

**BỘ GIÁO DỤC
VÀ ĐÀO TẠO**

**VIỆN HÀN LÂM KHOA HỌC
VÀ CÔNG NGHỆ VIỆT NAM**

HỌC VIỆN KHOA HỌC VÀ CÔNG NGHỆ



Nguyễn Hải Anh

**NGHIÊN CỨU ĐIỀU KHIỂN ĐẶC TÍNH
VÙNG CHIẾT SUẤT ÂM DỰA TRÊN HIỆU ỨNG
TƯƠNG TÁC TRƯỜNG GẦN CỦA VẬT LIỆU BIẾN HÓA
KẾT HỢP TÁC ĐỘNG NGOẠI VI**

LUẬN ÁN TIẾN SĨ KHOA HỌC VẬT CHẤT

Hà Nội – 2025

BỘ GIÁO DỤC
VÀ ĐÀO TẠO

VIỆN HÀN LÂM KHOA HỌC
VÀ CÔNG NGHỆ VIỆT NAM

HỌC VIỆN KHOA HỌC VÀ CÔNG NGHỆ

Nguyễn Hải Anh

NGHIÊN CỨU ĐIỀU KHIỂN ĐẶC TÍNH
VÙNG CHIẾT SUẤT ÂM DỰA TRÊN HIỆU ỨNG
TƯƠNG TÁC TRƯỜNG GẦN CỦA VẬT LIỆU BIẾN HÓA
KẾT HỢP TÁC ĐỘNG NGOẠI VI

LUẬN ÁN TIẾN SĨ KHOA HỌC VẬT CHẤT

Ngành: Vật liệu điện tử

Mã số: 9 44 01 23

Xác nhận của Học viện
Khoa học và Công nghệ

Người hướng dẫn 1

Người hướng dẫn 2

PGS.TS. Nguyễn Thị Hiền GS.TS. Vũ Đình Lâm

Hà Nội – 2025

LỜI CAM ĐOAN

Tôi xin cam đoan luận án: "Nghiên cứu điều khiển đặc tính vùng chiết suất âm dựa trên hiệu ứng tương tác trường gần của vật liệu biến hóa kết hợp tác động ngoại vi" là công trình nghiên cứu của chính mình dưới sự hướng dẫn khoa học của PGS.TS. Nguyễn Thị Hiền và GS.TS. Vũ Đình Lãm. Luận án sử dụng thông tin trích dẫn từ nhiều nguồn tham khảo khác nhau và các thông tin trích dẫn được ghi rõ nguồn gốc. Các kết quả nghiên cứu của tôi được công bố chung với các tác giả khác đã được sự nhất trí của đồng tác giả khi đưa vào luận án. Các số liệu, kết quả được trình bày trong luận án là hoàn toàn trung thực và chưa từng được công bố trong bất kỳ một công trình nào khác ngoài các công trình công bố của tác giả. Luận án được hoàn thành trong thời gian tôi làm nghiên cứu sinh tại Học viện Khoa học và Công nghệ, Viện Hàn lâm Khoa học và Công nghệ Việt Nam.

Hà Nội, ngày tháng năm 2025

Tác giả luận án

Nguyễn Hải Anh

LỜI CẢM ƠN

Lời đầu tiên, tôi xin được bày tỏ lòng biết ơn sâu sắc nhất tới GS.TS. Vũ Đình Lãm và PGS.TS. Nguyễn Thị Hiền, hai thầy cô đã luôn tận tình hướng dẫn, định hướng kịp thời và tạo mọi điều kiện thuận lợi để tôi hoàn thành luận án này.

Tôi xin gửi lời cảm ơn chân thành tới Ban Lãnh đạo cùng các Phòng chức năng, Phòng thí nghiệm số phục vụ đào tạo và nghiên cứu khoa học của Học viện Khoa học và Công nghệ, Ban Lãnh đạo Viện Khoa học vật liệu đã tạo điều kiện về môi trường học tập và nghiên cứu chuyên nghiệp, hiện đại trong suốt quá trình tôi thực hiện luận án.

Tôi xin chân thành cảm ơn PGS.TS. Bùi Xuân Khuyến, TS. Bùi Sơn Tùng, các Thầy Cô, anh chị đồng nghiệp tại Phòng Vật liệu biến hóa và cảm biến - Viện Khoa học vật liệu đã hỗ trợ triển khai các ý tưởng, nhiệm vụ khoa học, tạo điều kiện cho tôi về cơ sở vật chất trong quá trình thực hiện luận án.

Tôi xin chân thành cảm ơn Tổ chức Khoa học và Giáo dục Gặp gỡ Việt Nam đã trao học bổng cho tôi trong quá trình tôi học tập, nghiên cứu và thực hiện luận án.

Cuối cùng, tôi xin cảm ơn gia đình, bạn bè và đồng nghiệp đã luôn truyền động lực, tạo mọi điều kiện thuận lợi để tôi hoàn thành luận án này.

Hà Nội, ngày tháng năm 2025

Tác giả luận án

Nguyễn Hải Anh

MỤC LỤC

MỞ ĐẦU.....	1
1 CHƯƠNG 1. TỔNG QUAN VẬT LIỆU BIẾN HÓA CHIẾT SUẤT ÂM	7
1.1 Giới thiệu chung về vật liệu biến hóa	7
1.1.1 Lịch sử hình thành và phát triển của vật liệu biến hóa.....	7
1.1.2 Các nguyên lý cơ bản trong nghiên cứu vật liệu biến hóa	10
1.2 Tổng quan về vật liệu biến hóa chiết suất âm	12
1.2.1 Vật liệu có độ điện thẩm âm.....	14
1.2.2 Vật liệu có độ từ thẩm âm	16
1.2.3 Vật liệu biến hóa có chiết suất âm đơn và kép	19
1.3 Mô hình lai hóa và cơ chế mở rộng vùng từ thẩm âm, chiết suất âm	21
1.3.1 Cơ sở lý thuyết về lai hóa	21
1.3.2 Mô hình lai hóa bậc I.....	22
1.3.3 Mô hình lai hóa bậc cao	24
1.4 Điều khiển vùng từ thẩm âm và chiết suất âm của vật liệu biến hóa bằng tác động ngoại vi.....	30
1.4.1 Điều khiển đặc tính điện từ vùng từ thẩm âm và chiết suất âm bằng tác động ngoại vi nhiệt	31
1.4.2 Điều khiển đặc tính vùng từ thẩm âm và chiết suất âm bằng tác động ngoại vi điện trường	37
1.4.3 Điều khiển đặc tính vùng từ thẩm âm và chiết suất âm bằng tác động ngoại vi từ trường	38
1.4.4 Điều khiển đặc tính vùng từ thẩm âm và chiết suất âm bằng tác động ngoại vi điện	40
1.5 Kết luận chương 1	42
2 CHƯƠNG 2. PHƯƠNG PHÁP NGHIÊN CỨU	44
2.1 Phương pháp nghiên cứu lý thuyết	45
2.1.1 Phương pháp mô phỏng.....	45
2.1.2 Phương pháp tính toán.....	48
2.2 Phương pháp nghiên cứu thực nghiệm.....	55
2.2.1 Phương pháp chế tạo thực nghiệm	55
2.2.2 Phương pháp đo đạc thực nghiệm tham số tán xạ.....	58
2.3 Kết luận chương 2	60
3 CHƯƠNG 3. ĐIỀU KHIỂN ĐẶC TÍNH ĐIỆN TỪ VÙNG TỪ THẨM ÂM, CHIẾT SUẤT ÂM CỦA VẬT LIỆU BIẾN HÓA DỰA TRÊN LAI HÓA BẬC I	61
3.1 Kết quả nghiên cứu tính toán xác định các tham số điện từ của vật liệu biến hóa có cấu trúc lưới đĩa kim loại.....	61
3.2 Điều khiển đặc tính điện từ vùng từ thẩm âm, chiết suất âm của vật liệu biến hóa tích hợp graphene vào vùng điện môi dựa trên lai hoá bậc I	68

3.2.1 Thiết kế mô phỏng cấu trúc vật liệu biến hóa	68
3.2.2 Kết quả điều khiển đặc tính điện từ vùng từ thẩm âm, chiết suất âm của vật liệu biến hóa dựa trên lai hoá bậc I	72
3.3 Điều khiển đặc tính điện từ vùng từ thẩm âm, chiết suất âm của vật liệu biến hóa tích hợp graphene thay thế thành phần kim loại dựa trên lai hoá bậc I	83
3.3.1 Thiết kế mô phỏng cấu trúc vật liệu biến hóa	84
3.3.2 Kết quả điều khiển đặc tính điện từ vùng từ thẩm âm, chiết suất âm của vật liệu biến hoá tích hợp graphene thay thế lớp kim loại	87
3.4 Điều khiển đặc tính điện từ vùng từ thẩm âm, chiết suất âm của vật liệu biến hóa tích hợp VO ₂ dựa trên lai hoá bậc I.....	93
3.4.1 Thiết kế mô phỏng cấu trúc vật liệu biến hóa	94
3.4.2 Kết quả nghiên cứu điều khiển đặc tính điện từ của vùng từ thẩm âm, chiết suất âm của vật liệu biến hoá tích hợp VO ₂	96
3.5 Kết luận chương 3	101
4 CHƯƠNG 4. ĐIỀU KHIỂN ĐẶC TÍNH ĐIỆN TỪ VÙNG TỪ THẨM ÂM, CHIẾT SUẤT ÂM CỦA VẬT LIỆU BIẾN HÓA DỰA TRÊN LAI HÓA BẬC II	102
4.1 Điều khiển đặc tính điện từ vùng từ thẩm âm, chiết suất âm của vật liệu biến hóa dựa trên lai hóa bậc II hoạt động vùng GHz tích hợp mực in graphene	104
4.1.1 Nghiên cứu sự phụ thuộc vùng từ thẩm âm vào số lớp cấu trúc	104
4.1.2 Nghiên cứu sự phụ thuộc vùng từ thẩm âm vào tính chất của vật liệu ..	108
4.2 Điều khiển đặc tính vùng từ thẩm âm, chiết suất âm của cấu trúc vật liệu biến hóa lai hóa bậc II hoạt động vùng THz tích hợp VO ₂	120
4.2.1 Thiết kế mô phỏng cấu trúc vật liệu biến hóa	120
4.2.2 Kết quả nghiên cứu điều khiển đặc tính điện từ vùng từ thẩm âm, chiết suất âm của vật liệu biến hoá dựa trên lai hoá bậc II khi tích hợp VO ₂	122
4.3 Kết luận chương 4	129
KẾT LUẬN	130
DANH MỤC CÔNG TRÌNH CÔNG BỐ LIÊN QUAN ĐẾN LUẬN ÁN.....	133
DANH MỤC TÀI LIỆU THAM KHẢO	134

DANH MỤC CÁC KÝ HIỆU, CÁC CHỮ KÝ VIẾT TẮT

Chữ viết tắt	Tiếng Anh	Tiếng Việt
MM	Metamaterial	Vật liệu biến hóa
NRI-MM	Negative Refractive Index Metamaterials	Vật liệu biến hóa chiết suất âm
SRR	Split Ring Resonator	Vòng cộng hưởng có rãnh
MPA	Metamaterial Perfect Absorber	Vật liệu biến hóa hấp thụ tuyệt đối sóng điện từ
EIT	Electromagnetically Induced Transparency	Hiện tượng trong suốt cảm ứng điện từ
LC	Liquid Crystal	Vật liệu tinh thể lỏng
EMT	Effective Medium Theory	Lý thuyết môi trường hiệu dụng
A	Absorption	Hấp thụ
R	Reflection	Phản xạ
T	Transmittance	Truyền qua
LHMs	Left-handed Metamaterials	Vật liệu biến hoá hoạt động theo quy tắc bàn tay trái
Re	Real Part	Phần thực
Im	Imaginary Part	Phần ảo
CWP	Cut-Wire Pair	Cặp thanh kim loại bị cắt
CW	Cut-Wire	Thanh kim loại
FOM	Figure of Merit	Hệ số phẩm chất
CST	Computer Simulation Technology	Công nghệ mô phỏng bằng máy tính
LCP	Left Circular Polarization	Sóng phân cực tròn trái
RCP	Right Circular Polarization	Sóng phân cực tròn phải
DP	Dishpair	Cấu trúc cặp đĩa

DC	Direct Current	Dòng điện một chiều
FIT	Finite Integration Technique	Phương pháp tích phân hữu hạn
DN	Dishnet	Cấu trúc lưới đĩa kim loại kim loại
FN	Fishnet	Cấu trúc lưới dây kim loại
VNA	Vector Network Analyzer	Hệ phân tích mạng véc tơ
NRI	Negative Refractive Index	Chiết suất âm
PRI	Positive Refractive Index	Chiết suất dương
MMHGC	Metamaterial based on a Hyperbolic-Graphene Composite	Vật liệu biến hóa tích hợp graphene
GC	Graphene Composite	Composite graphene
S-NRI	Single-Negative Refractive Index	Chiết suất âm đơn
D-NRI	Double-Negative Refractive Index	Chiết suất âm kép
MIPT	Metal-Insulator Phase Transition	Chuyển pha giữa kim loại và điện môi
TMAH	Tetramethylammonium Hydroxide	Tetrametylmoni Hydroxide
IPA	Isopropanol	Cồn Isopropyl

DANH MỤC CÁC BẢNG BIỂU

Bảng 3.1. Mật độ hạt tải, khối lượng hiệu dụng, độ tự cảm động lượng, tần số cộng hưởng từ và tần số plasma của MMHGC 10 lớp tính theo mức Fermi.	90
Bảng 4.1. Bảng hệ số tổn hao điện môi và phần thực độ điện thẩm của một số vật liệu	110
Bảng 4.2. Độ dẫn điện của một số vật liệu	113

DANH MỤC CÁC HÌNH VẼ VÀ ĐỒ THỊ

Hình 1.1. Lịch sử hình thành và phát triển của vật liệu biến hóa.....	7
Hình 1.2. Siêu thấu kính dựa trên NRI-MM hoạt động như một thấu kính hội tụ, có khả năng khôi phục và khuếch đại sóng điện từ [26].....	9
Hình 1.3. a) Cấu trúc của áo choàng tàng hình với các lớp MM có chiết suất khác nhau được sắp xếp một cách hợp lý xung quanh vật thể cần giấu b) đo đặc thực nghiệm của khối trụ dẫn điện và c) đo đặc thực nghiệm của khối trụ dẫn điện đã được bọc lớp vỏ tàng hình [28].	9
Hình 1.4. Hình ảnh so sánh giữa cấu trúc vật liệu truyền thống và vật liệu biến hóa.	11
Hình 1.5. Biểu đồ biểu diễn mối liên hệ giữa ϵ và μ của vật liệu [43].....	13
Hình 1.6. Vật liệu có chiết suất âm hoạt động ở tần số GHz; b) Phổ phản xạ và truyền qua của vật liệu có cấu trúc ở hình (a). Tính chất chiết suất âm ($n < 0$) của vật liệu thể hiện ở vùng tần số 4,7 đến 5,2 GHz [8].	14
Hình 1.7. Cấu trúc lưới dây kim loại mỏng liên tục sắp xếp tuần hoàn. [44]	15
Hình 1.8. Độ điện thẩm hiệu dụng của lưới dây bạc theo tần số [45].....	16
Hình 1.9. Nguyên lý hoạt động của SRR để tạo ra $\mu < 0$ [25].	17
Hình 1.10. Dạng tổng quát của độ từ thẩm hiệu dụng cho mô hình SRR (dưới điều kiện vật liệu không có tổn hao) [25].	18
Hình 1.11. Sự biến đổi từ cấu trúc SRR sang cấu trúc CWP [49].	19
Hình 1.12. Biểu đồ giải thích phần thực âm của chiết suất. Các mũi tên cho thấy vị trí của độ điện thẩm ϵ và độ từ thẩm μ trong mặt phẳng phức [51].	19
Hình 1.13. a) Sơ đồ mức năng lượng mô tả sự lai hóa plasmon trong các vỏ nano kim loại do tương tác giữa các plasmon của “Quả cầu” và “Hốc” và b) Sơ đồ mô tả cấu trúc của vỏ nano đồng tâm cùng với Sơ đồ mức năng lượng mô tả sự tương tác giữa các cộng hưởng plasmon của vỏ nano bên trong và bên ngoài [52].....	21
Hình 1.14. (a) Cấu trúc CWP, (b) biểu đồ lai hóa và (c) phổ truyền qua của cấu trúc một CW và cấu trúc một cặp CW (CWP) [59].	22
Hình 1.15. Phân bố của điện trường và từ trường tương ứng với cộng hưởng a), b) đối xứng và c), d) bất đối xứng của cấu trúc CWP có hai thanh bằng vàng chiều dài 300 nm bề dày 10 nm, và cách nhau 40 nm. [63]	23

Hình 1.16. a) Ô cơ sở của cấu trúc CWP hai lớp b) mặt cắt của cấu trúc CWP hai lớp và c) mô hình lai hóa bậc II đề xuất với cấu trúc này [58]	25
Hình 1.17. a) Ô cơ sở của cấu trúc MM SRR lai hóa bậc II và b) Mạch điện LC tương đương của cấu trúc. [64].....	27
Hình 1.18. Các biểu đồ từ trường của (a) mode cộng hưởng liên kết và (b) mode cộng hưởng bất liên kết, sự phụ thuộc của (c) tần số cộng hưởng và (d) khoảng cách tần số cộng hưởng của các mode theo khoảng cách giữa hai SRR. [64].....	28
Hình 1.19. Giảm độ lai hóa bậc ba ứng với ba lớp cấu trúc [10].	29
Hình 1.20. Phổ truyền qua của cấu trúc lai hóa 3 cặp dây bị cắt và các trường hợp nổi bật tương ứng [10].....	30
Hình 1.21. a) Cấu trúc ô cơ sở của MM, bao gồm các cặp SRR bằng vàng, kẹp giữa các vòng hình vuông VO ₂ , phân tách bởi lớp điện môi Polyimide, b) Mặt trước lớp SRR của ô cơ sở, với các SRR được đặt xoay với nhau 90° để đạt được khả năng đáp ứng sóng điện từ đẳng hướng. c) Hình ảnh kính hiển vi quang học của các SRR vàng và các vòng vuông VO ₂ với thang đo 40 μm. Khung nhỏ hiển thị ảnh của toàn bộ mẫu. [18]	32
Hình 1.22. Các mode được kích thích trên a,b) lớp SRRs phía trước và c,d) lớp SRRs phía sau bởi một sóng 0,65 THz phân cực theo trục x chiếu vuông góc vào mặt trước của MM khi VO ₂ ở trong a,c) pha cách điện ở nhiệt độ phòng ($\sigma = 10 \text{ S m}^{-1}$) và b,d) pha dẫn điện ở nhiệt độ cao ($\sigma = 2,6 \times 10^5 \text{ S m}^{-1}$). [18].....	33
Hình 1.23. Mô phỏng chiết suất của sóng RCP và LCP tại tần số a) 0.63 và b) 0.66 THz theo độ dẫn điện của VO ₂ . [18]	34
Hình 1.24. a) Ô cơ sở cấu trúc cặp DP với sự phân cực của sóng điện từ, b) Các thành phần cấu tạo của cấu trúc cặp DP với các thông số hình học: $a = 62 \text{ μm}$, $R = 25 \text{ μm}$, $t_d = 10 \text{ μm}$, $t_m = 2 \text{ μm}$ và $d = 10 \text{ μm}$. c) Giảm độ lai hóa tương ứng của cấu trúc. [66]	34
Hình 1.25. a) Sự phụ thuộc của hệ số truyền qua và b) phần thực của độ từ thẩm hiệu dụng của cấu trúc cặp DP theo nhiệt độ. [66]	35
Hình 1.26. a) Cấu trúc ô cơ sở của cấu trúc MM dựa trên 2 cặp lưới đĩa kim loại và b) Thành phần của MM với các tham số cấu trúc và c) Giảm độ lai hóa tương ứng. [67].....	36

Hình 1.27. Sự phụ thuộc của (a) Phổ truyền qua và chiết suất mô phỏng, (b) các phần thực của độ từ thẩm và độ điện thẩm hiệu dụng của cấu trúc MM. [67]	37
Hình 1.28. Mô hình sử dụng cấu trúc SRR để điều khiển độ từ thẩm âm được nhúng trong tinh thể lỏng [17].	38
Hình 1.29. Kết quả độ từ thẩm hiệu dụng ứng với điện trường ngoài khác nhau [17]	38
Hình 1.30. Mô hình điều khiển độ từ thẩm âm của MM cấu trúc vòng cộng hưởng có rãnh và thanh sắt từ. Sóng điện từ có phân cực từ theo trục x truyền dọc theo trục y. Từ trường ngoài một chiều đặt dọc theo trục z [19].	39
Hình 1.31. Kết quả mô phỏng độ từ thẩm (đường liền nét) so sánh với kết quả tính toán theo công thức (2) (đường nét đứt) với các giá trị của từ trường ngoài: 0 Oe, 2000 Oe và 4000 Oe [19].	39
Hình 1.32. a) Cấu trúc ô cơ sở của MM đề xuất và b) Thiết lập các điều kiện biên trong mô phỏng [68].	40
Hình 1.33. a) Giá trị của các tham số tán xạ S và b) tham số chiết suất của MM dưới hai thể hóa học khác nhau của graphene [68]	41
Hình 1.34. (a) và (b) thể hiện cấu hình của ăng-ten điều hướng chùm tia (c) Các mẫu bức xạ trong mặt phẳng Y-O-Z tương ứng với các trường hợp khác nhau [68].	42
Hình 2.1. Sơ đồ tiến trình nghiên cứu	44
Hình 2.2. Giao diện phần mềm CST	47
Hình 2.3. (a) Ô cơ sở của cấu trúc CWP, (b) và (c) Chiều dòng điện tương ứng trong trường hợp cộng hưởng từ và cộng hưởng điện [49]	49
Hình 2.4. (a) Sự kết hợp giữa thanh kim loại liên tục và CWP tạo ra cấu trúc lưới dây kim loại, (b) Ô cơ sở của cấu trúc lưới dây kim loại, (c) Mô hình mạch LC tương ứng trực tiếp với hình dạng của cấu trúc và (d) Mô hình mạch LC tối giản [79].	51
Hình 2.5. (a) Ô cơ sở của cấu trúc Dish pair, (b) Mô hình mạch LC tương ứng [80]	52
Hình 2.6. (a) Ô cơ sở của cấu trúc Dishnet, (b) Mô hình mạch LC tương ứng [21].	53
Hình 2.7. Tính toán độ tự cảm động lượng của đĩa tròn [80].	54
Hình 2.8. Hệ thiết bị quang khắc	56

Hình 2.9. Quy trình chế tạo MM hoạt động trong vùng tần số GHz bằng phương pháp quang khắc.....	56
Hình 2.10. Hình ảnh một số MM điển hình chế tạo bằng các công nghệ khác nhau (a) E-beam Lithography, (b) FIB, (c) EUV, (d) Nanoimprint Lithography	58
Hình 2.11. Sơ đồ bố trí thí nghiệm đo đặc trưng truyền qua của MM	59
Hình 3.1. Cấu trúc ô cơ sở của MM và thông số hình học	64
Hình 3.2. Phần thực và phần ảo của trở kháng	66
Hình 3.3. Phần thực của chiết suất tương ứng với các nhánh.....	66
Hình 3.4. Phần thực và phần ảo của chiết suất (Trường hợp không chọn lại nhánh m)	67
Hình 3.5. Phần thực và phần ảo của chiết suất (chọn nhánh $m=-1$).....	67
Hình 3.6. (a) Phần thực và phần ảo của độ điện thẩm (b) Phần thực và phần ảo của độ từ thẩm.....	68
Hình 3.7. (a) Ô cơ sở của cấu trúc lưới đĩa kim loại và các tham số cấu trúc của nó (b) Ô cơ sở của cấu trúc lưới đĩa kim loại tích hợp graphene (c) Các thành phần cấu thành của cấu trúc lưới đĩa kim loại tích hợp graphene	69
Hình 3.8. Phần thực của hằng số điện môi của graphene tương ứng với các thể hóa học từ 0,0 eV đến 1,0 eV.....	70
Hình 3.9. Mặt cắt của mẫu MM	71
Hình 3.10. Phổ truyền qua mô phỏng và phần thực của chiết suất, độ từ thẩm và độ điện thẩm được trích xuất của (a) cấu trúc lưới đĩa kim loại; cấu trúc lưới đĩa kim loại tích hợp graphene với (b) $E_F = 0$ eV (c) và $E_F = 0,8$ eV	73
Hình 3.11. (a) Phổ truyền qua và phần thực của chiết suất (b) phổ phản xạ (c) giá trị đỉnh truyền qua và phản xạ ở 1,25 THz và (d) hệ số phẩm chất (FOM) của chiết suất âm cho cấu trúc lưới đĩa kim loại và cấu trúc lưới đĩa kim loại tích hợp graphene tương ứng với các mức năng lượng Fermi khác nhau.	75
Hình 3.12. (a) Phần thực của độ từ thẩm (b) Phần thực của độ điện thẩm của cấu trúc lưới đĩa kim loại và cấu trúc lưới đĩa kim loại tích hợp graphene với kết quả điều chỉnh động liên tục ở các mức Fermi khác nhau.....	76
Hình 3.13. (a) Phần ảo của chiết suất và (b) Phần thực của trở kháng của cấu trúc lưới đĩa kim loại và cấu trúc lưới đĩa kim loại tích hợp graphene trong các điều kiện năng lượng Fermi khác nhau.....	78

- Hình 3.14.** Điện trường của (a) cấu trúc lưới đĩa kim loại tại $f = 1,25$ THz b) cấu trúc lưới đĩa kim loại tích hợp graphene với $E_F = 0,0$ eV tại $f = 1,25$ THz (c) cấu trúc lưới đĩa kim loại tích hợp graphene với $E_F = 0,8$ eV tại $f = 1,26$ THz79
- Hình 3.15.** Phân bố năng lượng điện của (a) Cấu trúc lưới đĩa kim loại và cấu trúc lưới đĩa kim loại tích hợp graphene với năng lượng Fermi: (b) 0,0 eV, (c) 0,1 eV, (d) 0,2 eV, (e) 0,4 eV, (f) 0,6 eV, (g) 0,8 eV, (h) 1,0 eV tại tần số cộng hưởng từ.....80
- Hình 3.16.** Phân bố năng lượng từ của (a) Cấu trúc lưới đĩa kim loại chưa tích hợp và cấu trúc lưới đĩa kim loại tích hợp graphene với năng lượng Fermi: (b) 0,0 eV, (c) 0,1 eV, (d) 0,2 eV, (e) 0,4 eV, (f) 0,6 eV, (g) 0,8 eV, (h) 1,0 eV tại tần số cộng hưởng từ.....80
- Hình 3.17.** Kết quả của (a) phản xạ và (b) truyền qua khi chuyển đổi trạng thái hoạt động trong ba điều kiện điện thế khác nhau theo nhiệt độ 300K, 350K, và 400K của cấu trúc lưới đĩa kim loại tích hợp graphene.81
- Hình 3.18.** Độ điện thẩm và độ từ thẩm theo nhiệt độ 300K, 350K, và 400K của cấu trúc lưới đĩa kim loại tích hợp graphene tại (a) thế hóa học ban đầu với độ truyền qua cao nhất (0.0 eV) và (b) thế hóa học với độ phản xạ cao nhất.....82
- Hình 3.19.** (a) Phần thực của độ dẫn bề mặt của graphene từ 0,0 eV đến 0,6 eV (b) phần thực của hằng số điện môi trong mặt phẳng của composite graphene (c) ô cơ sở của MMHGC với các thông số hình học và thành phần cấu thành của nó và (d) mạch LC tương đương của MMHGC.....84
- Hình 3.20.** (a) Phổ truyền qua và phần thực của chiết suất $[Re(n)]$ của MMHGC tương ứng với các mức Fermi khác nhau, phần thực của (b) hằng số điện môi và (c) độ từ thẩm của MMHGC tương ứng với các mức Fermi khác nhau. Ký hiệu 'o' đánh dấu bằng màu tím và ký hiệu '+' đánh dấu bằng màu đen chỉ ra các giá trị mô phỏng và tính toán của b và c, tương ứng.87
- Hình 3.21.** (a) Phần thực của trở kháng $(Re(Z))$, (b) Phần ảo của chiết suất $(Im(n))$ của MMHGC, (c) Dòng bề mặt, phân bố trường E và trường H của MMHGC dưới các mức Fermi khác nhau tại tần số cộng hưởng từ.....91
- Hình 3.22.** Phổ truyền qua mô phỏng và phần thực của chiết suất, từ thẩm và hằng số điện môi của cấu trúc đề xuất với 20 lớp graphene ở a) 0,0 eV, (b) 0,1 eV, (c) 0,6 eV và 30 lớp graphene ở (d) 0,0 eV, (e) 0,1 eV và (f) 0,6 eV.92

Hình 3.23. (a) Cấu trúc vật liệu biến hóa dạng lưới đĩa kim loại tích hợp VO2 với các tham số cấu trúc tối ưu (b) Mặt cắt của cấu trúc vật liệu biến hóa dạng lưới đĩa kim loại và sự phụ thuộc của độ dẫn điện VO2 theo nhiệt độ	95
Hình 3.24. (a) Phổ truyền qua, phần thực của chiết suất và (b) phần thực của điện thẩm, từ thẩm và vùng chiết suất âm kép (D-NRI) (màu xanh) của cấu trúc vật liệu biến hóa đề xuất theo tần số với các giá trị độ dẫn điện của VO2 khác nhau	96
Hình 3.25. (a) Phần thực của trở kháng, (b) Phần ảo của chiết suất và (c) Hệ số phẩm chất (FOM) của cấu trúc vật liệu biến hóa theo tần số với các giá trị độ dẫn điện của VO2 khác nhau	98
Hình 3.26. Phân bố dòng điện bề mặt tại tần số cộng hưởng 0,293 THz (a1-a6) NRI và 0,346 THz (b1-b6) PRI phụ thuộc vào các giá trị độ dẫn VO2 khác nhau.....	99
Hình 3.27. Phân bố năng lượng điện trường và từ trường tại tần số cộng hưởng (a1-a3), (b1-b3) NRI và (a4-a6), (b4-b6) PRI ứng với các giá trị độ dẫn VO2 khác nhau	101
Hình 4.1. Ô cơ sở của cấu trúc cặp đĩa a) một lớp và b) hai lớp; Giảm đồ lai hóa c) bậc I ứng với cấu trúc cặp đĩa một lớp; d) bậc II ứng với cấu trúc cặp đĩa hai lớp; e) mặt cắt ngang của mẫu cấu trúc cặp đĩa chế tạo được và f) thiết lập chế độ đo phổ truyền qua mẫu chế tạo được	105
Hình 4.2. Phổ truyền qua a) mô phỏng, b) đo đạc và c) kết quả tính toán phần thực của độ từ thẩm cấu trúc cặp đĩa đề xuất 1 lớp và hai lớp	105
Hình 4.3. Kết quả mô phỏng (a,d) trường điện; (b,e) dòng tại các đỉnh không truyền qua của cấu trúc cặp đĩa 2 lớp và (c,f) hình ảnh mô tả các lưỡng cực từ tại hai đỉnh không truyền qua ứng với phân bố dòng và trường điện	106
Hình 4.4. Phân bố điện trường, từ trường của cấu trúc cặp đĩa hai lớp đề xuất tại các đỉnh không truyền qua.....	108
Hình 4.5. Phổ truyền qua của cấu trúc cặp đĩa hai lớp a) mô phỏng, b) đo đạc c) phần thực của độ từ thẩm phụ thuộc vào vật liệu điện môi	110
Hình 4.6. Phân bố năng lượng từ tại hai đỉnh không truyền qua ứng với các điện môi khác nhau của cấu trúc cặp đĩa hai lớp đề xuất.....	111
Hình 4.7. Sự phụ thuộc của phổ truyền qua cấu trúc cặp đĩa hai lớp vào thành phần kim loại.....	112

Hình 4.8. a) Ô cơ sở; b) mẫu chế tạo được và c) hình ảnh thiết lập phép đo phổ truyền qua của cấu trúc cặp đĩa hai lớp tích hợp mực dẫn graphene	114
Hình 4.9. Phổ truyền qua a) mô phỏng b) đo đạc và c) tính toán độ từ thẩm của cấu trúc cặp đĩa 2 lớp không tích hợp và tích hợp mực dẫn graphene với điện trở khác nhau	115
Hình 4.10. Phân bố dòng khi có mực dẫn tại các đỉnh không truyền qua khi điện trở lớp mực dẫn thay đổi.....	116
Hình 4.11. Mô phỏng phân bố từ trường tại các đỉnh không truyền qua của cấu trúc cặp đĩa hai lớp khi điện trở lớp mực dẫn thay đổi	117
Hình 4.12. Ô cơ sở của cấu trúc lưới đĩa kim loại a) không phủ mực in và b) phủ mực in graphene; Phổ truyền qua c) mô phỏng và d) đo đạc của cấu trúc lưới đĩa kim loại không phủ mực in và phủ mực in với hai giá trị điện trở là 15 Ohm/sq và 30 Ohm/sq	118
Hình 4.13. a) Phần thực của độ điện thẩm và độ từ thẩm ứng với cấu trúc lưới đĩa kim loại không phủ mực in và phủ mực in graphene 15 Ohm/sq và 30 Ohm/sq; Sự thay đổi của b) phần ảo chiết suất và c) trở kháng tại đỉnh truyền qua 14,63 GHz và 14,98 GHz	119
Hình 4.14. Ô cơ sở của cấu trúc vật liệu biến hóa lưới đĩa kim loại lai hóa hai lớp tích hợp VO2 với các tham số cấu trúc và cấu hình mặt cắt dọc	121
Hình 4.15. (a) Độ truyền qua và chiết suất và (b) Sự thay đổi độ truyền tại hai đỉnh D-NRI và PRI phụ thuộc theo độ dẫn điện của VO2	123
Hình 4.16. Phần thực của độ điện thẩm (ϵ , đường đứt nét) và độ từ thẩm (μ , đường liền nét) tại các trạng thái độ dẫn điện VO2 khác nhau từ 200 S/m đến 200.000 S/m. Hình chú thích kèm theo làm rõ vùng cộng hưởng từ tương ứng và làm nổi bật vùng chiết suất âm kép (màu xanh).....	124
Hình 4.17. (a1-a2) Phần ảo của chiết suất $\text{Im}(\eta)$ theo tần số và độ dẫn điện của VO2 cho (a1) vùng đỉnh D-NRI (0,29-0,30 THz) và (a2) vùng đỉnh PRI (0,30-0,35 THz); (b) Phần thực của trở kháng chuẩn hóa $\text{Re}(Z)$ theo tần số và độ dẫn điện của VO2	125
Hình 4.18. Phân bố dòng điện bề mặt (a1-a4), mật độ năng lượng điện trường (b1-b4) và mật độ năng lượng từ trường (c1-c4) tại đỉnh D-NRI 1 và đỉnh D-NRI 2 với	

hai trường hợp độ dẫn điện VO2 200 S/m và 200,000 S/m. Các hình chú thích kèm theo thể hiện phân bố của từng lớp mặt cắt.....127

MỞ ĐẦU

Vật liệu biến hóa (Metamaterial – MM) là các vật liệu nhân tạo được thiết kế có cấu trúc vi mô tuần hoàn với kích thước nhỏ hơn nhiều so với bước sóng hoạt động, tạo nên những tính chất điện từ chưa từng có trong tự nhiên. Nhờ khả năng điều khiển trường điện từ một cách khác thường, MM có tiềm năng ứng dụng rộng rãi trong các lĩnh vực từ viễn thông, y sinh học đến cảm biến và tàng hình sóng [1], [2], [3], [4], [5], [6]. Trong số đó, vật liệu biến hóa chiết suất âm (Negative Refractive Index Metamaterials/NRI-MM), được Veselago đề xuất từ năm 1968 và chứng minh thực nghiệm đầu thế kỷ XXI, là một hướng nghiên cứu tiêu biểu xuất hiện xuyên suốt lịch sử nghiên cứu của MM [7], [8]. NRI-MM có khả năng đảo ngược cơ bản sự lan truyền của sóng điện từ, cho phép ánh sáng truyền theo hướng "ngược lại" tại các mặt phân cách và tạo ra những ứng dụng đặc biệt từ tàng hình cho đến thấu kính hoàn hảo vượt qua giới hạn nhiễu xạ.

Gần đây, một hướng nghiên cứu về MM nói chung và NRI-MM nói riêng đang nhận được sự quan tâm chú ý của các nhà khoa học là mở rộng và điều khiển chủ động vùng hoạt động của MM, như mở rộng vùng hấp thụ tuyệt đối [9], vùng từ thẩm âm [10] và vùng chiết suất âm [11]. Một trong những thách thức lớn của NRI-MM là vùng tần số hoạt động hẹp và thiếu khả năng điều khiển chủ động. Do đặc tính cộng hưởng mạnh, đáp ứng chiết suất âm thường chỉ giới hạn trong 5–10% vùng tần số trung tâm. Muốn thay đổi tần số hoạt động hoặc độ lớn chiết suất âm, các nhà nghiên cứu buộc phải thiết kế lại và chế tạo lại toàn bộ cấu trúc, dẫn tới sự tốn kém và không khả thi cho ứng dụng thực tế.

Các phương pháp cổ điển, như tích hợp nhiều cấu trúc cộng hưởng đơn lẻ trong cùng một ô cơ sở, thường gặp phải các hạn chế như phá vỡ tính đối xứng của cấu trúc, xuất hiện tương tác mạnh giữa các cộng hưởng liền kề và yêu cầu điều chỉnh nghiêm ngặt các tham số hình học, khiến việc chế tạo mẫu hoạt động ở vùng tần số cao trở nên phức tạp và khó thực hiện.

Bên cạnh mục tiêu mở rộng băng tần hoạt động, các nỗ lực thiết kế MM có khả năng điều khiển chủ động vẫn gặp nhiều giới hạn. Việc tích hợp các phần tử điều khiển như điốt biến dung hoặc vật liệu biến pha thường làm tăng tổn hao và giảm hiệu suất truyền qua chiết suất âm. Do đó, hầu hết các thiết bị NRI-MM hiện nay vẫn chỉ hoạt động trong băng hẹp, đơn chức năng và mang tính thụ động.

Để khắc phục những hạn chế nêu trên, các nhà nghiên cứu đã phát hiện và khai thác hiệu ứng tương tác trường gần trong vật liệu biến hóa. Đây là hiện tượng trao đổi năng lượng điện từ diễn ra trong khoảng cách rất ngắn, nhỏ hơn nhiều so với bước sóng hoạt động, nơi các thành phần không lan truyền của trường điện và từ (thành

phần suy giảm theo không gian) chiếm ưu thế. Nhờ vậy, năng lượng điện từ tập trung mạnh tại vùng lân cận bề mặt hoặc biên của cấu trúc, cho phép các phần tử cộng hưởng lân cận trao đổi năng lượng trực tiếp thông qua dao động điện từ cục bộ. Cơ chế này dẫn đến sự tăng cường hoặc thay đổi đáng kể đặc tính điện từ của hệ.

Đặc biệt, trong nghiên cứu MM, lai hóa dựa trên tương tác trường gần được xem là cơ chế hiệu quả nhất để tạo ra những đặc tính điện từ mới mà từng cộng hưởng tử đơn lẻ không thể đạt được [12], [13], [14]. Khi hai lớp cấu trúc được đặt ở khoảng cách đủ gần, sự ghép nối mạnh giữa chúng dẫn đến hiện tượng lai hóa, trong đó mode cộng hưởng từ cơ bản tách thành các mode lai hóa mới, góp phần mở rộng hoặc dịch chuyển băng thông cộng hưởng, hình thành vùng từ thẩm âm và chiết suất âm có băng thông mở rộng so với cấu trúc đơn cộng hưởng. Trong khi các tương tác yếu chỉ cho phép trao đổi năng lượng giữa các mode riêng biệt, tương tác mạnh trong chế độ lai hóa tạo ra các trạng thái lai hoàn toàn mới, với đặc tính điện từ có thể được điều chỉnh và thiết kế một cách chính xác. Tuy nhiên, độ rộng của các vùng từ thẩm âm và chiết suất âm được tạo ra bằng phương pháp này chủ yếu được kiểm soát bởi khoảng cách giữa các lớp cấu trúc, do đó phương pháp này vẫn tồn tại hạn chế là sự kém linh hoạt trong việc điều chỉnh vùng tần số cộng hưởng.

Các nghiên cứu gần đây [15], [16] đã chỉ ra rằng ngoài việc phụ thuộc vào khoảng cách, hiệu ứng tương tác trường gần còn phụ thuộc mạnh mẽ vào độ dẫn của lớp kim loại và độ tổn hao của lớp điện môi trong cấu trúc MM. Cụ thể, để tăng cường cộng hưởng trong cấu trúc MM, cần điều chỉnh hai tham số then chốt: độ dẫn điện của thành phần cộng hưởng và độ tổn hao điện môi của nền vật liệu. Khi độ dẫn điện của thành phần kim loại tăng, các dòng điện cảm ứng được hình thành mạnh hơn, làm gia tăng biên độ dao động từ trường cục bộ và từ đó tăng cường đáp ứng cộng hưởng từ. Ngược lại, giảm tổn hao điện môi của lớp nền hoặc lớp cách điện giúp giảm năng lượng bị tiêu tán trong chu kỳ dao động, cho phép hệ duy trì cộng hưởng ở cường độ cao và có hệ số phẩm chất lớn hơn. Hai yếu tố này phối hợp tạo nên điều kiện thuận lợi để xuất hiện và duy trì vùng từ thẩm âm và chiết suất âm ổn định trong dải tần mong muốn.

Do đó, để khắc phục hạn chế của phương pháp lai hóa, luận án đã tích hợp các vật liệu chức năng vào cấu trúc MM. Các vật liệu chức năng khi được tích hợp sẽ trực tiếp làm thay đổi các tham số điện từ nội tại như độ dẫn điện hoặc độ tổn hao điện môi – những yếu tố quyết định trực tiếp đến cường độ và tần số cộng hưởng. Do đó, chúng có khả năng điều khiển đặc tính cộng hưởng cũng như vùng từ thẩm âm và chiết suất âm một cách linh hoạt hơn.

Từ đó, việc tích hợp vật liệu chức năng như graphene, VO_2 trở thành hướng tiếp cận hiệu quả) để điều khiển cộng hưởng thông qua các tác động ngoại vi điện, nhiệt. Nhờ vậy, đặc tính điện từ của cấu trúc có thể được điều khiển linh hoạt, cho phép chuyển đổi chủ động giữa các trạng thái truyền qua – phản xạ, hoặc giữa các chế độ chiết suất dương – âm. Các vật liệu chức năng này có thể được tích hợp theo hai cấu hình chính, tùy thuộc vào mục tiêu nghiên cứu cụ thể. Cấu hình thứ nhất là tích hợp vật liệu chức năng như một thành phần bổ sung thứ ba bên cạnh kim loại và điện môi, nhằm điều khiển khả năng cộng hưởng và lai hóa của hệ thống trong khi vẫn giữ nguyên cấu trúc kim loại ban đầu. Cấu hình thứ hai là sử dụng vật liệu chức năng để thay thế hoàn toàn thành phần kim loại truyền thống, cho phép điều khiển trực tiếp hơn các đặc tính cộng hưởng thông qua việc thay đổi tính chất vật liệu của chính bản thân phần tử cộng hưởng. Việc lựa chọn cấu hình phụ thuộc vào các yếu tố như độ phức tạp chế tạo, khả năng điều khiển mong muốn và dải tần hoạt động mục tiêu. Như vậy, bằng cách tích hợp các vật liệu chức năng, chúng ta có thể thay đổi được tương tác trường gần, từ đó điều khiển được độ rộng cũng như các đặc tính khác của vùng từ thẩm âm và chiết suất âm được mở rộng.

Điểm đặc biệt trong hướng tiếp cận của luận án là sự kết hợp đồng thời hai tầng công nghệ: lai hóa cộng hưởng nhằm tạo ra các mode điện – từ mới thông qua tương tác trường gần giữa các phần tử cấu trúc và tích hợp vật liệu chức năng có khả năng điều khiển bằng tác động ngoại vi giúp điều chỉnh chủ động các đặc tính điện từ của vật liệu biến hóa. Nếu như các nghiên cứu trước đây thường chỉ tập trung vào một trong hai hướng – hoặc chỉ khảo sát hiệu ứng lai hóa trên các cấu trúc cố định, hoặc chỉ tích hợp vật liệu có thể điều khiển vào các cộng hưởng đơn – thì luận án này đã phát triển thêm một bước quan trọng bằng việc kết hợp cả hai phương pháp trên trong cùng một cấu trúc. Cách tiếp cận này vừa tận dụng được ưu điểm của lai hóa (mở rộng băng tần, tăng cường cường độ cộng hưởng), vừa khai thác khả năng điều khiển linh hoạt thông qua các tác động ngoại vi như điện áp, nhiệt độ hoặc cường độ sáng. Nhờ đó, các cấu trúc MM được thiết kế không chỉ có băng tần rộng và cường độ cộng hưởng mạnh, mà còn có khả năng chủ động tái cấu hình, cho phép điều chỉnh, tối ưu hóa đáp ứng điện từ trong thời gian thực, phù hợp với yêu cầu ngày càng khắt khe của các ứng dụng hiện đại. Do vậy, việc tích hợp các vật liệu chức năng vào cấu trúc MM dựa trên cơ chế lai hóa không chỉ mang ý nghĩa mở rộng về mặt lý thuyết, mà còn thể hiện một bước tiến tất yếu và có tính đột phá về mặt công nghệ.

Các nghiên cứu điều khiển MM có độ từ thẩm âm, điện thẩm âm và chiết suất âm đã được nghiên cứu sử dụng nhiều phương pháp khác nhau và đăng tải trên các tạp chí uy tín [17], [18], [19]. Cùng với xu thế nghiên cứu chung của thế giới, trong

nước hướng nghiên cứu tính chất điện từ của MM chiết suất âm đã được triển khai trong nhóm nghiên cứu của GS.TS. Vũ Đình Lâm tại Viện Khoa học Vật liệu từ năm 2009 bằng cả phương pháp lý thuyết, mô phỏng, chế tạo và đo đạc [20]. Trên đây là một số kết quả nghiên cứu về MM chiết suất âm trong thời gian gần đây, được đăng tải trên các tạp chí quốc tế uy tín. Từ những cấu trúc cơ bản ban đầu, năm 2015 nhóm nghiên cứu đã triển khai phát triển cấu trúc lưới đĩa kim loại có chiết suất âm không phụ thuộc phân cực có khả năng điều khiển bằng nhiệt độ [21]. Năm 2016 nhóm đã công bố kết quả mở rộng vùng chiết suất âm bằng phương pháp lai hóa [15]. Tới năm 2020, nhóm trình bày kết quả mô phỏng và đo đạc thực nghiệm của mẫu MM cấu trúc lưới đĩa kim loại với vùng chiết suất âm mở rộng bằng phương pháp lai hóa trong vùng tần số GHz và gần đây nhất là kết quả nghiên cứu điều khiển vùng chiết suất âm được mở rộng bằng lai hóa dựa trên tác động ngoại vi nhiệt [16], [22], [23]. Tuy nhiên, các kết quả này vẫn còn tồn tại một số hạn chế như biến dạng mẫu khi gia nhiệt, hệ số phẩm chất (Figure of merit/FOM) chưa cao, vùng cộng hưởng dịch theo nhiệt độ... Do đó, cần tiến hành các nghiên cứu kỹ lưỡng cũng như tìm ra các phương pháp khác hiệu quả hơn để khắc phục những hạn chế còn tồn tại.

Tại thời điểm xây dựng luận án Tiến sĩ năm 2022, việc điều khiển tương tác trường gần bằng tác động ngoại vi, đặc biệt với NRI-MM, là hướng nghiên cứu tiên tiến được nhiều nhóm quốc tế quan tâm. Kế thừa quá trình nghiên cứu và phát triển của nhóm nghiên cứu tại Việt Nam cũng như xu hướng chung của thế giới, luận án của nghiên cứu sinh sẽ đi sâu vào nghiên cứu việc điều khiển tương tác trường gần bằng các tác động ngoại vi, từ đó điều khiển được các đặc tính của vùng từ thẩm âm và chiết suất âm được mở rộng bằng phương pháp lai hóa, nhằm khắc phục các hạn chế trên.

Mục tiêu của luận án

Lựa chọn được hệ vật liệu có tính linh hoạt (như mềm dẻo, tính chất điện từ có thể điều khiển dựa trên các tác động ngoại vi), dễ tích hợp và có chi phí thấp, nhằm thay thế một phần hoặc toàn phần các thành phần vật liệu truyền thống trong MM, mà trọng tâm là các MM có vùng từ thẩm âm, chiết suất âm được hình thành dựa trên hiệu ứng tương tác trường gần. Việc tối ưu hóa hệ vật liệu này hướng tới điều chỉnh các tham số hoạt động quan trọng như tần số cộng hưởng, độ rộng dải, biên độ đáp ứng và hệ số phẩm chất trong vùng tần số GHz/THz.

Làm rõ cơ chế vật lý của hiệu ứng tương tác trường gần trong hệ vật liệu biến hóa khi chịu ảnh hưởng của tác động ngoại vi, từ đó đánh giá định lượng khả năng điều khiển đặc tính chiết suất âm và từ thẩm âm. Đồng thời, xác định ảnh hưởng của các yếu tố ngoại vi (nhiệt, điện) đến sự dịch chuyển tần số, sự biến đổi biên độ đáp

ứng và khả năng mở rộng hoặc thu hẹp vùng chiết suất âm hình thành từ tương tác trường gần trong vùng tần số GHz/THz.

Đối tượng nghiên cứu của luận án

Vật liệu biến hóa có cấu trúc lai hóa tích hợp vật liệu chức năng, có khả năng điều khiển độ từ thẩm âm và chiết suất âm bằng tác động ngoại vi.

Phương pháp nghiên cứu của luận án

Các kết quả của luận án dựa trên việc kết hợp chặt chẽ các phương pháp nghiên cứu, bao gồm tính toán lý thuyết, mô hình hoá và mô phỏng vật lý, thực nghiệm chế tạo mẫu và đo đạc đặc trưng điện từ của mẫu.

Ý nghĩa khoa học và thực tiễn của luận án

Luận án đã nghiên cứu một cách hệ thống về lĩnh vực NRI-MM thông qua việc khai thác đồng thời hiệu ứng tương tác trường gần và các cơ chế điều khiển bằng tác động ngoại vi nhằm khắc phục hạn chế về băng thông hẹp và tính cố định của các cấu trúc MM truyền thống.

Về mặt khoa học, điểm quan trọng của luận án là việc làm rõ được bản chất điện từ cũng như cơ chế vật lý của tương tác lai hóa khi kết hợp cùng tác động ngoại vi của NRI-MM, qua đó lý giải được những thay về cộng hưởng của cấu trúc cũng như sự thay đổi của vùng từ thẩm âm, chiết suất âm. Bên cạnh đó, luận án cũng chỉ ra vai trò của các tác động ngoại vi (như nhiệt, điện) trong việc tinh chỉnh tần số cộng hưởng, điều khiển độ rộng dải, biên độ đáp ứng và hệ số phẩm chất của NRI-MM hoạt động ở vùng tần số GHz và THz - dải tần số then chốt cho ứng dụng viễn thông và quang học hiện đại. Các kết quả thu được tạo nền tảng khoa học cho việc thiết kế, tối ưu hóa cấu trúc và cơ chế điều khiển chủ động của các hệ MM trong tương lai.

Về mặt thực tiễn, luận án cũng đã đề xuất thiết kế cấu trúc MM với băng thông được mở rộng thông qua phương pháp lai hóa và có thể điều khiển thông qua tác động ngoại vi hoạt động tại vùng tần số 252-321 GHz theo tiêu chuẩn IEEE 802.15.3d-2017 để đáp ứng nhu cầu ngày càng tăng đối với các thiết bị và ăng-ten có thể tái cấu hình hoạt động trong vùng 5G/6G. Bên cạnh đó, với việc tiếp nối các nghiên cứu trước về NRI-MM bao gồm cơ chế điều khiển chủ động thông qua tích hợp tác động ngoại vi và cơ chế mở rộng dựa trên mô hình lai hóa, luận án đã góp phần xây dựng một cách có hệ thống các tri thức, kỹ thuật và công nghệ về NRI-MM. Từ đó, luận án có thể là một tài liệu tham khảo có giá trị cho các nhà khoa học, nghiên cứu sinh và học viên cao học khi nghiên cứu về NRI-MM có khả năng điều khiển chủ động bằng tác động ngoại vi nói chung và mô hình lai hóa nói riêng. Ngoài ra, kết quả của luận án cũng góp phần mở ra nhiều triển vọng ứng dụng của NRI-MM linh

hoạt trong tương lai, đặc biệt trong các lĩnh vực viễn thông 5G/6G, thiết bị quang học tái cấu hình, y tế và sinh học ...

Những đóng góp mới của luận án

Luận án đã tập trung giải quyết các vấn đề về điều khiển đặc tính vùng chiết suất âm mở rộng dựa trên hiệu ứng lai hóa của NRI-MM bằng tác động ngoại vi, bao gồm:

(i) Luận án đã làm rõ được bản chất điện từ cũng như cơ chế điều khiển bằng tác động ngoại vi điện dựa trên tích hợp graphene đối với NRI-MM lai hóa bậc I hoạt động ở vùng tần số THz. Hai cấu trúc được thiết kế có khả năng chuyển đổi giữa truyền qua chiết suất âm và phản xạ và khả năng chuyển đổi liên tục giữa truyền qua chiết suất dương và truyền qua chiết suất âm bằng cách thay đổi mức Fermi của graphene.

(ii) Luận án đã làm rõ được bản chất điện từ cũng như cơ chế điều khiển bằng tác động ngoại vi nhiệt dựa trên tích hợp VO_2 đối với NRI-MM lai hóa bậc I và bậc II hoạt động ở vùng tần số THz. Cấu trúc có khả năng điều khiển vùng từ thẩm âm, chiết suất âm và tạo ra đỉnh truyền qua chiết suất âm có độ lọc lựa sóng điện từ cao hoạt động trong vùng tần số ứng dụng 6G.

(iii) Luận án đã thiết kế, chế tạo thực nghiệm và đo đạc thành công cấu trúc vật liệu biến hóa từ thẩm âm và vật liệu biến hóa chiết suất âm lai hóa bậc II tích hợp mực in graphene, đồng thời đo đạc đặc tính điện từ và làm rõ cơ chế tương tác, điều khiển của cấu trúc đã chế tạo.

Cấu trúc của luận án

Ngoài phần Mở đầu, Kết luận và Tài liệu tham khảo, Luận án được chia thành 4 chương như sau:

Chương 1. Tổng quan vật liệu biến hóa chiết suất âm

Chương 2. Phương pháp nghiên cứu

Chương 3. Điều khiển đặc tính điện từ vùng từ thẩm âm, chiết suất âm của vật liệu biến hóa dựa trên lai hóa bậc I

Chương 4. Điều khiển đặc tính điện từ vùng từ thẩm âm, chiết suất âm của vật liệu biến hóa dựa trên lai hóa bậc II

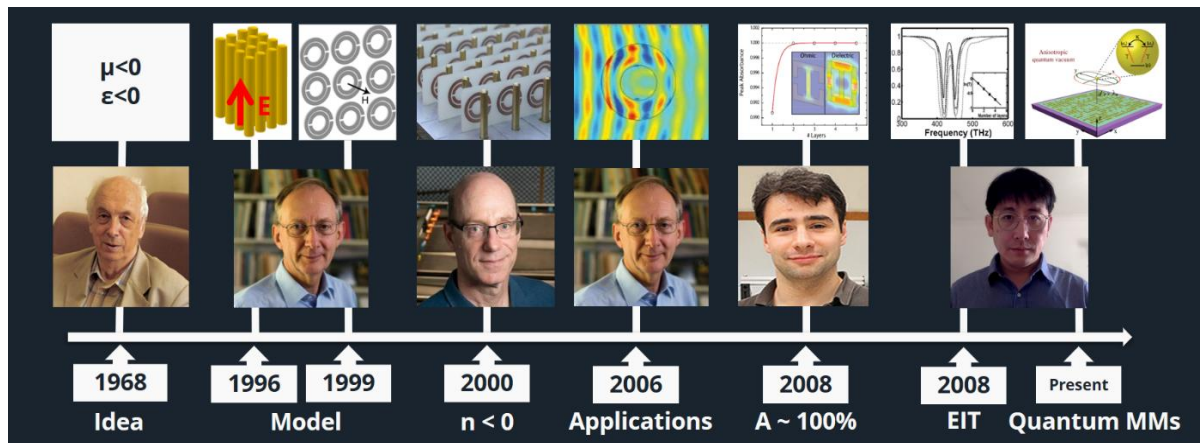
1 CHƯƠNG 1. TỔNG QUAN VẬT LIỆU BIẾN HÓA CHIẾT SUẤT ÂM

Để làm rõ lí do và mục đích nghiên cứu của luận án, chương 1 tập trung trình bày tổng quan về MM nói chung và NRI-MM nói riêng, mô hình lai hóa và các tác động ngoại vi. Cụ thể, nội dung của chương 1 tập trung trình bày một số nguyên lý cơ bản trong nghiên cứu NRI-MM và mô hình lai hóa. Bên cạnh đó, chương 1 cũng đề cập tới một số hướng nghiên cứu về các tác động ngoại vi đang được quan tâm nghiên cứu hiện nay, từ đó giúp làm rõ các mô hình tích hợp, điều khiển phù hợp cho nghiên cứu.

1.1 Giới thiệu chung về vật liệu biến hóa

1.1.1 Lịch sử hình thành và phát triển của vật liệu biến hóa

Khái niệm về vật liệu có chiết suất âm được đề xuất lần đầu tiên bởi nhà vật lý lý thuyết người Nga Victor Veselago vào năm 1967 [7]. Trong công trình nghiên cứu mang tính đột phá của mình, Veselago đã dự đoán sự tồn tại của một loại vật liệu có cả độ điện thẩm và độ từ thẩm âm, dẫn đến chiết suất âm. Theo lý thuyết của ông, những vật liệu này sẽ thể hiện các tính chất quang học ngược lại so với các vật liệu thông thường như không khí hay thủy tinh. Tuy nhiên, ý tưởng của Veselago ban đầu không nhận được nhiều sự chú ý từ cộng đồng khoa học. Lý do chính là vì không có vật liệu tự nhiên nào được biết đến có cả độ điện thẩm và độ từ thẩm âm cùng lúc. Do đó, khái niệm này vẫn chỉ là lý thuyết trong suốt hơn 30 năm sau đó.



Hình 1.1. Lịch sử hình thành và phát triển của vật liệu biến hóa

Bước ngoặt quan trọng đầu tiên đến vào cuối những năm 1990, khi John Pendry và các cộng sự tại Imperial College London đề xuất các cấu trúc nhân tạo có thể tạo ra độ điện thẩm và độ từ thẩm âm. Cụ thể vào năm 1996, họ đã phát triển mô hình lưới dây kim loại để giảm tần số plasma xuống dải GHz, mở đường cho việc tạo ra độ điện thẩm âm [24]. Tới Năm 1999, nhóm nghiên cứu tiếp tục thành công với mô hình vòng cộng hưởng có rãnh (Split Ring Resonator - SRR), chứng minh khả năng đạt được độ

từ thẩm âm [25]. Những phát hiện này đã khơi dậy lại sự quan tâm đến lý thuyết của Veselago và mở ra hướng nghiên cứu mới về MM.

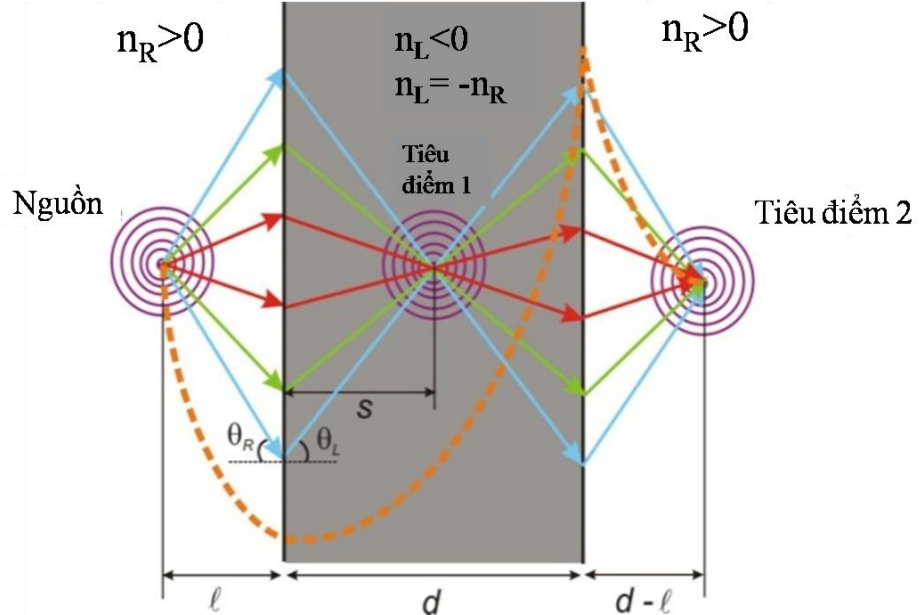
Dựa trên nền tảng lý thuyết của Pendry, vào năm 2000, nhóm nghiên cứu của David R. Smith tại Đại học California, San Diego (UCSD) đã chế tạo thành công MM chiết suất âm đầu tiên [8]. Họ đã kết hợp cấu trúc lưới dây kim loại và vòng cộng hưởng có rãnh để tạo ra một vật liệu có cả độ điện thẩm và độ từ thẩm âm trong dải tần số vi sóng. Thành công này đã mở ra một kỷ nguyên mới trong nghiên cứu vật liệu, chứng minh rằng những tính chất quang học kỳ lạ mà Veselago dự đoán có thể được hiện thực hóa trong thực tế. Nhờ khả năng tùy biến của những “nguyên tử biến hóa”, MM có thể được thiết kế để thay đổi tính chất truyền sóng điện từ của môi trường.

Năm 2000 cũng đánh dấu một bước tiến quan trọng trong lĩnh vực MM khi John Pendry đề xuất một ý tưởng đột phá về ứng dụng của NRI-MM trong chế tạo siêu thấu kính (superlens) [26]. Pendry đã nhận ra rằng NRI-MM có thể được sử dụng để tạo ra một loại thấu kính mới, có khả năng vượt qua giới hạn nhiễu xạ vốn là rào cản đối với các thấu kính quang học thông thường. Ý tưởng này dựa trên hai đặc tính quan trọng của MM chiết suất âm là khả năng hồi phục và tăng cường sóng evanescent: Trong quang học thông thường, các sóng evanescent (sóng dập tắt) mang thông tin chi tiết về đối tượng bị suy giảm nhanh chóng khi truyền qua không khí. Vật liệu chiết suất âm có khả năng khuếch đại những sóng này, giúp bảo toàn thông tin chi tiết. Kết quả là các hình ảnh được tạo ra bởi siêu thấu kính có thể chứa các chi tiết nhỏ hơn giới hạn nhiễu xạ thông thường.

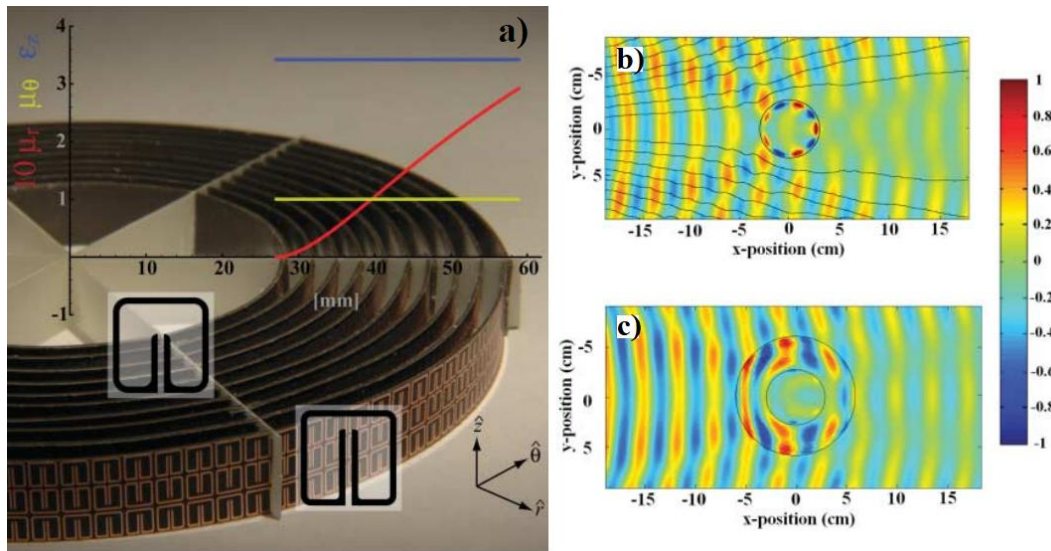
Năm 2005, một bước đột phá quan trọng đã được thực hiện khi Xiang Zhang và các cộng sự tại Đại học California, Berkeley đã chứng minh thành công ý tưởng siêu thấu kính của Pendry bằng thực nghiệm (Hình 1.3). Nhóm nghiên cứu của Zhang đã chế tạo một siêu thấu kính quang học sử dụng một lớp bạc mỏng 35 nm [27]. Thấu kính này có khả năng tạo ra hình ảnh với độ phân giải vượt qua giới hạn nhiễu xạ trong vùng ánh sáng nhìn thấy. Kết quả thực nghiệm cho thấy khả năng tái tạo hình ảnh với độ phân giải khoảng 60 nm, vượt xa giới hạn nhiễu xạ thông thường là khoảng 200 nm cho ánh sáng nhìn thấy.

Năm 2006 đánh dấu một cột mốc quan trọng trong lĩnh vực MM khi John Pendry và cộng sự công bố một nghiên cứu đột phá về lớp vỏ tàng hình sóng điện từ sử dụng MM hoạt động tại vùng tần số GHz [28]. Nghiên cứu này không chỉ mang tính lý thuyết mà còn được chứng minh bằng thực nghiệm, tạo ra một làn sóng hứng thú mới trong cộng đồng khoa học. Pendry đề xuất một mô hình lớp vỏ tàng hình sử dụng MM có khả năng hoạt động trong dải tần số GHz. Ý tưởng cốt lõi của nghiên cứu này dựa trên sự thay đổi các tham số cấu trúc của ô cơ sở trong MM, từ đó tạo ra

một gradient chiết suất phức tạp. Gradient chiết suất này cho phép điều khiển chính xác đường đi của sóng điện từ, khiến chúng bao quanh vật thể cần che giấu thay vì đi xuyên qua hoặc phản xạ từ nó. Khi không có sự phản xạ sóng từ vật thể, người quan sát sẽ không thể phát hiện ra sự hiện diện của nó, tạo ra hiệu ứng "tàng hình".



Hình 1.2. Siêu thấu kính dựa trên NRI-MM hoạt động như một thấu kính hội tụ, có khả năng khôi phục và khuếch đại sóng điện từ [26]



Hình 1.3. a) Cấu trúc của áo choàng tàng hình với các lớp MM có chiết suất khác nhau được sắp xếp một cách hợp lý xung quanh vật thể cần giấu b) đo đặc thực nghiệm của khối trụ dẫn điện và c) đo đặc thực nghiệm của khối trụ dẫn điện đã được bọc lớp vỏ tàng hình [28].

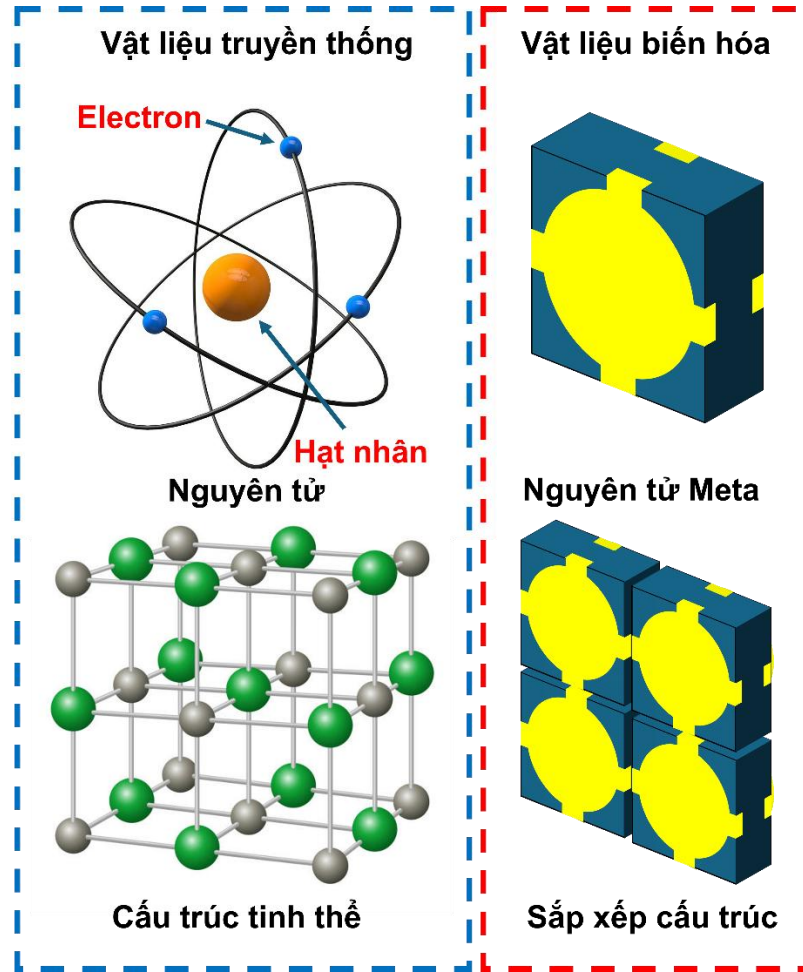
Sau khi các nghiên cứu về ứng dụng MM trong chế tạo "áo choàng tàng hình" được công bố, lĩnh vực này đã chứng kiến một sự bùng nổ về các đề xuất ứng dụng

mới và đa dạng. Đặc biệt, năm 2008 đánh dấu hai bước tiến quan trọng trong việc mở rộng phạm vi ứng dụng của MM. Đầu tiên, I. Landy và cộng sự đã giới thiệu khái niệm về MM hấp thụ tuyệt đối sóng điện từ (Metamaterial Perfect Absorber - MPA) [29]. Đây là một loại vật liệu có khả năng hấp thụ gần như hoàn toàn sóng điện từ trong một dải tần số cụ thể, mở ra tiềm năng ứng dụng rộng rãi. Cũng trong năm 2008, Shuang Zhang và nhóm nghiên cứu của ông đã đạt được một bước đột phá quan trọng khác khi chứng minh khả năng tạo ra hiện tượng trong suốt cảm ứng điện từ (Electromagnetically Induced Transparency - EIT) bằng cách sử dụng MM [30]. EIT là một hiện tượng lượng tử trong đó một môi trường có tính chất hấp thụ mạnh trở nên trong suốt đối với một bước sóng cụ thể.

1.1.2 Các nguyên lý cơ bản trong nghiên cứu vật liệu biến hóa

Trong tự nhiên, tính chất vật lý của vật liệu thường bị chi phối bởi bản chất của các nguyên tử cấu thành và cách thức sắp xếp trong cấu trúc tinh thể. Khái niệm về việc tạo ra các nguyên tử nhân tạo được bố trí theo những mạng lưới tinh thể do con người thiết kế, nhằm mục đích tạo ra những đặc tính độc đáo không có sẵn trong tự nhiên, đã từ lâu nhận được sự chú ý của giới nghiên cứu khoa học. Những thành tựu nổi bật trong lĩnh vực tạo ra các đặc tính mới cho vật liệu thông qua can thiệp nhân tạo vào cấu trúc tinh thể có thể kể đến bao gồm ống nano cacbon [31] và gần đây là graphene [32].

