

Міністерство освіти і науки України
Харківський національний університет радіоелектроніки

Факультет Електронної та біомедичної інженерії
(повна назва)

Кафедра Фізичних основ електронної техніки
(повна назва)

КВАЛІФІКАЦІЙНА РОБОТА Пояснювальна записка

рівень вищої освіти другий (магістерський)
МОДЕЛЮВАННЯ ГЕНЕРАЦІЇ ДРУГОЇ ГАРМОНІКИ ГАУСОВИМ
ПУЧКОМ У НЕЛІНІЙНОМУ СЕРЕДОВИЩІ
(тема)

Виконав:
студент 2 курсу, групи ФТОІм-21-1
Демиденко Є. Є.
(прізвище, ініціали)

Спеціальність 152 Метрологія та інформаційно-
вимірювальна техніка
(код і повна назва спеціальності)

Тип програми освітньо-професійна
(освітньо-професійна або освітньо-наукова)

Освітня програма «Фотоніка та
оптоінформатика»
(повна назва освітньої програми)

Керівник проф. каф. ФОЕТ Одаренко Є. М.
(посада, прізвище, ініціали)

Допускається до захисту

Зав. кафедри _____
(підпис)

Гнатенко О. С.
(прізвище, ініціали)

2022 р.

Харківський національний університет радіоелектроніки

Факультет Електронної та біомедичної інженерії
(повна назва)
Кафедра Фізичних основ електронної техніки
(повна назва)
Рівень вищої освіти другий (магістерський)
Спеціальність 152 Метрологія та інформаційно-вимірвальна техніка
(код і повна назва)
Тип програми освітньо-професійна
(освітньо-професійна або освітньо-наукова)
Освітня програма « Фотоніка та оптоінформатика »
(повна назва)

ЗАТВЕРДЖУЮ:
Зав. кафедри _____
(підпис)
« _____ » _____ 20 ____ р.

ЗАВДАННЯ
НА КВАЛІФІКАЦІЙНУ РОБОТУ

студентові Демиденку Євгену Євгеновичу
(прізвище, ім'я, по батькові)

1. Тема роботи Моделювання генерації другої гармоніки Гаусовим пучком
у нелінійному середовищі

затверджена наказом університету від « 04 » листопада 2022 р. № 1444 Ст

2. Термін подання студентом роботи до екзаменаційної комісії 19 грудня 2022 р.

3. Вихідні дані до роботи спеціалізований пакет комп'ютерного моделювання COMSOL
Multiphysics

4. Перелік питань, що потрібно опрацювати в роботі 1 Нелінійна оптика.
2 Нелінійна оптична взаємодія. 3 Нецентросиметричні кристали. 4 Полярні органічні
матеріали. 5 Розповсюдження Гаусового пучка 6 Перетин пучка і розходження
7 Розбіжність ближнього та дальнього полів. 8 Середовище моделювання COMSOL Multiphysics

5. Перелік графічного матеріалу із зазначенням креслеників, схем, плакатів, комп'ютерних ілюстрацій

Складальний кресленик. Об'єктив – А4.

Демонстраційний матеріал – 18 шт.

КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

№	Назва етапів роботи	Терміни виконання етапів роботи	Примітка
1	Інформаційно-тематичний пошук та огляд літературних джерел про генерацію другої гармоніки гаусовим пучком	01.09.22–30.09.22	Виконано
2	Дослідження властивостей нелінійних середовищ	01.10.22–23.10.22	Виконано
3	Виконання чисельних розрахунків характеристик в пакеті COMSOL Multiphysics	24.10.22–31.10.22	Виконано
4	Аналіз розрахунків та параметрів випромінювання гаусового пучка	01.11.22–04.11.22	Виконано
5	Оформлення пояснювальної записки	05.11.22–25.11.22	Виконано
6	Оформлення графічних та демонстраційних матеріалів	26.11.22–01.12.22	Виконано
7	Проходження нормоконтролю і отримання рецензії	02.12.22–15.12.22	Виконано
8	Проходження перевірки на плагіат	16.12.22–17.12.22	Виконано
9	Підготовка та захист кваліфікаційної роботи	18.12.22–20.12.22	

Дата видачі завдання 01 вересня 2022 р.

Студент _____
(підпис)

Керівник роботи _____ проф. каф. ФОЕТ Одаренко Є. М.
(підпис) (посада, прізвище, ініціали)

РЕФЕРАТ

Пояснювальна записка кваліфікаційної роботи: 49 с., 27 рис., 1 табл., 2 додатки, 12 джерел.

ВИПРОМІНЮВАННЯ, КОМП'ЮТЕРНЕ МОДЕЛЮВАННЯ, ЛАЗЕР, НЕЛІНІЙНА ОПТИКА, ПУЧОК ГАУСА, COMSOL MULTIPHYSICS.

Об'єкт дослідження – процес генерації другої гармоніки Гаусовим хвильовим пучком в нелінійному середовищі.

Мета роботи – дослідження процесу генерації другої гармоніки в нелінійному середовищі на основі комп'ютерної моделі, побудованої в пакеті COMSOL Multiphysics.

Методи дослідження – аналітичні та чисельні з використанням методу скінченних елементів.

Розглянута взаємодія Гаусового пучка з нелінійним середовищем. Проведено теоретичні дослідження на основі використання комп'ютерної моделі взаємодії хвильового пучка з нелінійним середовищем. Встановлено основні закономірності процесу генерації вищих гармонік частоти випромінювання при розповсюдженні пучка в нелінійному середовищі.

ABSTRACT

Explanatory note of qualifying work: 49 pp., 27 Fig., 1 Table, ., 2 applications, 12 sources.

COMPUTER SIMULATION, COMSOL MULTIPHYSICS, GAUSSSIAN BEAM, LASER, NONLINEAR OPTICS, RADIATION.

The object of research is the process of second harmonic generation by a Gaussian wave beam in a nonlinear environment.

The purpose of the work is to study the process of second harmonic generation in a nonlinear environment based on a computer model built in the COMSOL Multiphysics package.

Research methods are analytical and numerical using the finite element method.

The interaction of a Gaussian beam with a nonlinear medium is considered. Theoretical studies were conducted based on the use of a computer model of the interaction of a wave beam with a nonlinear medium. The main regularities of the process of generation of higher harmonics of the radiation frequency during beam propagation in a non-linear medium have been established.

ЗМІСТ

Вступ	7
1 Аналітичний огляд моделювання генерації другої гармоніки Гаусівським пучком у нелінійному середовищі.....	8
1.1 Нелінійна оптика	8
1.2 Нелінійна оптична взаємодія	11
1.3 Нецентросиметричні кристали	13
1.4 Полярні органічні матеріали.....	17
1.5 Розповсюдження Гаусового пучка	18
1.6 Перетин пучка і розходження	21
1.7 Розбіжність ближнього та дальнього поля	25
1.8 Середовище моделювання COMSOL Multiphysics	29
2 Побудова моделі генерації другої гармоніки Гаусівським пучком у нелінійному середовищі.....	33
2.1 Огляд моделі	33
2.2 Процес побудови моделі.....	36
Висновки.....	47
Перелік джерел посилання	48
Додаток А Графічний матеріал	50
Додаток Б Демонстраційний матеріал	52

ВСТУП

Поява лазера в 1960 році стала найважливішою подією в історії сучасної оптики. Як інтенсивне когерентне світло, лазерне випромінювання демонструє властивості надзвичайно високої монохроматичної яскравості та фотонного виродження. На основі взаємодії лазерного випромінювання з речовиною було відкрито і використано багато нових оптичних ефектів і явищ, які є основними предметами нелінійної оптики. У цій новій галузі оптики дві паралельні теорії, напівкласична теорія та квантова електродинамічна теорія, можуть бути доповнено прийняті для пояснення та опису всіх цих нових оптичних ефектів і явищ.

Поширеність Гаусового пучка зумовлена його нормальним розподілом (або розподіл Гауса), також відомим як дзвоноподібна крива, дуже корисна завдяки центральній граничній теоремі. Стани нормального розподілу, які є середніми випадковими величинами, збігаються в розподілі до нормального і розподіляються нормально, коли кількість випадкових величин велика.

Генерація другої гармоніки, є нелінійним оптичним процесом, у якому фотони, що взаємодіють з нелінійним матеріалом, ефективно «об'єднуються», щоб утворити нові фотони, які мають вдвічі більшу частоту, ніж вихідні фотони.

Генерація другої гармоніки викликає подвоєння частоти світла, що дуже корисно для генерації високоенергетичних лазерів із певною довжиною хвилі.

Метою даної роботи є дослідження моделювання процесів генерації другої гармоніки задля подальшого використання.

1 АНАЛІТИЧНИЙ ОГЛЯД МОДЕЛЮВАННЯ ГЕНЕРАЦІЇ ДРУГОЇ ГАРМОНІКИ ГАУСОВИМ ПУЧКОМ У НЕЛІНІЙНОМУ СЕРЕДОВИЩІ

1.1 Нелінійна оптика

Як нова галузь оптичної фізики, нелінійна оптика – це дослідження, яке займається переважно різними новими оптичними ефектами та новими явищами, що виникають у результаті взаємодії інтенсивного когерентного оптичного випромінювання з речовиною. Існує історична причина, чому цю нову галузь оптичної фізики називають «нелінійною оптикою».

Світло – це електромагнітна хвиля. Воно складається з електричного і магнітного полів $E^{(-)}$ і $H^{(-)}$ відповідно. Тильда з верхнім індексом (-) означає, що поля швидко змінюються в часі, і поля є реальними величинами. Для більшості оптичних приладів оптична хвиля може бути охарактеризована визначенням її електричного поля. (Магнітне поле пов'язане з електричним полем через рівняння Максвелла з електромагнітної теорії.) Нелінійна оптика виконується за допомогою лазерів, які мають сильно спрямовану природу. Тому прийнято вважати, що електричне поле - це хвиля, яка поширюється переважно в одному напрямку в просторі. Можна врахувати кінцеву величину розсіювання променя або дифракцію. Цей основний напрямок поширення зазвичай приймається вздовж осі z . (Для неколінеарного поширення кількох променів первинна зміна променів із відстанню відбувається вздовж однієї осі, як правило, осі z .) Отже, загальна форма хвилі електричного поля визначається:

$$E^{(r,t)} = \hat{e}A(r, t) \exp[i(kz - \omega t)] + c. c. \quad (1.1)$$

У цьому рівнянні k – хвильовий вектор розповсюдження, а ω – кругова частота швидко осцилюючої хвилі. Амплітуда хвилі $A(r, t)$ може мати просторову та часову залежність, яка повільно змінюється порівняно зі швидко змінними частинами (простором і часом) коливальної хвилі. Ця амплітуда, загалом, складна, щоб включати можливість накопичення фази на додаток до

того, що міститься в експоненті рівняння. Поляризація хвилі (тобто напрямок вектора напруженості електричного поля) визначається одиничним вектором \hat{e} . Коли цей вектор дійсний, хвиля називається плоскополяризованою. Комплексний одиничний вектор означає, що хвиля еліптично поляризована. Окремим випадком цього є кругова поляризація. Нарешті, позначення $c.c.$ означає комплексне сполучення. Воно включене у визначення рівняння, оскільки поле $E^{(+)}$ є реальною величиною [1].

Для багатьох задач лінійної та нелінійної оптики можна припустити, що поле має нескінченну довжину та постійне за амплітудою та фазою в площині, поперечній до напрямку розповсюдження. Таким чином, комплексна амплітуда поля стає функцією лише z і t але $A(z, t)$. Таку хвилю називають нескінченною плоскою хвилею або іноді просто плоскою хвилею. Звичайно, це лише приблизне наближення, оскільки реальні лазерні промені мають кінцеву поперечну протяжність і, як правило, змінюються в просторі вздовж поперечного напрямку.

Причинами нелінійності середовища можуть бути різноманітні фізичні механізми взаємодії потужного (лазерного) випромінювання з речовиною. Це може бути деформація зовнішніх електронних оболонок атомів під дією зовнішнього поля, ангармонізм електронного або електронно-коливального переходу для атомів і молекул, непараболічність енергетичних зон для напівпровідників, зміна щільності середовища за рахунок електрострикції або нагріву та ін. При взаємодії лазерного випромінювання з нелінійними оптичними матеріалами найчастіше виникають такі явища, як генерація вищих оптичних гармонік, параметричне посилення та генерація світла, оптичне «випрямлення» світла, вимушене розсіювання світла, самомодуляція імпульсів і самовплив світлових пучків, багатофотонне поглинання світла, що виникає у прозорому середовищі (рис. 1.1). Практично всі ці явища використовуються в прикладних і наукових цілях.

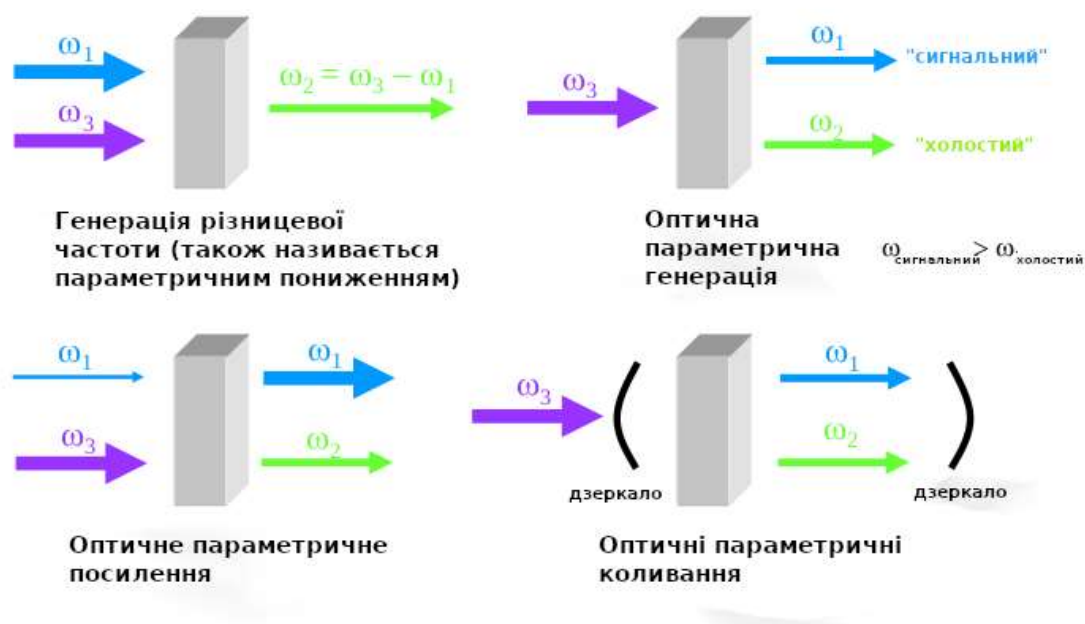


Рисунок 1.1 – Приклади явищ взаємодії лазерного випромінювання з нелінійними оптичними матеріалами

Ефекти параметричної взаємодії, що описуються квадратичною по полю нелінійною сприйнятливістю нелінійних оптичних матеріалів, застосовуються для генерації гармонік лазерного випромінювання і для створення джерел когерентного випромінювання з довжиною хвилі, що перебудовується. Наприклад, у надпотужних лазерних установках, призначених для керованого термоядерного синтезу, використовуються нелінійно-оптичні кристали для перетворення вихідної хвилі у другу або третю гармоніки, частоти яких лежать у видимому діапазоні або УФ-діапазоні, оскільки в цьому діапазоні істотно простіше здійснити нагрівання дейтерій-тритієвої мішені для запуску реакції. Нелінійна сприйнятливість третього порядку відповідальна за процеси вимушеного розсіювання світла, самовпливу та багатофотонного поглинання [2].

