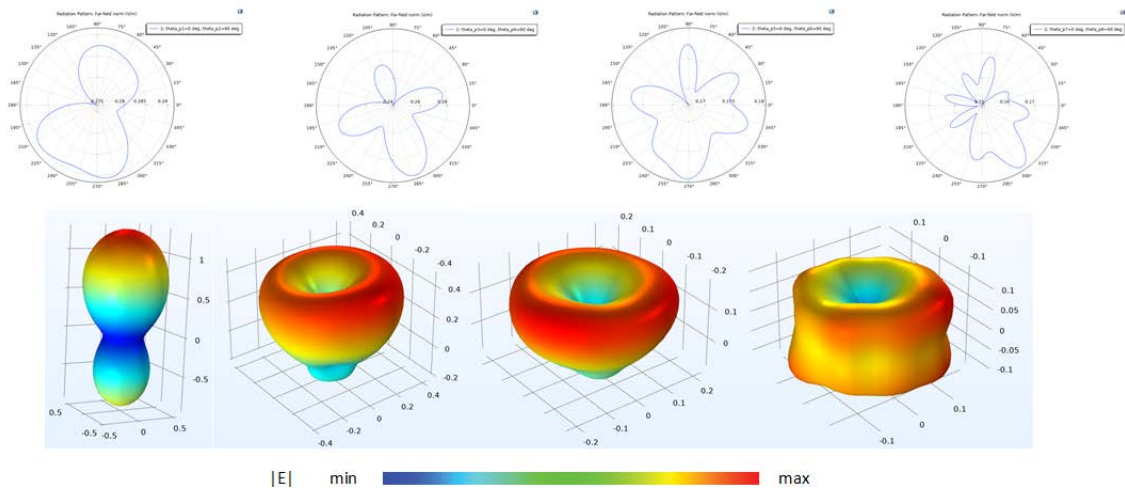


Рис. 1.9 - Діаграми спрямованості дальнього поля (верхній ряд) та їх перерізи (нижній ряд) в Е-площині для випромінюваних хвиль ОКМ з числами топологічного заряду, (a)  $l = 1 (m = 1)$ , (b)  $l = 2 (m = 2)$ , (c)  $l = -3 (m = 3)$ , (d)  $l = 4 (m = 4)$ , для антени, що працює на фіксованій частоті  $f_r = 4$  ГГц.

У представлених візерунках є деякі особливості. Для режиму ОКМ з  $l = 1$  максимум випромінювання точно збігається з напрямком осі  $+z$  [Рис. 1.9 (a)], тоді як западина на осі пучка не існує. Це означає, що поле не має властивостей ОКМ, що узгоджується з результатами, опублікованими раніше [15].

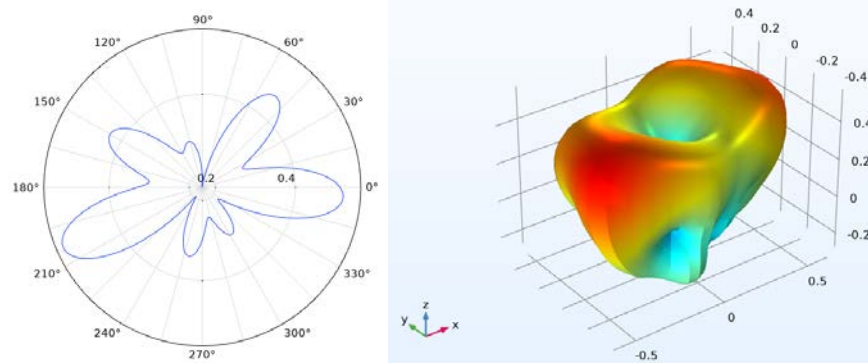


Рис. 1.10 - Спіральна структура променя при одночасному збудженні кількох резонаторів.

Також видно, що при одночасному збудженні кількох резонаторів [Рис. 1.8] спіральна структура променя зберігається, що може бути використано для реалізації мультиплексного стану. Зокрема, моди ОКМ з різними топологічними зарядовими числами  $l$  є взаємно ортогональними, що дозволяє їх мультиплексувати разом і передавати вздовж однієї просторової осі, а потім демультимплексувати. Таким чином, шляхом одночасного збудження кількох резонаторів дана антена може генерувати кілька режимів ОКМ з різними станами  $l$  на одній несучій частоті  $f_r = 4$  ГГц.

## 1.5 Висновки до розділу

Було повторено результати авторів статті [20] де розглядалась мікрохвильова антена на основі компактного набору мікросмужкових кільцевих резонаторів, що несе промінь з ОКМ. Отримано аналітичне рішення для випромінюваного поля однієї резонаторної антени за допомогою моделі резонатора та підходу магнітного струму. Для перевірки теоретичного опису виконано чисельне моделювання для генератора ОКМ фактичного розміру за допомогою програмного пакету для моделювання електродинамічних структур COMSOL Multiphysics. Показано виміряні фазові діаграми та амплітудні

профілі антени, які підтверджують, що антена може генерувати хвилі ОКМ з різним порядком і спіральністю.

Результати свідчать про можливість використання запропонованої антени як малогабаритного та недорогого генератора, здатного працювати в режимі ОКМ на кількох несучих частотах.

В наступних розділах буде показано, що шляхом подальшої модифікації конструкції можна реалізувати антену виготовлену з нових 2D матеріалів, таких як графен, для роботи в терагерцовому (ТГц) діапазоні для генерування композитних променів ОКМ.

## **2 ПОВЕРХНЕВІ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНИ ТА ДИСПЕРСІЯ НА ДВОВИМІРНИХ МАТЕРІАЛАХ (ГРАФЕН)**

Ми вибрали моделювання антени на основі графену тому що він у ТГц діапазоні забезпечує розповсюдження поверхневого плазмону з низькими втратами, що призводить до менших втрат, ніж металеві ТГц антени і тому для того щоб описувати роботу антени на основі компактного набору мікросмужкових кільцевих резонаторів, що виготовлена з графену необхідно спочатку надати необхідні відомості щодо його фізики та таких понять як поверхневий плазмонний поляритон (ППП) та дисперсія PPP, так як графен може підтримувати PPP, бо він з високою провідністю поводить себе як метали.

### **2.1. Фізика графену**

Графен – двовимірний матеріал, одна з алотропних форм вуглецю, моноатомний шар атомів вуглецю із гексагональною структурою. Він викликав величезний інтерес у дослідженнях і застосуванні з моменту його експериментального відкриття близько двох десятиліть тому. Серед найбільш вражаючих властивостей графену можна, насамперед, відзначити те, що він найміцніший серед відомих кристалічних речовин, його теплопровідність на порядок вища за теплопровідність міді, а електрони у графені більш чутливі до прикладеного електричного поля ніж у всіх відомих напівпровідниках. Причому – і це теж вельми важливо – його електронні властивості мають глибокі аналогії з фізикою елементарних частинок і квантовою теорією поля. Серед різноманітних застосувань перспективною сферою є електрооптичні пристрої на основі графену, такі як фотодетектори, фотодіоди та метаматеріали [54].

З теоретичного погляду, одношарова стільникова структура графена, робить його “прабатьком” майже усіх сполук, що базуються на вуглеці і мають хімічні зв’язки, близькі до  $sp^2$  (Рис. 2.1): *графіт* – це фактично стос великої кількості шарів графену; *вуглецеві нанотрубки* є утвореннями зі згорнутого у рулони різного діаметру одного чи декількох шарів графену; *фулерени* – ніщо інше, ніж нанорозмірні сфероподібні молекули, поверхня яких також фактично складається з графенових площин. Усі ці алотропні форми вуглецю були винайдені і непогано вивчені набагато раніше за графен, але теоретичне розуміння більшості їх електричних, магнітних та механічних властивостей базується на розумінні відповідних властивостей графену, який як суто теоретичний об’єкт досліджувався набагато раніше свого фактичного створення[54].

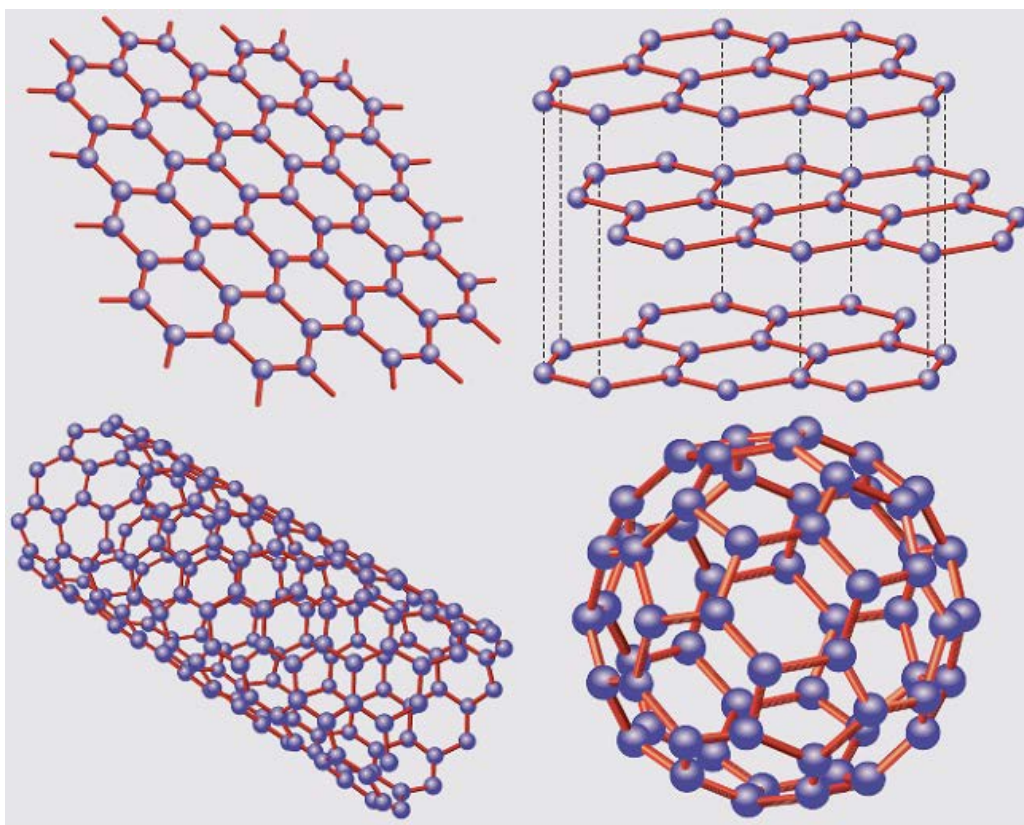


Рис. 2.1- Графен, графіт, вуглецева нанотрубка, фулерен [54].