Sự xuất hiện của vật liệu có cấu trúc nhân tạo, được biết đến với tên gọi MM (Metamaterial) đã tạo ra một hướng nghiên cứu mới. Hình 1.4 dưới đây cho thấy sự tương đồng giữa Vật liệu truyền thống và vật liệu Meta. Vật liệu thông thường được tạo nên từ các nguyên tử với hạt nhân ở trung tâm và các điện tử quay xung quanh, trong đó tính chất chủ yếu được xác định bởi lớp điện tử ngoài cùng và cách sắp xếp nguyên tử trong mạng tinh thể. Trong khi đó, MM được xây dựng dựa trên những ô đơn vị cơ sở có cấu trúc xác định, mỗi ô cơ sở này có thể được coi như là những nguyên tử Meta (Meta-atom). Các nguyên tử Meta này có kích thước nhỏ hơn rất nhiều so với bước sóng mà tại đó các đặc tính đặc biệt của toàn bộ cấu trúc MM biểu hiện. Tính chất điện từ của vật liệu MeM chủ yếu được xác định bởi hình dạng, cấu trúc vi mô của các nguyên tử MM và trật tự sắp xếp của chúng, những yếu tố này có thể dễ dàng thiết kế và điều chỉnh, từ đó cho phép kiểm soát linh hoạt các đặc tính của vật liệu theo yêu cầu ứng dụng cũng như tạo ra MM với những tính chất như mong đợi, bao gồm cả những đặc tính không xuất hiện trong tự nhiên.



Hình 1.4. Hình ảnh so sánh giữa cấu trúc vật liệu truyền thống và vật liệu biến hóa.

Việc thiết kế ban đầu của MM dựa trên nền tảng của lý thuyết môi trường hiệu dụng (Effective Medium Theory - EMT). Khi nghiên cứu tương tác của bức xạ điện từ với vật chất, cần lưu ý rằng bước sóng ánh sáng vượt trội hàng trăm lần so với kích thước nguyên tử và khoảng cách liên nguyên tử. Do đó, ánh sáng không thể phân biệt từng nguyên tử riêng lẻ, cho phép chúng ta mô hình hóa vật liệu thành một môi trường đồng nhất với hai tham số đặc trưng: hằng số điện môi (ϵ) và độ từ thẩm (μ). Lý thuyết này áp dụng cho mọi hệ không đồng nhất có các thành phần và khoảng cách giữa chúng nhỏ hơn đáng kể so với bước sóng điện từ. Hai mô hình phổ biến là Bruggeman và Maxwell-Garnett, trong đó mô hình Maxwell-Garnett thường được ưu tiên trong nghiên cứu MM [33], [34].

Trong mô hình Maxwell-Garnett, độ điện thẩm hiệu dụng ϵ_{eff} của môi trường gồm: m môi trường hình cầu có độ điện thẩm của từng môi trường là ϵ_i được bao quanh bởi môi trường khác có độ điện thẩm ϵ_m có thể được xác định từ điều kiện:

$$\frac{\varepsilon_{eff} - \varepsilon_m}{\varepsilon_{eff} + 2\varepsilon_m} = f_i \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_m}{\varepsilon_i + 2\varepsilon_m} \quad (1.1)$$

$$\varepsilon_{eff} = \varepsilon_m \frac{2(1 - f_i)\varepsilon_m + (1 + 2f_i)\varepsilon_i}{(2 + f_i)\varepsilon_m + (1 - f_i)\varepsilon_i} \quad (1.2)$$

Dựa trên lý thuyết môi trường hiệu dụng, Vật liệu Meta được hiểu là cấu trúc nhân tạo gồm các đơn vị cơ bản, với tính chất vật lý phụ thuộc chủ yếu vào thiết kế cấu trúc thay vì bản chất vật liệu thành phần. Các nguyên tử Meta có kích thước rất nhỏ so với bước sóng làm việc, cho phép mô tả tính chất điện từ qua các tham số hiệu dụng. Tuy nhiên, giới hạn áp dụng lý thuyết này vẫn đang được thảo luận, với một số nghiên cứu chỉ ra rằng điều kiện có thể áp dụng khi bước sóng chỉ cần lớn hơn 1.3 lần chu kỳ mạng [35], [36]. Công trình đột phá trong việc áp dụng lý thuyết môi trường hiệu dụng cho vật liệu Meta được thực hiện bởi nhóm nghiên cứu của Koschny vào năm 2004 [37]. Nghiên cứu tập trung vào cấu trúc composite gồm hai thành phần chính: các sợi dây kim loại liên tục đóng vai trò tạo ra độ điện thẩm âm, và các vòng cộng hưởng có rãnh có khả năng tạo ra độ từ thẩm âm trong dải tần số cộng hưởng từ. Khi sóng điện từ tương tác với vật liệu Meta, năng lượng được phân chia thành ba phần chính (bỏ qua nhiễu xạ và tán xạ) bao gồm phần phản xạ (R) xuất phát từ sự không tương thích trở kháng, phần hấp thụ (A) do tính chất nội tại của vật liệu và phần truyền qua (T). Theo định luật bảo toàn năng lượng: $R + T + A = 1$. Trong thực nghiệm, các giá trị này được xác định thông qua ma trận tán xạ S với các tham số S_{11} (hệ số phản xạ) và S_{21} (hệ số truyền qua), trong đó, $R = |S_{11}|^2$ và $T = |S_{21}|^2$. Độ hấp thụ được tính gián tiếp: $A = 1 - |S_{11}|^2 - |S_{21}|^2$. Các hệ số tán xạ thể hiện mối quan hệ giữa tín hiệu thu và phát thông qua ma trận S . Trong điều kiện chiếu sóng một phía hệ số phản xạ và truyền qua được xác định đơn giản là tỷ lệ giữa tín hiệu thu và phát tương ứng.

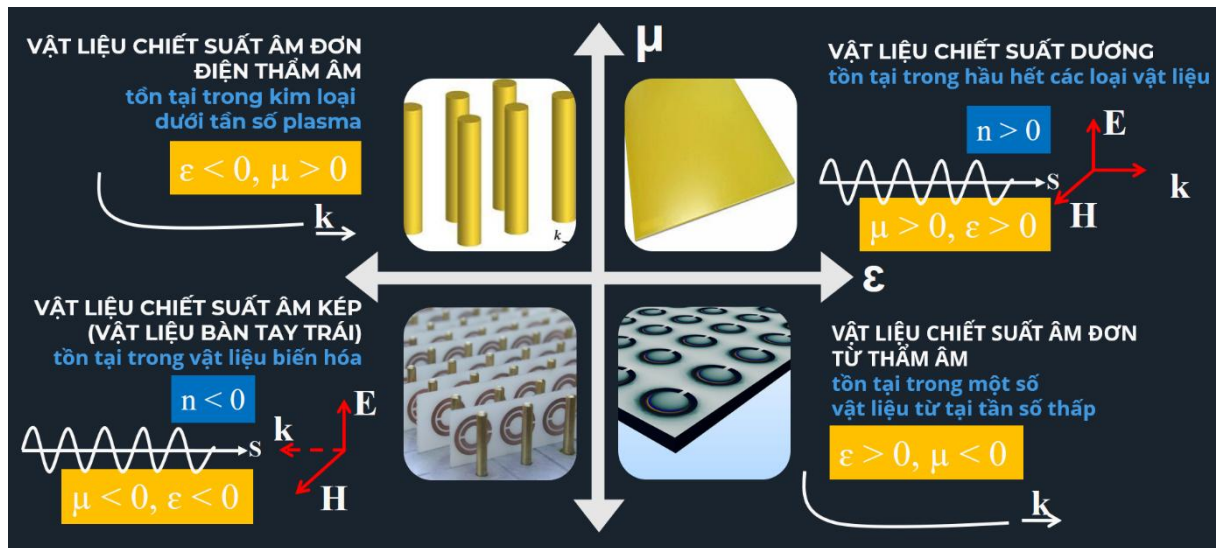
1.2 Tổng quan về vật liệu biến hóa chiết suất âm

Vật liệu biến hóa chiết suất âm (NRI-MM) là một trong những phát minh quan trọng nhất trong lĩnh vực vật liệu trong những thập kỷ gần đây. Phần tiếp theo sẽ trình bày tổng quan về lịch sử hình thành và phát triển của loại vật liệu đặc biệt này.

Xuyên suốt quá trình hình thành và phát triển của MM, NRI-MM đã chiếm vị trí trung tâm trong các nghiên cứu và thu hút sự chú ý đặc biệt từ cộng đồng khoa học. Sự quan tâm này bắt nguồn từ những tính chất độc đáo và tiềm năng ứng dụng rộng rãi của loại vật liệu này. Vật liệu chiết suất âm, được đề xuất lần đầu bởi Veselago vào năm 1967, là một loại vật liệu đặc biệt với những tính chất điện từ và quang học độc đáo. Đặc trưng cơ bản của vật liệu này là sự kết hợp đồng thời của độ từ thẩm âm ($\mu < 0$) và độ điện thẩm âm ($\varepsilon < 0$) trong cùng một dải tần số. Sự kết hợp

này dẫn đến một loạt các hiện tượng bất thường, trái ngược với những hiểu biết thông thường về tương tác giữa vật chất và sóng điện từ.

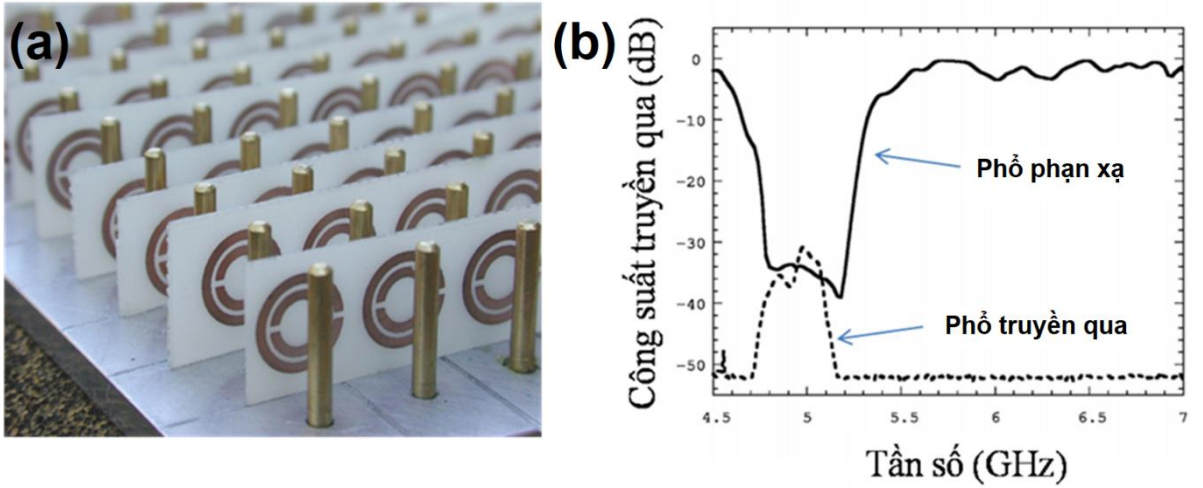
Một trong những tính chất nổi bật của vật liệu chiết suất âm là sự nghịch đảo của định luật Snell [38] Trong khi với vật liệu thông thường, ánh sáng bị khúc xạ về phía đường pháp tuyến khi đi từ môi trường chiết suất thấp sang môi trường chiết suất cao, thì trong vật liệu chiết suất âm, ánh sáng bị khúc xạ về phía ngược lại [39], [40]. Hiện tượng này mở ra khả năng thiết kế các thiết bị quang học có khả năng điều khiển ánh sáng theo cách chưa từng có trước đây. Ngoài ra, vật liệu chiết suất âm còn thể hiện sự nghịch đảo trong hiệu ứng Doppler [41] và phát xạ Cherenkov [42]. Trong hiệu ứng Doppler thông thường, tần số sóng tăng lên khi nguồn phát và người quan sát tiến lại gần nhau. Tuy nhiên, trong vật liệu chiết suất âm, hiện tượng ngược lại xảy ra. Tương tự, phát xạ Cherenkov trong vật liệu chiết suất âm cũng có hướng ngược lại so với vật liệu thông thường. Một đặc điểm quan trọng khác của vật liệu chiết suất âm là cấu trúc vector của trường điện từ. Trong vật liệu này, ba vector trường điện (E), từ (H), và vector sóng (k) tuân theo quy tắc bàn tay trái, trái ngược với quy tắc bàn tay phải trong vật liệu thông thường. Chính vì đặc điểm này mà vật liệu chiết suất âm còn được gọi là vật liệu left-handed metamaterials (LHMs).



Hình 1.5. Giản đồ biểu diễn mối liên hệ giữa ϵ và μ của vật liệu [43].

Hình 1.5 trình bày một giản đồ đơn giản để phân loại vật liệu dựa trên hai tham số điện từ cơ bản: độ điện thẩm ϵ và độ từ thẩm μ . Giản đồ này chia vật liệu thành bốn góc phần tư, mỗi góc đại diện cho một loại vật liệu với đặc tính điện từ riêng biệt. Góc phần tư thứ nhất ($\epsilon > 0, \mu > 0$) đại diện cho phần lớn vật liệu tự nhiên, nơi sóng điện từ có thể lan truyền với một mức độ tổn hao nhất định. Góc phần tư thứ hai ($\epsilon < 0, \mu > 0$) thể hiện tính chất của môi trường có độ điện thẩm âm, điển hình là kim loại dưới tần số plasma. Trong khi đó, góc phần tư thứ tư ($\epsilon > 0, \mu < 0$) mô tả môi trường có độ từ thẩm âm, thường thấy trong một số vật liệu từ tính ở tần số

thấp. Trong hai trường hợp này, sóng điện từ thường bị dập tắt nhanh chóng khi truyền vào vật liệu. Đặc biệt, góc phản tư thứ ba ($\varepsilon < 0, \mu < 0$) biểu diễn một loại vật liệu đặc biệt gọi là môi trường chiết suất âm kép – đây chính là NRI-MM đã đề cập ở trên. Trong môi trường này, sóng điện từ có thể lan truyền nhưng với đặc tính độc đáo: hướng truyền sóng và hướng truyền năng lượng ngược chiều nhau. Tuy nhiên, phải đến năm 2000, nhóm nghiên cứu của Smith mới chế tạo thành công NRI-MM dựa trên mô hình lưới dây kim loại (tạo ra $\varepsilon < 0$) và vòng cộng hưởng có rãnh (tạo ra $\mu < 0$) do Pendry đề xuất. Hình 1.6 dưới đây cho thấy cấu tạo của mẫu chế tạo và phổ truyền qua thực nghiệm ở vùng tần số GHz. Kết quả cho thấy khi lưới dây kim loại được thêm vào, vùng không truyền qua của SRR chuyển thành vùng truyền qua, chứng minh giả thuyết của Veselago.



Hình 1.6. Vật liệu có chiết suất âm hoạt động ở tần số GHz; b) Phổ phản xạ và truyền qua của vật liệu có cấu trúc ở hình (a). Tính chất chiết suất âm ($n < 0$) của vật liệu thể hiện ở vùng tần số 4,7 đến 5,2 GHz [8].

1.2.1 Vật liệu có độ điện thẩm âm

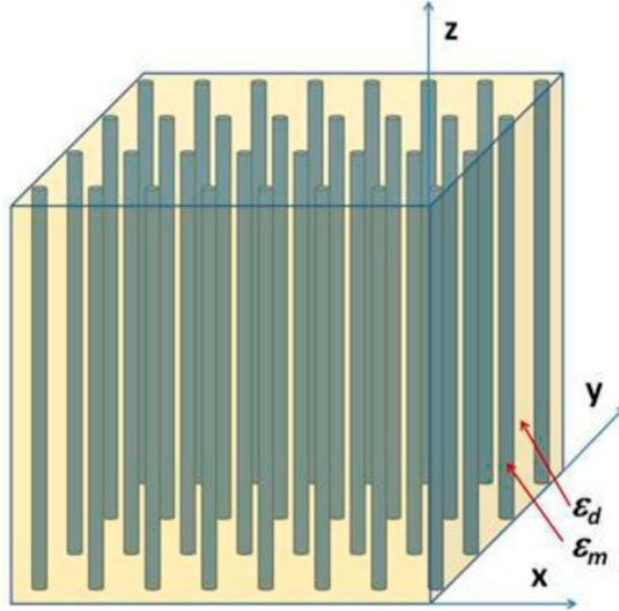
Trong tự nhiên, độ điện thẩm âm của các kim loại chỉ có thể được thu nhận ở tần số thấp hơn tần số plasma. Độ điện thẩm, ký hiệu là ε , của một vật liệu kim loại phụ thuộc vào tần số sóng điện từ ω chiếu tới. Mối quan hệ này được mô tả bởi mô hình Drude, trong đó độ điện thẩm được biểu diễn qua phương trình:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega} \right) \quad (1.9)$$

Trong đó, γ là tần số dập tắt, đại diện cho sự mất mát năng lượng do va chạm giữa các điện tử và ω_p là tần số plasma, được tính bằng công thức:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m_e}} \quad (1.10)$$

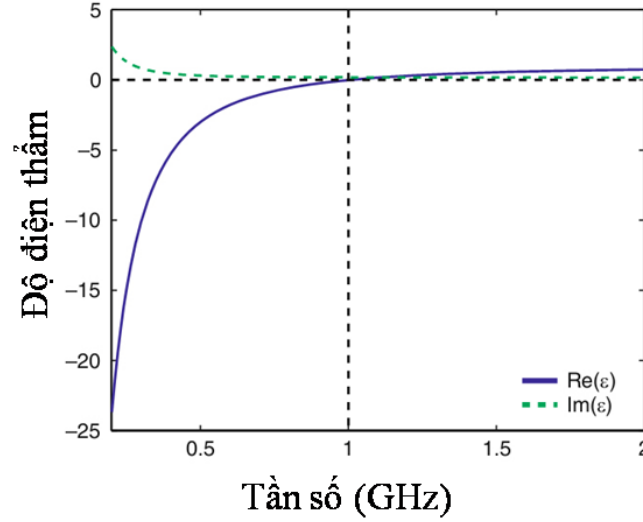
Trong đó, N là mật độ điện tử, e là điện tích của điện tử, ϵ_0 là độ điện thẩm của chân không, m_e là khối lượng của điện tử. Tần số plasma của các kim loại thường nằm trong vùng khả kiến hoặc tử ngoại. Ví dụ, nhôm có tần số plasma khoảng 3,6 PHz (tương đương 15 eV).



Hình 1.7. Cấu trúc lưới dây kim loại mỏng liên tục sắp xếp tuần hoàn. [44]

Tuy nhiên, ở các tần số trong vùng hồng ngoại gần và thấp hơn, hàm số điện môi của kim loại trở thành ảo do tổn hao năng lượng lớn. Để thu được độ điện thẩm âm ở vùng tần số thấp, chẳng hạn như vùng sóng vi ba, nhà nghiên cứu Pendry đã đề xuất một mô hình lưới dây kim loại mỏng, như thể hiện trong Hình 1.7. Mô hình này bao gồm một dãy các dây kim loại mỏng, dài vô hạn, được sắp xếp song song và cách đều nhau. Cấu trúc lưới dây kim loại này có khả năng làm giảm đáng kể tần số plasma, nhờ vào hai lý do chính. Thứ nhất, mật độ điện tử hiệu dụng trong môi trường này giảm đi do các điện tử bị giới hạn bên trong các dây kim loại mỏng, nằm trong một ô cơ sở nhất định. Khi các điện tử không còn tự do di chuyển trong không gian ba chiều như trong kim loại thông thường, chúng sẽ bị ràng buộc trong các dây kim loại, dẫn đến việc giảm mật độ điện tử hiệu dụng. Điều này có tác động trực tiếp đến khả năng tương tác của chúng với sóng điện từ, làm cho độ điện thẩm âm có thể đạt được ở tần số thấp hơn. Lý do thứ hai liên quan đến việc tăng khối lượng hiệu dụng của điện tử. Hiện tượng này xảy ra do sự xuất hiện của dòng cảm ứng trong các dây kim loại, cùng với từ trường được kích thích trong quá trình tương tác với sóng điện từ. Các dây kim loại trong mô hình này có độ tự cảm rất lớn, dẫn đến việc tạo ra một từ trường mạnh mẽ xung quanh chúng. Theo định luật Lenz, độ tự cảm này sẽ chống lại sự thay đổi của dòng điện, tạo ra một lực cản đối với sự di chuyển của các điện tử. Khi dòng điện trong dây kim loại thay đổi, các điện tử sẽ cảm nhận được lực cản này, khiến

cho chúng giống như được tăng thêm một khối lượng cực lớn. Kết quả là, tần số plasma hiệu dụng mới được tạo ra bởi lưới dây kim loại mỏng bị đẩy lùi về phía vùng tần số thấp.



Hình 1.8. Độ điện thẩm hiệu dụng của lưới dây bạc theo tần số [45]

Biểu đồ trong Hình 1.8 minh họa sự thay đổi của độ điện thẩm (điện môi) theo tần số, với hai thành phần: phần thực ($\text{Re}(\epsilon)$) và phần ảo ($\text{Im}(\epsilon)$). Đây là kết quả của việc sử dụng mô hình lưới dây kim loại, giúp hạ thấp tần số plasma xuống vùng GHz, cụ thể là khoảng 1 GHz.

1.2.2 Vật liệu có độ từ thẩm âm

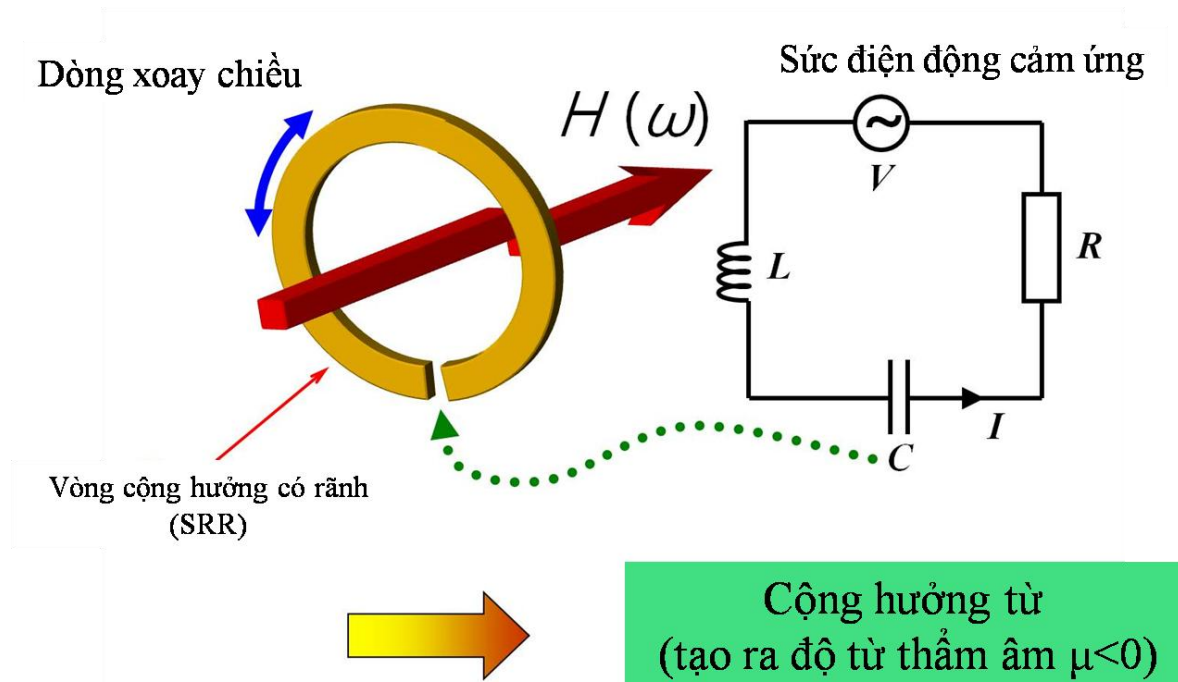
Hầu hết các vật liệu tự nhiên có độ từ thẩm dương, tức là chúng có khả năng bị từ hóa trong sự hiện diện của từ trường. Tuy nhiên, chỉ có một số ít vật liệu có độ từ thẩm âm, nghĩa là chúng phản ứng ngược lại với từ trường. Ở tần số thấp, các vật liệu này vẫn thể hiện tính chất từ, nhưng khi tần số tăng lên đến vùng GHz, những tính chất từ này thường bị dập tắt hoặc biến mất.

Theo Landau và Lifshitz [46], tính chất từ trong lĩnh vực quang học không có ý nghĩa vật lý đáng kể. Điều này là do sự tương tác của thành phần từ trong sóng điện từ với các nguyên tử yếu hơn nhiều so với thành phần điện, đặc biệt ở tần số lớn hơn tần số GHz [47]. Tương tác từ với nguyên tử tỉ lệ thuận với từ trường Bohr theo công thức $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e c} = a_e a_0$. Trong khi đó, tương tác điện được biểu diễn đơn giản hơn là $e a_0$, trong đó, e là điện tích của electron và a_0 là bán kính Bohr, một đơn vị chiều dài đặc trưng cho kích thước của nguyên tử hydrogen, cho thấy rằng nó không phụ thuộc vào hằng số cấu trúc tinh tế $\alpha \approx \frac{1}{137}$ và do đó mạnh hơn tương tác từ. Khi xét về năng lượng tương tác, sự khác biệt này sẽ được nhân lên bởi một hằng số tỷ lệ thứ hai. Vì vậy, khi tính đến năng lượng, sự suy giảm của tương tác từ phụ thuộc α^2 . Do sự phụ thuộc bình phương vào hằng số α khi tính đến năng lượng tương tác, ảnh

hưởng của từ trường của sóng điện tác động lên vật liệu yếu hơn khoảng α^2 lần so với ảnh hưởng của điện trường. Điều này là kết quả của sự tương tác tương đối yếu hơn của từ trường so với điện trường ở khía năng lượng, chứ không chỉ ở mức độ lực trực tiếp.

Một lý do quan trọng khác là sự chuyển đổi liên quan đến từ trường trong nguyên tử chỉ có thể xảy ra giữa các trạng thái có cùng đặc điểm trong hàm sóng [48]. Tuy nhiên, photon có năng lượng lớn hơn nhiều so với sự chênh lệch năng lượng giữa các trạng thái của electron trong trường hợp dịch chuyển lưỡng cực từ. Vì sự chênh lệch năng lượng này quá nhỏ, photon không thể kích hoạt hiệu quả các dịch chuyển này, dẫn đến việc không thể tương tác mạnh với các trạng thái này trong vật liệu. Ngoài ra, trong tự nhiên không tồn tại đơn cực từ, vì vậy không thể tạo ra loại plasma từ tương tự như plasma điện, là trạng thái của vật chất trong đó các hạt điện tích tự do di chuyển. Điều này giải thích tại sao từ trường khó có thể tác động mạnh đến vật liệu như điện trường có thể làm được.

Mặc dù không phải tất cả các vật liệu đều có tính chất từ như sắt, ni-ken hay coban, nhưng từ tính cũng có thể được tạo ra trong các vật liệu phi từ bằng cách kích thích các dòng điện tròn. Khi một dòng điện chạy qua một vòng dây, nó sẽ tạo ra một từ trường xung quanh vòng dây đó. Nếu ta cuộn dây thành một vòng tròn, từ trường sẽ tập trung ở giữa vòng dây và tạo thành một moment lưỡng cực từ. Hiện tượng này được gọi là cảm ứng từ.



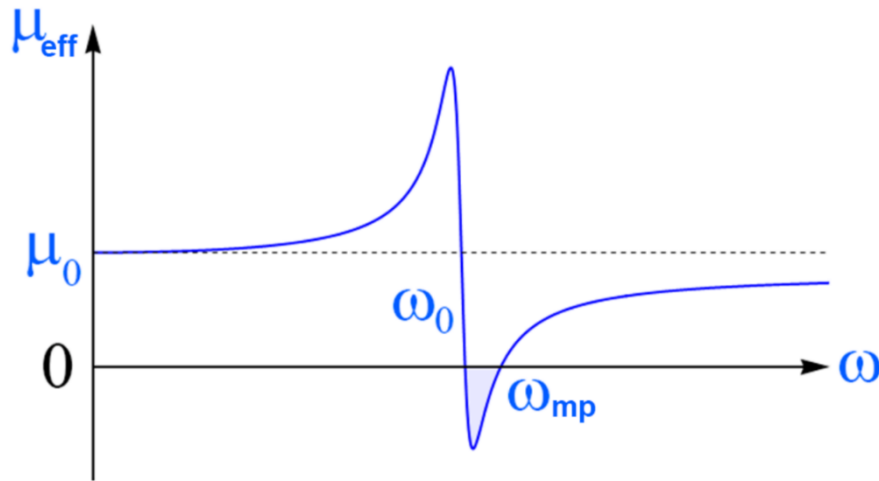
Hình 1.9. Nguyên lý hoạt động của SRR để tạo ra $\mu < 0$ [25].

Dựa trên nguyên lý này, vào năm 1999, nhà vật lý John Pendry đã đề xuất mô hình đầu tiên tạo ra độ từ thẩm âm ở vùng tần số GHz [25]. Mô hình của ông gồm

một dãy tuần hoàn của 2 cấu trúc SRR đơn lồng vào nhau. SRR là một cấu trúc gồm 1 vòng kim loại hình tròn đồng tâm, mỗi vòng có một khe hở. Khi một từ trường thay đổi theo thời gian tác dụng lên SRR, nó sẽ cảm ứng ra dòng điện tròn trong các vòng kim loại. Từ trường của các dòng điện này sẽ tạo ra một moment lưỡng cực từ đối lập với từ trường tác dụng, dẫn đến hiện tượng từ thẩm âm.

Hình 1.9 minh họa nguyên lý hoạt động của cấu trúc SRR trong việc tạo ra độ từ thẩm âm. Cấu trúc này hoạt động để tạo ra độ từ thẩm âm bằng cách sinh ra dòng điện cảm ứng khi một từ trường biến thiên tác động lên nó. Khi tần số của từ trường kích thích thấp hơn tần số cộng hưởng ω , lưỡng cực từ sinh ra sẽ cùng pha với trường kích thích, thể hiện tính chất thuận từ. Tuy nhiên, khi tần số tiệm cận đến ω , dòng điện bắt đầu bị trễ, dẫn đến lưỡng cực từ trở nên ngược pha với trường kích thích, thể hiện tính chất nghịch từ. Tính chất nghịch từ này rất quan trọng để tạo ra độ từ thẩm âm nhỏ hơn không, cho phép SRR phản ứng ngược lại với từ trường bên ngoài và mở ra khả năng ứng dụng trong siêu vật liệu, quang học và điện tử.

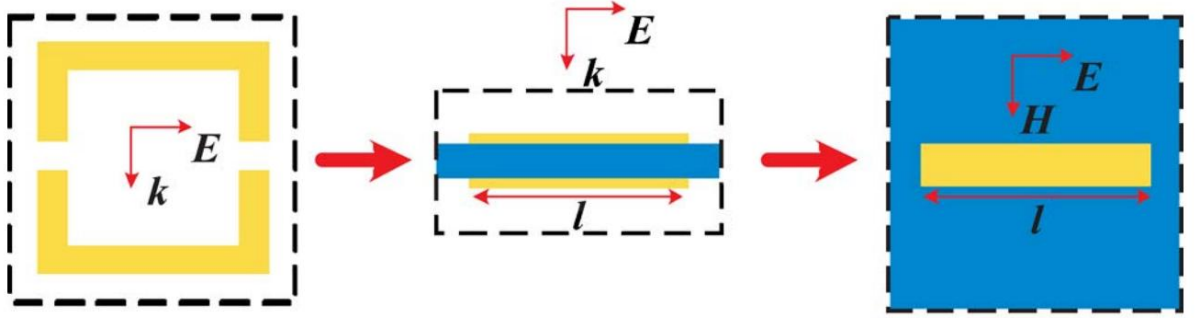
Bên cạnh đó, mặc dù một SRR đơn lẻ có thể tạo ra một số hiệu ứng từ tính, nhưng để đạt được độ từ thẩm âm hiệu quả, cần phải có sự kết hợp của nhiều SRR hoặc cặp SRR như cấu trúc Pendry đã đề xuất. Tóm lại, mô hình cấu trúc SRR do Pendry đề xuất khác biệt ở chỗ nó không dựa vào các moment từ vĩnh cửu như các vật liệu thông thường. Thay vào đó, SRR tạo ra tần số "plasma từ" tương tự như thành phần điện mà không cần đơn cực từ. Vùng tần số có độ từ thẩm âm ($\mu < 0$) nằm giữa tần số cộng hưởng ω_0 và tần số plasma từ ω_{mp} (Hình 1.10).



Hình 1.10. Dạng tổng quát của độ từ thẩm hiệu dụng cho mô hình SRR (dưới điều kiện vật liệu không có tổn hao) [25].

Trong những năm gần đây, cấu trúc cặp dây bị cắt (cut-wire pair - CWP) đã thu hút sự chú ý của nhiều nhà nghiên cứu [49], [50] (**Hình 1.11**). Đây là một cấu trúc đơn giản, gồm một lớp điện môi ở giữa và hai thanh kim loại ở hai bên. CWP

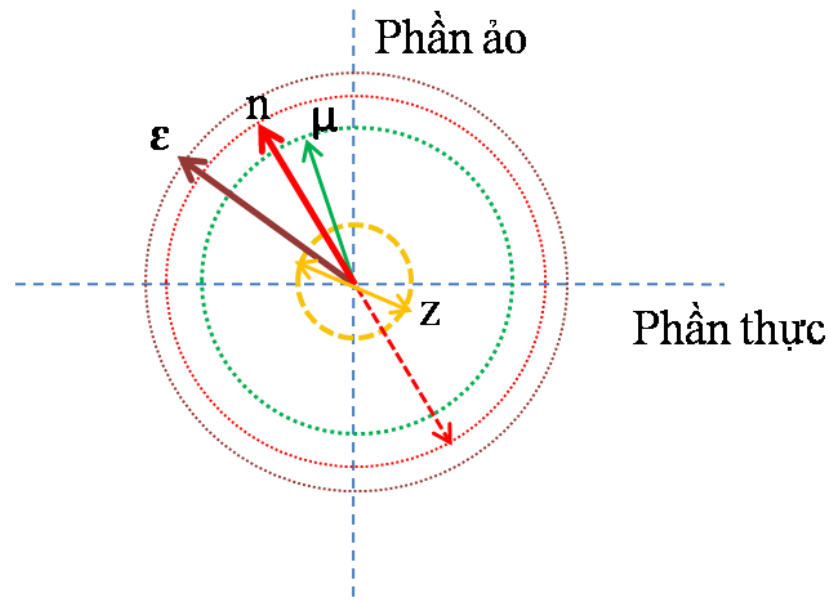
thực chất là biến thể của cấu trúc SRR, do đó cũng thể hiện tính chất từ và có khả năng tạo ra độ từ thẩm âm.



Hình 1.11. Sự biến đổi từ cấu trúc SRR sang cấu trúc CWP [49].

1.2.3 Vật liệu biến hóa có chiết suất âm đơn và kép

Công thức cơ bản để xác định chiết suất của một môi trường là $n = \sqrt{\epsilon\mu}$, đòi hỏi sự phân tích kỹ lưỡng khi xét đến khả năng xuất hiện các giá trị âm. Mặc dù biểu thức toán học này dường như cho kết quả dương ngay cả khi ϵ và μ đồng thời âm, tuy nhiên, việc xác định dấu khi tính căn bậc II cần được xem xét cẩn thận dựa trên ý nghĩa vật lý của vật liệu. Trong hầu hết các trường hợp, vật liệu thể hiện tính chất thụ động, nghĩa là sóng điện từ truyền qua sẽ dập tắt theo hàm mũ. Do đó, các đại lượng ϵ , μ và n thường được biểu diễn bằng các hàm phức. Quan sát trên giản đồ tạo ra chiết suất âm (Hình 1.12) ta thấy các giá trị ϵ , μ và n đều nằm trong góc phần tư thứ hai. Điều này chứng tỏ rằng phần thực của chiết suất chỉ thực sự âm (chiết suất âm kép) khi cả độ từ thẩm và điện thẩm đều có giá trị âm.



Hình 1.12. Giản đồ giải thích phần thực âm của chiết suất. Các mũi tên cho thấy vị trí của độ điện thẩm ϵ và độ từ thẩm μ trong mặt phẳng phức [51].

Dưới đây, chúng ta sẽ xét cụ thể hơn về điều kiện tổng quát về dấu của chiết suất thông qua việc biểu diễn các giá trị độ điện thẩm, độ từ thẩm và chiết suất dưới dạng phức [51]:

$$\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon'' = \sqrt{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2} e^{i\phi_E} \quad (1.1)$$

$$\mu = \mu' + i\mu'' = \sqrt{\mu'^2 + \mu''^2} e^{i\phi_M} \quad (1.2)$$

$$n = n' + in'' = \sqrt{n'^2 + n''^2} e^{i\phi_n} = \sqrt{n'^2 + n''^2} e^{i(\phi_M + \phi_E)/2} \quad (1.3)$$

Trở kháng của môi trường được biểu diễn dưới dạng:

$$z = z' + iz'' = \sqrt{z'^2 + z''^2} e^{i\phi_z} = \sqrt{z'^2 + z''^2} e^{i(\phi_M - \phi_E)/2} \quad (1.4)$$

Bên cạnh đó, có mối quan hệ giữa các đại lượng trên như sau:

$$\varepsilon = \frac{n}{z}; \mu = nz; n = \sqrt{\varepsilon\mu}; z = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} = \frac{n}{\varepsilon} \quad (1.5)$$

ở đây ε', μ', n' là phần thực và $\varepsilon'', \mu'', n''$ là phần ảo lần lượt của độ điện thẩm, độ từ thẩm và chiết suất, ϕ_M, ϕ_E là pha của từ trường và điện trường tương ứng, chúng thỏa mãn điều kiện $0 < \phi_M, \phi_E < \pi$ để tổn hao có giá trị dương. Do đó:

$$\begin{aligned} n &= \sqrt{\mu\varepsilon} = \sqrt{(\varepsilon' + i\varepsilon'')(\mu' + i\mu'')} \\ &= e^{(i\phi_n/2)} \sqrt{(\mu'\varepsilon' - \mu''\varepsilon'')^2 + (\mu'\varepsilon'' + \mu''\varepsilon')^2} \end{aligned} \quad (1.6)$$

hoặc có thể viết biểu thức của chiết suất dưới dạng khác

$$n = \sqrt{r(\cos \phi_n + i \sin \phi_n)} \quad (1.7)$$

với ϕ_n là pha của chiết suất n và

$$r = \sqrt{(\mu'\varepsilon' - \mu''\varepsilon'')^2 + (\mu'\varepsilon'' + \mu''\varepsilon')^2} \quad (1.8)$$

Từ lý thuyết số phức, pha của n được xác định bởi công thức:

$$\cos \phi_n = \left[\frac{(\mu'\varepsilon' - \mu''\varepsilon'')}{(\mu'\varepsilon' - \mu''\varepsilon'')^2 + (\mu'\varepsilon'' + \mu''\varepsilon')^2} \right] \quad (1.9)$$

$$\sin \phi_n = \left[\frac{(\varepsilon'\mu'' + \varepsilon''\mu')}{(\mu'\varepsilon' - \mu''\varepsilon'')^2 + (\mu'\varepsilon'' + \mu''\varepsilon')^2} \right] \quad (1.10)$$

Hệ quả là sẽ thu được phần thực và phần ảo của chiết suất tương ứng theo công thức:

$$n' = \sqrt{r} \cos\left(\frac{\phi_n}{2} + k\pi\right); n'' = \sqrt{r} \sin\left(\frac{\phi_n}{2} + k\pi\right) (k \in \mathbb{Z}) \quad (1.11)$$

Để đạt được môi trường chiết suất âm ($n' < 0$), ta cần $\cos\left(\frac{\phi_n}{2} + k\pi\right) < 0$.

Điều kiện này xảy ra khi $\frac{\pi}{2} < \frac{\phi_n}{2} + k\pi < \pi$, với k là số nguyên. Từ đó ta suy ra $\pi < \phi_n < 2\pi$. Bên cạnh đó, liên hệ với công thức 1.10, ta có trong khoảng $\pi < \phi_n < 2\pi$, giá trị của $\sin \phi_n < 0$. Ta có phần mẫu số của công thức 1.10 luôn giữ giá trị dương vì là tổng bình phương, do đó để thỏa mãn điều kiện $\sin \phi_n < 0$, phần tử số

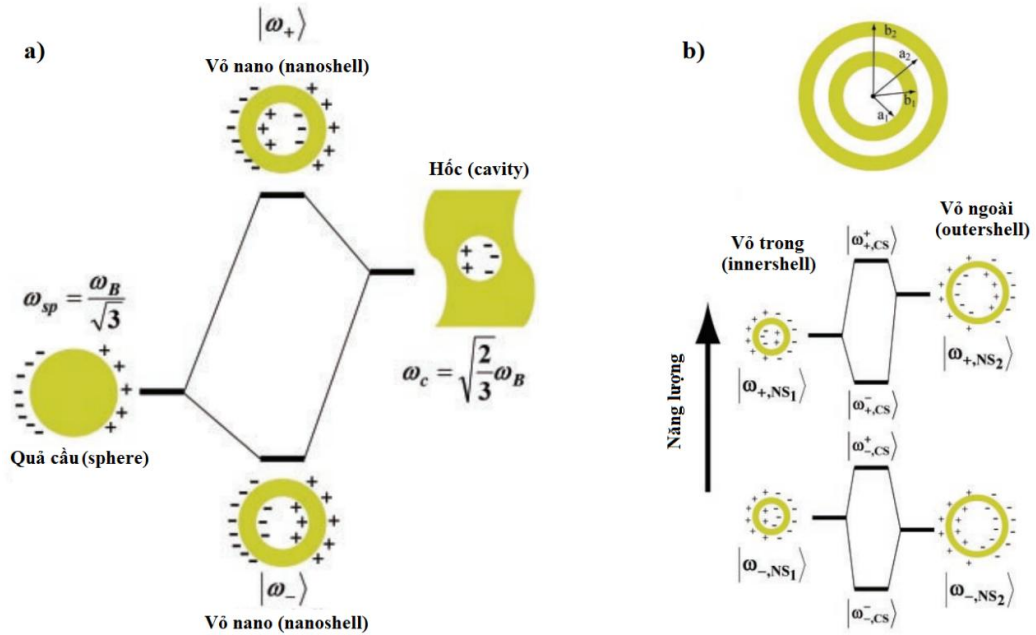
của công thức 1.10 luôn phải có giá trị âm, hay nói cách khác ta có điều kiện để đạt được chiết suất âm như sau:

$$\mu' \varepsilon'' + \mu'' \varepsilon' < 0. \quad (1.12)$$

Điều kiện (1.12) cho thấy, chúng ta có thể phân chia vùng tần số có chiết suất âm thành hai vùng: chiết suất âm đơn và chiết suất âm kép. Trong vùng chiết suất âm kép, cả hai giá trị phần thực ε' và μ' đều có giá trị âm còn các giá trị phần ảo (ε'', μ'') luôn là dương. Vùng chiết suất âm đơn đạt được khi chỉ có một trong hai giá trị âm của ε' hoặc μ' , các giá trị phần ảo (ε'', μ'') trong trường hợp này cần có giá trị dương rất lớn để thỏa mãn điều kiện (1.12). Tuy nhiên, trong vùng chiết suất âm đơn, chiết suất âm có thể đạt được nhưng các giá trị lớn của ε'' và μ'' dẫn tới một tổn hao đáng kể. Do đó, các vật liệu chiết suất âm đơn là không khả thi trong các ứng dụng liên quan đến sự truyền qua.

1.3 Mô hình lai hóa và cơ chế mở rộng vùng từ thẩm âm, chiết suất âm

1.3.1 Cơ sở lý thuyết về lai hóa



Hình 1.13. a) Sơ đồ mức năng lượng mô tả sự lai hóa plasmon trong các vỏ nano kim loại do tương tác giữa các plasmon của “Quả cầu” và “Hốc” và b) Sơ đồ mô tả cấu trúc của vỏ nano đồng tâm cùng với Sơ đồ mức năng lượng mô tả sự tương tác giữa các cộng hưởng plasmon của vỏ nano bên trong và bên ngoài [52]

Năm 2003, J. Halas và các cộng sự đã trình bày một mô hình lai hóa để mô tả đáp ứng plasmon của các cấu trúc nano phức tạp [52]. Nghiên cứu đã chỉ ra rằng các mode cộng hưởng của một hệ thống kim loại nano phức tạp có thể được hiểu như là kết quả tương tác hoặc lai hóa của các cấu trúc hình học thành phần. Lý thuyết lai hóa cung cấp một cách tiếp cận khái niệm đơn giản để thiết kế các cấu trúc nano với cộng hưởng plasmon mong muốn. Hiệu ứng lai hóa miêu tả sự tương tác giữa các cộng

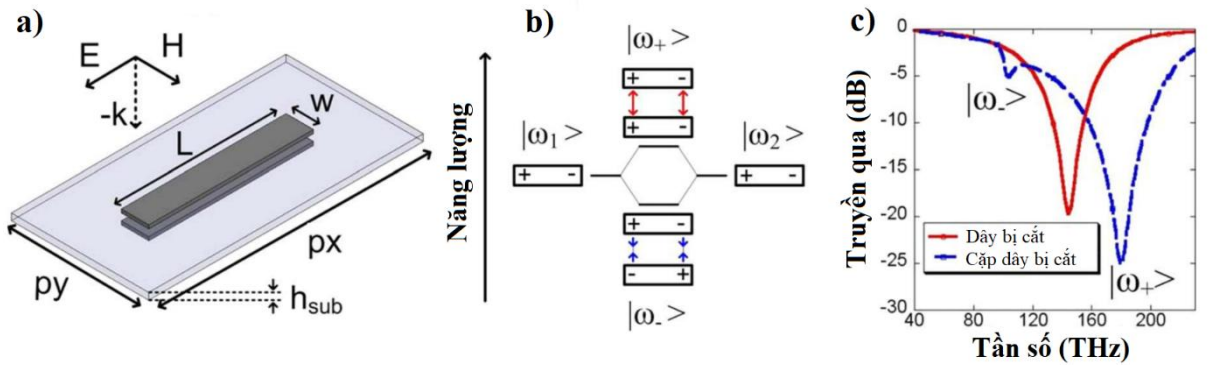
hưởng trong MM làm các mode cộng hưởng cơ bản bị suy biến và tách thành các mode cộng hưởng mới. Đây có thể coi như công trình đầu tiên nghiên cứu về mô hình lai hóa dựa vào lý thuyết orbital phân tử. Kết quả nghiên cứu của Halas cho thấy các tần số cộng hưởng Plasmon mới của hệ phức hợp được tạo ra ($|\omega_+\rangle, |\omega_-\rangle, |\omega_{+,cs}^+\rangle, |\omega_{+,cs}^-\rangle, |\omega_{-,cs}^+\rangle, |\omega_{-,cs}^-\rangle$) từ sự suy biến dẫn đến tách các mức năng lượng cộng hưởng Plasmon cơ bản ($\omega_{sp} = \frac{\omega_B}{\sqrt{3}}, \omega_{sp} = \sqrt{\frac{2}{3}}\omega_B, \omega_{+,NS1}, \omega_{-,NS1}, \omega_{+,NS2}, \omega_{-,NS2}$) như trên Hình 1.13.

Trong các công trình nghiên cứu tiếp theo của họ, phương pháp này đã được sử dụng thành công để mô tả cộng hưởng plasmon trong hạt nano cầu [53], các cặp hạt nano [54], các cặp vỏ nano [55], [56], và các hạt nano gần bề mặt kim loại [57].

Trên thực tế, mô hình lai hóa cũng có thể được áp dụng được cho MM vì vật liệu này được cấu thành từ nhiều yếu tố cộng hưởng. Một trong những ví dụ phổ biến về việc sử dụng mô hình lai hóa vào MM là áp dụng mô hình này để mô tả sự tương tác của cấu trúc cặp dây bị cắt CWP với sóng điện từ, tiêu biểu như các công trình nghiên cứu của Harald Giessen [58], Kanté [59] và cấu trúc vòng cộng hưởng có rãnh SRR [60], [61], [62]. Ở phần tiếp theo, luận án sẽ đi sâu vào phân tích phương thức áp dụng mô hình lai hóa vào phân tích tương tác của MM.

1.3.2 Mô hình lai hóa bậc I

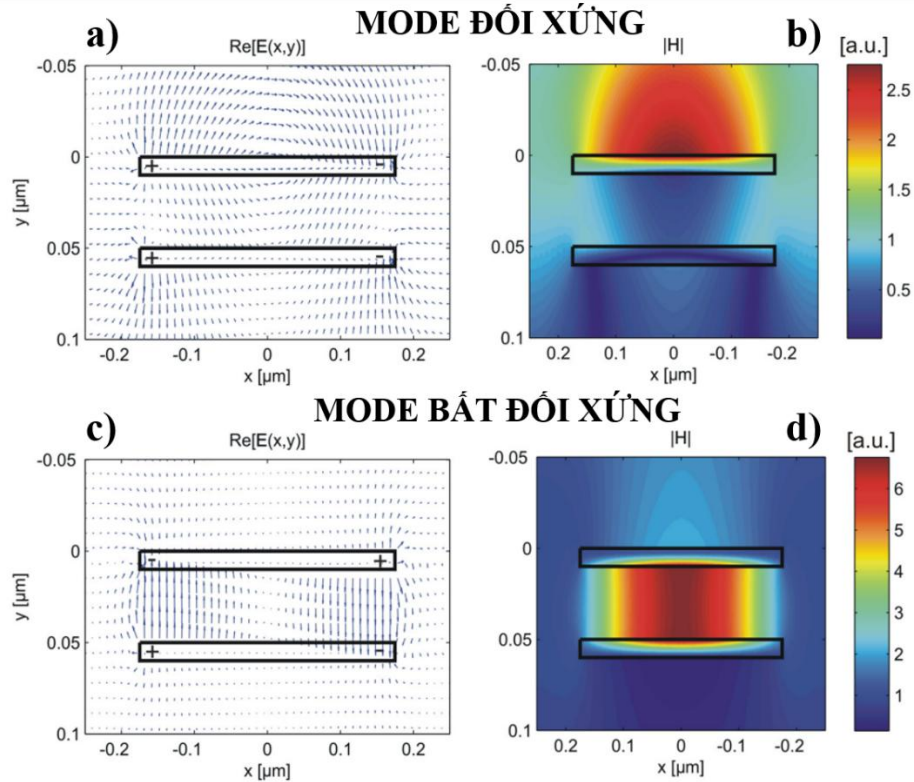
Như đã đề cập ở trên, cấu trúc CWP được biết đến như là một “nguyên tử từ” giúp tạo ra độ từ thẩm âm. Bên cạnh cộng hưởng từ, các cấu trúc CWP cũng thể hiện một cộng hưởng điện nhưng nằm tại tần số khác.



Hình 1.14. (a) Cấu trúc CWP, (b) giản đồ lai hóa và (c) phổ truyền qua của cấu trúc một CW và cấu trúc một cặp CW (CWP) [59].

Hai phổ cộng hưởng trên Hình 1.14(c) bao gồm kết quả của mẫu dây bị cắt và kết quả của mẫu lai hóa giữa hai cấu trúc cộng hưởng trên hai thanh CW hay còn gọi là cặp dây bị cắt - CWP. Chỉ có một cộng hưởng được quan sát đối với mẫu CW và cộng hưởng này tương ứng với chế độ lưỡng cực cơ bản của CW, được gây ra bởi các dao động tập thể của electron, còn được gọi là hiện tượng plasmon bề mặt. Đối

với mẫu CWP, sự tương tác giữa hai CW đơn lẻ làm suy giảm chế độ cộng hưởng ban đầu và dẫn đến sự lai hóa thành hai mode plasmon khác nhau. Mode ứng với sự phân bố trường đối xứng trong không gian gọi là mode đối xứng, có tần số riêng $|\omega_+|$. Ngược lại, mode bất đối xứng ứng với sự phân bố bất đối xứng của trường có tần số riêng $|\omega_-|$. Ở đây, mode bất đối xứng $|\omega_-|$ được cảm ứng bởi lực hút sinh ra do các dao động ngược pha của các điện tích nên nó sẽ nằm ở mức năng lượng thấp hơn, còn các mode đối xứng $|\omega_+|$ ứng với lực đẩy do các dao động cùng pha và nó sẽ nằm ở tần số cao với mức năng lượng cao hơn. Sự tách hai mức tần số cộng hưởng cao và thấp trong hệ của hai thanh kim loại có thể quan sát trong phổ truyền qua của một đơn lớp CWP nơi có hai cực tiểu tương ứng với sự kích thích của mode đối xứng $|\omega_+|$ và mode bất đối xứng $|\omega_-|$. Ngược lại, phổ của CW tương ứng với một cực tiểu của mode cộng hưởng cơ bản của CW như đã đề cập ở trên. Khoảng cách giữa các lưỡng cực càng nhỏ thì sự tương tác giữa hai CW càng mạnh, dẫn đến gia tăng sự khác biệt tần số giữa hai mode [59].



Hình 1.15. Phân bố của điện trường và từ trường tương ứng với cộng hưởng a), b) đối xứng và c), d) bất đối xứng của cấu trúc CWP có hai thanh bằng vàng chiều dài 300 nm bề dày 10 nm, và cách nhau 40 nm. [63]

Trong cộng hưởng của mode đối xứng, phân bố điện trường được thể hiện trong Hình 1.15(a) tương ứng với hai lưỡng cực dao động cùng pha. Do đó, mode đối xứng tương ứng với một mômen lưỡng cực mạnh, đồng thời mômen từ ở trung tâm của CWP bằng không như Hình 1.15(b). Ngược lại, đối với cộng hưởng bất đối xứng,

các dao động plasmon trong hai CW lệch pha nhau. Phân bố điện trường của mode bất đối xứng được thể hiện chi tiết qua Hình 1.15(c): khi một dây có điện tích dương, dây kia sẽ có điện tích âm, và ngược lại. Sự dao động bất đối xứng của điện tích trong CWP tương đương với một dòng điện vòng chạy giữa 2 thanh CW, từ đó tạo ra một mômen từ. Hình 1.15(d) thể hiện sự gia tăng rõ ràng của từ trường giữa hai thanh CW.

Người ta đã chứng minh rằng cấu trúc CWP có cộng hưởng từ nhờ vào sự kích thích của chế độ bất đối xứng. Do đó, nó có thể được sử dụng như một “nguyên tử từ” để điều khiển độ thâm từ hiệu dụng của MM. Cần nhấn mạnh rằng sự kích thích các chế độ plasmon là hệ quả của sự tương tác giữa các electron của kim loại với điện trường. Do đó, mômen từ của MM chủ yếu được tạo ra bởi điện trường của sóng điện từ kích thích.

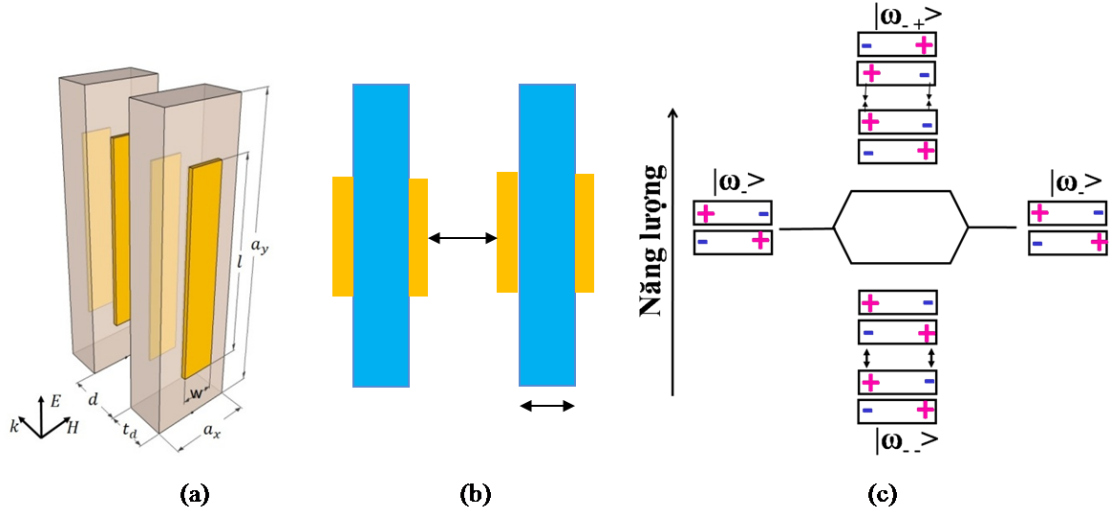
1.3.3 Mô hình lai hóa bậc cao

Đối với lai hóa bậc I, khi hai phần tử cộng hưởng đơn lẻ tương tác, chúng tạo ra các mode cộng hưởng mới thông qua sự lai hóa, diễn hình như trường hợp hai CW ở trên có thể tạo ra mode đối xứng và mode bất đối xứng, với các mức năng lượng khác nhau. Tương tự như vậy, đối với lai hóa bậc II, khi các phần tử đã lai hóa bậc I tiếp tục tương tác với các phần tử khác hoặc với nhau, chúng tạo ra các chế độ cộng hưởng phức tạp hơn, ví dụ như khi hai cặp CWP hoặc SRR tương tác với nhau có thể tạo ra các chế độ cộng hưởng mới. Do đó, trong các cấu trúc phức tạp với nhiều phần tử cộng hưởng, sự tương tác giữa các phần tử tạo ra một mạng lưới các chế độ cộng hưởng và mức năng lượng phức tạp. Điều này dẫn đến các hiệu ứng cộng hưởng đa chiều và đa tần số, cho phép điều chỉnh các tính chất điện từ của MM.

A. Mô hình lai hóa bậc II của CWP

Để làm rõ cơ chế lai hóa bậc II, chúng ta xét một hệ MM gồm 2 cặp CWPs được đặt dọc theo phương truyền sóng k . Ở cơ sở mặt cắt theo phương truyền sóng k của hệ và giản đồ lai hóa bậc II được biểu diễn như trên Hình 1.16 Như đã đề cập ở trên, ngoài tương tác giữa các điện tích bên trong mỗi CWP, hai CWPs cũng sẽ tương tác lẫn nhau ở khoảng cách thích hợp.

Dựa vào giản đồ lai hóa bậc II ta có thể thấy rằng khi hai cặp CWPs đặt gần nhau, các mode cộng hưởng điện $|\omega_+>$ và mode cộng hưởng từ $|\omega_->$ cơ bản trong giản đồ lai hóa bậc I của từng CWP sẽ bị suy biến và mỗi mode này tách thành hai mode mới riêng biệt. Tuy nhiên, vì vùng điện thẩm âm có thể được tạo ra dễ dàng bằng cấu trúc dây kim loại liên tục, do đó chuyên đề này sẽ tập trung chủ yếu vào sự tách của mode cộng hưởng từ $|\omega_->$ cơ bản để phù hợp với mục đích mở rộng vùng có độ từ thẩm âm, từ đó phục vụ cho các nghiên cứu mở rộng vùng chiết suất âm.



Hình 1.16. a) Ô cơ sở của cấu trúc CWP hai lớp b) mặt cắt của cấu trúc CWP hai lớp và c) mô hình lai hóa bậc II đề xuất với cấu trúc này [58]

Quan sát trong Hình 1.16(c), có thể thấy mode cộng hưởng từ cơ bản $|\omega_- \rangle$ của mỗi CWP sau khi lai hóa sẽ được tách thành hai mode mới $|\omega_{--} \rangle$ và $|\omega_{-+} \rangle$ dưới điều kiện khoảng cách thích hợp. Vì được tách ra từ mode cộng hưởng từ cơ bản $|\omega_- \rangle$ nên hai mode cộng hưởng từ mới này cũng có khả năng tạo ra độ từ thẩm âm. Lực Coulomb hay lực phục hồi sinh ra giữa các CWP sẽ ảnh hưởng tới việc xác định các mức năng lượng tổng cộng trong giản đồ lai hóa bậc II. Lực hồi phục là lực xuất hiện khi một hệ thống bị biến dạng và có xu hướng đưa hệ thống trở về trạng thái cân bằng ban đầu. Trong trường hợp CWs, lực hồi phục có thể là lực đẩy hoặc lực hút giữa các điện tích. Trong một hệ thống dao động, năng lượng cộng hưởng phụ thuộc vào lực hồi phục. Nếu lực phục hồi là lực hút, thế năng sẽ giảm, dẫn đến năng lượng cộng hưởng thấp hơn. Ngược lại, nếu lực hồi phục là lực đẩy, thế năng sẽ tăng, dẫn đến năng lượng cộng hưởng cao hơn.

Trong trường hợp của mode $|\omega_{-+} \rangle$, có 2 dao động điện tích liên kế nhau của 2 CWs ở giữa cùng pha, do đó lực hồi phục giữa các CWs đó đều là lực đẩy, dẫn đến mode $|\omega_{-+} \rangle$ có mức năng lượng cộng hưởng cao hơn. Trường hợp mode $|\omega_{--} \rangle$ sẽ có năng lượng thấp hơn vì sự dao động của các điện tích bên trong mỗi CW trong trường hợp này đều lệch pha với tất cả các CWs liên kế nhau và do đó các lực hồi phục giữa các CW liên kế đều là lực hút. Về mặt bản chất, khoảng cách t_d giữa hai CW trong một lớp CWP đặc trưng cho tương tác nội trong mỗi CWP. Trong khi đó, khoảng cách giữa hai cặp CWP d sẽ chi phối tương tác bên ngoài giữa chúng. Như vậy, cường độ tương tác hay sự tách các mode lai hóa theo giản đồ này sẽ phụ thuộc mạnh vào tỷ số $\frac{d}{t_d}$.

Cơ sở vật lý của phương pháp lai hóa để mở rộng dải tần số cộng hưởng của MM có độ từ thẩm âm là sử dụng tương tác mạnh giữa hai lớp CWP liên kề để tạo ra hiện tượng hồ cảm, từ đó tách vạch cộng hưởng và mở rộng vùng tần số hoạt động [10]. Dựa trên mô hình mạch điện tương đương LC, tần số của các đỉnh bị tách có thể tính toán được dựa vào việc giải phương trình Euler Lagrange [64]. Tần số cộng hưởng cơ bản của CWP được xác định là $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$. Gọi Q là điện tích tổng cộng tập trung ở cuối mỗi bản tụ thì phương trình Lagrangian cho một lớp CWP sẽ là:

$$\mathcal{L} = L\dot{Q}^2/2 - Q^2/2C \quad (1.13)$$

trong đó, Q là dòng cảm ứng, số hạng thứ nhất về phải $L\dot{Q}^2/2$ là động năng của dao động, số hạng thứ hai $Q^2/2C = L\omega_0^2 Q^2/2$ là năng lượng điện tích trữ trong không gian giới hạn bởi hai thanh CW. Tương tự trong trường hợp hai cặp CWP, hàm Lagrange là đóng góp tổng cộng của từng CWP cộng thêm thành phần tương tác giữa hai CWP và được biểu diễn như sau:

$$\mathcal{L} = \frac{L}{2}(\dot{Q}_1^2 - \omega_0^2 Q_1^2) + \frac{L}{2}(\dot{Q}_2^2 - \omega_0^2 Q_2^2) + M\dot{Q}_1\dot{Q}_2 \quad (1.14)$$

trong đó, Q_1 và Q_2 là điện tích dao động trên mỗi CWP, M là độ hồ cảm theo phương truyền sóng $\mathbf{k}$ đặc trưng cho sự tương tác từ giữa hai CWP, thể hiện khả năng từ trường của một CWP tác động lên CWP còn lại, gây ra suất điện động cảm ứng. So sánh với trường hợp lai hóa bậc I giữa hai CWs, với trường hợp lai hóa bậc II, hàm Lagrange có thêm thành phần tương tác hồ cảm M giữa hai CWP. Nguyên nhân của sự khác nhau này là đối với trường hợp CWs, khi có sóng điện từ tới, mỗi CW sẽ có phản ứng riêng lẻ. Tuy nhiên CW đơn lẻ không tạo thành mạch kín nên khả năng tạo từ trường cục bộ bị hạn chế, dẫn tới sự tương tác giữa hai CW đơn lẻ yếu, không đủ để tạo ra hiện tượng hồ cảm đáng kể. Mặt khác, đối với trường hợp lai hóa bậc II, mỗi CWP tạo thành một cấu trúc cộng hưởng, hoạt động như một "nguyên tử từ" trong MM. Khi có sóng điện từ tới, mỗi CWP sẽ tạo ra dòng điện cảm ứng và từ trường cục bộ mạnh hơn so với CW. Từ trường cục bộ này có thể tương tác mạnh mẽ với CWP còn lại, tạo ra hiện tượng hồ cảm đáng kể giữa chúng. Độ tự cảm L của CWP được xác định bởi công thức:

$$L = 2L_0 = 2\frac{\mu_0 l}{2\pi} \left[\ln\left(\frac{2l}{w}\right) + 0.5 + \frac{w}{3l} - \frac{w^2}{24l^2} \right] \quad (1.15)$$

trong đó, l và w là chiều dài và độ rộng của CW, μ_0 là độ từ thẩm trong chân không. Theo tài liệu tham khảo [65], độ hồ cảm của hai CWP là M theo phương $\mathbf{k}$ có thể được xác định xấp xỉ:

$$M = -\frac{\mu_0(t_d l)^2}{4\Gamma^3} (1 + jk_0 r - k_0^2 r^2) e^{-jk_0 r} \quad (1.16)$$

trong đó, k_0 là số sóng tại tần số cộng hưởng của một CWP đơn và $r = 3t_d + d$ là khoảng cách giữa hai lưỡng cực từ hiệu dụng tạo bởi hai CWP.

Thay $\mathcal{L}$ vào phương trình Euler Lagrange ta thu được:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{Q}_i} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial Q_i} = 0 \quad (i = 1, 2) \quad (1.17)$$

với trường hợp $Q_1 = Q_2$ (ứng với trường hợp tách mode $|\omega_{--} \rangle$) thì phương trình 1.17 trở thành:

$$\begin{aligned} (1 + \kappa)Q_1 + \omega_0^2 Q_1 &= 0 \\ \rightarrow |\omega_{--} \rangle &= \frac{\omega_0}{\sqrt{1 + \kappa}} \end{aligned} \quad (1.18)$$

trong đó, $\kappa = \frac{M}{L}$ là hệ số kết cặp. Với trường hợp $Q_1 = -Q_2$ (ứng với trường hợp tách mode $|\omega_{-+} \rangle$) thì phương trình 1.17 trở thành:

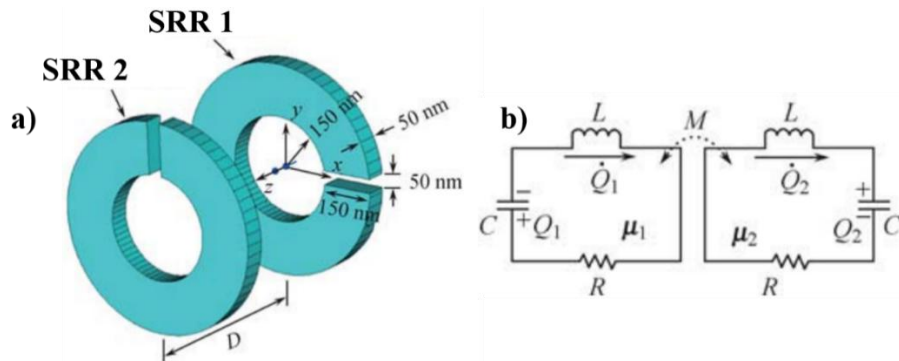
$$\begin{aligned} (1 - \kappa)Q_1 + \omega_0^2 Q_1 &= 0 \\ \rightarrow |\omega_{-+} \rangle &= \frac{\omega_0}{\sqrt{1 - \kappa}} \end{aligned} \quad (1.19)$$

Theo tính toán, độ rộng khoảng cách hai mode được tách ra tỉ lệ với cường độ kết cặp nên sẽ phụ thuộc vào khoảng cách hai lớp d của hai CWP cũng như chiều dày lớp điện môi t_d của một lớp CWP:

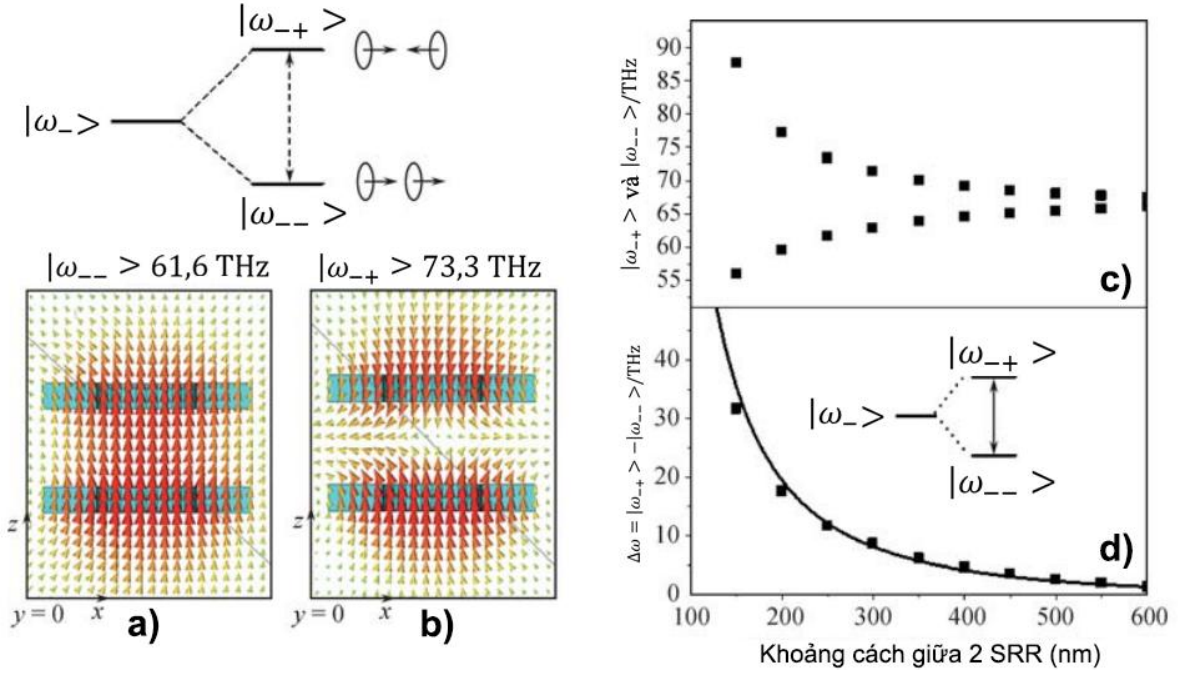
$$\Delta\omega = |\omega_{-+} \rangle - |\omega_{--} \rangle \approx \kappa\omega_0 \quad (1.20)$$

B. Mô hình lai hóa bậc II của SRR

Hiện tượng lai hóa trong mẫu MM cấu tạo bởi SRR cũng được giải thích tương tự theo phương pháp trên [65]. Hình 1.17 trình bày ô cơ sở của cấu trúc MM SRR lai hóa bậc II cùng mô hình mạch điện LC tương đương.