Методи нелінійної оптики пронизують усі традиційні галузі оптики і є основою ряду нових напрямів (нелінійне обертання площини поляризації, нелінійне розсіювання, нелінійна дифракція, нелінійна магнітооптика і ін.). Зі збільшенням інтенсивності світлового поля відкриваються нові нелінійні процеси. На жаль, граничне світлове поле, яке можна використовувати

експериментально, визначається не можливостями лазерної техніки, а руйнуванням середовища або зміною його оптичних властивостей під дією світла.

1.2 Нелінійна оптична взаємодія

Приклади нелінійної оптичної взаємодії включають генерацію гармонік, генерацію сумарної та різницевої частот, залежність від інтенсивності комплексного показника заломлення, розсіювання світла за світлом і вимушене розсіювання світла. Ці процеси призводять до застосування, включаючи оптичне перемикання, обмеження оптичної потужності, зберігання даних, маніпулювання зображеннями та обробку зображень.

За багатьох обставин нелінійну оптичну реакцію матеріальної системи на застосовану оптичну хвилю можна описати, виразивши поляризацію матеріалу $\tilde{P}(t)$, як розкладання степеневого ряду в електричному полі $\tilde{E}(t)$:

$$\tilde{P}(t) = \chi^{(1)}\tilde{E}(t) + \chi^{(2)}\tilde{E}^2(t) + \chi^{(3)}\tilde{E}^3(t) + \dots, \quad (1.2)$$

де $\chi^{(1)}$ – лінійна оптична сприйнятливність;

$\chi^{(2)}$ – нелінійна оптична сприйнятливність другого порядку, яка описує такі процеси, як генерація другої гармоніки (ГДГ);

$\chi^{(3)}$ – нелінійна оптична сприйнятливність третього порядку, яка описує такі процеси, як генерація третьої гармоніки та залежний від інтенсивності показник заломлення.

Як написано, рівняння (1.1) застосовується до матеріалу з миттєвим відгуком. Більш загально можна описати дисперсійні матеріали, дозволяючи лінійній і нелінійній оптичній сприйнятливості залежати від частоти. Крім того, нелінійна оптична сприйнятливність фактично є тензорами, оскільки вони представляють співвідношення між поляризацією, яка сама є вектором, і

добутком кількох векторів електричного поля. Такі узагальнення описані в нормативних довідниках з нелінійної оптики (НЛО).

Основним фактором при виборі матеріалів для застосування в НЛО є те, щоб нелінійна сприйнятливність була достатньо великою. Але інші важливі критерії включають вимоги, щоб матеріал мав високу пропускну здатність на всіх використовуваних довжинах хвиль, був високостійким до пошкодження лазером, мав швидку реакцію та був хімічно стабільним. Крім того, для матеріалів НЛО другого порядку сувора вимога нецентросиметрії є важливою для перекладу їхньої молекулярної гіперполяризації, β , у сприйнятливність матеріалу, $\chi^{(2)}$.

На першому етапі розвитку нелінійної оптики використовувалися діапазони довжин хвиль від 1,06 мкм до 0,3 мкм. Перехід до CO₂-лазерів ($\lambda = 10,6$ мкм) призвів до виявлення нелінійності, пов'язаної з поведінкою носіїв заряду в напівпровідниках (у видимому діапазоні вона практично не виявляється), і до відкриття нових нелінійних матеріалів. За допомогою потужних джерел ультрафіолетового випромінювання можливе дослідження нелінійного поглинання в кристалах і рідинах з широкою забороненою зоною, розмноження частоти в області вакуумного ультрафіолету, створення ультрафіолетових лазерів з оптичною накачкою. У 1971 р. в області рентгенівського випромінювання вперше спостерігалися когерентні нелінійні ефекти.

Досягнення нелінійної оптики стимулювали аналогічні дослідження у фізиці плазми, акустиці та радіофізиці, а також викликали інтерес до загальної теорії нелінійних хвиль. У фізиці твердого тіла з'явилися нові напрямки досліджень, пов'язані з вивченням нелінійних матеріалів і оптичної міцності твердих тіл і рідин. Можливо, деякі особливості характеристик квазарів зумовлені нелінійно-оптичними явищами в міжзоряній плазмі. Не виключено досягнення таких інтенсивностей лазерного випромінювання, що дозволяють спостерігати нелінійно-оптичні явища у вакуумі [3].

1.3 Нецентросиметричні кристали

Ізоляційні кристали утворюють важливий клас нелінійних оптичних матеріалів другого порядку. Добре встановлено, що тільки кристали, у яких відсутній центр інверсійної симетрії, можуть мати ненульову нелінійну оптичну сприйнятливність другого порядку. Ця вимога обмежує вибір кристалів кристалами певних класів симетрії.

Додаткова вимога до властивостей матеріалів встановлюється тим фактом, що нелінійні оптичні процеси другого порядку можуть відбуватися з хорошою ефективністю лише за умови виконання стандартної умови фазового узгодження. Ця умова вимагає, щоб просторова зміна нелінійної поляризації була синхронною зі зміною генерованого поля, або математично, щоб $\Delta k = k_3 - k_2 - k_1$ було набагато менше, ніж величина, обернена довжині L , області взаємодії. У рівнянні k_3 – хвильовий вектор хвилі найвищої частоти, а k_1 і k_2 – хвилі інших хвиль. Через частотну залежність (дисперсію) показників заломлення умова фазового узгодження часто задовольнялася за допомогою матеріалів із подвійним променезаломленням і дозволом подвійному променезаломленню компенсувати дисперсію. Однак не всі кристали з великою нелінійністю другого порядку мають подвійне променезаломлення, достатньо велике для використання цього методу, і, таким чином, узгодження фази за допомогою подвійного променезаломлення накладає додаткові обмеження на вибір кристалів для використання в НЛО другого порядку.

Оптичні властивості деяких важливих кристалів для використання в НЛО другого порядку наведено в табл. 1.1.

Таблиця 1.1 – Властивості різних нелінійно-оптичних матеріалів другого порядку

Кристал (клас)	Діапазон передачі, мкм	Показник заломлення (при 1,06 мкм)	Коефіцієнт нелінійності (pmV^{-1})	Поріг пошкодження (GWcm^{-2})
AgGaSe ₂ (42 м)	0,78–18	$n_o = 2,7010$ $n_e = 2,6792$	$d_{36} = 33$ (при 10,6 мкм)	0,25 для 10 нс
β -Борат барію, ВВО (3 м)	0,21–2,1	$n_o = 1,6551$ $n_e = 1,5425$	$d_{22} = 2,3$ $d_{24} = d_{15} \leq 0,1$	4,6 для 1 нс, 15 для 0,1 нс
Йодат літію, LiIO ₃ (6 м)	0,31–5	$n_o = 1,8517$ $n_e = 1,7168$	$d_{31} = -7,11$ $d_{33} = -7,02$ $d_{14} = 0,31$	~0,5
Ніобат літію, LiNbO ₃ (3 м)	–	$n_o = 2,234$ $n_e = 2,155$	$d_{31} = -5,95$ $d_{33} = -34,4$	–
Калій дигідрофосфат, KH ₂ PO ₄ (KDP)	0,18–1,55	$n_o = 1,4944$ $n_e = 1,4604$	$d_{36} = 0,63$	–
КТіОРО ₄ , КТР (мм ²)	0,35–4,5	$n_x = 1,7367$ $n_y = 1,7395$ $n_z = 1,8305$	$d_{31} = 6,5$ $d_{32} = 5,0$ $d_{33} = 13,7$ $d_{24} = 6,6$ $d_{15} = 6,1$	–

Металоорганічні каркаси, новий тип органічно-неорганічного гібридного матеріалу, який має чітко визначену геометрію металевих центрів і високоспрямовану координаційну взаємодію метал-ліганд, були широко розроблені як нецентросиметричні кристали для НЛЮ другого порядку. Завдяки пористій природі металоорганічних каркасів, їх місткові ліганди можна раціонально сконструювати так, щоб оборотно змінювати їх конфігурації, що призводить до вмикання/вимкнення нелінійної оптики у твердому стані [4].

Узгодження фази подвійного променезаломлення, описане вище, може страждати від певних обмежень, включаючи обмежений діапазон налаштування довжини хвилі, менші нелінійні коефіцієнти, підвищені температури

узгодження фази, незручні кути зв'язку та пов'язане з цим відхилення вектора Пойнтінга. Альтернативний підхід, відомий як квазіфазове узгодження, передбачає періодичне інвертування значення нелінійного коефіцієнта для компенсації накопиченої фазової невідповідності. Амплітуда генерованого сигналу у випадках справжнього (тобто подвійного променезаломлення) фазового узгодження, квазіфазового узгодження та нефазового узгодження зображена на рис. 1.2 як функція відстані поширення в матеріалі.

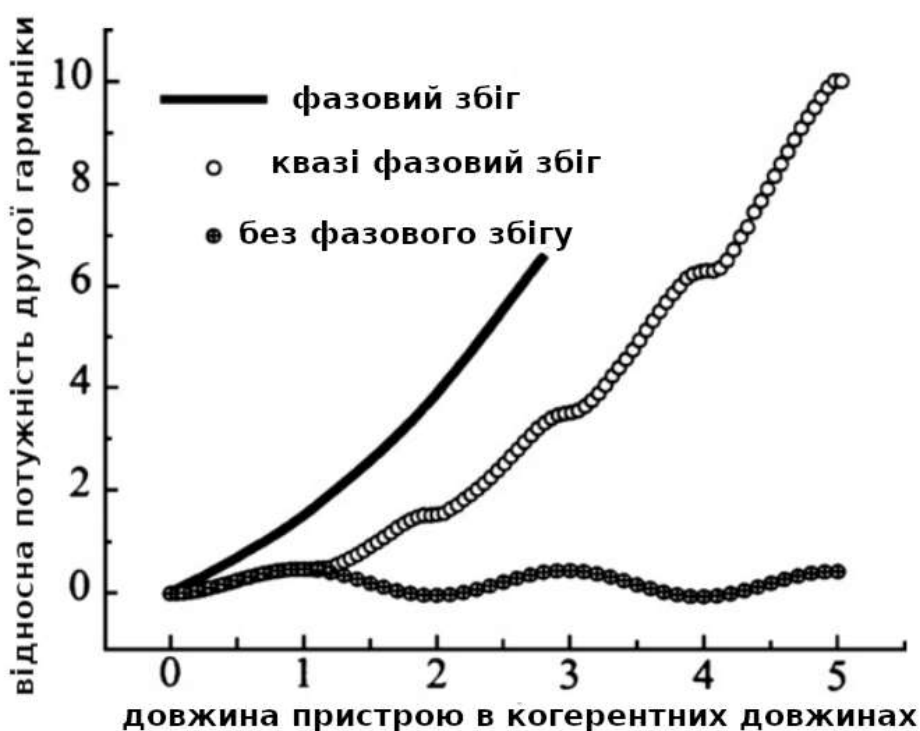


Рисунок 1.2 – Зростання потужності другої гармоніки в нелінійному кристалі як функція довжини кристала в довжинах когерентності для умов ідеального, тобто подвійного променезаломлення фазового узгодження, квазіфазового узгодження та нефазового узгодження

Можна побачити, що без фазового узгодження амплітуда генерованої хвилі не може мати великого зростання, але при квазіфазовому узгодженні генерована хвиля відчуває монотонне зростання з амплітудою, майже такою ж великою, як і для справжнього фазового узгодження. Найпоширенішим методом

усунення нелінійності є періодична поляризація електричного поля, але іонні та електронні пучки, дифузійний зв'язок, і подвійне променезаломлення форми також були досліджені. Ніобат літію широко використовувався для квазіфазового узгодження. Крім високої ефективною нелінійності, низькі коерцитивні поля, широкий діапазон прозорості та низька фоторефракція також важливі при виборі матеріалу [5].

Перший експеримент із генерації другої гармоніки світла був виконаний Франкеном у 1961 році (рис. 1.3). Випромінювання рубінового лазера проходить крізь кристал 2 і потім аналізується спектрографом 3. На фотопластинці 4 реєструвалися дві плями: яскрава пляма А від червоного променя рубінового лазера ($\lambda = 0,694$ мкм) і слабенька пляма Б від випромінювання з подвоєною частотою ($\lambda = 0,347$ мкм). Виникнення цього випромінювання (другої оптичної гармоніки) є наслідком порушення суперпозиції світлових хвиль, що розповсюджуються в кварці; випромінювання частоти 2ω можна розглядати як результат взаємодії двох світлових хвиль частоти в квадратично-нелінійному середовищі [6].

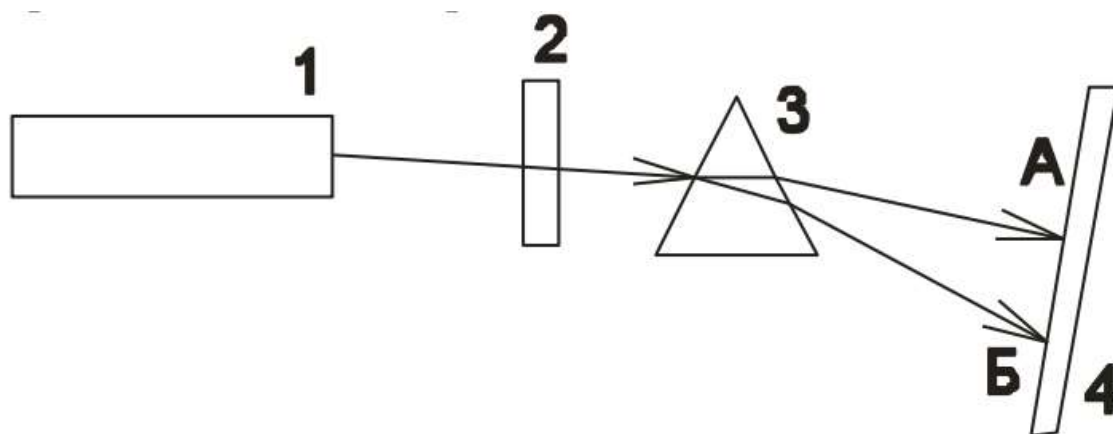


Рисунок 1.3 – Схема експерименту щодо генерації другої оптичної гармоніки

1.4 Полярні органічні матеріали

Багато асиметричних органічних молекул мають великі значення молекулярної гіперполяризованості, β . Делокалізація електронів вздовж спряженого остова показана на рисунку 1.4.