Переважаюча більшість унікальних властивостей графену виникає з поведінки в ньому електронів. У цьому випадку їх рух в стільниковій ґратці

призводить до того, що в кристалі виникає дві зони  $\pi$  і  $\pi'$  – валентна зона і зона провідності, відповідно (Рис. 2.2).

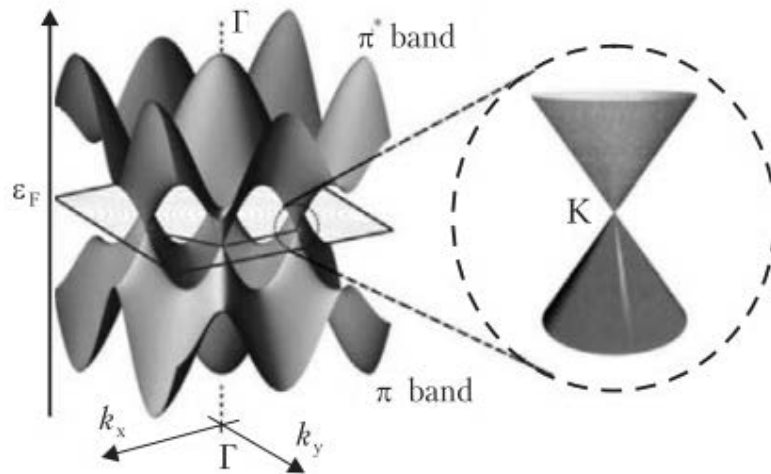


Рис. 2.2 - Зонна структура графену та формування конусу Дірака. Показані напрями хвильового вектору  $k$  в площині, та положення рівня Фермі  $\varepsilon_F$  в точках  $K$  перетину, або змикання.

Ці зони заповнюються вільними  $\pi$ -електронами, які у відповідності до принципу Паулі, повинні відрізнятися величиною хвильового вектора і двома значеннями проекції спіну. Оскільки кількість станів у кожній зоні дорівнює кількості електронів, валентна зона виявляється заповненою повністю, в той час як зона провідності залишається пустою. Рівень Фермі  $\varepsilon_F$ , як видно з Рис. 2.2, розташовується в точках  $K$ , що отримали назву діраківських. Закон дисперсії  $\varepsilon(k)$  в околі цих точок у графені виявляється лінійним:  $\varepsilon(k) = \pm \hbar v_f |k|$ , де нахил діраківських конусів задається швидкістю Фермі  $v_f$   $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ , де  $h$  – стала Планка).

Далі потрібно зробити опис графену у моделі на ґратці. Вершини стільникової структури не утворюють ґратку Браве (ґратками або системою трансляцій Браве називається набір елементарних трансляцій або трансляційна група, якими можуть бути отримані всі нескінченні кристалічні ґратки. Усі кристалічні структури описуються 14 ґратками Браве, кількість яких

обмежується симетрією), але така структура може бути описана у термінах двох трикутних підграток Браве, А та В. Елементарна комірка містить два атоми типів А і В. Показані вектори

$$a_1 = a \left( \frac{1}{2}, \frac{\sqrt{3}}{2} \right), a_2 = a \left( \frac{1}{2}, -\frac{\sqrt{3}}{2} \right) \quad (2.1)$$

є примітивними трансляціями, де постійна ґратки  $a = |a_1| = |a_2| = \sqrt{3}a_{CC}$  де  $a_{CC}$  є відстанню між найближчими атомами вуглецю. Відповідні вектори оберненої ґратки  $b_1 = \frac{2\pi}{a} \left( 1, \frac{1}{\sqrt{3}} \right)$  та  $b_2 = \frac{2\pi}{a} \left( 1, -\frac{1}{\sqrt{3}} \right)$  показані на Рис. 2.3 (b) разом зі звичайною та розширеною зонами Бріллюена. Вектори оберненої ґратки задовольняють умові  $a_i b_j = 2\pi \delta_{ij}$ . Безумовно, розгляд зонної структури графену у рамках розширеної зони Бріллюена дає такі ж самі результати як і розгляд за допомогою гексагональної зони, але першою набагато зручніше користуватися, оскільки важливі К точки розташовані не по краях, а всередині зони.

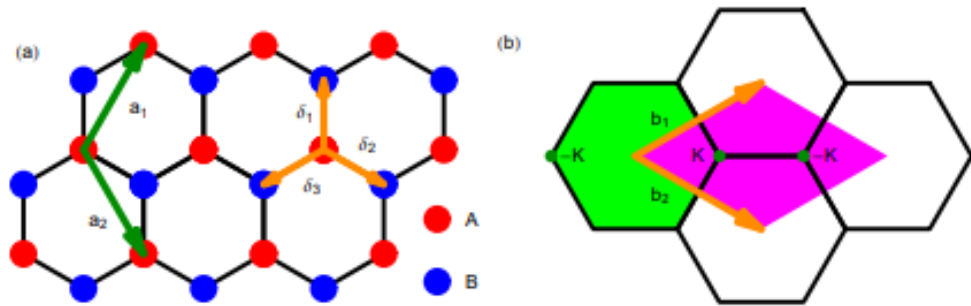


Рис. 2.3 - (a) Гексагональна ґратка графену сконструйована як суперпозиція двох трикутних ґраток А і В, з базисними векторами  $a_{12}$  для ґратки А і векторами  $\delta_i$  з  $i = 1,2,3$ , що з'єднують А з В. (b) Зелений гексагон – це зона Бріллюена та рожевий ромб – це розширена зона Бріллюена для стільникової ґратки.  $b_1$  і  $b_2$  – це вектори оберненої ґратки.

Також варто додати, що електричні заряди у графені поведуться як релятивістські частки з нульовою ефективною масою. Ці частинки, відомі як безмасові ферміони Дірака, описуються рівнянням Дірака. Зона провідності та

валентна зона графену змикаються, але не в центрі зони Брілюена, а в особливих точках на її краях. Цих точок шість, вони попарно еквівалентні, їх називають точками Дірака. Як наслідок, зони непараболічні, ефективна маса носіїв заряду дорівнює нулю. Наближене квантове рівняння руху, що описує електронні збудження в графені, має форму, схожу на релятивістське рівняння Дірака. Закон дисперсії поблизу точок Дірака задається рівнянням:

$$E = v_F \sqrt{k_x^2 + k_y^2} \quad (2.2)$$

де  $v_F$  - швидкість Фермі,

$k$  — модуль хвильового вектора у двовимірному просторі з компонентами  $k_x$ ,  $k_y$ , відрахованого від К або К' точок Дірака.

Такого роду спектр має фотон, тому кажуть, що квазічастинки (електрони та дірки, енергія для яких виражається формулою (13) у графені мають нульову ефективну масу. Швидкість Фермі грає роль «ефективної» швидкості світла. Так як електрони і дірки - ферміони, то вони повинні описуватися рівнянням Дірака, але з нульовою масою частинок та античастинок (аналогічно рівнянням для безмасових нейтрино).

Далі, для того щоб описати явище провідності в графені, якому сприяють як електронні внутрішньозонні, так і міжзонні переходи використовується формула Кубо:

$$\sigma_{intra} + \sigma_{inter} = \sigma \quad (2.3)$$

Для внутрішньозонних переходів:

$$\sigma_{intra} = \frac{-j2e^2 k_B T}{\pi h (\omega - \frac{j}{\tau})} \left( \ln \left( 2 \cosh \left( \frac{E_f}{2k_B T} \right) \right) \right) \quad (2.4)$$

Для міжзонних переходів:

$$\sigma_{inter} = \frac{e^2}{4h} \left( H \left( \frac{\omega}{2} \right) - \frac{j4\omega}{\pi} \left( \int_0^{inf} \frac{H(\Omega) - H(\frac{\omega}{2})}{\omega^2 - 4\Omega^2} d\Omega \right) \right) \quad (2.5)$$

де  $k_B$  – стала Больцмана,

$h$  – приведена стала Планка,

$e$  – заряд електрона,

$T$  – температура,

$E_f$  – енергія Фермі,

$\tau$  – час релаксації,

$\omega$  – кутова частота. Функція задана:

$$H(\Omega) = \frac{\sinh\left(\frac{\hbar\Omega}{k_B T}\right)}{\cosh\left(\frac{\hbar\Omega}{k_B T}\right) + \cosh\left(\frac{E_f}{k_B T}\right)} \quad (2.6)$$

Використовуючи формули (2.3-2.6) можна побудувати графіки провідності для моношару графену (Рис. 2.4).

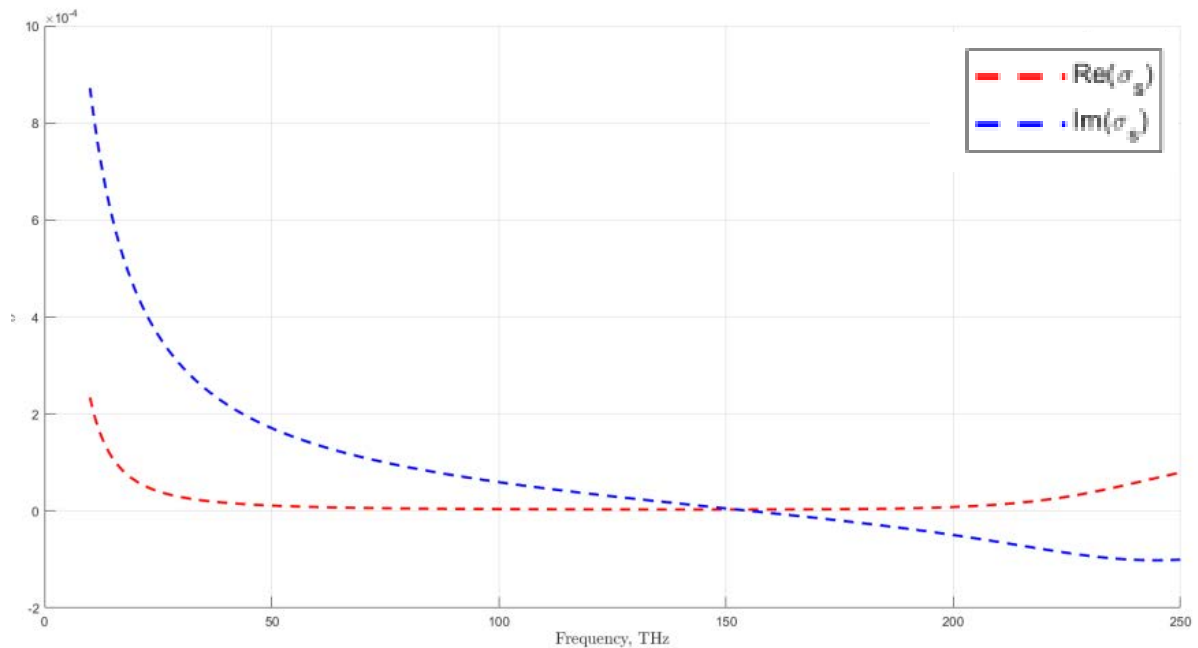


Рис. 2.4 - Графіки провідності для моношару графену.