Hình 1.17. a) Ô cơ sở của cấu trúc MM SRR lai hóa bậc II và b) Mạch điện LC tương đương của cấu trúc. [64]



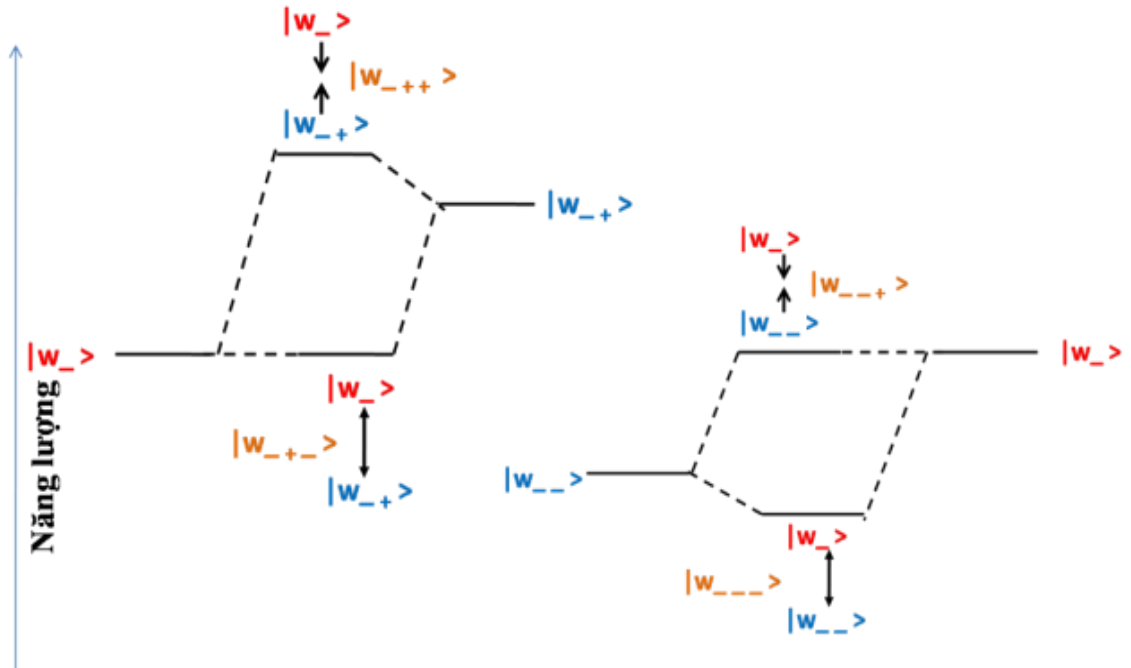
Hình 1.18. Các biểu đồ từ trường của (a) mode cộng hưởng liên kết và (b) mode cộng hưởng bất liên kết, sự phụ thuộc của (c) tần số cộng hưởng và (d) khoảng cách tần số cộng hưởng của các mode theo khoảng cách giữa hai SRR. [64]

Để đơn giản hóa trong tính toán, mỗi SRR đại diện cho một mạch LC lý tưởng bao gồm một vòng kim loại với độ tự cảm L và một tụ điện với điện dung C . Tương tự, tần số cộng hưởng của cấu trúc cũng được xác định bởi $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$. Khi đó tổng điện tích Q tích lũy trong rãnh được xác định thông qua phương trình Lagrangian $\mathcal{L} = L\dot{Q}^2/2 - Q^2/2C$, trong đó $\dot{Q}$ là dòng cảm ứng, $L\dot{Q}^2/2$ là động năng của dao động, số hạng thứ hai $Q^2/2C = L\omega_0^2 Q^2/2$ là năng lượng điện tích trữ trong rãnh của SRR. Tính toán tương tự như cấu trúc CWP, ta có thể ta có thể dễ dàng thu được các tần số riêng của mode cộng hưởng từ bất liên kết và mode cộng hưởng từ liên kết $|\omega_{--} >$. Hình 1.18(a) thể hiện từ trường của mode cộng hưởng từ liên kết cho thấy một mômen từ mạnh hình thành ở trung tâm của 2 cặp SRR. Với mode cộng hưởng từ bất liên kết [Hình 1.18(b)], vùng từ trường này hầu như không đáng kể. Đây là minh chứng cho hiện tượng hồ cảm giữa các cặp SRR, dẫn đến sự hình thành mode cộng hưởng mới. Bên cạnh đó, theo Hình 1.18(c), ta quan thấy hiệu quả giá trị của tần số cộng hưởng của 2 mode $|\omega_{--} >$ và $|\omega_{-+} >$ có sự phân kì rõ rệt khi khoảng cách giữa 2 SRR giảm. Hiện tượng này cũng được thể hiện rõ ràng hơn ở Hình 1.18(d) thông qua sự gia tăng của hiệu quả tách tần số cộng hưởng ($\Delta\omega$) với việc kéo gần khoảng cách của 2 SRR. Nguyên nhân của hiện tượng này là do độ hồ cảm M phụ thuộc mạnh vào khoảng cách giữa 2 SRR.

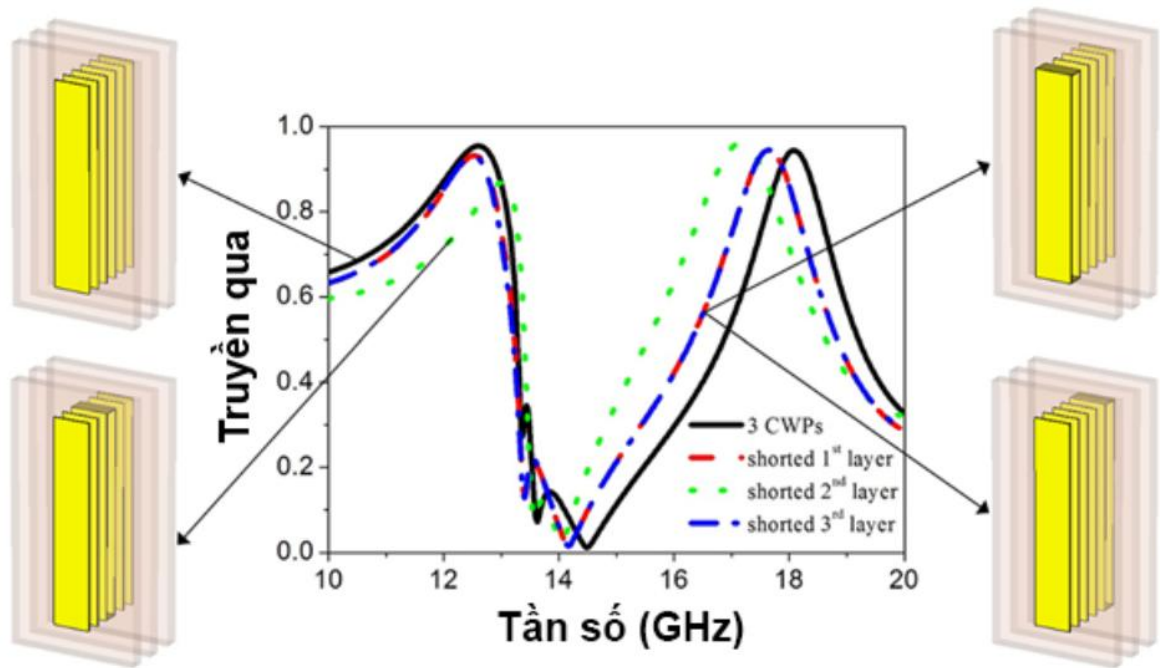
C. Mô hình lai hóa bậc ba ứng với cấu trúc ba lớp

Các kết quả nghiên cứu ở trên cho thấy giản đồ lai hóa bậc II có thể được sử dụng để giải thích sự lai hóa của hệ hai lớp khi mở rộng vùng cộng hưởng từ. Các nghiên cứu tiếp theo nhằm tìm hiểu các tương tác phức tạp hơn trong hệ nhiều lớp. Đầu tiên nghiên cứu được thực hiện với hệ ba lớp cấu trúc. Giản đồ lai hóa bậc ba ứng với ba lớp cấu trúc được mô tả trong Hình 1.19 [10].

Mode cộng hưởng từ cơ bản $|\omega_- \rangle$ của một lớp tương tác với hai mode của hệ hai lớp, $|\omega_{-+} \rangle$, và $|\omega_{--} \rangle$, tạo ra bốn mode kích thích ($|\omega_{-++} \rangle$, $|\omega_{-+-} \rangle$, $|\omega_{--+} \rangle$, và $|\omega_{---} \rangle$). Trong đó hai mode $|\omega_{-+-} \rangle$, $|\omega_{--+} \rangle$ có cùng mức năng lượng và gần như là bằng mode $|\omega_- \rangle$, nên cuối cùng chỉ có thể quan sát được ba đỉnh cộng hưởng khác nhau trong hệ ba lớp như trong kết quả nghiên cứu 3 lớp cấu trúc CWP (Hình 1.20) [10]. Theo phân tích sự mở rộng vùng từ thẩm âm cho hệ hai lớp, ba lớp ở trên, sẽ có sự tương tự khi mở rộng hệ gồm nhiều N lớp, tương tác điện từ có thể giải thích là kết quả lai hóa của một lớp nào đó với (N-1) lớp. Kết quả là vùng cộng hưởng ngày càng được mở rộng. Tuy nhiên các nghiên cứu hiện nay chủ yếu là nghiên cứu ảnh hưởng của khoảng cách hai lớp và chiều dày điện môi đến sự mở rộng này mà chưa quan tâm nghiên cứu nhiều các yếu tố khác như tính chất của vật liệu, số lớp và tích hợp các vật liệu khác.



Hình 1.19. Giản đồ lai hóa bậc ba ứng với ba lớp cấu trúc [10].



Hình 1.20. Phổ truyền qua của cấu trúc lai hóa 3 cặp dây bị cắt và các trường hợp nối tắt tương ứng [10].

1.4 Điều khiển vùng từ thẩm âm và chiết suất âm của vật liệu biến hóa bằng tác động ngoại vi

Kể từ thí nghiệm đầu tiên kiểm chứng tồn tại NRI-MM, đến nay dải tần hoạt động đã được mở rộng từ vùng GHz đến vùng hồng ngoại và thậm chí đến vùng ánh sáng nhìn thấy. Để đưa NRI-MM vào những ứng dụng trong thực tế, còn rất nhiều vấn đề cần được làm rõ và cần nghiên cứu một cách thỏa đáng. Như đã trình bày ở trên, NRI-MM được tạo ra dựa trên các cộng hưởng điện và cộng hưởng từ khi tương tác với các thành phần điện E và từ H của sóng điện từ chiếu đến. Kết quả là vùng có chiết suất âm thường rất hẹp và phụ thuộc vào sự phân cực của sóng điện từ. Việc điều khiển đặc tính chiết suất âm thực chất là điều khiển hai đại lượng độ từ thẩm và độ điện thẩm. Vì vậy, một trong các hướng thu hút rất nhiều sự quan tâm nghiên cứu là dùng các tác động ngoại vi (như nhiệt, điện, quang, từ...) để điều khiển các tính chất điện từ của MM, bằng cách này có thể điều khiển được vùng tần số cộng hưởng của MM theo yêu cầu. Có thể kể ra một số ví dụ điều khiển MM bằng tác động ngoại vi như: điều khiển bằng tác động quang, tác động nhiệt, tác động điện và tác động từ. Để thực hiện được việc điều khiển này, cần tích hợp các loại vật liệu tự nhiên có tính chất đặc biệt vào trong cấu trúc của MM. Một số loại vật liệu tự nhiên đang được nghiên cứu bao gồm vật liệu bất đẳng hướng, vật liệu chuyển pha, vật liệu có khả năng thay đổi độ từ thẩm, điện thẩm, ... phụ thuộc vào các tác động ngoại vi.

1.4.1 Điều khiển đặc tính điện từ vùng từ thẩm âm và chiết suất âm bằng tác động ngoại vi nhiệt

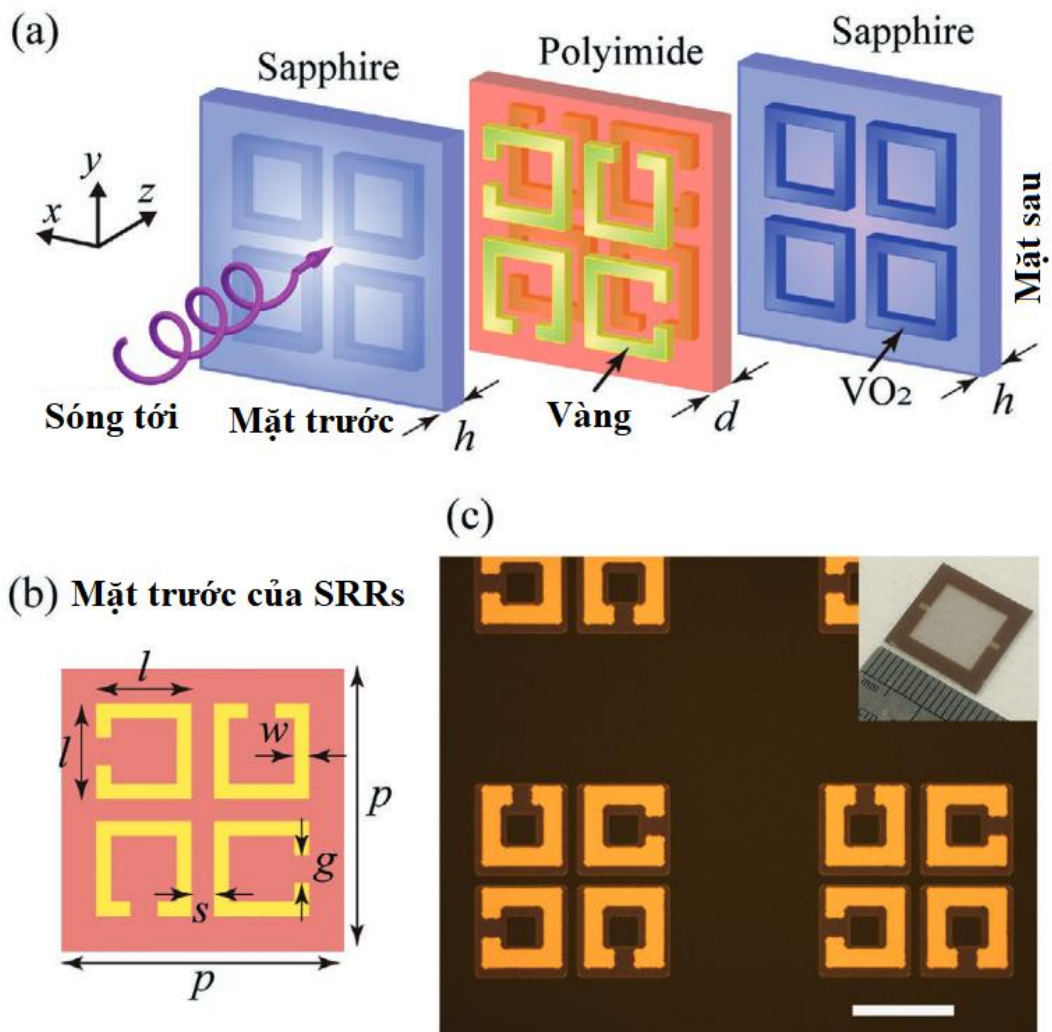
A. Cấu trúc vật liệu biến hóa tích hợp VO₂

Nghiên cứu dưới đây của Weili Zhang và cộng sự [18] trình bày về một MM hoạt động ở dải tần terahertz có khả năng đặc tính quang học và chiết suất bằng nhiệt độ. Cấu trúc MM với khả năng điều khiển bằng nhiệt độ được trình bày trong Hình 1.21 MM được cấu tạo từ các cặp vòng cộng hưởng có rãnh xếp chồng lên nhau và được ngăn cách bởi một lớp điện môi. Khả năng điều khiển đặc tính chiết suất âm bằng nhiệt độ của MM được thực hiện bằng cách đặt mỗi cặp SRR giữa một cặp vòng vanadium dioxide (VO₂) liên tục. Để chế tạo cấu trúc này, các vòng hình vuông VO₂ dày 150 nm được tạo hình trên hai đế sapphire bằng phương pháp quang khắc và khắc plasma (CF₄/O₂). Ở bước tiếp theo, nhóm nghiên cứu chế tạo cấu trúc SRR bằng Au dày 200 nm phía trên mỗi vòng VO₂ bằng phương pháp quang khắc và bốc bay. Sau đó, cấu trúc MM cuối cùng được hoàn thành bằng cách xếp chồng hai thành phần có cấu trúc giống hệt nhau đã chế tạo ở trên sao cho hai mặt SRR đối diện nhau và được ngăn cách bởi một tấm polyimide. Tận dụng tính chu kỳ của cấu trúc, nhóm nghiên cứu đã mô hình hóa một ô cơ sở duy nhất với chu kỳ lặp lại theo phương vuông góc với phương truyền sóng. Độ dẫn điện của vàng là $3,56 \times 10^7 \text{ S m}^{-1}$, hằng số điện môi của Sapphire là 9,67, hằng số điện môi và độ tổn hao của polyimide lần lượt là 2,93 và 0,044. VO₂ được mô phỏng với độ dẫn điện dao động từ 10 đến $2,6 \times 10^5 \text{ S m}^{-1}$, tương ứng với các pha cách điện và pha kim loại.

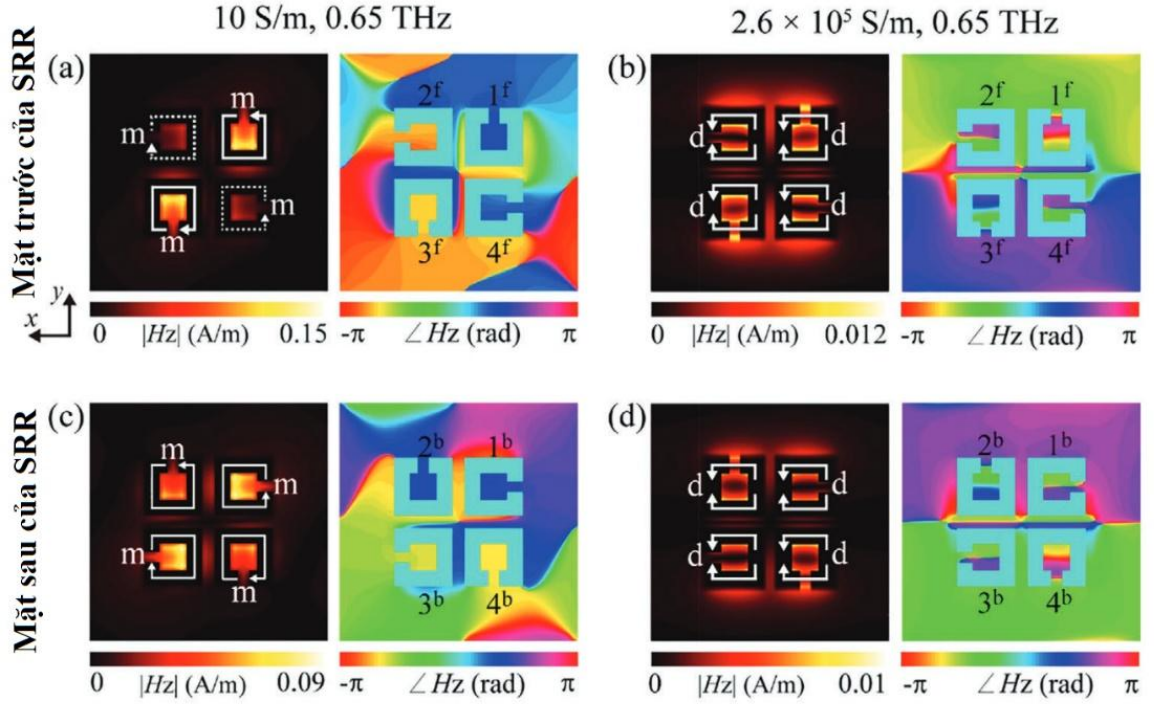
Khả năng chuyển đổi từ chiết suất âm sang dương trong nghiên cứu được thể hiện thông qua việc điều khiển nhiệt độ của MM, mà cụ thể là nhiệt độ của VO₂ như sau: Khi vật liệu ở nhiệt độ phòng, VO₂ ở trạng thái cách điện với độ dẫn điện thấp (khoảng 10 S/m). Ở trạng thái này, cấu trúc MM thể hiện tính chiral mạnh, với các vòng cộng hưởng có rãnh (SRR) hoạt động như các lưỡng cực từ. Điều này dẫn đến sự khác biệt lớn giữa chiết suất của sóng phân cực tròn trái (LCP) và phân cực tròn phải (RCP). Tại tần số 0,63 THz, chiết suất của sóng RCP có giá trị âm là -5,7, trong khi chiết suất của sóng LCP là dương +4,8.

Hình 1.22 thể hiện cơ chế vật lý của sự chuyển đổi phân cực tuyến tính trong MM. Biên độ và pha của từ trường H được thể hiện trong các mặt phẳng SRR. Chiều dòng điện tức thời được đánh dấu bằng các đường mũi tên màu trắng. Các dòng điện tương ứng với các lưỡng cực từ và điện, m và d, đối với độ dẫn điện VO₂ thấp và cao. Các vòng cộng hưởng có rãnh phía trước và phía sau được đánh dấu lần lượt từ 1f đến 4f và từ 1b đến 4b. Để xác định cơ chế của việc điều khiển tính chất điện từ cũng như tính chiết suất âm của MM, nhóm nghiên cứu đã mô phỏng các mode được kích

thích bởi ánh sáng phân cực theo trục x ở tần số 0,65 THz (Hình 1.22). Nguồn gốc của cộng hưởng từ của MM ở nhiệt độ thấp có thể được giải thích bằng cách xem xét cách các mode lưỡng cực từ. Cộng hưởng được kích thích khi điện trường tới vuông góc với cạnh chứa rãnh của dây SRR tạo ra các mode lưỡng cực từ mạnh trên lớp SRR trước và sau (SRR 1f, 2b, 3f và 4b). Chúng là các dao động điện tích trên mạch LC của vòng SRR, tương ứng với một mômen từ dao động vuông góc với SRR. Mômen từ này sau đó kích thích một mode từ (yếu hơn) của SRR tương ứng xoay 90° ở lớp kia (tương ứng là SRR 1b, 2f, 3b và 4f).

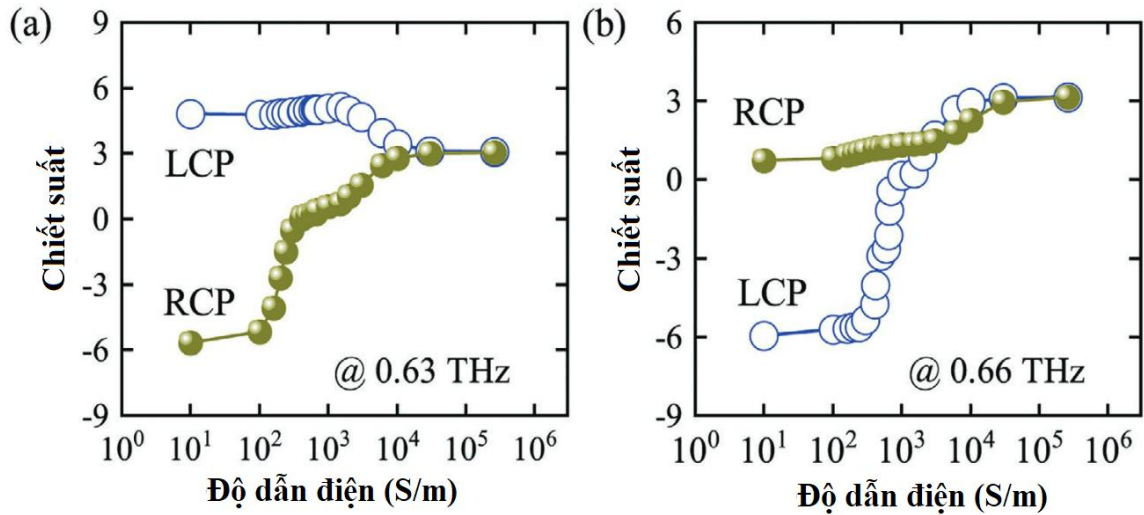


Hình 1.21. a) Cấu trúc ô cơ sở của MM, bao gồm các cặp SRR bằng vàng, kẹp giữa các vòng hình vuông VO₂, phân tách bởi lớp điện môi Polyimide, b) Mặt trước lớp SRR của ô cơ sở, với các SRR được đặt xoay với nhau 90° để đạt được khả năng đáp ứng sóng điện từ đẳng hướng. c) Hình ảnh kính hiển vi quang học của các SRR vàng và các vòng vuông VO₂ với thang đo 40 μm . Khung nhỏ hiển thị ảnh của toàn bộ mẫu. [18]



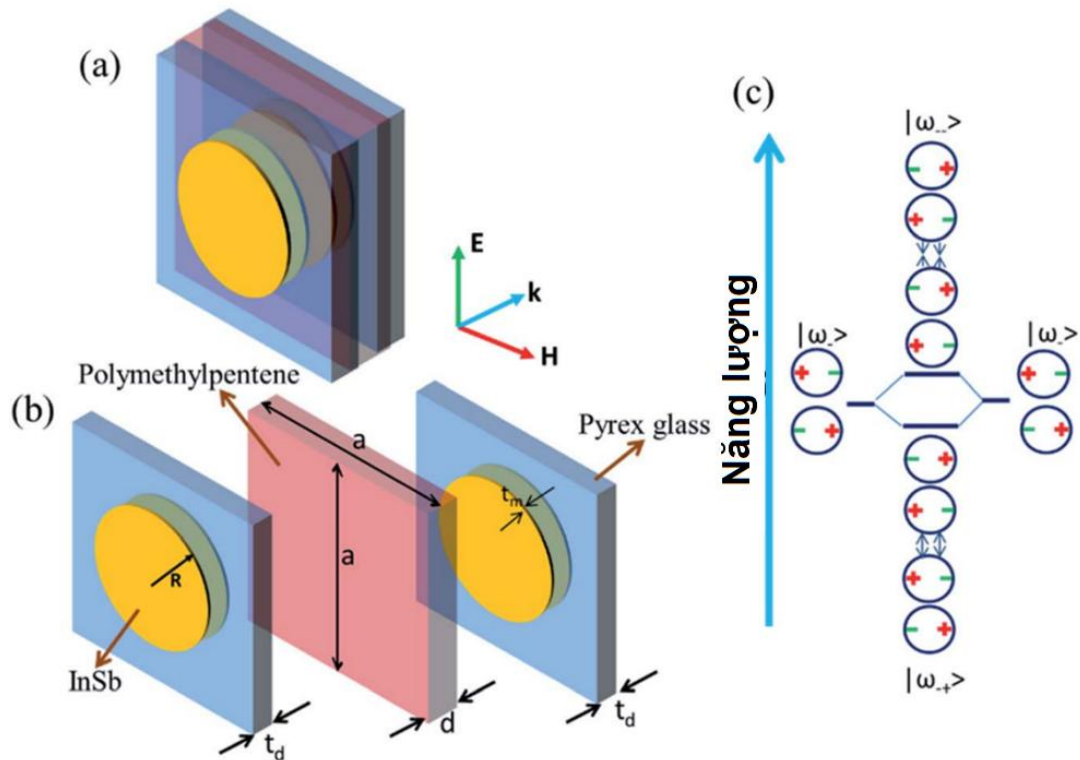
Hình 1.22. Các mode được kích thích trên a,b) lớp SRRs phía trước và c,d) lớp SRRs phía sau bởi một sóng 0,65 THz phân cực theo trục x chiếu vuông góc vào mặt trước của MM khi VO_2 ở trong a,c) pha cách điện ở nhiệt độ phòng ($\sigma = 10 \text{ S m}^{-1}$) và b,d) pha dẫn điện ở nhiệt độ cao ($\sigma = 2,6 \times 10^5 \text{ S m}^{-1}$). [18]

Khi nhiệt độ tăng lên, VO_2 chuyển pha từ trạng thái cách điện sang trạng thái kim loại, với độ dẫn điện tăng dần. Quá trình này làm ngắn mạch các khe hở của SRR, dần dần làm mất đi khả năng cộng hưởng từ của cấu trúc. Hiện tượng này có thể giải thích do việc làm ngắn mạch các rãnh của SRR ở nhiệt độ cao biến đổi các SRR thành các vòng cộng hưởng liên tục, khiến cấu trúc MM không thể tạo ra được mode cộng hưởng từ. Do đó, tại nhiệt độ cao, trong cấu trúc chỉ tồn tại các lưỡng cực điện bao gồm các cặp dao động điện tích song song rất yếu và không cộng hưởng. Như vậy, xung quanh tần số cộng hưởng, các chỉ số khúc xạ phụ thuộc mạnh vào độ dẫn điện của VO_2 . Ví dụ, tại tần số 0,63 THz, phần thực chiết suất của RCP tăng từ -5,7 qua 0 đến +3,1, trong khi chiết suất của LCP giảm từ +4,8 xuống +3,1 khi VO_2 chuyển từ pha cách điện sang pha kim loại [Hình 1.23(a)]. Sự chuyển đổi tương tự của chiết suất cũng diễn ra tại tần số 0,66 THz, với chiết suất của LCP tăng từ âm tới dương và RCP giảm về +3,1 [Hình 1.23(b)]. Như vậy, quá trình chuyển pha từ điện môi sang kim loại của VO_2 cho phép điều khiển chủ động chiết suất cho các sóng THz, trong đó phần thực có thể được điều chỉnh từ âm qua 0 đến giá trị dương.



Hình 1.23. Mô phỏng chiết suất của sóng RCP và LCP tại tần số a) 0.63 và b) 0.66 THz theo độ dẫn điện của VO_2 . [18]

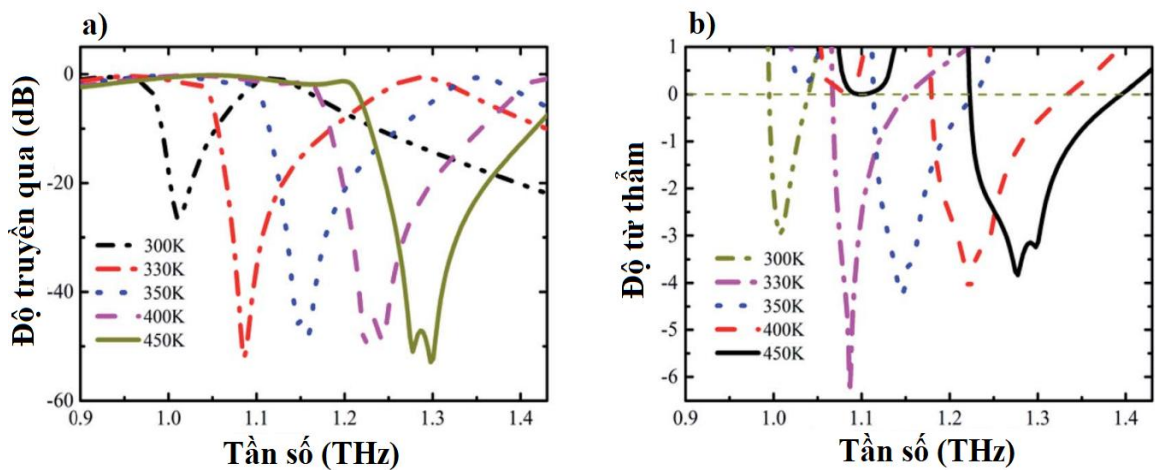
B. Cấu trúc vật liệu biến hóa tích hợp InSb



Hình 1.24. a) Ô cơ sở cấu trúc cặp DP với sự phân cực của sóng điện từ, b) Các thành phần cấu tạo của cấu trúc cặp DP với các thông số hình học: $a = 62 \mu\text{m}$, $R = 25 \mu\text{m}$, $t_d = 10 \mu\text{m}$, $t_m = 2 \mu\text{m}$ và $d = 10 \mu\text{m}$. c) Biểu đồ lai hóa tương ứng của cấu trúc. [66]

Nghiên cứu dưới đây của PGS.TS. Nguyễn Thị Hiền và cộng sự [66] trình bày về phương pháp điều khiển nhiệt độ để mở rộng băng tần có độ từ thẩm âm của MM hoạt động ở vùng tần số terahertz (THz). Bằng cách thay thế kim loại thông thường

bằng chất bán dẫn InSb trong cấu trúc cặp đĩa, độ dẫn điện phụ thuộc nhiệt độ của InSb đóng vai trò quan trọng trong việc điều chỉnh sự tách của các mode cộng hưởng từ bậc II. Khi tăng nhiệt độ của các mẫu InSb từ 300K lên 450K, băng thông tương đối của độ từ thẩm âm thay đổi từ 4,4% lên 12,9%. Mật độ hạt tải tăng theo nhiệt độ làm giảm độ tự cảm động học, cơ chế chính của sự cộng hưởng từ tính tăng cường và sự lai hóa mạnh hơn. Tối ưu hóa các tham số hình học cũng cho phép đạt được băng thông độ từ thẩm âm lên tới 20,9%. Mô hình mạch LC tương đương và phương pháp truy xuất chuẩn được sử dụng để làm rõ ý tưởng đề xuất. Kết quả này mở đường cho việc ứng dụng các chất bán dẫn đa dạng trong MM có độ từ thẩm âm và chiết suất âm có thể điều chỉnh ở tần số THz.

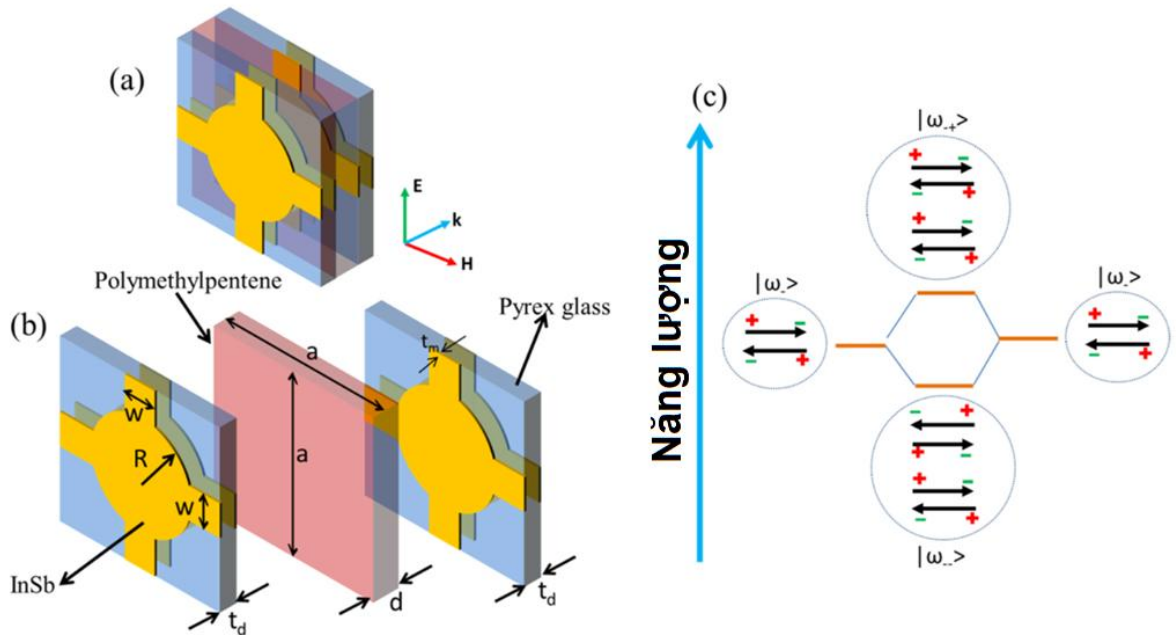


Hình 1.25. a) Sự phụ thuộc của hệ số truyền qua và b) phần thực của độ từ thẩm hiệu dụng của cấu trúc cặp DP theo nhiệt độ. [66]

Hình 1.25 thể hiện sự phụ thuộc của hệ số truyền qua và phần thực của độ từ thẩm hiệu dụng của cấu trúc cặp DP theo nhiệt độ. Khi tăng nhiệt độ từ 300K đến 450K, ta có thể quan sát thấy những thay đổi đáng kể. Ở 300K, ta chỉ quan sát thấy một đỉnh truyền qua hẹp trong phổ truyền qua, tương ứng với một vùng độ từ thẩm âm. Khi nhiệt độ tăng lên, đỉnh truyền qua này dần mở rộng và cuối cùng tách thành hai đỉnh riêng biệt ở 400K và 450K, với 2 đỉnh cộng hưởng tương ứng lần lượt là 1.22 THz/ 1.25 THz và 1,27 THz/1,3 THz. Hiện tượng này cũng được phản ánh rõ trong đồ thị độ từ thẩm, với vùng độ từ thẩm âm mở rộng và tách thành hai đỉnh riêng biệt khi nhiệt độ tăng. Kết quả là băng thông tương đối của vùng độ từ thẩm âm tăng từ 4,4% ở 300K lên 12,9% ở 450K. Sự mở rộng và tách này của vùng cộng hưởng từ được giải thích bằng mô hình mạch LC, trong đó việc tăng nhiệt độ làm tăng mật độ hạt tải, giảm độ tự cảm động học và tăng cường hiệu ứng lai hóa bậc II. Ngoài ra, còn có sự dịch chuyển vùng cộng hưởng từ từ 1,01 THz đến 1,3 THz khi nhiệt độ tăng,

do sự giảm độ tự cảm động học làm tăng tần số cộng hưởng từ gốc. Tóm lại, việc tăng nhiệt độ đã làm tăng mật độ hạt tải trong InSb, từ đó kích hoạt chuỗi các cơ chế vật lý dẫn đến hiện tượng tách các đỉnh cộng hưởng và mở rộng vùng từ thẩm âm của cấu trúc MM.

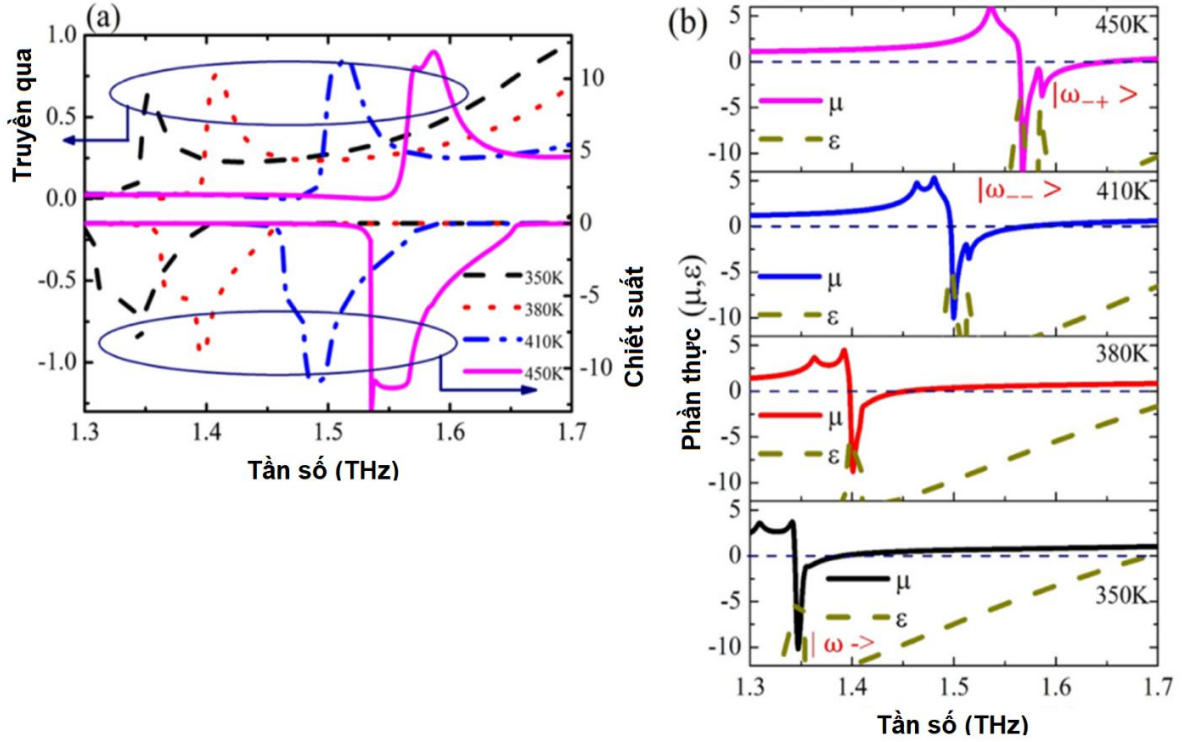
Dựa trên kết quả nghiên cứu trên, tới năm 2021, PGS.TS. Nguyễn Thị Hiền và cộng sự đã trình bày kết quả về điều khiển vùng chiết suất âm bằng tác động ngoại vi nhiệt độ, cụ thể là việc thay đổi nhiệt độ của vật liệu bán dẫn InSb [67]. Nghiên cứu sử dụng cấu trúc dimer dạng lưới đĩa kim loại với hai lớp, trong đó InSb được sử dụng như một thành phần kim loại có khả năng điều chỉnh độ dẫn điện theo nhiệt độ được trình bày trong Hình 1.26. Do độ dẫn điện của InSb có khả năng thay đổi theo nhiệt độ, dẫn đến sự thay đổi trong tần số cộng hưởng từ tính và tần số plasma của MM. Sự thay đổi này giúp mở rộng băng thông của vùng chiết suất âm đã được mở rộng bằng phương pháp lai hóa bậc II.



Hình 1.26. a) Cấu trúc ô cơ sở của cấu trúc MM dựa trên 2 cặp lưới đĩa kim loại và b) Thành phần của MM với các tham số cấu trúc và c) Giải đồ lai hóa tương ứng. [67]

Kết quả nghiên cứu Hình 1.27 cho thấy việc điều chỉnh nhiệt độ có thể làm tăng băng thông của vùng chiết suất âm lên đến 10,4% với độ truyền qua cao (94%) tại tần số 1,68 THz. Cơ chế của hiện tượng này được giải thích thông qua tính toán mô hình mạch điện LC tương đương, trong đó sự thay đổi nồng độ hạt tải của InSb do nhiệt độ tác động trực tiếp đến khả năng tách biệt các tần số cộng hưởng từ. Nói cách khác, ở nhiệt độ 350K, cấu trúc vẫn có hiện tượng lai hóa, nhưng chưa được

kích hoạt mạnh. Việc tăng nhiệt độ lên 450K làm tăng cường độ lai hóa cũng như khả năng tách các tần số cộng hưởng suy biến, từ đó mở rộng đáng kể vùng chiết suất âm.

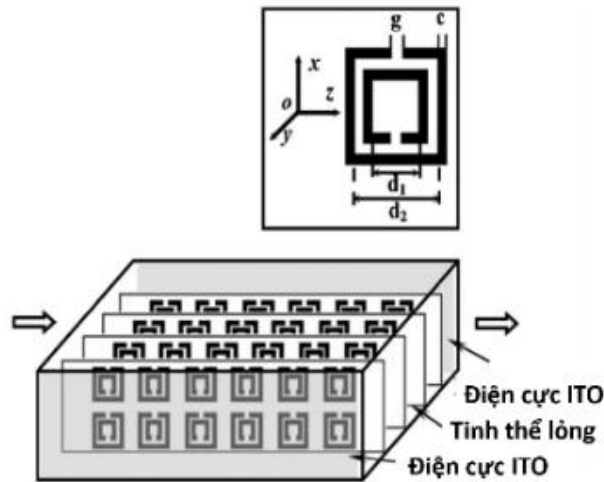


Hình 1.27. Sự phụ thuộc của (a) Phổ truyền qua và chiết suất mô phỏng, (b) các phần thực của độ từ thẩm và độ điện thẩm hiệu dụng của cấu trúc MM. [67]

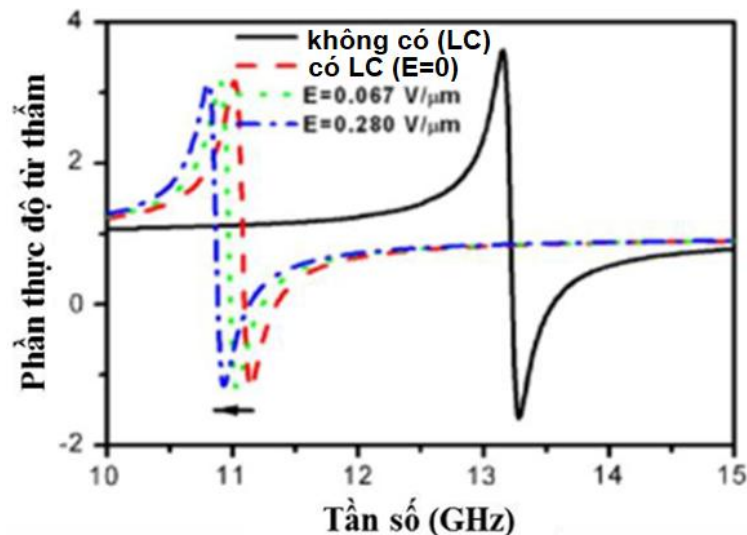
1.4.2 Điều khiển đặc tính vùng từ thẩm âm và chiết suất âm bằng tác động ngoại vi điện trường

Bên cạnh việc điều khiển vùng có độ từ thẩm âm, chiết suất âm bằng kích thích nhiệt như đã giới thiệu ở phần trên, tính chất này còn có thể được điều khiển bằng các kích thích điện trường hay từ trường khi kết hợp với tinh thể lỏng (Liquid crystal/LC). Các tinh thể lỏng sử dụng ở đây có trục quang học dị hướng, vì vậy nó rất nhạy với tác dụng của điện trường và từ trường ngoài. Các tác động này được sử dụng phổ biến để thay đổi vùng cấm quang của tinh thể quang tử cũng như làm dịch pha của sóng điện từ. Do vậy, bằng việc tác động điện từ trường vào MM có chứa các tinh thể lỏng có trục quang học dị hướng, chúng ta có thể điều biến vùng có độ điện thẩm và từ thẩm để làm thay đổi các hiện tượng điện từ. Hình 1.28 mô tả mô hình điều khiển vùng có độ từ thẩm âm khi đưa thêm tinh thể lỏng vào trong cấu trúc SRR [17]. Với mô hình vật liệu đã được thiết giá trị của độ từ thẩm được tính cho các giá trị điện trường khác nhau mô tả như trên Hình 1.29. Khi không có tinh thể lỏng, độ từ thẩm là âm trong vùng tần số từ 13,24 đến 13,54 GHz. Khi có tinh thể lỏng, vùng tần số có độ từ thẩm âm bị dịch về phía vùng tần số thấp do sự tăng độ điện thẩm hiệu dụng trong vùng tần số từ 11,08 GHz đến 11,36 GHz. Khi điện trường được đặt vào, vùng tần số với độ từ thẩm âm là từ 10,98 GHz đến 11,26 GHz và từ

10,86 GHz đến 11,14 GHz tương ứng với điện trường đạt giá trị $0,067 \text{ V}/\mu\text{m}$ và $0,28 \text{ V}/\mu\text{m}$. Đặc biệt, vùng tần số có độ từ thẩm âm cũng bị dịch về tần số thấp khi điện trường bằng không.



Hình 1.28. Mô hình sử dụng cấu trúc SRR để điều khiển độ từ thẩm âm được nhúng trong tinh thể lỏng [17].



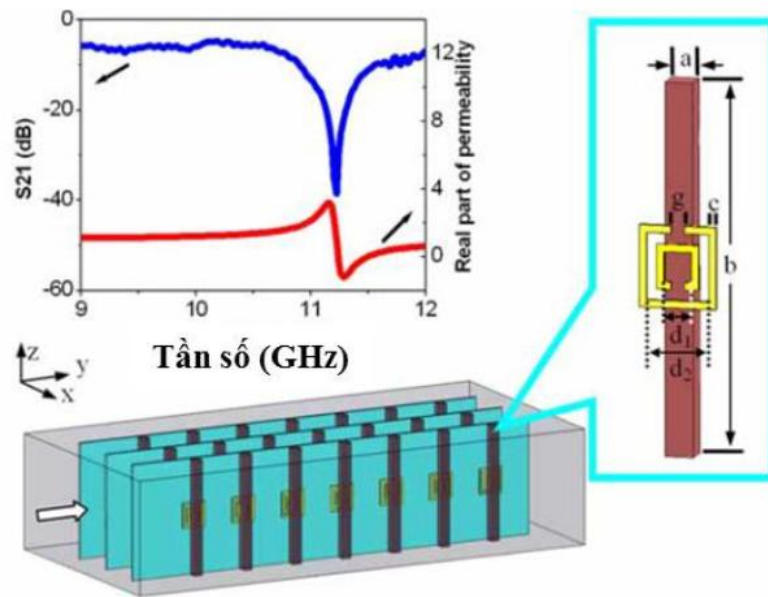
Hình 1.29. Kết quả độ từ thẩm hiệu dụng ứng với điện trường ngoài khác nhau [17]

1.4.3 Điều khiển đặc tính vùng từ thẩm âm và chiết suất âm bằng tác động ngoại vi từ trường

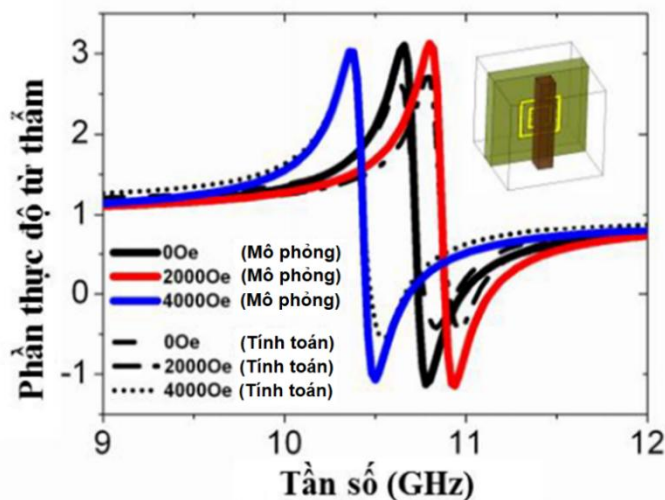
Tương tự như điều khiển vùng tần số có độ từ thẩm âm của vòng cộng hưởng có rãnh bởi điện trường ngoài, vùng này cũng có thể được điều khiển bằng từ trường ngoài bằng cách thêm vật liệu sắt từ vào trong cấu trúc.

Nghiên cứu của Zhou và các cộng sự [19] trình bày một loại MM có độ từ thẩm âm có khả năng điều chỉnh bằng từ tính, được cấu tạo từ các vòng cộng hưởng có rãnh SRR và các thanh garnet sắt yttrium (YIG). Mô hình cấu trúc vòng cộng hưởng có rãnh kết hợp với thanh sắt từ cho độ từ thẩm âm được trình bày trên Hình 1.30.

Kết quả tính toán độ từ thẩm hiệu dụng được so sánh với kết quả mô phỏng (bằng phần mềm thương mại HFSS) theo các tham số cấu trúc tương tự thực nghiệm với từ trường thay đổi từ 0 đến 4000 Oe được trình bày trên Hình 1.31. Khi tăng từ trường từ 0 lên 4000 Oe, tần số cộng hưởng dịch chuyển về phía tần số cao hơn. Hiện tượng này chứng tỏ khả năng điều chỉnh đặc tính từ của vật liệu bằng trường ngoài, một đặc trưng quan trọng của MM có độ từ thẩm âm. Cơ chế của sự thay đổi này là do trường từ ngoài ảnh hưởng đến độ từ thẩm của các thanh YIG, từ đó dẫn đến sự thay đổi trong tần số cộng hưởng của toàn bộ cấu trúc.



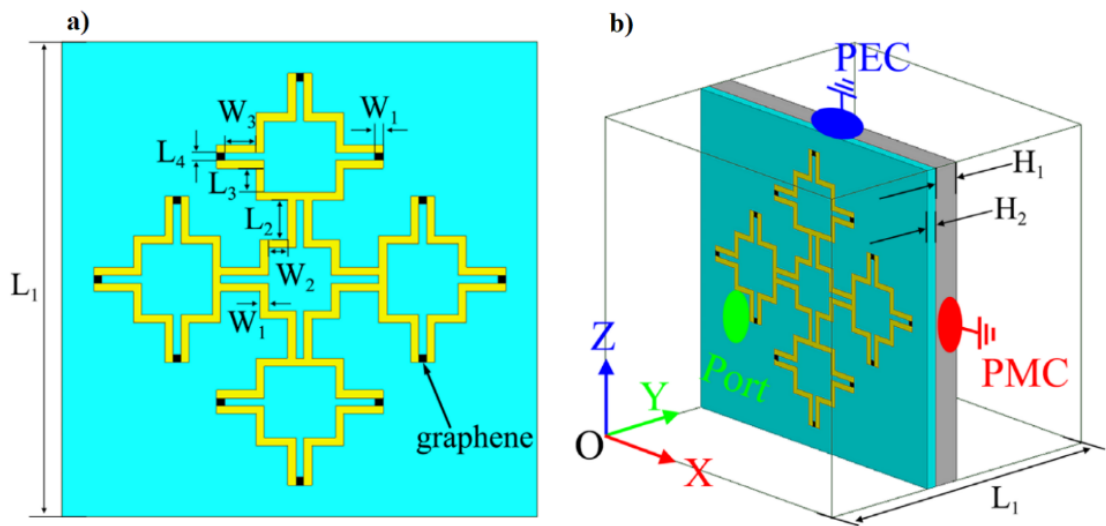
Hình 1.30. Mô hình điều khiển độ từ thẩm âm của MM cấu trúc vòng cộng hưởng có rãnh và thanh sắt từ. Sóng điện từ có phân cực từ theo trục x truyền dọc theo trục y . Từ trường ngoài một chiều đặt dọc theo trục z [19].



Hình 1.31. Kết quả mô phỏng độ từ thẩm (đường liền nét) so sánh với kết quả tính toán theo công thức (2) (đường nét đứt) với các giá trị của từ trường ngoài: 0 Oe, 2000 Oe và 4000 Oe [19].

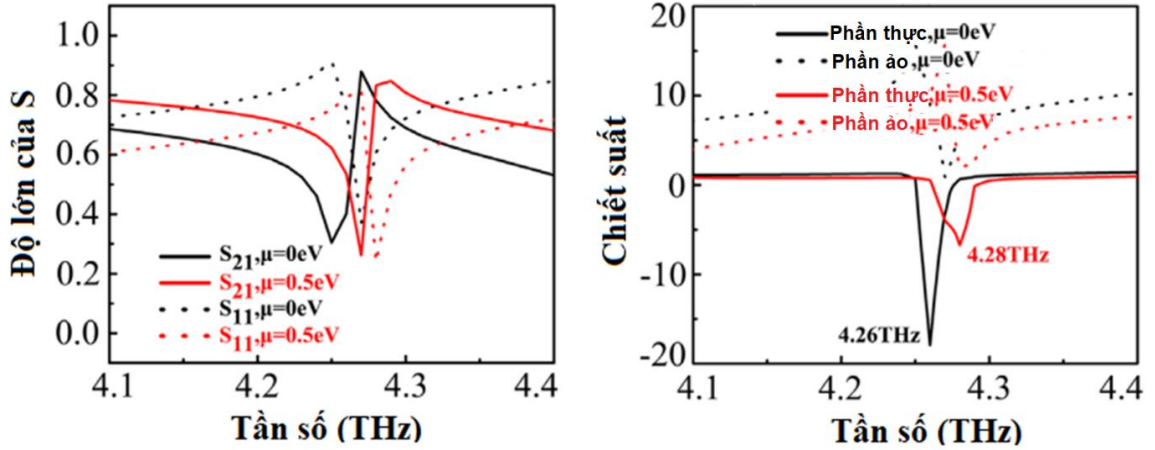
1.4.4 Điều khiển đặc tính vùng từ thẩm âm và chiết suất âm bằng tác động ngoại vi điện

Nghiên cứu tiếp theo của Xia Zhang và cộng sự [68] chứng minh khả năng điều khiển chủ động chiết suất âm thông qua việc thay đổi điện thế đặt lên graphene. Điểm đột phá của công trình là khả năng điều khiển tính chiết suất âm của vật liệu bằng cách thay đổi điện thế đặt lên lớp graphene. Cụ thể, nhóm nghiên cứu đã thiết kế cấu trúc ô cơ sở gồm một cấu trúc cộng hưởng bằng kim loại tích hợp graphene. Bằng cách điều chỉnh thế hóa học của graphene từ 0 đến 0,5 eV, ta có thể thay đổi linh hoạt chiết suất âm của vật liệu trong dải tần xung quanh 4,26 THz. Điều này cho phép điều khiển được đặc tính điện từ của vật liệu thông qua tác động ngoại vi đơn giản là thay đổi mức điện thế đặt lên graphene.



Hình 1.32. a) Cấu trúc ô cơ sở của MM đề xuất và b) Thiết lập các điều kiện biên trong mô phỏng [68]

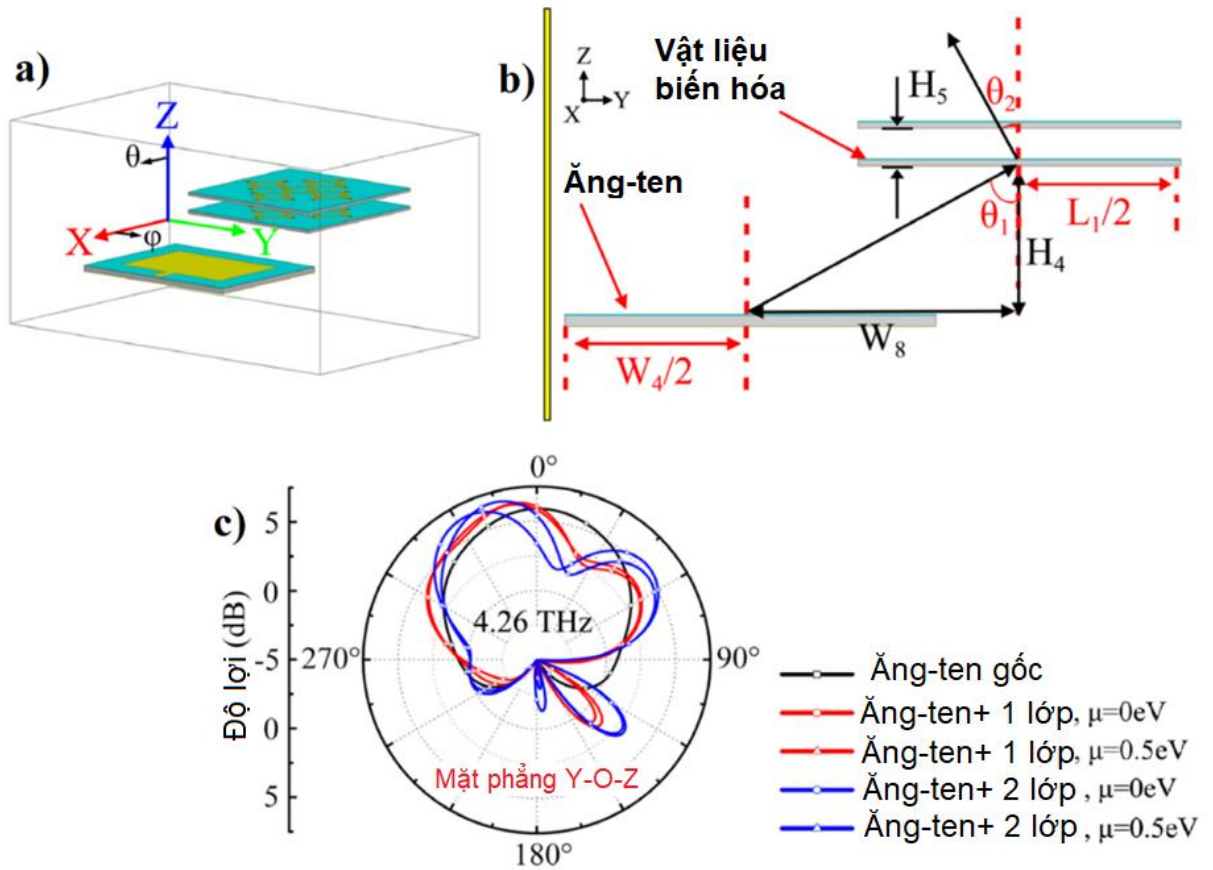
Cấu trúc ô cơ sở của MM tích hợp graphene trong dải tần THz được trình bày trong Hình 1.32. Theo Hình 1.32(a), ô cơ sở của MM đề xuất bao gồm một cấu trúc cộng hưởng bằng kim loại có thiết kế tương tự như vòng cộng hưởng có rãnh với graphene đơn lớp được tích hợp giữa các rãnh. Toàn bộ cấu trúc được đặt trên một đế Si loại p phủ SiO_2 . Hằng số điện môi của Si loại p và SiO_2 lần lượt được chọn là 11,7 và 4. Các khảo sát tính chất điện từ của MM được thực hiện bằng phần mềm mô phỏng điện từ trường. Hình 1.32(b) thể hiện cấu hình của mô phỏng, trong đó chiều điện trường theo trục Z , chiều từ trường theo trục X và chiều sóng điện từ chạy dọc theo trục Y . Graphene đơn lớp được định nghĩa là một tấm hai chiều với độ dẫn điện hiệu dụng trên bề mặt của nó. Độ dẫn điện này được xác định bởi mức Fermi, có thể được dịch chuyển bằng cách pha tạp điện tử hoặc hóa học.



Hình 1.33. a) Giá trị của các tham số tán xạ S và b) tham số chiết suất của MM dưới hai thể hóa học khác nhau của graphene [68]

Hình 1.33 thể hiện giá trị của các tham số tán xạ S trong hai trường hợp thể hóa học là 0 eV và 0,5 eV. Đặc biệt, xu hướng trong phổ của các tham số tán xạ cho thấy sự tương đồng với các vật liệu LHM cổ điển. Để làm rõ hơn đặc tính chiết suất âm, Hình 1.39(b) biểu diễn các đường cong chiết suất tương ứng. Rõ ràng là phần thực của chiết suất âm xung quanh 4,26 THz khi $\mu = 0$ eV đã có sự dịch chuyển nhẹ về phía vùng tần số cao hơn 4.28 THz khi tăng giá trị μ lên 0,5 eV, đồng thời giá trị chiết suất âm đã suy giảm đáng kể. Kết quả này cho thấy giá trị chiết suất âm bị ảnh hưởng bởi sự thay đổi thể hóa học của graphene.

Để chứng minh ứng dụng thực tế của MM chiết suất âm, nhóm nghiên cứu đã thiết kế một ăng-ten có khả năng chủ động điều hướng chùm tia bằng cách tích hợp MM này (Hình 1.34). Ăng-ten này bao gồm một ăng-ten vi dải hình chữ nhật làm nguồn bức xạ và cấu hình xếp chồng dựa trên MM đề xuất. Kết quả mô phỏng cho thấy khả năng điều khiển linh hoạt hướng chùm tia chính của ăng-ten. Khi không có MM, chùm tia chính ở 0° với độ lợi 5,90 dB. Với một lớp MM, góc nghiêng chùm tia có thể điều chỉnh từ -8° đến -11° khi thay đổi thể hóa học từ 0 eV đến 0,5 eV, với độ lợi tương ứng là 6,41 dB và 6,33 dB. Khi sử dụng hai lớp MM, góc nghiêng chùm tia tăng lên đáng kể, từ -16° đến -27° khi thay đổi thể hóa học, với độ lợi tương ứng là 6,76 dB và 6,51 dB. Như vậy, nghiên cứu cho thấy góc nghiêng của chùm tia có thể được điều chỉnh linh hoạt từ 0° đến -27° bằng cách thay đổi chiết suất của vật liệu hoặc số lớp vật liệu được sử dụng. Kết quả này cho thấy tiềm năng lớn của graphene trong việc tạo ra các vật liệu có chiết suất âm có thể điều khiển được trong dải tần THz, mở ra hướng phát triển mới cho các thiết bị điện tử có khả năng tái cấu hình.



Hình 1.34. (a) và (b) thể hiện cấu hình của ăng-ten điều hướng chùm tia (c) Các mẫu bức xạ trong mặt phẳng Y-O-Z tương ứng với các trường hợp khác nhau [68]

1.5 Kết luận chương 1

Chương 1 đã trình bày tổng quan về vật liệu biến hóa nói chung và vật liệu biến hóa chiết suất âm (NRI-MM) nói riêng, từ cơ sở hình thành, nguyên lý hoạt động cho đến các hướng nghiên cứu mở rộng và điều khiển đặc tính điện từ hiện nay. Qua đó, luận án đã hệ thống hóa một cách toàn diện tiến trình phát triển của lĩnh vực này, từ lý thuyết chiết suất âm do Veselago đề xuất năm 1968 đến các công trình thực nghiệm mang tính đột phá của Pendry và Smith, đặt nền tảng cho sự ra đời của vật liệu biến hóa hiện đại.

Nội dung chương đã làm rõ cơ sở lý thuyết của mô hình lai hóa plasmon – cơ chế then chốt cho việc mở rộng vùng chiết suất âm trong các cấu trúc metamaterial. Hiệu ứng tương tác trường gần được xem là yếu tố quyết định, giúp hình thành các mode cộng hưởng lai hóa có khả năng mở rộng và điều khiển linh hoạt vùng từ thẩm âm và chiết suất âm. Bên cạnh đó, chương cũng đã phân tích chi tiết các phương pháp điều khiển đặc tính điện từ của NRI-MM bằng các tác động ngoại vi như điện trường, nhiệt độ và từ trường, cho thấy tiềm năng to lớn trong việc tạo ra các vật liệu biến hóa có thể điều chỉnh chủ động.

Từ tổng quan này, có thể thấy rõ rằng mặc dù các nghiên cứu về NRI-MM đã đạt được nhiều thành tựu đáng kể, nhưng vẫn còn tồn tại những thách thức lớn về độ rộng băng tần, khả năng điều khiển chủ động và hiệu suất hoạt động. Những hạn chế này chính là cơ sở để luận án hướng đến việc kết hợp cơ chế lai hóa bậc cao với tích hợp các vật liệu chức năng có thể điều khiển bằng tác động ngoại vi.

Những phân tích và cơ sở lý thuyết trình bày trong chương 1 đã tạo nền tảng quan trọng cho các nội dung tiếp theo của luận án. Ở chương 2 sẽ trình bày chi tiết phương pháp nghiên cứu được áp dụng để mô phỏng, tính toán, chế tạo và đo đạc các cấu trúc vật liệu biến hóa chiết suất âm.

2 CHƯƠNG 2. PHƯƠNG PHÁP NGHIÊN CỨU

Nghiên cứu vật liệu biến hóa chiết suất âm đòi hỏi sự kết hợp chặt chẽ giữa ba phương pháp cơ bản: tính toán lý thuyết, mô phỏng số và thực nghiệm. Cách tiếp cận đa phương pháp này không chỉ cho phép dự đoán và tối ưu hóa các đặc tính điện từ của vật liệu trước khi chế tạo, mà còn đảm bảo tính chính xác và độ tin cậy của kết quả thông qua việc kiểm chứng chéo giữa các phương pháp. Hình 2.1 trình bày chi tiết sơ đồ tiến trình nghiên cứu. Trước hết, quá trình nghiên cứu bắt đầu từ việc xây dựng các ý tưởng vật lý dựa trên cơ sở lý thuyết và kết quả nghiên cứu trước đây, từ đó đề xuất cấu trúc cũng như vật liệu phù hợp. Các cấu trúc này được thiết kế và khảo sát bằng phần mềm mô phỏng thương mại CST Studio Suite, nhằm xác định các đặc tính điện từ cơ bản như phổ truyền qua, phổ phản xạ, và pha. Dựa trên các dữ liệu thu được, vị trí tần số cộng hưởng - nơi xuất hiện các tính chất đặc biệt của vật liệu biến hóa sẽ được xác định. Song song với mô phỏng, quá trình tính toán lý thuyết dựa trên mô hình mạch tương đương LC được tiến hành nhằm ước lượng tần số cộng hưởng và kiểm chứng bản chất vật lý của các mode cộng hưởng thu được. Kết quả tính toán được so sánh với mô phỏng để lựa chọn cấu trúc tối ưu trước khi bước sang giai đoạn chế tạo và đo đạc thực nghiệm. Cuối cùng, bằng việc đối chiếu giữa kết quả mô phỏng, tính toán lý thuyết và thực nghiệm, các đặc trưng điện từ của vật liệu được đánh giá toàn diện, làm cơ sở cho việc phân tích, xác nhận và điều khiển đặc tính chiết suất âm của hệ vật liệu.



Hình 2.1. Sơ đồ tiến trình nghiên cứu

2.1 Phương pháp nghiên cứu lý thuyết

2.1.1 Phương pháp mô phỏng

Tương tự như các loại MM khác, NRI-MM thường được cấu tạo từ các ô cơ sở giống nhau và sắp xếp theo một trật tự tuần hoàn hai hoặc ba chiều. Cấu trúc tuần hoàn này có thể được mô hình hóa một cách chính xác thông qua việc mô phỏng một ô cơ sở, bao gồm các tham số hình học, đặc tính vật liệu, cách bố trí nguồn phát và thu, cũng như các điều kiện biên. Sự tiến bộ vượt bậc của công nghệ thông tin đã làm cho các công cụ tính toán trở nên tinh vi hơn, cho phép chúng ta mô phỏng mối tương tác giữa sóng điện từ và vật liệu có cấu trúc phức tạp một cách tỉ mỉ. Những công cụ này cung cấp thông tin chính xác về các tính chất của MM. Để tạo ra những công cụ mô phỏng này, các nhà nghiên cứu thường tiếp cận theo hai hướng: phát triển phần mềm dựa trên bộ mã nguồn của Pendry bằng ngôn ngữ lập trình như Fortran, Pascal, hoặc C, hoặc sử dụng các phần mềm mô phỏng thương mại.

Việc tự phát triển phần mềm mô phỏng mang lại khả năng kiểm soát linh hoạt các biến số trong quá trình tính toán, nhưng lại yêu cầu người nghiên cứu phải có kiến thức sâu rộng về vật lý, toán học và công nghệ thông tin.

Vì lý do này, nhiều nhà nghiên cứu trong lĩnh vực MM lại ưa chuộng sử dụng phần mềm mô phỏng thương mại vì tính đơn giản và độ chính xác cao trong việc dự đoán tính chất của cấu trúc. Một lợi ích khác của việc mô phỏng MM là khả năng điều chỉnh cấu trúc một cách linh hoạt và nhanh chóng để đạt được kết quả mong muốn trước khi tiến hành chế tạo, giúp tiết kiệm thời gian và giảm chi phí. Nếu có thể nắm bắt chính xác các tính chất vật liệu thông qua các kỹ thuật mô phỏng hiện đại, ta có thể đạt được sự tương thích cao giữa kết quả mô phỏng và kết quả thực nghiệm. Ba phần mềm mô phỏng thương mại được sử dụng rộng rãi hiện nay bao gồm CST Microwave Studio, HFSS và Comsol. Trong quá trình mô phỏng, việc xác định chính xác các thông số điện từ của vật liệu, đặc biệt là kim loại và chất điện môi, là hết sức quan trọng. Sự chính xác của mô phỏng so với thực tế phụ thuộc lớn vào độ chính xác của những thông số này. Một ví dụ cụ thể cho thấy việc mô phỏng chính xác thông số của vật liệu là việc mô phỏng kim loại ở dải tần số thấp. Ở dải tần số GHz, vàng và đồng được xem là những chất dẫn điện tốt với độ dẫn điện ổn định. Tuy nhiên, khi mô phỏng MM ở các tần số cao như trong vùng hồng ngoại hoặc quang học, sự tổn hao của kim loại trở nên đáng kể và mô hình Drude thường được áp dụng để mô tả sự phụ thuộc của tần số vào các tính chất quang học của chúng. Bên cạnh đó, độ tổn hao của vật liệu có chiết suất âm tỉ lệ nghịch với chỉ số hệ số phẩm chất, được định nghĩa là tỷ số giữa phần thực và phần ảo của chiết suất, cũng đóng góp quan trọng vào đặc tính của MM. Khi xét đến năng lượng còn lại của nguồn sóng

điện từ đi qua cấu trúc của vật liệu chiết suất âm, tổn hao năng lượng được chia thành hai phần: phần do phản xạ ánh sáng, nguyên nhân là do sự không phù hợp về trở kháng giữa hai môi trường; và phần do hấp thụ, liên quan đến tính chất của vật liệu. Để giảm thiểu tổn hao năng lượng trong quá trình tương tác của sóng điện từ với vật liệu, cần giảm cả hai thành phần này.

Đầu tiên, để giảm tổn hao do phản xạ, trở kháng của vật liệu cần phải phù hợp với trở kháng của môi trường truyền tới. Trở kháng và chiết suất của vật liệu được xác định bởi các công thức $z = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$ và $n = \sqrt{\mu\epsilon}$. Do đó, để trở kháng của vật liệu phù hợp với môi trường của sóng điện từ tới, cần thay đổi các tham số μ và ϵ một cách thích hợp. Độ từ thẩm và độ điện thẩm đều phụ thuộc vào các tham số cấu trúc, vì vậy khi thay đổi các tham số cấu trúc thì μ và ϵ sẽ dẫn đến sự thay đổi của chiết suất n . Từ định nghĩa này, ta thấy rằng độ tổn hao do phản xạ cũng thay đổi, hay nói cách khác, nó phụ thuộc vào các tham số cấu trúc.

Tiếp theo, để giảm tổn hao do hấp thụ, cần lưu ý rằng thành phần hấp thụ là do đặc tính của vật liệu chiết suất âm. Vì là vật liệu nhân tạo, các đặc tính của vật liệu chiết suất âm chủ yếu được quyết định bởi các tham số cấu trúc và tính chất của lớp vật liệu. Do đó, sự tổn hao do thành phần hấp thụ cũng phụ thuộc vào các tham số cấu trúc và tính chất của vật liệu cấu thành. Qua đó, có thể thấy việc hiểu rõ khả năng đáp ứng sóng điện từ đóng vai trò rất quan trọng trong việc thiết kế, mô phỏng và chế tạo MM.

Kể từ năm 2023, Học viện Khoa học và Công nghệ đã sở hữu bản quyền phần mềm CST và sử dụng công cụ này với hiệu quả cao. Trong khuôn khổ của luận án, toàn bộ quá trình mô phỏng được thực hiện trên phiên bản CST Microwave Studio 2023. Công cụ này áp dụng phương pháp tích phân hữu hạn (Finite Integration Technique – FIT) để khảo sát các tính chất điện từ của vật liệu bao gồm các tham số tán xạ, phổ hấp thụ, dòng điện bề mặt, chiều điện từ trường.