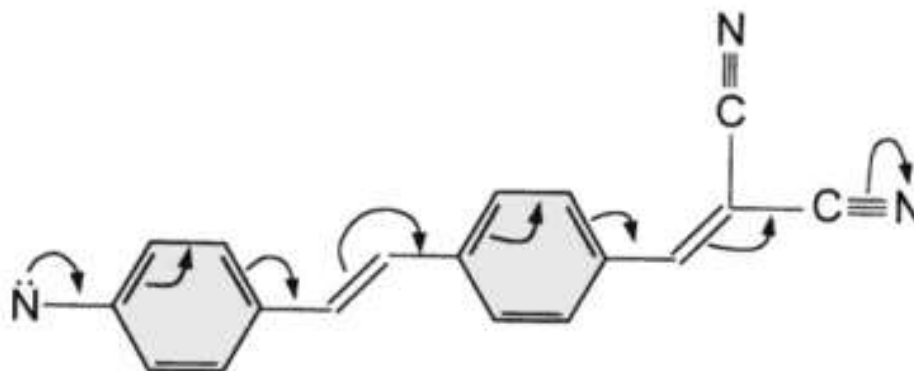


Рисунок 1.4 – Донорно-акцепторна органічна молекула зі спряженими зв'язками

У цьому прикладі азот із одинарним зв'язком віддає електрон, а будь-який із атомів азоту з потрійним зв'язком на іншому кінці молекули приймає електрон. Ефекти другого порядку є результатом цієї електронної асиметрії. Проте в об'ємних некристалічних органічних матеріалах активні види орієнтовані випадковим чином, не даючи результату на масштабі довжини, що перевищує молекулярні розміри. Щоб масштабувати великий молекулярний нелінійний ефект до корисного рівня, потрібен певний тип упорядкування. Існує кілька методів, які використовуються для створення великих упорядкованих довжин. Один полягає у використанні органічних матеріалів у кристалічній формі, як обговорювалося раніше. Інший метод полягає у виготовленні шаруватих плівкових структур за допомогою Ленгмюра-Блоджетта та інших методів. Тут одномолекулярний нелінійний шар чергується з шаром спейсерних молекул, так що всі нелінійні молекули орієнтовані в одному напрямку. Найбільш поширена техніка передбачає введення нелінійно-оптичних видів у полімер або безпосередньо як бічний ланцюг, або в

безпосередній близькості з подальшим полірінгом. Використовуються три типи полірування: фотоасистент, оптичний і термічний. Під час термічного поля полімер спочатку нагрівається вище температури склування, а потім охолоджується під сильним електричним полем. Коли полімер охолоджується, порядок фіксується. Дослідження зосереджені на збільшенні довгострокової стабільності впорядкування, а також на збільшенні не лінійності [7].

1.5 Розповсюдження Гаусового пучка

У більшості застосувань лазера необхідно фокусувати, змінювати або формувати лазерний промінь за допомогою лінз та інших оптичних елементів. Загалом, поширення лазерного променя можна апроксимувати, припустивши, що лазерний промінь має ідеальний Гаусівський профіль інтенсивності, який відповідає теоретичній моді TEM_{00} . Когерентні гаусові пучки мають особливі властивості перетворення, які потребують особливого розгляду. Щоб вибрати найкращу оптику для конкретного застосування лазера, важливо розуміти основні властивості променів Гауса.

На жаль, випромінювання від реальних лазерів не є справді гауссовим (хоча гелієво-неонові лазери та аргано-іонні лазери є дуже близьким наближенням). Щоб врахувати цю розбіжність, було визначено коефіцієнт якості M^2 (так званий фактор «М-квадрат»), який описує відхилення лазерного променя від теоретичного Гауса. Для теоретичного Гауса $M^2 = 1$; для реального лазерного променя $M^2 > 1$. Коефіцієнт M^2 для гелієвих неонових лазерів зазвичай становить менше 1,1; для іонних лазерів коефіцієнт M^2 зазвичай становить від 1,1 до 1,3. Колімовані промені діодного лазера TEM_{00} зазвичай мають M^2 в діапазоні від 1,1 до 1,7. Для високоенергетичних багатомодових лазерів коефіцієнт M^2 може досягати 25 або 30. У всіх випадках фактор M^2 впливає на характеристики лазерного променя, і ним не можна нехтувати в оптичних конструкціях.

Розглянемо характеристики теоретичного гаусового променя ($M^2 = 1$); У всіх випадках передбачається кругово-симетричний хвильовий фронт, як це було б у випадку гелієво-неонового лазера або аргон-іонного лазера. Промені діодного лазера асиметричні і часто астигматичні, що зумовлює більш складну їх трансформацію.

Хоча в деяких аспектах конструкція компонентів і допуски для лазерів є більш критичними, ніж для звичайних оптичних компонентів, конструкції часто мають тенденцію бути простішими, оскільки багато обмежень, пов'язаних із системами візуалізації, відсутні. Наприклад, лазерні промені майже завжди використовуються на осі, що усуває необхідність виправляти асиметричну аберацію. Хроматичні аберації не викликають занепокоєння в однохвильових лазерах, хоча вони є критичними для деяких регульованих і багатолінійних лазерів. Насправді єдиною значною аберацією в більшості однохвильових застосувань є первинна (третього порядку) сферична аберація.

Розсіювання від поверхневих дефектів, включень, пилу або пошкоджених покриттів викликає більше занепокоєння в лазерних системах, ніж у некогерентних системах. Вміст цяток, що виникає через текстуру поверхні та когерентність променя, може обмежити продуктивність системи.

Оскільки лазерне світло генерується когерентно, на нього не поширюються деякі обмеження, зазвичай пов'язані з некогерентними джерелами. Усі частини хвильового фронту діють так, ніби вони виходять з однієї точки; отже, хвильовий фронт, що виникає, може бути точно визначений. Початок роботи з чітко визначеного хвильового фронту дозволяє точніше фокусувати та контролювати промінь, ніж це було б можливо в іншому випадку. Оскільки лазерне світло генерується когерентно, на нього не поширюються деякі обмеження, зазвичай пов'язані з некогерентними джерелами. Усі частини хвильового фронту діють так, ніби вони виходять з однієї точки; отже, хвильовий фронт, що виникає, може бути точно визначений. Початок роботи з чітко визначеним хвильовим фронтом дозволяє точніше фокусувати та контролювати промінь, ніж це було б можливо в іншому випадку [8].

Практично для всіх лазерних резонаторів розповсюдження електромагнітного поля $E^{(0)}$ через один прохід в оптичному резонаторі може бути математично описано інтегралом розповсюдження, який має загальний вигляд:

$$E^{(1)}(x, y) = e^{-jkp} \iint K(x, y, x_0, y_0) E^{(0)}(x_0, y_0) dx_0 dy_0, \quad (1.3)$$

де K – постійна поширення на несучій частоті оптичного сигналу;

p – довжина одного періоду або проходження туди й назад;

інтеграл – по поперечних координатах у опорній або вхідній площині.

Функцію K зазвичай називають ядром поширення, оскільки поле $E^{(1)}(x, y)$, після одного кроку поширення, можна отримати з початкового поля $E^{(0)}(x_0, y_0)$ за допомогою операції лінійного ядра або “пропагатор” $K(x, y, x_0, y_0)$. Встановлюючи умову, що поле через один період матиме абсолютно однакову поперечну форму як у фазі, так і в профілі (зміна амплітуди по полю), ми отримуємо рівняння:

$$\gamma_{nm} E_{nm}(x, y) \equiv \iint K(x, y, x_0, y_0) E^{(0)}(x_0, y_0) dx_0 dy_0, \quad (1.4)$$

де E_{nm} – представляє набір математичних власних мод;

γ_{nm} – відповідний набір власних значень.

Власні моди називають модами поперечного резонатора, і для стабільних резонаторів вони точно апроксимуються функціями Ерміта-Гауса, позначеними TEM_{nm} . Найнижчий порядок, або «фундаментальна» поперечна мода, TEM_{00} має гаусівський профіль інтенсивності, показаний на рис. 1.5, який має вигляд:

$$I(x, y) \propto e^{-k(x^2+y^2)}. \quad (1.5)$$

1.6 Перетин пучка і розходження

Для того, щоб зрозуміти принципи та обмеження оптики Гаусового променя, необхідно зрозуміти природу вихідного променя лазера. У режимі TEM_{00} промінь, випромінюваний лазером, починається як ідеальна плоска хвиля з Гаусовим поперечним профілем опромінення, як показано на рис. 1.5.

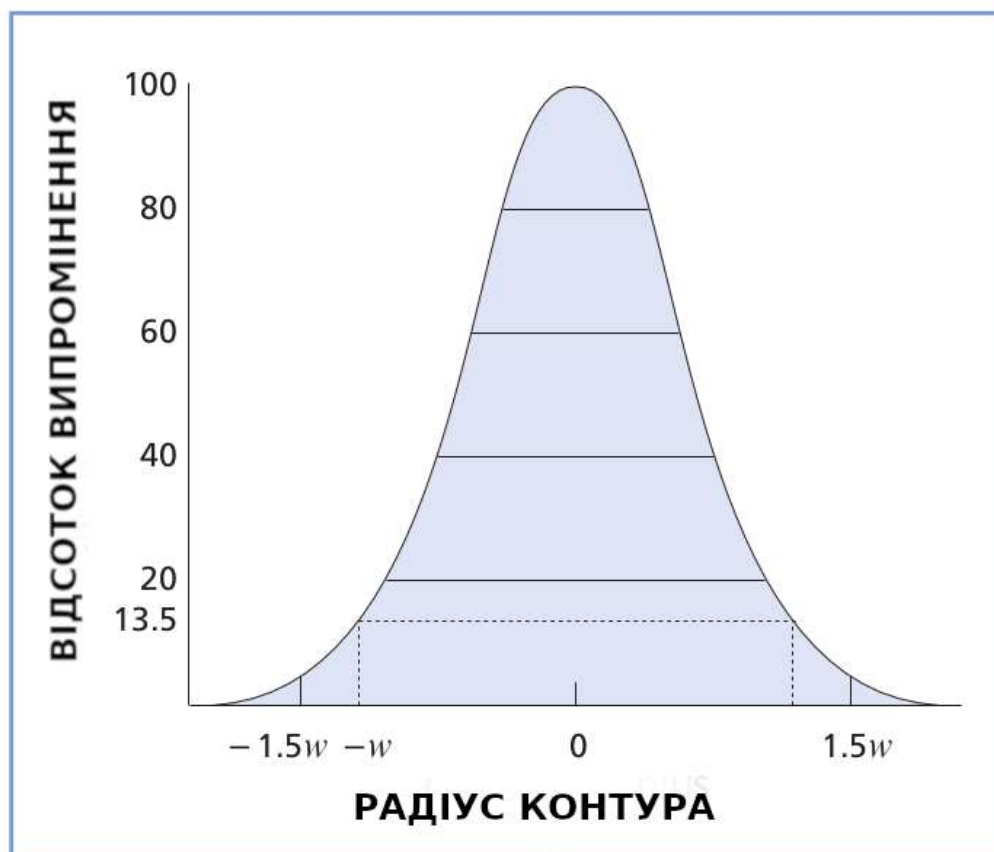


Рисунок 1.5 – Профіль опромінення моди Гауса TEM_{00}

Гаусова форма зрізана на певний діаметр або через внутрішні розміри лазера, або через деяку обмежувальну апертуру в оптичному ряду. Щоб визначити та обговорити характеристики поширення лазерного променя, потрібно певним чином визначити його діаметр. Існує два загальноприйнятих визначення. Одним із визначень є діаметр, при якому опромінення (інтенсивність) променя впало до $1/e^2$ (13,5%) свого піку, або осьового

значення, а інше – це діаметр, при якому опромінення (інтенсивність) променю впало до 50 % свого піку, або осьового значення, як показано на рис. 1.6.

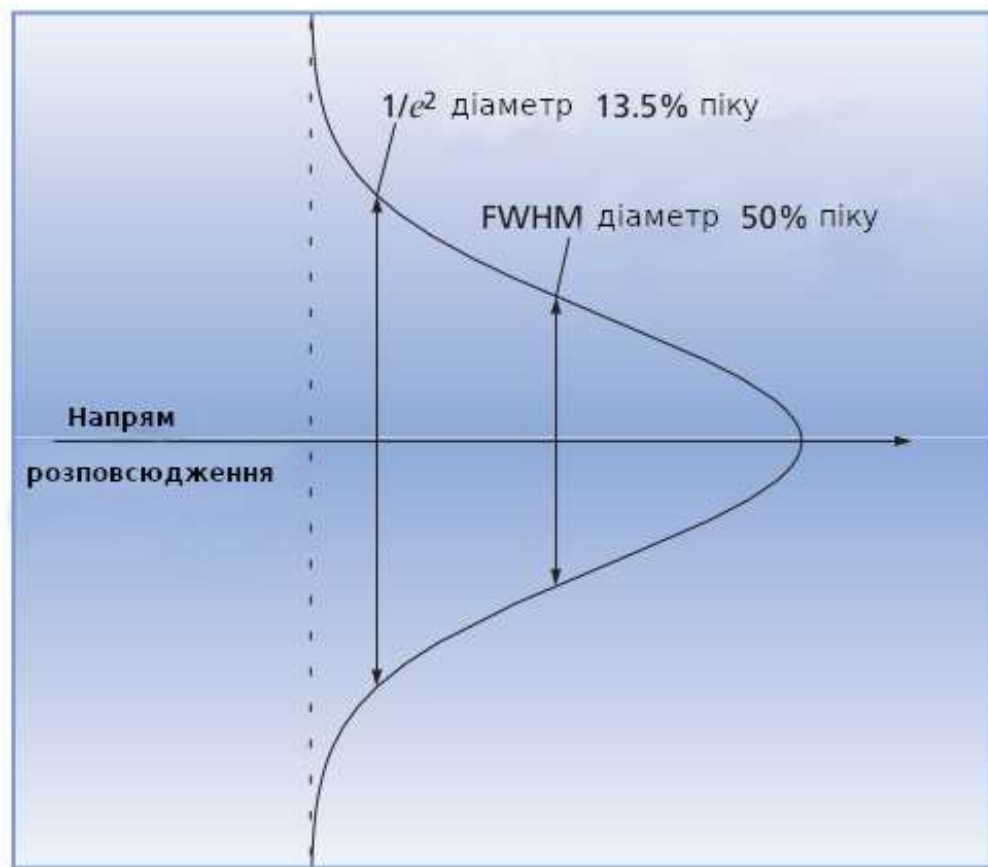


Рисунок 1.6 – Діаметр Гаусового пучка

Це друге визначення також називають FWHM (ПШПМ) або повною шириною на половині максимуму ($1/e^2$) [9].