## 2.2 Поверхневі плазмон-поляритони

Електромагнітні хвилі, що поширюються, можуть існувати в різних формах, таких як плоскі хвилі, сферичні хвилі, пучки Гауса. Крім того, існує тип електромагнітної хвилі, що поширюється по дотичній до поверхні і експоненціально спадає в перпендикулярному напрямку. Його довжина хвилі часто менша порівняно з довжиною хвилі вільного простору на тій же частоті.

Існування цього типу хвиль було виявлено на межі розділу метал-діелектрик і має назву поверхневий плазмонний поляритон (ППП).

### 2.3 Дисперсія поверхневих плазмон-поляритонів

По-перше, припустимо загалом гармонічну залежність електричного поля від часу:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i\omega t} e^{i\mathbf{k}r} \quad (2.7)$$

Потім нам потрібно визначити геометрію поширення. Для простоти ми припускаємо одновимірну задачу. Хвилі поширюються вздовж напрямку  $x$  декартової системи координат. Система має наступний вигляд: верхній напівпростір є діелектричним непоглинаючим середовищем ( $z > 0$ ) з додатною реальною діелектричною проникністю  $\epsilon_1$  напівпростір є провідним напівпростором ( $z < 0$ ), що описується за допомогою діелектричної функції  $\epsilon_2$ . У нашому випадку для поверхневої електромагнітної хвилі площина  $z = 0$  збігається з межею розділу середовищ. Описана система показана на Рис. 2.5.

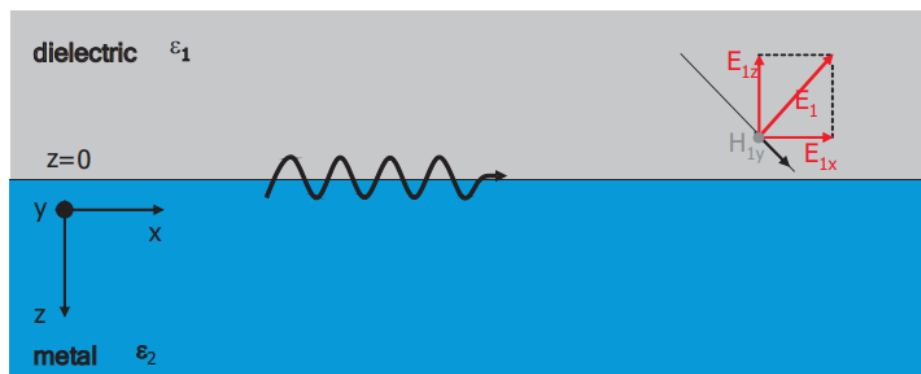


Рис. 2.5 - Геометрія для поширення SPP на одній межі між металом і діелектриком.

Хвильовий вектор матиме такий вигляд:

$$\mathbf{k} = (k_x, 0, k_z). \quad (2.8)$$

Наступним кроком є запис системи рівнянь Максвелла для векторів електричного та магнітного полів:

$$\nabla \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{d\mathbf{B}}{dt}, \quad \nabla \mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{d\mathbf{D}}{dt} \quad (2.9)$$

Потім запишемо матеріальні рівняння для лінійного ізотропного середовища та запишемо рівняння Максвелла з урахуванням цих рівнянь:

$$\mathbf{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \mathbf{E} \quad (2.10.a)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mu_0 \mathbf{H} \quad (2.10.b)$$

Рівняння для електричного і магнітного полів приймуть вигляд:

$$\nabla \mathbf{E} = -\frac{\mu \mu_0}{c} \frac{d\mathbf{H}}{dt}, \quad \nabla \mathbf{H} = \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{c} \frac{d\mathbf{E}}{dt} \quad (2.11)$$

Позбувшись залежності від часу, запишемо:

$$\mathbf{E} = -ik_0 \mu \mu_0 \mathbf{H} \quad (2.12.a)$$

$$\mathbf{H} = -ik_0 \varepsilon \varepsilon_0 \mathbf{D} \quad (2.12.b)$$

Далі, знаючи вираз для  $\nabla \mathbf{E}$  та  $\nabla \mathbf{H}$  запишемо компоненти векторів електричного і магнітного полів та отримаємо шість скалярних рівнянь:

$$\begin{cases} ik_z H_y = ik_0 \varepsilon E_x \\ -ik_x H_y = ik_0 \varepsilon E_z \\ -ik_x E_z - ik_z E_x = -ik_0 \mu H_y \end{cases} \quad (2.13.a)$$

$$\begin{cases} -ik_z E_y = ik_0 \mu H_x \\ ik_x E_y = ik_0 \mu H_z \\ -ik_x H_z - ik_z H_x = -ik_0 \varepsilon E_y \end{cases} \quad (2.13.b)$$

Загалом електромагнітні хвилі, що поширюються, можна розділити на ТМ (2.13.a) або ТЕ (2.13.b) поляризацію залежно від того, перпендикулярно електричне чи магнітне поле до площини поширення. Розглянемо випадок ТМ-поляризації.

Далі запишемо умову для електричного та магнітного полів на межі розділу між двома середовищами. Ми шукаємо рішення, які описують хвилі, що поширюються вздовж межі розділу двох середовищ і експоненційно

затухають при віддаленні від межі розділу. Таким чином, компонента  $k_z$  повинна бути уявною і мати протилежний знак:  $k_z = -ik$ .

Запишемо граничні умови для векторів електричного та магнітного полів:

$$\begin{cases} E_1(ik_1, 0, -k_z)A_1 \\ H_1(0, k_0\varepsilon_1, 0)A_1 \\ E_2(-ik_2, 0, -k_z)A_2 \\ H_2(0, k_0\varepsilon_2, 0)A_2 \end{cases} \quad (2.14)$$

де  $A_{12}$  – деякі комплексні амплітуди. Далі запишемо:

$$\begin{cases} H_{y1} = H_{y2}: & \varepsilon_1 A_1 = \varepsilon_2 A_2 \\ E_{y1} = E_{y2}: & \kappa_1 A_1 = -\kappa_2 A_2 \end{cases} \quad (2.15)$$

Тоді з умови неперервності тангенціальної складової електричного та магнітного полів на межі розділу середовищ запишемо:

$$\frac{\kappa_1}{\varepsilon_1} = -\frac{\kappa_2}{\varepsilon_2} \quad (2.16)$$

Порівнюючи  $k_z = -ik$  із співвідношенням (2.16), можна безпосередньо побачити, що це виконується, лише якщо діелектричні проникності двох матеріалів мають протилежний знак (тобто  $\varepsilon_1 = -\varepsilon_2$ ). Таким чином, поверхневі плазмони дійсно можуть існувати лише на межі розділу між металом ( $\varepsilon < 0$ ) і діелектричним середовищем ( $\varepsilon > 0$ ).

Загалом, виходить система, яка складається з електромагнітної хвилі, що розповсюджується в діелектричному середовищі та коливальної електронної плазми в металі, де обидві моди мають експоненційно затухаючий характер (Рис. 2.6). Через такий складений характер поверхневі плазмони також називаються поверхневими плазмон-поляритони.

Тепер нам потрібно написати рівняння для хвильових векторів у поперечному напрямку до межі середовища:

$$\kappa_{12} = \sqrt{(k_x^2 - \varepsilon_{12}k_0^2)} \quad (2.17)$$

Комбінуючи рівняння (2.16) і рівняння (2.17) ми приходимо до одного з центральних результатів у цьому розділі: співвідношення дисперсії ППП, що поширюється на межі розділу між двома півпросторами:

$$k_x = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}} \quad (2.18)$$

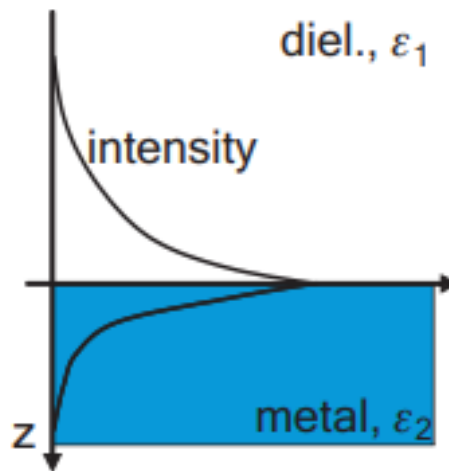


Рис. 2.6 - Поле, яке експоненційно спадає на два півпростору.

Розглянемо умови, за яких спостерігаються локалізовані поверхневі хвилі.

Нам потрібно знайти хвилі, що поширюються. Це означає, що компонента хвильового вектора вздовж межі між середовищами має бути дійсною. Це означає, що радикальний вираз у рівнянні (2.18) має бути більше нуля. Нам також потрібно отримати хвилі, локалізовані поблизу границі. Для цього нормальні компоненти хвильових векторів до поверхні повинні бути уявними:

$$\begin{cases} \varepsilon_1 \varepsilon_2 < 0 \\ \varepsilon_1 + \varepsilon_2 < 0 \end{cases} \quad (2.19)$$

І тоді ми можемо побачити це співвідношення (2.18) на графіку на Рис. 2.7.

Наведений вище графік дисперсії показує дисперсію ППП у ідеальних металах. Цей графік корисний для отримання уявлення про характеристики ППП. Найголовніше, це показує, що дисперсійна крива ППП завжди лежить праворуч від світлової лінії. Наслідком цього є те, що довжина хвилі ППП завжди менша, ніж світло вільного простору. Крім того, невідповідність між хвильовим вектором вільного простору-світла та хвильовим вектором ППП означає, що ми не можемо збуджувати ППП просто шляхом освітлення металевої поверхні, потрібен якийсь зовнішній механізм для узгодження хвильового вектора. Збудження ППП часто здійснюється за допомогою повного

внутрішнього відбиття від призми, дифракції на ґратці, розсіювання розсіювача або проходження через пучок електронів. Ціль використання цих методів полягає в тому, щоб задати електромагнітне поле таким чином, щоб його хвильовий вектор відповідав хвильовому вектору ППП на тій самій частоті.