Quá trình mô phỏng vật liệu MM chủ yếu giải quyết vấn đề tương tác của sóng điện từ với các cấu trúc MM có thành phần vật liệu của không đồng nhất (bao gồm kim loại và điện môi) và có kích thước nhỏ hơn nhiều so với bước sóng hoạt động. Theo lý thuyết FIT, phương trình tán sắc và hệ phương trình Maxwell của vật liệu được biến đổi từ không gian liên tục sang không gian rời rạc thông qua việc áp dụng điện áp trên một cạnh của lưới và từ áp trên cạnh của lưới kép. Điều này tạo ra một hệ thống phương trình lưới Maxwell, đảm bảo rằng các tính chất vật lý của trường được bảo toàn trong không gian rời rạc và có nghiệm duy nhất, với các phương trình Maxwell được giải theo dạng tích phân.

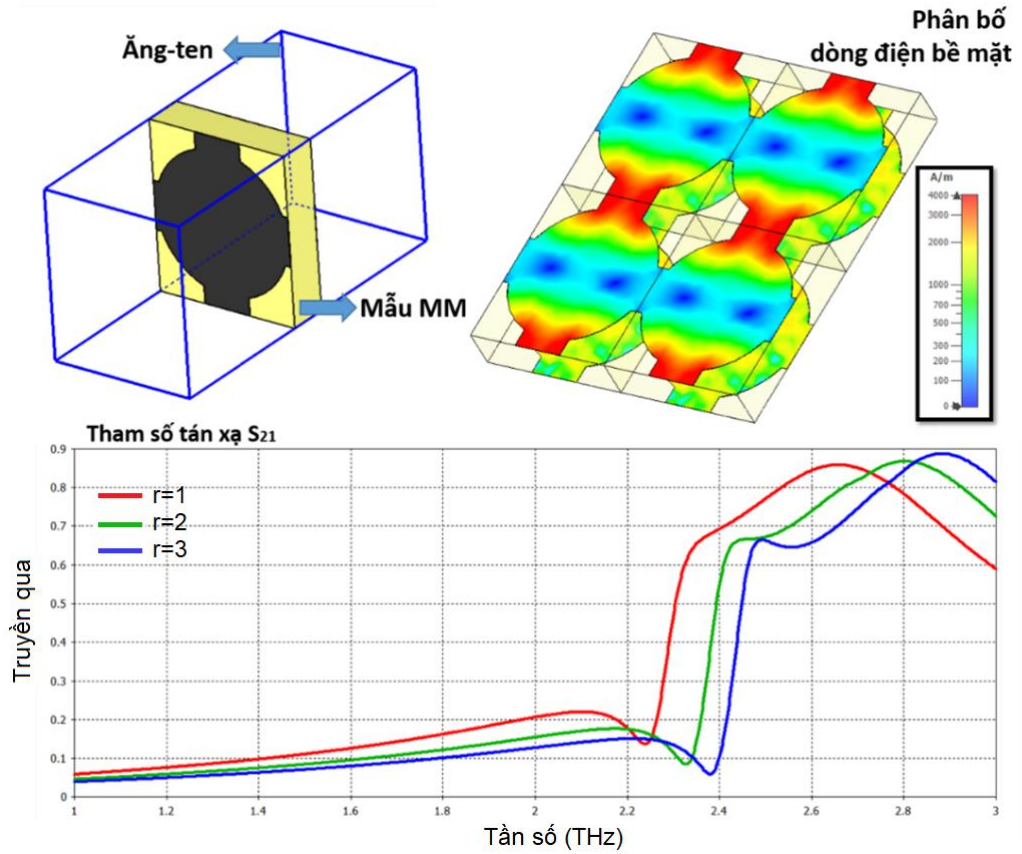
$$\oint_C \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\frac{d}{dt} \int_S \vec{B} \cdot d\vec{s} \quad (2.1)$$

$$\oint_S \vec{D} \cdot d\vec{s} = \int_V \rho dv \quad (2.2)$$

$$\oint_C \vec{H} \cdot d\vec{l} = \int_S \vec{J} \cdot d\vec{s} + \frac{d}{dt} \int_S \vec{D} \cdot d\vec{s} \quad (2.3)$$

$$\oint_S \vec{B} \cdot d\vec{s} = 0 \quad (2.4)$$

trong đó: $d\vec{l}$ là véc tơ vi phân độ dài theo phương tiếp tuyến của đường cong (C), $d\vec{s}$ là véc tơ vi phân diện tích định hướng vuông góc với mặt phẳng S giới hạn bởi đường cong kín (C), dv là vi phân của vùng không gian được bao bọc hoàn toàn bởi mặt kín S .



Hình 2.2. Giao diện phần mềm CST

Mô phỏng điện từ cho MM bằng phần mềm CST diễn ra theo trình tự sau: đầu tiên là thiết kế cơ bản với việc chọn lựa vật liệu và định hình ô đơn vị, tiếp theo sẽ xác định dải tần số hoạt động, điều kiện biên vị trí của nguồn phát so với cấu trúc. Mẫu MM được đặt giữa hai ăng-ten để thu thập tham số tán xạ bao gồm hệ số đặc trưng cho phản xạ S_{11} và hệ số đặc trưng cho truyền qua S_{21} . Dựa vào các tham số trên ta có thể tính toán được các đặc tính điện từ hiệu dụng như độ điện thẩm, độ từ

thâm, chiết suất và trở kháng – sẽ đề cập chi tiết hơn ở phần tính toán tiếp theo. Bên cạnh đó, dữ liệu về dòng điện, năng lượng và tổn hao cũng được cung cấp bởi CST.

Thêm vào đó, phương pháp mô phỏng sử dụng phần mềm CST còn cung cấp các hiểu biết về sự tương tác của MM với sóng điện từ một cách cụ thể – điều rất khó để thực hiện và biểu diễn bằng thực nghiệm. CST giúp thể hiện rõ ràng sự phân bố của điện trường và từ trường xung quanh cấu trúc, từ đó làm rõ cách thức tương tác với sóng điện từ và cơ chế hấp thụ sóng của vật liệu, đồng thời cũng cho phép xác định dòng điện bề mặt để phân tích bản chất cộng hưởng của cấu trúc.

2.1.2 Phương pháp tính toán

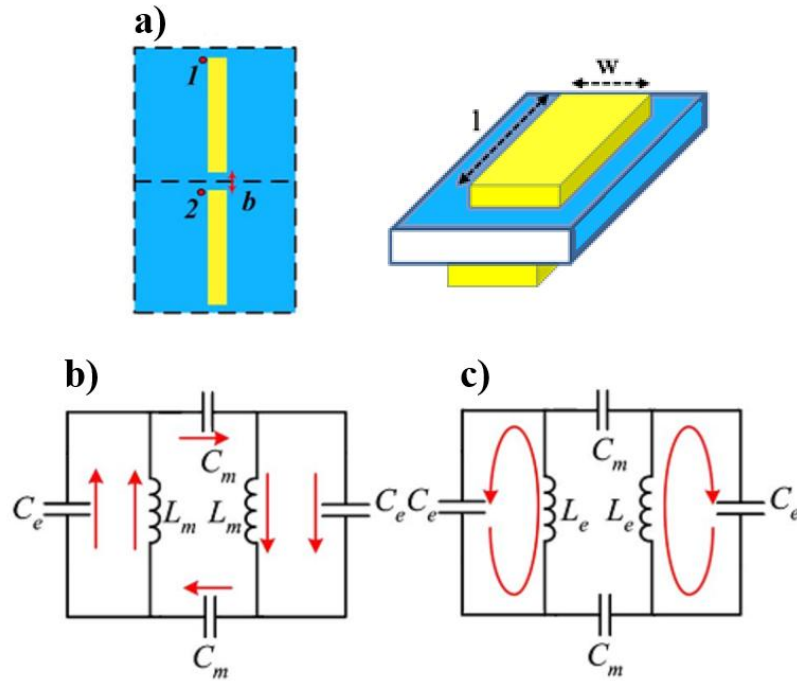
A. Phương pháp tính toán xác định các tham số điện từ của vật liệu biến hóa có chiết suất âm

Dựa trên những tính chất độc đáo trên, MM được sử dụng trong việc thiết kế các mô hình thiết bị và hệ thống mới với hiệu suất tốt hơn so với các vật liệu tự nhiên, đồng thời tạo ra một loạt các hướng phát triển đầy triển vọng trong các lĩnh vực bao gồm quang học [26], điện tử [69], [70], [71], [72], viễn thông [73], [74] và sinh học [6], [75]. Tuy nhiên, để nghiên cứu các hướng phát triển này một cách hiệu quả, việc hiểu rõ và tính toán giá trị các tham số điện từ của MM là vô cùng quan trọng. Các tham số điện từ cơ bản như chiết suất n , trở kháng z , độ từ thâm μ và hằng số điện môi ϵ của MM đóng vai trò then chốt trong việc mô tả và dự đoán tương tác điện từ của vật liệu dưới tác động của các trường điện từ bên ngoài. Đặc biệt, đối với vật liệu biến hóa chiết suất âm, giá trị độ điện thâm, độ từ thâm là yếu tố rất quan trọng để xác định vùng chiết suất âm. Tuy nhiên, việc đo đạc và xác định trực tiếp giá trị các tham số này trong thực tế là một công việc rất phức tạp và khó khăn. Do đó, nhiều phương pháp tính toán gián tiếp đã được đề xuất để xác định các tham số điện từ của MM [76], [77], [78]. Năm 1970, các thông số của vật liệu như chiết suất, hệ số điện môi, độ từ thâm và trở kháng được tính toán dưới dạng phức dựa trên các dữ liệu về độ phản xạ và truyền qua bằng phương pháp Nicholson-Ross-Weir. Cho tới năm 2004, dựa trên cơ sở đó, X. Chen và đồng nghiệp đã đưa ra một phương pháp tính cải tiến hơn để tính toán các tham số điện từ đối với MM, cho phép xác định các tham số điện từ thông qua các tham số tán xạ và pha của MM [76].

Trước khi vào cụ thể phương pháp tính toán, cần lưu ý một số vấn đề quan trọng. Đầu tiên, các tham số được biểu diễn dưới dạng phức với mục đích phản ánh bản chất vốn có của môi trường, vì vậy trong xuyên suốt quá trình tính toán, các tham số này cần được đảm bảo không vi phạm bất kỳ định luật vật lý nào. Trên thực tế, việc sử dụng các điều kiện vật lý sẽ cho phép ta giới hạn kết quả về một nghiệm duy nhất. Thứ hai, các tham số này phụ thuộc vào tần số và có thể nhận giá trị rất lớn khi

gần vị trí cộng hưởng. Đặc điểm này của MM sẽ khiến cho việc xác định chỉ số nhánh m (phản ánh sự phụ thuộc của chiết suất vào tần số) trở nên phức tạp hơn. Chi tiết về phương pháp tính toán sẽ được nghiên cứu sinh trình bày cụ thể hơn tại chương 3 phần 1.

B. Phương pháp tính toán dựa trên mô hình mạch LC tương đương



Hình 2.3. (a) Ô cơ sở của cấu trúc CWP, (b) và (c) Chiều dòng điện tương ứng trong trường hợp cộng hưởng từ và cộng hưởng điện [49]

Trong lĩnh vực nghiên cứu MMs, tương tác giữa sóng điện từ với cấu trúc vật liệu thường tạo ra các cộng hưởng điện từ, mà tại đó xuất hiện các tính chất đặc biệt của vật liệu. Các tính chất điện từ này hoàn toàn có thể dự đoán và giải thích được thông qua mô hình mạch điện tương đương LC. Trong mô hình này, các lớp kim loại đóng vai trò là các cuộn cảm với độ tự cảm hiệu dụng L và các tụ điện có điện dung hiệu dụng C xuất hiện giữa hai thành phần kim loại được cách nhau bởi một lớp điện môi. Các giá trị L và C được xác định dựa trên đặc trưng hình học của cấu trúc và sự phân bố năng lượng điện từ. Từ mô hình LC, ta hoàn toàn có thể tính toán được sự phụ thuộc các tần số cộng hưởng điện từ vào các tham số cấu trúc, từ đó tính được chính xác các tần số này ứng với một cấu trúc xác định nào đó. Do độ tự cảm và giá trị điện dung phụ thuộc vào các thông số hình học của cấu trúc, việc phân tích biểu thức tần số cộng hưởng giúp làm sáng tỏ mối quan hệ giữa các đặc tính điện từ và thông số hình học của cấu trúc. Mô hình mạch tương đương LC được Zhou và cộng sự xây dựng cho cấu trúc cặp dây bị cắt (Cut Wire Pair - CWP) [49] vào năm 2006. Cấu trúc này bao gồm một lớp điện môi ở giữa và hai bên là cặp hai thanh kim loại

bị cắt nằm đối xứng nhau thông qua lớp điện môi [Hình 2.3(a)]. Sơ đồ mạch điện tương đương được trình bày trong Hình 2.3(b) và 2.3(c). Trong mô hình mạch tương đương của cặp thanh kim loại song song, các phần tử L_m , C_m , L_e và C_e được sử dụng để mô tả cơ chế cộng hưởng điện từ của cấu trúc. Cụ thể, L_m là điện cảm từ, hình thành do dòng điện ngược chiều trong hai thanh kim loại khi cộng hưởng từ xảy ra; năng lượng từ được giam giữ giữa hai thanh và biểu diễn bằng điện cảm L_m . Tụ điện C_m hình thành giữa hai đầu mang điện tích trái dấu của cặp thanh, đặc trưng cho khả năng tích trữ năng lượng điện trong chế độ bất đối xứng. Ngược lại, L_e và C_e lần lượt biểu thị điện cảm và điện dung tương đương trong chế độ cộng hưởng điện, khi dòng điện trong hai thanh cùng chiều. Trong đó, C_e chủ yếu phụ thuộc vào khoảng cách giữa các cặp thanh lân cận. Như vậy, cặp phần tử (L_m, C_m) đặc trưng cho cộng hưởng từ dẫn đến từ thẩm âm ($\mu' < 0$), trong khi cặp (L_e, C_e) đặc trưng cho cộng hưởng điện dẫn đến điện thẩm âm ($\epsilon' < 0$); sự đồng thời xuất hiện của hai cơ chế này tạo nên vùng chiết suất âm của vật liệu biến hóa. Tần số cộng hưởng từ f_m và cộng hưởng điện f_e của cấu trúc được xác định như sau [49]:

$$f_m = \frac{1}{2\pi\sqrt{C_m L_m}} = \frac{c}{2\pi l \sqrt{c_1 \epsilon_r / 2}} \quad (2.5)$$

$$f_e = \frac{1}{2\pi\sqrt{C_e L_e}} = \frac{c\sqrt{\ln(b/t_s)}}{2\pi\sqrt{w \left[-\ln\left(\frac{w}{l}\right) \right]}} \quad (2.6)$$

trong đó l là chiều dài của thanh CW, t_s là chiều dày lớp điện môi, w là chiều rộng của thanh CW, c_1 là hệ số hình học có giá trị trong khoảng 0,2 – 0,3, b là khoảng cách giữa hai thanh CW liên tiếp theo chiều điện trường E, c là vận tốc ánh sáng trong chân không. Công thức này cho thấy tần số cộng hưởng từ tỷ lệ nghịch với chiều dài của cặp dây bị cắt.

Nối tiếp thành công của những kết quả thu được trên, mô hình mạch LC tiếp tục được Kafesaki và cộng sự phát triển cho cấu trúc lưới dây kim loại (Fishnet/FN) có khả năng tạo ra chiết suất âm – phát triển từ cấu trúc CWP và dây kim loại liên tục vào năm 2007 (Hình 2.3). [79]

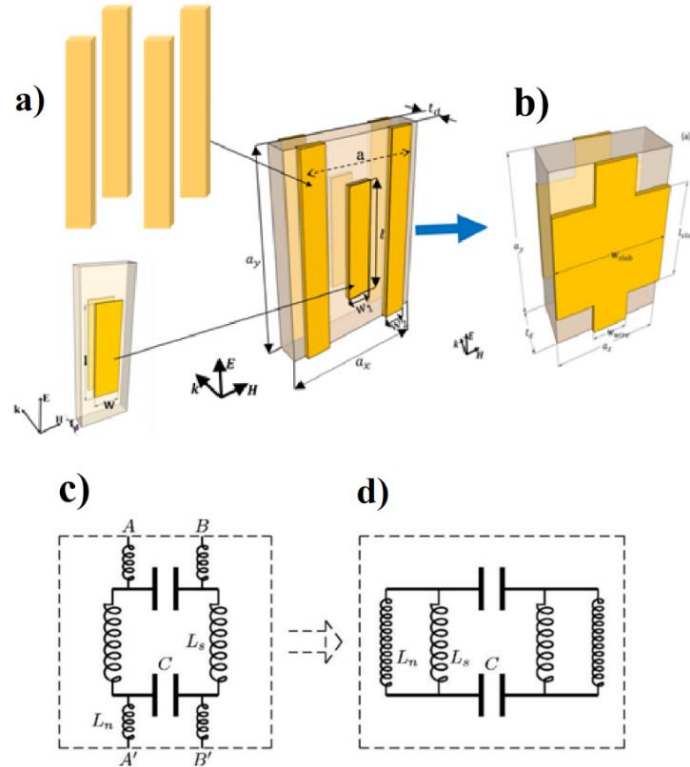
Tần số plasma hiệu dụng của thanh kim loại liên tục trong cấu trúc lưới đĩa kim loại kim loại khi đó được xác định [79]:

$$f_p^2 = \frac{c_0^2}{2\pi a^2 \ln(a/w_2)} \quad (2.7)$$

trong đó a là khoảng cách giữa hai tâm thanh kim loại liên tục liên tiếp và w_2 là độ rộng của thanh kim loại liên tục. Tần số cộng hưởng từ khi đó cũng được xác định [79]:

$$f_m = \frac{\omega_m}{2\pi} \sim \sqrt{\frac{1}{l_{slab}^2} + \frac{1}{l_{slab}l_n} \frac{w_n}{w_{slab}}} \quad (2.8)$$

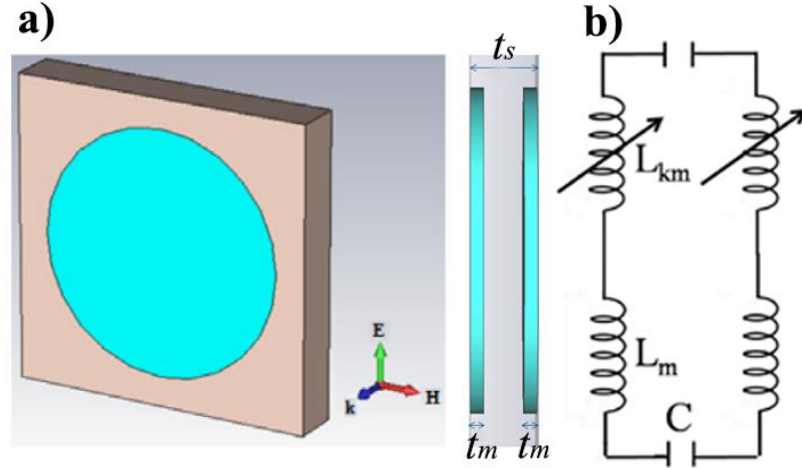
với l_{slab} , w_{slab} lần lượt là chiều dài và chiều rộng của thanh kim loại ở giữa; $l_n = a_y$, $w_n = w_{wire}$ lần lượt là chiều dài và chiều rộng của phần dây liên tục như biểu diễn trên Hình 2.3. Cấu trúc lưới dây kim loại này sau đó được phát triển thành cấu trúc lưới đĩa kim loại (Dishnet/DN) nhằm tạo ra khả năng không phụ thuộc phân cực của sóng điện từ.



Hình 2.4. (a) Sự kết hợp giữa thanh kim loại liên tục và CWP tạo ra cấu trúc lưới dây kim loại, (b) Ô cơ sở của cấu trúc lưới dây kim loại, (c) Mô hình mạch LC tương ứng trực tiếp với hình dạng của cấu trúc và (d) Mô hình mạch LC tối giản [79].

Theo các kết quả nghiên cứu trước đây, cấu trúc cặp đĩa (Dishpair/DP) – phát triển từ cấu trúc CWP và lưới đĩa kim loại – phát triển từ cấu trúc lưới dây kim loại là hai cấu trúc tối ưu có thể tạo ra từ trường âm và chiết suất âm không phụ thuộc vào phân cực của sóng điện từ chiếu tới do tính chất đối xứng của cấu trúc này [21], [66], [67]. Vì vậy, trong các nghiên cứu của luận án hầu hết sử dụng cấu trúc này để nghiên cứu tính chất từ trường âm và chiết suất âm [23]. Đáp ứng cộng hưởng mạnh trong dải tần GHz và THz của hai cấu trúc này cho phép khai thác hiệu quả các cơ chế lai hóa. Bên cạnh đó, hai cấu trúc cũng có dạng hình học tương đối đơn giản nhưng có độ linh hoạt cao, thuận lợi cho việc tối ưu hóa kích thước, khoảng cách và lớp vật liệu tích

hợp nhằm điều chỉnh phổ đáp ứng điện từ, đồng thời dễ dàng triển khai trong chế tạo thực nghiệm. Ngoài ra, các khảo sát cũng cho thấy hai cấu trúc này có khả năng tương thích và tương tác tốt với nhiều loại vật liệu chức năng như graphene hoặc VO_2 , giúp việc đánh giá tác động điều khiển ngoại vi trở nên khả thi và hiệu quả. Cuối cùng, nhờ tính phổ biến trong cộng đồng nghiên cứu và nền tảng lý thuyết vững chắc, việc lựa chọn cấu trúc đĩa tròn và lưới đĩa kim loại không chỉ đảm bảo tính so sánh, đối chiếu với các công trình trước đây, mà còn làm nổi bật được những đóng góp mới của luận án.



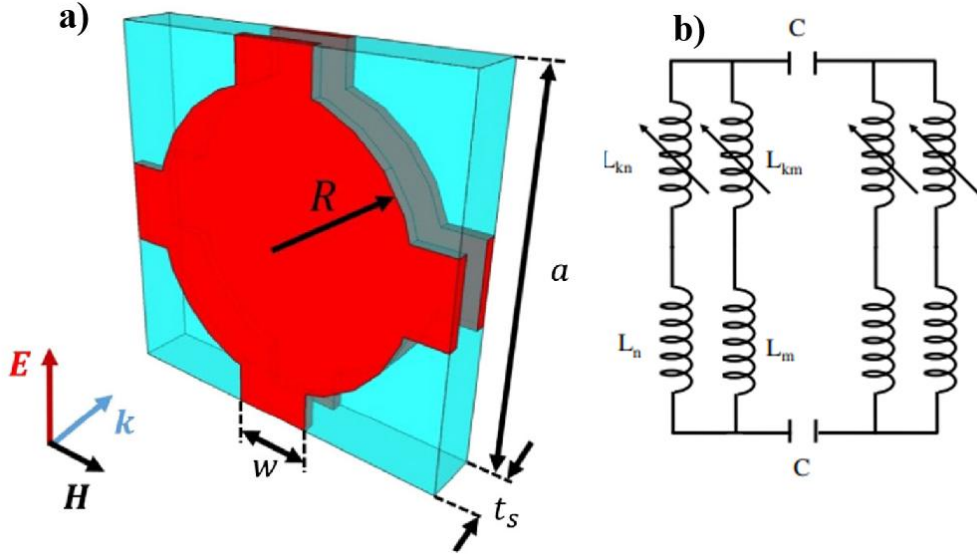
Hình 2.5. (a) Ô cơ sở của cấu trúc Dish pair, (b) Mô hình mạch LC tương ứng [80]

Chính vì vậy, trong phần này sẽ làm rõ phương pháp tính toán mô hình mạch LC cho cả 2 cấu trúc DN và DP. Cấu trúc DP là dạng biến đổi của cấu trúc CWP, do đó mô hình mạch điện LC cho cả hai cấu trúc này đều giống nhau. Sự khác biệt chủ yếu nằm ở hình dạng của thành phần kim loại: hình chữ nhật trong CWP và hình tròn trong DP. Dựa trên sự tương đồng này, chúng tôi đã áp dụng phương pháp tính toán tương tự như với cấu trúc CWP để xác định tần số cộng hưởng từ của cấu trúc DP, phụ thuộc vào các tham số cấu trúc cụ thể [80]:

$$f_m = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_m C_m}} = \frac{\sqrt{t_s}}{\pi^2 R \sqrt{c_1 \epsilon \mu (t_s + 2t_m)}} \quad (2.9)$$

Công thức 2.9 cho thấy tần số cộng hưởng từ phụ thuộc vào các tham số cấu trúc như chiều dày lớp điện môi t_s và kim loại t_m , độ điện thẩm của lớp điện môi ϵ , tỉ số diện tích có điện tích phân bố trên diện tích toàn bộ của đĩa c_1 và bán kính R của đĩa.

Đối với thiết kế DN, các đặc tính điện từ của nó cũng được phân tích bằng cách sử dụng mô hình mạch LC tương đương. **Hình 2.5(b)** mô tả mạch LC tương đương tương ứng với cấu trúc đề xuất, mô phỏng hành vi điện từ của các thành phần MM.



Hình 2.6. (a) Ô cơ sở của cấu trúc Dishnet, (b) Mô hình mạch LC tương ứng [21].

Hình 2.6 thể hiện ô cơ sở của cấu trúc DN với các tham số hình học bao gồm: R là bán kính của đĩa, w là chiều rộng của các dây liên tục. Độ dày của lớp điện môi là t_s , độ dày lớp DN kim loại là t_m và kích thước ô cơ sở là a .

Tần số cộng hưởng từ (f_m) được xác định bằng cách tính toán tổng điện cảm (L) và điện dung (C) [21]:

$$f_m = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \quad (2.10)$$

Dựa trên hình dạng của cấu trúc lưới đĩa kim loại, ta có thể xác định [21]:

$$C = \varepsilon \frac{c_1 \pi R^2}{t_s} \quad (2.11)$$

trong đó R là bán kính của đĩa, c_1 là tham số hình học phụ thuộc vào tỉ lệ diện tích có điện tích phân bố trên toàn bộ diện tích của đĩa. Lưu ý rằng, giá trị của c_1 trong cấu trúc DN này sẽ có sự chênh lệch so với những cấu trúc DP do biến dạng của các phân bố điện tích từ thành phần dây liên tục thêm vào. Từ thông số mật độ hạt tải của thành phần kim loại, độ tự cảm tổng cộng của cấu trúc được tính như sau [21]:

$$L = (L_m + L_{km})(L_n + L_{kn}) / (L_n + L_m + L_{km} + L_{kn}) \quad (2.12)$$

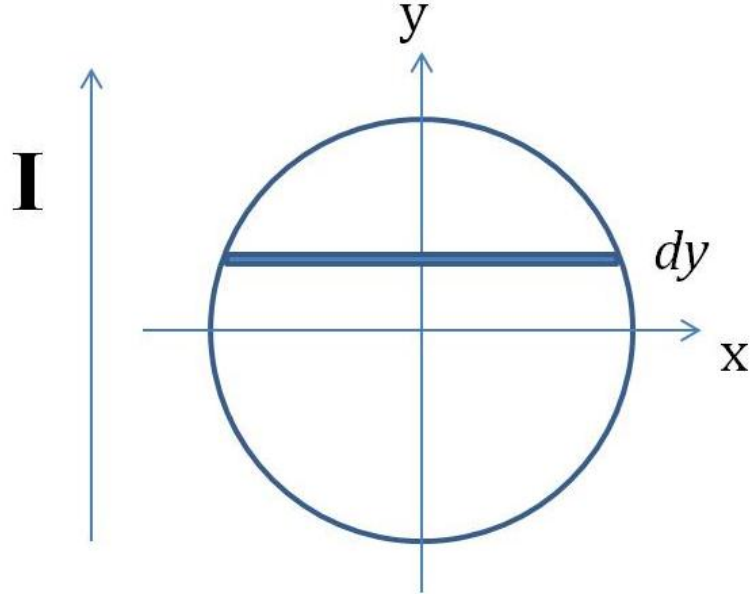
với L_m là độ tự cảm của phần đĩa là:

$$L_m = \frac{\mu\pi(t_s + 2t_m)}{4} \quad (2.13)$$

trong đó t_m là độ dày của lớp kim loại. Độ tự cảm L_n của dây liên tục được tính như sau:

$$L_n = \frac{\mu(t_s + 2t_m)(a - 2R)}{2w} \quad (2.14)$$

Biểu thức cho độ tự cảm động lượng L_{km} của phần đĩa được xác định thông qua tính toán cấu trúc đĩa tròn (Hình 2.7).



Hình 2.7. Tính toán độ tự cảm động lượng của đĩa tròn [80]

Tổng động năng của hệ theo chiều y được xác định như sau [81]:

$$E_{kin} = \int_{-r}^r N_y (v_e(y))^2 \frac{m_e}{2} dy = \frac{1}{2} L_{kin} I^2 \quad (2.15)$$

với $v_e(y)$ là vận tốc của electron theo trục y , m_e là khối lượng của electron, N_y là số lượng của electron đóng góp vào dòng điện theo trục y , I là cường độ dòng điện trong vòng dây và L_{kin} là độ tự cảm động lượng của hệ. Khi đó L_{kin} được xác định bằng phương pháp tính toán vi phân theo trục y [81]:

$$L_{kin} = \int_{-r}^r \frac{m_e}{2n_e e^2 t_m \sqrt{r^2 - y^2}} dy = \alpha \frac{m_e}{n_e e^2} \quad (2.16)$$

trong đó r là bán kính của đĩa, m_e và n_e lần lượt là khối lượng hiệu dụng và mật độ hạt tải của thành phần kim loại sử dụng làm lưới đĩa kim loại. Hệ số α được xác định như sau [81]:

$$\alpha = \int_{-r}^r \frac{1}{2t_m \sqrt{r^2 - y^2}} dy = \frac{1}{2t_m} \sin^{-1} \frac{y}{r} \Big|_{-r}^r = \frac{\pi}{2t_m} \quad (2.17)$$

Do đó ta thu được [81]:

$$L_{kin} = L_{km} = \frac{\pi m_e}{2t_m n_e e^2} \quad (2.18)$$

Tương tự, ta cũng xác định được độ tự cảm động lượng của phần dây liên tục L_{kn} là [81]:

$$L_{kn} = \frac{(a - 2R)m_e}{wn_e e^2} \quad (2.19)$$

với $(a - 2R)$ đại diện cho chiều dài của phần dây liên tục sau khi đã trừ đi phần đường kính đĩa tròn và w là chiều rộng của dây liên tục. Công thức này minh họa mối quan hệ tỷ lệ thuận giữa độ tự cảm và chiều dài dây, đồng thời thể hiện sự tỷ lệ nghịch với chiều rộng dây, phản ánh chính xác các nguyên lý cơ bản trong lý thuyết về độ tự cảm của dây kim loại. Khi chiều dài dây kim loại tăng sẽ dẫn đến sự gia tăng số lượng vòng từ thông, từ đó làm tăng độ tự cảm tổng thể. Ngược lại, việc tăng chiều rộng của dây liên tục có tác dụng phân tán dòng điện trên một diện tích lớn hơn, điều này làm giảm mật độ từ trường xung quanh dây, dẫn tới hệ quả là sự suy giảm độ tự cảm của dây dẫn.

Với mật độ hạt tải n_e của thành phần kim loại, số electron hiệu dụng N của dây liên tục có thể được ước tính dựa trên phần không gian mà dây liên tục chiếm [21]:

$$N \cong n_e \frac{t_m w}{a^2} \quad (2.20)$$

Tần số plasma (f_p) của cấu trúc lưới đĩa kim loại được tính bằng công thức [21]:

$$f_p \simeq \sqrt{\left(\frac{Ne^2}{\epsilon_0 m^*}\right)} / 2\pi. \quad (2.21)$$

Như vậy, từ mô hình tính toán mạch tương đương LC , ta có thể tính toán sơ bộ tần số plasma và tần số cộng hưởng từ, cũng như tìm được sự phụ thuộc của tần số cộng hưởng vào tham số cấu trúc. Từ đó, ta có thể điều chỉnh thiết kế để chế tạo được MM hoạt động ở vùng tần số mong muốn.

2.2 Phương pháp nghiên cứu thực nghiệm

2.2.1 Phương pháp chế tạo thực nghiệm

A. Phương pháp quang khắc

Để chế tạo MM nói chung và NRI-MM nói riêng hoạt động trong dải tần số GHz, người ta thường áp dụng công nghệ quang khắc. Kỹ thuật quang khắc hoạt động theo nguyên lý sử dụng ánh sáng để thay đổi tính chất của lớp vật liệu cảm quang được phủ lên bề mặt, từ đó tạo ra hình ảnh mong muốn. Chất cảm quang là các hợp chất hữu cơ có tính nhạy quang, tức là chúng thay đổi tính chất khi được chiếu bởi các bức xạ thích hợp, đồng thời chúng cũng bền vững trong môi trường kiềm hoặc axit. Chất cảm quang có vai trò quan trọng trong việc bảo vệ các chi tiết của vật liệu khỏi bị ăn mòn bởi dung dịch ăn mòn hoặc tạo ra các chi tiết theo hình dạng cần chế tạo. Hệ chế tạo mẫu lắp đặt tại Viện Khoa học Vật liệu, Viện Hàn lâm Khoa học và Công nghệ Việt Nam được trình bày ở Hình 2.8. Đây là hệ thiết bị khá đơn giản

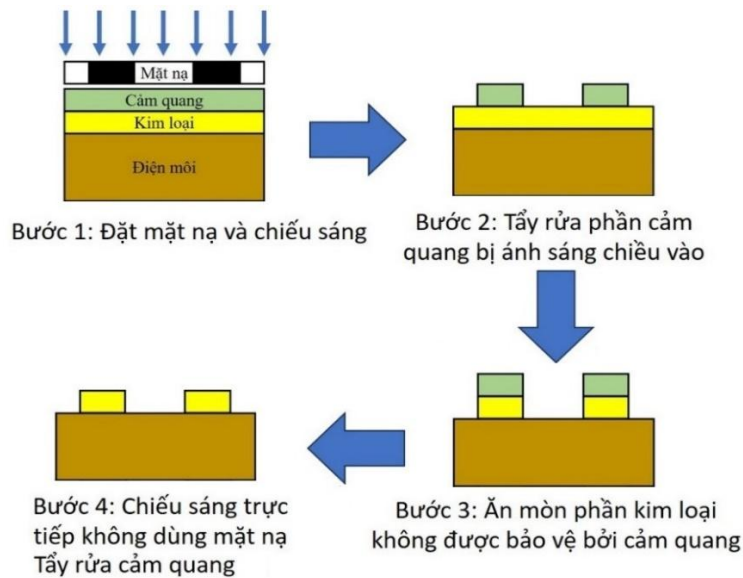
nhưng rất hiệu quả trong việc chế tạo mẫu MM hoạt động ở dải tần vùng GHz. Phương pháp này có thể chế tạo MM có cấu trúc bất kỳ với độ lặp lại cao. Hệ thiết bị này gồm 03 bộ phận chính:



Hình 2.8. Hệ thiết bị quang khắc

1. Bộ phận ăn mòn (Etching)
2. Bộ phận phơi sáng (Exposurer)
3. Bộ phận hiển thị cấu trúc (Developer)

Ngoài ra còn có một số dụng cụ gia nhiệt (heating system) và gá mẫu (sample holder). Quy trình chế tạo cấu trúc MM sử dụng trong luận án bằng phương pháp quang khắc bao gồm 4 bước chính:



Hình 2.9. Quy trình chế tạo MM hoạt động trong vùng tần số GHz bằng phương pháp quang khắc

Bước 1: Đặt mặt nạ và chiếu sáng mẫu quang khắc

Trước tiên, tấm điện môi Roger RT6006 được phủ lớp chất cảm quang âm và sấy khô ở nhiệt độ thích hợp. Mặt nạ quang học đã được thiết kế sẵn theo cấu trúc cộng hưởng được đặt lên bề mặt mẫu, sao cho các lớp được căn chỉnh chính xác. Mặt nạ được ép sát vào bề mặt bằng một tấm mica trong suốt để đảm bảo tiếp xúc đều.

Mẫu sau đó được chiếu sáng bằng nguồn sáng đồng đều (đèn LED UV-A 405 nm công suất 20 W) trong thời gian 15 giây, ở khoảng cách 10 cm. Tại các vùng được chiếu sáng, chất cảm quang bị biến tính (polyme hóa), trong khi các vùng bị che bởi mặt nạ vẫn giữ nguyên đặc tính ban đầu..

Bước 2: Tẩy rửa lớp cảm quang được chiếu sáng

Sau khi chiếu sáng, mặt nạ được nhấc ra khỏi bề mặt mẫu. Mẫu được ngâm trong dung dịch tetrametylamoni hydroxide (TMAH) 2,38% chuyên dụng trong 60 giây, nhằm loại bỏ các vùng cảm quang không bị chiếu sáng. Sau đó, mẫu được rửa nhiều lần bằng nước khử ion (DI water) và cồn isopropyl (IPA), rồi làm khô bằng khí N_2 .

Quá trình này vừa giúp hiện rõ cấu trúc quang khắc, vừa làm cứng lớp cảm quang đã biến tính, bảo vệ các vùng cần giữ lại trong bước ăn mòn kim loại tiếp theo.

Bước 3: Ăn mòn, tạo cấu trúc

Tấm vật liệu sau khi hiện hình được ngâm trong dung dịch ăn mòn đồng (Copper Etchant) chứa trong bể dung dịch 2 lít. Thời gian ăn mòn khoảng 15 phút, trong đó nhiệt độ dung dịch tăng nhẹ do phản ứng hóa học tỏa nhiệt.

Phần đồng không được che phủ bởi cảm quang sẽ bị hòa tan trong dung dịch ăn mòn, trong khi các vùng được che chắn vẫn được giữ lại, tạo thành mẫu cộng hưởng mong muốn trên nền RT6006.

Bước 4: Hiện hình cấu trúc

Sau khi quá trình ăn mòn hoàn tất, mẫu được rửa sạch bằng dung dịch axeton nhằm loại bỏ hoàn toàn phần cảm quang còn sót lại trên bề mặt. Tiếp theo, mẫu được làm sạch bằng phương pháp rung siêu âm axeton trong 2 phút để loại bỏ các tạp chất hữu cơ còn bám dính, sau đó nhúng vào dung dịch IPA để rửa sạch phần axeton còn lại và làm tinh sạch bề mặt. Cuối cùng, mẫu được thổi khô bằng khí nitơ (N_2) và đặt trong bình hút ẩm từ 30 đến 60 phút để làm nguội, ổn định bề mặt và đảm bảo độ bám dính tốt của lớp kim loại.

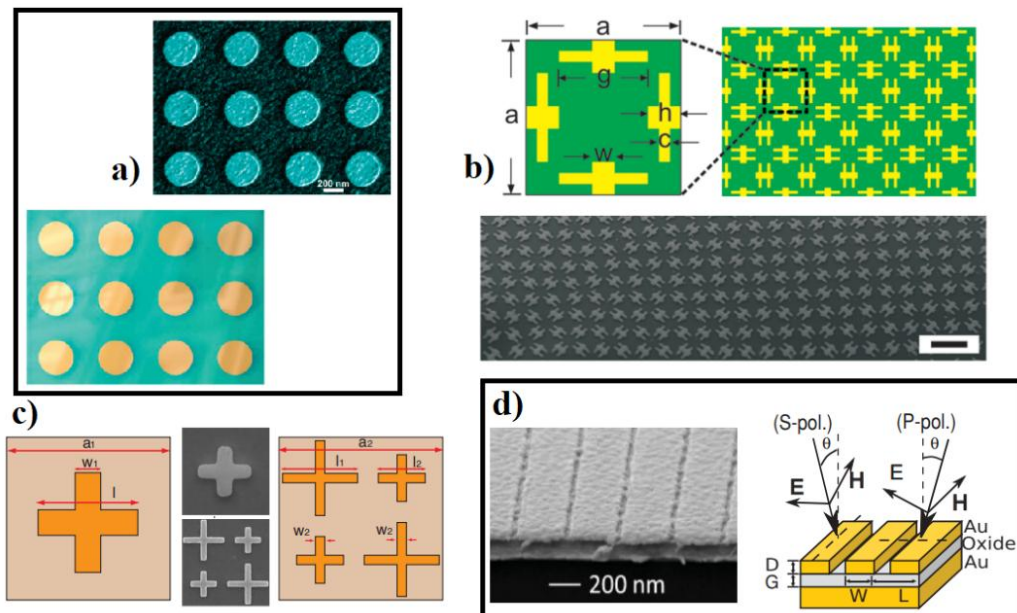
Đối với mẫu tích hợp mực in graphene, sau khi hoàn tất quá trình tạo mẫu đồng trên nền điện môi RT6006, bề mặt mẫu được chuẩn bị để phủ lớp vật liệu dẫn điện chức năng – mực in graphene. Mẫu được làm sạch bằng khí N_2 nhằm loại bỏ hoàn toàn bụi và hơi ẩm còn sót lại trên bề mặt kim loại, sau đó cố định trên bàn gia nhiệt của hệ thống in phun. Trước khi in, mực được khuấy siêu âm trong 10 phút để

phân tán đồng đều các hạt graphene và tránh hiện tượng kết tụ. Đầu phun được gia nhiệt ở 40–50°C để giảm độ nhớt và tăng tính ổn định dòng phun, trong khi nền mẫu được duy trì ở 50–60°C để hỗ trợ quá trình bám dính và bay hơi dung môi ngay trong quá trình in. Mẫu sau khi in được để khô chờ dung môi bay hơi. Lớp mực graphene thu được có độ dày trung bình khoảng 35 μm .

Đây là phương pháp chế tạo đã được sử dụng để tạo ra một số mẫu thực nghiệm ở vùng GHz nghiên cứu trong chương 4 của luận án này

B. Một số phương pháp khác

Để chế tạo MM hoạt động ở các tần số cao như hồng ngoại hay khả kiến, kích thước của các tham số cấu trúc phải rất nhỏ, chỉ khoảng vài nm. Do đó, công nghệ quang khắc thông thường không thể đáp ứng được do giới hạn về độ phân giải. Các nghiên cứu đã sử dụng các kỹ thuật như khắc bằng chùm tia điện tử [82] hoặc chùm ion hội tụ [83] để tạo ra các cấu trúc có kích thước khoảng vài chục nm. Tuy nhiên, những phương pháp này thường chậm và đòi hỏi kỹ thuật cao vì chúng tạo mẫu từng điểm một. Để sản xuất MM hoạt động ở tần số cao trên diện tích lớn, đã có đề xuất sử dụng phương pháp khắc tia cực tím [84] với bước sóng 193nm, có độ phân giải cao hơn so với quang khắc thông thường, và phương pháp khắc bằng công nghệ in nano [85], cho phép chế tạo các mẫu trên diện rộng hơn.



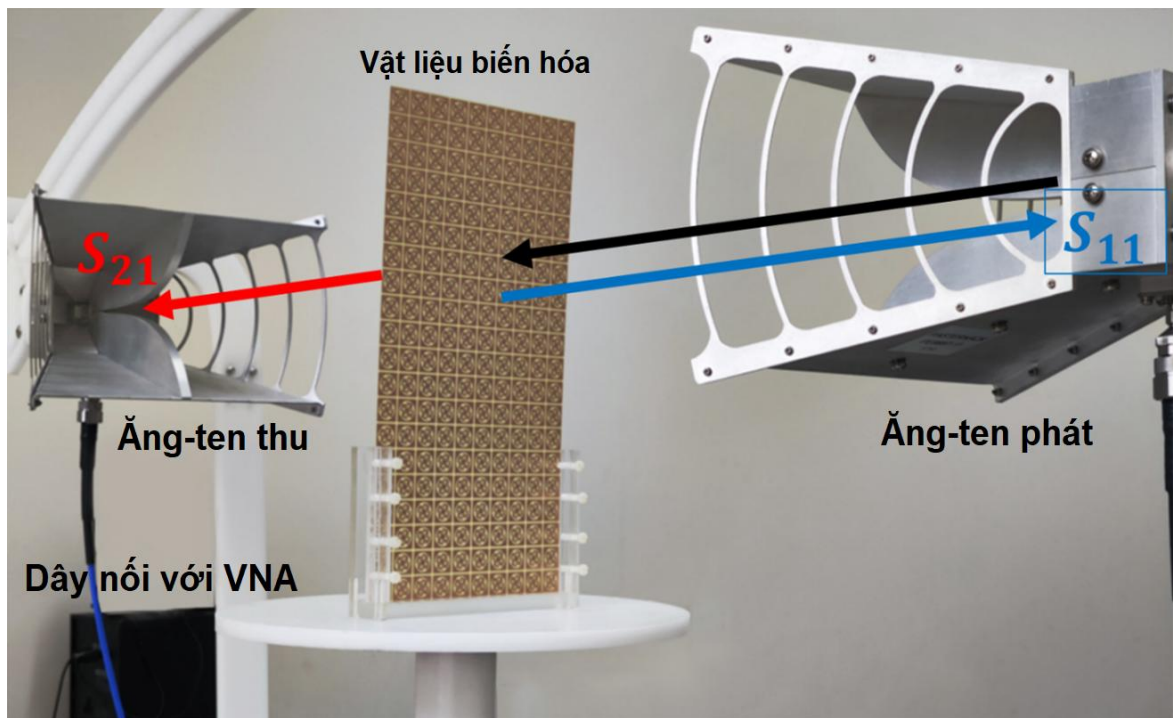
Hình 2.10. Hình ảnh một số MM điển hình chế tạo bằng các công nghệ khác nhau
(a) E-beam Lithography, (b) FIB, (c) EUV, (d) Nanoimprint Lithography

2.2.2 Phương pháp đo đặc thực nghiệm tham số tán xạ

Thông thường, để phân tích các đặc tính vật liệu như phổ truyền qua và phản xạ, ta có thể sử dụng hệ thống đo Vector Network Analyzer được đặt tại Viện Khoa học Vật liệu – Viện Hàn Lâm Khoa học và Công nghệ Việt Nam). Chi tiết về hệ thống

đo và cách thức bố trí được mô tả trong Hình 2.10. Và các mẫu chế tạo được ở vùng GHz trong chương 4 đều được đo trên thiết bị này

Hệ thống thiết bị bao gồm hai ăng ten, trong đó một ăng ten vừa phát vừa thu tín hiệu phản xạ, và ăng ten còn lại thu tín hiệu truyền qua. Các kết quả đo được hiển thị trên màn hình chính của thiết bị. Khi bắt đầu quá trình đo, mẫu MM sẽ được đặt giữa hai ăng ten này. Toàn bộ hệ thống đo được đặt trong một buồng chống nhiễu sóng điện từ để đảm bảo tính chính xác của kết quả đo. Để tránh nhiễu xạ từ trường gần, khoảng cách giữa hai ăng ten phải ít nhất là 6 đến 7 lần bước sóng hoạt động. Đồng thời, khoảng cách này cũng phải đủ gần để ăng ten thu có thể nhận được lượng tín hiệu đủ lớn từ ăng ten phát. Từ kết quả khảo sát, khoảng cách 20 - 25 cm đã được chọn cho dải tần số từ 2 đến 18 GHz. Dải tần số hoạt động của MM được xác định dựa trên các thiết kế mô phỏng trước đó.



Hình 2.11. Sơ đồ bố trí thí nghiệm đo đặc trưng truyền qua của MM

Khi tiến hành nghiên cứu về MM nói chung và NRI-MM nói riêng, để đánh giá các đặc trưng truyền qua của vật liệu, người ta áp dụng phương pháp đo trong không gian mở với sự hỗ trợ của hệ thiết bị VNA. Quy trình đo được minh họa qua sơ đồ Hình 2.11, trong đó hai ăng-ten được bố trí đối diện nhau và MM nghiên cứu được đặt trên một giá đỡ giữa chúng. Các bước tiến hành đo như sau:

Bước 1: Chuẩn hóa hệ đo dựa vào tham số S_{21} bằng cách thực hiện phép đo S_{21} khi giá đỡ trống, không có MM.

Bước 2: Lặp lại phép đo S_{21} khi MM đã được đặt trên giá. Nhờ vào chức năng deembedding của VNA, người ta có thể loại bỏ ảnh hưởng của giá đỡ để chỉ thu được tham số S liên quan đến MM.

Phương pháp này cho phép đo được cả hệ số phản xạ và truyền qua của MM. Dựa vào kết quả đo tham số truyền qua, độ truyền qua của MM được xác định thông qua công thức tính toán cụ thể.

2.3 Kết luận chương 2

Trong chương này, luận án đã trình bày các phương pháp nghiên cứu được sử dụng trong toàn bộ công trình, bao gồm mô phỏng, tính toán và thực nghiệm. Luận án sử dụng phần mềm CST để mô phỏng đặc tính điện từ của các cấu trúc vật liệu biến hóa trong vùng GHz và THz, kết hợp với mô hình mạch LC tương đương và tính toán các tham số điện từ hiệu dụng nhằm dự đoán và tối ưu hóa đặc tính chiết suất âm trước khi chế tạo.

Các mẫu vật liệu được chế tạo bằng phương pháp quang khắc và đo đạc đặc trưng phổ truyền qua bằng hệ thống VNA, cho phép so sánh và kiểm chứng kết quả mô phỏng. Sự kết hợp đồng bộ giữa mô phỏng, tính toán và thực nghiệm đã tạo nên nền tảng vững chắc cho các nghiên cứu tiếp theo, được ứng dụng trong Chương 3 và Chương 4 nhằm khai thác và điều khiển đặc tính điện từ của vật liệu biến hóa.

3 CHƯƠNG 3. ĐIỀU KHIỂN ĐẶC TÍNH ĐIỆN TỪ VÙNG TỬ THẨM ÂM, CHIẾT SUẤT ÂM CỦA VẬT LIỆU BIẾN HÓA DỰA TRÊN LAI HÓA BẬC I

Chương 3 tập trung vào việc nghiên cứu và khai thác các đặc tính điện từ của MM dựa trên cơ chế lai hóa bậc I. MM dựa trên lai hóa bậc I được hình thành từ sự tương tác giữa hai cộng hưởng điện ban đầu, từ đó tạo ra mode cộng hưởng từ và điện, tuy nhiên hai mode này đều có băng tần hẹp. Chính cộng hưởng từ sinh ra từ cơ chế lai hóa này đóng vai trò then chốt trong việc mở rộng vùng từ thẩm âm và là điều kiện tiên quyết để xuất hiện hiệu ứng chiết suất âm.

Cụ thể, chương 3 mở đầu bằng nghiên cứu tính toán, xác định các tham số điện từ thông qua các tham số tán xạ – yếu tố then chốt trong nghiên cứu vật liệu biến hóa chiết suất âm. Sau đó, nội dung của chương tập trung vào nghiên cứu lai hóa bậc I với ba hướng tiếp cận khác nhau trong việc tích hợp vật liệu chức năng. Ở hướng thứ nhất, graphene được tích hợp trong môi trường điện môi, cho phép thay đổi đặc tính truyền qua – phản xạ của sóng THz bằng cách điều chỉnh thế hóa học. Ở hướng thứ hai, graphene được sử dụng dưới dạng composite thay thế hoàn toàn thành phần kim loại, qua đó chứng minh khả năng vừa đảm nhiệm vai trò của vật liệu có độ dẫn cao trong MM, vừa có khả năng điều khiển linh hoạt qua tác động ngoại vi. Cuối cùng, hướng nghiên cứu thứ ba khai thác vật liệu chuyển pha VO_2 – có khả năng biến đổi giữa trạng thái kim loại và điện môi theo nhiệt độ – nhằm mở rộng khả năng điều khiển chủ động của cấu trúc lai hóa bậc I, hướng đến các ứng dụng trong các thiết bị THz tái cấu hình.

Việc lựa chọn nghiên cứu lai hóa bậc I trong chương này nhằm xây dựng nền tảng lý thuyết và thực nghiệm cho toàn bộ luận án. Thông qua các cấu trúc điển hình như đĩa tròn và lưới đĩa kim loại, kết hợp với các vật liệu chức năng có khả năng điều khiển bằng ngoại vi bao gồm graphene và VO_2 , luận án sẽ chỉ ra cách thức mà lai hóa bậc I không chỉ mang lại hiệu ứng chiết suất âm rõ rệt, mà còn mở ra khả năng điều chỉnh linh hoạt thông qua tác động ngoại vi. Đây là bước quan trọng đặt tiền đề cho việc mở rộng giải thích cho cơ chế lai hóa bậc II ở Chương 4.

3.1 Kết quả nghiên cứu tính toán xác định các tham số điện từ của vật liệu biến hóa có cấu trúc lưới đĩa kim loại

Trong lĩnh vực nghiên cứu vật liệu biến hóa, các phương pháp nghiên cứu sử dụng mô phỏng và đo đạc chỉ đưa ra được các kết quả về phổ truyền qua, phản xạ, pha và các đặc tính trường điện từ như phân bố dòng, phân bố trường điện từ, tổn hao... chứ không trực tiếp thu được các tham số trường điện từ. Để có thể tiến hành các nghiên cứu điều khiển các đặc tính của vùng từ thẩm âm, chiết suất âm của vật

liệu biến hoá thì việc xác định chính xác các tham số trường điện từ như độ từ thẩm, điện thẩm và chiết suất là vô cùng quan trọng. Vì vậy, đầu tiên luận án đã đi tìm hiểu các phương pháp tính toán trong các nghiên cứu trước đây [76], [77], dựa trên cơ sở đó áp dụng tính các tham số trường điện từ này cho cấu trúc lưới đĩa kim loại - đối tượng nghiên cứu chính của luận án. Các kết quả được trình bày trong phần dưới đây.

Theo các nghiên cứu trước đây, để xác định được các tham số của trường điện từ, ta coi bản vật liệu biến hoá như một môi trường hiệu dụng đồng nhất. Trong trường hợp này, chiết suất, trở kháng, độ từ thẩm và độ điện thẩm có thể được truy hồi từ kết quả của các tham số tán xạ, bao gồm hệ số phản xạ S_{11} , hệ số truyền qua S_{21} và pha. Xét một sóng phẳng chiếu vuông góc lên một bản MM đồng nhất có độ dày d , với góc tọa độ trùng với mặt phẳng đầu tiên của tấm, có S_{11} là hệ số phản xạ, S_{21} liên quan đến hệ số truyền qua T thông qua công thức $S_{21} = Te^{ik_0d}$, trong đó k_0 là số sóng của sóng điện từ trong chân. Theo phương pháp Nicholson-Ross-Weir, các tham số tán xạ liên hệ với chiết suất n và trở kháng z thông qua [77], [86]:

$$S_{11} = \frac{R(1 - e^{i2nk_0d})}{1 - R^2 e^{i2nk_0d}} \quad (3.1)$$

$$S_{21} = \frac{(1 - R^2)e^{ink_0d}}{1 - R^2 e^{i2nk_0d}} \quad (3.2)$$

Với: $R = z - 1/z + 1$. Từ [87], [88], giá trị của trở kháng được truy hồi từ tham số tán xạ bằng cách tính ngược lại phương trình 3.1 và 3.2:

$$z = \pm \sqrt{\frac{(1 + S_{11})^2 - S_{21}^2}{(1 - S_{11})^2 - S_{21}^2}} \quad (3.3)$$

$$e^{ink_0d} = X \pm i\sqrt{1 - X^2} \quad (3.4)$$

Với: $X = \frac{1}{2}S_{21}(1 - S_{11}^2 + S_{21}^2)$. Trong phương trình 3.3, dấu $\pm$ chỉ ra bước chọn nhánh đầu tiên. Dấu của trở kháng được xác định theo nguyên tắc coi vật liệu MM là môi trường thụ động (không tự phát ra năng lượng), do đó phần thực của trở kháng z' và phần ảo của chiết suất n'' được xác định bởi điều kiện:

$$z' \geq 0 \quad (3.5)$$

$$n'' \geq 0 \quad (3.6)$$

Như vậy, cần phải chọn giá trị của trở kháng sao cho thoả mãn điều kiện (3.5) trên toàn bộ dải tần hoạt động. Khi đã xác định được z , giá trị của e^{ink_0d} thu được từ S_{11} , S_{21} và z được tính như sau:

$$e^{ink_0d} = \frac{S_{21}}{1 - S_{11} \frac{z - 1}{z + 1}} \quad (3.7)$$

Độ lớn của $|e^{ink_0 d}|$ thu được từ phương trình luôn nhỏ hơn hoặc bằng 1, đảm bảo cho dấu phần ảo của chiết suất luôn thỏa mãn phương trình 3.6. Cuối cùng, ta thu được công thức để xác định chiết suất:

$$n = \frac{1}{k_0 d} \{-i[\ln(e^{ink_0 d})] + 2m\pi\} \quad (3.8)$$

trong đó m là số nguyên liên quan đến chỉ số nhánh của n' . Tại đây, chúng ta đối mặt với việc lựa chọn nhánh phức tạp hơn: chọn giá trị đúng của m . Việc xác định phần thực của n tương đối khó khăn do sự tồn tại của các nhánh khi giải phương trình hàm logarithm (3.8).

Mặc dù giá trị của trở kháng z và phần ảo của chiết suất n'' có thể tính toán một cách cụ thể thông qua phương trình 3.3 và 3.8. Tuy nhiên, phương pháp tính toán này tồn tại một hạn chế: do các tham số tán xạ thu được từ kết quả mô phỏng số và thực nghiệm đều tồn tại sai số không tránh khỏi, dẫn đến sự sai lệch trong việc xác định chiết suất n và trở kháng z . Mặc dù độ lớn của các sai số này tương đối nhỏ nhưng chúng có thể gây ra hiện tượng đảo dấu tại các vị trí mà các tham số có giá trị tiệm cận không. Để khắc phục vấn đề này, các giá trị ngưỡng được đặt cho các điều kiện (3.5) và (3.6). Cụ thể, khi giá trị tuyệt đối của z lớn hơn giá trị ngưỡng được xác định trước, điều kiện (3.5) được áp dụng. Trong các trường hợp còn lại, dấu của trở kháng sẽ tương ứng với giá trị của chiết suất có phần ảo không âm. Điều kiện này tương đương với $|e^{ink_0 d}| \leq 1$.

Từ phương trình 3.8, phần thực của chiết suất n' vẫn chưa được xác định rõ ràng do vấn đề chọn nhánh của m khi giải phương trình hàm logarit của phương trình 3.7. Việc xác định chỉ số nhánh m của MM tương đối phức tạp. Trước tiên, nhánh của n' tại tần số ban đầu được xác định như sau:

$$\mu = nz \quad (3.9)$$

$$\varepsilon = n/z \quad (3.10)$$

Ta có:

$$\mu'' = n'z'' + n''z' \quad (3.11)$$

$$\varepsilon'' = \frac{1}{|z|^2} (-n'z'' + n''z') \quad (3.12)$$

Vì vật liệu biến hoá được xem là môi trường thụ động, do đó phần ảo của độ điện thẩm và độ từ thẩm phải nhận giá trị dương ($\mu'' \geq 0$ và $\varepsilon'' \geq 0$). Thông qua tính toán ta thu được điều kiện:

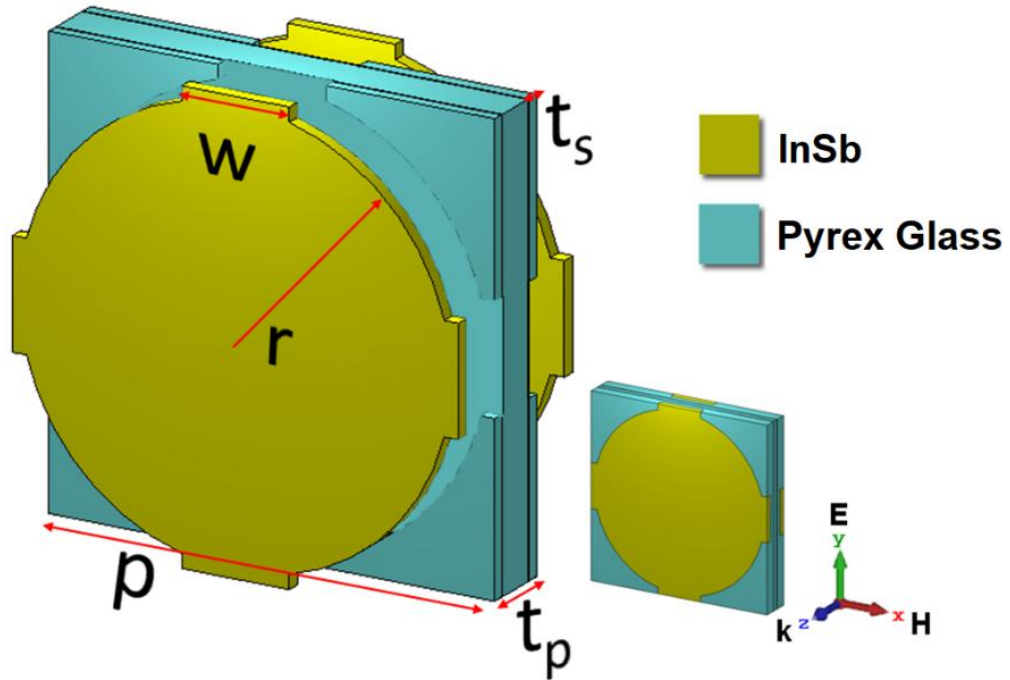
$$|n'z''| \leq n''z' \quad (3.13)$$

Ở tần số ban đầu, nhánh đúng của kết quả giải phương trình logarit là nhánh với giá trị số nguyên m thỏa mãn phương trình 3.13. Nếu có nhiều kết quả thì với mỗi giá trị

nhánh m , ta xác định giá trị của n' tại tất cả các tần số tiếp theo bằng cách sử dụng phương pháp lặp được đề cập ở phần tiếp theo. Với các tần số tiếp theo, để xác định n' ta sử dụng tính liên tục của chiết suất và mô hình lặp dựa trên các tham số đã thu được ở trên. Giả sử có giá trị chiết suất $n(f_0)$ tại tần số f_0 , ta sẽ thu được giá trị $n(f_1)$ tại tần số tiếp theo f_1 bằng cách khai triển Taylor hàm $e^{in(f_1)k_0(f_1)d}$:

$$e^{in(f_1)k_0(f_1)d} \approx e^{in(f_0)k_0(f_0)d} \left(1 + \Delta + \frac{1}{2}\Delta^2 \right) \quad (3.14)$$

Với $\Delta = in(f_1)k_0(f_1)d - in(f_0)k_0(f_0)d$ và $k_0(f_0)$ biểu thị số sóng trong chân không tại tần số f_0 . f_0 là tần số ban đầu mà tại đó các tham số đã được xác định, f_1 là tần số kế tiếp. Trong phương trình (3.14), chỉ số nhánh m của phần thực $n(f_1)$ là giá trị duy nhất chưa xác định. Vì vế bên trái của phương trình 3.14 được xác định từ phương trình 3.7, do đó phương trình 3.14 là phương trình bậc II ứng với biến là $n(f_1)$ và sẽ có hai nghiệm. Vì đã tính toán được giá trị của $n''(f_1)$ theo phương trình 3.3, ta có thể chọn được đúng một trong hai nghiệm bằng cách so sánh phần ảo của chúng với $n''(f_1)$, Nghiệm có phần ảo gần nhất với $n''(f_1)$ là nghiệm đúng, và được ký hiệu là n_0 . Vì n_0 là kết quả xấp xỉ tốt nhất của $n(f_1)$, ta sẽ chọn nhánh m trong phương trình 3.8 sao cho $n'(f_1)$ gần nhất có thể với giá trị n'_0 .



Hình 3.1. Cấu trúc ô cơ sở của MM và thông số hình học

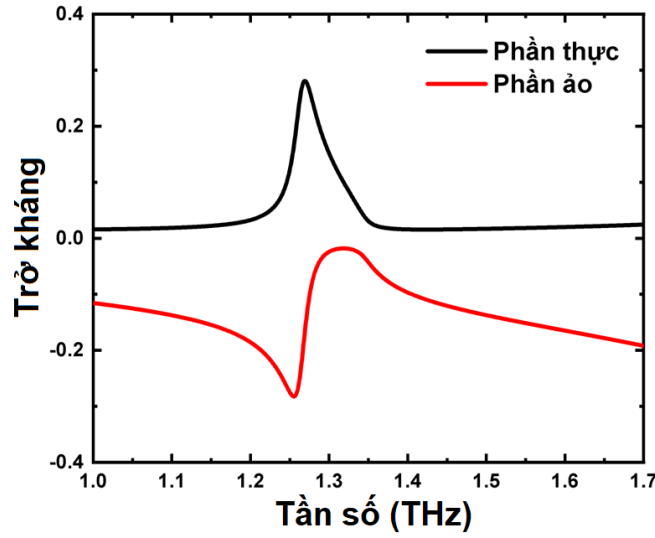
Để minh họa quá trình truy hồi nhắc tới ở trên, chúng tôi tính toán các tham số tán xạ của MM có cấu trúc lưới đĩa kim loại quanh vùng chiết suất âm. Cấu trúc MM lưới đĩa kim loại đề xuất với ô cơ sở được mô tả trong Hình 3.1, bao gồm hai lưới đĩa kim loại InSb đóng vai trò kim loại và lớp điện môi Pyrex glass ở giữa. Với cấu trúc lưới đĩa kim loại này, thành phần cặp đĩa có thể tạo ra độ từ thẩm âm và dây

liên tục tạo ra độ điện thẩm âm dưới tần số plasma [79]. Sau khi tối ưu hóa các tham số cấu trúc, sẽ thu được một dải tần số có phần điện thẩm âm và từ thẩm âm sẽ chồng chập lên nhau hay nói cách khác là thu được một vùng có đặc tính chiết suất âm. Các tham số tối ưu của cấu trúc bao gồm kích thước ô cơ sở $p = 62 \mu m$ và chiều dày $t_p = 10 \mu m$. Độ rộng của dây liên tục $w = 15 \mu m$, bán kính của đĩa tròn $r = 30 \mu m$. Khoảng cách từ bề mặt hiệu dụng tới tấm graphene là $t_s = 4 \mu m$.

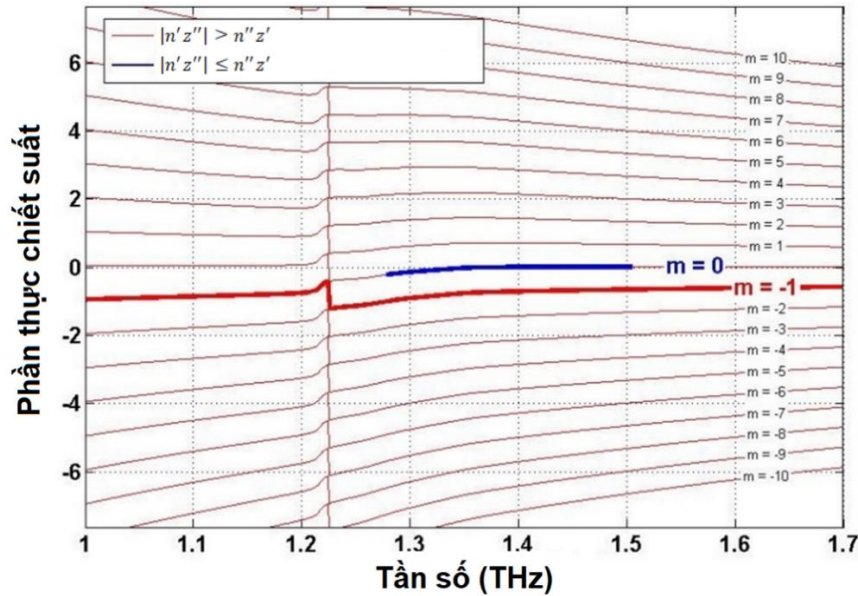
Để mô phỏng các tham số tán xạ S_{11} , S_{21} và pha của mẫu MM đề xuất khi tương tác với sóng điện từ, luận án sử dụng phương pháp tích phân hữu hạn và phần mềm CST Studio Suite [89]. Sau đó, các tham số trường điện từ như độ từ thẩm, điện thẩm và chiết suất được tính toán theo thuật toán truy hồi của Chen đã trình bày ở trên qua code lập trình trên phần mềm MATLAB do nhóm nghiên cứu soạn thảo. Quá trình tính toán này được thực hiện cụ thể theo các bước sau:

Bước đầu tiên trong quá trình truy hồi là loại bỏ ảnh hưởng của lớp không gian đệm giữa mẫu và nguồn phát sóng điện từ. Lớp không gian đệm này cần thiết trong quá trình mô phỏng để đảm bảo rằng các tương tác trường gần của MM không tác động lên nguồn phát, nhưng lại tạo ra sự dịch pha cho phổ phản xạ và phổ truyền qua. Sự dịch pha này có thể triệt tiêu bằng cách nhân S_{11} và S_{21} với $e^{-i2k_0 d_{pad}}$, với d_{pad} là độ dày của lớp không gian đệm. Tiếp theo, bằng cách áp dụng phương trình (3.3), với các giá trị S_{21} , S_{11} từ kết quả mô phỏng tương tác sóng điện từ cấu trúc đề xuất, ta sẽ thu được phổ của trở kháng và biểu diễn trên Hình 3.2.

Sau khi thu được các kết quả trở kháng theo tần số như trên Hình 3.2, ta có thể tính toán phần thực của chỉ số khúc xạ cho nhiều giá trị của nhánh thông qua phương trình 3.8, 3.14 và kết hợp thêm các điều kiện 3.6, 3.13 (kết quả mô tả trên Hình 3.3). Trong đồ thị, đường màu xanh nước biển tại nhánh $m = 0$ chỉ ra các giá trị n tương ứng với mỗi nhánh thỏa mãn bất đẳng thức 3.13. Theo như phân tích ở phần 2, chỉ có một nhánh có nhiều giá trị của n thỏa mãn bất đẳng thức này và đó là nhánh cần lựa chọn. Một điều cần lưu ý là tại tần số 1,22 THz, giá trị của chiết suất n cho tất cả các nhánh có sự nhảy vọt đột ngột. Để duy trì tính liên tục của chỉ số khúc xạ, chúng ta cần chọn một nhánh khác thỏa mãn tính liên tục tại điểm đó. Quan sát hình 3 cho thấy trường hợp này nhánh $m = -1$ sẽ cho vùng tần số dưới 1,22 THz thỏa mãn sự liên tục của chiết suất với vùng tần số cao. Vậy nhánh có giá trị $m = -1$ sẽ được chọn là nhánh đúng để thực hiện các tính toán tham số trường điện từ tiếp theo.