Дифракція призводить до того, що світлові хвилі поширюються в поперечному напрямку під час їх розповсюдження, і тому неможливо отримати ідеально колімований промінь. Поширення лазерного променю точно відповідає передбаченням чистої теорії дифракції; аберація абсолютно незначна в нинішньому контексті. За звичайних обставин поширення променю може бути настільки малим, що його можна не помітити. Наступні формули точно описують поширення променю, що дозволяє легко побачити можливості та обмеження лазерних променів.

Навіть якби хвильовий фронт лазерного променя Гауса TEM₀₀ зробити ідеально плоским у якійсь площині, він би швидко отримав кривизну та почав поширюватися відповідно до:

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda_z} \right)^2 \right] \quad (1.6)$$

і

$$w(z) = w_0 \left[1 + \left(\frac{\lambda_z}{\pi w_0^2} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (1.7)$$

де z – відстань, що поширюється від площини, де хвильовий фронт плоский;

λ – довжина хвилі світла;

w_0 – радіус контуру опромінення $1/e^2$ у площині, де хвильовий фронт є плоским;

$w(z)$ – радіус контуру $1/e^2$ після того, як хвиля поширилася на відстань z ;

$R(z)$ – радіус кривизни хвильового фронту після поширення на відстань z .

$R(z)$ є нескінченним при $z=0$, проходить через мінімум при деякому кінцевому z і знову зростає до нескінченності в міру подальшого збільшення z , асимптотично наближаючись до самого значення z . Площина $z=0$ позначає розташування перетяжки Гауса або місце, де хвильовий фронт плоский, а w_0 називається радіусом перетяжки променя.

Розподіл опромінення пучка Гауса TEM₀₀, а саме:

$$I(r) = I_0 e^{-2r^2/w^2} = \frac{2P}{\pi w^2} e^{-2r^2/w^2}, \quad (1.8)$$

де $w = w(z)$;

P – повна потужність у пучку, однакова в усіх поперечних перерізах променя.

Інваріантність форми розподілу є особливим наслідком передбачуваного розподілу Гауса при $z=0$. Якби рівномірний розподіл опромінення

передбачався при $z = 0$, картина при $z = \infty$ була б знайомим дисковим паттерном Ейрі, заданим функцією Бесселя, тоді як паттерн при проміжних значеннях z був би надзвичайно складним.

Одночасно, коли $R(z)$ асимптотично наближає z для великих z , $w(z)$ асимптотично наближається до значення:

$$w(z) = \frac{\lambda z}{\pi w_0}, \quad (1.9)$$

де передбачається, що z набагато більше, ніж $\pi w_0/\lambda$, так що контури опромінення $1/e^2$ асимптотично наближаються до конуса кутового радіуса:

$$\theta = \frac{w(z)}{z} = \frac{\lambda}{\pi w_0}. \quad (1.10)$$

Це значення є кутовим радіусом дальнього поля (розбіжність на півкута) Гаусового променя TEM_{00} . Вершина конуса лежить у центрі перетину, як показано на рис. 1.7.

Важливо відзначити, що для даного значення λ зміни діаметра променю та розбіжності з відстанню z є функціями одного параметра, w_0 , радіуса перетяжки променю [10].



Рисунок 1.7 – Зростання в радіусі $1/e^2$ з відстанню, що поширюється від Гаусового перетину

1.7 Розбіжність ближнього та дальнього полів

На відміну від звичайних світлових пучків, гаусові пучки не розходяться лінійно. Поруч з перетином променя, яка зазвичай знаходиться близько до виходу лазера, кут розбіжності надзвичайно малий; далеко від перетину кут розбіжності наближається до описаної вище асимптотичної межі. Діапазон Релея (z_R), визначений як відстань, на яку поширюється радіус променя з коефіцієнтом $\sqrt{2}$, визначається як

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}. \quad (1.11)$$

У перетині променя ($z = 0$) хвильовий фронт є плоским [$R(0) = \infty$]. Подібним чином, при $z = \infty$ хвильовий фронт є плоским [$R(\infty) = \infty$]. Коли промінь поширюється від перетину, кривизна хвильового фронту повинна збільшуватися до максимуму, а потім починати зменшуватися, як показано на рис. 1.8.

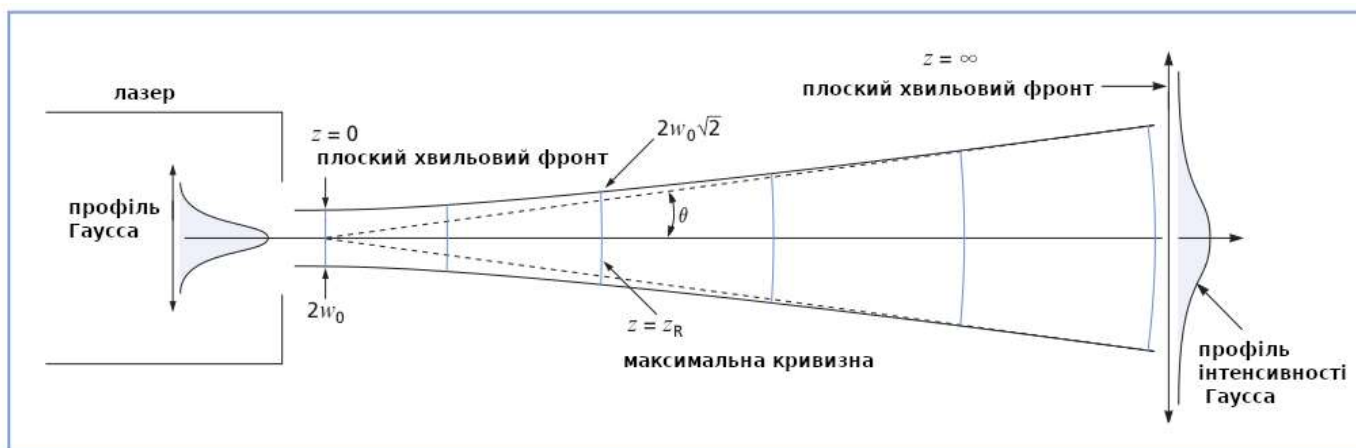


Рисунок 1.8 – Зміни радіуса хвильового фронту з відстанню поширення

Діапазон Релея, який вважається лінією розмежування між дивергенцією ближнього поля та дивергенцією середнього діапазону – це відстань від перетину, на якій кривизна хвильового фронту є максимальною. Розбіжність у дальньому полі (число, указане в специфікаціях лазера) має вимірюватися на

відстані, що значно перевищує z_R (зазвичай $> 10 \times z_R$ буде достатньо). Це дуже важлива відмінність, оскільки обчислення розміру плями та інших параметрів в оптичній лінії будуть неточними, якщо використовуються значення розбіжності ближнього або середнього поля. Для сильно сфокусованого променя відстань від перетину (фокальної точки) до дальнього поля може становити кілька міліметрів або менше. Для променів, що надходять безпосередньо від лазера, відстань у дальньому полі можна виміряти в метрах.

Як правило, для w_0 є фіксоване значення та використовується вираз:

$$w(z) = w_0 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2 \right] \quad (1.12)$$

щоб обчислити $w(z)$ для вхідного значення z . Однак можна також використати це рівняння, щоб побачити, як кінцевий радіус променя змінюється з початковим радіусом променя на фіксованій відстані z . На рис. 1.9 показано рівняння поширення гаусового променя, побудоване як функція w_0 , з конкретними значеннями $\lambda = 632,8$ нм і $z = 100$ м.

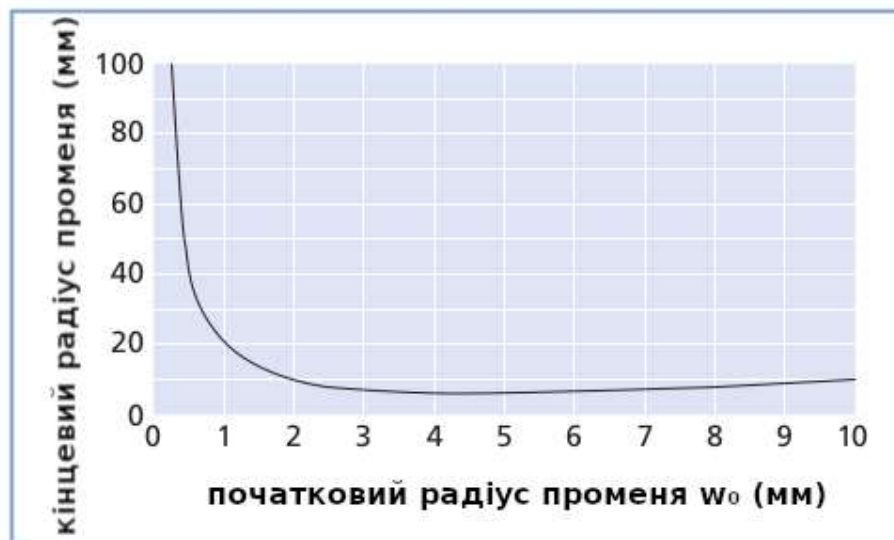


Рисунок 1.9 – Радіус променя на 100 м як функція початкового радіуса променя для HeNe-лазера на 632,8 нм

Радіус променю на відстані 100 м досягає мінімального значення для початкового радіуса променю приблизно 4,5 мм. Отже, для досягання найкращого поєднання мінімального діаметра променю та мінімального поширення променю (або найкращої колімації) на відстані 100м, оптимальний початковий радіус променю буде 4,5 мм. Будь-яке інше початкове значення призведе до більшого променю для $z = 100$ м.

Ми можемо знайти загальний вираз для оптимального стартового радіуса променю для даної відстані, z . Це дає результат:

$$w_0(\text{optimum}) = \left(\frac{\lambda z}{\pi}\right)^{1/2}. \quad (1.13)$$

Використання цього оптимального значення w_0 забезпечить найкращу комбінацію мінімального початкового діаметра пучка та мінімального поширення пучка [відношення $w(z)$ до w_0] на відстані z . Для $z = 100$ м і $\lambda = 632,8$ нм, w_0 (оптимум) = 4,48 мм. Якщо використати це значення для w_0 (оптимуму) у виразі для $w(z)$:

$$w(z) = \sqrt{2}(w_0). \quad (1.14)$$

Тоді, для цього прикладу

$$w(100) = 2(4,48) = 6,3\text{мм}.$$

Перевернувши це попереднє рівняння, виявиться, що знову маємо діапазон Релея (z_R), в якому радіус променю поширюється з коефіцієнтом $\sqrt{2}$ як:

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (1.15)$$

3

$$w(z_R) = \sqrt{2}w_0. \quad (1.16)$$

Якщо використовується оптика, що розширює промінь, яка дозволяє регулювати положення перетяжки променю, можна подвоїти відстань, на якій розбіжність променю буде мінімізована, як показано на рис. 1.10.

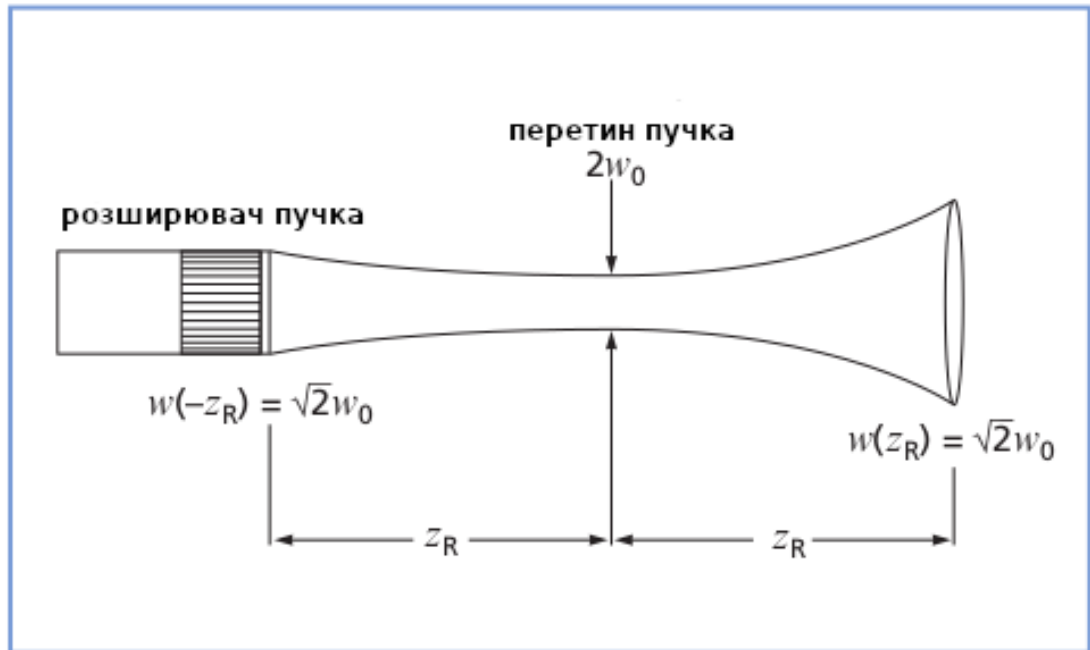


Рисунок 1.10 – Фокусування розширювача променю для мінімізації радіуса променю та поширення на задану відстань

Сфокусувавши оптику, що розширює промінь, щоб розташувати перетин променю в середній точці, ми можемо обмежити розповсюдження променю коефіцієнтом $\sqrt{2}$ на відстані $2z_R$, а не просто z_R .

Тепер цей результат може бути використаний у задачі знаходження початкового радіуса променю, який дає мінімальний діаметр променю та поширення променю на 100 м. Використовуючи $2(z_R) = 100$ м або $z_R = 50$ м і $\lambda = 632,8$ нм, ми отримуємо значення $w(z_R) = (2\lambda / p)^{1/2} = 4,5$ мм і $w_0 = 3,2$ мм. Отже, оптимальний вихідний радіус пучка такий же, як і розрахований раніше. Однак, фокусує розширювач, досягнуто кінцевого радіуса променю, який не більший за початковий радіус променю, зберігаючи при цьому коефіцієнт $\sqrt{2}$ у загальній варіації [11].