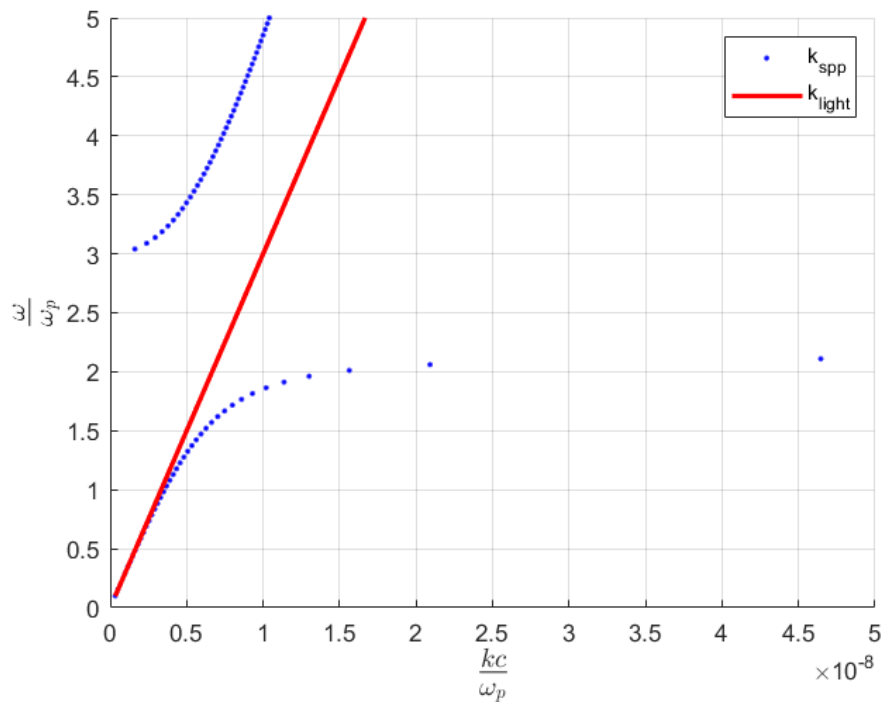


Рис. 2.7 - Дисперсійна крива для поверхневих плазмон-поляритонів. При низькому  $k$  поверхнева плазмонна крива (червона) наближається до фотонної кривої (синя).

Також варто додати випадок з реальними металами: розглянемо випадок срібної тонкої плівки, покритої шаром діелектрика. Результати було відтворено за допомогою програмного пакету для моделювання електродинамічних структур COMSOL Multiphysics, та програмного пакету MATLAB (Рис. 2.8).

Наступним етапом буде розгляд поширення ППП на графеновій плівці. Виявляється, матеріали, такі як графен, також можуть підтримувати ППП. Адже графен з високою провідністю поводить себе як метали. Основна відмінність полягає в тому, що благородні метали зазвичай мають плазмову частоту у видимому або ультрафіолетовому режимі, що означає, що метали

підтримують ППП в оптичній області. Графен, з іншого боку, підтримує ППП в інфрачервоному режимі, що робить його унікальним і вигідним матеріалом для певних застосувань (метаматеріали). Ще одна приваблива властивість графену полягає в тому, що його провідність можна змінити шляхом хімічного легування або електричного налаштування. Це відкриває можливість налаштування ППП, чого неможливо досягти у звичайних металах.

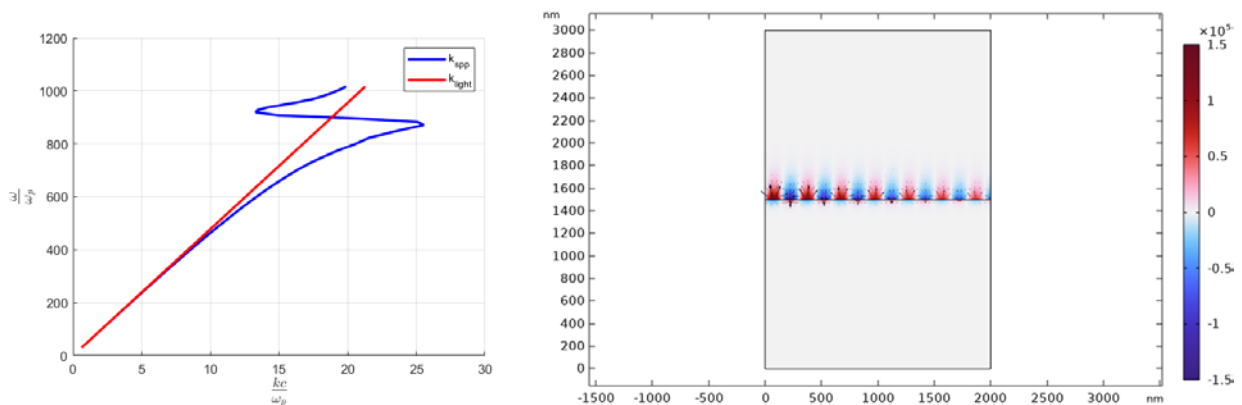


Рис. 2.8 - Дисперсійна крива поверхневих плазмон-поляритонів для срібла.

Змодельоване поширення ППП для срібла. Стрілки вказують напрям і напруженість електричного поля.

За допомогою навчальної моделі «Simulation SPP Propagation and Dispersion» яка була взята з сайту COMSOL Multiphysics [33] ми можемо досліджувати ППП у графені, нанесеному на підкладку SiO<sub>2</sub>. Графік нижче показує дисперсійну криву з графеновою енергією Фермі, встановленою на 0,2eV. Порівняно з дисперсією SPP у металах, ми бачимо, що світлова лінія тут дуже крута — вона майже вирівнюється з віссю у. Це пояснюється тим, що хвильовий вектор SPP набагато більший, ніж хвильовий вектор фотона у вільному просторі. Іншими словами, довжина хвилі ППП набагато менша. При поширенні ППП на частоті 29 ТГц (енергія Фермі 0,2eV) довжина хвилі вільного простору становить близько 10 м, тоді як довжина хвилі SPP менше 100 нм — досягається чудове стиснення довжини хвилі. Однак треба зазначити, що коефіцієнт добротності в цьому випадку не дуже високий — ППП повністю розпадається після поширення лише на кілька сотень нанометрів. Більш

високого коефіцієнта добротності можна досягти, покращивши якість кристалів графену або охолодивши його до криогенних температур.

## 2.4 Довжина поширення та глибина проникнення

Коли ППП поширюється вздовж поверхні, він втрачає енергію через поглинання в металі. Інтенсивність поверхневого плазмону спадає з квадратом електричного поля, тому на відстані  $x$  інтенсивність зменшилась у раз  $-2k''_x x$ . Довжина розповсюдження визначається як відстань, на якій інтенсивність SPP зменшується з коефіцієнтом  $1/e$ . Ця умова виконується на довжині:

$$L = \frac{1}{2k''_x} \quad (2.20)$$

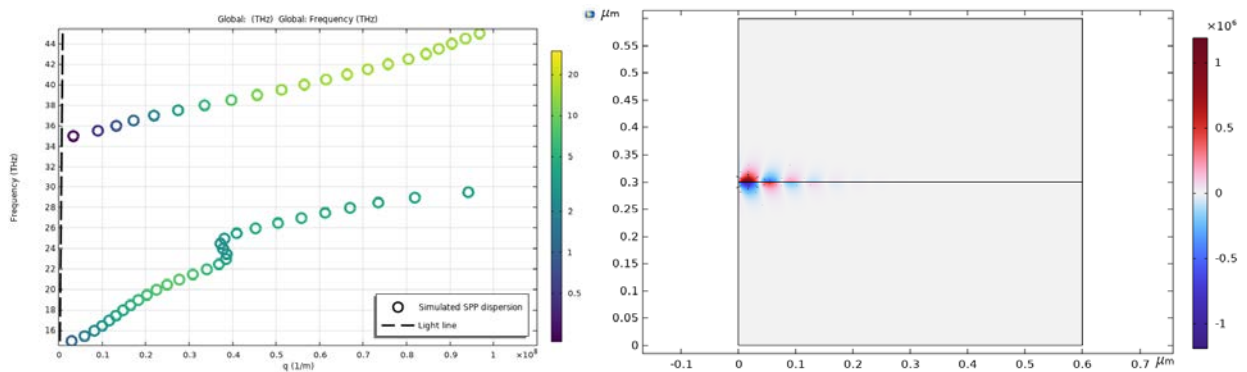


Рис. 2.9 - Дисперсійні криві для графенових ППП з енергією Фермі 0,2 еВ.

Поширення графенового ППП на частоті 29 ТГц. Енергія Фермі графену становить 0,2 еВ.

На низьких частотах глибина проникнення ППП в метал зазвичай апроксимується за допомогою формули глибини проникнення (skin depth). Глибину проникнення в металі та діелектричному середовищі можна виразити як:

$$d = \frac{1}{2\kappa} \quad (2.21)$$

$$\text{де } \kappa_{12} = \sqrt{(k_x^2 - \varepsilon_{12}k_0^2)}.$$

## 2.5 Способи збудження ППП

Як показано в підрозділі (2.3), дисперсійна крива ППП лежить повністю нижче, фотонної кривої, так що  $k_x > k$ . Пряме збудження ППП за допомогою світлових променів, таким чином, неможливо, якщо не використовуються спеціальні методи досягнення фазового узгодження. Про них ітиметься в цьому підрозділі. З Рис. 2.6 видно, що на одній частоті хвильовий вектор фотона в площині межі двох середовищ не може дорівнювати хвильовому вектору поверхневого плазмон-поляритона, тому закон збереження енергії-імпульсу не дозволяє фотону перетворитися на плазмон і навпаки.

### 2.5.1 Призмове введення

Ця схема введення, також відома як ослаблене повне внутрішнє відбивання, передбачає зв'язок ППП з миттєвим електромагнітним полем, яке утворюється при повному внутрішньому відбиванні світлового променя на поверхні в оптично щільному середовищі. Можливі дві різні геометрії для зв'язку призм (Рис. 2.10).