Hình 3.2. Phần thực và phần ảo của trở kháng

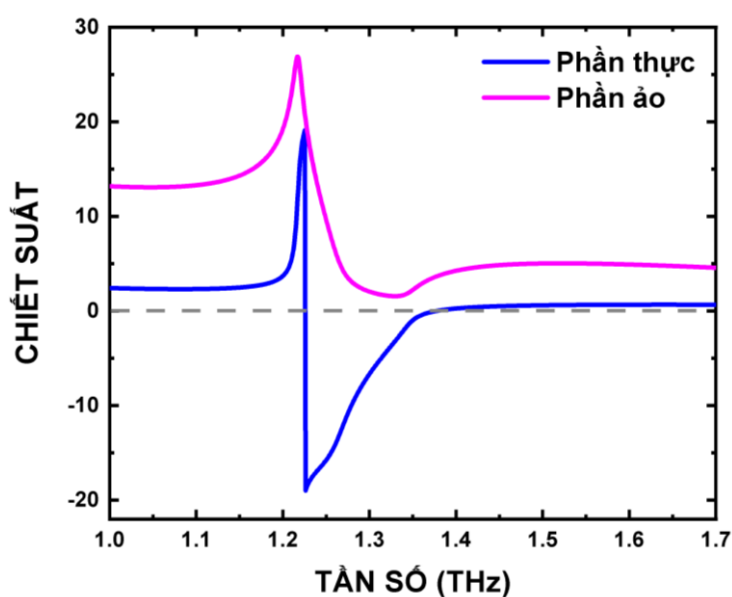


Hình 3.3. Phần thực của chiết suất tương ứng với các nhánh

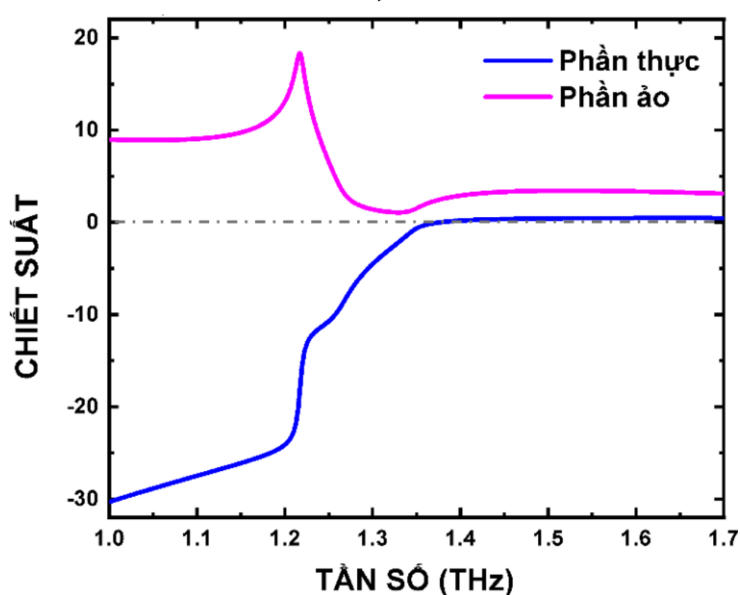
Sau khi đã chọn đúng nhánh, giá trị của chiết suất được tính toán thông qua công thức 3.8. Hai kết quả ví dụ cho việc chọn hai nhánh khác nhau $m = 0$ và $m = -1$ được thể hiện ở Hình 3.4 và 3.5. Kết quả trên hình cho thấy nếu không lựa chọn nhánh m phù hợp sẽ dẫn tới việc tính toán sai giá trị chiết suất. Kết quả tính toán chiết suất chưa đúng được đưa ra trên Hình 3.4. Ta có thể dễ dàng quan sát thấy tại vùng tần số 1,22 THz, giá trị của chiết suất không có sự liên tục từ vùng tần số thấp tới vùng tần số cao - nơi mà phần lớn các kết quả của n thỏa mãn bất đẳng thức 3.13. Trong Hình 3.5, nhánh $m = -1$ được chọn sẽ đảm bảo tính liên tục của chiết suất. Như vậy có thể thấy vai trò rất quan trọng trong việc quyết định tính chính xác của giá trị chiết suất trong việc chọn nhánh m . Với giá trị nhánh m không đúng ta có thể sẽ thu nhận và phỏng đoán các kết quả tính chất vật liệu hoàn toàn sai với thực tế. Cuối cùng, sau

khi đã thu được giá trị của chiết suất, từ các công thức 3.9 và 3.10, ta sẽ tính toán được giá trị độ điện thẩm và độ từ thẩm của cấu trúc đề xuất khi tương tác với sóng điện từ và được biểu diễn trên Hình 3.6(a) và 3.6(b).

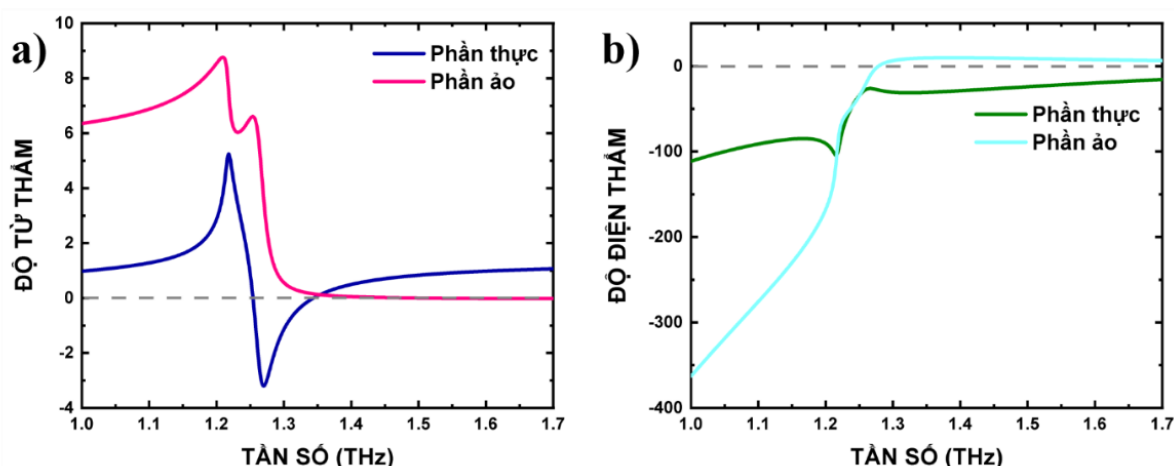
Từ các kết quả mô phỏng và tính toán ta xác định được mẫu MM đề xuất có cộng hưởng từ xung quanh tần số 1,25 THz và vùng chiết suất âm kếp từ 1,25 – 1,35 THz do sự chồng chập của vùng có từ thẩm âm và vùng điện thẩm âm. Các cơ sở tính toán này sẽ được luận án áp dụng để tính toán cho toàn bộ các nghiên cứu tiếp theo của luận án.



Hình 3.4. Phần thực và phần ảo của chiết suất (Trường hợp không chọn lại nhánh m)



Hình 3.5. Phần thực và phần ảo của chiết suất (chọn nhánh $m=-1$)



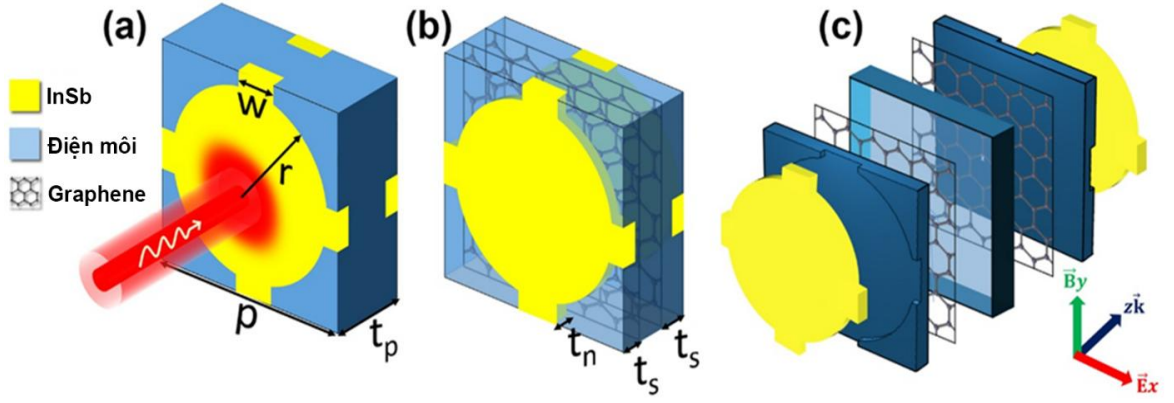
Hình 3.6. (a) Phần thực và phần ảo của độ điện thẩm (b) Phần thực và phần ảo của độ từ thẩm

3.2 Điều khiển đặc tính điện từ vùng từ thẩm âm, chiết suất âm của vật liệu biến hóa tích hợp graphene vào vùng điện môi dựa trên lai hoá bậc I

Trong nghiên cứu này, luận án đề xuất một thiết kế MM có cấu trúc lưới đĩa kim loại tích hợp graphene. Sử dụng các đặc tính đặc biệt của graphene kết hợp với cấu trúc MM được thiết kế, luận án đã chứng minh được khả năng điều khiển các đặc tính điện từ của vật liệu biến hoá có từ thẩm âm, chiết suất âm bằng cách điều chỉnh thế hóa học của graphene từ 0,0 đến 1,0 eV. Bằng cách điều khiển chủ động mật độ hạt tải của graphene, các kết quả nghiên cứu cho thấy có thể chuyển đổi linh hoạt giữa chế độ truyền qua chiết suất âm và phản xạ theo thời gian thực. Đặc biệt, trong trường hợp nhiệt độ của mẫu MM khác nhau (do ảnh hưởng của điện áp chênh lệch), hai chế độ này vẫn được duy trì trên 60% cho cả phản xạ và truyền qua trong khi vẫn duy trì được đặc tính chiết suất âm.

3.2.1 Thiết kế mô phỏng cấu trúc vật liệu biến hóa

Hình 3.7(a) minh họa sơ đồ biểu diễn ô cơ sở của cấu trúc MM chiết suất âm dạng lưới đĩa kim loại. Cấu trúc MM đề xuất được chế tạo bằng cách sử dụng hai cấu trúc lưới đĩa kim loại bán dẫn InSb làm thành phần kim loại, giữa là điện môi thủy tinh Pyrex. Trong lĩnh vực nghiên cứu chiết suất âm có khả năng điều chỉnh chủ động, InSb nổi bật như một vật liệu rất phù hợp vì nhiều lý do, trong đó điển hình là khả năng kiểm soát linh hoạt nồng độ hạt tải thông qua nhiệt độ. Hơn nữa, InSb đã được nghiên cứu và khảo sát kỹ lưỡng bởi nhóm nghiên cứu của chúng tôi trong các nghiên cứu trước đây [21], [67], chứng minh tính tương thích và tiềm năng tạo ra khả năng truyền qua chiết suất âm cao trong vùng tần số THz.



Hình 3.7. (a) Ô cơ sở của cấu trúc lưới đĩa kim loại và các tham số cấu trúc của nó (b) Ô cơ sở của cấu trúc lưới đĩa kim loại tích hợp graphene (c) Các thành phần cấu thành của cấu trúc lưới đĩa kim loại tích hợp graphene

Độ điện thẩm của InSb có thể được mô tả bằng mô hình Drude [21], [66], [67]:

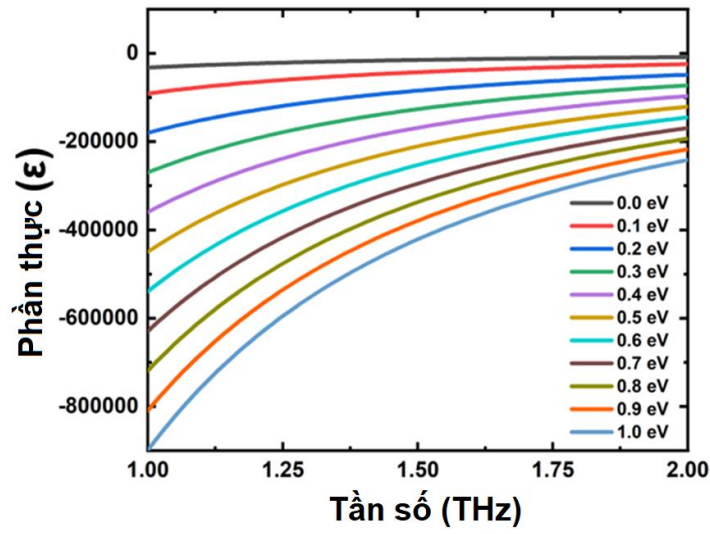
$$\varepsilon = \varepsilon_{\infty} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega} \quad (3.15)$$

trong đó ω , ε_{∞} , γ , và ω_p lần lượt là tần số góc, hằng số điện môi của chân không, hằng số dập tắt và tần số plasma. Trong đó, tần số plasma được xác định theo công thức:

$$\omega_p = \left(\frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m^*} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.16)$$

Trong phạm vi tần số và nhiệt độ quan tâm, sự thay đổi hằng số dập tắt có thể bỏ qua. Nghiên cứu này lựa chọn giá trị của hằng số điện môi của chân không bằng 15,68 và giá trị của hằng số dập tắt bằng $5 \times 10^{10} \text{ Hz}$. Dựa trên nguyên lý tạo ra các phản ứng điện từ âm, cấu trúc MM lưới đĩa kim loại được phát triển hoạt động thông qua sự kết hợp giữa cộng hưởng từ của các cặp đĩa kim loại và dao động plasma trong hệ thống dây dẫn tuần hoàn. Để đạt được chiết suất âm, điều kiện tiên quyết là tần số plasma cần lớn hơn tần số cộng hưởng từ, trong đó tần số cộng hưởng từ phụ thuộc vào dòng điện tuần hoàn ngược chiều giữa các đĩa, còn tần số plasma được quyết định bởi dao động electron trong các phân tử dây dẫn [21]. Vật liệu biến hóa chiết suất âm đòi hỏi yêu cầu tối ưu cấu trúc khắt khe nhằm tạo ra khả năng cộng hưởng mạnh cũng như đỉnh truyền qua cao trong vùng chiết suất âm. Để đảm bảo cấu trúc lưới đĩa kim loại tích hợp graphene hoạt động ổn định trong vùng THz và tạo ra vùng từ thẩm âm, chiết suất âm có băng thông rộng, các tham số hình học chủ đạo của cấu trúc đã được tối ưu hóa thông qua khảo sát tham số. Các khảo sát cho thấy tần số cộng hưởng, độ rộng vùng đáp ứng và khả năng điều khiển bằng thế Fermi của graphene phụ thuộc mạnh vào kích thước đĩa kim loại, chu kỳ ô cơ sở, độ dày lớp điện môi và mức độ tương tác giữa graphene và đĩa kim loại. Việc tối ưu hóa này nhằm đạt được sự cân

bằng giữa cường độ cộng hưởng và mức tổn hao, đồng thời tăng cường hiệu ứng tương tác trường gần – yếu tố quyết định đến sự hình thành mode lai hóa và vùng chiết suất âm của cấu trúc. Bộ tham số cuối cùng được lựa chọn là tổ hợp cho phép mở rộng đáng kể vùng hoạt động, nâng cao hệ số phẩm chất và đảm bảo tính khả thi trong chế tạo. Các tham số cấu trúc được tối ưu bao gồm: kích thước ô cơ sở $p = 62 \mu m$, độ dày của cấu trúc $t_p = 10 \mu m$, độ dày lớp bán dẫn $t_n = 2 \mu m$, chiều rộng dây kim loại liên tục $w = 15 \mu m$ và bán kính đĩa $r = 30 \mu m$. Vật liệu sử dụng có hằng số điện môi tương tự thủy tinh Pyrex $\epsilon_r = 4,82$ và hệ số tổn hao $\tan \delta = 0,0054$ [90], [91], đồng thời cho phép điều chỉnh mức Fermi của graphene đến 1,0 eV.

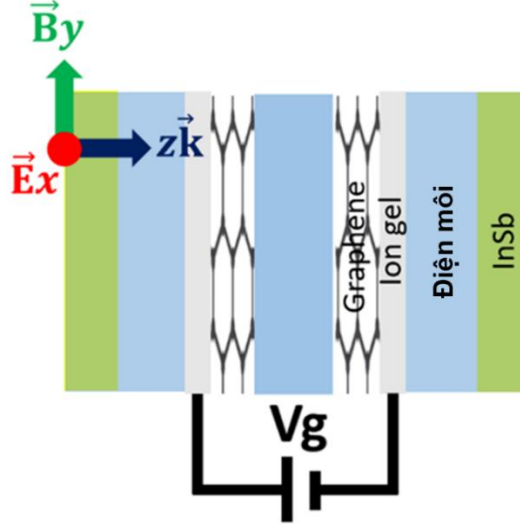


Hình 3.8. Phần thực của hằng số điện môi của graphene tương ứng với các thế hóa học từ 0,0 eV đến 1,0 eV

Mặc dù cấu trúc này cho phép kiểm soát độc lập các tính chất điện và từ thông qua điều chỉnh các tham số hình học, nhưng phương pháp này vẫn tồn tại những giới hạn trong các ứng dụng thực tế đòi hỏi khả năng điều chỉnh nhanh và linh hoạt vùng tần số cộng hưởng plasmon. Để khắc phục hạn chế này, tấm graphene dẫn điện với độ dày cỡ nguyên tử ($0,34 nm$) [92] và thời gian hồi phục $\tau = 0,5$ được tích hợp vào cấu trúc như một phương tiện trung gian để điều khiển chủ động sự cộng hưởng điện và từ, từ đó cho phép kiểm soát linh hoạt vùng tần số chiết suất âm. Độ điện thẩm của graphene được tính toán dựa trên công thức Kubo [93], [94], [95] cho các thế hóa học 0,0 eV cho tới 1,0 eV như trên Hình 3.8.

Cấu trúc ô cơ sở của MM dạng lưới đĩa kim loại tích hợp graphene được minh họa trong Hình 3.7(b) và 3.7(c). Hình 3.9 mô tả mặt cắt của mẫu MM với hai tấm graphene được tích hợp vào giữa lớp điện môi của MM. Để điều khiển mức Fermi của graphene, luận án sử dụng một lớp ion-gel với đặc tính gần như trong suốt ở tần

số THz. Trong cấu trúc này, mỗi lớp ion-gel hoạt động như một điện cực. Bằng cách tạo ra điện áp chênh lệch giữa 2 lớp ion-gel, ta có thể điều khiển mức Fermi trong cả hai lớp graphene. Khoảng cách từ bề mặt hiệu dụng đến tấm graphene được ký hiệu là $t_s = 4 \mu m$. Graphene đơn lớp được xem như một vật liệu hai chiều lý tưởng, với tính chất dẫn điện được đặc trưng bởi độ dẫn điện bề mặt hiệu dụng. Thông qua việc điều chỉnh điện thế hoặc pha tạp, có thể thay đổi mức năng lượng Fermi – từ đó thay đổi trực tiếp độ dẫn điện của graphene đơn lớp.



Hình 3.9. Mặt cắt của mẫu MM

Sử dụng công thức Kubo, độ dẫn của graphene có thể được xác định như sau [93], [96], [97]:

$$\sigma_S = \sigma_{intra}(\omega, E_F, \Gamma, T) + \sigma_{inter}(\omega, E_F, \Gamma, T) \quad (3.17)$$

$$\sigma_{intra}(\omega, E_F, \Gamma, T) = -i \frac{e^2 k_B T}{\pi \hbar^2 (\omega - i2\Gamma)} \left(\frac{E_F}{k_B T} + 2 \ln(e^{-E_F/k_B T} + 1) \right) \quad (3.18)$$

$$\sigma_{inter}(\omega, E_F, \Gamma, T) \simeq \frac{-ie^2}{4\pi\hbar} \ln \left(\frac{2|E_F| - (\omega - i2\Gamma)\hbar}{2|E_F| + (\omega - i2\Gamma)\hbar} \right) \quad (3.19)$$

trong đó độ dẫn điện được biểu thị dưới dạng đại lượng phức, ký hiệu bằng $\sigma_S = \sigma_{intra} + \sigma_{inter}$ với σ_{intra} và σ_{inter} đại diện cho các đóng góp bắt nguồn từ các chuyển tiếp nội vùng và liên vùng của các electron trong graphene. Trong phương trình trên, các thông số vật lý được sử dụng bao gồm điện tích cơ bản của electron e , hằng số Boltzmann k_B , hằng số Planck rút gọn $\hbar$, nhiệt độ tuyệt đối của môi trường T ; tần số góc của bức xạ điện từ chiếu tới ω ; mức năng lượng Fermi E_F . Cuối cùng, quá trình tán xạ và tương tác electron-phonon được mô tả thông qua tỷ lệ tán xạ Γ và thời gian hồi phục τ với mối quan hệ $\left(\Gamma = \frac{\tau}{2} \right)$. Giá trị τ được chọn dựa trên phân tích toàn diện về độ linh động ở nhiệt độ phòng, có giá trị khoảng $0,5 \text{ ps}$ [98], [99]. Trong vùng tần số THz và thấp hơn mà năng lượng photon $\hbar\omega \ll E_F$, đóng góp liên vùng

có thể bỏ qua so với đóng góp nội vùng dựa trên nguyên lý loại trừ Pauli [100], [101], do đó độ dẫn điện của graphene có thể được biểu thị bằng phương trình độ dẫn nội vùng.

Việc điều khiển thể hóa học được thực hiện bằng cách đặt điện áp DC thông qua hai lớp ion-gel. Sự phụ thuộc của mức Fermi vào mức điện áp đặt lên có thể được xác định gần đúng như sau [102]:

$$E_F = \hbar v_F \sqrt{\frac{\pi \epsilon_s V_g}{e t_s}} \quad (3.20)$$

trong đó các tham số t_s và ϵ_s đại diện cho độ dày và độ điện thẩm của vật liệu điện môi. Các đại lượng khác bao gồm điện áp ký hiệu là V_g và vận tốc Fermi trong graphene v_F . Phương pháp FIT tích hợp trong phần mềm CST Studio Suite [89] được sử dụng để thực hiện mô phỏng, với các điều kiện biên được áp dụng theo cả hai hướng x và y . Dựa trên dữ liệu mô phỏng pha và các tham số truyền qua cũng như phản xạ, Chen và đồng nghiệp [76] đã phát triển thuật toán truy hồi để tính toán các tham số như độ điện thẩm, độ từ thẩm, chiết suất và trở kháng.

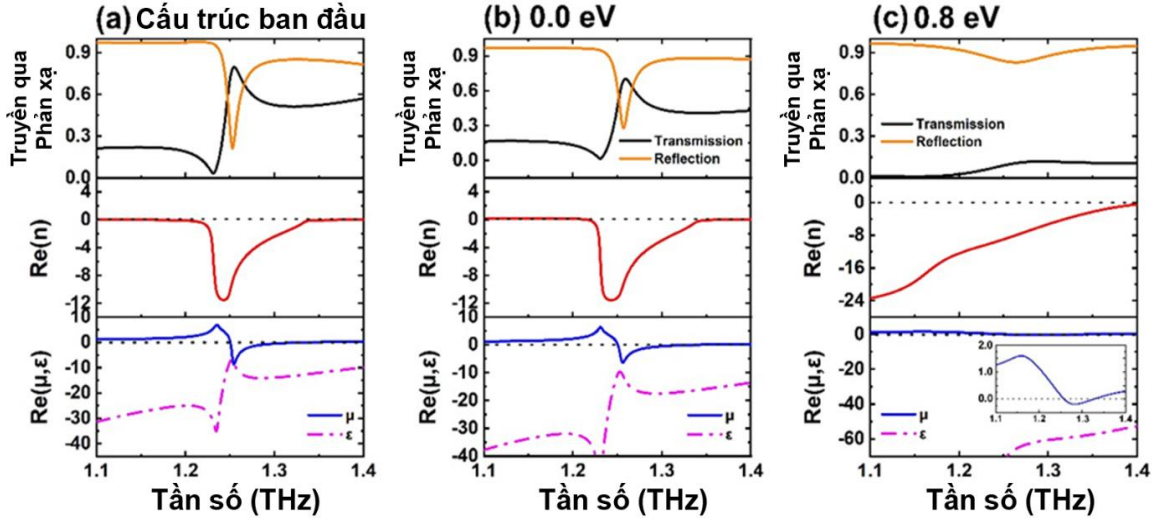
3.2.2 Kết quả điều khiển đặc tính điện từ vùng từ thẩm âm, chiết suất âm của vật liệu biến hóa dựa trên lai hoá bậc I

So với các vật liệu có chiết suất dương, việc đạt được sự chuyển đổi đáng kể giữa chế độ truyền qua và phản xạ trong vật liệu chiết suất âm có thể bị hạn chế do điều kiện chiết suất âm yêu cầu cả cộng hưởng điện và cộng hưởng từ xảy ra trên cùng một dải tần số [68], [103], [104]. Tuy nhiên, các kết quả trong nghiên cứu này thể hiện ưu thế ở chỗ có thể điều khiển hiệu quả độ truyền qua trong vùng chiết suất âm, đồng thời cho phép chuyển đổi linh hoạt giữa hai trạng thái truyền qua và phản xạ mà vẫn duy trì được đặc tính chiết suất âm của cấu trúc. Các kết quả nghiên cứu này có thể được ứng dụng trong các lĩnh vực cần sử dụng vật liệu chiết suất âm, như trong việc thiết kế hệ thống định hướng chùm tia cho ăng-ten hoặc phát triển thấu kính siêu phẳng theo nguyên lý Veselago [68], [74], [105]. Ngoài ra, các tác động của sự biến thiên nhiệt độ lên khả năng điều khiển các đặc tính của cấu trúc MM cũng được luận án chú trọng nghiên cứu.

A. Chuyển đổi trạng thái phản xạ và truyền qua THz trong vùng chiết suất âm

Cấu trúc MM mà luận án đề xuất trong nghiên cứu này thể hiện khả năng chuyển đổi giữa trạng thái truyền qua và phản xạ trong khi duy trì tính chiết suất âm. Bên cạnh đó, tương tác của MM với bức xạ điện từ nằm trong dải tần số THz có thể được điều khiển thông qua việc điều chỉnh thể hóa học của graphene, từ đó tạo ra sự chuyển tiếp liên tục giữa các trạng thái truyền qua và phản xạ của sóng điện từ trong

khi vẫn đảm bảo tính chất chiết suất âm của vật liệu. Do khó khăn về mặt chế tạo nên trong nghiên cứu này luận án chỉ thực hiện bằng mô phỏng và tính toán. Các kết quả mô phỏng cho các tham số tán xạ, cụ thể là S_{11} và S_{21} , đại diện cho biên độ phản xạ và truyền qua đã chuẩn hóa. Dựa trên thuật toán của Chen, từ các tham số đầu vào của mô phỏng S_{11} và S_{21} và pha luận án thu được các tham số trường điện từ như độ từ thẩm, điện thẩm và chiết suất



Hình 3.10. Phổ truyền qua mô phỏng và phần thực của chiết suất, độ từ thẩm và độ điện thẩm được trích xuất của (a) cấu trúc lưới đĩa kim loại; cấu trúc lưới đĩa kim loại tích hợp graphene với (b) $E_F = 0$ eV (c) và $E_F = 0,8$ eV

Phổ truyền qua mô phỏng và các giá trị thực của chiết suất, độ từ thẩm và độ điện thẩm theo tần số của cấu trúc lưới đĩa kim loại chưa tích hợp graphene thể hiện trong Hình 3.10(a). Qua quan sát có thể thấy tồn tại duy nhất một đỉnh truyền qua tương ứng với vùng chiết suất âm tại tần số 1,25 THz. Để làm rõ hơn đặc tính chiết suất âm của cấu trúc lưới đĩa kim loại ở vùng tần số này, phần thực của độ từ thẩm (μ) và độ điện thẩm (ϵ) hiệu dụng được tính toán và đưa ra trong phần dưới của hình 4.4(a). Cả μ và ϵ đều đồng thời thể hiện giá trị âm trong vùng tần số từ 1,25 đến 1,33 THz, cho thấy đây là vùng chiết suất âm kép. Mặt khác, có thể thấy trong vùng tần số từ 1,1 đến 1,4 THz, ngoài vùng chiết suất âm kép kể trên tồn tại cả vùng chiết suất âm đơn với chỉ giá trị độ điện thẩm là âm. Các vùng chiết suất âm đơn này có độ tổn hao lớn [43], nên độ truyền qua đạt được thấp.

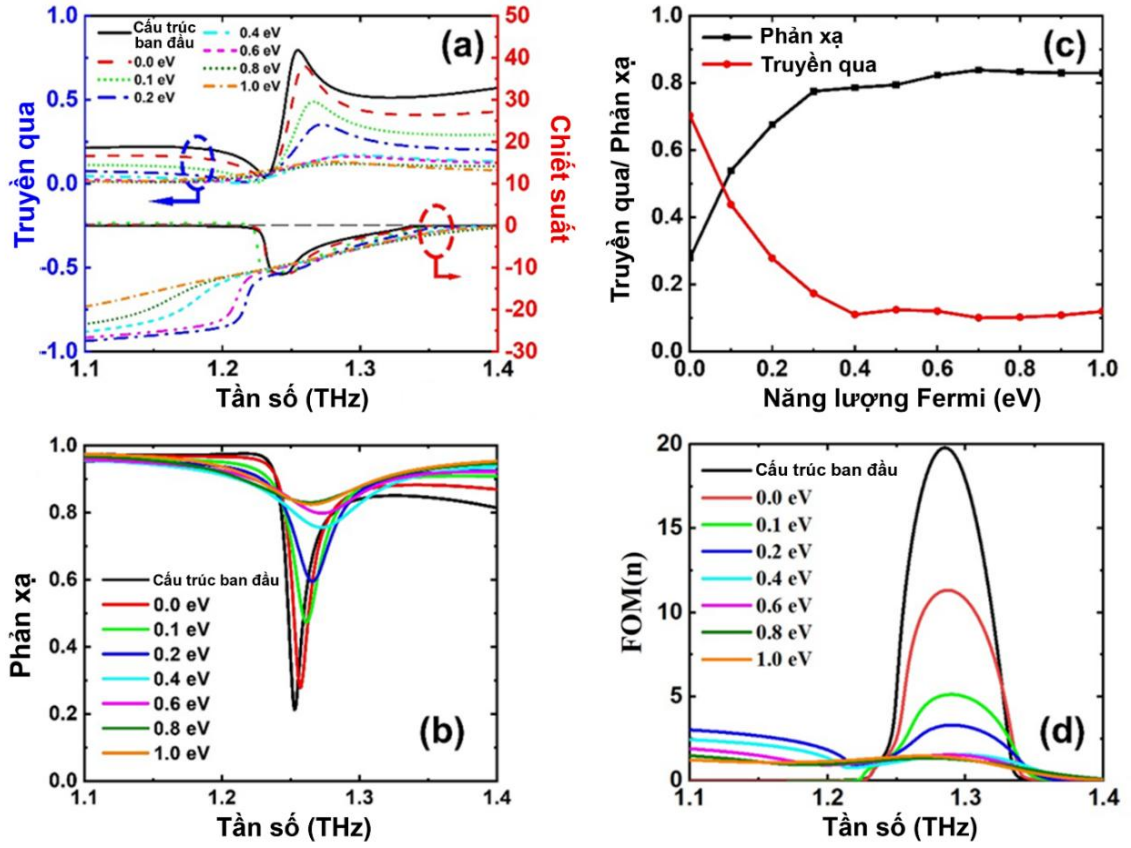
Tiếp theo, phổ truyền qua và phần thực của chiết suất, độ từ thẩm và độ điện thẩm của cấu trúc lưới đĩa kim loại tích hợp graphene được mô tả trong Hình 3.10(b) và 3.10(c) ứng với hai giá trị năng lượng Fermi khác nhau là 0 eV và 0,8 eV. Việc bổ sung một tấm graphene với năng lượng Fermi 0 eV [Hình 3.10(b)] vào cấu trúc ban đầu dẫn đến sự suy giảm độ truyền qua chiết suất âm (từ 0,80 xuống 0,70), qua đó

gián tiếp cho thấy sự suy giảm của đặc tính chiết suất âm. Khả năng truyền qua của cấu trúc này tương tự với các kết quả quan sát được trong các nghiên cứu khác về vật liệu có chiết suất âm trong cùng vùng tần số [68], [106].

Hình 3.10(b) còn cho thấy sự tương đồng về đồ thị chiết suất đối với cấu trúc ban đầu chưa tích hợp và mẫu có tích hợp thêm một tấm graphene với mức năng lượng Fermi bằng $0,0\text{ eV}$, với vùng chiết suất âm kép đều nằm trong vùng tần số từ 1,25 đến 1,33 THz. Tuy nhiên, có thể quan sát thấy những thay đổi đáng kể trong đồ thị biểu diễn phần thực của độ điện thẩm và độ từ thẩm, trong đó độ từ thẩm tiệm cận đến giá trị dương tương ứng với sự suy giảm của cộng hưởng từ. Song song với đó, tần số plasma cũng dịch chuyển về phía vùng tần số cao hơn, thể hiện qua độ dốc của độ điện thẩm. Khi tiếp tục tăng mức Fermi, đặc tính chiết suất âm thay đổi rất đáng kể và có thể quan sát rõ điều này trên Hình 4.4(c) ứng với mức năng lượng Fermi là $0,8\text{ eV}$. Đặc biệt hơn, quá trình tăng mức năng lượng Fermi từ 0 eV lên $0,8\text{ eV}$ dẫn đến sự suy giảm độ truyền qua từ 0,70 xuống 0,12 và tăng độ phản xạ từ 0,28 lên 0,83. Như vậy, có thể kết luận rằng việc điều chỉnh mức thế hóa học của graphene trong dải từ 0 eV đến $0,8\text{ eV}$ dẫn đến sự thay đổi trạng thái hoạt động (hay là các đặc tính điện từ) của cấu trúc MM đề xuất giữa trạng thái truyền qua chiết suất âm và trạng thái phản xạ sóng điện từ.

B. Điều khiển chủ động liên tục khả năng phản xạ và truyền qua trong vùng chiết suất âm

Bên cạnh việc đạt được sự chuyển đổi hai trạng thái như đã trình bày, cấu trúc MMs tích hợp graphene đề xuất cũng có khả năng điều khiển chủ động liên tục hai trạng thái này cùng với hệ số phẩm chất (FOM) khi thay đổi thế hóa học của graphene. Trong khuôn khổ luận án, nhóm nghiên cứu đã mô phỏng việc thay đổi điện áp đặt lên graphene để chứng minh khả năng điều chỉnh này. Chúng tôi đơn giản hóa quá trình thay đổi điện áp đặt vào bằng cách điều chỉnh năng lượng Fermi của graphene, tương ứng trực tiếp với điện áp theo phương trình 3.20, trong khoảng từ 0 eV đến $1,0\text{ eV}$, bước tăng là $0,1\text{ eV}$.



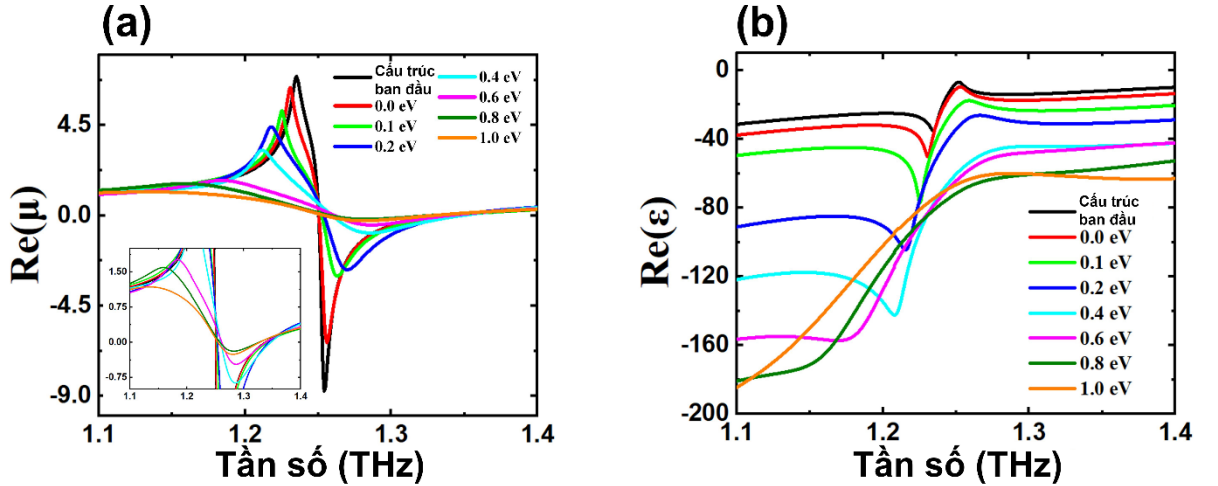
Hình 3.11. (a) Phổ truyền qua và phần thực của chiết suất (b) phổ phản xạ (c) giá trị đỉnh truyền qua và phản xạ ở 1,25 THz và (d) hệ số phẩm chất (FOM) của chiết suất âm cho cấu trúc lưới đĩa kim loại và cấu trúc lưới đĩa kim loại tích hợp graphene tương ứng với các mức năng lượng Fermi khác nhau.

Hình 3.11(a) mô tả sự phụ thuộc của hệ số truyền qua vào mức năng lượng Fermi. Cụ thể khi tăng mức năng lượng Fermi từ 0 eV đến 1,0 eV, cường độ truyền qua có sự suy giảm rõ rệt trong một dải tần số rộng xung quanh tần số 1,25 THz, đồng thời xảy ra hiện tượng dịch chuyển đỉnh cộng hưởng về phía tần số cao hơn, thể hiện thông qua sự dịch chuyển của đỉnh truyền qua chiết suất âm. Đồ thị chiết suất chứng tỏ rằng trong tất cả các trường hợp, đỉnh truyền qua vẫn nằm trong vùng chiết suất âm. Ngược lại với sự thay đổi của phổ truyền qua, biên độ phản xạ dần tăng lên khi thế hóa học của graphene tăng, như được thể hiện trong Hình 3.11(b). Với sự tăng dần mức Fermi từ 0 eV đến 1,0 eV, có thể quan sát thấy sự khuếch đại tương ứng của độ phản xạ và sự suy giảm độ truyền qua. Hình 3.11(c) tóm tắt sự thay đổi giữa khả năng truyền qua và phản xạ ở tần số 1,25 THz với các năng lượng Fermi khác nhau. Khi bắt đầu thay đổi điện áp theo chiều tăng dần, độ truyền qua giảm nhanh, ngược lại với sự tăng mạnh của độ phản xạ và đạt giá trị bão hòa ở mức năng lượng Fermi bằng 0,7 eV. Khi mức Fermi tiếp tục tăng từ 0,7 eV lên 1,0 eV, độ truyền qua và phản xạ gần như không thay đổi. Đáng chú ý, giá trị cao nhất của biên độ truyền qua được

quan sát thấy ở 0 eV, đạt 0,70, trong khi biên độ phản xạ đạt cực đại ở 0,7 eV với 0,84.

Bên cạnh đó, FOM, được biểu diễn bởi $FOM = |\text{Re}(n)/\text{Im}(n)|$, là một chỉ số được sử dụng để đánh giá cường độ của chiết suất âm (NRI) so với tổn hao. Hình 3.11(d) minh họa sự thay đổi FOM theo tần số tương ứng với các mức năng lượng Fermi khác nhau. Ta có thể thấy giá trị FOM trong vùng chiết suất âm kép cao hơn so với các vùng chiết suất âm đơn. Điều này có thể được giải thích bởi thực tế là trong vùng chiết suất âm kép, phần thực của độ từ thẩm và phần thực của độ điện thẩm gần như bằng nhau, do đó thỏa mãn các điều kiện phối hợp trở kháng và làm giảm tổn thất do phản xạ gây ra. Khi thế hóa học của graphene tăng lên và độ truyền qua giảm xuống, FOM của vùng chiết suất âm kép cũng giảm dần do tổn thất từ phản xạ tăng.

C. Cơ chế điều khiển chủ động khả năng phản xạ và truyền qua trong vùng chiết suất âm.



Hình 3.12. (a) Phần thực của độ từ thẩm (b) Phần thực của độ điện thẩm của cấu trúc lưới đĩa kim loại và cấu trúc lưới đĩa kim loại tích hợp graphene với kết quả điều chỉnh động liên tục ở các mức Fermi khác nhau

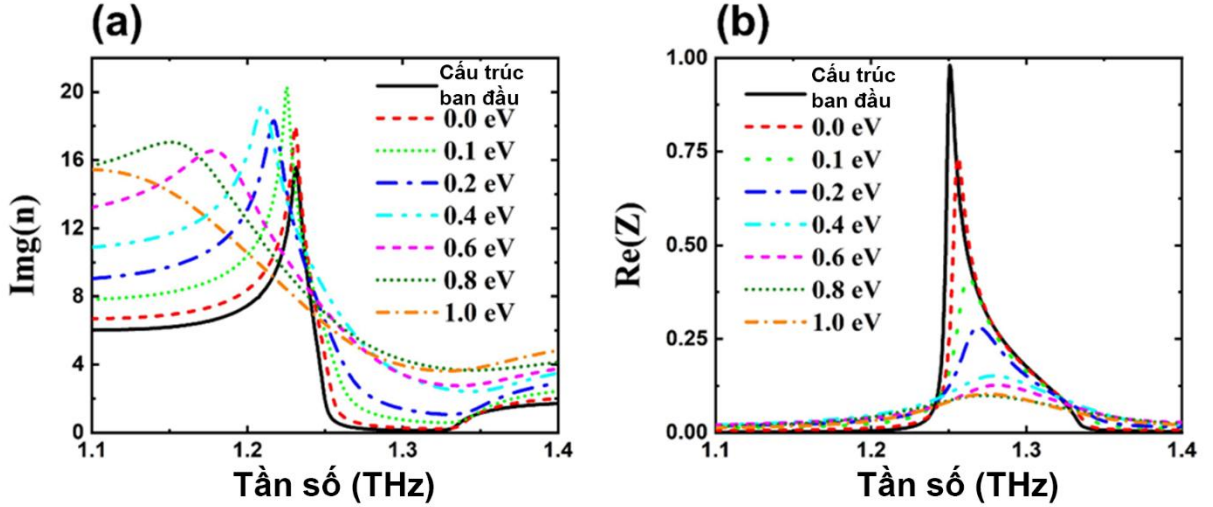
Để làm rõ hơn về sự thay đổi truyền qua và phản xạ trong vùng chiết suất âm khi điện thế đặt vào graphene thay đổi, phần thực của độ từ thẩm và độ điện thẩm được tính toán và thể hiện trong Hình 3.12. Như quan sát trong Hình 3.12(a), phần thực của độ từ thẩm quanh vùng cộng hưởng với giá trị âm tại mức Fermi ban đầu dần tiến đến 0 khi năng lượng Fermi tăng lên, cho thấy sự suy yếu đáng kể của cộng hưởng từ giữa hai lớp kim loại. Đồng thời, vùng tần số cộng hưởng cũng mất dần hình dạng phổ đặc trưng của nó. Bên cạnh đó, mặc dù không có sự thay đổi về tần số cộng hưởng từ, độ rộng vùng tần số mà độ từ thẩm có giá trị âm đã giảm gần 20% từ khoảng 1,26 xuống còn 1,33 THz, tương ứng với sự thu hẹp vùng chiết suất âm kép. Hình 3.12(b) thể hiện sự thay đổi độ điện thẩm khi tăng thế hóa học của graphene.

Từ đồ dốc đường cong độ điện thẩm có thể thấy rằng tần số plasma dịch chuyển về phía tần số cao hơn khi tăng thế hóa học của graphene, ảnh hưởng tới độ điện thẩm âm ở vùng tần số thấp và gây ra sự gia tăng tổn hao điện môi trong vùng tần số nghiên cứu. Bản chất vật lý của hiện tượng này được lý giải thông qua quá trình tương tác của bức xạ điện từ với điện tích tồn tại trong môi trường được tương tác. Sự tương tác này dẫn đến sự phân cực và dịch chuyển các điện tích, từ đó ảnh hưởng đến sự lan truyền của sóng [107]. Trong các vật liệu đa lớp hoặc vật liệu tổng hợp, đáp ứng của sóng điện từ với MM không chỉ xét theo từng lớp riêng lẻ. Thay vào đó, sóng điện từ tương tác với độ mật độ điện tích hiệu dụng của toàn bộ cấu trúc. Điều này đặc biệt đúng khi độ dày của MM mỏng hơn nhiều so với bước sóng của sóng tới. Do đó ta có thể coi như sóng tới tương tác với mật độ điện tích trung bình của vật liệu trong không gian [108]. Trong MMs với nhiều vật liệu cùng tồn tại trong một không gian như graphene và InSb, tổng mật độ điện tích trong một vùng cụ thể chịu ảnh hưởng của cả lớp InSb cũng như graphene. Đóng góp của graphene đặc biệt quan trọng vì mật độ điện tích của graphene có thể được điều chỉnh bằng cách thay đổi mức Fermi. Để làm rõ hơn, khi chúng ta tăng mức Fermi của graphene, mật độ electron tại vùng dẫn sẽ tăng lên. Mật độ electron của graphene được xác định bởi thế hóa học trong vùng mà độ dẫn nội vùng chiếm ưu thế, được tính toán qua công thức [94]:

$$n_0 = \frac{\left(\frac{E_F}{\hbar v_F}\right)^2}{\pi} \quad (3.21)$$

Với n_0 là mật độ hạt tải của graphene, v_F là vận tốc Fermi. Trong vùng không gian gồm graphene và InSb, sự gia tăng mật độ electron của graphene tỉ lệ thuận với sự gia tăng mật độ electron của toàn bộ cấu trúc. Khi mật độ electron tổng thể tăng, theo phương trình 4.2, ta quan sát thấy sự dịch chuyển giá trị của tần số plasma về phía vùng tần số cao hơn, điều này hoàn toàn phù hợp với kết quả mô phỏng. Để làm rõ khả năng điều khiển liên tục độ truyền qua và phản xạ khi thay đổi điện áp đặt vào graphene, chúng tôi trình bày kết quả kết hợp của cả độ điện thẩm và độ từ thẩm của hai cấu trúc, cấu trúc ban đầu chưa tích hợp và cấu trúc tích hợp với các mức Fermi khác nhau. Đáng chú ý, với cấu trúc ban đầu, trong vùng chiết suất âm kép, phần thực của độ từ thẩm và phần thực của độ điện thẩm thể hiện giá trị xấp xỉ bằng nhau [Hình 3.12(a) và 3.12(b)]. Tuy nhiên, khi mức Fermi tăng lên, giá trị của độ điện thẩm và độ từ thẩm bắt đầu phân kỳ đáng kể, dẫn đến vi phạm điều kiện phối hợp trở kháng, làm tăng tổn hao do phản xạ và giảm độ truyền qua. Hiện tượng này cũng có thể được giải thích bằng sự gia tăng tương ứng của độ dẫn điện và tính chất kim loại của

graphene khi mức năng lượng Fermi tăng lên, dẫn đến tăng cường độ phản xạ cũng như ảnh hưởng tới sự cộng hưởng từ và điện của cấu trúc MM.

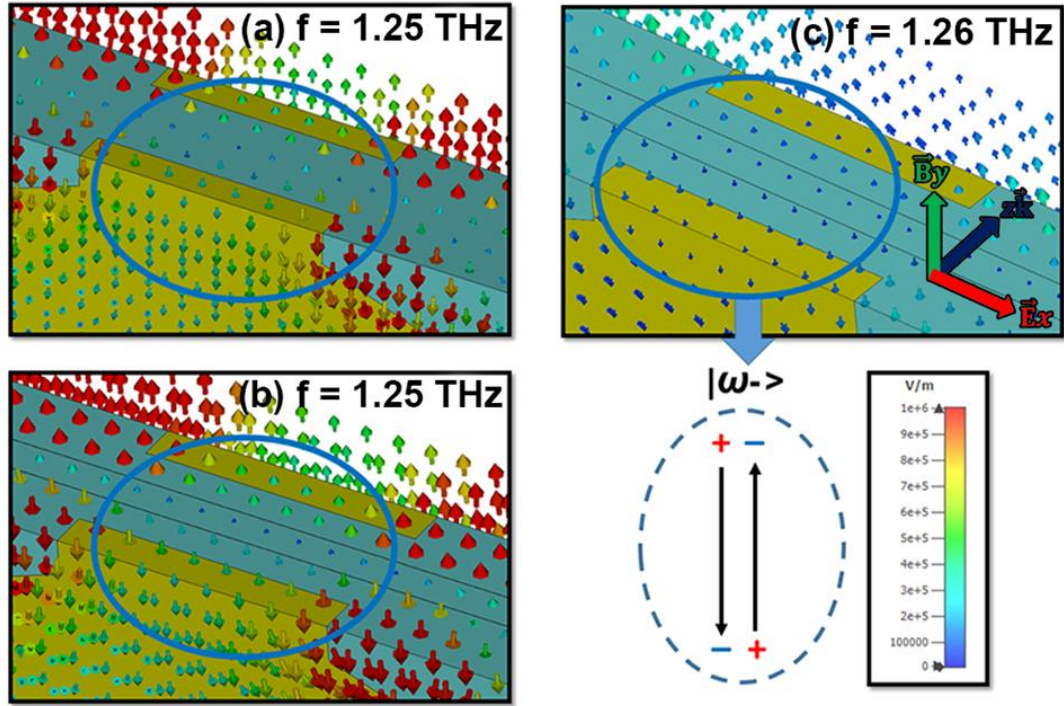


Hình 3.13. (a) Phần ảo của chiết suất và (b) Phần thực của trở kháng của cấu trúc lưới đĩa kim loại và cấu trúc lưới đĩa kim loại tích hợp graphene trong các điều kiện năng lượng Fermi khác nhau.

Bên cạnh những giải thích đã được trình bày ở trên, có thể làm phân tích chặt chẽ hơn bằng việc bổ sung thêm một cách tiếp cận khác để lý giải sự biến đổi của hệ số truyền qua và phản xạ khi điều chỉnh điện áp, dựa trên việc xem xét phần ảo của chiết suất và phần thực của trở kháng. Cường độ truyền qua chịu ảnh hưởng trực tiếp từ độ lớn của phần ảo chiết suất, ngược lại, hệ số phản xạ phụ thuộc vào mức độ phối hợp trở kháng giữa vật liệu nghiên cứu và môi trường xung quanh. Khi xảy ra hiện tượng phối hợp trở kháng sẽ làm cho vật liệu trở nên “trong suốt” đối với sóng điện từ chiếu tới và loại bỏ tổn hao do phản xạ. Sự biến thiên của phần ảo chiết suất và phần thực của trở kháng đối với cả hai cấu trúc khi năng lượng Fermi thay đổi được thể hiện ở Hình 3.13. Trong Hình 3.13(a), tại dải tần số chiết suất âm, có thể quan sát thấy phần ảo tăng dần theo điện thế áp dụng và đạt trạng thái bão hòa tại khoảng 0,8 eV. Kết quả này tương đồng với phổ truyền qua được trình bày trong Hình 3.11(a), nơi khả năng truyền qua giảm dần khi điện áp gia tăng. Quan sát Hình 3.13(b) thấy được rằng khi tăng dần điện áp đặt lên graphene sẽ làm giảm trở kháng của cấu trúc từ xấp xỉ bằng 1 và giảm dần về 0, qua đó giải thích được nguyên nhân cho sự gia tăng độ phản xạ ghi nhận trong Hình 3.11(b).

Để quan sát chi tiết hơn về đặc tính cộng hưởng từ khi tăng điện áp đặt vào trong quá trình điều khiển chủ động đặc tính phản xạ và truyền qua, phân bố điện trường cảm ứng, phân bố từ trường cảm ứng, và năng lượng điện trường tại các tần số cộng hưởng cho từng trường hợp được trình bày lần lượt trong Hình 3.14, 3.15 và

3.16 (mặt phẳng tọa độ được chọn để phân tích là dọc theo hướng vector k , ký hiệu là (E, H)).

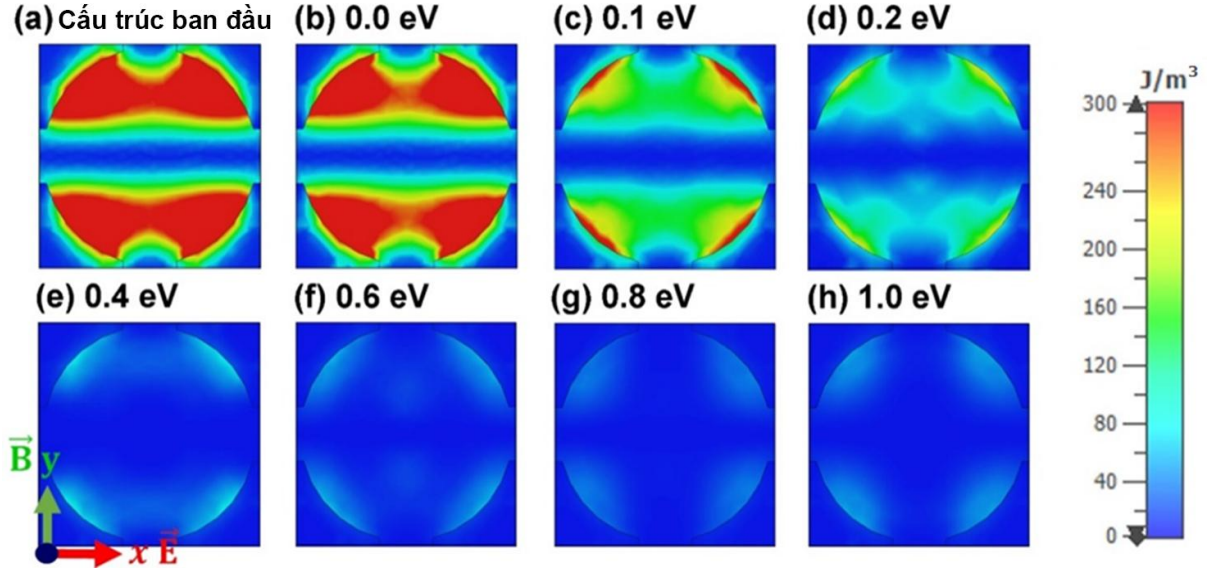


Hình 3.14. Điện trường của (a) cấu trúc lưới đĩa kim loại tại $f = 1,25$ THz b) cấu trúc lưới đĩa kim loại tích hợp graphene với $E_F = 0,0$ eV tại $f = 1,25$ THz (c) cấu trúc lưới đĩa kim loại tích hợp graphene với $E_F = 0,8$ eV tại $f = 1,26$ THz

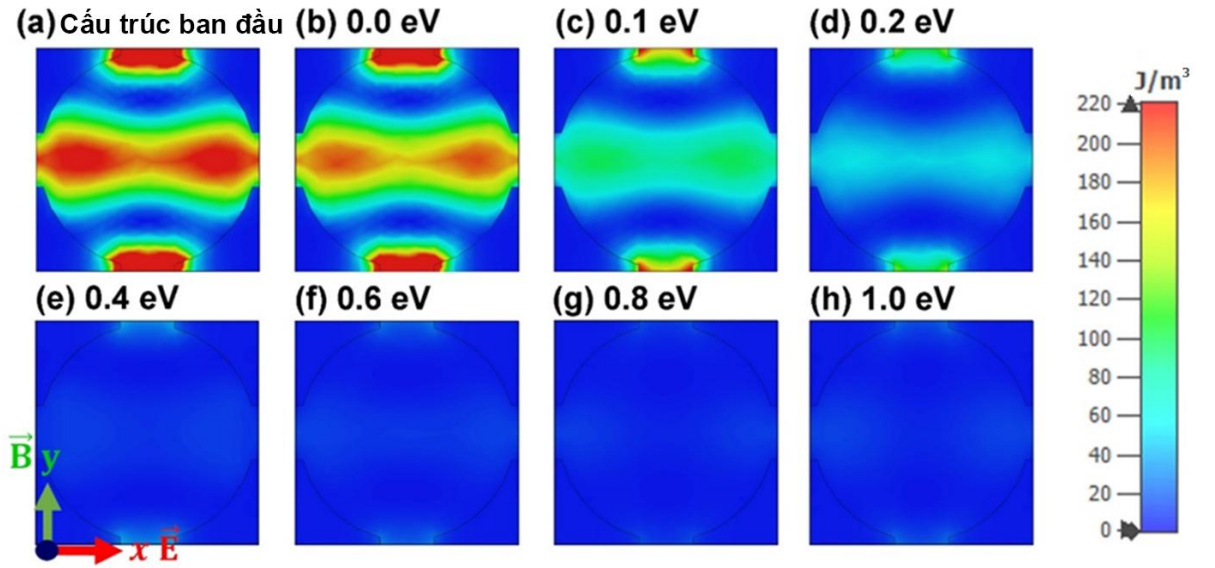
Nghiên cứu về đặc tính điện trường được thực hiện thông qua việc khảo sát ba mô hình cấu trúc: mô hình lưới đĩa kim loại chưa tích hợp [Hình 3.14(a)], mô hình tích hợp lớp graphene tại mức năng lượng Fermi bằng $0,0$ eV [Hình 3.14(b)], mô hình tích hợp graphene ở mức năng lượng Fermi bằng $0,8$ eV [Hình 3.14(c)]. Quá trình khảo sát được tiến hành tại những tần số mà mỗi cấu trúc thể hiện tính chất cộng hưởng mạnh nhất. Từ việc quan sát các kết quả thu được, các vectơ cường độ điện trường tại hai tầng lưới đĩa kim loại luôn có chiều ngược nhau, chứng tỏ rằng các cộng hưởng được quan sát trong ba cấu trúc trên đều có bản chất là cộng hưởng từ. Bên cạnh đó, xu hướng suy giảm về độ lớn của điện trường được thể hiện nhận rõ ràng, minh chứng cường độ cộng hưởng từ giữa các cặp kim loại trong hệ thống bị suy yếu khi tăng mức điện thế đặt lên.

Bên cạnh đó, có thể thấy trong Hình 3.15 và Hình 3.16, cả năng lượng cảm ứng từ và cảm ứng điện đều thể hiện sự suy giảm khi tăng mức Fermi của graphene, qua đó ảnh hưởng tới khả năng cộng hưởng trong cấu trúc. Cấu trúc lưới đĩa kim loại thể hiện sự phân bố năng lượng từ trường không đồng nhất dọc theo các cạnh trên và dưới của đĩa. Hơn nữa, phân bố điện trường trải qua sự biến dạng tại hai đầu của các

đĩa dọc theo chiều điện trường E . Hiệu ứng này được gây ra bởi các dòng điện dao động tại các dây liên tục, chống lại các dòng điện trong các đĩa, dẫn đến sự phân bố điện tích không đồng nhất tại các giao điểm của các dòng điện đối lập này. Ngoài ra, xuất hiện các dòng điện ngược chiều trên bề mặt các cặp đĩa do tương tác mạnh giữa MM với điện trường ngoài, có phương trùng với phương của véc tơ cường độ điện trường. Do đó, sự tích tụ điện tích xảy ra tại các đầu đĩa, dẫn đến sự tập trung đáng kể năng lượng điện trong các vùng này.



Hình 3.15. Phân bố năng lượng điện của (a) Cấu trúc lưới đĩa kim loại và cấu trúc lưới đĩa kim loại tích hợp graphene với năng lượng Fermi: (b) 0,0 eV, (c) 0,1 eV, (d) 0,2 eV, (e) 0,4 eV, (f) 0,6 eV, (g) 0,8 eV, (h) 1,0 eV tại tần số cộng hưởng từ.

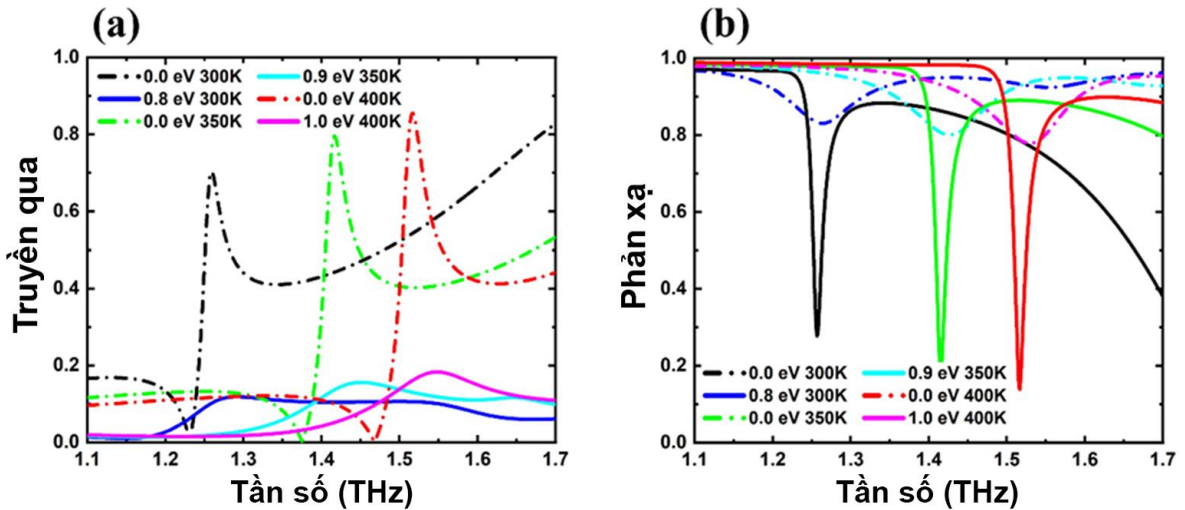


Hình 3.16. Phân bố năng lượng từ của (a) Cấu trúc lưới đĩa kim loại chưa tích hợp và cấu trúc lưới đĩa kim loại tích hợp graphene với năng lượng Fermi: (b) 0,0 eV, (c) 0,1 eV, (d) 0,2 eV, (e) 0,4 eV, (f) 0,6 eV, (g) 0,8 eV, (h) 1,0 eV tại tần số cộng hưởng từ

D. Sự phụ thuộc vào nhiệt độ của hai trạng thái chuyển tiếp truyền qua và phản xạ

Trong cấu trúc đề xuất, việc tích hợp thêm bán dẫn InSb cung cấp thêm một cơ chế điều khiển tán xạ thông qua yếu tố nhiệt độ. Đặc tính nổi bật của InSb là có độ nhạy cao trước các thay đổi về nhiệt độ, cho phép điều chỉnh hiệu quả mật độ hạt tải điện [21], [66], [67]. Cơ chế này hoạt động theo nguyên lý: khi nhiệt độ thay đổi, mật độ hạt tải trong InSb được kiểm soát một cách chính xác, từ đó tác động trực tiếp đến các thông số quang học quan trọng của MM như độ truyền qua, độ phản xạ và chỉ số chất lượng (FOM). Dựa trên những hiểu biết này, mục tiêu nghiên cứu tiếp theo là phân tích ảnh hưởng của sự biến thiên nhiệt độ lên khả năng chuyển đổi giữa hai chế độ hoạt động (truyền qua và phản xạ), đồng thời xác định khoảng nhiệt độ làm việc tối ưu cho hệ thống.

Trong Hình 3.17(a), phổ truyền qua và phản xạ mô phỏng được trình bày với sự thay đổi theo nhiệt độ tại các nhiệt độ 300 K, 350 K, và 400 K. Các đồ thị cho thấy một đỉnh truyền qua duy nhất, tương ứng với vùng chiết suất âm (NRI) khoảng 1,35 THz ở 350K. Khi tăng nhiệt độ, cả cộng hưởng điện và cộng hưởng từ đều có xu hướng di chuyển về phía tần số cao hơn, dẫn đến sự biến đổi tương ứng về vị trí của đỉnh truyền qua. Để làm rõ cơ chế vật lý đằng sau sự dịch chuyển này, đặc biệt là đối với cộng hưởng từ, có thể áp dụng phương pháp phân tích thông qua mô hình mạch tương đương LC, như đã được nhóm nghiên cứu trình bày chi tiết trong các nghiên cứu trước đây [66], [67].



Hình 3.17. Kết quả của (a) phản xạ và (b) truyền qua khi chuyển đổi trạng thái hoạt động trong ba điều kiện điện thế khác nhau theo nhiệt độ 300K, 350K, và 400K của cấu trúc lưới đĩa kim loại tích hợp graphene.

Tần số cộng hưởng từ được tính toán như sau:

$$f_m = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \quad (3.22)$$

trong đó L là độ tự cảm hiệu dụng, và C là điện dung hiệu dụng. Đối với cấu trúc lưới đĩa kim loại, độ tự cảm động lượng của đĩa có thể được biểu diễn như sau:

$$L_{km} = \frac{\pi m^*}{2t_n N e^2} \quad (3.23)$$

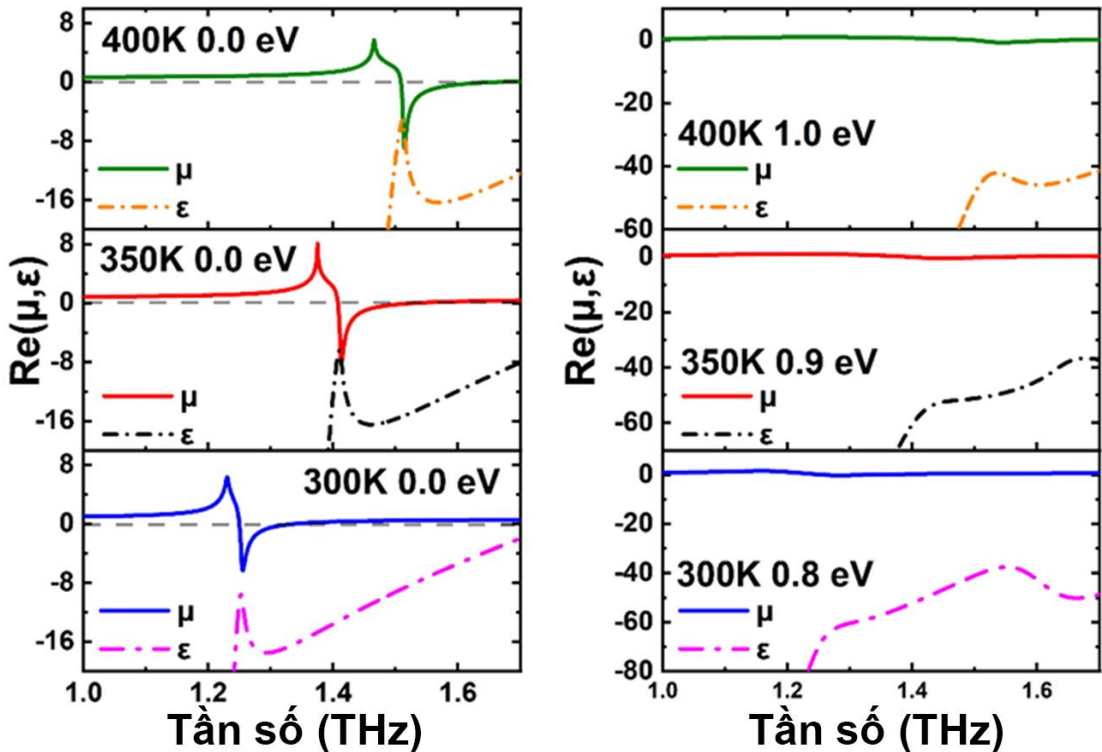
và độ tự cảm động lượng cho phần cổ là:

$$L_{kn} = \frac{(p - 2r)m^*}{wt_n N e^2} \quad (3.24)$$

Đối với InSb, trong vùng nhiệt độ từ 200 đến 798 K, mật độ hạt tải điện được xác định bởi công thức:

$$N = 2.9 \times 10^{11} (2400 - T)^{0.75} (1 + 2.7 \times 10^{-4} T) T^{1.5} \times \exp\left(-\frac{0.129 - 1.5 \times 10^{-4} T}{kT}\right) \quad (3.25)$$

trong đó N là mật độ hạt tải, w là chiều rộng của dây liên tục, e là số hạt electron, m^* là khối lượng hiệu dụng của hạt tải tự do, T là nhiệt độ tuyệt đối, và k_B là hằng số Boltzmann [109], [110], [111]. Khi tăng nhiệt độ, độ tự cảm hiệu dụng bị suy giảm bởi sự gia tăng nồng độ hạt tải N , kéo theo sự dịch chuyển của tần số cộng hưởng từ về phía vùng tần số cao. Điều này khiến vùng chiết suất âm kép thay đổi, như quan sát thấy ở Hình 3.17(a).



Hình 3.18. Độ điện thẩm và độ từ thẩm theo nhiệt độ 300K, 350K, và 400K của cấu trúc lưới đĩa kim loại tích hợp graphene tại (a) thế hóa học ban đầu với độ truyền qua cao nhất (0.0 eV) và (b) thế hóa học với độ phản xạ cao nhất.

Hình 3.18(a) cho thấy độ từ thẩm và độ điện thẩm thu được, thể hiện sự dịch chuyển vị trí cộng hưởng từ về vùng tần số cao hơn, phù hợp với sự dịch chuyển quan sát được của vị trí đỉnh truyền qua. Không chỉ vậy, ở hình Hình 3.18(b), cường độ cộng hưởng được quan sát có sự suy giảm tại vùng tần số tương ứng khi tăng thế hóa học của graphene.

Ngoài ra, quá trình tăng nhiệt độ dẫn tới sự gia tăng nồng độ hạt tải của InSb khiến khả năng truyền qua của mẫu MM có chiều hướng tăng nhẹ. Kết quả là, độ điện thẩm của InSb tiến gần đến độ từ thẩm xung quanh vùng NRI, như minh họa trong Hình 3.18a, thỏa mãn điều kiện phối hợp trở kháng [67]. Vật liệu được tiến hành mô phỏng ở ba mức nhiệt độ khác nhau (300K, 350K và 400K) và tại thế hóa học graphene ở mức 0,0 eV để đánh giá sự thay đổi của các thông số quang học. Cụ thể, độ truyền qua cực đại có xu hướng gia tăng, đạt các giá trị lần lượt là 0,70; 0,81 và 0,86 tương ứng với ba mức nhiệt độ được khảo sát. Ngược lại, tại thế hóa học cao của graphene, được minh họa trong Hình 3.17b, độ phản xạ thể hiện mối quan hệ tỷ lệ nghịch với sự gia tăng nhiệt độ, từ 0,83 (300K) xuống 0,80 (350K) và 0,78 (400K). Điều này chỉ ra rằng cơ chế chuyển đổi giữa hai chế độ vận hành (truyền qua và phản xạ) vẫn duy trì hiệu quả trong toàn bộ dải nhiệt độ nghiên cứu, với sự chênh lệch quan sát được cho phản xạ và truyền qua khoảng 60%. Đặc biệt, tính chất chiết suất âm vẫn được đảm bảo trong suốt quá trình biến thiên nhiệt độ

Sau khi đã đạt được các kết quả về khả năng điều khiển đặc tính vùng từ thẩm âm và chiết suất âm của vật liệu biến hóa khi tích hợp graphene vào lớp điện môi (như đã trình bày ở trên), luận án tiếp tục mở rộng nghiên cứu nhằm có cái nhìn toàn diện hơn về các phương án tích hợp graphene trong vật liệu biến hóa. Cụ thể, phần tiếp theo tập trung khảo sát khả năng điều khiển vùng từ thẩm âm và chiết suất âm của vật liệu biến hóa khi graphene được sử dụng thay thế cho thành phần kim loại, dựa trên cơ chế lai hóa bậc I.

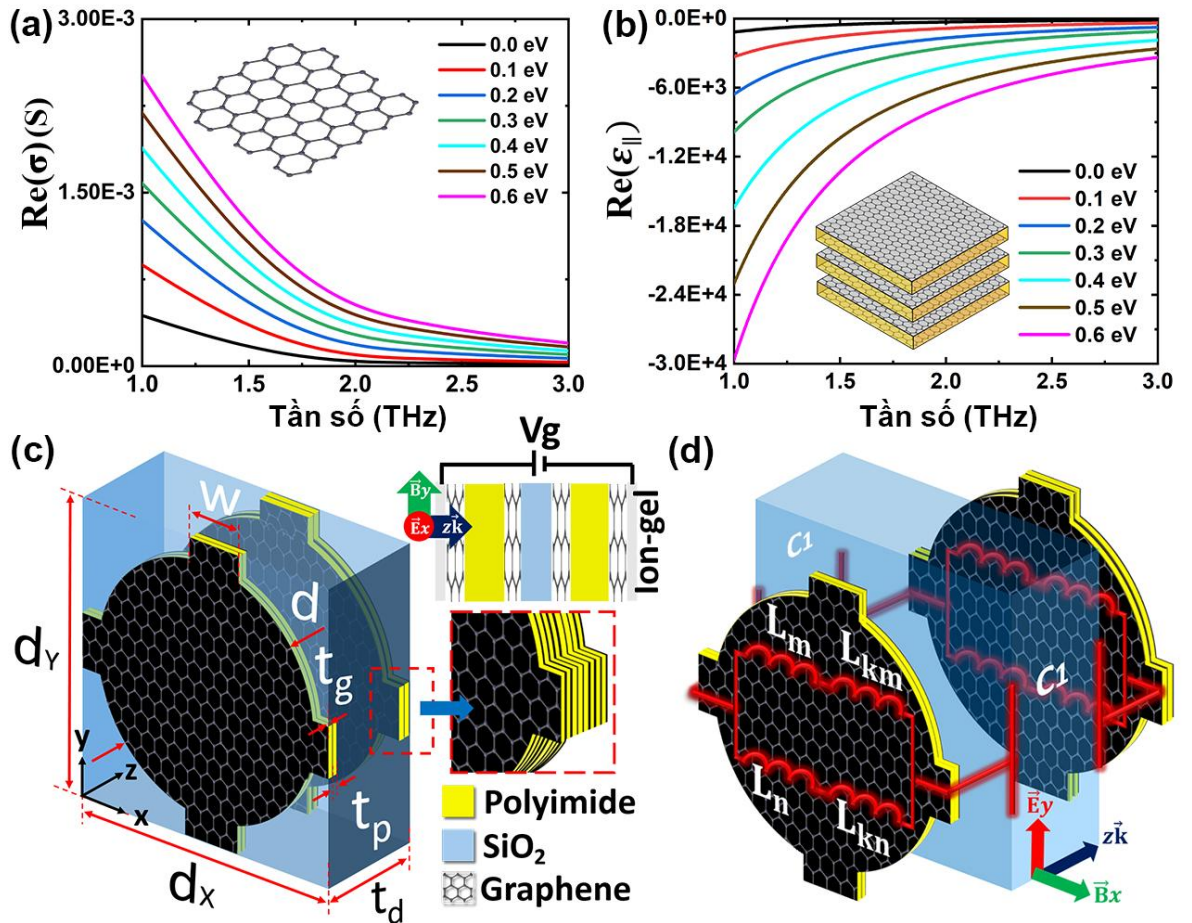
3.3 Điều khiển đặc tính điện từ vùng từ thẩm âm, chiết suất âm của vật liệu biến hóa tích hợp graphene thay thế thành phần kim loại dựa trên lai hoá bậc I

Trong nghiên cứu tiếp theo, dựa trên nguyên lý cường độ cộng hưởng phụ thuộc vào độ dẫn điện của kim loại cũng như đặc tính độ dẫn phụ thuộc theo điện áp đặt lên của graphene, nhóm nghiên cứu tiếp tục đề xuất việc tích hợp graphene vào cấu trúc lưới đĩa kim loại, nhưng với vai trò khác là thay thế thành phần kim loại. Khác với trường hợp graphene được tích hợp vào lớp điện môi, vốn chủ yếu làm tăng tổn hao và ảnh hưởng trở kháng mặt, trong nghiên cứu này graphene được sử dụng thay thế hoàn toàn thành phần kim loại và trở thành phần tử cộng hưởng chủ động của cấu trúc. Với độ dẫn điện có thể điều chỉnh theo mức Fermi, graphene cho phép

điều khiển trực tiếp dòng cảm ứng và momen từ cục bộ, từ đó kiểm soát vị trí và cường độ cộng hưởng.