1.8 Середовище моделювання COMSOL Multiphysics

За допомогою програмного пакету COMSOL Multiphysics інженери та вчені моделюють конструкції, пристрої та процеси у всіх галузях інженерних, виробничих та наукових досліджень.

COMSOL Multiphysics – це інтегрована платформа для моделювання, що включає всі його етапи: від створення геометрії, визначення властивостей матеріалів і опису фізичних явищ, до налаштування рішення і процесу постобробки, що дозволяє отримувати точні і надійні результати.

Щоб створювати моделі для спеціалізованих прикладних та інженерних завдань, доповнюючи можливості програмного пакету COMSOL Multiphysics модулями розширення у будь-якому поєднанні. Модулі інтеграції дозволяють застосовувати під час моделювання інші інженерні та математичні програмні засоби, що використовуються при розробці пристроїв та процесів.

Щоб оптимізувати конструкції для фотонних пристроїв, інтегрованої оптики, оптичних хвилеводів, з'єднувачів, волоконної оптики тощо, вам потрібно враховувати реальні сценарії. Можливості мультифізичного моделювання програмного забезпечення COMSOL Multiphysics допоможуть вивчити, як інша фізика впливає на оптичні структури, наприклад, оптичні, електрооптичні та акустооптичні ефекти, а також електромагнітне нагрівання.

Модуль Wave Optics надає кілька функцій для моделювання нелінійної оптики як у часовій, так і в частотній областях. Модуль хвильової оптики, доповнення до програмної платформи COMSOL Multiphysics®, використовується інженерами та вченими для розуміння, прогнозування та вивчення поширення електромагнітних хвиль і ефектів резонансу в оптичних додатках. Аналізуючи розподіл електромагнітного поля, коефіцієнти пропускання та відбиття, а також розсіювану потужність у запропонованій конструкції, симуляція такого типу призводить до більш потужних та ефективних продуктів та інженерних методів. У частотній області ви можете мати залежні від поля властивості матеріалу для таких явищ, як

самофокусування, або ви можете об'єднати кілька аналізів у частотній області разом, щоб змоделювати змішування між двома чи більше хвилями на різних частотах, як-от генерація сумарної або різницевої частоти. Включаючи нелінійні поляризаційні умови, цей підхід дозволяє проводити нелінійне моделювання з використанням лазерів безперервної хвилі або інших явищ квазістаціонарного стану. Існує подібна гнучкість у часовій області, де умови поляризації або залишкового електричного зміщення можуть бути змінені, щоб увімкнути більш просунуті сценарії моделювання, такі як надшвидкісні явища (рис. 1.11).

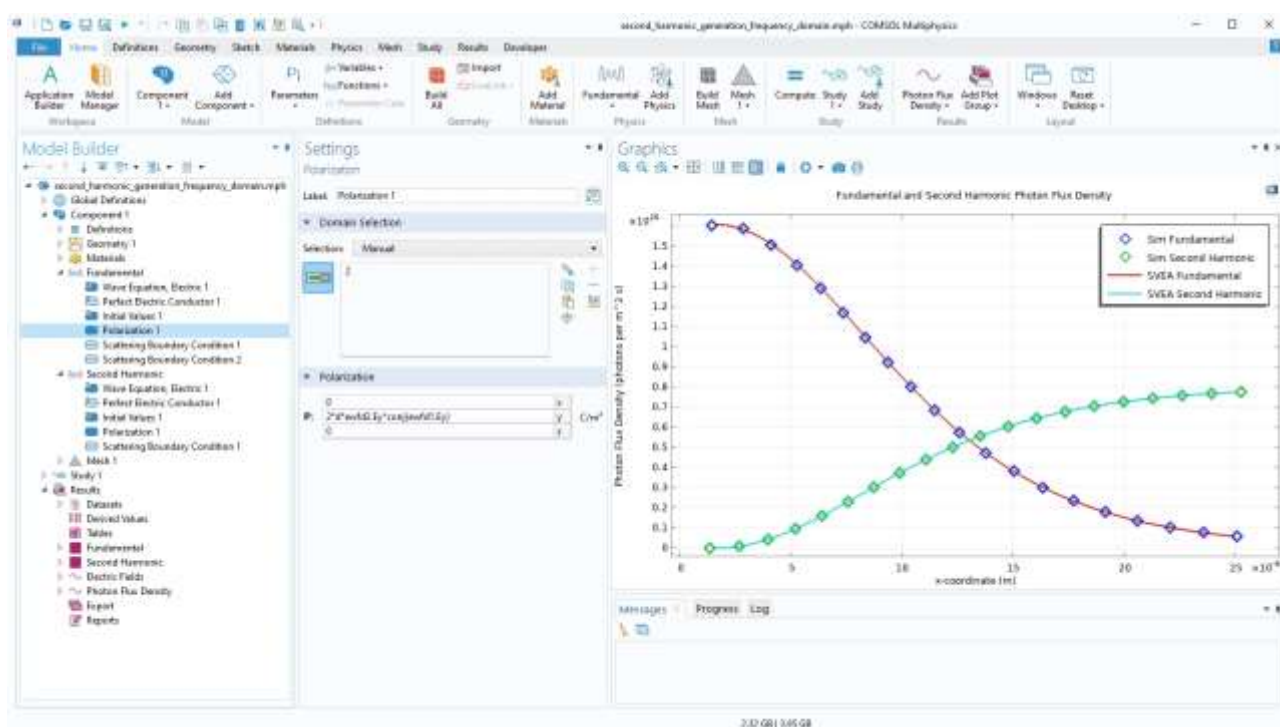


Рисунок 1.11 – Приклад генерації другої гармоніки в середовищі у пакеті COMSOL Multiphysics із застосуванням модуля Wave Optics

У побудованні моделі також використаний так званий RF Module, який значною мірою покладається на перевірений метод кінцевих елементів (FEM) для стандартного високочастотного електромагнітного аналізу, а також містить альтернативні методи та розв'язувачі для певних типів аналізу. Розв'язувачі за замовчуванням, вбудовані в радіочастотний модуль, допомагають вам бути

впевненими, що ваш аналіз правильний, а проект підтверджений надійними чисельними рішеннями. FEM використовується для частотного аналізу та аналізу перехідних процесів із векторними/краєвими елементами порядку 1, 2 або 3, які адаптуються до кривизни поверхонь CAD. Розрізняють тетрадральні, шестигранні, призматичні та пірамідальні елементи сітки, а також автоматичну та адаптивну сітку.

Для аналізу в частотній області можна обчислити резонансні частоти, S-параметри, ближні/дальні поля, Q-фактори, постійні поширення та характеристики антени за допомогою частотної розгортки.

Ефективність обчислень можна підвищити за допомогою методів зменшення порядку моделювання (MOR), таких як модальний метод і адаптивна розгортка частоти на основі методу асимптотичної оцінки форми сигналу (AWE). Для аналізу перехідних процесів можна моделювати нелінійні матеріали, час поширення та повернення сигналу, дуже широкосмугову поведінку та рефлектометрію в часовій області (TDR).

Додаткові методи та аналізи доступні для рівнянь лінії передачі, явної часової області, моделювання електричного кола за допомогою списку з'єднань, асимптотичного розсіювання та методу граничних елементів (BEM) (рис. 1.12) [12].

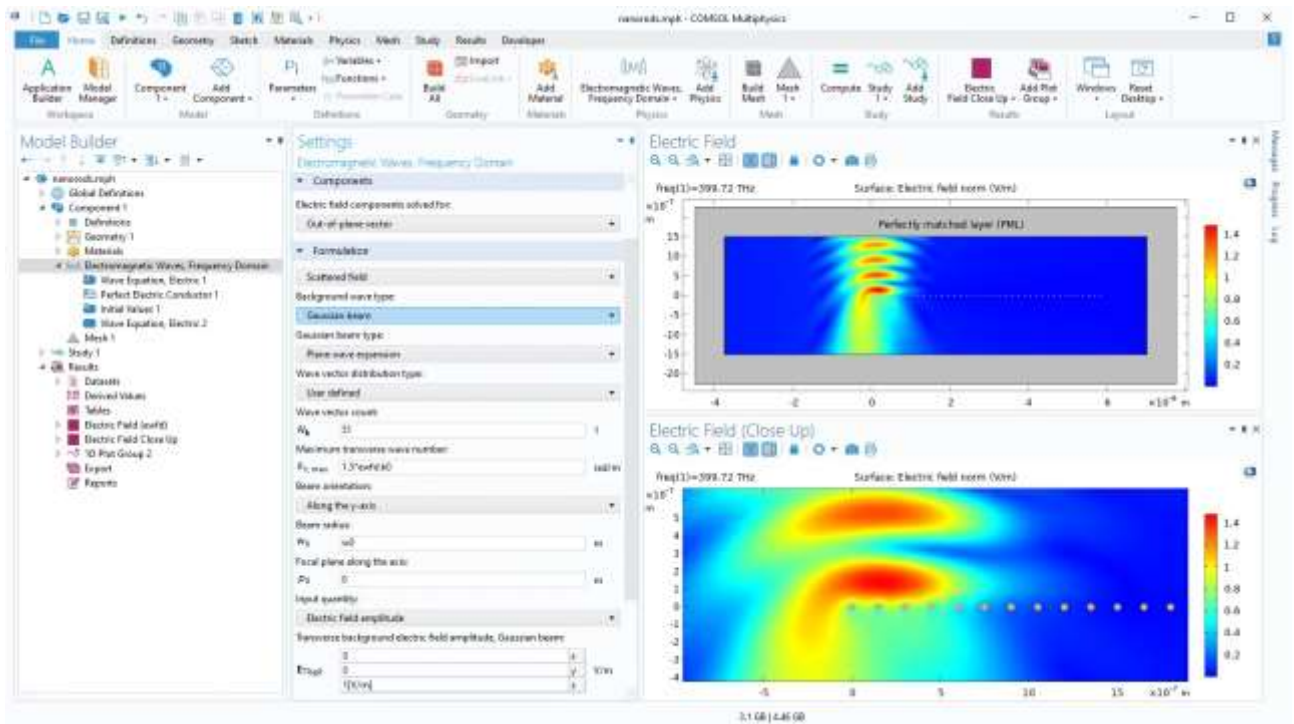


Рисунок 1.12 – Приклад використання для моделі кінцевого масиву золотих нанострижнів, що освітлюється Гаусовим пучком

2 ПОБУДОВА МОДЕЛІ ГЕНЕРАЦІЇ ДРУГОЇ ГАРМОНІКИ ГАУСОВИМ ПУЧКОМ У НЕЛІНІЙНОМУ СЕРЕДОВИЩІ

2.1 Огляд моделі

Лазерні системи є важливою сферою застосування в сучасній електроніці. Існує кілька способів генерації лазерного променя, але всі вони мають одну спільну рису: довжина хвилі визначається стимульованим випромінюванням, яке залежить від параметрів матеріалу. Особливо важко знайти лазери, які генерують короткі хвилі (наприклад, ультрафіолетове світло). За допомогою нелінійних матеріалів можна генерувати гармоніки з частотами, кратними частоті лазерного світла. Когерентне світло з половиною довжини хвилі основного пучка генерується нелінійними матеріалами другого порядку. Ця модель показує, як налаштувати генерацію другої гармоніки як симуляцію перехідної хвилі з використанням нелінійних властивостей матеріалу. Лазерний промінь Nd:YAG ($\lambda = 1,06 \text{ мкм}$) фокусується на нелінійному кристалі, так що перетяжка променю знаходиться всередині кристала.

Щоб спростити проблему та заощадити час на обчислення, ця модель не є повною 3D-симуляцією, а скоріше 2D-моделлю. Модель використовує стандартну двовимірну систему координат COMSOL Multiphysics, припускаючи, що промінь поширюється в напрямку x , має поперечну гаусову залежність інтенсивності в напрямку y і що електричне поле поляризоване в напрямку поза площиною z (U рівнянні параксіальної хвилі другою похідною по координаті в напрямку поширення нехтують). Це наближення рівняння Гельмгольца незастосовне для сильно розбіжного променя, наприклад променя, який сфокусований на дуже малий радіус плями ($w_0 < \lambda$) (рис. 2.1).

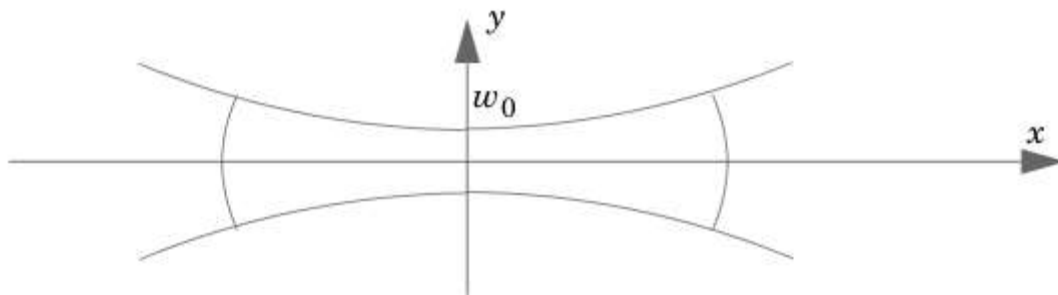


Рисунок 2.1 – Поширення лазерного променя

Коли лазерний промінь поширюється, він поширюється як наближена плоска хвиля з інтенсивністю поперечного перерізу форми Гауса. У точці фокусу лазерний промінь має мінімальну ширину w_0 . Для гаусового променя з мінімальним радіусом плями, який не надто малий порівняно з довжиною хвилі ($w_0 > \lambda$), розв'язок гармонійних рівнянь Максвелла з часом для двовимірної геометрії (Електричне поле визначається для двовимірного гаусового променя. У 2D амплітуда визначається як квадратний корінь із співвідношення радіусів плями, а фазовий зсув $\eta(x)$ визначається з коефіцієнтом 1/2. У 3D амплітуда визначається лише за допомогою співвідношення радіусів плями, і немає коефіцієнта 1/2 для фазового зсуву. $\eta(x)$ може бути апроксимований наступним аналітичним розв'язком рівняння параксіальної хвилі:

$$E(x, y, z) = E_0 \sqrt{\frac{w_0}{w(x)}} e^{-(y/w(x))^2} \cos\left(\omega t - kx + \eta(x) - \frac{ky^2}{2R(x)}\right) e_z, \quad (2.1)$$

$$w(x) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{x}{x_0}\right)^2}, \quad (2.2)$$

$$\eta(x) = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{x}{x_0}\right), \quad (2.3)$$

$$R(x) = x \left(1 + \left(\frac{x_0}{x}\right)^2\right), \quad (2.4)$$

де w_0 – мінімальний перетин;

ω – кутова частота;

y – поперечна координата в площині;

k – хвильове число.