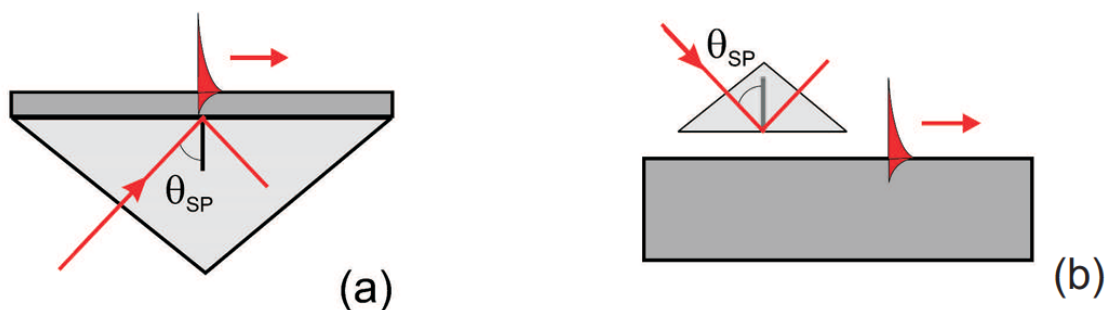


Рис. 2.10 - (а) конфігурація Кречмана, (б) конфігурація Отто.

У конфігурації Кречмана металева плівка наноситься поверх скляної призми. Плівка освітлюється через діелектричну призму під кутом падіння, більшим за кут повного внутрішнього відбивання. Хвильовий вектор світла збільшується в оптично щільному середовищі. При певному куті  $\theta$  падіння, де поверхнева компонента хвильового вектора фотона в призмі збігається з хвильовим вектором ППП на поверхні повітря-метал, відбувається резонансне тунелювання світла через металеву плівку:

$$k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_{prism}} \sin(\theta) \quad (2.22)$$

За цих резонансних умов спостерігається різкий мінімум у відбивній здатності від межі розділу призми. Для товстих металевих плівок (або поверхонь об'ємного металу) ППП може збуджуватися в конфігурації Отто. Тут, призма, де відбувається повне внутрішнє відбивання, розташована близько до поверхні металу, так що тунелювання фотонів відбувається через повітряний проміжок між призмою та поверхнею. Умови резонансу аналогічні умовам у конфігурації Кречмана.

### 2.5.2 Граткове введення

Неузгодженість у хвильовому векторі фотонів, що падають, і  $k_x$  також можна подолати за допомогою ефектів дифракції на решітці на металевій поверхні. Для одновимірної решітки з постійною гратки  $a$  фазове узгодження виконується, коли виконується умова:

$$k_x = \frac{\omega}{c} \sin(\theta) \pm nG \quad (2.23)$$

де  $G = \frac{2\pi}{a}$  є зворотним вектором решітки і  $n = 1, 2, 3, \dots$

Як і у випадку призми, збудження ППП виявляється як мінімум у відбитому світлі.

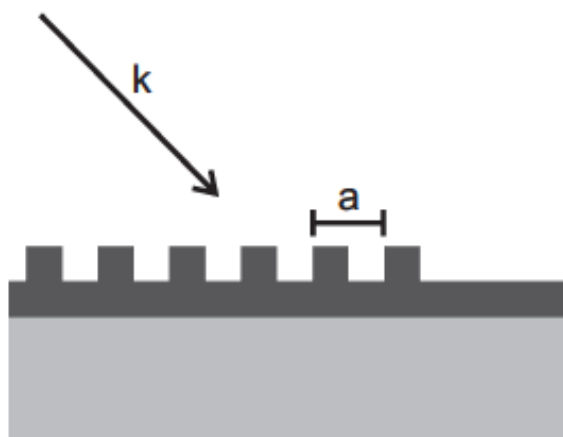


Рис. 2.11 - Дифракція на решітці на металевій поверхні.

## 2.6 Висновки до розділу

В цьому розділі ми коротко описали фізичні властивості графену з погляду зонної теорії, визначили співвідношення Кубо, що використовується для опису явища провідності в графені, якому сприяють як електронні внутрішньозонні, так і міжзонні переходи. Потім з'ясували, що існує тип електромагнітної хвилі, що поширюється по дотичній до поверхні і експоненціально спадає в перпендикулярному напрямку і його довжина хвилі часто менша порівняно з довжиною хвилі вільного простору на тій же частоті. Існування цього типу хвиль було виявлено на межі розділу метал-діелектрик і має назву поверхневий плазмонний поляритон (ППП). Далі використовуючи рівняння Максвела знайшли умови для поширення PPP на межі розділу метал-діелектрик. Існування PPP можливо тільки за умови, що дійсна частина діелектричної проникності металу є від'ємна. Також довели, що дисперсійна крива PPP завжди лежить праворуч від світлової лінії. Наслідком цього є те, що довжина хвилі PPP завжди менша, ніж світло вільного простору. Невідповідність між хвильовим вектором вільного простору-світла та хвильовим вектором PPP означає, що ми не можемо збуджувати PPP просто шляхом освітлення металевої поверхні. Збудження PPP часто здійснюється за

допомогою повного внутрішнього відбиття від призми (конфігурація Кречмана, конфігурація Отто), дифракції на ґратці, розсіювання розсіювача або проходження через пучок електронів. Далі додали випадок з реальними металами: випадок срібної тонкої плівки, покритої шаром діелектрика. Результати було відтворено за допомогою програмного пакету для моделювання електродинамічних структур COMSOL Multiphysics, та програмного пакету MATLAB. Наступним етапом був розгляд поширення ППП на графеновій плівці. За допомогою навчальної моделі «Simulation SPP Propagation and Dispersion» яка була взята з сайту COMSOL Multiphysics [33] ми дослідили ППП у графені, нанесеному на підкладку SiO<sub>2</sub>.

## МІКРОСМУЖКОВА КІЛЬЦЕВА РЕЗОНАТОРНА АНТЕНА НА ОСНОВІ ДВОВИМІРНОГО МАТЕРІАЛУ (ГРАФЕН)

### 3.1 Актуальність і новизна мікросмужкових антен, що працюють в ТГц діапазоні

Оптичні наноантени, що працюють у терагерцовому діапазоні, на інфрачервоних та оптичних частотах, відіграють важливу роль у галузі фотоніки та плазмоніки, оскільки ці антени вважаються найкращими інструментами для контролю, маніпуляції та поширенні світла, а також взаємодії світла з електронами. Можливості наноантен мають широкий спектр застосувань, включаючи високошвидкісний зв'язок із високою швидкістю передачі даних у наномережах, біосенсування хімічних речовин, терагерцеве детектування, оптоелектронні пристрої[57].

Терагерцовий діапазон вимагає мініатюризації комунікаційних пристроїв для підвищення швидкості зв'язку. Одним із ключових компонентів системи зв'язку є антена. Пряме зменшення масштабу цих антен призводить до кількох проблем, таких як зниження мобільності, втрати на ТГц частоті. На цій частоті колювання викликані поверхневими плазмонними поляритонами. Плазмонні/-нано/-оптичні антени підтримують передачу колювань ППП для забезпечення зв'язку в ТГц діапазоні. Наноантени переважно розроблені з використанням благородних металів, таких як золото та срібло. Але ці металеві наноструктури резонують на дуже високих частотах із високими втратами. Інша проблема полягає в тому, що ці структури пов'язані зі складним механізмом налаштування резонансної частоти. Щоб пом'якшити ці обмеження, було використано графен завдяки його оптичним властивостям [56].

Графен має дуже хороші оптичні властивості, що робить його придатним для плазмонних застосувань. Однією з них є регульована оптична провідність. Поверхнева провідність графену є кінцевою і прямо пропорційна його

хімічному потенціалу. Математично провідність моделюється за допомогою формалізму Кубо [55], який включає між- та внутрішньозонну провідність графену. Від'ємна уявна частина провідності впливає на від'ємну реальну діелектричну проникність графену. Отже, графен підтримує плазмонні коливання на ТГц частоті. Резонансна частота в основному залежить від його провідності. Визначною перевагою є його регульована провідність, що робить графен популярним у плазмонних застосуваннях. Завдяки цій властивості графен також використовується в золотих і срібних наноантенах для налаштування резонансу. Графен-метал-гібридні структури набувають популярності, оскільки впровадження графенової антени не так просто через її дуже малу товщину. Резонанс графенової наноантени падає в інфрачервоному (ІЧ) та видимому діапазоні частот [56].

Графен демонструє локалізацію хвиль та може підтримувати поширення ППП з прийнятними втратами. Він також демонструє можливість налаштування за допомогою легування певними хімічними речовинами та електричним/магнітним зміщенням. Унікальні властивості графену вже використовуються в наноантенах, таких як рефлекторні антени, антени з реконфігурацією [57].

### 3.2 Моделювання антени на основі графену

Після розгляду фізики графену та дисперсії двовимірних матеріалів ми можемо перейти до поступового моделювання антени на основі графену. Першим кроком буде перехід від двовимірної задачі знаходження розподілу електричного поля на графеновій плівці до тривимірної. Для початку перейдемо з гігагерцового діапазону в терагерцовий і оберемо резонансну частоту  $f_r = 39$  ТГц.

Далі в пакеті COMSOL було пораховано розподілу електричного поля на графеновій плівці для таких параметрів: температура  $T = 300$  К, ширина та

довжина графену  $l, d = 0.6$  нм, товщина графенового шару  $d_{eff} = 0.345$  нм, та енергія Фермі графену  $E_F = 0,2$  еВ. В якості підкладки було вибрано діелектричний матеріал SiO<sub>2</sub>, його розміри, відповідно,  $l = 0.6$  нм,  $h = 0.3$  нм ( $l$  – ширина,  $h$  – висота). Наступним кроком було зменшення графенової плівки з прямокутної до стрічки. Цей перехід в геометрії зроблений для того, щоб плавно перейти з 2-D моделі графенової плівки до тривимірної моделі із стрічкою, яку потім потрібно перетворити на кільце, що вже й буде нашим резонатором. Параметри моделі залишаються ті ж самі, змінюється тільки ширина плівки:  $d = 0.2$  нм. На малюнку (Рис. 3.1) нижче можна побачити геометрію структури та графіки поширення графенового ППП.

Далі ми змінили ширину плівки до  $d = 0.05$  нм і додали ще один зонд для того щоб приблизити умови до умов отримання біжучих хвиль, які може генерувати мікросмужкова кільцеподібна резонаторна антена, описаних в першому розділі. У схемі так само два зонди збуджуються з однаковою амплітудою та відносним зсувом фази  $\pi/2$ , для збудження двох взаємно ортогональних мод  $TM_{m1}$ . Також при умові, коли два зонди працюють в фазі, ми отримуємо підсилення хвилі, якщо ж в протифазі, то - послаблення. Це можна бачити на Рис. 3.2. Отже, виходячи з цих міркувань, ми можемо наступним етапом перейти до моделювання кільцеподібної резонаторної антени просто згорнувши нашу стрічку в кільце.

Далі покажемо результати моделювання графенової смужки, яка випромінює таким же чином, як і диполь Герца. Розміри смужки  $d = 0.05$ .