Các nghiên cứu gần đây đều tập trung vào việc kết hợp graphene vào MM trong dải tần số THz để kiểm soát chủ động chiết suất [63,64]. Tuy nhiên, mặc dù có các tính chất giống kim loại khi được phân cực điện hoặc pha tạp hóa học, độ mỏng của graphene hạn chế việc sử dụng nó trong MMs do không có khả năng tạo ra cộng hưởng mạnh [112], [113]. Để khắc phục hạn chế này, nhóm nghiên cứu đã phát triển cấu trúc MM tích hợp graphene (Metamaterial based on a hyperbolic-graphene composite - MMHGC) hoạt động trong vùng tần số THz với khả năng chuyển đổi chủ động giữa chiết suất âm (NRI) và chiết suất dương (positive refractive index - PRI) trên một dải tần số rộng, với đa lớp graphene đóng vai trò trực tiếp làm thành phần kim loại

3.3.1 Thiết kế mô phỏng cấu trúc vật liệu biến hóa



Hình 3.19. (a) Phần thực của độ dẫn bề mặt của graphene từ 0,0 eV đến 0,6 eV (b) phần thực của hằng số điện môi trong mặt phẳng của composite graphene (c) ô cơ sở của MMHGC với các thông số hình học và thành phần cấu thành của nó và (d) mạch LC tương đương của MMHGC.

Đồ thị trong Hình 3.19(a) cho thấy phần thực của độ dẫn bề mặt của graphene với các tần số tương ứng với các mức Fermi khác nhau, từ 0,0 eV đến 0,6 eV; đây là phạm vi hoạt động mà chất điện môi SiO₂ mà cấu trúc đề xuất sử dụng không bị đánh thủng khi tăng điện áp phân cực áp dụng lên cấu trúc [114], [115], [116]. Trong dải tần số được khảo sát, hiện tượng gia tăng mức năng lượng Fermi kéo theo sự thay đổi tích cực đối với độ dẫn điện bề mặt của graphene, thể hiện khả năng đáp ứng linh hoạt của độ dẫn điện khi chịu tác động của các thay đổi trong mức năng lượng Fermi. Hình 3.19(c) trình bày biểu diễn ba chiều của ô cơ sở của cấu trúc MMHGC đề xuất. Thiết kế bao gồm graphene composite (GC) hai lớp trong cấu trúc lưới đĩa kim loại thể hiện các tính chất kim loại [114], tất cả được đặt trong ma trận điện môi với $\epsilon_d = 3.9$ và $\mu_d = 1.0$, tạo ra cấu trúc composite-composite nhiều lớp. Các tham số cấu trúc được tối ưu hóa để thu được cộng hưởng mạnh với nguyên lý tương tự như đã đề cập ở phần trước, bao gồm: $d = 44 \mu m$, $d_x = 45 \mu m$, $d_y = 52 \mu m$, $t_d = 12 \mu m$, $t_p = 0.01 \mu m$, $t_g = 0.034 nm$, $w = 15 \mu m$ lần lượt là đường kính của đĩa, hằng số mạng theo hướng x và y, độ dày của lớp điện môi, độ dày của lớp polyimide, độ dày của lớp graphene và chiều rộng của dây liên tục. Hình chú thích đầu tiên mô tả điện áp bên ngoài được áp dụng lên lớp ion-gel để điều chỉnh điện trường [117], [118], [119]. Nghiên cứu này giả định phân bố điện trường đồng nhất trên các lớp graphene [106], [120]. Đối với MMHGC, phụ thuộc điện áp phân cực của mức Fermi được biểu thị theo phương trình 3.17 như đã trình bày ở trên.

Hình chú thích thứ hai cho thấy GC với 10 lớp graphene được ngăn cách bởi polyimide. Chất điện môi polyimide có $\epsilon_p = 2.88$ và $\mu_p = 1.0$. Xem xét rằng các lớp graphene có độ dày hữu hạn, ký hiệu là Δ . Do đó, chúng ta thu được hằng số điện môi hiệu dụng tương đối của graphene, bao gồm thành phần trong mặt phẳng, và thành phần ngoài mặt phẳng [106], [112], [120]. Nghiên cứu được thực hiện trên cơ sở bỏ qua tương tác giữa các lớp graphene do các lớp polyimide có độ dày nhỏ hơn đáng kể so với bước sóng hiệu dụng [106], [121]. Từ đó, với việc xem xét trong điều kiện giới hạn bước sóng ngắn, việc áp dụng phương pháp lý thuyết môi trường hiệu dụng đồng nhất trở nên khả thi để phân tích và mô phỏng hành vi của GC [122]. Do đó, GC được mô tả như một môi trường dị hướng với các thành phần tensor điện môi đơn trục, $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon_{\parallel}$, và $\epsilon_{zz} = \epsilon_{\perp}$, trong đó các thành phần hằng số điện môi trong mặt phẳng ($\epsilon_{\parallel}$) và ngoài mặt phẳng ($\epsilon_{\perp}$) được xác định tương ứng như sau [106], [123]:

$$\epsilon_{\parallel} = \frac{t_g \epsilon_g + t_p \epsilon_p}{t_g + t_p}, \quad (3.26)$$

$$\varepsilon_{\perp} = \frac{\varepsilon_g \varepsilon_p (t_g + t_p)}{t_g \varepsilon_p + t_p \varepsilon_g}. \quad (3.27)$$

Do bản chất cực mỏng của các tấm graphene so với các lớp điện môi, Phương trình 3.26(b) trở thành [106]:

$$\varepsilon_{\parallel} \approx \varepsilon_p + \frac{i\sigma}{\omega \varepsilon_0 t_p}, \quad (3.28)$$

$$\varepsilon_{\perp} \approx \varepsilon_p. \quad (3.29)$$

Tensor điện môi theo hướng vuông góc với các lớp xấp xỉ bằng hằng số điện môi của lớp điện môi ($\varepsilon_{\perp} \approx \varepsilon_p$). Ngược lại, tensor điện môi theo hướng song song (mặt phẳng xy) thay đổi theo tần số, như được thể hiện trong Hình 3.19(b) và phương trình 3.26. Phần thực của $\varepsilon_{\parallel}$ âm, trong khi $\varepsilon_{\perp}$ có phần thực dương trên toàn bộ dải tần số. Dựa trên các nghiên cứu trước đây, điều này dẫn đến sự phân tán hypebol của GC [112], [113]. Hơn nữa, GC cho thấy $\text{Re}(\varepsilon_{\parallel})$ có giá trị âm rất lớn, thể hiện sự mô phỏng hoàn hảo các đặc tính của kim loại [106], [112], [113].

Để có cái nhìn toàn diện về cơ chế hoạt động của cấu trúc MMHGC, các đặc tính điện từ của cấu trúc đã được phân tích dựa trên mô hình mạch LC tương đương. Hình 3.19(d) mô tả mạch LC tương đương tương ứng với cấu trúc đề xuất, mô phỏng hành vi điện từ của các thành phần MM [79], [124], [125]. Tần số cộng hưởng từ (f_m) được tính toán dựa trên các công thức từ 2.10 đến 2.14 như đã đề cập ở phương pháp nghiên cứu tính toán dựa trên mô hình mạch LC trong chương 2, với t_m là độ dày của GC, các tham số còn lại là: $\varepsilon = \varepsilon_d$, $t_s = t_d$, $a = d_y$ [21]

Tuy nhiên vì cấu trúc đề xuất sử dụng thành phần GC thay thế cho kim loại, biểu thức cho độ tự cảm động lượng của đĩa và độ tự cảm động lượng của dây liên tục được biểu diễn lại như sau:

$$L_{km} = \frac{\pi m^*}{2n_0 \alpha e^2}, \quad (3.30)$$

$$L_{kn} = \frac{(d_y - 2R)m^*}{n_0 \alpha w e^2}, \quad (3.31)$$

trong đó m^* , α và n_0 lần lượt là khối lượng hiệu dụng, số lớp graphene và mật độ hạt tải của graphene. n_0 bị chi phối bởi thể hóa học trong các vùng mà độ dẫn nội vùng đóng vai trò chủ đạo, được mô tả thông qua phương trình sau [94]:

$$n_0 = \frac{\left(\frac{E_F}{\hbar v_F}\right)^2}{\pi}, \quad (3.32)$$

với n_0 của graphene, số electron hiệu dụng N của dây graphene liên tục có thể được ước tính dựa trên phần không gian được chiếm bởi dây liên tục:

$$N \cong n_0 \alpha \frac{w}{d_y^2}. \quad (3.33)$$

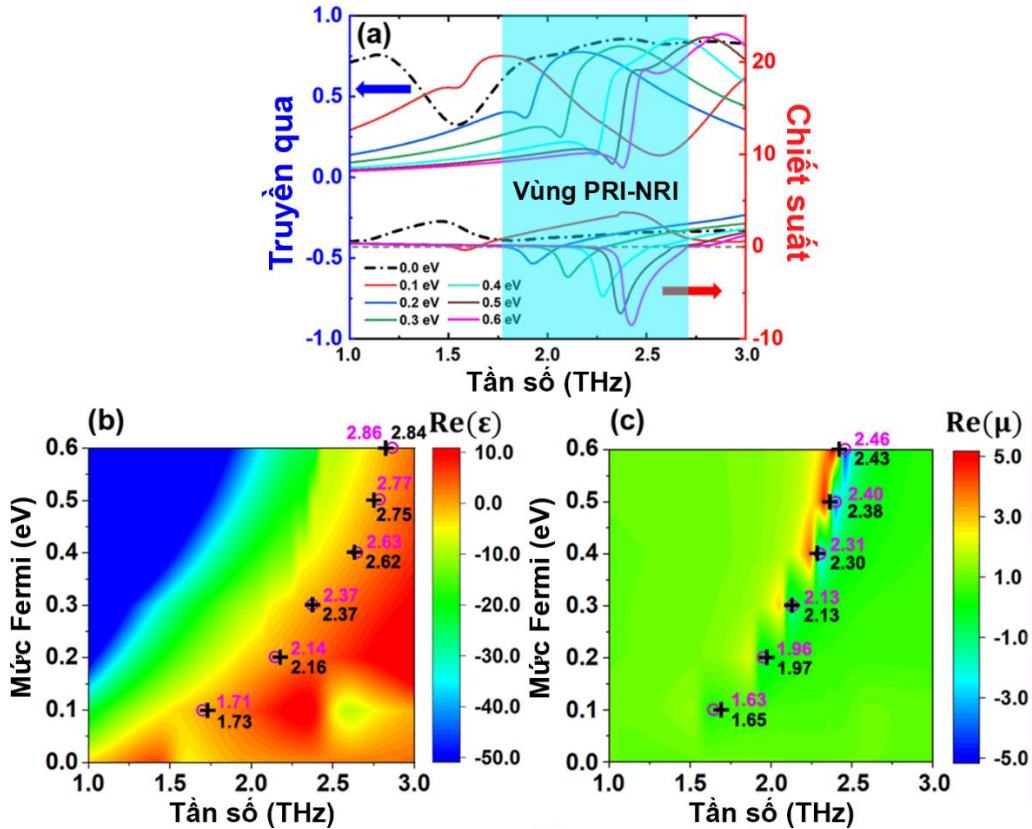
Tần số plasma (f_p) của cấu trúc MMHGC được tính bằng công thức 2.21.

Có thể thấy cả f_m và f_p đều liên quan đến E_F , do đó cấu trúc cho phép chuyển đổi liên tục giữa PRI và NRI trên một dải tần số rộng dựa trên sự thay đổi của E_F .

3.3.2 Kết quả điều khiển đặc tính điện từ vùng từ thẩm âm, chiết suất âm của vật liệu biến hoá tích hợp graphene thay thế lớp kim loại

A. Chuyển đổi chủ động giữa truyền qua chiết suất dương và truyền qua chiết suất âm

MMHGC đề xuất của nhóm nghiên cứu thể hiện khả năng chuyển đổi chủ động và liên tục giữa trạng thái truyền dương và âm trên một dải tần số rộng (từ 1,8 đến 2,7 THz). Khả năng này đạt được thông qua việc điều chỉnh mức Fermi của graphene, cho phép kiểm soát chủ động sự tương tác của MM với sóng THz, cho phép nó đạt được chiết suất gần bằng không [126], [127]. Độ truyền qua và chiết suất ở các mức năng lượng Fermi khác nhau được thể hiện ở Hình 3.20(a), đồng thời cơ chế chuyển đổi được làm rõ thông qua Hình 3.20(b) và 3.20(c). Cụ thể các ký hiệu '+' đại diện cho các giá trị phân thực của ϵ và μ được tính toán từ mạch LC tương đương và các ký hiệu 'o' đại diện cho những giá trị thu được từ mô phỏng.



Hình 3.20. (a) Phổ truyền qua và phần thực của chiết suất $[Re(n)]$ của MMHGC tương ứng với các mức Fermi khác nhau, phần thực của (b) hằng số điện môi và (c)

độ từ thẩm của MMHGC tương ứng với các mức Fermi khác nhau. Ký hiệu 'o' đánh dấu bằng màu tím và ký hiệu '+' đánh dấu bằng màu đen chỉ ra các giá trị mô phỏng và tính toán của b và c , tương ứng.

Khi mức Fermi bằng $0,0 \text{ eV}$, dải truyền qua nằm trong vùng tần số từ $1,0$ đến $3,0 \text{ THz}$. Trong trường hợp này, cả thành phần thực của độ từ thẩm và độ điện thẩm đều mang giá trị dương, thể hiện đặc tính truyền qua chiết suất dương (PRI) của vật liệu. Khi mức Fermi được nâng lên $0,1 \text{ eV}$, đỉnh truyền qua ban đầu chuyển thành chiết suất âm tại $1,59 \text{ THz}$, với giá trị chiết suất giảm xuống dưới 0 . Tuy nhiên đỉnh truyền qua trong trường hợp này không thể hiện độ rõ nét cao. Thông qua Hình 3.20(b) và 3.20(c) có thể thấy tại trường hợp $0,1 \text{ eV}$, trong khi thành phần thực của độ điện thẩm $[Re(\epsilon)]$ chuyển sang giá trị âm, thành phần thực của độ từ thẩm $[Re(\mu)]$ vẫn duy trì ở giá trị dương. Sự kết hợp này tạo nên đặc tính chiết suất âm đơn (S-NRI). Khi tiếp tục tăng mức Fermi từ $0,2 \text{ eV}$ đến $0,6 \text{ eV}$, có thể thấy phổ truyền qua thay đổi mạnh, xuất hiện đặc trưng chiết suất âm (NRI). Ban đầu, tại $0,2 \text{ eV}$, có một đỉnh truyền qua 70% tại tần số khoảng $2,0 \text{ THz}$. Sự truyền qua này thể hiện đặc tính chiết suất âm kép (D-NRI), được xác nhận bởi các giá trị âm của phần thực của ϵ và μ và chiết suất tại vùng tần số từ $1,8$ tới $2,1 \text{ THz}$. Bên cạnh đó, đỉnh truyền qua cho thấy sự dịch chuyển về phía vùng tần số cao hơn khi tăng mức Fermi, phù hợp với xu hướng quan sát thấy trong phổ $Re(n)$, ϵ , μ và tần số.

Thêm vào đó, mức Fermi cao hơn cũng dẫn đến sự mở rộng vùng tần số chiết suất âm $Re(n)$, cho thấy băng thông truyền qua D-NRI rộng hơn, tương ứng với sự gia tăng cường độ cộng hưởng. Điều này phù hợp với giá trị $Re(\mu)$ được tính toán, phản ánh đáp ứng plasmon được cải thiện của graphene. Mức năng lượng Fermi tăng cũng làm tần số plasma dịch chuyển về phía vùng tần số cao hơn, kéo theo độ điện thẩm có giá trị âm hơn và làm tăng tổn hao điện môi tại vùng tần số thấp. Tuy nhiên, tại vị trí cộng hưởng, sự hội tụ của $Re(\epsilon)$ và $Re(\mu)$ về các giá trị âm tương tự nhau cho thấy sự phối hợp trở kháng với không gian tự do, tạo ra tổn thất năng lượng tối thiểu và tăng cường độ truyền qua của cấu trúc MMHGC.

Ta có thể giải thích hiện tượng quan sát được thông qua sự tương tác của sóng điện từ với mật độ điện tích trong môi trường. Khi sóng điện từ lan truyền tới môi trường vật liệu, sẽ có sự tương tác của điện tích bên trong với bức xạ điện từ tới. Đối với cấu trúc MMHGC, đáp ứng tổng thể không được xác định bởi sự cộng gộp đơn thuần của từng lớp thành phần riêng lẻ, mà là của toàn bộ cấu trúc đa lớp hoạt động như một khối đồng nhất [20], [74], [105]. Do đó, mật độ điện tích trong vùng hoạt động của MMHGC được hình thành thông qua sự đóng góp tổng thể từ các lớp graphene có mặt trong cấu trúc. Khi mức năng lượng Fermi của graphene được nâng

cao sẽ kéo theo hiện tượng gia tăng mật độ hạt tải trong vùng dẫn. Sự gia tăng mật độ hạt tải này dẫn đến sự gia tăng tổng mật độ electron của toàn bộ cấu trúc vật liệu, tạo ra tác động trực tiếp đến tần số plasma - khiến nó dịch chuyển về phía vùng tần số cao hơn [20]. Theo công thức 4.16, 4.21 và 4.22, quá trình này đồng thời làm suy giảm độ tự cảm động lượng của vật liệu, kết quả là tần số cộng hưởng từ cũng có xu hướng dịch chuyển về các mức tần số cao hơn. Những biến đổi này hoàn toàn phù hợp với các kết quả thu được từ mô phỏng số và các mô hình lý thuyết đã được thiết lập.

B. Xác định đặc tính cộng hưởng thông qua tính toán mô hình mạch LC và cơ chế cộng hưởng

Bên cạnh đó, nghiên cứu cũng áp dụng tính toán dựa trên mô hình mạch LC ứng với cấu trúc để củng cố thêm độ tin cậy của kết quả mô phỏng. Từ giá trị N và c_1 của cấu trúc MMHGC, chúng ta có thể xác định m^* , L_{km} , L_{kn} , f_m , f_p tại các mức Fermi khác nhau. Sự phù hợp giữa mô phỏng và mô hình phân tích được thể hiện trong Bảng 3.1. Kết quả tính toán cho thấy khi mức Fermi tăng lên, graphene trở nên giống kim loại hơn với N tăng lên, do đó dẫn đến sự dịch chuyển về phía vùng tần số cao của cả f_m và f_p . Các giá trị tính toán của f_m và f_p thể hiện xu hướng tương tự như các giá trị mô phỏng, với tần số plasma luôn cao hơn tần số cộng hưởng từ trong phạm vi mức Fermi được khảo sát. Điều này chỉ ra rằng các vùng có độ từ thẩm âm và điện thẩm âm chồng lên nhau, từ đó hình thành vùng chiết suất âm kép. Do đó, MMHGC thể hiện sự chuyển đổi không gián đoạn giữa truyền qua PRI và NRI trên một dải tần số rộng (từ 1,75 THz đến 2,75 THz), với đỉnh truyền qua đạt được khoảng 85% cho PRI và 70% cho D-NRI khi mức Fermi thay đổi từ 0,0 eV tới 0,6 eV.

So với các phương pháp mô hình mạch LC tương đương trong các nghiên cứu khác, mô hình của chúng tôi cho thấy những ưu thế đáng kể trong việc phân tích và dự đoán hành vi của MM. Trong khi các mô hình gần đây [128], [129] chủ yếu tập trung vào đặc tính hấp thụ thông qua phối hợp trở kháng đơn giản hoặc mạch RLC song song, nghiên cứu của chúng tôi tập trung vào việc đạt được chiết suất âm với độ điện thẩm âm và độ từ thẩm âm, có thể được xác định bằng cách tính toán tần số cộng hưởng từ và tần số plasma. Mô hình mạch LC tương đương của cấu trúc MMHGC cung cấp một khuôn khổ tính toán toàn diện kết hợp giữa các tham số hình học và vật liệu. Điểm nổi bật của mô hình chúng tôi là tính đến chi tiết các hiệu ứng tự cảm (bao gồm độ tự cảm của phần đĩa, độ tự cảm phần cổ và độ tự cảm động lượng), và sự tích hợp mật độ hạt tải (thông qua mối quan hệ trực tiếp với mức Fermi), cũng như mô hình hóa đáp ứng khi điều khiển chủ động tính chất graphene. Điều này cho phép dự đoán chính xác tần số cộng hưởng từ và tần số plasma, được kiểm chứng bằng các

kết quả tính toán đã trình bày ở trên. Sự tương đồng chặt chẽ giữa dự đoán lý thuyết và kết quả thực nghiệm ở nhiều mức Fermi khác nhau đã chứng minh hiệu quả của mô hình như một công cụ thiết kế và tối ưu hóa cho các ứng dụng MM tiên tiến.

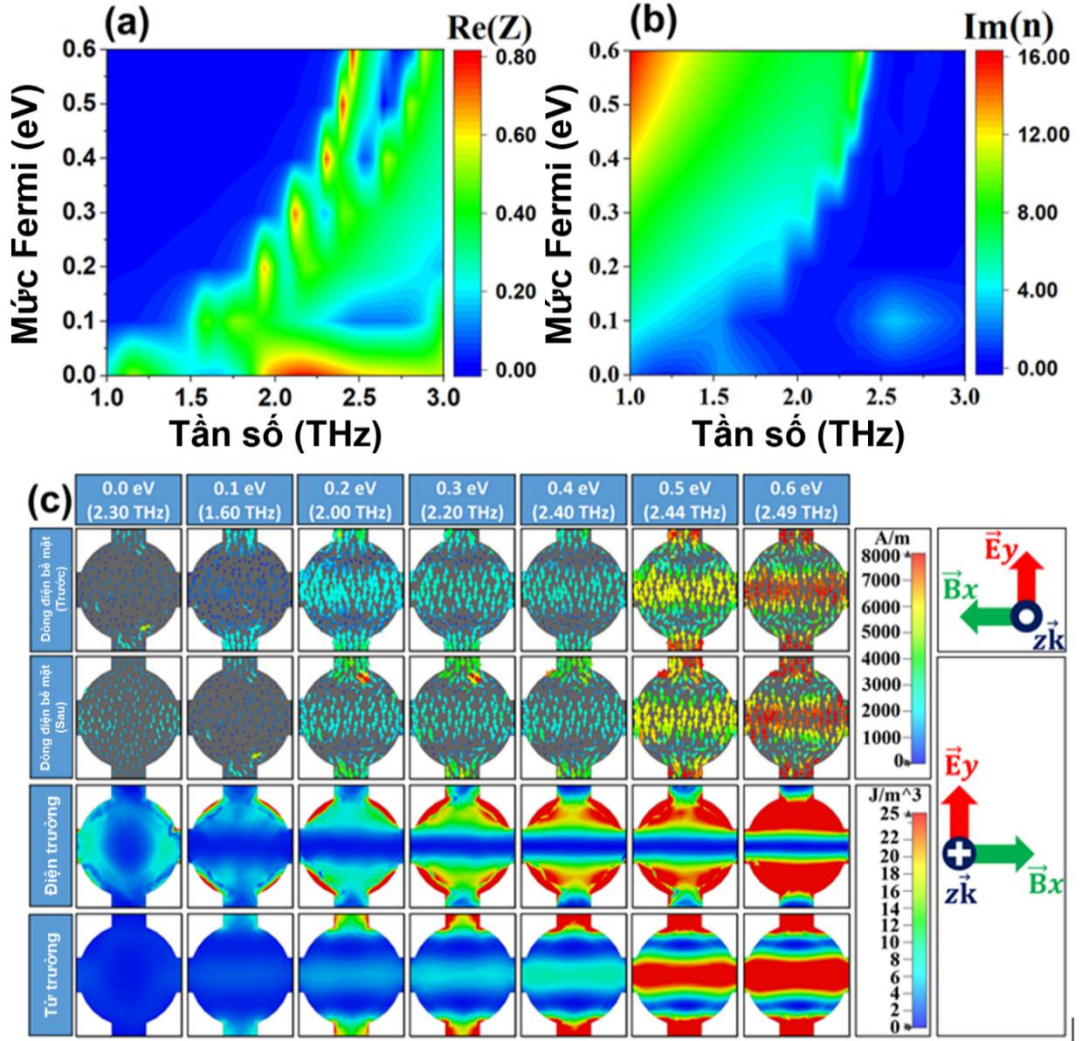
Bảng 3.1. Mật độ hạt tải, khối lượng hiệu dụng, độ tự cảm động lượng, tần số cộng hưởng từ và tần số plasma của MMHGC 10 lớp tính theo mức Fermi.

Fermi level (eV)	N (10^{17}m^{-2})	m^* (10^{-32}kg)	L_{km} (10^{-11}H)	L_{kn} (10^{-11}H)	f_m (THz)	f_p (THz)
0.1	0.61	0.13	1.13	0.45	1.65	1.73
0.2	2.43	1.32	0.67	0.23	1.97	2.16
0.3	5.46	2.65	0.45	0.15	2.13	2.37
0.4	9.71	3.97	0.33	0.11	2.30	2.62
0.5	15.2	5.30	0.27	0.09	2.38	2.75
0.6	21.9	6.62	0.22	0.08	2.43	2.84

Bên cạnh đó, ta cũng có thể sử dụng $Im(n)$ và $Re(Z)$ để giải thích hiện tượng quan sát được. Độ lớn của phần ảo của chiết suất ảnh hưởng đến sự truyền qua, cụ thể, giá trị tổn hao lớn sẽ tạo ra sự suy giảm về khả năng truyền qua. Ngược lại, độ phản xạ phụ thuộc khả năng phối hợp trở kháng của vật liệu với môi trường xung quanh. Khi xảy ra sự phối hợp trở kháng (trở kháng hiệu dụng $Z \approx 1$), vật liệu trở nên trong suốt và không có bất kỳ phản xạ nào tại bề mặt. Sự phụ thuộc của $Im(n)$ và $Re(z)$ vào tần số và mức Fermi được biểu diễn trên Hình 3.21. Hình 3.21(a) cho thấy sự phối hợp trở kháng gần như hoàn hảo của vật liệu với không gian, qua đó dẫn tới giảm thiểu sự phản xạ, tương quan với vùng truyền qua D-NRI cao quan sát được trong Hình 3.19(a). Bên cạnh đó, quan sát Hình 3.21(b) cho thấy giá trị phần ảo của chiết suất tiến tới 0 tại vùng lân cận tần số cộng hưởng, thể hiện sự tổn hao tối thiểu cũng như độ truyền qua D-NRI cao, phù hợp với phổ truyền qua quan sát được trong Hình 3.20(a).

Để hiểu sâu hơn về cách thức các đặc tính cộng hưởng từ thay đổi theo mức điện áp phân cực tăng dần, phân bố điện trường, từ trường và dòng điện cảm ứng bề mặt tại các tần số cộng hưởng dưới ảnh hưởng của mức Fermi tăng dần được trình bày trong Hình 3.21(c), với mặt phẳng tọa độ dọc theo hướng véc-tơ k (E, H). Kết quả mô phỏng cho thấy, trong dải mức Fermi từ 0,0 eV đến 0,6 eV, sự tương tác mạnh mẽ của cấu trúc MMHGC với từ trường ngoài đã cảm ứng các dòng điện ngược chiều trên bề mặt của cặp đĩa, với chiều dòng điện cảm ứng theo hướng điện trường E , gây ra sự tích tụ điện tích tại các đầu đĩa và dẫn đến sự tập trung năng lượng điện

đáng kể tại các vùng này. Do đó, sự xuất hiện của các dòng điện bề mặt ngược chiều đã khẳng định định truyền qua có chiết suất âm là kết quả của sự cộng hưởng từ.



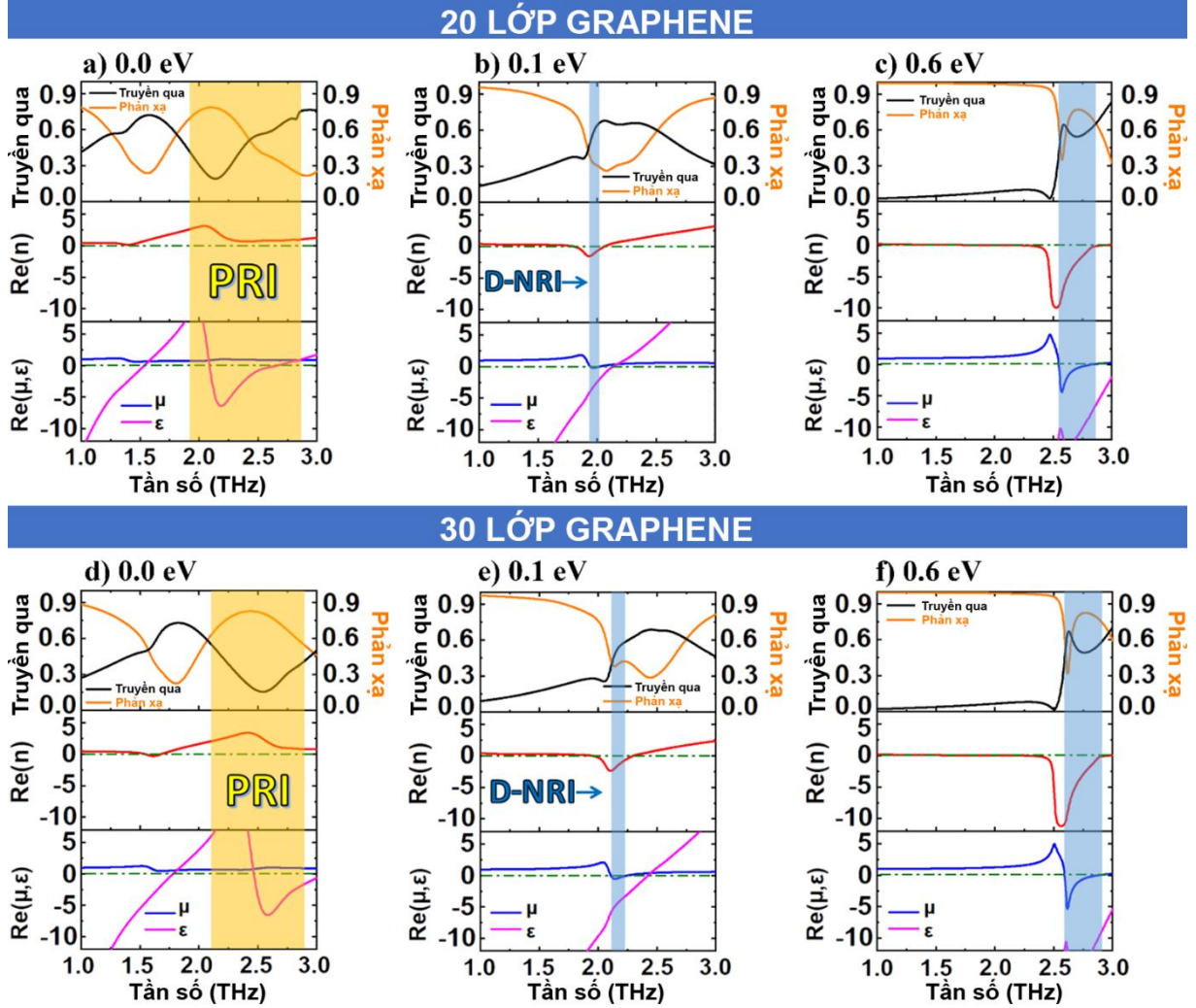
Hình 3.21. (a) Phần thực của trở kháng ($Re(Z)$), (b) Phần ảo của chiết suất ($Im(n)$) của MMHGC, (c) Dòng bề mặt, phân bố trường E và trường H của MMHGC dưới các mức Fermi khác nhau tại tần số cộng hưởng từ.

Khi mức Fermi tăng, các điện tích cảm ứng được tích lũy nhiều hơn trên các đĩa, góp phần làm tăng tổng độ tự cảm như thể hiện trong các phương trình từ 4.18 đến 4.22, và do đó làm cộng hưởng từ trở nên mạnh hơn. Hệ quả là vùng từ thẩm âm cũng như vùng chiết suất âm trở nên rõ rệt hơn, đồng thời tần số plasma cũng dịch chuyển về phía vùng tần số cao như đã đề cập trước đó. Ngoài ra, sự gia tăng cộng hưởng trong hệ cũng được khẳng định thông qua sự tăng cường của cả năng lượng từ và năng lượng điện khi mức Fermi của graphene tăng.

Kết quả mô phỏng cũng cho thấy năng lượng từ phân bố biến thiên dọc theo mép và tâm của đĩa. Bên cạnh đó, phân bố điện trường cũng bị biến dạng tại các đầu đĩa. Hai hiện tượng này có thể được giải thích bởi các dòng điện dao động trong phần

cổ nổi dây liên tục có chiều ngược với các dòng điện trong đĩa, dẫn đến sự phân bố điện tích không đồng đều tại các điểm nút, nơi hai dòng điện giao thoa, phù hợp với các kết quả đã công bố trước đó [21], [67].

C. Ảnh hưởng của số lớp graphene lên đặc tính cộng hưởng của cấu trúc



Hình 3.22. Phổ truyền qua mô phỏng và phần thực của chiết suất, từ thẩm và hằng số điện môi của cấu trúc đề xuất với 20 lớp graphene ở a) 0,0 eV, (b) 0,1 eV, (c) 0,6 eV và 30 lớp graphene ở (d) 0,0 eV, (e) 0,1 eV và (f) 0,6 eV.

Bên cạnh đó, nghiên cứu cũng tiến hành phân tích sự biến thiên trong đặc tính cộng hưởng và hiệu suất hoạt động của MMHGC khi thay đổi số lớp GC. Quá trình mô phỏng được thực hiện đối với hai cấu trúc gồm 20 lớp và 30 lớp graphene, tại ba mức năng lượng Fermi (0,0 eV, 0,1 eV và 0,6 eV). Dữ liệu thu được bao gồm phân tích phổ truyền qua cùng với các thành phần thực của ba thông số điện từ quan trọng: chiết suất, độ từ thẩm và hằng số điện môi. Các kết quả mô phỏng được tổng hợp và minh họa chi tiết trong Hình 3.22, cung cấp cơ sở để so sánh và đánh giá hiệu quả của từng cấu trúc.

Kết quả mô phỏng cho thấy việc tăng số lớp graphene làm dịch chuyển nhẹ tần số cộng hưởng lên vùng tần số cao và làm tăng đáng kể cường độ cộng hưởng từ trong MM. Cụ thể, cộng hưởng từ trở nên rõ rệt hơn ở 0,0 eV cho cả cấu trúc 20 [Hình 3.22(a)] và 30 lớp [Hình 3.22(d)], với cấu trúc 30 lớp đạt S-NRI quanh 1,6 THz. Hơn nữa, trong trường hợp 0,1 eV với 30 lớp [Hình 3.22(e)], cấu trúc thể hiện đồng thời độ từ thẩm âm và điện thẩm âm quanh vùng tần số 2,2 THz, cho thấy đây là vùng D-NRI. Sự tăng cường độ cộng hưởng này đặc biệt rõ ràng trong mẫu 30 lớp ở mức Fermi 0,6 eV [Hình 3.22(f)], thể hiện thông qua phổ của từ thẩm âm và chiết suất âm rõ rệt hơn so với cấu trúc 20 lớp [Hình 3.22(c)] và 10 lớp [Hình 3.20] cùng với khả năng truyền qua cải thiện hơn của đỉnh NRI. Tuy nhiên, 2 cấu trúc MMHGC 20 lớp và 30 lớp được mô phỏng đều không thể hiện khả năng duy trì độ truyền qua PRI cao ở 0,0 eV trong miền tần số chuyển đổi.

Mặc dù vậy, cấu trúc 30 lớp lại có thể chuyển đổi giữa trạng thái phản xạ và truyền qua D-NRI trên dải tần số từ 2,1 THz đến 2,9 THz, bao gồm chuyển từ trạng thái phản xạ (phản xạ đỉnh trên 80% ở 0,0 eV) sang trạng thái truyền qua D-NRI (với đỉnh truyền qua xấp xỉ 70% ở 0,6 eV). Do đó, việc gia tăng số lớp GC mang lại ưu điểm trong việc tăng cường cộng hưởng của cấu trúc MMHGC. Tuy nhiên, nó cũng dẫn đến sự dịch chuyển tần số cộng hưởng và làm thay đổi các đặc tính quang học. Những kết quả này nhấn mạnh vai trò then chốt của số lớp graphene trong việc tối ưu hóa đặc tính cộng hưởng và tính chất quang học của MMHGC.

3.4 Điều khiển đặc tính điện từ vùng từ thẩm âm, chiết suất âm của vật liệu biến hóa tích hợp VO₂ dựa trên lai hoá bậc I

Trong phần trước, nhóm nghiên cứu đã chứng minh tính khả thi của việc tích hợp graphene vào cấu trúc MM chiết suất âm dạng lưới đĩa kim loại để điều khiển vùng từ thẩm âm và chiết suất âm. Graphene mang lại các ưu điểm nổi bật như khả năng tinh chỉnh liên tục bằng điện áp nhờ dịch mức Fermi, khả năng đáp ứng siêu nhanh, độ bền cơ học tốt trên nền điện môi. Mặc dù graphene mang lại khả năng điều biến liên tục và tốc độ đáp ứng cao, vật liệu này vẫn tồn tại một số hạn chế, bao gồm quá trình chế tạo khắt khe, màng graphene dễ phát sinh khuyết tật và đặc biệt là phương pháp điều khiển đòi hỏi cấu trúc điện cực phức tạp. Chính vì vậy, trong nghiên cứu tiếp theo, chúng tôi lựa chọn VO₂ như một giải pháp thay thế. Trong xu hướng nghiên cứu hiện nay, vật liệu chuyển pha nổi bật lên như một loại vật liệu triển vọng với khả năng điều khiển linh hoạt tương tác sóng điện từ, phù hợp để ứng dụng vào trong cấu trúc MM. Trong đó, vanadium dioxide (VO₂) nổi bật nhờ đặc tính chuyển pha giữa kim loại và điện môi (metal-insulator phase transition/MIPT). Điểm

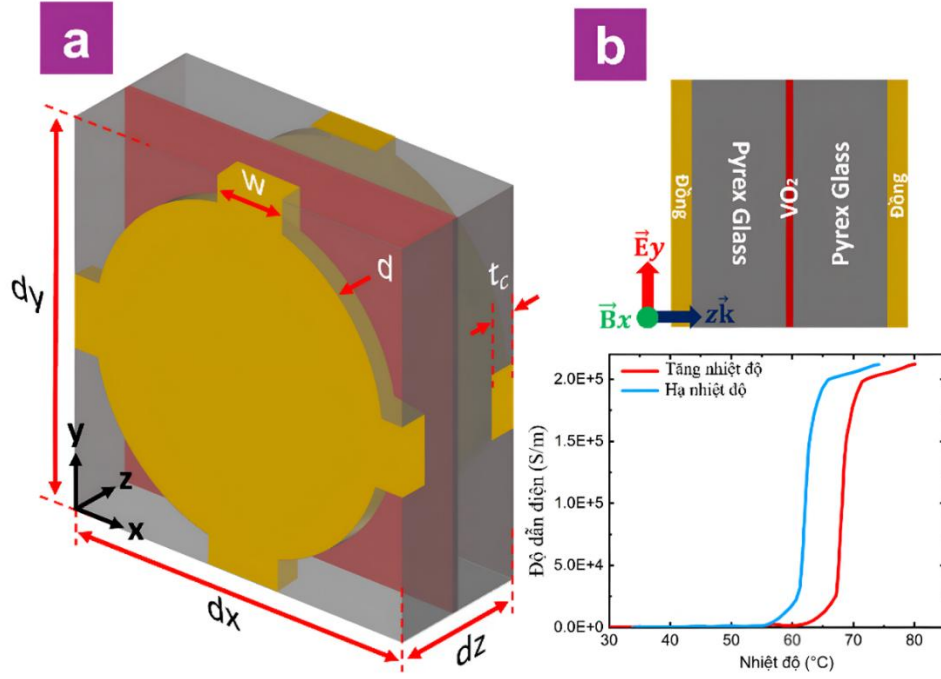
đặc biệt của quá trình này là sự chuyển pha xảy ra ở nhiệt độ tương đối thấp ($\sim 68^\circ\text{C}$), được đánh dấu bằng sự gia tăng đáng kể về độ dẫn điện - có thể lên đến năm bậc độ lớn, do đó vừa giảm bớt yêu cầu về hệ thống điều khiển điện phức tạp, vừa nâng cao tính ổn định và độ lặp lại trong chế tạo. Đáng chú ý, VO_2 về cơ bản luôn biểu hiện hai trạng thái pha riêng biệt kim loại và cách điện, từ đó tạo ra những thay đổi rõ rệt trong tính chất quang học của vật liệu trên một phạm vi phổ rộng.

Trong thiết kế lưới đĩa kim loại, hai lớp kim loại đóng vai trò chủ đạo trong việc hình thành dòng vòng cảm ứng mạnh, tạo cộng hưởng từ và duy trì chiết suất âm. Nếu thay thế kim loại bằng VO_2 thì cơ chế này sẽ bị suy yếu nghiêm trọng, bởi độ dẫn điện của VO_2 trong trạng thái kim loại ($\sim 2 \times 10^5 \text{ S/m}$) thấp hơn graphene và kim loại khối từ hai đến ba bậc độ lớn. Điều này khiến VO_2 không thể đảm bảo mật độ dòng cảm ứng đủ mạnh để hình thành cộng hưởng từ rõ rệt, dẫn đến sự thu hẹp dải NRI và suy giảm hệ số phẩm chất FOM. Do đó nghiên cứu về VO_2 sẽ chỉ tập trung khảo sát tích hợp VO_2 vào lớp điện môi của cấu trúc MM, mà cụ thể ở đây là cấu trúc lưới đĩa kim loại. Việc tích hợp VO_2 vào lớp điện môi của cấu trúc lưới đĩa kim loại cho phép duy trì cộng hưởng từ đặc trưng của kim loại, Lúc này, VO_2 đóng vai trò điều chỉnh hằng số điện môi hiệu dụng và tổn hao của lớp điện môi. Sự chuyển pha điện môi – kim loại của VO_2 có thể thay đổi đáng kể chiết suất hiệu dụng và vị trí cộng hưởng mà không làm suy yếu cơ chế cộng hưởng từ gốc.

3.4.1 Thiết kế mô phỏng cấu trúc vật liệu biến hóa

Trong nghiên cứu này, chúng tôi trình bày một cấu trúc NRI-MM sử dụng VO_2 hoạt động trong dải tần THz. Cấu trúc MM-NRI trong Hình 3.23 được thiết kế dạng lưới đĩa kim loại sử dụng đồng làm thành phần kim loại (độ dẫn điện $5,96 \times 10^7 \text{ S/m}$, độ dày $30 \mu\text{m}$) và được chế tạo trên đế điện môi Pyrex glass với hằng số điện môi là 4,82. Việc tối ưu các tham số cấu trúc được thực hiện thông qua khảo sát hệ thống các tham số bao gồm: kích thước đĩa kim loại, chiều dày lớp điện môi và chiều dày lớp VO_2 của mẫu mô phỏng. Các tham số này được thay đổi trong phạm vi cho phép của điều kiện chế tạo thực tế để đảm bảo cấu trúc có thể triển khai trong thực nghiệm. Dựa vào các tiêu chí này, cấu hình tối ưu được lựa chọn là cấu trúc cho phép sự thay đổi các tham số tán xạ rõ rệt khi VO_2 chuyển từ pha cách điện sang pha kim loại. Ở đây, các tham số cấu trúc của MM được tối ưu hóa để tạo ra độ truyền qua chiết suất âm tối ưu, với kích thước ô cơ sở $d_x = d_y = a = 430 \mu\text{m}$, độ dày $d_z = 160 \mu\text{m}$, đường kính đĩa $d = 420 \mu\text{m}$ và độ dày $t_c = 30 \mu\text{m}$, chiều dài và chiều rộng hai thanh kim loại liên tục lần lượt là $a = 430 \mu\text{m}$ và $w = 200 \mu\text{m}$. Các tham số cấu trúc được tối ưu hóa để đạt cộng hưởng trong dải 252–321 GHz, phù hợp

với tiêu chuẩn IEEE 802.15.3d, nhằm hướng tới ứng dụng trong các thiết bị và ăng-ten có thể tái cấu hình hoạt động ở vùng tần số 5G/6G.



Hình 3.23. (a) Cấu trúc vật liệu biến hóa dạng lưới đĩa kim loại tích hợp VO_2 với các tham số cấu trúc tối ưu (b) Mặt cắt của cấu trúc vật liệu biến hóa dạng lưới đĩa kim loại và sự phụ thuộc của độ dẫn điện VO_2 theo nhiệt độ

Lớp VO_2 được tích hợp vào trung tâm của lớp điện môi, với kích thước $a \times a = 430 \times 430 \mu m$ và độ dày $t_{VO_2} = 0,1 \mu m$. Hằng số điện môi của VO_2 được mô hình hóa bằng mô hình Drude, phản ánh đáp ứng phụ thuộc tần số trong quá trình chuyển pha:

$$\varepsilon_{VO_2}(\omega) = \varepsilon_{\infty} - \frac{\omega_p^2(\sigma)}{(\omega^2 + j\gamma\omega)} \quad (3.34)$$

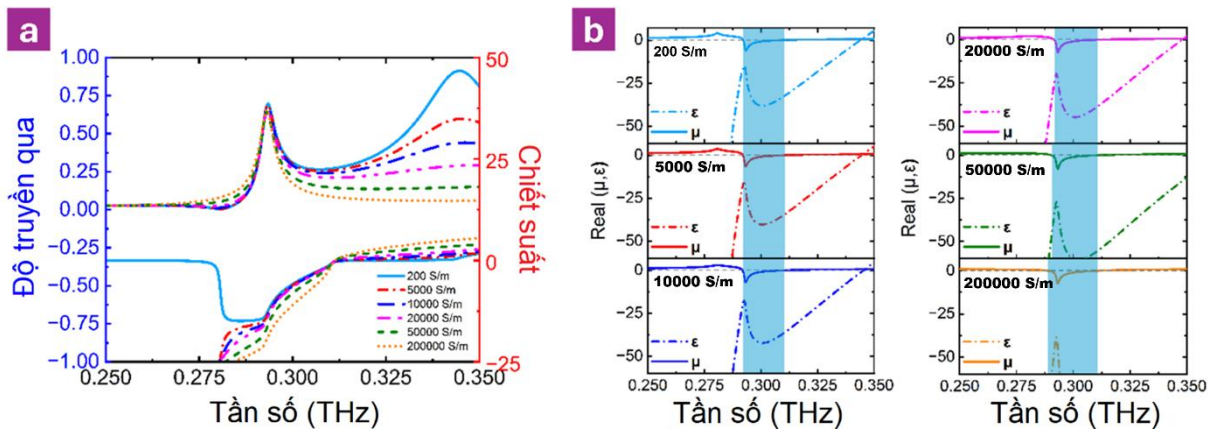
Trong đó ε_{∞} là hằng số điện môi tần số cao, $\omega_p(\sigma)$ là tần số plasma, và γ là tần số va chạm. Khi độ dẫn điện là σ_{VO_2} , tần số plasma được biểu thị như sau:

$$\omega_p^2(\sigma) = \frac{\sigma_{VO_2}}{\sigma_0} \omega_p^2(\sigma_0) \quad (3.)$$

với $\sigma_0 = 3 \times 10^5 S/m$, $\omega_p = 1,4 \times 10^{15} rad/s$, và $\gamma = 5,75 \times 10^{13} rad/s$. Các giá trị này không phụ thuộc vào độ dẫn điện σ_{VO_2} . Độ dẫn điện pha điện môi của VO_2 là $200 S/m$ và với độ dẫn điện pha kim loại là $2 \times 10^5 S/m$. Phần tiếp theo của nghiên cứu sẽ tập trung vào khảo sát ảnh hưởng cũng như cơ chế ảnh hưởng của VO_2 lên tham số tán xạ cũng như cộng hưởng với sóng điện từ của cấu trúc MM trong quá trình chuyển từ pha điện môi sang pha kim loại.

3.4.2 Kết quả nghiên cứu điều khiển đặc tính điện từ của vùng từ thẩm âm, chiết suất âm của vật liệu biến hoá tích hợp VO₂

Hình 3.24 mô tả (a) Phổ truyền qua, phần thực của chiết suất và (b) phần thực của điện thẩm, từ thẩm và vùng chiết suất âm kép (D-NRI) (màu xanh) của cấu trúc MM đề xuất theo tần số với các giá trị độ dẫn điện của VO₂ khác nhau. Có thể thấy sự biến đổi rất đáng quan tâm của đáp ứng điện từ trong cấu trúc MM đề xuất khi vật liệu VO₂ chuyển từ pha điện môi - kim loại. Phổ truyền qua của cấu trúc MM trên Hình 3.24(a) cho thấy tính ổn định của vùng truyền qua chiết suất âm, với độ truyền qua duy trì khoảng 70% tại tần số 0,293 THz trong suốt quá trình VO₂ chuyển từ pha điện môi sang pha kim loại. Sự ổn định này tương phản rõ rệt với sự suy giảm mạnh mẽ quan sát được trong dải truyền qua chiết suất dương ở tần số cao hơn. Đỉnh truyền qua PRI tại tần số 0,34 THz suy giảm rất mạnh từ trên 90% tiệm cận đến 0 khi độ dẫn của VO₂ thay đổi từ 200 S/m đến 200,000 S/m. Đáp ứng bất đối xứng giữa hai đỉnh truyền qua ứng với chiết suất âm và dương này giúp cấu trúc MM đề xuất đạt được tính chọn lọc tần số cao tại vùng chiết suất âm kép. Điều mà có ý nghĩa rất lớn trong các ứng dụng thực tiễn.

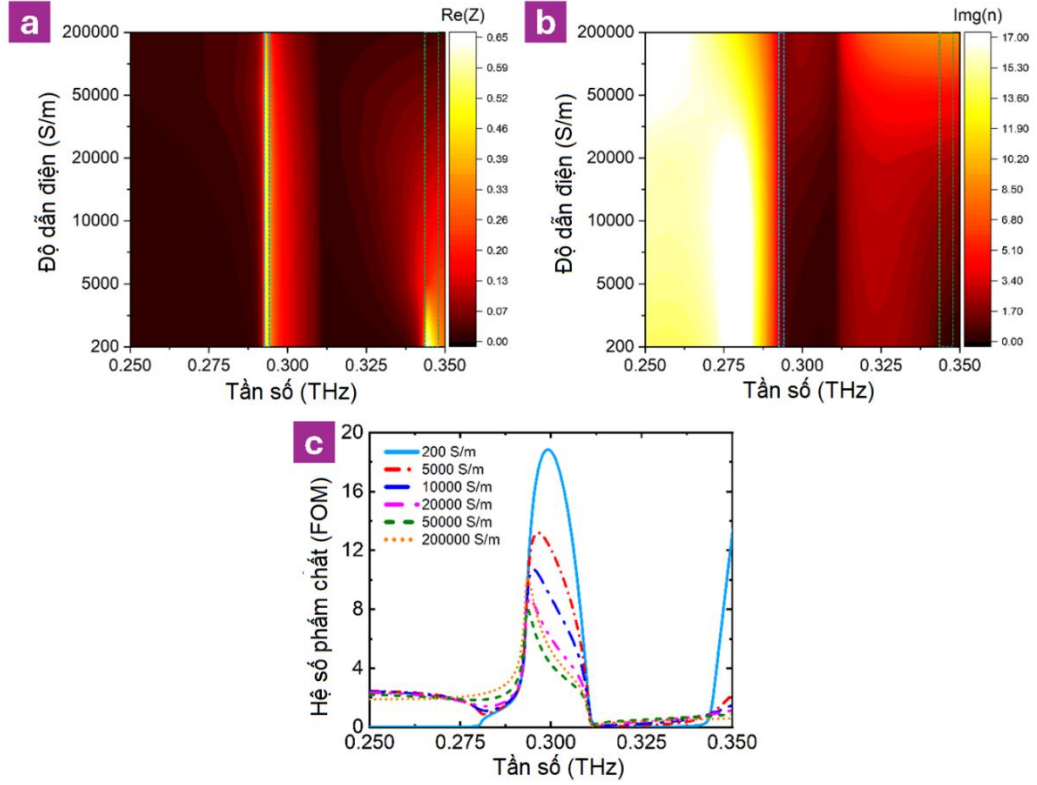


Hình 3.24. (a) Phổ truyền qua, phần thực của chiết suất và (b) phần thực của điện thẩm, từ thẩm và vùng chiết suất âm kép (D-NRI) (màu xanh) của cấu trúc vật liệu biến hóa đề xuất theo tần số với các giá trị độ dẫn điện của VO₂ khác nhau

Để làm rõ cơ chế và bản chất của các kết quả quan sát được ở trên, các tham số trường điện từ (phần thực độ điện thẩm, từ thẩm) được tính toán và đưa ra trên Hình 3.24(b). Có thể thấy, cơ chế cơ bản cho sự suy giảm chọn lọc hoàn toàn có thể giải thích thông qua phân tích các tham số hiệu dụng trên hình này. Trong suốt quá trình chuyển pha, cả phần thực của độ điện thẩm ($Re(\epsilon)$) và độ từ thẩm ($Re(\mu)$) đều duy trì giá trị âm tại đỉnh truyền qua 0,293 THz, cho thấy sự bảo toàn điều kiện D-NRI thiết yếu tại vùng tần số này. Đường màu xanh xác định vùng D-NRI cho thấy sự mở rộng nhẹ của vùng D-NRI về phía tần số thấp hơn khi độ dẫn điện tăng.

Bên cạnh đó, các tham số hiệu dụng trên Hình 3.24(b) cũng cho thấy nguyên nhân chính gây ra suy giảm vùng truyền qua chiết suất dương không phải do sự dịch chuyển tần số plasma. Có thể thấy trong quá trình tăng độ dẫn điện từ 200 S/m lên 20,000 S/m, tần số plasma chỉ thể hiện sự dịch chuyển nhẹ về phía tần số cao hơn, nhưng đỉnh PRI đã cho thấy sự suy giảm đáng kể. Tuy nhiên khi tiếp tục tăng độ dẫn từ 20,000 S/m lên 200,000 S/m, mặc dù tần số plasma có sự dịch chuyển về phía vùng tần số cao nhiều hơn so với trước, sự suy giảm phổ truyền qua PRI lại không thay đổi tuyến tính theo. Từ các quan sát đó có thể nhận định rằng sự suy giảm chọn lọc này phát sinh từ nguyên nhân khác sự dịch chuyển tần số plasma. Nguyên nhân chính có thể được dự đoán là do sự tăng cường độ dẫn của VO_2 . Điều này làm ảnh hưởng tới điều kiện phối hợp trở kháng cần thiết cho vùng truyền qua PRI. Vì lý do này, tần số đỉnh truyền qua PRI thay vì bị dịch chuyển sẽ bị dập tắt hoàn toàn, tạo ra sự chọn lọc tần số cao cho đỉnh chiết suất âm quanh vùng tần số 0,293 THz, trùng với kết quả thu được trên Hình 3.24(a). Sự gia tăng tổn hao ảnh hưởng đến phối hợp trở kháng sau cộng hưởng - thường tạo ra đỉnh PRI không mong muốn, trong khi cộng hưởng cơ bản hỗ trợ truyền qua PRI vẫn được duy trì, từ đó loại bỏ đỉnh truyền qua PRI vốn đã hạn chế các khả năng ứng dụng thực tiễn của NRI-MM.

Để cho thấy cụ thể hơn cơ chế của hiện tượng duy trì vùng truyền qua D-NRI cũng như suy giảm vùng PRI, từ đó đạt được tính chọn lọc tần số, nghiên cứu sẽ tiến hành phân tích về đặc tính trở kháng, tổn hao cũng như hệ số phẩm chất. Hình 3.25 mô tả (a) phần thực của trở kháng, (b) phần ảo của chiết suất và (c) hệ số phẩm chất (FOM) của cấu trúc MM theo tần số ứng với các giá trị độ dẫn điện của VO_2 khác nhau. Kết quả cung cấp những thông tin quan trọng về cơ chế phối hợp trở kháng và tối ưu hóa hệ số phẩm chất trong cấu trúc MM tích hợp VO_2 đề xuất trong quá trình chuyển pha của vật liệu này. Phần thực của trở kháng trong Hình 3.25(a) thể hiện sự thay đổi của điều kiện phối hợp trở kháng khi độ dẫn điện VO_2 tăng từ 200 S/m lên 200,000 S/m. Một vùng phối hợp trở kháng được xác định rõ tại lân cận tần số 0,293 THz, tương ứng với đỉnh truyền qua PRI. Đáng chú ý, điều kiện phối hợp trở kháng tại vùng tần số này duy trì ổn định và hầu như không thay đổi trong suốt toàn bộ quá trình chuyển pha, phù hợp với hiện tượng quan sát được của đỉnh PRI. Ngược lại, tại vùng tần số gần đỉnh PRI 0,346 THz, sự phối hợp trở kháng thay đổi rõ rệt: từ trạng thái phối hợp tốt ở các giá trị độ dẫn điện thấp chuyển dần sang trạng thái gần như không phối hợp (xấp xỉ bằng không) khi độ dẫn điện tăng. Như vậy, sự mất phối hợp trở kháng ở tần số cao hơn trong khi bảo toàn nó ở tần số PRI giải thích cơ chế của việc để thu được truyền qua chọn lọc tần số PRI đã quan sát trong Hình 3.24 và chứng tỏ tính đúng đắn cho các nhận định về cơ chế của chúng tôi đã đưa ra ở trên.

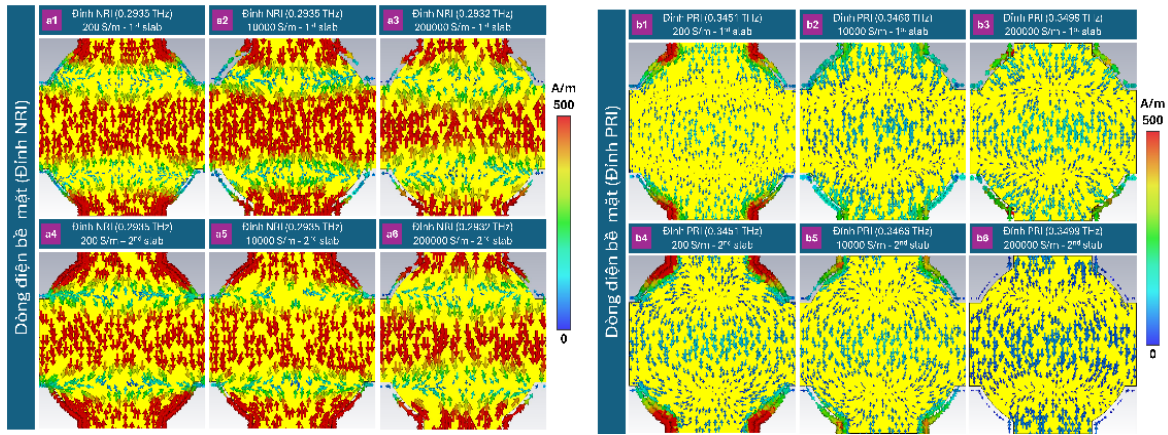


Hình 3.25. (a) Phần thực của trở kháng, (b) Phần ảo của chiết suất và (c) Hệ số phẩm chất (FOM) của cấu trúc vật liệu biến hóa theo tần số với các giá trị độ dẫn điện của VO_2 khác nhau

Ngoài ra, phần ảo của chiết suất trong Hình 3.25(b) cho thấy sự thay đổi đặc tính tổn hao trong quá trình chuyển pha. Trong Hình 3.25(b), khi độ dẫn điện VO_2 tăng, tổng thể tổn hao của cấu trúc tăng đáng kể tương ứng với sự gia tăng của giá trị $Img(n)$. Vùng tần số thấp hơn phía trước vùng cộng hưởng từ cho thấy độ tổn hao cao với giá trị phần ảo của chiết suất lớn được lý giải do đây là vùng nằm xa tần số plasma. Tuy nhiên, có thể quan sát thấy sự hình thành của một vùng tổn hao thấp vẫn tồn tại ở khoảng 0,293 THz trong suốt quá trình chuyển pha. Tần số duy trì sự tổn hao thấp này trùng khớp chính xác với đỉnh truyền qua NRI. Như vậy, trong khi chuyển pha VO_2 làm gia tăng đáng kể tổn hao ở hầu hết các vùng tần số thì cộng hưởng từ giúp tổn hao quanh vùng chiết suất âm vẫn được duy trì ổn định giá trị thấp. Ngược lại so với vùng D-NRI, ta quan sát thấy sự gia tăng tổn hao đáng kể tại vùng tần số cao, đặc biệt là tại đỉnh truyền qua PRI. Như vậy, kết quả $Re(Z)$ và $Img(n)$ của cấu trúc đề xuất đều cho thấy sự tương đồng và phù hợp để giải thích kết quả của phổ truyền qua trong Hình 3.24.

Hơn nữa, sự thay đổi của FOM được trình bày trong Hình 3.25(c) cho phép định lượng sự tương quan giữa độ truyền qua chiết suất âm và tổn hao. Ở trạng thái cách điện của VO_2 ứng với độ dẫn 200 S/m, cấu trúc xuất hiện một đỉnh FOM rộng,

đạt giá trị xấp xỉ 18 quanh tần số 0,293 THz. Kết hợp với phổ truyền qua trong Hình 3.24(a) cho thấy, tại vùng tần số này tồn tại một dải D-NRI rộng với độ tổn hao thấp. Khi độ dẫn điện tăng, chỉ số FOM suy giảm mạnh tại vùng tần số phía trên đỉnh truyền qua 0,293 THz. Đồng thời, độ rộng phổ của đỉnh FOM cũng chuyển từ dạng đáp ứng rộng sang một đỉnh hẹp và sắc nét, tập trung rõ ràng tại 0,293 THz. Tuy vậy, giá trị FOM tại chính đỉnh truyền qua 0,293 THz vẫn được duy trì ổn định, trong khi giá trị FOM tại vùng tần số thấp hơn lân cận còn được cải thiện, tạo ra một đáp ứng đối xứng và sắc nét hơn. Sự thu hẹp phổ này đã mang lại tính chọn lọc tần số rõ rệt cho cấu trúc, thể hiện sự chuyển đổi từ đặc tính D-NRI truyền qua cao trên một dải rộng sang một dải hẹp nhưng vẫn duy trì hiệu quả khả năng truyền qua.



Hình 3.26. Phân bố dòng điện bề mặt tại tần số cộng hưởng 0,293 THz (a1-a6) NRI và 0,346 THz (b1-b6) PRI phụ thuộc vào các giá trị độ dẫn VO_2 khác nhau

Hình 3.26 mô tả phân bố dòng điện bề mặt tại tần số cộng hưởng 0,293 THz (a1-a6) NRI và 0,346 THz (b1-b6) PRI phụ thuộc vào các giá trị độ dẫn khác nhau của VO_2 , với mặt trước theo chiều sóng điện từ đến là (a1-a3) và (b1-b3), mặt sau là (a4-a6) và (b4-b6). Kết quả phân bố dòng điện bề mặt cho thấy cơ chế cộng hưởng điện từ chỉ phối đáp ứng hai dải tần số cộng hưởng NRI (0,293 THz) và PRI (0,346 THz) của cấu trúc MM.

Phân bố dòng điện bề mặt tại tần số NRI 0,293 THz trên các Hình 3.26(a1-a6) thể hiện cấu hình dòng điện đối song đặc trưng giữa các cấu trúc lưới đĩa kim loại kim loại mặt trước và mặt sau. Kiểu phân bố này tạo ra mômen lưỡng cực từ vuông góc với mặt phẳng cấu trúc, chứng minh rằng cơ chế cộng hưởng chiếm ưu thế tại tần số này là cộng hưởng từ, dẫn đến sự xuất hiện của vùng từ thẩm âm – điều kiện thiết yếu để đạt được D-NRI. Ở trạng thái VO_2 có độ dẫn điện thấp (200 S/m), phân bố dòng trên hình Hình 3.26(a1) và Hình 3.26(a4) cho thấy dòng điện tập trung chủ yếu ở trung tâm của đĩa và 2 đầu của dây liên tục. Sự phân bố này hoàn toàn phù hợp với phân bố điện trường quan sát được trong Hình 3.27, trong đó chiều dòng điện tại hai

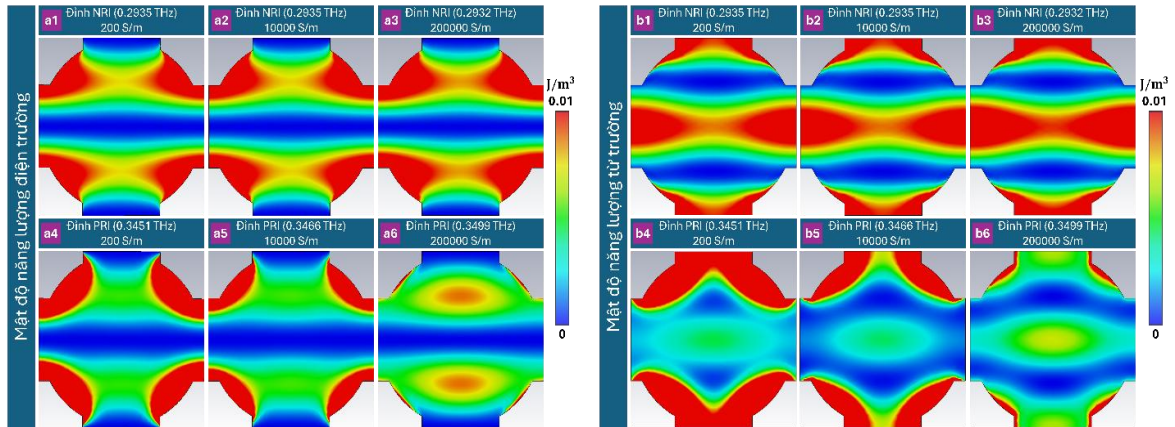
đầu dây liên tục ngược hướng với chiều dòng điện ở trung tâm đĩa. Đáng chú ý, trong suốt quá trình tăng độ dẫn điện của VO_2 từ 200 – 200,000 S/m, chiều và cường độ dòng điện được duy trì, hầu như không thay đổi. Chính sự ổn định này lý giải cho tính bền vững của đỉnh truyền qua cũng như vùng D-NRI đã được phân tích ở trên.

Ngược lại, tại tần số PRI, quan sát trên các Hình 3.26(b1–b6) cho thấy chiều của dòng điện bề mặt vẫn tương tự như tại tần số cộng hưởng NRI, nhưng cường độ đã suy giảm đáng kể. Sự tương tác giữa hai lớp kim loại bị suy giảm rõ rệt, và dòng điện chủ yếu tuân theo hướng của điện trường ngoài. Kết quả này cho thấy đặc tính truyền qua tại tần số PRI không chịu ảnh hưởng trực tiếp của phối hợp trở kháng sinh ra do cộng hưởng từ hay cộng hưởng điện, gợi ý rằng cơ chế truyền qua trong trường hợp này chủ yếu liên quan đến sự phối hợp trở kháng sau khi cộng hưởng. Với trường hợp độ dẫn điện VO_2 tăng lên 10,000 S/m và 200,000 S/m tại Hình 3.26(b5 và b6), điều kiện phối hợp trở kháng bị không đạt được do tổn hao tăng, kết quả là cường độ dòng điện suy giảm nhanh chóng và cuối cùng biến mất hoàn toàn cùng với sự triệt tiêu của đỉnh truyền qua PRI.

Sự thay đổi tương phản trong phân bố dòng điện cho thấy sự khác biệt cơ bản giữa hai cơ chế cộng hưởng: Đối với cộng hưởng NRI, cơ chế chủ yếu dựa vào ghép nối cảm ứng thông qua các vòng từ thông, nên không những không bị suy giảm mà còn được duy trì ngay cả khi độ dẫn điện của lớp VO_2 tăng lên. Các đường dòng khép kín tạo ra đáp ứng từ tự nhiên, đồng thời chấp nhận VO_2 dẫn điện như một phần tử phụ trợ mang dòng. Ngược lại, phân tích cũng chứng tỏ rằng đỉnh truyền qua PRI không phải là hệ quả của cộng hưởng trực tiếp, mà chủ yếu xuất phát từ phối hợp trở kháng sau cộng hưởng. Do đó, nó nhạy cảm hơn nhiều với sự gia tăng tổn hao. Trong khi đỉnh NRI vẫn được duy trì nhờ cộng hưởng từ cơ bản, thì đỉnh PRI – vốn phụ thuộc mạnh vào điều kiện phối hợp trở kháng – dễ dàng bị ảnh hưởng và suy giảm độ truyền qua khi tổn hao tăng.

Hình 3.27 mô tả phân bố năng lượng điện trường và từ trường tại tần số cộng hưởng (a1-a3), (b1-b3) NRI và (a4-a6), (b4-b6) PRI ứng với các giá trị độ dẫn VO_2 khác nhau. Có thể thấy tại đỉnh cộng hưởng NRI, phân bố năng lượng điện trường và năng lượng từ trường gần như không thay đổi khi thay đổi độ dẫn của VO_2 , điều này hoàn toàn phù hợp với kết quả mô phỏng phân bố dòng điện bề mặt ở trên. Cụ thể, năng lượng từ trường phân bố mạnh nhất tại tâm và 2 đầu dây liên tục, cho thấy sự tương đồng với các kết quả trước đây, với dòng điện đối song tập trung chủ yếu tại 2 vùng này, tạo ra cộng hưởng từ mạnh. Trong khi đó, phân bố điện trường bị biến dạng tại hai đầu của các đĩa theo hướng E. Hiện tượng này được gây ra bởi các dòng điện dao động tại các điểm nối của dây kim loại liên tục chống lại dòng điện

trong đĩa, dẫn đến sự tập trung điện tích tại các điểm giao nhau của những dòng điện đối lập này.



Hình 3.27. Phân bố năng lượng điện trường và từ trường tại tần số cộng hưởng (a1-a3), (b1-b3) NRI và (a4-a6), (b4-b6) PRI ứng với các giá trị độ dẫn VO_2 khác nhau

Đối với đỉnh PRI, trong trường hợp độ dẫn của VO_2 thấp, có thể thấy điện trường tập trung mạnh tại bốn góc của đĩa, cụ thể là tại các vị trí nối giữa đĩa và dây liên tục, trong khi tâm đĩa là nơi có điện trường yếu nhất. Tương tự, năng lượng từ trường cũng tập trung mạnh tại các cạnh trên và dưới của đĩa trong khi tâm đĩa có phân bố năng lượng từ trường yếu. Khi độ dẫn của VO_2 tăng dần, có thể quan sát thấy mật độ năng lượng điện trường tập trung ở rìa đã bị suy giảm, dẫn tới sự suy giảm mật độ năng lượng từ tại 2 đầu của dây liên tục. Sự suy giảm của năng lượng điện từ trường trực tiếp tương quan với việc mất khả năng truyền qua của vùng tần số có PRI như quan sát được trên Hình 3.27(a).