Хвильовий фронт променю не зовсім плоский; він поширюється як сферична хвиля радіусом $R(x)$. Проте поблизу фокуса хвиля майже плоска. Лазерний промінь також моделюється як імпульс у часі за допомогою функції огибаючої Гауса. Це створює хвильовий пакет із гаусовим частотним спектром. Ці вирази використовуються як вхідні граничні умови. Нелінійні властивості генерації другої гармоніки в матеріалі можна визначити за допомогою такої матриці:

$$P = \begin{bmatrix} d_{11} & d_{12}d_{13} & d_{14}d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22}d_{23} & d_{24}d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32}d_{33} & d_{34}d_{35} & d_{36} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_x^2 \\ E_y^2 \\ E_z^2 \\ 2E_zE_y \\ 2E_zE_x \\ 2E_xE_y \end{bmatrix}, \quad (2.5)$$

де P – поляризація.

Модель використовує лише параметр d_{33} для простоти. Щоб зберегти розмір вирішуваної проблеми невеликим, нелінійний параметр збільшується на кілька порядків. Кристал тут має значення $10^{-17} F/V$, тоді як зазвичай такі значення для більшості матеріалів в діапазоні $10^{-22} F/V$. Без цього збільшення для отримання виявленої другої гармоніки потрібна набагато більша відстань розповсюдження, що призводить до кратного збільшення обчислювальної проблеми. Розмір сітки задається не тільки для визначення основної довжини хвилі, але й для другої гармоніки. Враховуючи розмір сітки, часовий крок розраховується як:

$$t_{step} = CFL \frac{h_{max}}{c_0}, \quad (2.6)$$

де CFL – так зване число CFL , назване на честь Куранта, Фрідрікса та Леві;

h_{max} – максимальний розмір елемента сітки;

c_0 – швидкість світла.

У цій моделі використовується число CFL 0,15. Загалом воно має бути в діапазоні від 0,1 до 0,2.

2.2 Процес побудови моделі

В пакеті COMSOL Multiphysics існує багато можливостей для аналізу різноманітних фізичних процесів завдяки можливості використання різних модулів. Серед них є так званий модуль Radio Frequency Module який використовує для високоточного електромагнітного аналізу метод кінцевих елементів (FEM), а також за допомогою альтернативних методів розв'язання певних задач з аналізу дозволяє побудувати 2D-модель генерації другої гармоніки гаусового пучка (рис. 2.2).

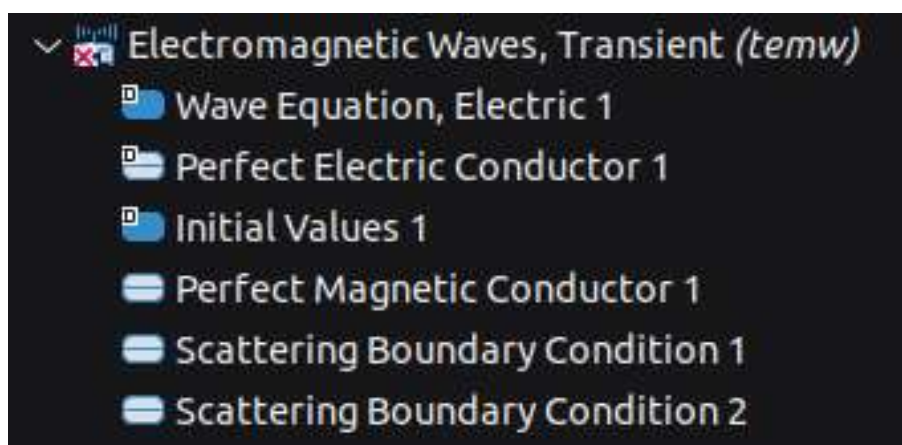


Рисунок 2.2 – Вигляд радіочастотного модуля у программі

Побудова моделі починається з задання параметрів необхідних для подальшого розрахунку за допомогою оператора Parameters, де останні чотири параметри будуть використовуватися для визначення максимального розміру елемента сітки та для визначення кроку часу для розв'язувача, що залежить від часу (рис 2.3).

Name	Expression	Value	Description
w0	2[um]	2E-6 m	Мінімальний радіус плями лазерного променя
lda0	1.06[um]	1.06E-6 m	Довжина хвилі введеного лазерного променя
E0	30[kV/m]	30000 V/m	Пікове електричне поле
x0	pi*w0^2/lda0	1.1855E-5 m	Діапазон Релея
k0	2*pi/lda0	5.9275E6 1/m	Константа поширення
omega0	k0*c_const	1.777E15 1/s	Кутова частота
t0	25[fs]	2.5E-14 s	Час затримки імпульсу
dt	10[fs]	1E-14 s	Ширина імпульсу
d33	1e-17[F/V]	1E-17 s ² ·A ² /(kg ² ·m ⁴)	Матричний елемент для генерації другої гармоніки
lda2	lda0/2	5.3E-7 m	Довжина хвилі другої гармоніки
hmax	lda2/6	8.8333E-8 m	Максимальний розмір елемента сітки
CFL	0.15	0.15	Число Куранта–Фрідрікса–Леві (CFL)
tstep	CFL*hmax/c_const	4.4197E-17 s	Крок часу

Рисунок 2.3 – Таблиця параметрів

Для лазерного променя з мінімальною шириною w_0 у точці фокуса, трохи більшою за довжину хвилі, розв'язок рівнянь Максвелла з часом для двовимірної відбувається апроксимація з розв'язком рівняння параксіальної хвилі. За допомогою формул (2.2) (2.3) (2.4) заданих у операторах Analytic 1-3 відбувається також моделювання лазерного променя як імпульсу у часі за допомогою функції огинаючої Гауса. Ці вирази використовуються як вхідні граничні умови (рис. 2.4).

Label:	Analytic 1	Label:	Analytic 2	Label:	Analytic 3
Function name:	w	Function name:	eta	Function name:	R
Definition		Definition		Definition	
Expression:	$w_0 \sqrt{1+(x/x_0)^2}$	Expression:	$\text{atan2}(x, x_0)/2$	Expression:	$x \sqrt{1+(x_0/x)^2}$
Arguments:	x	Arguments:	x	Arguments:	x

Рисунок 2.4 – Задання вхідних граничних умов

Наступним кроком побудови створюється прямокутна область розрахунку, де $y = 0$ – площина симетрії для лазерного променя. Для цього за допомогою оператора

Geometry додаємо прямокутник шириною 20 мкм і висотою 6 мкм. Лівий нижній кут заданої фігури розташовується на координатах $x = -10$, $y = -6$ (рис. 2.5).

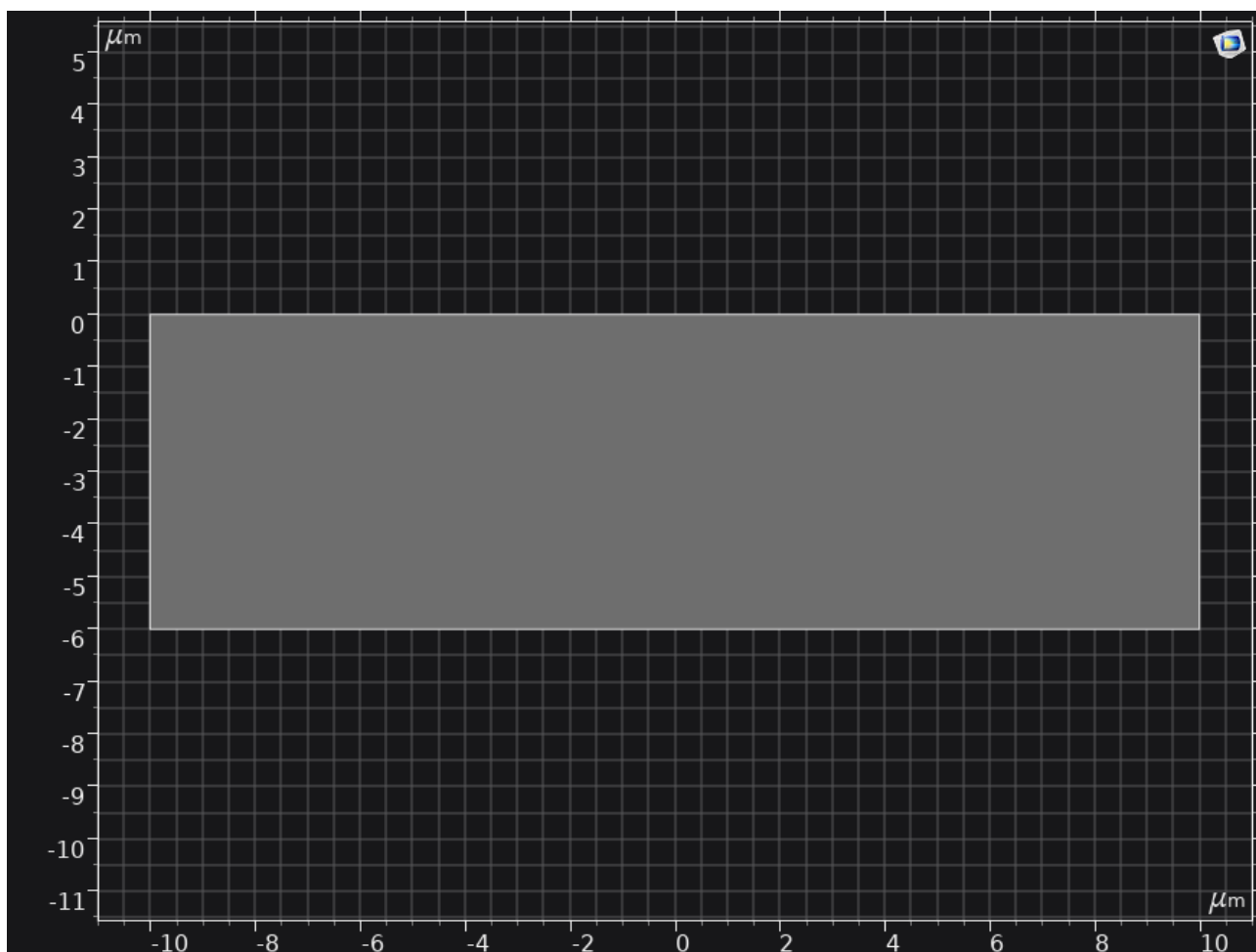


Рисунок 2.5 – Задана область розрахунку

Припустимо, що лазерний промінь поширюється через штучний матеріал із властивостями повітря, за винятком додаткової оптичної нелінійності другого порядку. Ця нелінійність буде вказана пізніше, під час налаштування хвильового рівняння. Для цього використовуючи оператор Materials задаємо матеріал середовища, вибравши у вбудованій бібліотеці пункт “Air”, матеріал який за своїми параметрами є усередненим прикладом звичайного повітря (рис. 2.6).

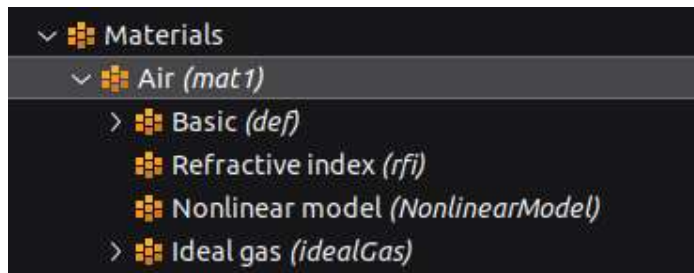


Рисунок 2.6 – Матеріал середовища

Для отримання коректних результатів середовище обмежене границями з різними властивостями зумовленими поставленою задачею.

Першою границею виступає верхня частина розрахункової області де за допомогою оператора Boundary створюється ідеальний магнітний провідник (рис. 2.7).

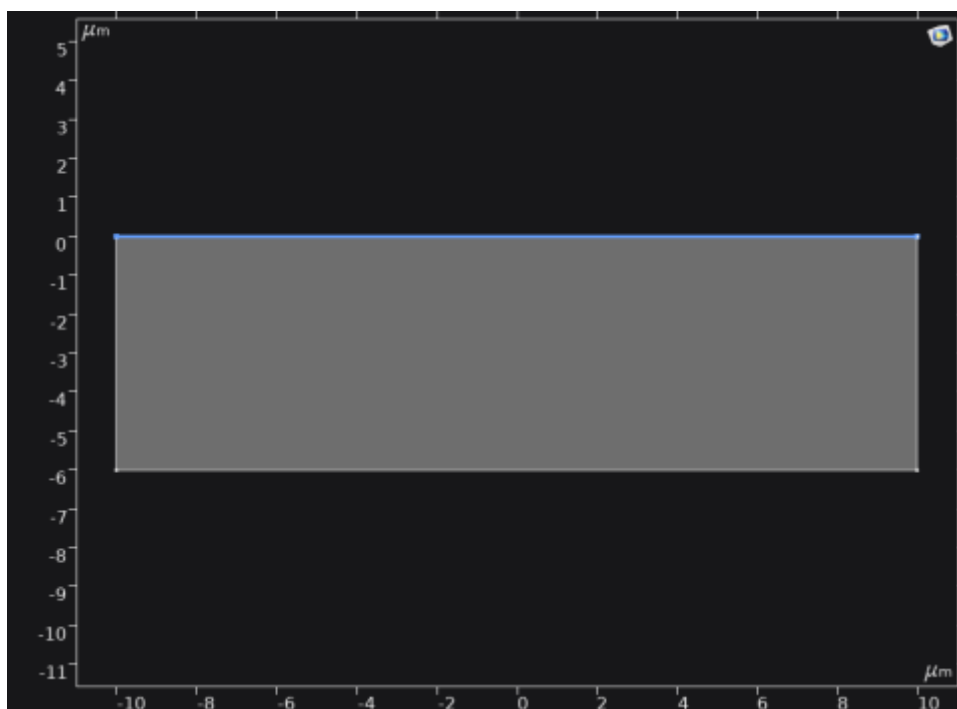


Рисунок 2.7 – Ідеальний магнітний провідник (позначений синім кольором)

Другою границею виступає ліва частина заданої області розрахунку з граничною умовою розсіювання (рис. 2.8). Сюди за допомогою оператора

Incident field додаємо хвилю випромінювану електричним полем з визначенням вектора E_0 , як:

$$E_0 \cdot \sqrt{w_0/w(x)} \cdot \exp(-y^2/w(x)^2) \cdot \cos(\omega_0 \cdot t - k_0 \cdot x + \eta(x) - k_0 \cdot y^2/(2 \cdot R(x))) \cdot \exp(-(t-t_0)^2/dt^2)$$