Далі базуючись на принципах побудови мікросмужкового кільцевого резонатора описаного в першому розділі було змодельовано модель в COMSOL для дослідження розподілу амплітуди електричного поля та фазового розподілу. Ескіз резонатора, виконаного у вигляді 1 мікросмужкового концентричного круглого кільця. Позиції коаксіальних зондів (CP) розташовуються з так як розташовувалися на антені з першого розділу. Тут робоча частота  $f_r$  становить 39 ТГц, а геометричні параметри антени:  $R = 0.05$  мм,  $d = 0.345$  нм - товщина графенового шару.

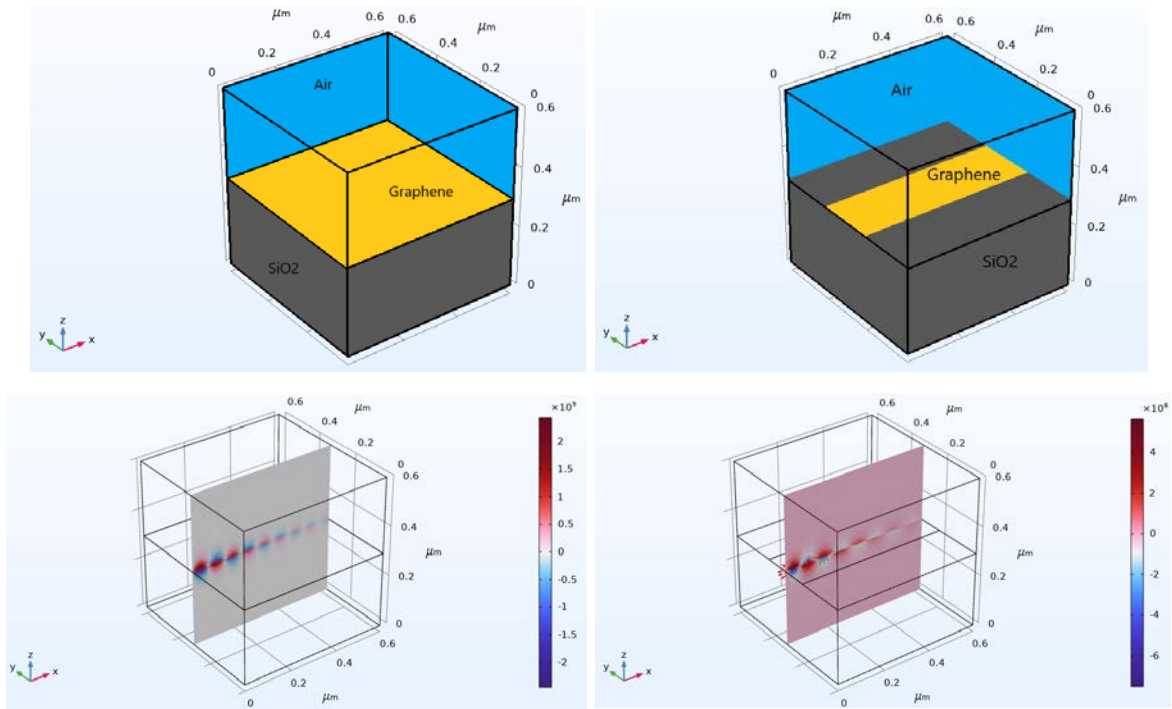


Рис. 3.1 - Геометрія структури та графік поширення графенового ППП.

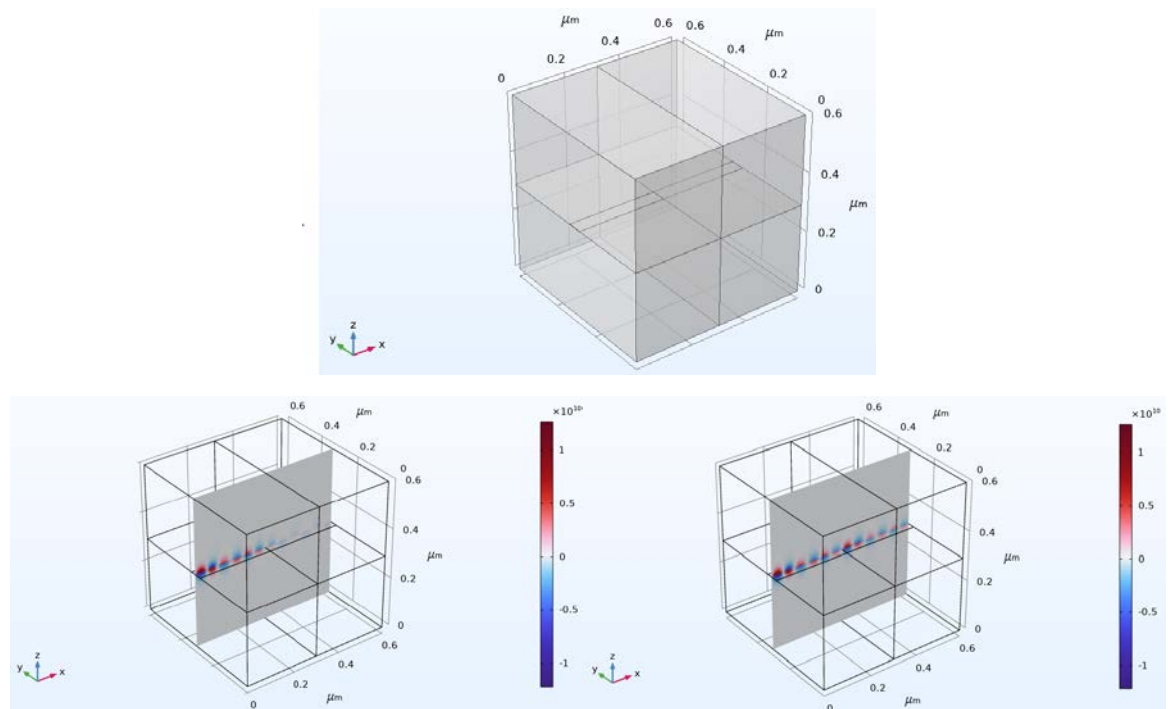


Рис. 3.2 - Геометрія структури та графік поширення графенового ППП, коли два зонди працюють в фазі (зліва), та в протифазі (справа).

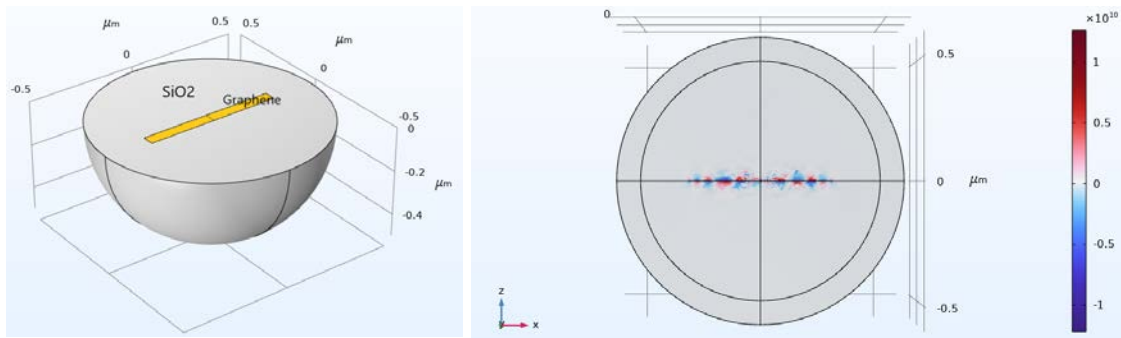


Рис. 3.3 - Геометрія структури та графік поширення графенового ППП, коли два зонди працюють в фазі (зліва), та в протифазі (справа).

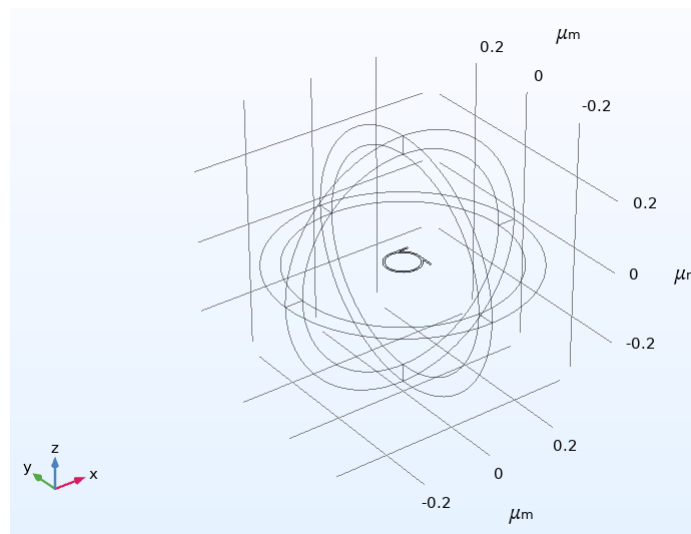


Рис. 3.4 - Геометрія мікросмужкового кільцевого резонатора.

В роботі [24] було показано, що хвилі ОКМ можна генерувати на основі кругових біжучих хвиль. Зокрема, такі хвилі може генерувати мікросмужкова кільцеподібна резонаторна антена, що працює в режимі  $TM_{mn}$  [25]. Вона випромінює кругло поляризовану хвилю, коли дві взаємно ортогональні вироджені моди  $TM_{mn}$  з відносним зсувом фази  $\pi/2$  збуджуються на кільці. У схемі два коаксіальні зонди [26] зонди збуджуються з однаковою амплітудою та відносним зсувом фази  $\pi/2$ , для збудження двох взаємно ортогональних мод  $TM_{m1}$  на кільцевому резонаторі [27, 28, 29].

Коли збуджуються дві взаємно ортогональні моди  $TM_{m1}$ , поверхневий струм на кільці створює кругову електромагнітну хвилю, яка може переносити ОКМ. Правильну кутову відстань  $\alpha_m$  між двома коаксіальними зондами,

розташованими на кільці, можна визначити з наступної умови [26]: один коаксіальний зонд завжди розташований у зоні нульового поля іншого зонда, таким чином спричиняючи незначний взаємний зв'язок між зондами. Цей інтервал індивідуальний для кожного режиму роботи, де виконується умова  $\alpha_m = \frac{\pi}{2m}$ . Крім того, якщо  $m$  є непарним числом, можна встановити той самий кут  $\alpha_m = \frac{\pi}{2}$ .