3.5 Kết luận chương 3

Trong chương 3, luận án đã tập trung nghiên cứu cơ chế điều khiển đặc tính điện từ vùng từ thẩm âm và chiết suất âm của vật liệu biến hóa dựa trên lai hóa bậc I, với trọng tâm là các cấu trúc lưới đĩa kim loại tích hợp các vật liệu chức năng như graphene và VO_2 , với các kết quả chính đạt được như sau:

- Trình bày cơ sở tính toán và phương pháp truy hồi tham số điện từ (ϵ, μ, n, z) từ các phổ truyền qua và phản xạ thu được bằng mô phỏng, đóng vai trò làm nền tảng lý thuyết và công cụ chuẩn cho toàn bộ các nghiên cứu tiếp theo của luận án.
- Nghiên cứu khả năng điều khiển chủ động vùng chiết suất âm của cấu trúc lưới đĩa kim loại khi tích hợp graphene vào lớp điện môi. Bằng cách điều chỉnh thế hóa học của graphene (0,0 – 1,0 eV), đặc tính truyền qua và phản xạ của vật liệu có thể được

điều chỉnh linh hoạt, cho phép chuyển đổi giữa chế độ chiết suất âm và chế độ phản xạ tại nhiệt độ phòng. Kết quả này cho thấy graphene có thể được sử dụng như một thành phần điều biến hiệu quả trong các cấu trúc MM hoạt động ở vùng THz.

- Nghiên cứu cấu trúc MMHGC lai hóa bậc I tích hợp graphene thay thế thành phần kim loại truyền thống. Cấu trúc thể hiện khả năng chuyển đổi giữa trạng thái chiết suất dương và chiết suất âm trong dải 1,8–2,7 THz, đồng thời duy trì độ truyền qua cao (70–85%) bằng cách điều chỉnh mức Fermi.

- Nghiên cứu điều khiển bằng nhiệt độ thông qua vật liệu chuyển pha VO_2 . Khi tích hợp VO_2 vào cấu trúc lưới đĩa kim loại, kết quả cho thấy đỉnh truyền qua chiết suất âm tại 0,293 THz được duy trì ổn định (~70%) trong suốt quá trình chuyển pha, trong khi đỉnh chiết suất dương bị triệt tiêu hoàn toàn. Điều này chứng tỏ khả năng chọn lọc phổ và điều khiển nhiệt độ chủ động của hệ MM, hướng đến ứng dụng trong các thiết bị THz tái cấu hình, cảm biến và hệ thống truyền thông không dây 5G/6G.

Trên cơ sở các kết quả này, chương 4 sẽ tiếp tục mở rộng nghiên cứu sang cơ chế lai hóa bậc II. Việc khai thác lai hóa bậc II kết hợp vật liệu chức năng nhằm mục đích nghiên cứu khả năng điều khiển bằng tác động ngoại vi đối với các đặc tính cộng hưởng phức tạp của những cấu trúc này, từ đó góp phần hoàn thiện mục tiêu tổng thể của luận án.

4 CHƯƠNG 4. ĐIỀU KHIỂN ĐẶC TÍNH ĐIỆN TỪ VÙNG TỪ THẨM ÂM, CHIẾT SUẤT ÂM CỦA VẬT LIỆU BIẾN HÓA DỰA TRÊN LAI HÓA BẬC II

Sau khi đã phân tích cơ chế lai hóa bậc I và chứng minh khả năng điều khiển chủ động đặc tính vùng từ thẩm âm và chiết suất âm trong cấu trúc MM, chương này tiếp tục mở rộng nghiên cứu sang hiện tượng lai hóa bậc II. Việc trình bày nghiên cứu theo trình tự từ lai hóa bậc I đến lai hóa bậc II tuân theo nguyên tắc phát triển từ đơn giản đến phức tạp, từ cơ bản đến nâng cao. Khác với lai hóa bậc I vốn chủ yếu dựa vào ghép nối cộng hưởng cơ bản giữa các phần tử kim loại, lai hóa bậc II khai thác sâu hơn sự tương tác đa mode, qua đó tạo ra các đặc tính cộng hưởng phức tạp hơn và giàu tiềm năng điều khiển. Mục tiêu của chương là dựa vào khả năng điều khiển chủ động vùng từ thẩm âm và chiết suất âm của cấu trúc MM lai hóa bậc II để từ đó tối ưu các đặc tính của nó nhằm đưa vào các ứng dụng thực tiễn. Đây là bước tiến

quan trọng góp phần làm sáng tỏ bản chất vật lý của quá trình điều khiển bằng tác động ngoại vi đối với MM lai hóa bậc cao.

Trong chương 3, nghiên cứu đã tập trung phân tích cơ chế lai hóa bậc I với các cấu trúc MM tích hợp graphene và VO_2 trong vùng THz, qua đó làm rõ những ưu nhược điểm của từng loại vật liệu. Kết quả cho thấy, mặc dù graphene đơn lớp sở hữu độ dẫn điện cao, song trong trường hợp cấu trúc lai hóa bậc II, đặc tính này lại làm suy yếu sự ghép nối cộng hưởng cần thiết do che chắn song điện từ mạnh, khiến hiệu ứng lai hóa khó đạt hiệu quả cao. Trong khi đó, GC lại có độ dẫn điện thấp hơn kim loại thông thường, do đó cộng hưởng thu được cũng không đủ mạnh. Chính vì vậy, việc tiếp tục mở rộng nghiên cứu lai hóa bậc II trong vùng THz với graphene đơn lớp hoặc GC chưa thực sự phù hợp.

Từ những phân tích đó, luận án lựa chọn hai hướng nghiên cứu trong chương 4. Thứ nhất, mực in graphene được khai thác cho cấu trúc lai hóa bậc II hoạt động trong vùng GHz. Việc sử dụng mực in graphene giúp đánh giá một cách trực quan hơn (qua cả mô phỏng và thực nghiệm) vai trò của các yếu tố như tổn hao điện môi, độ dẫn điện của kim loại, cũng như ảnh hưởng của các tác động ngoại vi tích hợp lên khả năng cộng hưởng. Thứ hai, đối với vùng THz, VO_2 tiếp tục được nghiên cứu cho cấu trúc lai hóa bậc II dựa trên thành công đã đạt được ở cấu trúc lai hóa bậc I. Đặc tính chuyển pha kim loại - điện môi của VO_2 cung cấp cơ chế điều khiển hiệu quả cho cả hai lớp cộng hưởng, đồng thời độ dẫn điện của VO_2 trong pha kim loại tạo ra sự cân bằng phù hợp để duy trì mức độ tương tác giữa các lớp trong cấu trúc lai hóa bậc II trong khi vẫn có thể điều khiển hiệu quả đặc tính cộng hưởng của mẫu.

Trong khi các mô phỏng trong luận án được triển khai chủ yếu ở vùng THz nhằm khai thác hiệu ứng lai hóa và khả năng điều khiển của các vật liệu chức năng như graphene đơn lớp và VO_2 , nghiên cứu thực nghiệm lại được thực hiện trong vùng GHz với mực in graphene. Sự khác biệt này xuất phát từ những giới hạn công nghệ hiện nay trong chế tạo và đo đạc các cấu trúc hoạt động ở dải THz. Để chế tạo các cấu trúc MM ở vùng THz, cần có quy trình chế tạo với độ phân giải cao và các kỹ thuật lắng đọng vật liệu chức năng cho graphene hoặc VO_2 , những điều kiện chưa được đáp ứng đầy đủ trong nước. Bên cạnh đó, hệ đo đạc chuyên dụng cho vùng THz có chi phí lớn, vận hành phức tạp và chưa phổ biến tại các phòng thí nghiệm hiện nay. Trong khi đó, vùng GHz cho phép chế tạo bằng công nghệ quang khắc sẵn có và sử dụng vật liệu thương mại như mực in graphene, đồng thời có thể đo đạc với VNA thông dụng, đảm bảo độ tin cậy trong việc kiểm chứng cơ chế lai hóa và đánh giá sự thay đổi dưới tác động ngoại vi. Do vậy, việc lựa chọn triển khai thực nghiệm trong

vùng GHz là phù hợp với điều kiện nghiên cứu hiện tại, đồng thời tạo nền tảng để mở rộng sang vùng THz trong các nghiên cứu trong tương lai.

Với định hướng này, chương 4 sẽ trình bày chi tiết hai hướng nghiên cứu: (i) cấu trúc lai hóa bậc II vùng GHz tích hợp mực in graphene, và (ii) cấu trúc lai hóa bậc II vùng THz tích hợp VO₂.

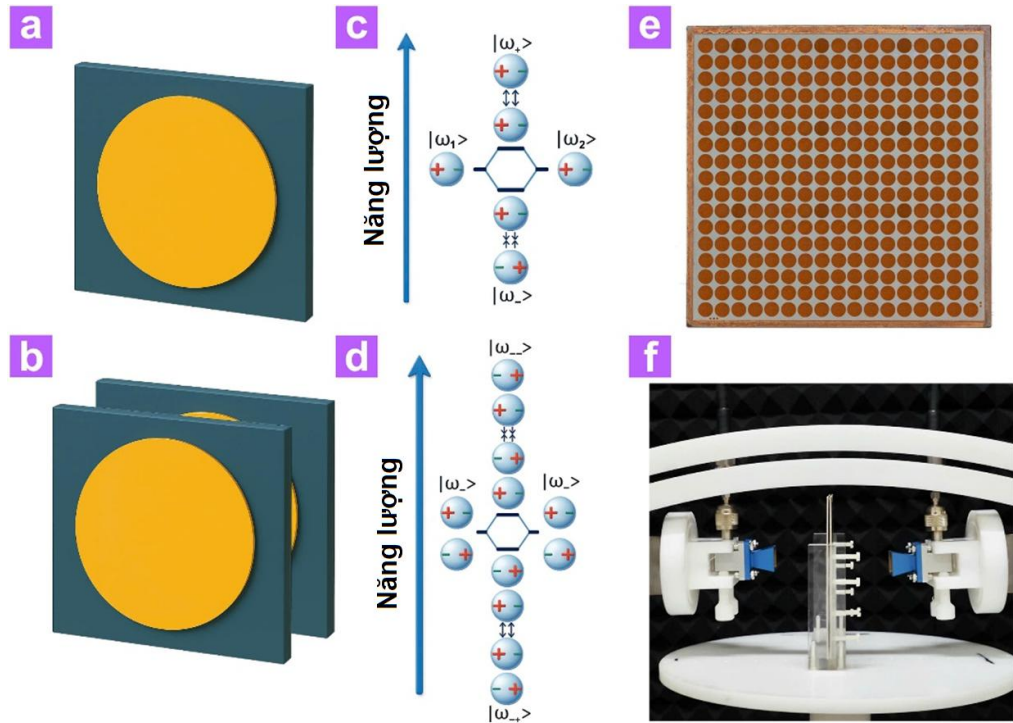
4.1 Điều khiển đặc tính điện từ vùng từ thẩm âm, chiết suất âm của vật liệu biến hóa dựa trên lai hóa bậc II hoạt động vùng GHz tích hợp mực in graphene

Trong khuôn khổ nghiên cứu này sẽ trình bày các kết quả đạt được trong việc điều khiển vùng từ thẩm âm mở rộng thông qua hiệu ứng lai hóa, kết hợp cả phương pháp mô phỏng và so sánh với dữ liệu thực nghiệm. Mô hình được sử dụng là cấu trúc cặp đĩa hai lớp có tính đối xứng cao. Nghiên cứu sẽ làm rõ khả năng điều chỉnh dải tần số từ thẩm âm thông qua các yếu tố như: số lượng lớp trong cấu trúc, đặc tính tổn hao của lớp điện môi, lựa chọn loại kim loại trong thiết kế truyền thống, và đặc biệt là việc tích hợp vật liệu mới – mực in Graphene – vào cấu trúc cặp đĩa hai lớp. Đây sẽ là nền tảng quan trọng cho các nghiên cứu tiếp theo về điều khiển tính chất vật liệu bằng các tác động ngoại vi trong dải tần cao. Toàn bộ nghiên cứu tập trung vào vùng tần số GHz – phạm vi mà nhóm nghiên cứu có khả năng chế tạo và tiến hành đo lường một cách thực nghiệm.

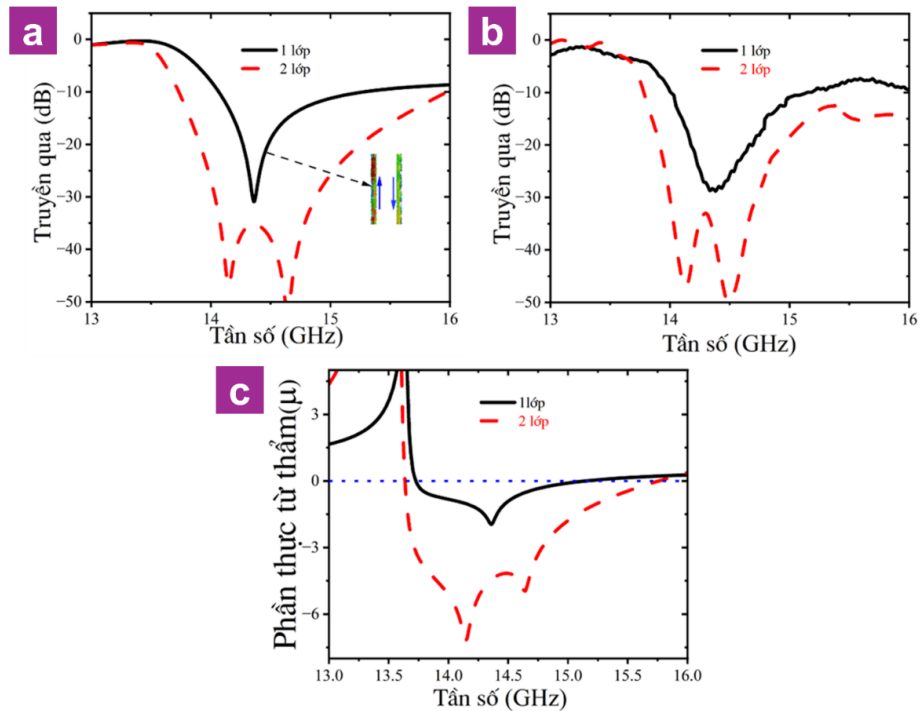
4.1.1 Nghiên cứu sự phụ thuộc vùng từ thẩm âm vào số lớp cấu trúc

Hình 4.1(a) và 4.1(b) minh họa ô cơ sở của cấu trúc cặp đĩa, tương ứng với cấu hình (a) một lớp và (b) hai lớp. Việc tiếp tục tăng số lớp không được lựa chọn do làm tăng tổn hao, gây chùng chập phổ và giảm độ tách biệt giữa các mode. Đối với kích thước đĩa và khoảng cách giữa hai lớp, quá trình tối ưu tập trung vào việc bảo đảm: (i) kích thước đĩa đủ lớn để tạo ra dòng cảm ứng mạnh nhưng vẫn nhỏ so với bước sóng, (ii) khoảng cách điện môi đủ nhỏ để duy trì ghép nối mạnh nhưng không gây hấp thụ quá mức. Các tham số được lựa chọn cuối cùng là giá trị cho phép đạt biên độ cộng hưởng lớn nhất và giữ được sự tách biệt rõ ràng của hai mode lai hóa. Những lựa chọn này đảm bảo vùng từ thẩm âm xuất hiện ổn định, có độ rộng lớn hơn so với cấu trúc một lớp và phù hợp cho bước nghiên cứu tích hợp vật liệu chức năng ở các mục sau. Trong nghiên cứu này, các thông số thiết kế của ô cơ sở được lựa chọn với hằng số mạng là $ax = ay = a = 7,5 \text{ mm}$. Vật liệu điện môi sử dụng là Roger RT6006, có chiều dày $t_d = 1 \text{ mm}$, hằng số điện môi là 6,15 và hệ số tổn hao điện môi là 0,0027. Lớp kim loại là đồng, có độ dẫn điện $5,8 \times 10^7 \text{ S/m}$ và bề dày $t_m = 0,036 \text{ mm}$. Bán kính mỗi đĩa được thiết lập là $R = 2,41 \text{ mm}$. Với cấu trúc hai lớp, khoảng cách giữa các lớp được xác định là $d = 1 \text{ mm}$. Hình 4.1(c) và 4.1(d) thể hiện sơ đồ lai hóa bậc I và bậc II ứng với cấu hình một lớp và hai lớp đĩa tương ứng.

Cuối cùng, mẫu thực nghiệm đã chế tạo cùng với hệ thống đo truyền qua được minh hoạ lần lượt tại Hình 4.1(e) và 4.1(f).



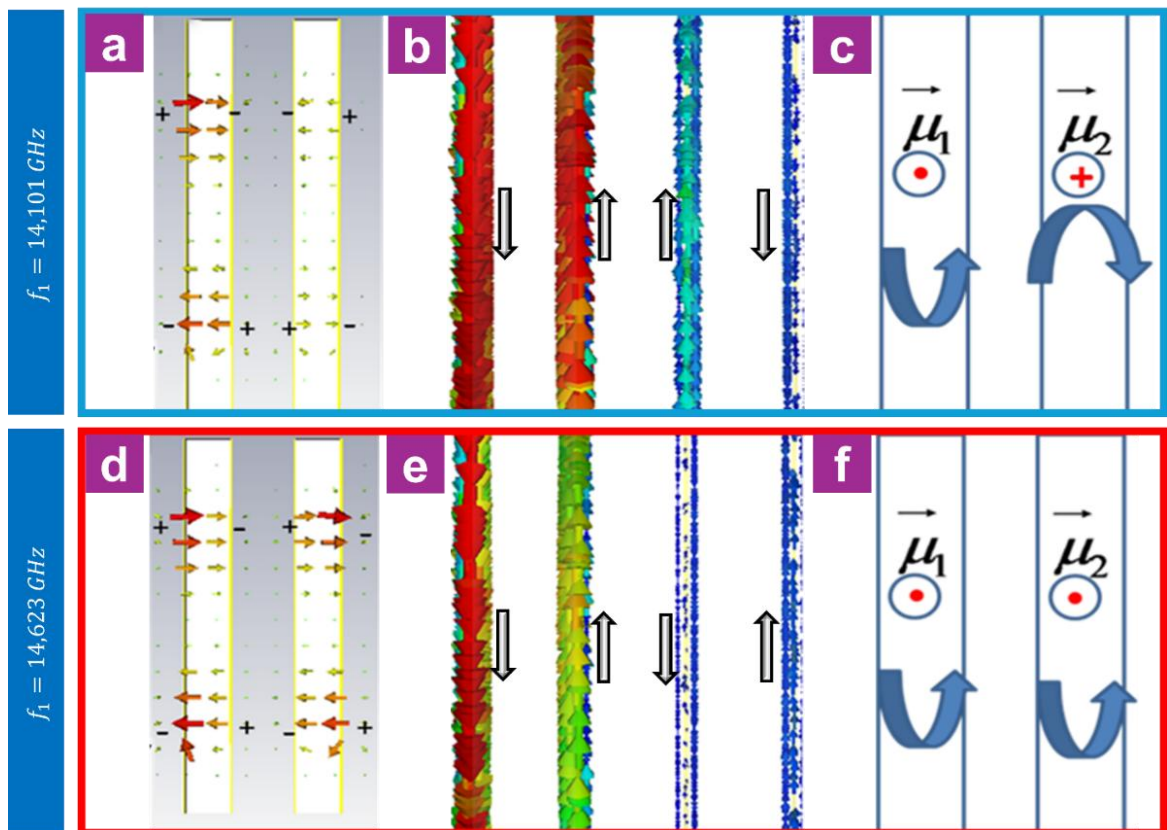
Hình 4.1. Ô cơ sở của cấu trúc cặp đĩa a) một lớp và b) hai lớp; Giản đồ lai hóa c) bậc I ứng với cấu trúc cặp đĩa một lớp; d) bậc II ứng với cấu trúc cặp đĩa hai lớp; e) mặt cắt ngang của mẫu cấu trúc cặp đĩa chế tạo được và f) thiết lập chế độ đo phổ truyền qua mẫu chế tạo được



Hình 4.2. Phổ truyền qua a) mô phỏng, b) đo đạc và c) kết quả tính toán phân thực của độ từ thẩm cấu trúc cặp đĩa đề xuất 1 lớp và hai lớp

Hình 4.2(a) thể hiện kết quả mô phỏng phổ truyền qua đối với hai cấu hình: một lớp và hai lớp. Theo đó, cấu trúc một lớp cho thấy sự xuất hiện của một dải cấm hẹp tại tần số 14,36 GHz. Khi chuyển sang cấu hình hai lớp, dải cấm này được mở rộng và phân tách thành hai đỉnh suy giảm rõ rệt tại các tần số 14,101 GHz và 14,623 GHz. Hình 4.2(b) trình bày các kết quả đo thực nghiệm tương ứng, cho thấy sự tương đồng cao với dữ liệu mô phỏng đã trình bày trong Hình 4.2(a), qua đó xác nhận độ chính xác của mô hình mô phỏng.

Để làm rõ bản chất của vùng không truyền qua trong cấu trúc một lớp, chúng tôi tiến hành mô phỏng phân bố dòng điện trên hai bề mặt kim loại Cu tại tần số tương ứng với đỉnh cấm truyền, kết quả được thể hiện trong hình nhỏ của Hình 4.2(a). Kết quả cho thấy dòng điện chạy ngược chiều trên hai lớp kim loại, cho thấy đặc trưng cộng hưởng từ tại tần số 14,36 GHz. Cộng hưởng này đủ mạnh để tạo ra một vùng có độ từ thẩm âm, dẫn đến hiện tượng sóng điện từ không thể lan truyền trong dải tần đó – điều đã được thể hiện rõ trong Hình 4.2(a).



Hình 4.3. Kết quả mô phỏng (a,d) trường điện; (b,e) dòng tại các đỉnh không truyền qua của cấu trúc cặp đĩa 2 lớp và (c,f) hình ảnh mô tả các lưỡng cực từ tại hai đỉnh không truyền qua ứng với phân bố dòng và trường điện

Nhằm kiểm chứng cơ sở vật lý của hiện tượng này và định lượng giá trị của độ từ thẩm, nhóm nghiên cứu đã áp dụng thuật toán của Chen để trích xuất phần thực của độ từ thẩm từ các dữ liệu mô phỏng về hệ số truyền, phản xạ và pha. Kết quả tính

toán cho cả cấu trúc một lớp và hai lớp được trình bày ở Hình 4.2(c). Dễ dàng nhận thấy rằng trong dải tần không truyền qua, độ từ thẩm của cả hai cấu trúc đều âm. Đặc biệt, cấu trúc hai lớp cho thấy dải tần có độ từ thẩm âm rộng hơn gần 1,6 lần so với cấu trúc một lớp.

Từ những phân tích trên, có thể rút ra kết luận rằng sự hình thành vùng không truyền qua trong cả hai loại cấu trúc đều bắt nguồn từ cơ chế cộng hưởng từ dẫn đến sự xuất hiện của độ từ thẩm âm. Tuy nhiên, một điểm cần làm rõ là vì sao dải tần có độ từ thẩm âm ở cấu trúc hai lớp lại mở rộng hơn so với cấu trúc một lớp. Để giải đáp câu hỏi này, chúng tôi tiếp tục thực hiện mô phỏng trường điện và phân bố dòng điện tại hai tần số đặc trưng mới (14,101 GHz và 14,623 GHz) của cấu trúc hai lớp; các kết quả này được trình bày trong Hình 4.3. Tại cả hai tần số, dòng điện trong mỗi lớp đều có hướng đối nghịch giữa các mặt kim loại, đặc trưng cho cộng hưởng từ trong vùng cấm truyền. Ngoài ra, mỗi dòng điện trong một lớp kim loại tạo ra một lưỡng cực từ, được mô tả chi tiết trong Hình 4.3(c,f).

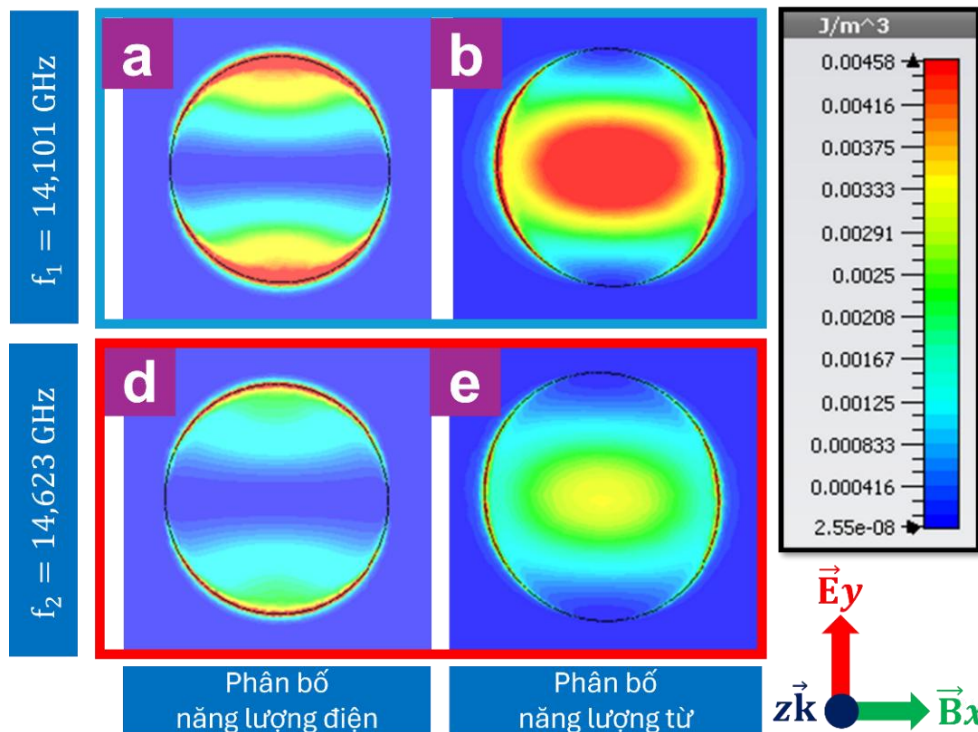
Quan sát cho thấy, các lưỡng cực từ cảm ứng trên hai lớp có chiều ngược nhau tại tần số thấp và cùng chiều tại tần số cao. Loại tương tác nổi trội trong cả hai trường hợp là tương tác từ tính. Một điểm đáng chú ý là hướng của dòng điện trong bốn đĩa kim loại hoàn toàn phù hợp với mô hình lai hóa đã nêu trong Hình 4.1(d).

Sự mở rộng của vùng không truyền qua trong cấu trúc hai lớp so với cấu trúc một lớp có thể được lý giải bằng hiện tượng lai hóa giữa hai lớp cặp đĩa. Khi hai lớp được bố trí ở khoảng cách phù hợp, tương tác giữa chúng trở nên đủ mạnh để kích hoạt cơ chế lai hóa — trong trường hợp này là lai hóa bậc II — nhờ việc tối ưu hóa các tham số cấu trúc qua nhiều lần mô phỏng.

Kết quả là mode cộng hưởng từ ban đầu tại tần số 14,36 GHz bị phân tách thành hai mode mới tại 14,101 GHz và 14,623 GHz. Do khoảng cách tần số giữa hai mode này tương đối nhỏ, một dải từ thẩm âm rộng hơn được hình thành, làm tăng độ rộng vùng không truyền qua trong cấu trúc hai lớp. Điều này lý giải vì sao vùng cấm truyền trong cấu trúc hai lớp lại lớn hơn đáng kể so với cấu trúc một lớp.

Để làm rõ hơn tính chất của hai đỉnh cộng hưởng từ trong cấu trúc hai lớp, chúng tôi đã mô phỏng sự phân bố năng lượng điện và từ tại các tần số tương ứng, như thể hiện trong Hình 4.4. Kết quả cho thấy năng lượng từ tập trung không đều, chủ yếu tại vùng trung tâm của mỗi đĩa. Trong khi đó, điện trường lại phân bố mạnh ở rìa đĩa, theo hướng phù hợp với sự phân bố từ trường. Hiện tượng này có thể được giải thích bởi các dòng điện trên và dưới đĩa dao động ngược pha, dẫn đến sự tích tụ điện tích tại các vị trí dòng đối diện. Những quan sát này tiếp tục củng cố bản chất cộng hưởng từ của hai đỉnh không truyền qua trong cấu trúc hai lớp.

Nhiều nghiên cứu trước đó đã chứng minh rằng vùng tần số mang đặc tính từ thẩm âm có thể được mở rộng đáng kể thông qua cơ chế lai hoá, đặc biệt bằng cách gia tăng số lớp cấu trúc trong hệ [10], [66]. Việc thêm nhiều lớp dẫn đến sự xuất hiện của nhiều mode phân tách từ mode gốc, qua đó tạo ra một dải tần rộng hơn có độ từ thẩm âm. Tuy nhiên, mức độ gia tăng của vùng không truyền ứng với từ thẩm âm có xu hướng giảm dần khi số lớp tăng lên. Nguyên nhân có thể bắt nguồn từ việc tăng khoảng cách giữa lớp trên cùng và lớp dưới cùng, làm suy yếu sự tương tác lai hoá giữa các lớp cấu trúc, từ đó hạn chế khả năng tạo thêm các mode mới. Do đó, việc mở rộng vùng từ thẩm âm bằng cách tăng số lớp sẽ bị giới hạn tại một số lớp nhất định. Kết quả này cho thấy rằng hoàn toàn có thể điều chỉnh độ rộng của vùng từ thẩm âm thông qua việc thiết kế số lớp cấu trúc phù hợp trong quá trình chế tạo.



Hình 4.4. Phân bố điện trường, từ trường của cấu trúc cặp đĩa hai lớp đề xuất tại các đỉnh không truyền qua

4.1.2 Nghiên cứu sự phụ thuộc vùng từ thẩm âm vào tính chất của vật liệu

Để mở rộng nghiên cứu về các cơ chế điều khiển vùng từ thẩm âm, luận án tiến hành phân tích vai trò của lớp điện môi, lớp kim loại trong việc điều biến hiệu ứng lai hoá điện-từ, qua đó đánh giá ảnh hưởng gián tiếp của lớp nền điện môi đến sự mở rộng của vùng từ thẩm âm thông qua điều chỉnh tương tác trường gần giữa các phân tử cấu trúc.

Theo các tài liệu đã công bố trước đó, sự phân tách các đỉnh cộng hưởng từ trong giản đồ lai hoá không chỉ phụ thuộc vào hình học cấu trúc mà còn chịu ảnh hưởng bởi mức độ tổn hao của các vật liệu cấu thành MM [16], [66], [67]. Khi mức

độ suy giảm năng lượng do cộng hưởng từ càng nhỏ thì hiện tượng tách mức càng rõ rệt. Như đã biết, tổn thất năng lượng trong vật liệu nói chung có thể được chia thành hai loại chính: tổn hao ohmic và tổn hao điện môi. Vì vậy, bằng cách điều chỉnh tổn hao điện môi – thông qua việc thay đổi độ tổn hao của lớp nền điện môi – hay tổn hao ohmic ta có thể kiểm soát được độ rộng của dải tần có độ từ thẩm âm trong mô hình lai hóa. Từ đó, có thể xác định được ngưỡng tổn hao mà tại đó hiện tượng phân tách cộng hưởng từ không còn xảy ra trong cấu trúc hai lớp hoặc đa lớp.

Đầu tiên, luận án nghiên cứu ảnh hưởng của tổn hao điện môi đến vùng từ thẩm âm mở rộng nhờ hiệu ứng lai hoá. Vật liệu điện môi có hằng số điện môi phức, bao gồm phần thực và phần ảo, được mô tả bởi phương trình:

$$(\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon'') \quad (4.1)$$

Trong đó, ε'' đại diện cho thành phần ảo, phản ánh mức độ tổn hao năng lượng xảy ra trong vật liệu. Nguyên nhân của tổn hao này chủ yếu xuất phát từ các điện tích bị giữ lại trong vật liệu và hiện tượng phân cực của các lưỡng cực điện, dẫn đến sự tiêu tán năng lượng. Thành phần ε' là phần thực, thể hiện khả năng lưu trữ năng lượng của vật liệu. Hệ số tổn hao điện môi, ký hiệu là $\tan\delta$, được tính thông qua công thức:

$$\tan\delta = (\omega\varepsilon'' + \sigma)/\omega\varepsilon' \quad (4.2)$$

với ω là tần số của sóng điện từ kích thích và là độ dẫn điện. Đối với các chất điện môi, do giá trị nhỏ, nên phương trình 4.2 được đơn giản hóa thành:

$$\tan\delta = \varepsilon''/\varepsilon' \quad (4.3)$$

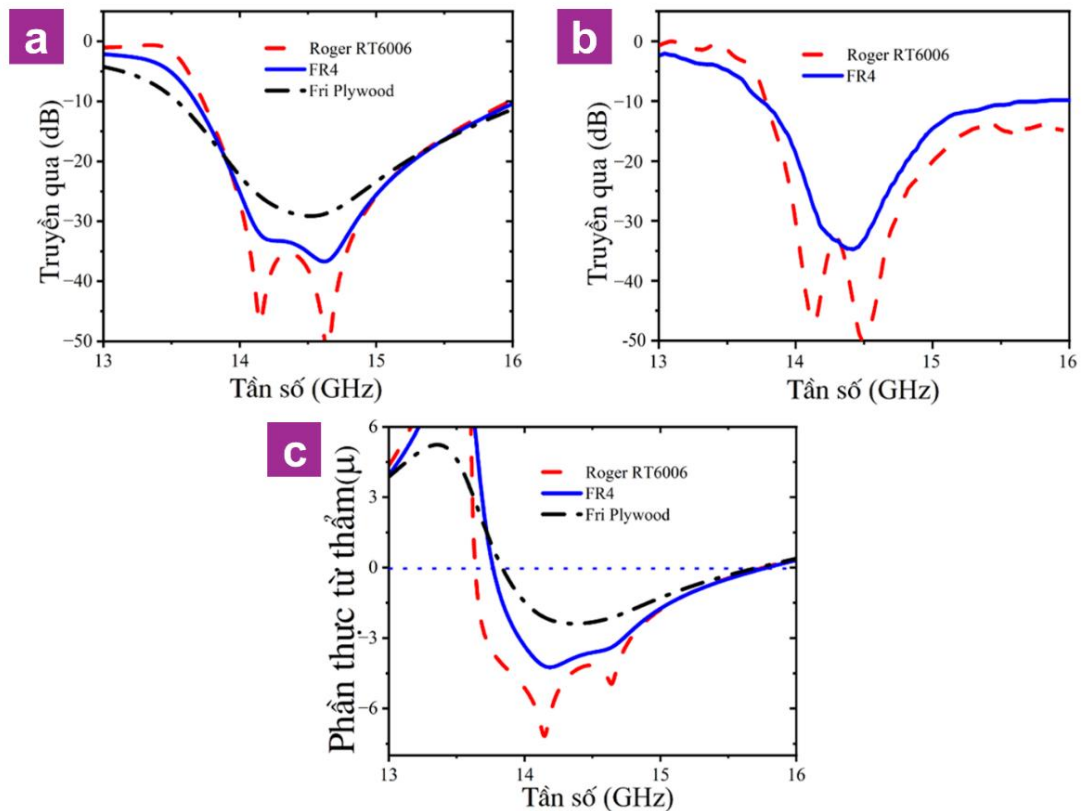
Từ lý thuyết này, chúng tôi tiến hành các mô phỏng nhằm khảo sát ảnh hưởng của hệ số tổn hao $\tan\delta$ lên cường độ hiệu ứng lai hóa, thông qua việc thay đổi vật liệu điện môi nền có các đặc tính điện môi khác nhau. Bảng 4.1 liệt kê một số vật liệu cụ thể cùng với các giá trị hệ số tổn hao và phần thực của hằng số điện môi tương ứng.

Hình 4.5(a) trình bày phổ truyền qua thu được từ mô phỏng cấu trúc cặp đĩa hai lớp với các loại vật liệu điện môi khác nhau như được nêu trong Bảng 4.1. Để thuận lợi cho việc so sánh giữa các vật liệu, trong tất cả các mô phỏng, giá trị phần thực của độ điện thẩm được cố định ở mức 6,15 – tương ứng với vật liệu Roger RT6006, vốn đã được lựa chọn trong phần tối ưu hóa trước đó. Việc cố định giá trị này là do thành phần thực của độ điện thẩm chủ yếu ảnh hưởng đến vị trí tần số cộng hưởng chứ không tác động đáng kể đến mức độ tổn hao.

Kết quả cho thấy rằng, khi sử dụng điện môi có tổn hao thấp như Roger RT6006, hai đỉnh cộng hưởng từ do hiệu ứng lai hóa plasmon xuất hiện rõ ràng. Tuy nhiên, khi hệ số tổn hao điện môi tăng dần từ 0,0027 đến 0,05 (tương ứng với việc thay đổi từ Roger RT6006 sang Fir plywood), cường độ các đỉnh cộng hưởng suy

giảm nhanh chóng. Đặc biệt, khi hệ số tổn hao đạt đến 0,05, hiện tượng tách cộng hưởng gần như biến mất hoàn toàn.

Nguyên nhân của hiện tượng này có thể được hiểu là khi hệ số tổn hao của vật liệu điện môi tăng, một phần lớn năng lượng tại tần số cộng hưởng bị tiêu tán dưới dạng tổn thất trong môi trường vật liệu. Mặc dù tổng năng lượng hấp thụ tại các tần số cộng hưởng vẫn được bảo toàn, nhưng do tỷ lệ năng lượng bị mất do tổn hao tăng lên, nên phần năng lượng tham gia vào quá trình cộng hưởng sẽ giảm, dẫn đến sự suy yếu rõ rệt của hiệu ứng cộng hưởng.



Hình 4.5. Phổ truyền qua của cấu trúc cặp đĩa hai lớp a) mô phỏng, b) đo đạc c) phần thực của độ từ thẩm phụ thuộc vào vật liệu điện môi

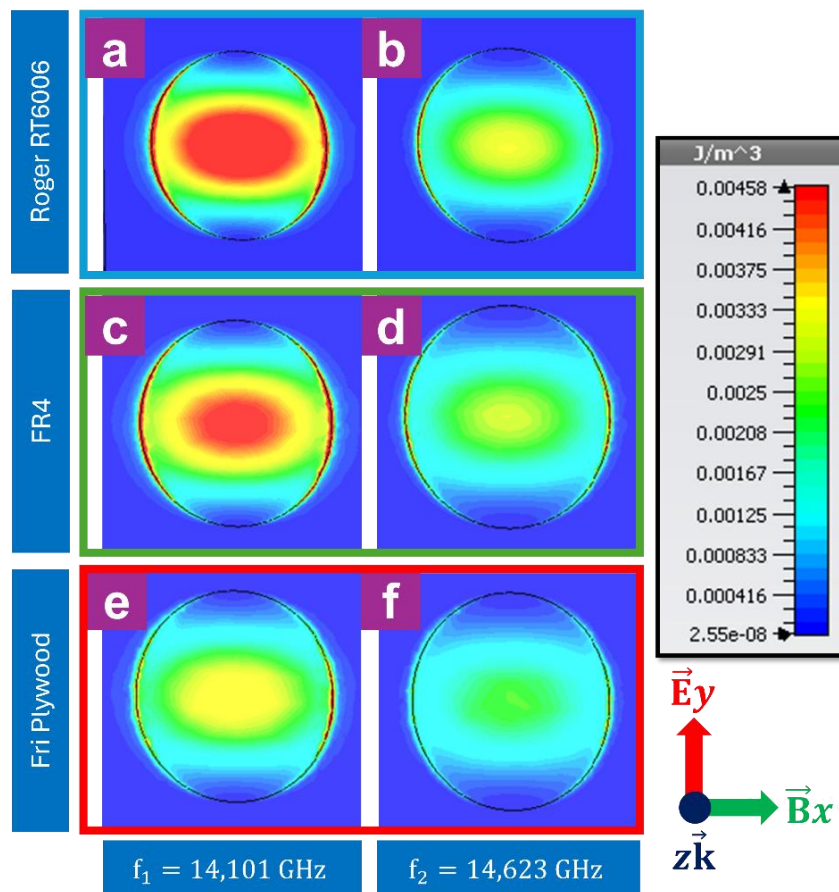
Bảng 4.1. Bảng hệ số tổn hao điện môi và phần thực độ điện thẩm của một số vật liệu

Vật liệu	Hệ số tổn hao điện môi (tang δ)	Phần thực độ điện thẩm
Roger RT6006	0,0027	6,15
FR4	0,02	4,3
Fir plywood	0,05	1,5

Hình 4.5(b) thể hiện kết quả đo đạc thực nghiệm trên các mẫu sử dụng hai loại điện môi là Roger RT6006 và FR4. Do chưa tìm được nguồn cung phù hợp, mẫu sử dụng Fir plywood chưa được chế tạo trong giai đoạn thực nghiệm này. Các kết quả đo sau khi được hiệu chỉnh tần số theo phần thực của độ điện thẩm cho thấy sự tương

đồng cao với dữ liệu mô phỏng, qua đó càng củng cố nhận định rằng hiệu ứng lai hóa bị suy yếu đáng kể khi độ tổn hao của lớp điện môi tăng lên.

Hình 4.5(c) thể hiện kết quả tính toán phần thực của độ từ thẩm theo thuật toán của Chen từ các dữ liệu mô phỏng (truyền qua, phản xạ và pha), qua đó cho thấy rằng khi tổn hao điện môi tăng, cường độ hiệu ứng lai hóa giảm đáng kể, dẫn đến sự suy yếu của vùng từ thẩm âm cả về biên độ lẫn độ rộng. Kết quả này không chỉ khẳng định vai trò của thiết kế hình học và số lớp trong việc điều chỉnh đặc tính cộng hưởng như đã bàn luận ở trên, mà còn cho thấy khả năng điều khiển biên độ và độ rộng của vùng từ thẩm âm thông qua việc thay đổi độ tổn hao của lớp điện môi. Đây là một phát hiện có ý nghĩa, mở ra triển vọng điều khiển chủ động các đặc tính từ thẩm âm bằng các yếu tố bên ngoài như nhiệt độ, điện trường hoặc ánh sáng, đặc biệt khi sử dụng các loại vật liệu điện môi có độ tổn hao nhạy với các tác động này.

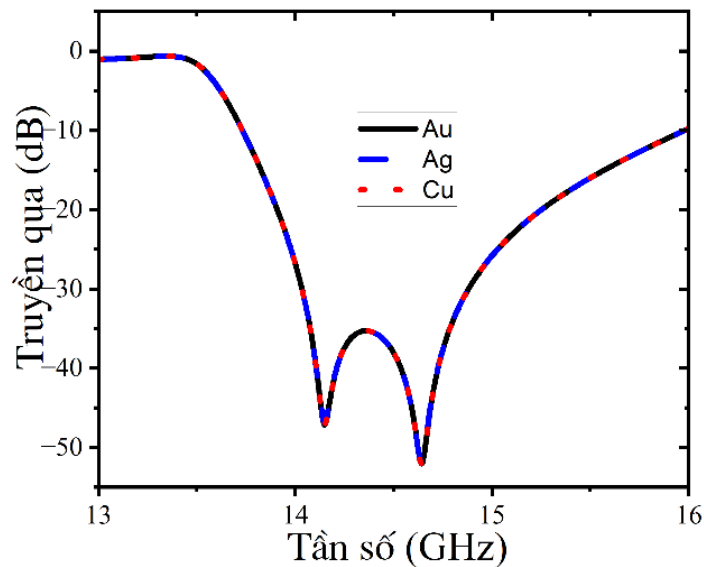


Hình 4.6. Phân bố năng lượng từ tại hai đỉnh không truyền qua ứng với các điện môi khác nhau của cấu trúc cặp đĩa hai lớp đề xuất

Để củng cố thêm các phân tích đã đề cập trước đó về ảnh hưởng của độ tổn hao điện môi đến đặc tính cộng hưởng từ trong cấu trúc cặp đĩa hai lớp, nghiên cứu sinh thực hiện mô phỏng phân bố năng lượng từ tại hai đỉnh cộng hưởng đặc trưng, như được trình bày trong Hình 4.6. Kết quả mô phỏng cho thấy năng lượng từ tập trung mạnh tại vùng trung tâm của mỗi đĩa, điều này phản ánh rõ hiệu ứng cộng hưởng

nội tại trong cấu trúc. Tuy nhiên, khi thay đổi lớp điện môi từ vật liệu có tổn hao thấp (Roger RT6006) sang các vật liệu có hệ số tổn hao lớn hơn, cường độ phân bố năng lượng từ tại các đỉnh cộng hưởng suy giảm rõ rệt. Sự thay đổi này có thể được lý giải dựa trên cơ chế mất mát năng lượng: khi hệ số tổn hao của điện môi tăng, một phần đáng kể năng lượng cộng hưởng không còn được bảo toàn trong trường từ mà bị tiêu tán dưới dạng tổn hao vật liệu, dẫn đến hiệu ứng cộng hưởng bị yếu đi cả về biên độ lẫn mức độ tập trung năng lượng. Điều này đồng thời phản ánh sự suy giảm độ từ thẩm âm trong vùng cộng hưởng, vốn đã được trình bày ở phần trước thông qua phân tích độ từ thẩm hiệu dụng.

Từ các kết quả trên, có thể khẳng định rằng hiệu ứng lai hóa plasmon – từ vốn tạo nên vùng từ thẩm âm đặc trưng – bị ảnh hưởng rõ rệt khi hệ số tổn hao của lớp điện môi tăng lên, và gần như không còn hiệu quả khi hệ số này đạt đến ngưỡng 0,05. Phát hiện này không chỉ đóng vai trò minh chứng cho các phân tích đặc trưng phổ truyền qua, mà còn mở ra hướng tiếp cận mới trong việc điều khiển vùng từ thẩm âm thông qua các yếu tố ngoại vi có khả năng điều chỉnh tổn hao điện môi, như nhiệt độ, điện trường hoặc chiếu sáng. Đây là cơ sở quan trọng để phát triển các cấu trúc siêu vật liệu linh hoạt, thích ứng với môi trường làm việc hoặc ứng dụng cụ thể.



Hình 4.7. Sự phụ thuộc của phổ truyền qua cấu trúc cặp đĩa hai lớp vào thành phần kim loại

Như đã trình bày trong các phần trước, ảnh hưởng của tổn hao điện môi đến hiệu ứng lai hóa đã được phân tích chi tiết thông qua các kết quả mô phỏng và đo đạc. Nhằm hoàn thiện bức tranh toàn diện về các cơ chế mất mát ảnh hưởng đến hiệu quả lai hóa plasmon–từ, luận án tiếp tục khảo sát vai trò của tổn hao Ohmic bằng cách thay đổi vật liệu kim loại cấu thành cấu trúc. Bảng 4.2 trình bày các thông số về độ

dẫn điện tương ứng của các kim loại được sử dụng trong nghiên cứu, trong dải tần số GHz.

Bảng 4.2. Độ dẫn điện của một số vật liệu

Vật liệu	Độ dẫn điện (S/m)
Cu	$5,8e^{+07}$
Au	$4,561e^{+07}$
Ag	$6,3012e^{+07}$

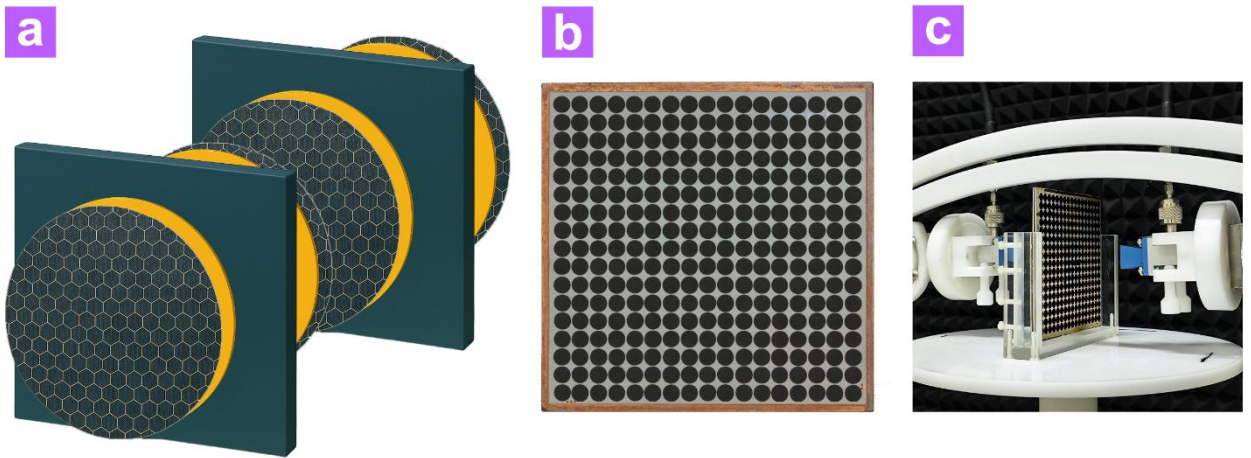
Nhằm đánh giá ảnh hưởng của các kim loại khác nhau đến hiện tượng tách cộng hưởng từ trong giản đồ lai hóa, nghiên cứu tiếp tục được thực hiện trong điều kiện giữ nguyên toàn bộ các thông số cấu trúc và vật liệu điện môi (Roger RT6006), chỉ thay đổi thành phần kim loại trong cấu trúc cặp đĩa hai lớp. Hình 4.7 trình bày kết quả mô phỏng phổ truyền qua tương ứng với từng loại kim loại được sử dụng. Dữ liệu thu được cho thấy sự thay đổi vật liệu kim loại không tạo ra sự khác biệt đáng kể nào trong phổ truyền qua của cấu trúc.

Kết quả này phù hợp với một số nghiên cứu trước đây liên quan đến tác động của kim loại đến tính chất của MM trong dải tần GHz. Một cách lý giải hợp lý là sự khác biệt về độ dẫn điện giữa các kim loại như Au, Ag và Cu trong vùng tần số này chưa đủ lớn để gây ảnh hưởng rõ rệt đến mức độ tách vạch cộng hưởng từ trong cơ chế lai hóa. Từ phân tích trên, một hướng nghiên cứu tiếp theo được đề xuất là tích hợp thêm một lớp vật liệu có tính dẫn điện điều khiển được (chẳng hạn như mực dẫn hoặc vật liệu bán dẫn) vào lớp kim loại của cấu trúc. Việc này nhằm mục tiêu điều chỉnh điện trở hiệu dụng của lớp kim loại, qua đó có thể kiểm soát hiệu quả lai hóa plasmon–từ một cách chủ động hơn.

Tiếp nối các nghiên cứu đã thực hiện, luận án tập trung khảo sát khả năng điều chỉnh vùng có từ thẩm âm mở rộng thông qua cơ chế lai hóa, bằng cách bổ sung thêm một lớp mực dẫn điện – cụ thể là mực in graphene – phủ lên bề mặt lớp kim loại đồng trong cấu trúc cộng hưởng dạng cặp đĩa. Vai trò của lớp mực in này là hoạt động như một điện trở mỏng, giúp điều biến cường độ của cộng hưởng từ, từ đó tác động đến sự tương tác của trường gần giữa hai lớp mà không cần thay đổi các tham số hình học gốc của cấu trúc MM.

Để hiện thực hóa ý tưởng điều khiển phổ truyền qua trong vùng từ thẩm âm nhờ hiệu ứng lai hóa, nghiên cứu tiến hành mô phỏng với các lớp mực graphene có điện trở khác nhau, với độ dày cố định là $t_{ml} = 0,035 \text{ mm}$, được phủ trực tiếp lên lớp đồng của cấu trúc. Hình 4.8(a) minh họa ô cơ sở của hệ cộng hưởng hai lớp có tích hợp lớp dẫn điện mà không thay đổi các thông số thiết kế ban đầu; vật liệu nền vẫn là điện môi Roger RT6006. Trong đó, lớp graphene bao phủ hoàn toàn bề mặt

kim loại như thể hiện trên Hình 4.8(a). Hình 4.8(b) trình bày mẫu cấu trúc thực tế đã được chế tạo có phủ lớp graphene, và Hình 4.8(c) là hình ảnh thiết lập phép đo phổ truyền qua thu được từ mẫu này.



Hình 4.8. a) Ô cơ sở; b) mẫu chế tạo được và c) hình ảnh thiết lập phép đo phổ truyền qua của cấu trúc cặp đĩa hai lớp tích hợp mực dẫn graphene

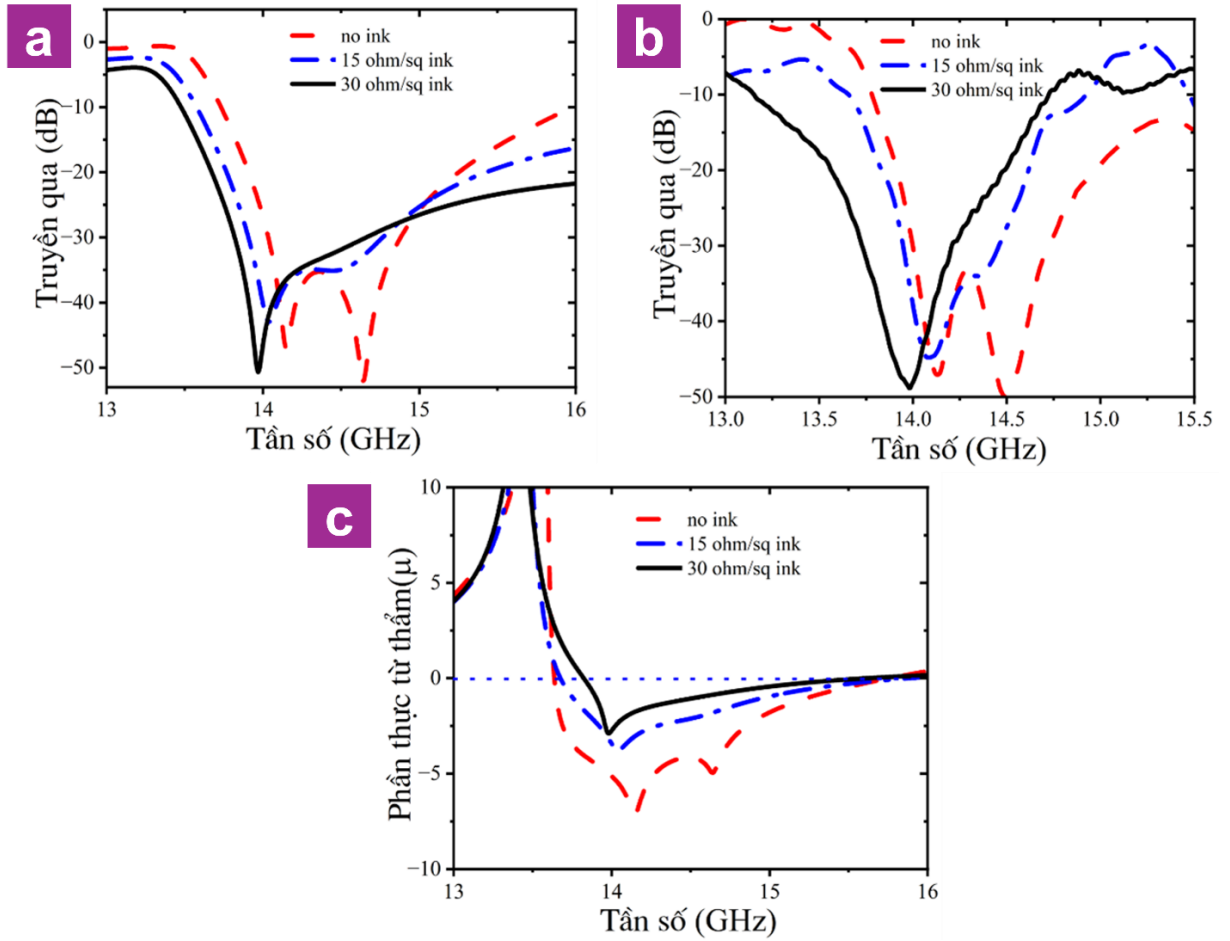
Hình 4.9(a) và 4.9(b) lần lượt trình bày kết quả mô phỏng và thực nghiệm phổ truyền qua trong hai trường hợp: cấu trúc không tích hợp lớp mực dẫn và có tích hợp lớp mực graphene với điện trở bề mặt thay đổi từ $15 \Omega/\text{sq}$ đến $30 \Omega/\text{sq}$. Quan sát cho thấy, xu hướng thay đổi trong cả hai kết quả là tương đồng – khi điện trở bề mặt của lớp graphene tăng lên, vùng không truyền qua tương ứng với vùng có từ thẩm âm trở nên hẹp hơn và độ suy giảm tín hiệu cũng giảm đi.

Kết quả tính toán thành phần thực của độ từ thẩm, thể hiện trong Hình 4.9(c), cho thấy rằng hiệu ứng lai hóa giữa hai lớp cấu trúc giúp mở rộng vùng có từ thẩm âm. Tuy nhiên, độ rộng và biên độ của vùng này suy giảm khi giá trị điện trở lớp dẫn điện tăng dần. Hiện tượng này được lý giải là do khi điện trở của lớp mực dẫn tăng, tổn hao điện năng trong cấu trúc cũng tăng theo, làm giảm mức độ lai hóa giữa hai lớp, từ đó làm yếu đi tương tác trường gần vốn đóng vai trò quan trọng trong việc tạo ra vùng không truyền qua.

Sự suy giảm hiệu ứng lai hóa này chính là nguyên nhân khiến vùng không truyền qua trở nên hẹp hơn và cường độ giảm xuống, như minh họa rõ nét trong Hình 4.9(a) và (b).

Để hình dung rõ hơn về đặc trưng điện từ của MM đề xuất, chúng tôi mô phỏng phân bố dòng điện tại hai đỉnh lai hóa $f_1 = 14,101 \text{ GHz}$ và $f_2 = 14,623 \text{ GHz}$ trong cấu trúc lưới đĩa kim loại không có graphene, $f_1 = 14,189 \text{ GHz}$ và $f_2 = 14,613 \text{ GHz}$ có graphene với $R = 15 \Omega/\text{sq}$ và một đỉnh $f = 14,442 \text{ GHz}$ và biểu diễn trên Hình 4.10. Kết quả trong Hình 4.10 cho thấy rằng phân bố dòng điện tại hai đỉnh lai hóa vẫn được duy trì nhờ các cộng hưởng từ khi tích hợp lớp graphene, tương tự như

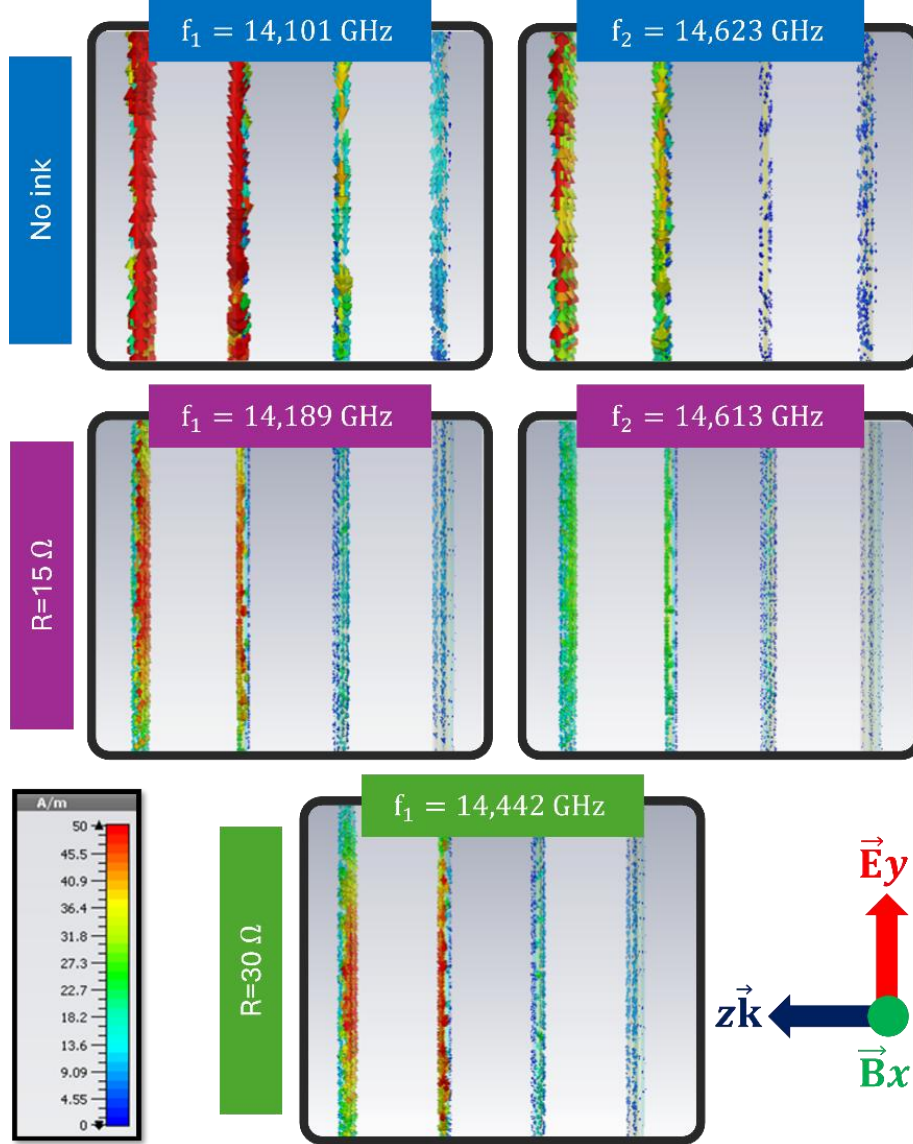
trường hợp không có graphene. Tuy nhiên, cường độ dòng điện có xu hướng giảm khi điện trở của lớp mực dẫn tăng. Đặc biệt, khi điện trở đạt $30 \Omega/\text{sq}$, chỉ còn lại đỉnh thứ nhất với dòng cảm ứng trong kim loại có hướng giống như ở các trường hợp $R = 0 \Omega/\text{sq}$ và $R = 15 \Omega/\text{sq}$, nhưng với biên độ nhỏ hơn rõ rệt; đồng thời, đỉnh thứ hai hoàn toàn biến mất khỏi phổ truyền qua. Sự suy giảm cường độ dòng điện cảm ứng phản ánh chính xác sự thay đổi của các đỉnh hấp thụ trên phổ truyền qua mô phỏng và thực nghiệm được thể hiện trong Hình 3.9(a) và (b). Những phân tích này một lần nữa củng cố rằng vùng lai hóa có bản chất cộng hưởng từ và mức độ lai hóa có thể được điều chỉnh thông qua giá trị điện trở của lớp graphene.



Hình 4.9. Phổ truyền qua a) mô phỏng b) đo đạc và c) tính toán độ từ thẩm của cấu trúc cặp đĩa 2 lớp không tích hợp và tích hợp mực dẫn graphene với điện trở khác nhau

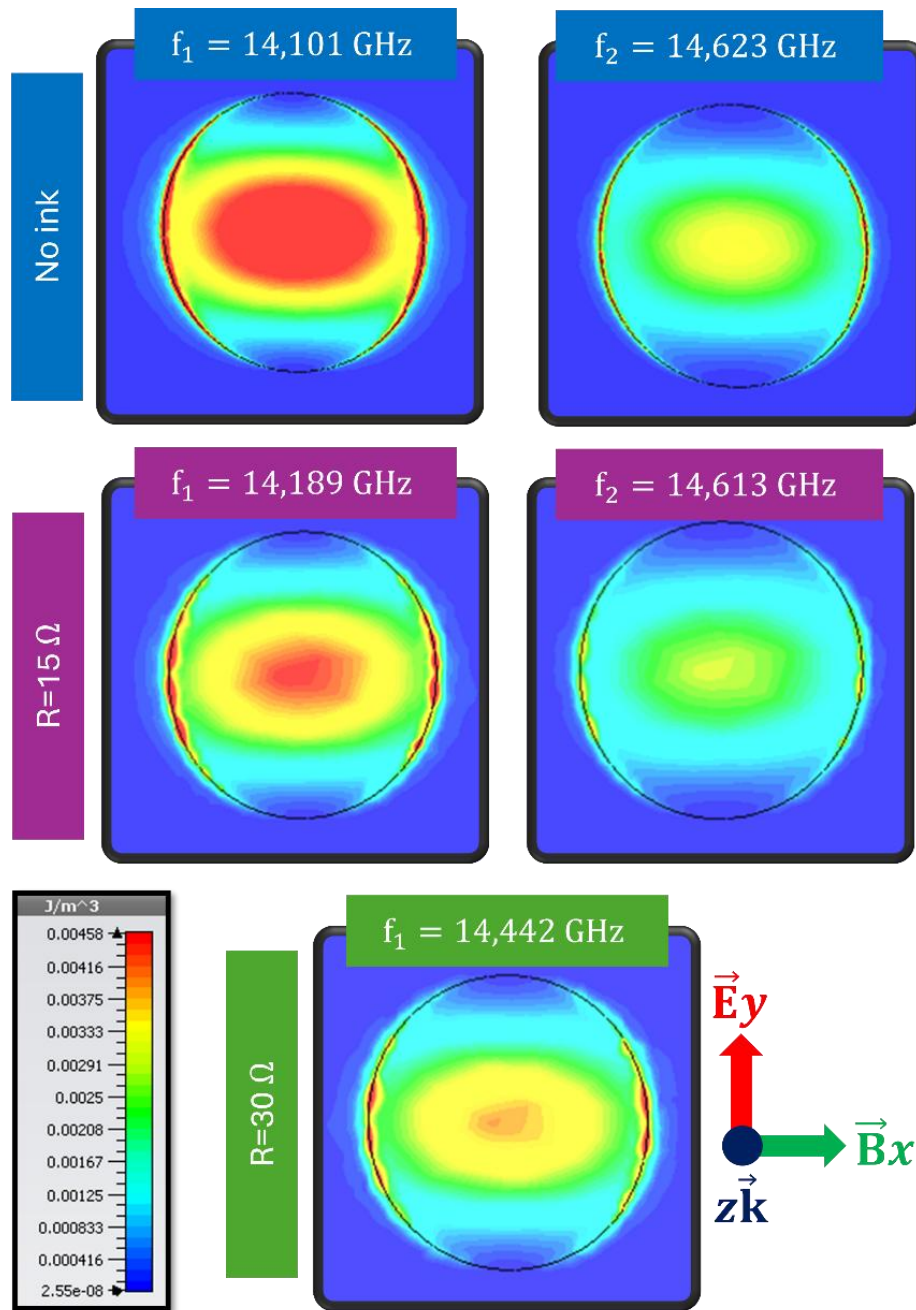
Bên cạnh đó, sự phân bố năng lượng từ trường tại hai đỉnh không truyền qua cũng được mô phỏng trong các trường hợp khi điện trở lớp mực dẫn thay đổi từ $0 \Omega/\text{sq}$ đến $30 \Omega/\text{sq}$ và được thể hiện trong Hình 4.11. Hình ảnh mô phỏng cho thấy sự phân bố của năng lượng từ trường trong các trường hợp có lớp mực dẫn không có sự khác biệt đáng kể về hình thái so với khi không có lớp này, tuy nhiên biên độ giảm

rõ rệt khi điện trở tăng. Những kết quả này hoàn toàn tương thích với các phân tích trước đó, khẳng định bản chất cộng hưởng từ của hai đỉnh không truyền qua là do hiệu ứng lai hóa trong cấu trúc hai lớp đĩa kim loại, và mức độ lai hóa có thể được điều chỉnh thông qua điện trở của lớp mực dẫn.



Hình 4.10. Phân bố dòng khi có mực dẫn tại các đỉnh không truyền qua khi điện trở lớp mực dẫn thay đổi

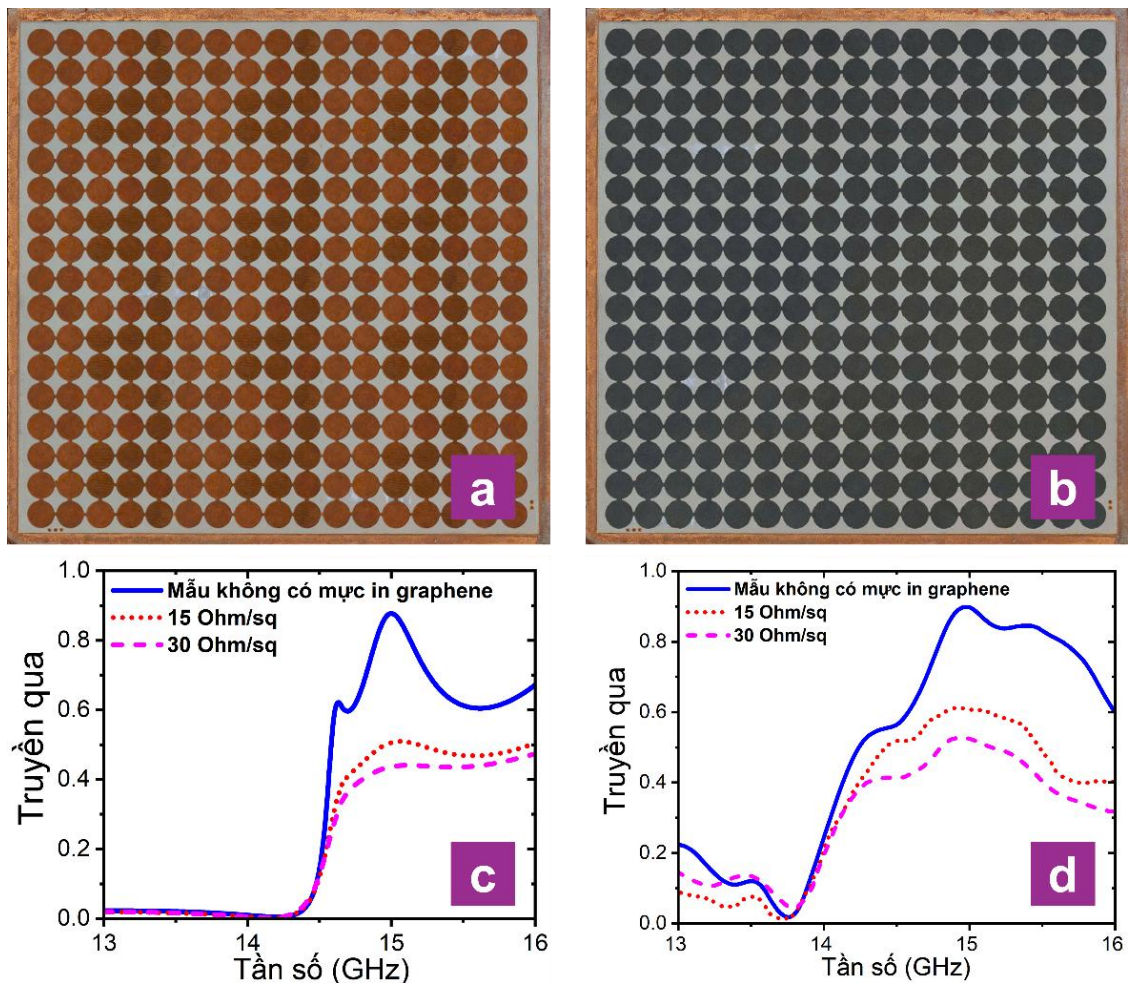
Từ các kết quả nghiên cứu này, có thể kết luận rằng việc điều chỉnh đặc tính truyền sóng trong vùng từ thẩm âm hoàn toàn có thể thực hiện được thông qua phương pháp phủ lớp mực dẫn điện mà không cần thay đổi hình học ban đầu của cấu trúc cộng hưởng hai lớp. Điều này mở ra hướng tiếp cận đơn giản nhưng hiệu quả trong việc kiểm soát đặc tính truyền qua của MM.