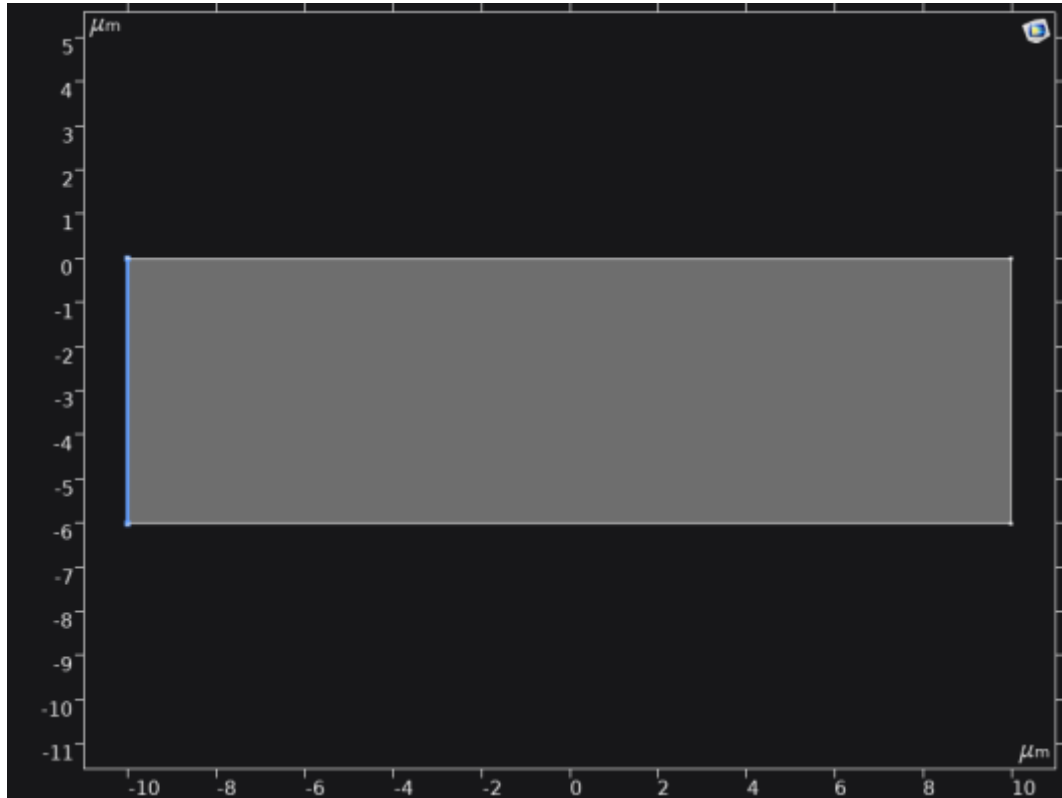


Рисунок 2.8 – Гранична умова розсіювання у лівій частині (позначена синім кольором)

Останньою границею визначається права частина розрахункової області з граничною умовою розсіювання (рис. 2.9).

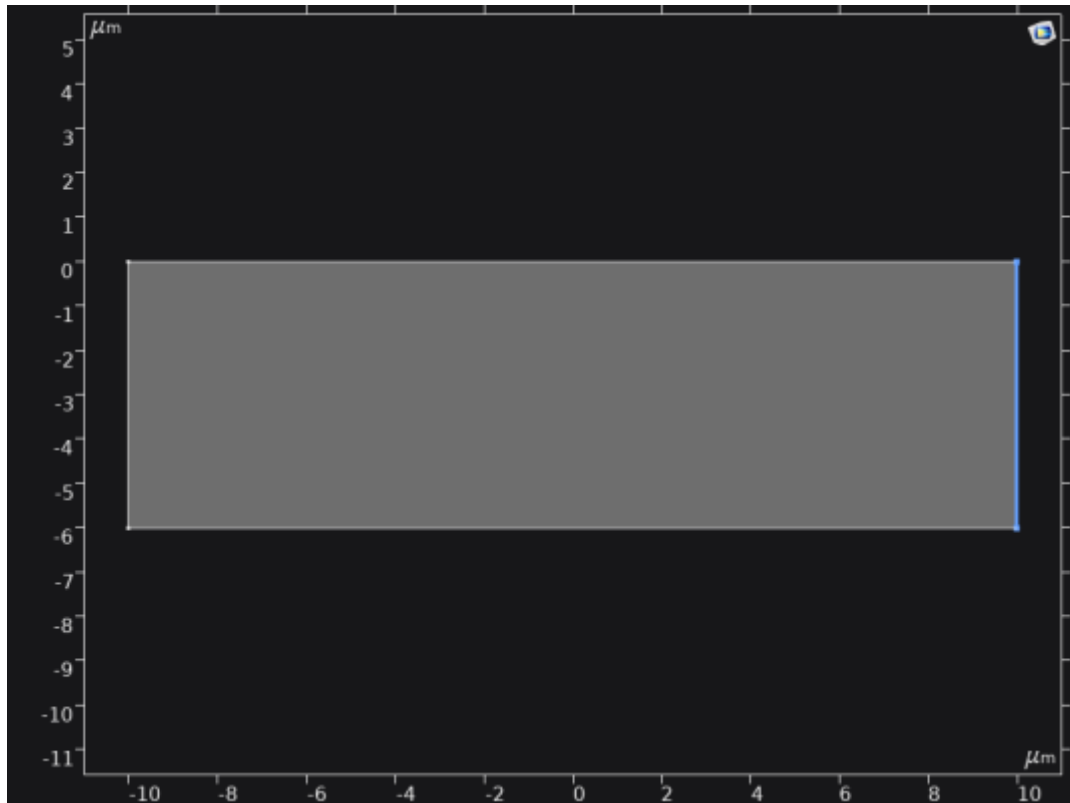


Рисунок 2.9 – Гранична умова розсіювання у правій частині
(позначена синім кольором)

Використовуючи оператор Electric displacement field model для повної характеристики електричного поля вводиться залишкове електричне зміщення визначаючи вектор D_r у компоненті z , як

$$d33 \cdot \text{temw} \cdot E_z^2$$

Для наглядної демонстрації процесів моделі задаємо розмірну сітку використовуючи оператор Mesh. У якості значення максимального розміру елемента сітки використаний показник h_{max} заданий у параметрах на початку побудови моделі. За допомогою формули:

$$\sin(\text{range}(0, 0.025 \cdot \pi, 0.5 \cdot \pi))$$

модифікуємо сітку. Це створює більш щільну сітку ближче до верхньої межі (рис. 2.10).

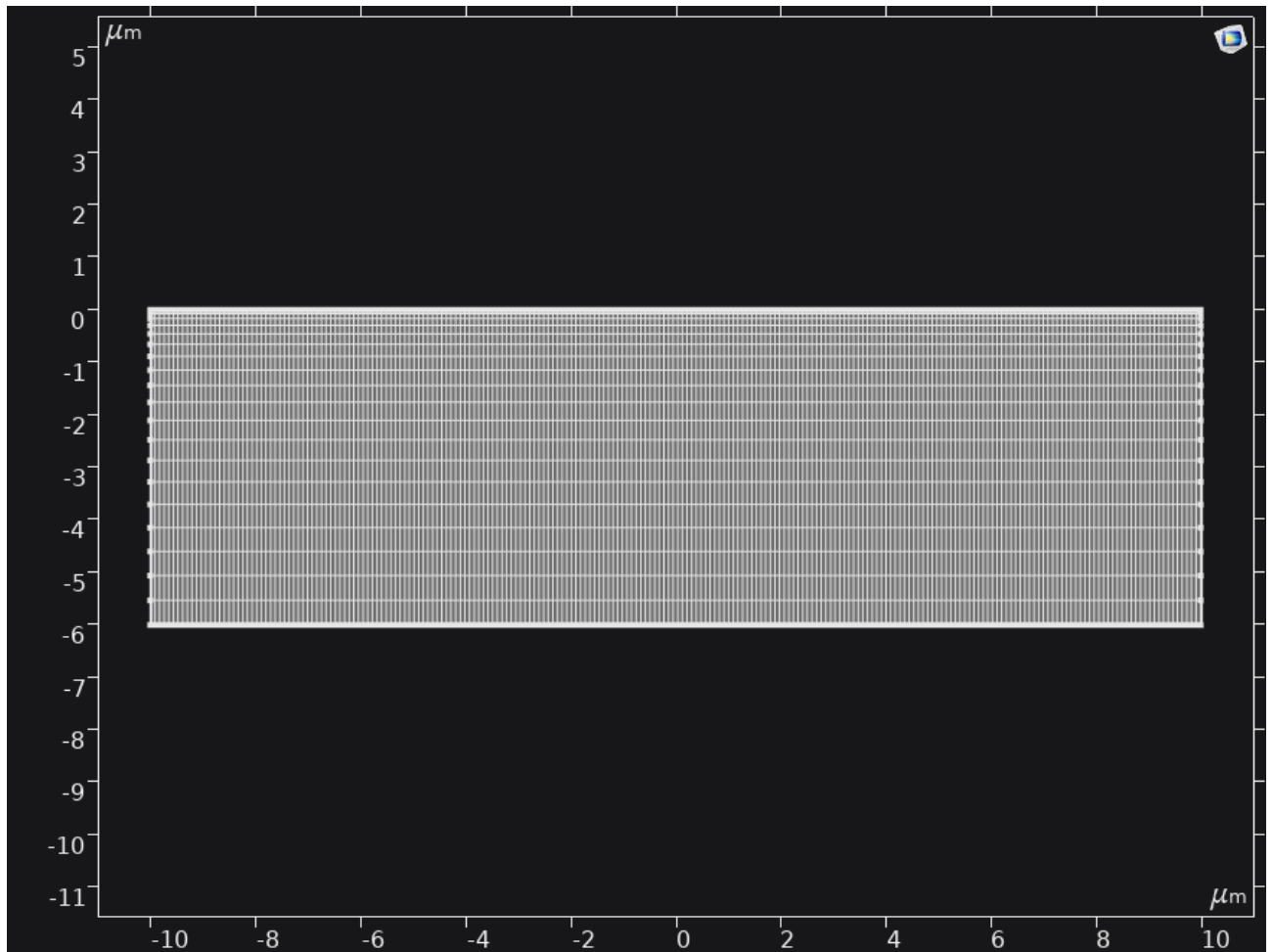


Рисунок 2.10 – Розмірна сітка

Щоб виконати аналіз швидким перетворенням Фур'є, потрібно зберегти дуже велику кількість часових кроків. Щоб зберегти всі рішення А-поля, утворюється величезний файл моделі. Однак для швидкого перетворення Фур'є цікаво дивитися лише на поле на вихідній межі. Тому скориставшись цим фактом, визначивши оператор Domain Point Probe, який зберігає та відображає електричне поле на осі на вихідній межі, тоді як А-поле зберігається лише в період часу, визначений у дослідженні, задали уявний зонд для отримання інформації щодо утворюваного поля (рис. 2.11).

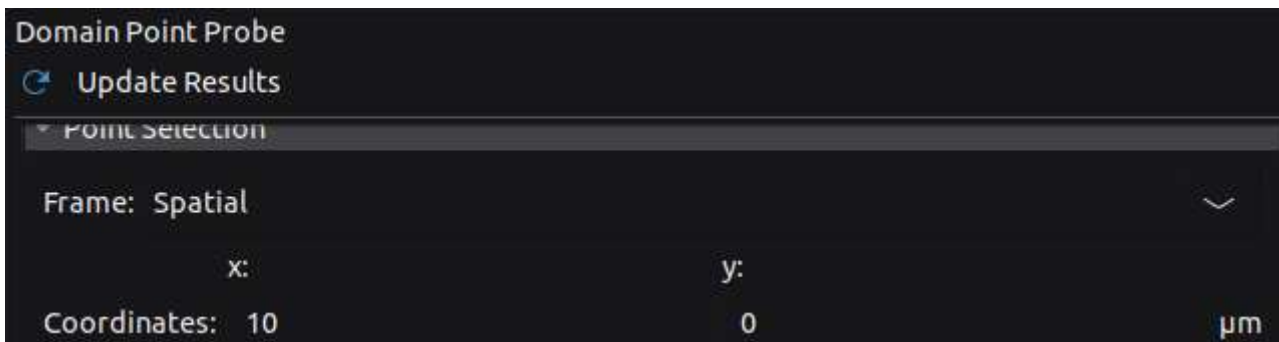


Рисунок 2.11 – Задання зонду у координатах 10,0

Наступний крок -- визначення часу, протягом якого потрібно зберегти повні рішення у графічному вигляді. Для цього за допомогою оператора Output times задається 4 часові точки: 0, 61, 90 і 120 фс від початку розрахунку моделі (рис. 2.12).

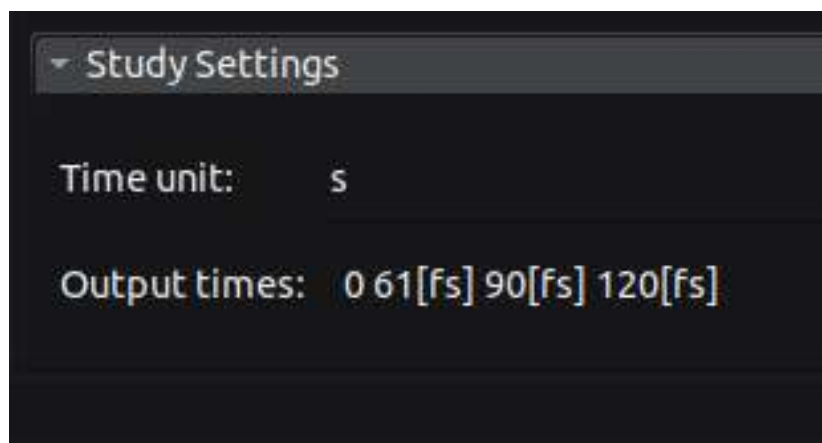


Рисунок 2.12 – Часові точки

Основною метою цього моделювання є обчислення генерації другої гармоніки, коли імпульс поширюється по геометрії 20 мкм. Тож потрібно визначити час, який потрібен імпульсу, щоб увійти, пройти та зникнути з визначеного об'єму. Імпульс має характерний час у 10 фс, і нижче зображений імпульс після того, як пройшло 61 фс (рис. 2.13).