Далі в результаті аналітичного аналізу для кількох мод ОКМ електромагнітного поля, що випромінюється антеною ми повинні спостерігати у вигляді миттєвої фази та амплітуди  $\mathbf{E}$ , розподіли електричного поля, зображені в площині  $x - y$  вибраної системи координат. Але на даний момент через виявлену складність в моделювання резонатора яка полягає в тому, що при не великих розмірах кільця (частота 15 ТГц) ми можемо спостерігати вихор так як постійна розповсюдження в цьому випадку не має суттєвого впливу на розповсюдження хвилі по кільці, але при збільшенні розміру до потрібного нам на робочій частоті  $f_r = 39$  ТГц постійна розповсюдження вже суттєво впливає на розповсюдження хвилі. В цьому і полягає складність отримання результату, бо на данному етапі ми поки що не розробили метод для розрахунку постійної розповсюдження.

### 3.3 Висновки до розділу

В цьому розділі ми розповіли, що оптичні наноантени, що працюють у терагерцовому діапазоні, на інфрачервоних та оптичних частотах, відіграють важливу роль у галузі фотоніки та плазмоніки, оскільки ці антени вважаються найкращими інструментами для контролю, маніпуляції та поширенні світла, а також взаємодії світла з електронами. Терагерцовий діапазон вимагає мініатюризації комунікаційних пристроїв для підвищення швидкості зв'язку. Пряме зменшення масштабу антен призводить до кількох проблем, таких як

зниження мобільності, втрати на ТГц частоті. Наноантени переважно розроблені з використанням благородних металів, але ці металеві наноструктури резонують на дуже високих частотах із високими втратами. Щоб пом'якшити ці обмеження, було використано графен бо він має дуже хороші

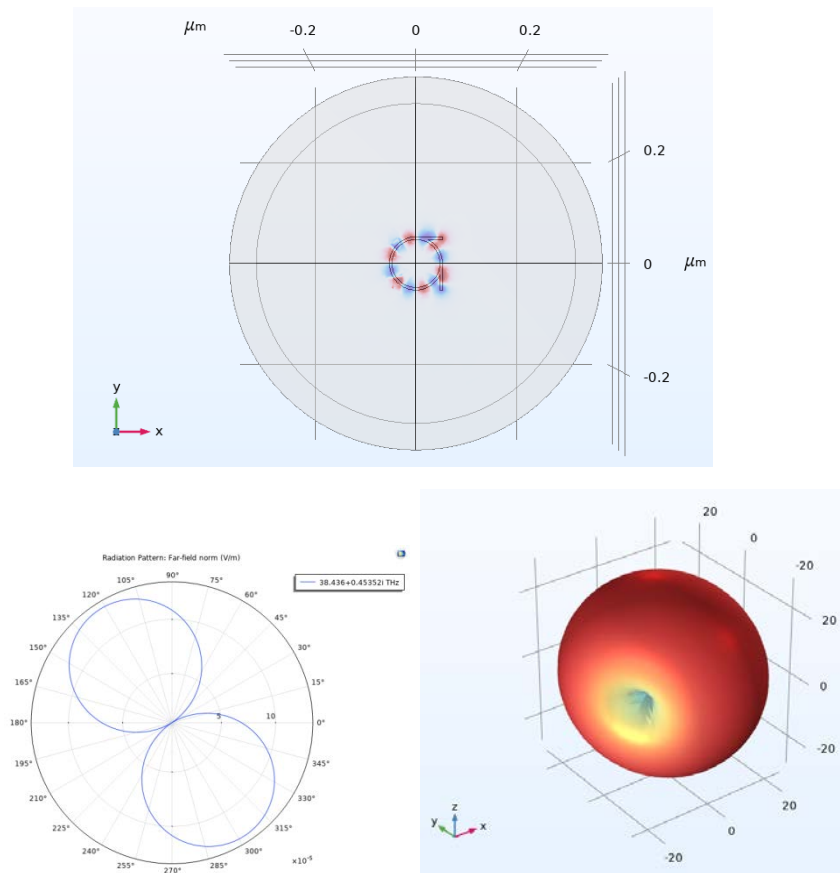


Рис. 3.5 - змодельована модель електричного поля ( $E_z$ -компонент). Діаграма спрямованості дальнього поля (верхній ряд) та її переріз (нижній ряд) в  $E$ -площині для випромінюваних хвиль ОКМ.

оптичні властивості, що робить його придатним для плазмонних застосувань. Однією з них є регульована оптична провідність. Графен підтримує плазмонні коливання на ТГц частоті. Резонансна частота в основному залежить від його провідності. Визначною перевагою є його регульована провідність, що робить графен популярним у плазмонних застосуваннях. Після розгляду фізики графену та дисперсії двовимірних матеріалів ми перейшли до поступового моделювання антени на основі графену. Першим кроком був перехід від

двовимірної задачі знаходження розподілу електричного поля на графеновій плівці до тривимірної. Далі в пакеті COMSOL було пораховано розподілу електричного поля на графеновій плівці. Далі ми змінили ширину плівки до  $d = 0.05$  нм і додали ще один зонд для того щоб приблизити умови до умов отримання біжучих хвиль, які може генерувати мікросмужкова кільцеподібна резонаторна антена, описаних в першому розділі. Далі показали результати моделювання графенової смужки, яка випромінює таким же чином, як і диполь Герца. Далі базуючись на принципах побудови мікросмужкового кільцевого резонатора описаного в першому розділі було змодельовано модель в COMSOL для дослідження розподілу амплітуди електричного поля та фазового розподілу.

## ВИСНОВКИ

Було повторено результати статті де розглядалась мікрохвильова антена на основі компактного набору мікросмужкових кільцевих резонаторів, що несе промінь з ОКМ. Отримано аналітичне рішення для випромінюваного поля однієї резонаторної антени за допомогою моделі резонатора та підходу магнітного струму. Для перевірки теоретичного опису виконано чисельне моделювання для генератора ОКМ фактичного розміру за допомогою програмного пакету для моделювання електродинамічних структур COMSOL Multiphysics. Коротко описали фізичні властивості графену з погляду зонної теорії, визначили співвідношення Кубо, що використовується для опису явища провідності в графені, якому сприяють як електронні внутрішньозонні, так і міжзонні переходи. Потім з'ясували, що існує тип електромагнітної хвилі, що поширюється по дотичній до поверхні і експоненціально спадає в перпендикулярному напрямку і його довжина хвилі часто менша порівняно з довжиною хвилі вільного простору на тій же частоті. Існування цього типу хвиль було виявлено на межі розділу метал-діелектрик і має назву поверхневий плазмонний поляритон (ППП). Далі використовуючи рівняння Максвела знайшли умови для поширення PPP на межі розділу метал-діелектрик. Збудження PPP часто здійснюється за допомогою повного внутрішнього відбиття від призми (конфігурація Кречмана, конфігурація Отто), дифракції на ґратці, розсіювання розсіювача або проходження через пучок електронів. Наступним етапом був розгляд поширення PPP на графеновій плівці. За допомогою навчальної моделі «Simulation SPP Propagation and Dispersion» яка була взята з сайту COMSOL Multiphysics [33] ми дослідили PPP у графені, нанесеному на підкладку SiO<sub>2</sub>. Розповіли, що оптичні наноантени, що працюють у терагерцовому діапазоні, на інфрачервоних та оптичних частотах, відіграють важливу роль у галузі фотоніки та плазмоніки. Терагерцовий діапазон вимагає мініатюризації комунікаційних пристроїв для підвищення швидкості зв'язку. Пряме зменшення масштабу антен призводить до кількох

проблем, таких як зниження мобільності, втрати на ТГц частоті. Щоб пом'якшити ці обмеження, було використано графен бо він має дуже хороші оптичні властивості, що робить його придатним для плазмонних застосувань. Однією з них є регульована оптична провідність. Графен підтримує плазмонні коливання на ТГц частоті. Резонансна частота в основному залежить від його провідності. Після розгляду фізики графену та дисперсії двовимірних матеріалів ми перейшли до поступового моделювання антени на основі графену. Першим кроком був перехід від двовимірної задачі знаходження розподілу електричного поля на графеновій плівці до тривимірної. Далі в пакеті COMSOL було пораховано розподілу електричного поля на графеновій плівці. Далі показали результати моделювання графенової смужки, яка випромінює таким же чином, як і диполь Герца. Далі базуючись на принципах побудови мікросмужкового кільцевого резонатора описаного в першому розділі було змодельовано модель в COMSOL для дослідження розподілу амплітуди електричного поля та фазового розподілу.

# ЛІТЕРАТУРА

1. Allen, L.; Barnett, S. M.; Padgett, M. J. Optical Angular Momentum, CRC Press, 2003.
2. Mohammadi, S.M.; Daldorff, L.K.S.; Bergman, J.E.S.; Karlsson, R.L.; Thide, B.; Forozesh, K.; Carozzi, T.D.; Isham, B. Orbital angular momentum in radio - A system study. IEEE Trans. Antennas Propag., 2010, 58, 565-572.
3. Tamburini, F.; Mari, E.; Sponselli, A.; Thide, B.; Bianchini, A.; Romanato, F. "Encoding many channels on the same frequency through radio vorticity: First experimental test," New J. Phys., 2012, 14, 033001.
4. Yan, Y.; Xie, G.D.; Lavery, M.P.J.; Huang, H.; Ahmed, N.; Bao, C.J.; Ren, Y.X.; Cao, Y.W.; Li, L.; Zhao, Z.; et al. "High-capacity millimeter-wave communications with orbital angular momentum multiplexing," Nat. Commun., 2014, 5, 4876.
5. Hui, X.N.; Zheng, S.L.; Chen, Y.L.; Hu, Y.P.; Jin, X.F.; Chi, H.; Zhang, X.M. "Multiplexed millimeter wave communication with dual orbital angular momentum (OAM) mode antennas," Sci. Rep., 2015, 5, 10148.
6. Noor, S.K.; Yasin, M.N.M.; Ismail, A.M.; Osman, M.N.; Soh, P.J.; Ramli, N.; Rambe, A.H., "A review of orbital angular momentum vortex waves for the next generation wireless communications," IEEE Access, 2022, 10, 89465-89484.
7. Xu, J.; Guo, Y.; Yang, P.; Zhang, R.; Zhai, X.; Huang, S.; Bi, K. "Recent progress on RF orbital angular momentum antennas," J. Electromagn. Waves Appl., 2020, 34, 275-300.
8. [Schemmel, P.; Pisano, G.; Maffei, B. "Modular spiral phase plate design for orbital angular momentum generation at millimetre wavelengths," Opt. Express, 2014, 22, 14712-14726.
9. Wei, W.; Mahdjoubi, K.; Brousseau, C.; et al. "Horn antennas for generating radio waves bearing orbital angular momentum by using spiral phase plate," IET Microw. Antennas Propag., 2016, 10, 1420-1427.