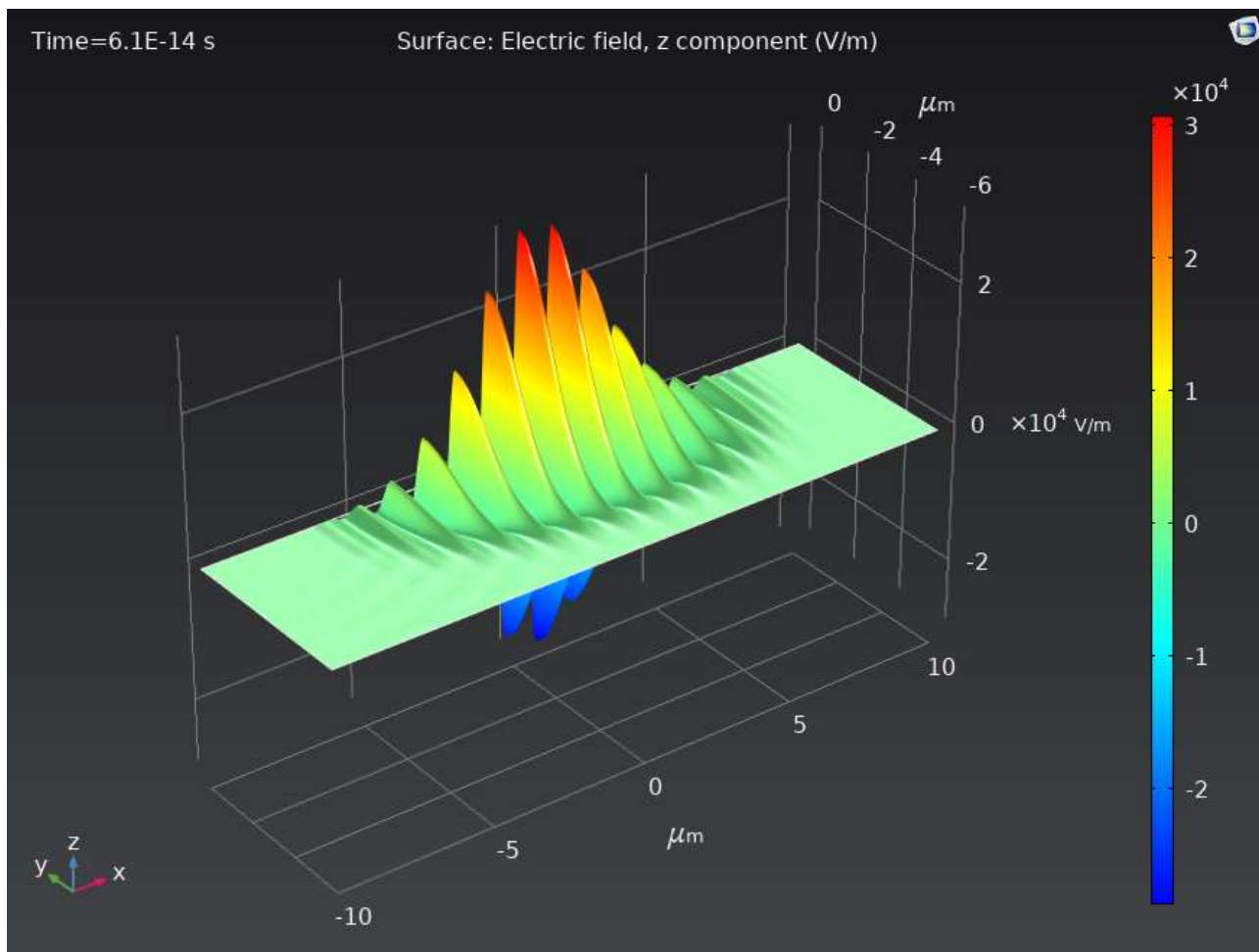


Рисунок 2.13 – Імпульс після 61 фс

Через 90 фс імпульс досягає вихідної межі (рис. 2.14). Моделювання відбувається ще 30 фс, поки імпульс повністю не зникне.

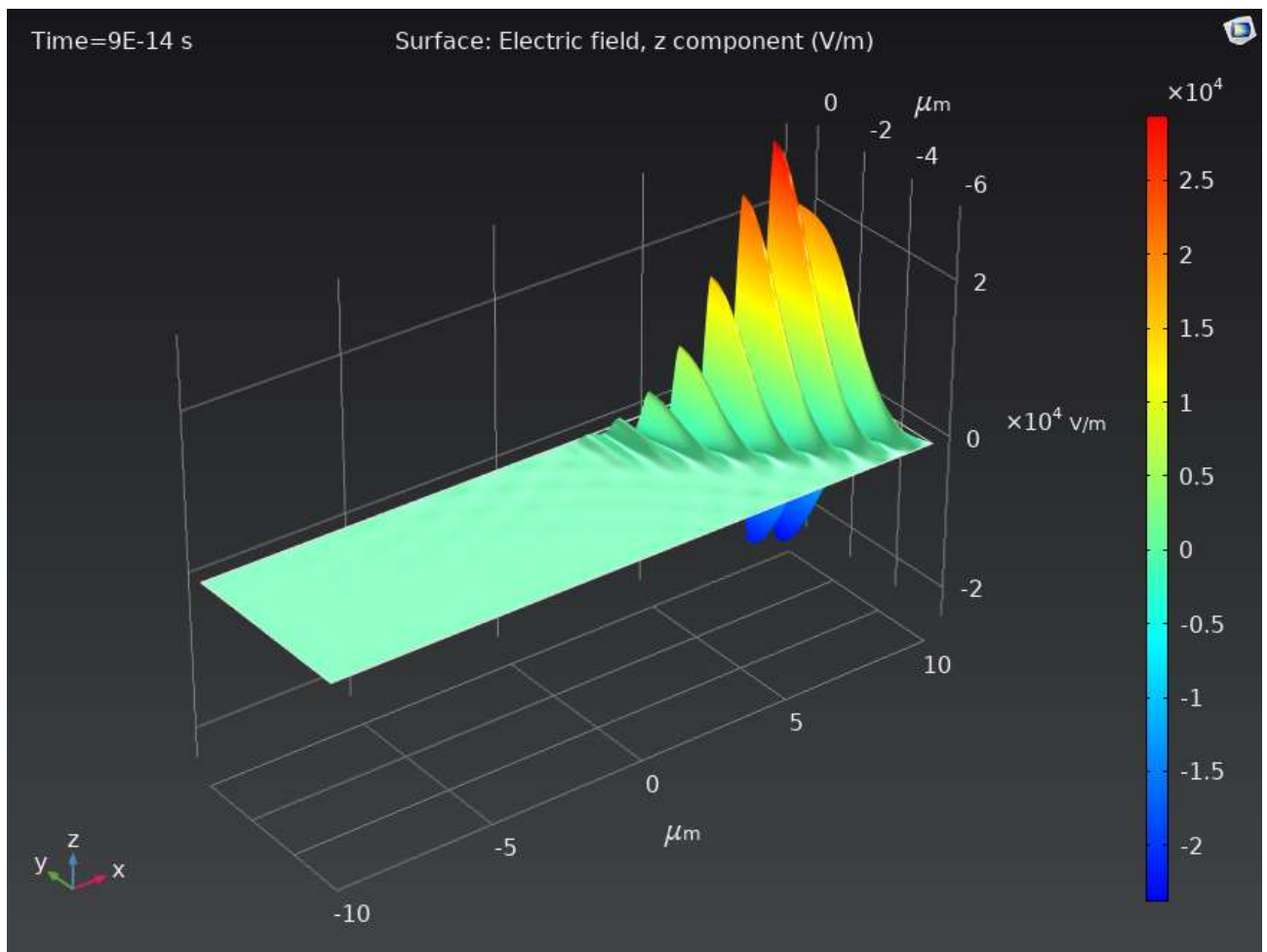


Рисунок 2.14 – Пульс через 90 фс при досяганні вихідної межі

Симуляція зберігає час від 60 фс до 120 фс, коли імпульс перетинає вихідну межу. Електричне поле на цій межі має другу гармонічну складову, яку можна виділити за допомогою частотного аналізу. Малий пік праворуч від великого піку є генерацією другої гармоніки.

Ліворуч від великого піку також є менший пік через генерацію різницевої частоти. Цей ефект оптичного випрямлення також є нелінійним оптичним процесом другого порядку (рис. 2.15).

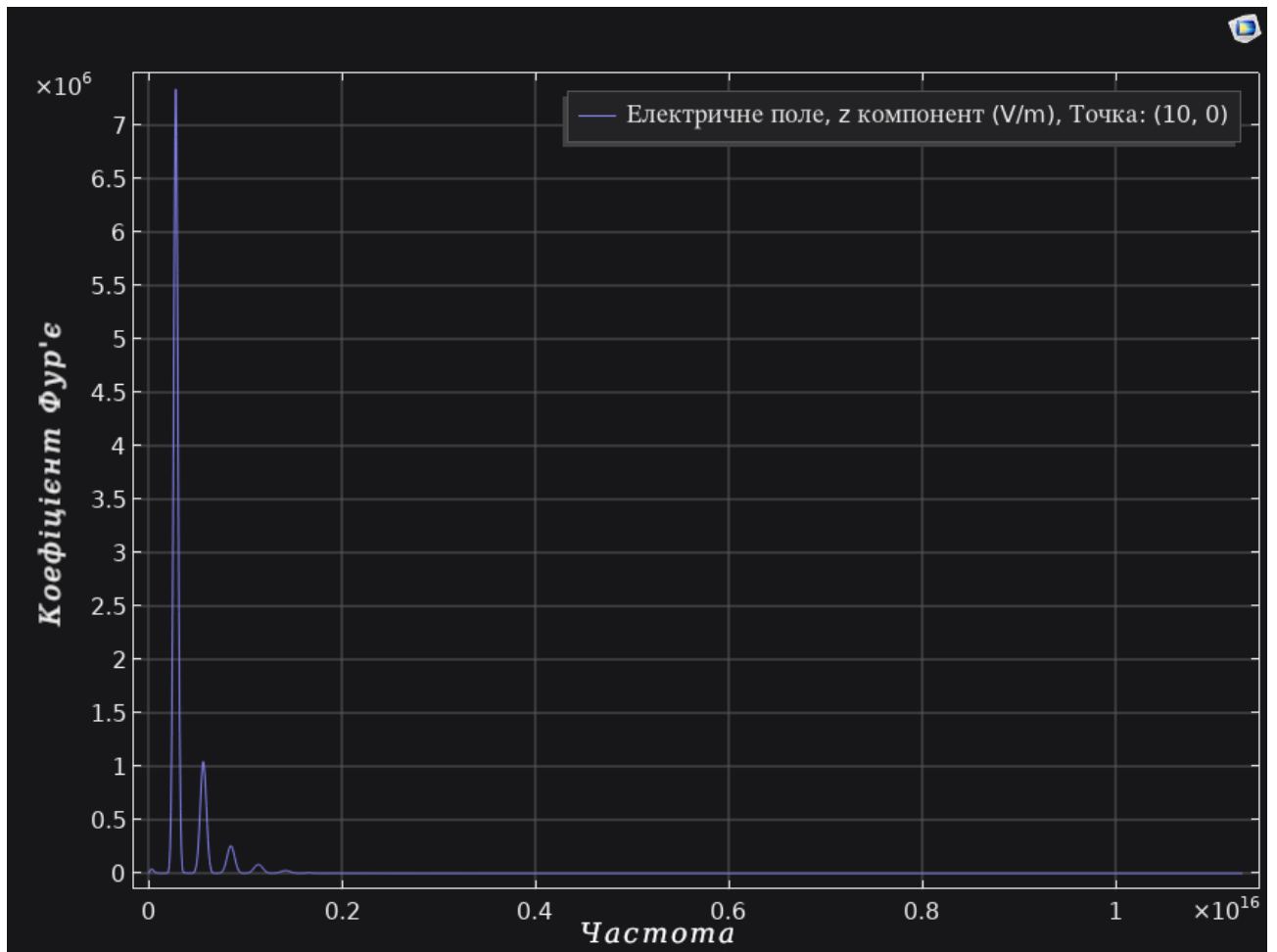


Рисунок 2.15 – Частотний спектр променю на вихідній межі

На рисунку пік з правого боку від великого піку є генерацією другої гармоніки. Також зображені менші піки для вищих гармонік. Існує також крихітний пік, близький до нульової частоти, який зумовлений генерацією різниці частот.

ВИСНОВКИ

Проведено аналітичний огляд науково-технічної літератури з питань, що стосуються різноманітних явищ, притаманних нелінійним оптичним середовищам при розповсюдженні в них електромагнітного випромінення.

Проаналізовано метод скінченних елементів та його реалізацію в пакеті COMSOL Multiphysics. Розглянуто можливості цього пакету для дослідження різноманітних фізичних явищ оптичного діапазону. Основну увагу приділено засобам моделювання розповсюдження хвильових пучків в різноманітних середовищах, в тому числі нелінійних.

Розроблено розрахунковий проект, який дозволяє обчислювати характеристики Гаусового хвильового пучка при його розповсюдженні в нелінійному середовищі.

Отримані результати дозволяють досліджувати часову динаміку взаємодії поля Гаусового хвильового пучка з нелінійним середовищем. Показано закономірності еволюції процесу генерації другої гармоніки Гаусовим пучком. Розроблений проект може складати основу для досліджень різноманітних нелінійних явищ при взаємодії потужного оптичного випромінення з матеріальними середовищами.

ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ

1. Shen Y.R. The Principles of Nonlinear // Optics, Wiley & New York. 1984. Vol. 4. Issue 2. P. 576.
2. Butcher P.N., Cotter D. The Elements of Nonlinear Optics. New York: Cambridge Univ. Press, 1990. 344 p.
3. E. N. Odarenko; V. A. Svich; A. A. Smat'ko. Transformation of Gaussian beam polarization by metamaterial layer // // 2009 19th International Crimean Conference “Microwave & Telecommunication Technology”. 14-18 September 2009. Sevastopol, Ukraine.
4. Sutherland R.L. Handbook of nonlinear optics. New York: Marcel Dekker inc., 1996. 963 p.
5. Yevtushenko D.A., Odarenko E.N. Two dimensional Photonic Crystal Structure with Nonlinear Elements // Materials of the XIII International Scientific and Practical Conference «Cutting-Edge Science - 2017». Vol. 5. 30 April – 07 May, 2017. Sheffield, UK. P. 83-85.
6. Kleinman D.A. Theory of Second Harmonic Generation of Light // Physical Review. 1962. Vol. 128. Issue 4. P. 1–15,
7. Gu B., Zhao C., Baev A., Young K. Molecular nonlinear optics: recent advances and applications Optical Society of America // Advances in Optics and Photonics. 2016. Vol. 8. Issue 2. P. 328–369.
8. Marion J.B., Heald M.A. Classical Electromagnetic Radiation, Academic Press. New York, 1980. 369 p.
9. Goldsmith P.F. Quasioptical Systems: Gaussian Beam Quasioptical Propagation and Applications. Wiley-IEEE Press, 1997.
10. Hogson N., Weber H. Laser Resonators and Beam Propagation: Fundamentals, Advanced Concepts and Applications. 2nd edition. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005. 821 p.
11. Sidney A. Focusing of Spherical Gaussian Beams // Applied Optics. 1983. Vol. 22. Issue 5. P. 658–661.

12. COMSOL Multiphysics/ COMSOL Multiphysics Modeling Software.
Access mode: <https://www.comsol.com/comsol-multiphysics> (дата звернення
13.05.2021).