10. Hui, X.; Zheng, S.; Hu, Y.; et al. "Ultralow reflectivity spiral phase plate for generation of millimeterwave OAM beam," *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.*, 2015, 14, 966-969.
11. Bai, X.; Liang, X.; He, C.; et al. "Design of a horn lens antenna for OAM generation." *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.*, 2015, 14, 2081-2082.
12. Mari, E.; Spinello, F.; Oldoni, M.; et al. "Near-field experimental verification of separation of OAM channels," *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.*, 2015, 14, 556-558.
13. Byun, W.; Kim, K.; Kim, B.; et al. "Multiplexed Cassegrain reflector antenna for simultaneous generation of three orbital angular momentum (OAM) modes," *Sci. Rep.*, 2016, 6, 27339.
14. Barbuto, M.; Trotta, F.; Bilotti, F.; et al. "Circular polarized patch antenna generating orbital angular momentum," *Prog. Electromagn. Res.*, 2014, 148, 23-30.
15. Mao, F.; Li, T.; Shao, Y.; et al. "Orbital angular momentum radiation from circular patches," *Prog. Electromagn. Res.*, 2016, 61, 13-18.
16. Zhang, Z.; Xiao, S.; Li, Y.; et al. "A circularly polarized multimode patch antenna for the generation of multiple orbital angular-momentum-modes," *IEEE Antennas Wirel Propag Lett.*, 2017, 16, 521-524.
17. [27]. Pan, Y.; Zheng, S.; Zheng, J.; et al. "Generation of orbital angular momentum radio waves based on dielectric resonator antenna," *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.*, 2017, 16, 385-388.
18. Liang, J.; Zhang, S.; "Orbital angular momentum (OAM) generation by cylinder dielectric resonator antenna for future wireless communications," *IEEE Access*, 2016, 4, 9570-9574.
19. Zhang, K.; Wang, Y.; Yuan, Y.; Burokur, S. N. "A review of orbital angular momentum vortex beams.
20. He, Z.; Wang, Y.; Wang, X.; Kupriianov, A.; Tuz, V.; Fesenko, V. "Multi-band orbital angular momentum mode-division multiplexing by a compact set

- of microstrip ring-shaped resonator antenna,” *Opt. Express*, 2022, 30, 46209-46226.
21. R. Garg, P. Bhartia, I. J. Bahl, and A. Ittipiboon, *Microstrip Antenna Design Handbook* (Artech house, Boston, 2001).
  22. J. Huang, “Circularly polarized conical patterns from circular microstrip antennas,” *IEEE Trans. Antennas Propag.* **32**, 991–994 (1984).
  23. G. A. Korn and T. M. Korn, *Mathematical Handbook for Scientists and Engineers: Definitions, Theorems, and Formulas for Reference and Review* (McGraw-Hill Book Company, 1968), 2nd ed.
  24. S. Zheng, X. Hui, X. Jin, H. Chi, and X. Zhang, “Transmission characteristics of a twisted radio wave based on circular traveling-wave antenna,” *IEEE Trans. Antennas Propag.* **63**, 1530–1536 (2015).
  25. Q. Zhan, “Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications,” *Adv. Opt. Photonics* **1**, 1–57 (2009).
  26. J. Huang, “Circularly polarized conical patterns from circular microstrip antennas,” *IEEE Trans. Antennas Propag.* **32**, 991–994 (1984).
  27. F. Mao, T. Li, Y. Shao, J. Yang, and M. Huang, “Orbital angular momentum radiation from circular patches,” *Prog. In Electromagn. Res. Lett.* **61**, 13–18 (2016).
  28. F.-C. Mao, M. Huang, C.-F. Yang, T.-H. Li, J.-L. Zhang, and S.-Y. Chen, “Orbital angular momentum generation using circular ring resonators in radio frequency,” *Chin. Phys. Lett.* **35**, 020701 (2018).
  29. S. Wang, Q. Zeng, and T. A. Denidni, “Double-OAM-mode generation by octagonal microstrip ring antenna,” in *2020 IEEE International Symposium on Antennas and Propagation and North American Radio Science Meeting*, (Montreal, 2020), pp. 191–192.
  30. J. Ren and K. W. Leung, “Generation of microwave orbital angular momentum states using hemispherical dielectric resonator antenna,” *Appl. Phys. Lett.* **112**, 131103 (2018).

31. M. Barbuto, F. Trotta, F. Bilotti, and A. Toscano, "Circular polarized patch antenna generating orbital angular momentum," *Prog. In Electromagn. Res.* **148**, 23–30 (2014).
32. <https://www.comsol.com/blogs/modeling-surface-plasmon-polaritons-in-comsol/>
33. <https://www.comsol.com/model/simulating-spp-propagation-and-dispersion-110221>
34. C. Kai, P. Huang, F. Shen, H. Zhou, and Z. Guo, "Orbital angular momentum shift keying based optical communication system," *IEEE Photon. J.*, vol. 9, no. 2, Apr. 2017, Art. no. 7902510.
35. M. Padgett and L. Allen, "Light with a twist in its tail," *Contemp. Phys.*, vol. 41, no. 5, pp. 275–285, Sep. 2000.
36. A. Tennant and B. Allen, "Generation of OAM radio waves using circular time-switched array antenna," *Electron. Lett.*, vol. 48, no. 21, pp. 1365–1366, Oct. 2012.
37. B. Liu, Y. Cui, and R. Li, "A broadband dual-polarized dual-OAM- mode antenna array for OAM communication," *IEEE Antennas Wireless Propag. Lett.*, vol. 16, pp. 744–747, 2017.
38. Z.-G. Guo and G.-M. Yang, "Radial uniform circular antenna array for dual-mode OAM communication," *IEEE Antennas Wireless Propag. Lett.*, vol. 16, pp. 404–407, 2017.
39. H. Li, L. Kang, F. Wei, Y.-M. Cai, and Y.-Z. Yin, "A low-profile dual-polarized microstrip antenna array for dual-mode OAM applications," *IEEE Antennas Wireless Propag. Lett.*, vol. 16, pp. 3022–3025, 2017.
40. Y.-M. Zhang and J.-L. Li, "Comments on 'Radial uniform circular antenna array for dual-mode OAM communication,'" *IEEE Antennas Wireless Propag. Lett.*, vol. 17, pp. 719–721, 2018
41. Q. Bai, A. Tennant, and B. Allen, "Experimental circular phased array for generating OAM radio beams," *Electron. Lett.*, vol. 50, no. 20, pp. 1414–1415, 2014.

42. Y. Yao, X. Liang, W. Zhu, J. Geng, and R. Jin, "Phase mode analysis of radio beams carrying orbital angular momentum," *IEEE Antennas Wireless Propag. Lett.*, vol. 16, pp. 1127–1130, 2016.
43. K. Liu *et al.*, "Generation of OAM beams using phased array in the microwave band," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 64, no. 9, pp. 3850–3857, Sep. 2016.
44. T. Yuan, Y. Cheng, H. Wang, and Y. Qin, "Mode characteristics of vortical radio wave generated by circular phased array: Theoretical and experimental results," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 65, no. 2, pp. 688–695, Feb. 2017.
45. Z. Zhang, S. Xiao, Y. Li, and B.-Z. Wang, "A circularly polarized multimode patch antenna for the generation of multiple orbital angular momentum modes," *IEEE Antennas Wireless Propag. Lett.*, vol. 16, pp. 521–524, 2017.
46. J. J. Chen, Q. N. Lu, F. F. Dong, J. J. Yang, and M. Huang, "Wireless OAM transmission system based on elliptical microstrip patch antenna," *Opt. Express*, vol. 24, no. 11, pp. 11531–11538, May 2016.
47. C. B. Shi, Y. B. Li, W. Wu, R. Y. Wu, and T. J. Cui, "An ultrathin spiral phase plate for generation of OAM radio waves," in *Proc. Prog. Electromagn. Res. Symp.*, Aug. 2016, pp. 3740–3743.
48. F. Spinello *et al.*, "High-order vortex beams generation in the radiofrequency domain," *IEEE Antennas Wireless Propag. Lett.*, vol. 15, pp. 889–892, 2016.
49. W.-Y. Huang, J.-L. Li, H.-Z. Wang, J.-P. Wang, and S.-S. Gao, "Vortex electromagnetic waves generated by using a laddered spiral phase plate and a microstrip antenna," *Electromagnetics*, vol. 36, no. 2, pp. 102–110, Feb. 2016.
50. J. Liang and S. Zhang, "Orbital angular momentum (OAM) generation by cylinder dielectric resonator antenna for future wireless communications," *IEEE Access*, vol. 4, pp. 9570–9574, 2016.
51. J. Ren and K. W. Leung, "Generation of microwave orbital angular momentum states using hemispherical dielectric resonator antenna," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 112, no. 13, Mar. 2018, Art. no. 131103.

52. X. Bai *et al.*, “Design of a horn lens antenna for OAM generation,” in *Proc. IEEE Int. Symp. Antennas Propag., Usnc/Ursi Nat. Radio Sci. Meeting*, Jul. 2015, pp. 2081–2082
53. W. Wei, K. Mahdjoubi, C. Brousseau, and O. Emile, “Horn antennas for generating radio waves bearing orbital angular momentum by using spiral phase plate,” *IET Microw. Antennas Propag.*, vol. 10, no. 13, pp. 1420–1427, 2016.
54. Основи фізики графену. Навчальний посібник. – Київ, 2013.– 118 с.
55. A. Andryieuski and A. V. Lavrinenko, “Graphene metamaterials based tunable terahertz absorber: effective surface conductivity approach,” *Opt. Express*, 21, 9144-9155, 2013.
56. <https://doi.org/10.1007/s42452-022-04986-1>.
57. Zaka Ullah , Gunawan Witjaksono, Illani Nawi , Nelson Tansu, Muhammad Irfan Khattak and Muhammad Junaid, “A Review on the Development of Tunable Graphene Nanoantennas for Terahertz Optoelectronic and Plasmonic Applications”, *Sensors* **2020**, 20, 1401.
58. Alison M. Yao and Miles J. Padgett, «Orbital angular momentum: origins, behavior and applications», *Advances in Optics and Photonics* 3, 161–204 (2011) doi:10.1364/AOP.3.000161 1943-8206/11/020161-44
59. [https://en.wikipedia.org/wiki/Orbital\\_angular\\_momentum\\_of\\_light](https://en.wikipedia.org/wiki/Orbital_angular_momentum_of_light).