Hình 4.11. Mô phỏng phân bố từ trường tại các đỉnh không truyền qua của cấu trúc cặp đĩa hai lớp khi điện trở lớp mực dần thay đổi

Sau khi phân tích cấu trúc cặp đĩa có độ từ thẩm âm, luận án tiếp tục khảo sát khả năng điều chỉnh vùng chiết suất âm mở rộng thông qua cơ chế lai hóa bằng cách nghiên cứu cấu trúc lưới đĩa kim loại. Các tham số cấu trúc của phần đĩa tương tự như cấu trúc cặp đĩa đã trình bày, tuy nhiên cấu trúc lưới đĩa kim loại được tích hợp thêm hai dây kim loại liên tục đặt vuông góc với nhau đi qua tâm của đĩa tròn, với chiều rộng dây kim loại là 0,8 mm. Thiết kế của cấu trúc cần đảm bảo độ truyền qua ban đầu đủ cao, qua đó có thể theo dõi rõ ràng xu hướng suy giảm truyền qua khi điện trở bề mặt tăng lên. Kết quả mô phỏng cho thấy cấu trúc cho ra 2 đỉnh lai hóa rõ ràng

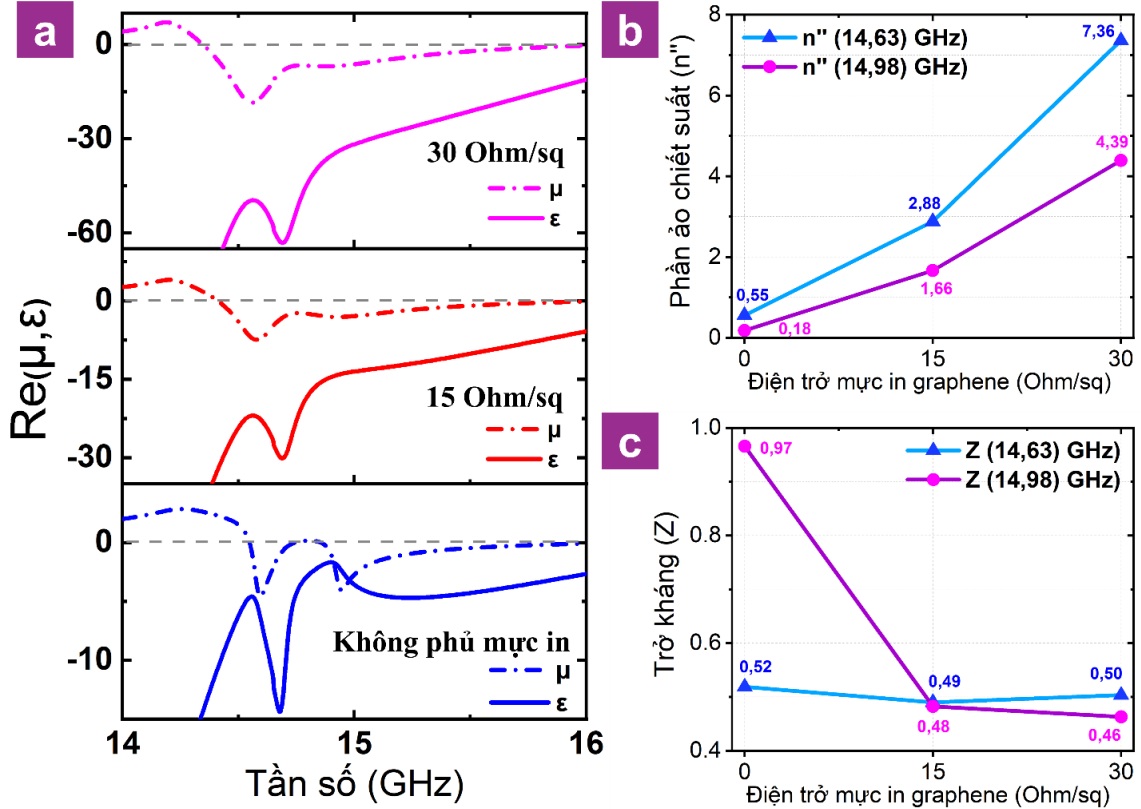
với độ truyền qua chiết suất âm cao, chứng tỏ khả năng cộng hưởng mạnh và hoàn toàn phù hợp để lựa chọn làm mẫu chế tạo thực nghiệm. Tương tự phương pháp áp dụng cho cấu trúc cặp đĩa, cấu trúc lưới đĩa kim loại được mô phỏng và đo đạc thực nghiệm trong hai trường hợp: không phủ mực in graphene và phủ mực in graphene với điện trở bề mặt ($15 \Omega/\text{sq}$ và $30 \Omega/\text{sq}$). Các lớp mực graphene được phủ trực tiếp lên lớp đồng của cấu trúc. Hình 4.12(a) và 4.12(b) lần lượt trình bày mẫu cấu trúc thực tế trong trường hợp không phủ và có phủ lớp graphene. Hình 4.12(c) và 4.12(d) tương ứng trình bày phổ truyền qua thu được từ mô phỏng và thực nghiệm cho các trường hợp trên. Kết quả cho thấy sự tương đồng cao giữa mô phỏng và thực nghiệm, với xu hướng biến đổi nhất quán: khi điện trở bề mặt của lớp graphene tăng lên, vùng truyền qua tương ứng với vùng có chiết suất âm (sẽ được chứng minh chi tiết ở Hình 4.13) bị suy giảm. Đáng chú ý, độ suy giảm tại đỉnh thứ hai (14,98 GHz) mạnh hơn đáng kể so với đỉnh thứ nhất (14,63 GHz).



Hình 4.12. Ô cơ sở của cấu trúc lưới đĩa kim loại a) không phủ mực in và b) phủ mực in graphene; Phổ truyền qua c) mô phỏng và d) đo đạc của cấu trúc lưới đĩa

kim loại không phủ mực in và phủ mực in với hai giá trị điện trở là 15 Ohm/sq và 30 Ohm/sq

Để làm rõ cơ chế vật lý dẫn đến sự suy giảm độ truyền qua này, Hình 4.13 trình bày các tham số điện từ được trích xuất từ cấu trúc thông qua phương pháp truy hồi, bao gồm phần thực của độ điện thẩm và từ thẩm (Hình 4.13a), phần ảo của chiết suất n'' (Hình 4.13b), cũng như trở kháng chuẩn hóa Z tại hai tần số cộng hưởng 14,63 GHz và 14,98 GHz (Hình 4.13c).



Hình 4.13. a) Phần thực của độ điện thẩm và độ từ thẩm ứng với cấu trúc lưới đĩa kim loại không phủ mực in và phủ mực in graphene 15 Ohm/sq và 30 Ohm/sq; Sự thay đổi của b) phần ảo chiết suất và c) trở kháng tại đỉnh truyền qua 14,63 GHz và 14,98 GHz

Phân tích từ Hình 4.13(a) cho thấy trong cả ba trường hợp (không phủ graphene, phủ graphene 15 Ω /sq và 30 Ω /sq), phần thực của hằng số điện môi và độ từ thẩm đều duy trì giá trị âm trong vùng cộng hưởng, đáp ứng điều kiện cần thiết để hình thành chiết suất âm kép. Tuy nhiên, đối với mẫu không phủ graphene, đường cong ϵ và μ có xu hướng nằm gần nhau hơn, giúp duy trì điều kiện phối hợp trở kháng và đạt được độ truyền qua cao. Khi phủ graphene với 15 Ω /sq, khoảng cách giữa hai đường cong này bắt đầu tăng lên, và đến 30 Ω /sq, sự tách biệt trở nên rõ rệt hơn. Sự phân kỳ này chứng tỏ sự mất phối hợp giữa thành phần điện và từ, dẫn đến suy giảm khả năng truyền qua và tăng cường phản xạ.

Để làm rõ ảnh hưởng của sự mất phối hợp này, Hình 4.13(c) trình bày sự biến thiên của trở kháng chuẩn hóa Z tại hai đỉnh cộng hưởng 14,63 GHz (đỉnh 1) và 14,98 GHz (đỉnh 2) khi phủ graphene với các giá trị điện trở bề mặt khác nhau. Kết quả cho thấy sự khác biệt rõ rệt giữa hai đỉnh cộng hưởng:

Tại đỉnh cộng hưởng thứ nhất (14,63 GHz): giá trị trở kháng chuẩn hóa Z gần như không đổi khi tăng điện trở bề mặt của graphene, từ 0,52 (không phủ) xuống 0,49 (15 Ω/sq) và 0,50 (30 Ω/sq). Điều này chứng tỏ tại đỉnh này, nguyên nhân chính dẫn đến sự suy giảm độ truyền qua ở Hình 4.12 không phải do mất phối hợp trở kháng, mà chủ yếu bắt nguồn từ sự gia tăng tổn hao hấp thụ. Điều này được minh chứng qua phần ảo của chiết suất n'' trong Hình 4.13(b), với giá trị n'' tăng mạnh theo điện trở graphene.

Ngược lại, tại đỉnh cộng hưởng thứ hai (14,98 GHz): trở kháng Z thay đổi mạnh, từ 0,97 (không phủ) giảm xuống 0,48 (15 Ω/sq) và 0,46 (30 Ω/sq), cho thấy hiện tượng mất phối hợp trở kháng xảy ra rõ rệt. Đồng thời, giá trị n'' tại tần số này cũng tăng nhanh (từ 0,18 lên 4,39), phản ánh tổn hao hấp thụ ngày càng lớn. Do đó, sự suy giảm mạnh mẽ của đỉnh truyền qua thứ hai là kết quả của hai cơ chế tổn hao tác động đồng thời: vừa mất phối hợp trở kháng, vừa gia tăng hấp thụ.

Kết quả phân tích cho thấy cơ chế suy giảm độ truyền qua khi phủ graphene phụ thuộc vào tần số cộng hưởng: tại đỉnh thứ nhất (14,63 GHz) do tổn hao hấp thụ chi phối, trong khi tại đỉnh thứ hai (14,98 GHz) là kết quả tổng hợp của cả mất phối hợp trở kháng và gia tăng hấp thụ. Sự phân tích này làm rõ vai trò kép của graphene trong việc điều chỉnh đáp ứng điện từ của MM, mở ra khả năng thiết kế có chọn lọc tỷ lệ truyền qua/hấp thụ tại các tần số mong muốn thông qua kiểm soát điện trở bề mặt.

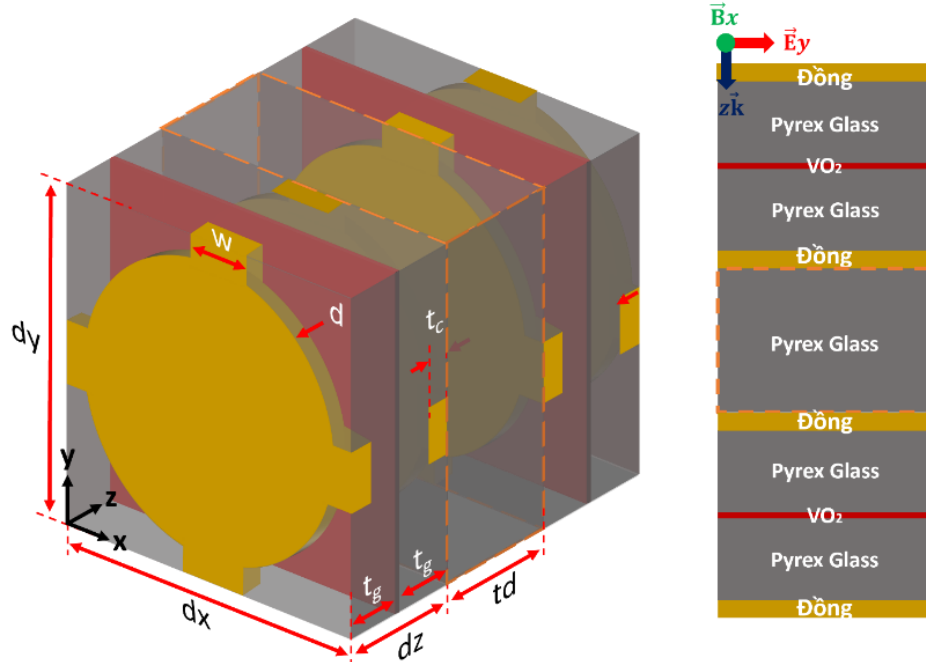
4.2 Điều khiển đặc tính vùng từ thẩm âm, chiết suất âm của cấu trúc vật liệu biến hóa lai hóa bậc II hoạt động vùng THz tích hợp VO₂

Trên cơ sở phân tích cơ chế lai hóa bậc I với cấu trúc một lớp, trong phần này chúng tôi mở rộng nghiên cứu sang cấu trúc lai hóa bậc II gồm hai lớp MM. Cấu trúc lưới đĩa kim loại đề xuất ban đầu được giữ nguyên làm nền tảng. Việc bổ sung thêm lớp thứ hai giúp tạo ra các trạng thái lai hóa phức tạp hơn, cho phép điều khiển phổ cộng hưởng một cách tinh vi hơn so với lai hóa bậc I dựa trên tích hợp vật liệu chuyển pha VO₂.

4.2.1 Thiết kế mô phỏng cấu trúc vật liệu biến hóa

Hình 4.14 trình bày ô cơ sở của cấu trúc MM lưới đĩa kim loại lai hóa hai lớp, tích hợp VO₂ với các tham số cấu trúc và cấu hình mặt cắt dọc. Cấu trúc MM sử dụng

cơ chế lai hóa plasmon bậc II giữa 2 dimer lưới đĩa kim loại được ngăn cách nhau bởi lớp điện môi Pyrex glass có độ dày $t_d = 5 \mu m$. Mỗi dimer bao gồm một cặp lưới đĩa kim loại bằng đồng thiết kế đối xứng cũng được phân cách qua một lớp điện môi Pyrex glass có độ dày $d_z = 160 \mu m$. Cấu hình đối xứng này rất cần thiết để đạt được cộng hưởng từ mạnh, như đã được chứng minh trong các nghiên cứu trước đây [66]. Khoảng cách giữa hai dimer - phân cách bởi một lớp điện môi Pyrex glass đã được tối ưu hóa để đạt được tương tác cao giữa các lớp. Khoảng cách này cho phép tạo ra tương tác trường gần mạnh giữa các bộ cộng hưởng dimer liền kề, tạo điều kiện cho hiệu ứng lai hóa plasmon để mở rộng vùng tần số D-NRI. Các tham số cấu trúc của ô cơ sở, bao gồm kích thước ô cơ sở $d_x = d_y = a = 430 \mu m$, độ dày $d_z = 160 \mu m$, đường kính đĩa $d = 420 \mu m$ và độ dày lớp kim loại $t_c = 30 \mu m$, chiều dài và chiều rộng hai thanh kim loại liên tục lần lượt là $a = 430 \mu m$ và $w = 200 \mu m$. Lớp VO_2 được tích hợp vào trung tâm của lớp điện môi, với kích thước $a \times a = 430 \times 430 \mu m$ và độ dày $t_{VO_2} = 0,1 \mu m$. Việc tối ưu chiều dày và vị trí lớp VO_2 trong lớp điện môi giúp đảm bảo ảnh hưởng của VO_2 lên phổ cộng hưởng là đủ lớn để tạo ra khả năng điều khiển chủ động. Tất cả các tham số cấu trúc đã được tối ưu hóa để đảm bảo phối hợp trở kháng và tối đa hóa hệ số phẩm chất (FOM) trong băng tần mục tiêu.



Hình 4.14. Ô cơ sở của cấu trúc vật liệu biến hóa lưới đĩa kim loại lai hóa hai lớp tích hợp VO_2 với các tham số cấu trúc và cấu hình mặt cắt dọc

Việc tích hợp VO_2 vào cấu trúc MM nhằm khai thác các tính chất chuyển pha đáng chú ý của nó biểu hiện qua sự thay đổi độ dẫn điện từ $\sigma = 200 \text{ S/m}$ ở trạng

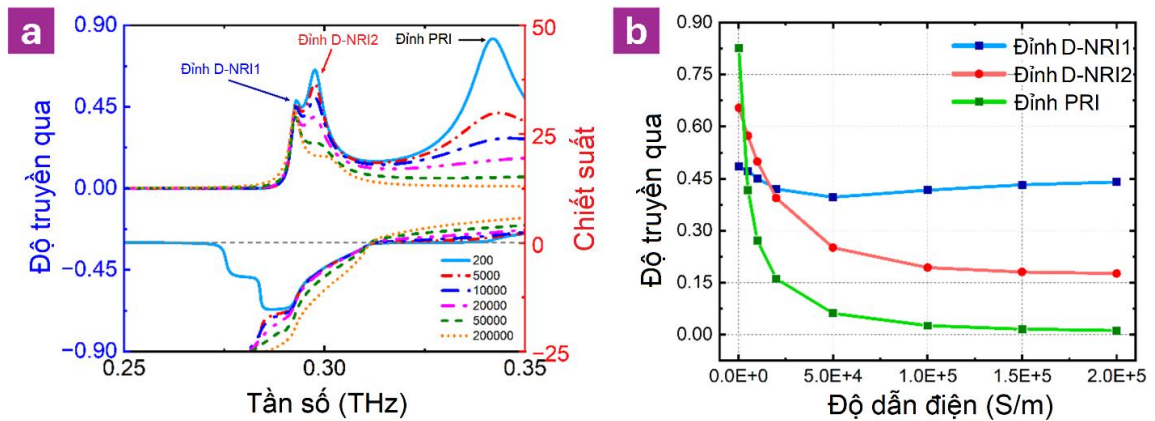
thái cách điện đến $\sigma = 200,000 \text{ S/m}$ ở trạng thái kim loại. Sự điều biến độ dẫn điện năm bậc độ lớn này xảy ra gần nhiệt độ tới hạn 68°C trong quá trình gia nhiệt và 58°C trong quá trình hạ nhiệt, thể hiện độ trễ nhiệt đặc trưng của các chuyển pha bậc I. Sự thay đổi đáng kể này trong các tính chất điện - trải rộng trên ba bậc độ lớn - cho phép chuyển đổi linh hoạt giữa các chế độ truyền qua khác nhau. Ở trạng thái nhiệt độ thấp, VO_2 biểu hiện hành vi điện môi, tạo ra nhiều đỉnh truyền qua do các chế độ lai hóa bậc cao của cấu trúc MM [22], [64]. Các đặc tính đa đỉnh này phát sinh từ sự ghép nối giữa các cộng hưởng plasmon cơ bản và bậc cao trong cấu hình đa lớp. Khi chuyển sang trạng thái kim loại, độ dẫn điện của VO_2 tăng lên, từ đó tạo ra ảnh hưởng với các chế độ cộng hưởng cụ thể như đã đề cập ở cấu trúc đơn lớp.

4.2.2 Kết quả nghiên cứu điều khiển đặc tính điện từ vùng từ thẩm âm, chiết suất âm của vật liệu biến hoá dựa trên lai hoá bậc II khi tích hợp VO_2

Hình 4.15 trình bày (a) Độ truyền qua, chiết suất và (b) Sự thay đổi độ truyền qua tại hai đỉnh D-NRI và PRI phụ thuộc theo độ dẫn điện của VO_2 . Kết quả cho thấy vai trò quan trọng của độ dẫn điện VO_2 trong việc kiểm soát đáp ứng điện từ của cấu trúc MM lưới đĩa kim loại hai lớp. Hình 4.15(a) chứng minh sự thay đổi của phổ truyền và chiết suất khi độ dẫn điện VO_2 tăng từ 200 S/m (pha điện môi) đến $200,000 \text{ S/m}$ (pha kim loại). Cấu trúc thể hiện hai đỉnh NRI riêng biệt tại $0,293 \text{ THz}$ (Đỉnh D-NRI1) và $0,2977 \text{ THz}$ (Đỉnh D-NRI2), cùng với một đỉnh PRI tại $0,3418 \text{ THz}$. Hai đỉnh NRI này có nguồn gốc từ sự lai hóa giữa hai lớp lưới đĩa kim loại, tạo ra nhiều chế độ cộng hưởng trong dải tần mục tiêu. Hình 4.15(b) cho thấy độ truyền qua của mỗi đỉnh thể hiện các đáp ứng riêng biệt khi thay đổi độ dẫn điện của VO_2 .

Trong giai đoạn đầu từ 200 đến $5,000 \text{ S/m}$, cả hai đỉnh D-NRI2 và PRI đều trải qua sự suy giảm độ truyền qua đáng kể với độ dốc thay đổi lớn nhất trong vùng này, trong khi đỉnh D-NRI1 chỉ suy giảm nhẹ độ truyền qua. Sự giảm mạnh trong giai đoạn này là kết quả của sự thay đổi các điều kiện phối hợp trở kháng khi VO_2 chuyển từ trạng thái điện môi sang dẫn điện. Khi độ dẫn điện VO_2 tiếp tục tăng thêm qua các giá trị trung gian (5000 - $50,000 \text{ S/m}$) và tiến gần đến trạng thái kim loại hoàn toàn ($200,000 \text{ S/m}$), tốc độ suy giảm độ truyền qua giảm dần, thể hiện hành vi bão hòa đặc trưng với độ dốc của các đường cong truyền qua phẳng dần. Đỉnh D-NRI1 chứng minh tính ổn định đặc biệt trước sự thay đổi của độ dẫn điện, duy trì giá trị truyền qua giữa $0,42$ - $0,48$ trên toàn bộ dải khảo sát. Đáng chú ý, khi độ dẫn điện vượt quá 50.000 S/m , độ truyền qua của đỉnh D-NRI1 tăng nhẹ thay vì giảm như thông thường. Sự thay đổi này có thể được giải thích do các điều kiện phối hợp trở kháng được đáp ứng tốt hơn khi VO_2 tiến gần đến trạng thái kim loại hoàn toàn. Lúc này, lớp VO_2 có độ dẫn điện cao bắt đầu đóng góp tích cực vào đáp ứng điện từ tổng thể thay vì chỉ

đóng vai trò là cơ chế tổn thất. Ngược lại, so với đỉnh D-NRI1, đỉnh D-NRI2 hiển thị độ nhạy cao hơn đáng kể với các thay đổi độ dẫn điện VO_2 , với độ truyền qua giảm từ 0,65 tại 200 S/m xuống khoảng 0,17 tại 200,000 S/m. Quan sát ở Hình 4.15(b) cho thấy, độ truyền qua biến thiên theo dạng hyperbol: khi độ dẫn điện tăng, tốc độ suy giảm truyền qua dần chậm lại, do toàn bộ cấu trúc tiến gần đến trạng thái bão hòa tổn hao. Bên cạnh đó, đỉnh PRI cũng thể hiện sự triệt tiêu mạnh mẽ nhất, với độ truyền qua giảm mạnh từ 0,82 xuống gần bằng không khi VO_2 chuyển từ trạng thái điện môi sang trạng thái kim loại.



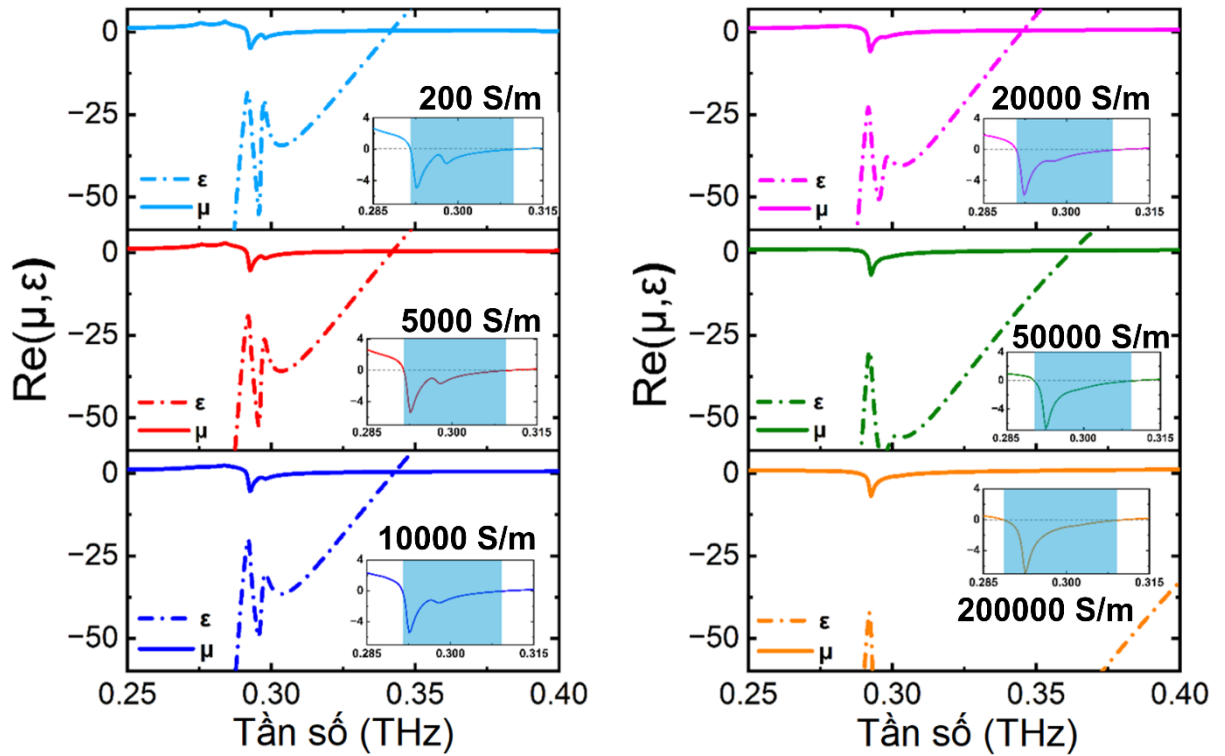
Hình 4.15. (a) Độ truyền qua và chiết suất và (b) Sự thay đổi độ truyền tại hai đỉnh D-NRI và PRI phụ thuộc theo độ dẫn điện của VO_2

Hình 4.16 trình bày phần thực của độ điện thẩm (ϵ , đường đứt nét) và độ từ thẩm (μ , đường liền nét) tại các trạng thái độ dẫn điện VO_2 khác nhau từ 200 S/m đến 200.000 S/m. Các tham số hiệu dụng được trình bày trong Hình 4.16 giải thích những cơ chế chi phối độ truyền qua của 3 đỉnh trong Hình 4.15. Phần thực của độ điện thẩm hiệu dụng ϵ và độ từ thẩm μ được xác định bằng phương pháp truy xuất thông qua tham số tán xạ được phát triển bởi Chen và cộng sự [76], [130], đảm bảo xác định chính xác các tham số cấu thành ngay cả khi có nhiều cộng hưởng.

Tại độ dẫn điện ban đầu 200 S/m, các tham số hiệu dụng cho thấy xuất hiện hai đỉnh cộng hưởng từ rõ rệt, biểu hiện dưới dạng các giá trị cực tiểu âm trong phần thực của độ từ thẩm tại 0,293 THz và 0,2977 THz. Hai cộng hưởng từ này bắt nguồn từ quá trình lai hóa plasmon bậc II giữa các lớp dimer lưới đĩa kim loại xếp chồng, trong đó tương tác trường gần làm tách mode từ cơ bản thành các mode lai hóa liên kết (bonding) và phản liên kết (antibonding) [52], [64]. Cả hai cộng hưởng này đều kèm theo sự phản cộng hưởng trong phổ độ điện thẩm – một dấu hiệu đặc trưng khi kích thích từ sinh ra các đáp ứng điện thứ cấp [131]. Các vùng màu xanh trong hình

chú thích xác nhận rằng cả hai đỉnh truyền qua đều xuất hiện trong các dải tần mà ϵ và μ đồng thời mang giá trị âm, qua đó khẳng định cả 2 đều mang đặc tính D-NRI.

Đỉnh truyền qua tại 0,3418 THz xuất hiện trong một chế độ hoàn toàn khác biệt, khi MM chuyển từ vùng D-NRI sang vùng PRI. Tại tần số này, ứng với độ dẫn điện ban đầu 200 S/m, hằng số điện môi tiến gần đến độ từ thẩm, tạo ra các điều kiện phối hợp trở kháng gần hoàn hảo với không gian tự do. Sự phối hợp trở kháng này, kết hợp với tổn hao thấp trong trạng thái VO₂ cách điện, tạo ra độ truyền qua cao lên tới 0,82 được quan sát trong Hình 4.15(b). Vị trí của đỉnh này nằm gần tần số plasma hiệu dụng, nơi hằng số điện môi của cấu trúc xấp xỉ bằng 0, phù hợp với mô hình lý thuyết đối với các cấu trúc MM có dạng dây kim loại liên tục [26].

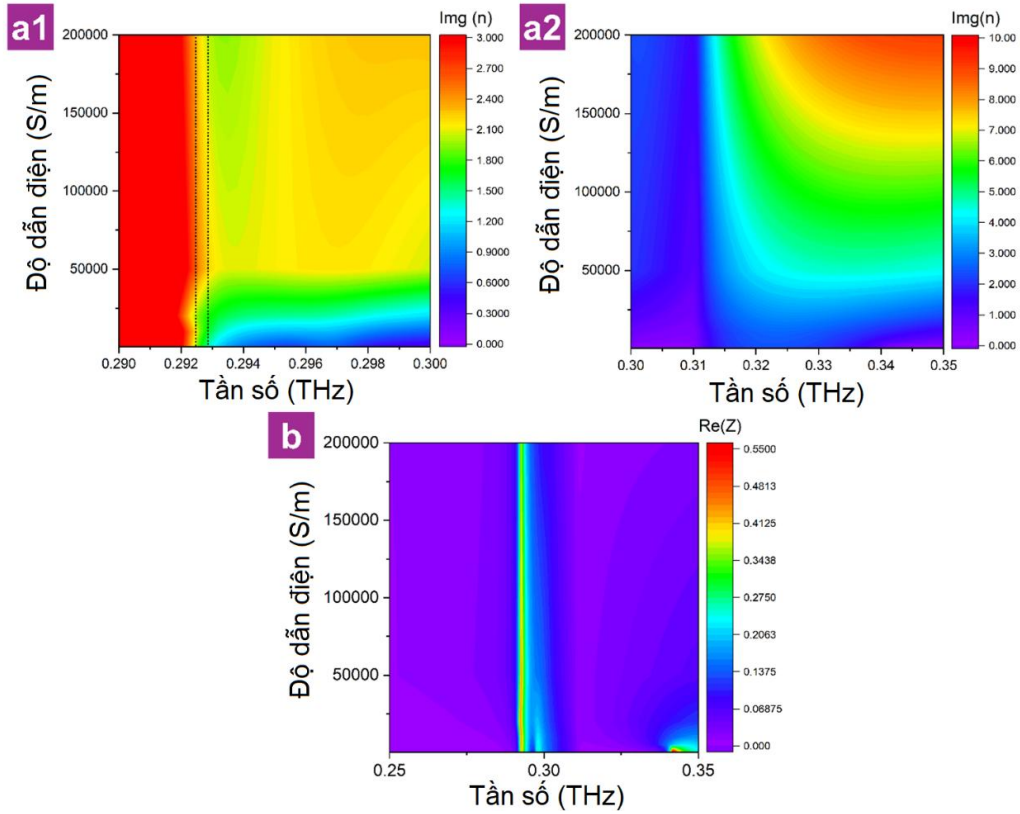


Hình 4.16. Phần thực của độ điện thẩm (ϵ , đường đứt nét) và độ từ thẩm (μ , đường liền nét) tại các trạng thái độ dẫn điện VO₂ khác nhau từ 200 S/m đến 200.000 S/m. Hình chú thích kèm theo làm rõ vùng cộng hưởng từ tương ứng và làm nổi bật vùng chiết suất âm kép (màu xanh)

Khi độ dẫn điện của VO₂ tăng trong quá trình chuyển pha, các tham số điện từ biến đổi đáng kể, làm thay đổi chọn lọc đặc tính cộng hưởng. Cộng hưởng từ của đỉnh D-NRI1 cho thấy sự tăng cường theo độ dẫn điện, thể hiện qua giá trị cực tiểu âm của độ từ thẩm gia tăng. Sự tăng cường này được cho là bắt nguồn từ lớp VO₂ khi tiến gần đến trạng thái kim loại. VO₂ có độ dẫn cao hiệu chỉnh đáng kể sự tương tác điện dung giữa các lớp lưới đĩa kim loại, tạo ra mômen lưỡng cực từ mạnh hơn thông qua

dòng điện tuần hoàn được tăng cường, cho thấy lớp VO_2 đóng góp tích cực vào đáp ứng cộng hưởng từ.

Ngược lại, Đỉnh D-NRI2 thể hiện đáp ứng hoàn toàn khác biệt, với cường độ cộng hưởng từ suy giảm dần khi độ dẫn điện tăng. Đỉnh cộng hưởng ban đầu rõ nét tại 0,2977 THz dần yếu đi rồi hợp nhất với cộng hưởng chính, mất đi đặc tính riêng biệt mặc dù vẫn duy trì giá trị từ thẩm âm. Sự triệt tiêu chọn lọc này có thể được giải thích thông qua sự tương tác của hai mode lai hóa với lớp VO_2 , trong đó mode tần số cao hơn (D-NRI2) chịu ảnh hưởng của sự mất phối hợp trở kháng. Khi độ dẫn điện đạt tới 50.000 S/m, cấu trúc hai đỉnh cộng hưởng hầu như biến đổi thành một cộng hưởng đơn với vùng cộng hưởng từ rộng hơn và tập trung quanh đỉnh D-NRI1, thể hiện khả năng tái cấu hình của các mode lai hóa thông qua điều chỉnh độ dẫn điện của VO_2 .



Hình 4.17. (a1-a2) Phần ảo của chiết suất $\text{Img}(n)$ theo tần số và độ dẫn điện của VO_2 cho (a1) vùng đỉnh D-NRI (0,29-0,30 THz) và (a2) vùng đỉnh PRI (0,30-0,35 THz); (b) Phần thực của trở kháng chuẩn hóa $\text{Re}(Z)$ theo tần số và độ dẫn điện của VO_2

Đáng chú ý, tần số plasma vẫn duy trì ổn định trong suốt quá trình thay đổi độ dẫn điện, với vị trí $\varepsilon = 0$ thay đổi rất nhỏ. Điều này cho thấy lớp VO_2 chủ yếu ảnh hưởng đến đáp ứng từ cũng như điều kiện phối hợp trở kháng, thay vì làm thay đổi tần số plasma của dây kim loại liên tục. Tuy nhiên, sự suy giảm mạnh độ truyền qua

của đỉnh PRI, từ 0,82 xuống gần như bằng 0 ở 50,000 S/m, mặc dù tần số plasma vẫn ổn định, cho thấy điều kiện phối hợp trở kháng đã bị ảnh hưởng mạnh do tổn hao gia tăng. Khi độ dẫn điện của VO_2 vượt quá 50,000 S/m, sự suy giảm độ truyền qua đạt tới một ngưỡng bão hòa, tại đó việc tăng thêm độ dẫn điện gần như không gây ra thay đổi đáng kể.

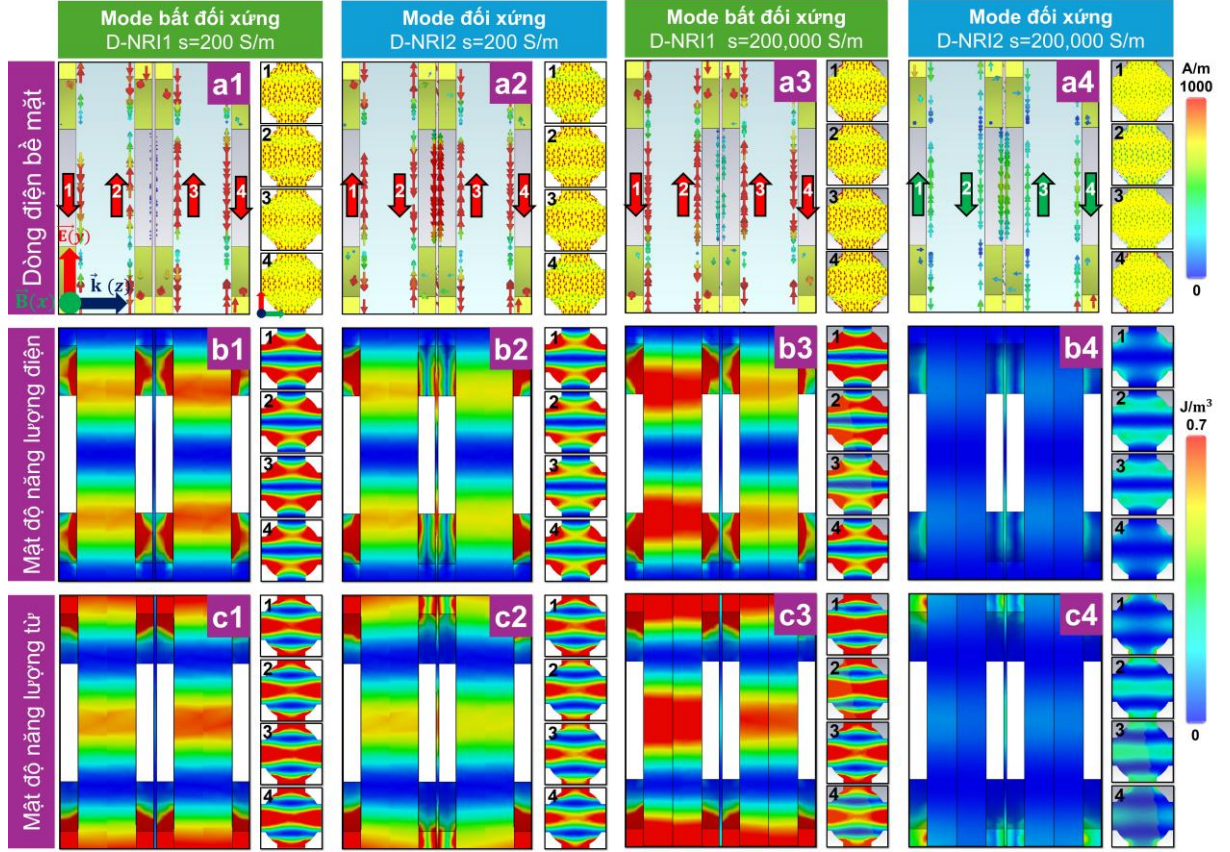
Hình 4.17 trình bày (a1-a2) Phần ảo của chiết suất $\text{Im}g(n)$ theo tần số và độ dẫn điện của VO_2 cho (a1) vùng đỉnh D-NRI (0,29-0,30 THz) và (a2) vùng đỉnh PRI (0,30-0,35 THz); (b) Phần thực của trở kháng chuẩn hóa $\text{Re}(Z)$ theo tần số và độ dẫn điện của VO_2 . Hình 4.17(a1) cho thấy tại độ dẫn điện thấp của VO_2 ($\sigma = 200 \text{ S/m}$), đỉnh D-NRI1 ban đầu có giá trị phần ảo của chiết suất $\text{Im}g(n)$ cao hơn so với đỉnh D-NRI2 (0,2977 THz), lần lượt là 1,2 và 0,5.

Khi độ dẫn điện của VO_2 tăng dần, xuất hiện một hiện tượng đáng chú ý: giá trị $\text{Im}g(n)$ của cả hai đỉnh D-NRI tiến đến mức xấp xỉ nhau, đạt khoảng 2,5–3,0 tại $\sigma = 200,000 \text{ S/m}$. Ở vùng PRI trong Hình 4.17(a2), đỉnh PRI thể hiện sự biến đổi mạnh nhất về đặc tính tổn hao, với $\text{Im}g(n)$ tăng từ xấp xỉ 0 khi VO_2 ở trạng thái điện môi lên mức rất cao ở trạng thái kim loại. Sự gia tăng đột ngột của tổn hao này giải thích nguyên nhân hiện tượng triệt tiêu hoàn toàn vùng truyền qua PRI quan sát được trong Hình 4.15, khi hệ số hấp thụ trở nên quá lớn. Giá trị $\text{Im}g(n)$ ban đầu rất nhỏ của đỉnh PRI cho thấy đỉnh này xuất hiện xung quanh vùng tần số plasma hiệu dụng - nơi MM có độ phối hợp trở kháng cao và tổn hao thấp.

Phân tích phần thực của trở kháng chuẩn hóa $\text{Re}(Z)$ trong Hình 4.17(b) cho thấy vai trò quan trọng của sự phối hợp trở kháng trong việc quyết định đặc tính truyền dẫn. Đối với đỉnh D-NRI, ta quan sát thấy giá trị của $\text{Re}(Z)$ được giữ tương đối ổn định (từ 0,4 đến 0,5) xuyên suốt quá trình thay đổi độ dẫn. Sự ổn định này bắt nguồn từ bản chất tự bù trừ của mode lai hóa, khi độ cộng hưởng từ gia tăng (quan sát trong Hình 4.16) phần nào bù đắp cho tổn hao điện tăng, giúp duy trì tỷ lệ μ/ϵ tương đối cân bằng mặc dù độ dẫn điện thay đổi mạnh. Ngược lại, đỉnh D-NRI2 cho thấy sự mất phối hợp trở kháng nghiêm trọng khi độ dẫn điện tăng, với $\text{Re}(Z)$ giảm từ mức vốn đã không tối ưu là 0,27 ở 200 S/m xuống chỉ còn 0,08 ở 200.000 S/m. Quá trình suy giảm này đi kèm với việc mất đặc trưng cộng hưởng sắc nét, khi đỉnh D-NRI2 bị mở rộng và hòa vào đáp ứng nền.

Đối với đỉnh PRI, ban đầu ở $200 \frac{\text{S}}{\text{m}}$, $\text{Re}(Z)$ gần với giá trị lý tưởng hơn so với cả hai đỉnh NRI ($\sim 0,58$), thể hiện sự phối hợp trở kháng cao, góp phần giải thích nguyên nhân hệ số truyền qua tại đỉnh này đạt 0,82 trong trạng thái cách điện. Tuy nhiên, sự phối hợp trở kháng này suy giảm nghiêm trọng khi VO_2 chuyển sang trạng thái dẫn điện, với $\text{Re}(Z)$ tiến về gần 0 ở độ dẫn cao. Việc mất phối hợp trở kháng

hoàn toàn này tạo ra cơ chế triệt tiêu hiệu quả, gần như loại bỏ hoàn toàn độ truyền qua của PRI khi VO_2 ở trạng thái kim loại, tương tự như đã giải thích đối với cấu trúc lai + bậc I ở Chương 3.



Hình 4.18. Phân bố dòng điện bề mặt (a1-a4), mật độ năng lượng điện trường (b1-b4) và mật độ năng lượng từ trường (c1-c4) tại đỉnh D-NRI 1 và đỉnh D-NRI 2 với hai trường hợp độ dẫn điện VO_2 200 S/m và 200,000 S/m. Các hình chú thích kèm theo thể hiện phân bố của từng lớp mặt cắt

Hình 4.18 trình bày phân bố dòng điện bề mặt (a1-a4), mật độ năng lượng điện trường (b1-b4) và mật độ năng lượng từ trường (c1-c4) tại đỉnh D-NRI 1 và đỉnh D-NRI 2 với hai trường hợp độ dẫn điện VO_2 200 S/m và 200,000 S/m, với các hình chú thích thể hiện phân bố của từng lớp mặt cắt.

Phân bố dòng điện bề mặt trong Hình 4.18(a1, a2) cho thấy rõ cơ chế cộng hưởng từ và các mode lai hóa chi phối khả năng điều chỉnh đỉnh D-NRI. Các dòng điện ngược chiều quan sát được trong từng cấu trúc lưới đĩa kim loại ở cả hai đỉnh D-NRI xác nhận bản chất lưỡng cực từ của các cộng hưởng này, trong đó các dòng điện tuần hoàn tạo ra mômen từ nhân tạo vuông góc với mặt phẳng MM [64]. Đáng chú ý, kết quả mô phỏng dòng điện giữa các lớp cho thấy đỉnh D-NRI1 tương ứng với mode lai hóa phản liên kết (antibonding), trong đó dòng điện ở các bề mặt liền kề

giữa hai dimer có cùng chiều. Mode lai hóa phản liên kết xuất hiện ở tần số thấp một lần nữa chứng tỏ sự chi phối của cộng hưởng từ tại đỉnh cộng hưởng này [132]. Ngược lại, đỉnh D-NRI2 ở tần số cao hơn thể hiện đặc trưng của mode lai hóa liên kết (bonding), với các dòng điện ngược chiều ở các bề mặt liền kề giữa các cấu trúc lai hóa. Sự tập trung dòng điện mạnh tại bề mặt tiếp giáp cho thấy sự tập trung điện tích tại vùng điện môi giữa hai lớp dimer - đặc trưng của mode lai hóa liên kết trong các hệ plasmon.

Phân bố mật độ năng lượng điện trường một lần nữa xác nhận các phân loại mode lai hóa. Đối với mode phản liên kết của đỉnh D-NRI1 trong Hình 4.18(b1), năng lượng điện trường được phân bố đồng đều tại các mặt tiếp giáp giữa hai lớp đồng trong mỗi cấu trúc lưới đĩa kim loại, với mức tập trung rất nhỏ trong lớp điện môi trung tâm nằm giữa hai cấu trúc dimer lai hóa. Ngược lại, mode liên kết của đỉnh D-NRI 2) trong Hình 4.18(b2) thể hiện sự tập trung năng lượng điện trường mạnh không chỉ bên trong mỗi cấu trúc lưới đĩa kim loại mà còn rõ rệt tại vùng điện môi trung tâm giữa hai dimer. Sự biến dạng của phân bố điện trường tại hai đầu của đĩa được gây ra bởi các dòng điện dao động tại các điểm nối của dây kim loại liên tục chống lại dòng điện trong đĩa, dẫn đến sự tập trung điện tích tại các điểm giao nhau của những dòng điện đối lập này. Bên cạnh đó, phân bố mật độ năng lượng từ trường trong Hình 4.18(c1, c2) cũng thể hiện cấu hình tương tự, với năng lượng từ trường phân bố mạnh nhất tại tâm và hai đầu dây liên tục. Năng lượng từ trường cũng cho thấy sự tập trung tại lớp điện môi trung tâm của cấu trúc lai hóa.

Khi độ dẫn điện của VO_2 tăng từ 200 S/m lên 200,000 S/m, hai mode lai hóa này biểu hiện các dạng tiến hóa rất khác nhau. Mode phản liên kết (D-NRI1) trong Hình 4.18(a3, b3, c3) thể hiện sự tăng cường đáng kể, với biên độ dòng điện và mật độ năng lượng điện từ đều tăng bên trong các lớp điện môi. Sự tăng cường này có thể được giải thích bởi mật độ điện tích được cải thiện khi lớp VO_2 chuyển sang trạng thái kim loại, tạo ra sự ghép điện dung mạnh hơn giữa các phần tử cộng hưởng. Độ dẫn điện tăng của VO_2 hoạt động như một lớp dẫn bổ sung, đóng góp tích cực vào cộng hưởng từ thay vì chỉ gây ra tổn hao, qua đó lý giải sự ổn định truyền dẫn quan sát được trong Hình 4.15.

Ngược lại, mode liên kết (D-NRI2) trong Hình 4.18(a4, b4, c4) chịu sự suy giảm nghiêm trọng khi độ dẫn điện VO_2 tăng, thể hiện qua sự suy yếu rõ rệt của dòng điện bề mặt và gần như triệt tiêu hoàn toàn năng lượng điện từ trong cả vùng điện môi nội lớp và liên lớp. Sự triệt tiêu chọn lọc này xảy ra vì mode liên kết, với sự tập trung trường điện từ mạnh tại lớp điện môi giữa hai dimer, chịu ảnh hưởng nghiêm trọng bởi sự mất phối hợp trở kháng của cả cấu trúc khi tăng độ dẫn điện, dẫn đến cộng

hưởng bị suy giảm dần cho tới khi gần như hợp nhất với mode phản liên kết ở độ dẫn cao.

4.3 Kết luận chương 4

Chương 4 đã mở rộng nghiên cứu sang cơ chế lai hóa bậc II, trong đó các phần tử cộng hưởng được sắp xếp theo cấu trúc đa lớp nhằm tăng cường tương tác trường gần và mở rộng vùng cộng hưởng điện từ. Kết quả cho thấy cơ chế này giúp mở rộng đáng kể vùng từ thẩm âm và chiết suất âm, đồng thời nâng cao hiệu suất truyền qua và khả năng điều khiển sóng điện từ.

Việc tích hợp mực in graphene trong các cấu trúc hoạt động vùng GHz đã chứng minh khả năng điều chỉnh linh hoạt đặc tính truyền qua và chiết suất âm thông qua thay đổi điện trở bề mặt, đồng thời duy trì hiệu suất cao và dễ dàng chế tạo. Ở vùng THz, cấu trúc tích hợp VO₂ thể hiện khả năng điều khiển nhiệt độ chủ động, giữ ổn định đỉnh truyền qua chiết suất âm kép ($\sim 0,293$ THz, $\sim 70\%$) trong khi triệt tiêu đỉnh chiết suất âm còn lại và đỉnh chiết suất dương, cho thấy tính chọn lọc phổ và độ ổn định cao khi chuyển pha.

KẾT LUẬN

Luận án "Nghiên cứu điều khiển đặc tính vùng chiết suất âm dựa trên hiệu ứng tương tác trường gần của vật liệu biến hóa kết hợp tác động ngoại vi" đã được thực hiện tại Viện Khoa học vật liệu và Học viện Khoa học và Công nghệ, Viện Hàn lâm Khoa học và Công nghệ Việt Nam. Luận án tập trung vào việc nghiên cứu cơ chế lai hóa plasmon và khả năng điều khiển chủ động đặc tính vùng từ thẩm âm cũng như chiết suất âm của vật liệu biến hóa thông qua tích hợp các vật liệu chức năng như graphene và VO_2 . Những kết quả nghiên cứu của luận án đã được công bố trên các tạp chí khoa học uy tín, bao gồm 02 bài trên tạp chí quốc tế thuộc danh mục ISI, 01 bài trên tạp chí quốc gia thuộc danh mục Scopus, và 01 bài báo trong kỷ yếu hội thảo chuyên ngành.

Luận án đã hoàn thành các mục tiêu đặt ra và thu được một số kết quả chính đóng góp cho Nghiên cứu về Khoa học vật liệu nói chung và lĩnh vực vật liệu biến hóa nói riêng, cụ thể như sau:

1. Đối với cấu trúc lai hóa bậc I, luận án đã làm rõ bản chất điện từ và cơ chế điều khiển vùng chiết suất âm thông qua tích hợp graphene vào lớp điện môi của cấu trúc lưới đĩa kim loại hoạt động trong vùng tần số THz. Kết quả nghiên cứu cho việc điều chỉnh mức Fermi (0–1,0 eV) cho phép chuyển đổi linh hoạt giữa trạng thái truyền qua chiết suất âm và phản xạ. Tại 1,25 THz, độ truyền qua giảm từ 0,70 xuống 0,12 trong khi độ phản xạ tăng từ 0,28 lên 0,83. Cơ chế này duy trì ổn định trong dải nhiệt độ 300–400 K với độ chênh lệch truyền qua–phản xạ trên 60%.

2. Luận án cũng đã nghiên cứu cấu trúc MMHGC - vật liệu biến hóa lai hóa bậc I với graphene đóng vai trò thay thế hoàn toàn thành phần kim loại truyền thống. Cấu trúc này thể hiện khả năng chuyển đổi giữa trạng thái chiết suất dương và chiết suất âm trong dải tần rộng từ 1,8 THz đến 2,7 THz, với độ truyền qua duy trì ở mức cao từ 70% đến 85% thông qua việc điều chỉnh mức Fermi. Khi mức Fermi tăng từ 0,2 eV đến 0,6 eV, tần số cộng hưởng từ dịch chuyển từ 2,0 THz lên 2,43 THz, đồng thời vùng chiết suất âm kép được mở rộng nhờ sự dịch chuyển tần số plasma về phía tần số cao hơn.

3. Bên cạnh graphene, luận án cũng đã nghiên cứu việc tích hợp vật liệu chuyển pha VO_2 để điều khiển vùng chiết suất âm bằng tác động ngoại vi nhiệt độ.

Đối với cấu trúc lai hóa bậc I tích hợp VO_2 , kết quả cho thấy đỉnh truyền qua chiết suất âm tại 0,293 THz được giữ ổn định (~70%) trong suốt quá trình chuyển pha của VO_2 khi độ dẫn điện thay đổi từ 200 đến 200.000 S/m. Ngược lại, đỉnh chiết suất dương tại 0,346 THz suy giảm mạnh và gần triệt tiêu, tạo ra khả năng chọn lọc tần số.

4. Đối với cấu trúc lai hóa bậc II, luận án đã mở rộng nghiên cứu sang các cấu trúc đa lớp phức tạp hơn nhằm khai thác tương tác trường gần mạnh hơn giữa các phân tử cộng hưởng. Trong vùng tần số GHz, cấu trúc cặp đĩa hai lớp tích hợp mực in graphene đã được thiết kế, chế tạo và đo đạc thành công. Khi điện trở bề mặt tăng từ 0 đến 30 Ω/sq , vùng không truyền qua (tương ứng vùng từ thẩm âm) thu hẹp từ hai đỉnh (14,101 và 14,623 GHz) còn một đỉnh (14,442 GHz), cho thấy hiệu ứng lai hóa suy yếu khi tổn hao tăng. Trong cấu trúc lưới đĩa kim loại hai lớp, đỉnh cộng hưởng thứ hai (14,98 GHz) suy giảm mạnh hơn đỉnh thứ nhất do mất phối hợp trở kháng và gia tăng hấp thụ.

5. Trong vùng tần số THz, cấu trúc lưới đĩa kim loại lai hóa bậc II tích hợp VO_2 thể hiện khả năng điều khiển phức tạp hơn với sự xuất hiện của ba đỉnh cộng hưởng riêng biệt: hai đỉnh chiết suất âm kép tại 0,293 THz (D-NRI1) và 0,2977 THz (D-NRI2), cùng với một đỉnh chiết suất dương tại 0,3418 THz. Khi độ dẫn điện tăng từ 200 lên 200.000 S/m, đỉnh D-NRI1 duy trì ổn định (độ truyền qua 0,42–0,48), trong khi đỉnh D-NRI2 giảm mạnh (0,65 xuống 0,17) và đỉnh chiết suất dương bị triệt tiêu. Phân tích trường điện từ cho thấy D-NRI1 thuộc mode phản liên kết có tính ổn định cao, còn D-NRI2 là mode liên kết nhạy cảm với thay đổi độ dẫn điện.

Thông qua việc kết hợp chặt chẽ giữa mô phỏng số, tính toán lý thuyết dựa trên mô hình mạch LC tương đương và thực nghiệm, luận án đã xây dựng được cơ sở khoa học vững chắc về cơ chế lai hóa plasmon và vai trò của các vật liệu chức năng trong việc điều khiển đặc tính vùng từ thẩm âm và chiết suất âm của vật liệu biến hóa. Các kết quả nghiên cứu không chỉ làm phong phú thêm kiến thức lý thuyết về vật liệu biến hóa mà còn mở ra những hướng ứng dụng tiềm năng trong các lĩnh vực như thiết bị THz tái cấu hình, cảm biến sinh học, hệ thống truyền thông không dây 5G/6G và các thiết bị quang điện tử tiên tiến khác.

KIẾN NGHỊ

1. Nghiên cứu ảnh hưởng của các tác động ngoại vi khác như áp suất, từ trường hoặc ánh sáng lên vùng chiết suất âm để tìm kiếm các phương thức điều khiển linh hoạt hơn.
2. Nghiên cứu thiết kế các cấu trúc hoạt động hiệu quả trong dải tần rộng hơn, hoặc có hệ số phẩm chất cao hơn từ vùng GHz tới THz, phục vụ cho các ứng dụng đa dạng hơn.
3. Nghiên cứu ứng dụng trí tuệ nhân tạo và học máy để tự động thiết kế, tối ưu hóa cấu trúc vật liệu biến hóa có đặc tính mong muốn và dự đoán hiệu suất trước khi chế tạo.
4. Phát triển phương pháp đo đặc tiêu chuẩn để có thể tính toán được các tham số hiệu dụng của mẫu vật liệu biến hóa chiết suất âm được chế tạo.

DANH MỤC CÔNG TRÌNH CÔNG BỐ LIÊN QUAN ĐẾN LUẬN ÁN

* Tạp chí thuộc danh mục SCIE

1. **Hai Anh Nguyen**, Bui Son Tung, Xuan Ca Nguyen, Vu Dinh Lam, Nguyen Thi Hien, Bui Xuan Khuyen, “*Tunable dynamic metamaterial for negative refraction*”, Journal of Physics and Chemistry of Solids 186, 111804 (2024).

2. **Hai Anh Nguyen**, Thanh Son Pham, Bui Son Tung, Bui Xuan Khuyen, Dac Tuyen Le, Hai Yen Vu, Dinh Lam Vu, Nguyen Thi Hien “*Metamaterials based on hyperbolic-graphene composite: A pathway from positive to negative refractive index at terahertz*”, Computational Materials Science 248, 113574 (2025).

* Tạp chí Quốc gia

3. **Hai Anh Nguyen**, Bui Xuan Khuyen, Bui Son Tung, Nguyen Thi Hien, Dinh Lam Vu, “A comprehensive approach to retrieve effective properties in metamaterials”, Vietnam Journal of Science and Technology (2025) (ACCEPTED)

* Kỷ yếu Hội nghị Quốc gia

4. **Nguyễn Hải Anh**, Phạm Thanh Sơn, Bùi Xuân Khuyên, Bùi Sơn Tùng, Lê Đắc Tuyên, Phạm Minh Tân, Vũ Hải Yến, Lô Thị Huế, Vũ Đình Lâm, Nguyễn Thị Hiền, “*Phương pháp truy hồi đến kết quả tính toán các tham số trường điện từ của vật liệu biến hóa có chiết suất âm*”, Hội nghị Vật lý chất rắn và Khoa học vật liệu toàn quốc lần thứ 13 (SPMS 2023), 5-7/11, Thành phố Hồ Chí Minh, Việt Nam, Quyển 1, 263-268 (2023).

DANH MỤC TÀI LIỆU THAM KHẢO

1. Liang B., Huang X., and Zheng J., 2022, Super-resolution imaging of negative-refractive graded-index photonic crystal flat lens, *Mater Res Express*, 9(1), pp. 016201.
2. Darsi L. and Rana G., 2025, A Refractive Index-Based Dual-Band Metamaterial Sensor Design and Analysis for Biomedical Sensing Applications, *Sensors*, 25(1), pp. 232.
3. Bhati R. and Malik A.K., 2023, Multiband terahertz metamaterial perfect absorber for microorganisms detection, *Sci Rep*, 13(1), pp. 19685.
4. Huu Nguyen B., Thanh Son P., Hiep L.T.H., Anh N.H., Tung D.K., Khuyen B.X., Tung B.S., Lam V.D., Zheng H., Chen L., and Lee Y., 2024, Enhancing Wireless Power Transfer Performance Based on a Digital Honeycomb Metamaterial Structure for Multiple Charging Locations, *Crystals*, 14(11), pp. 999.
5. Tung B.S., Viet N.N., Khuyen B.X., Pham T.S., Do P.X., Hoa N.T., Lam V.D., and Tung D.K., 2024, Multi-band and polarization-insensitive electromagnetically-induced transparency based on coupled-resonators in a metamaterial operating at GHz frequencies, *Phys Scr*, 99(11), pp. 115502.
6. Tabassum S., Nayemuzzaman S., Kala M., Kumar Mishra A., and Mishra S.K., 2022, Metasurfaces for Sensing Applications: Gas, Bio and Chemical, *Sensors*, 22(18), pp. 6896.
7. Veselago V.G., 1968, THE ELECTRODYNAMICS OF SUBSTANCES WITH SIMULTANEOUSLY NEGATIVE VALUES OF ϵ AND μ , *Sov Phys Uspekhi*, 10(4), pp. 509–514.
8. Smith D.R., Padilla W.J., Vier D.C., Nemat-Nasser S.C., and Schultz S., 2000, Composite Medium with Simultaneously Negative Permeability and Permittivity, *Phys Rev Lett*, 84(18), pp. 4184–4187.
9. Wang F., Huang S., Li L., Chen W., and Xie Z., 2018, Dual-band tunable perfect metamaterial absorber based on graphene, *Appl Opt*, 57(24), pp. 6916.
10. Tung N.T., Tung B.S., Janssens E., Lievens P., and Lam V.D., 2014, Broadband negative permeability using hybridized metamaterials: Characterization, multiple hybridization, and terahertz response, *J Appl Phys*, 116(8), pp. 083104.
11. Ling F., Zhong Z., Huang R., and Zhang B., 2018, A broadband tunable terahertz negative refractive index metamaterial, *Sci Rep*, 8, pp. 9843.
12. Wei Z., Cao Y., Han J., Wu C., Fan Y., and Li H., 2010, Broadband negative refraction in stacked fishnet metamaterial, *Appl Phys Lett*, 97(14), pp. 141901.
13. Özgür Çakmak A., Guven K., and Özbay E., 2007, Planar bilayer metamaterial with left-handed transmission and negative refraction at microwave frequencies, *Phys Status Solidi B*, 244(4), pp. 1188–1191.
14. Guven K., Caliskan M.D., and Ozbay E., 2006, Experimental observation of left-handed transmission in a bilayer metamaterial under normal-to-plane propagation, *Opt Express*, 14(19), pp. 8685.
15. Nguyen H.T., Bui T.S., Yan S., Vandenbosch G.A.E., Lievens P., Vu L.D., and Janssens E., 2016, Broadband negative refractive index obtained by plasmonic hybridization in metamaterials, *Appl Phys Lett*, 109, pp. 221902.
16. Nguyen T.H., Le D.H., Bui S.T., Bui X.K., Nguyen X.C., and Vu D.L., 2020, Plasmonic hybridization in symmetric metamaterial for broadband negative

- refractive index: simulation, experiment and characterization, *J Phys Appl Phys*, 53, pp. 175501.
17. Zhao Q., Kang L., Du B., Li B., Zhou J., Tang H., Liang X., and Zhang B., 2007, Electrically tunable negative permeability metamaterials based on nematic liquid crystals, *Appl Phys Lett*, 90, pp. 011112–011112.
 18. Liu M., Plum E., Li H., Li S., Xu Q., Zhang X., Zhang C., Zou C., Jin B., Han J., and Zhang W., 2021, Temperature-Controlled Optical Activity and Negative Refractive Index, *Adv Funct Mater*, 31(14), pp. 2010249.
 19. Kang L., Zhao Q., Zhao H., and Zhou J., 2008, Magnetically tunable negative permeability metamaterial composed by split ring resonators and ferrite rods, *Opt Express*, 16(12), pp. 8825.
 20. Tung N.T., Lam V.D., Park J.W., Cho M.H., Rhee J.Y., Jang W.H., and Lee Y.P., 2009, Single- and double-negative refractive indices of combined metamaterial structure, *J Appl Phys*, 106(5), pp. 053109.
 21. Hien N.T., Le L.N., Trang P.T., Tung B.S., Viet N.D., Duyen P.T., Manh Thang N., Viet D.T., Lee Y., Lam V.D., and Tung N.T., 2015, Characterizations of a thermo-tunable broadband fishnet metamaterial at THz frequencies, *Comput Mater Sci*, 103, pp. 189–193.
 22. Hien N.T., Ca N.X., Khuyen B.X., Van Huynh T., Khiem N.S., Tung N.T., Lam V.D., and Tung B.S., 2021, Active control of the hybridization effect of near-field coupled resonators in metamaterial for a tunable negative refractive index at terahertz frequencies, *J Phys Chem Solids*, 156, pp. 110173.
 23. Nguyen H.A., Tung B.S., Nguyen X.C., Lam V.D., Nguyen T.H., and Khuyen B.X., 2024, Tunable dynamic metamaterial for negative refraction, *J Phys Chem Solids*, 186, pp. 111804.
 24. Pendry J.B., Holden A.J., Stewart W.J., and Youngs I., 1996, Extremely Low Frequency Plasmons in Metallic Mesostructures, *Phys Rev Lett*, 76(25), pp. 4773–4776.
 25. Pendry J.B., Holden A.J., Robbins D.J., and Stewart W.J., 1999, Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena, *IEEE Trans Microw Theory Tech*, 47(11), pp. 2075–2084.
 26. Pendry J.B., 2000, Negative Refraction Makes a Perfect Lens, *Phys Rev Lett*, 85(18), pp. 3966–3969.
 27. Fang N., Lee H., Sun C., and Zhang X., 2005, Sub-Diffraction-Limited Optical Imaging with a Silver Superlens, *Science*, 308(5721), pp. 534–537.
 28. Schurig D., Mock J.J., Justice B.J., Cummer S.A., Pendry J.B., Starr A.F., and Smith D.R., 2006, Metamaterial Electromagnetic Cloak at Microwave Frequencies, *Science*, 314(5801), pp. 977–980.
 29. Landy N.I., Sajuyigbe S., Mock J.J., Smith D.R., and Padilla W.J., 2008, Perfect Metamaterial Absorber, *Phys Rev Lett*, 100(20), pp. 207402.
 30. Zhang S., Genov D.A., Wang Y., Liu M., and Zhang X., 2008, Plasmon-Induced Transparency in Metamaterials, *Phys Rev Lett*, 101(4), pp. 047401.
 31. Mintmire J.W., Dunlap B.I., and White C.T., 1992, Are fullerene tubules metallic?, *Phys Rev Lett*, 68(5), pp. 631–634.
 32. Novoselov K.S., Geim A.K., Morozov S.V., Jiang D., Zhang Y., Dubonos S.V., Grigorieva I.V., and Firsov A.A., 2004, Electric Field Effect in Atomically Thin Carbon Films, *Science*, 306(5696), pp. 666–669.

33. Bruggeman D.A.G., 1935, Berechnung verschiedener physikalischer Konstanten von heterogenen Substanzen. I. Dielektrizitätskonstanten und Leitfähigkeiten der Mischkörper aus isotropen Substanzen, *Ann Phys*, 416(7), pp. 636–664.
34. 1904, XII. Colours in metal glasses and in metallic films, *Philos Trans R Soc Lond Ser Contain Pap Math Phys Character*, 203(359–371), pp. 385–420.
35. Wu Y., Li J., Zhang Z.-Q., and Chan C.T., 2006, Effective medium theory for magnetodielectric composites: Beyond the long-wavelength limit, *Phys Rev B*, 74(8), pp. 085111.
36. Slovick B.A., Yu Z.G., and Krishnamurthy S., 2014, Generalized effective-medium theory for metamaterials, *Phys Rev B*, 89(15), pp. 155118.
37. Koschny T., Kafesaki M., Economou E.N., and Soukoulis C.M., 2004, Effective Medium Theory of Left-Handed Materials, *Phys Rev Lett*, 93(10), pp. 107402.
38. Ziolkowski R.W., 2003, Pulsed and CW Gaussian beam interactions with double negative metamaterial slabs, *Opt Express*, 11(7), pp. 662.
39. Ruks L., Ballantine K.E., and Ruostekoski J., 2025, Negative refraction of light in an atomic medium, *Nat Commun*, 16(1), pp. 1433.
40. Al-Musawi T.A.K., Mahdi S.A., and Hasan S.Y., 2025, Effect of several rods on effective frequencies for SRR negative refractive index designs, Baghdad, Iraq, 050011.
41. Chen J., Wang Y., Jia B., Geng T., Li X., Feng L., Qian W., Liang B., Zhang X., Gu M., and Zhuang S., 2011, Observation of the inverse Doppler effect in negative-index materials at optical frequencies, *Nat Photonics*, 5(4), pp. 239–242.
42. Duan Z.-Y., Wu B.-I., Xi S., Chen H., and Chen M., 2009, RESEARCH PROGRESS IN REVERSED CHERENKOV RADIATION IN DOUBLE-NEGATIVE METAMATERIALS, *Prog Electromagn Res*, 90, pp. 75–87.
43. Ramakrishna S.A. and Grzegorzczak, T.M., 2009, Physics and Applications of Negative Refractive Index Materials, *CRC Press*, New York.
44. Smolyaninov I.I. and Smolyaninova V.N., 2022, Analogue Quantum Gravity in Hyperbolic Metamaterials, *Universe*, 8(4), pp. 242.
45. Cai W. and Shalaev V., 2010, Optical Metamaterials, *Springer New York*, New York, NY.
46. Landau L. D., E. M. Lifshitz, and L. P. Pitaevskii, 1984, Electrodynamics of continuous media, *Pergamon*, New York.
47. Oktel M.Ö. and Müstecaplıoğlu Ö.E., 2004, Electromagnetically induced left-handedness in a dense gas of three-level atoms, *Phys Rev A*, 70(5), pp. 053806.
48. Sucher J., 1978, Magnetic dipole transitions in atomic and particle physics: ions and psions, *Rep Prog Phys*, 41(11), pp. 1781–1838.
49. Zhou J., Economou E.N., Koschny T., and Soukoulis C.M., 2006, Unifying approach to left-handed material design, *Opt Lett*, 31(24), pp. 3620.
50. Nguyen T.T., Lievens P., Lee Y.P., and Vu D.L., 2011, Computational studies of a cut-wire pair and combined metamaterials, *Adv Nat Sci Nanosci Nanotechnol*, 2(3), pp. 033001.
51. Depine R.A. and Lakhtakia A., 2004, A new condition to identify isotropic dielectric-magnetic materials displaying negative phase velocity, *Microw Opt Technol Lett*, 41(4), pp. 315–316.

52. Prodan E., Radloff C., Halas N.J., and Nordlander P., 2003, A Hybridization Model for the Plasmon Response of Complex Nanostructures, *Science*, 302(5644), pp. 419–422.
53. Prodan E. and Nordlander P., 2004, Plasmon hybridization in spherical nanoparticles, *J Chem Phys*, 120(11), pp. 5444–5454.
54. Nordlander P., Oubre C., Prodan E., Li K., and Stockman M.I., 2004, Plasmon Hybridization in Nanoparticle Dimers, *Nano Lett*, 4(5), pp. 899–903.
55. Brandl D.W., Oubre C., and Nordlander P., 2005, Plasmon hybridization in nanoshell dimers, *J Chem Phys*, 123(2), pp. 024701.
56. Oubre C. and Nordlander P., 2005, Finite-difference Time-domain Studies of the Optical Properties of Nanoshell Dimers, *J Phys Chem B*, 109(20), pp. 10042–10051.
57. Nordlander P. and Prodan E., 2004, Plasmon Hybridization in Nanoparticles near Metallic Surfaces, *Nano Lett*, 4(11), pp. 2209–2213.
58. Liu N., Guo H., Fu L., Kaiser S., Schweizer H., and Giessen H., 2007, Plasmon Hybridization in Stacked Cut-Wire Metamaterials, *Adv Mater*, 19(21), pp. 3628–3632.
59. Kanté B., Burokur S.N., Sellier A., De Lustrac A., and Lourtioz J.-M., 2009, Controlling plasmon hybridization for negative refraction metamaterials, *Phys Rev B*, 79(7), pp. 075121.
60. Liu H., Genov D.A., Wu D.M., Liu Y.M., Liu Z.W., Sun C., Zhu S.N., and Zhang X., 2007, Magnetic plasmon hybridization and optical activity at optical frequencies in metallic nanostructures, *Phys Rev B*, 76(7), pp. 073101.
61. Li T.Q., Liu H., Li T., Wang S.M., Wang F.M., Wu R.X., Chen P., Zhu S.N., and Zhang X., 2008, Magnetic resonance hybridization and optical activity of microwaves in a chiral metamaterial, *Appl Phys Lett*, 92(13), pp. 131111.
62. Li T.Q., Liu H., Li T., Wang S.M., Cao J.X., Zhu Z.H., Dong Z.G., Zhu S.N., and Zhang X., 2009, Suppression of radiation loss by hybridization effect in two coupled split-ring resonators, *Phys Rev B*, 80(11), pp. 115113.
63. E. Pshenay-Severin, 2011, Design, realization, and characterization of optical negative index metamaterials, .
64. Liu H., Li T., Wang S., and Zhu S., 2010, Hybridization effect in coupled metamaterials, *Front Phys China*, 5(3), pp. 277–290.
65. Solymar L. and Shamoniina E., 2009, Waves in metamaterials, *Oxford University Press*.
66. Nguyen T.H., Bui S.T., Nguyen X.C., Vu D.L., and Bui X.K., 2020, Tunable broadband-negative-permeability metamaterials by hybridization at THz frequencies, *RSC Adv*, 10(47), pp. 28343–28350.
67. Hien N.T., Ca N.X., Khuyen B.X., Van Huynh T., Khiem N.S., Tung N.T., Lam V.D., and Tung B.S., 2021, Active control of the hybridization effect of near-field coupled resonators in metamaterial for a tunable negative refractive index at terahertz frequencies, *J Phys Chem Solids*, 156, pp. 110173.
68. Luo Y., Zeng Q., Yan X., Jiang T., Yang R., Wang J., Wu Y., Lu Q., and Zhang X., 2019, A graphene-based tunable negative refractive index metamaterial and its application in dynamic beam-tilting terahertz antenna, *Microw Opt Technol Lett*, 61(12), pp. 2766–2772.

69. Wang Z., Cheng F., Winsor T., and Liu Y., 2016, Optical chiral metamaterials: a review of the fundamentals, fabrication methods and applications, *Nanotechnology*, 27(41), pp. 412001.
70. Bonache J., Gil I., Garcia-Garcia J., and Martin F., 2006, Novel microstrip bandpass filters based on complementary split-ring resonators, *IEEE Trans Microw Theory Tech*, 54(1), pp. 265–271.
71. Webb B.A. and Ziolkowski R.W., 2021, Metamaterial-inspired multilayered structures optimized to enable wireless communications through a plasmonic region, *Appl Phys Lett*, 118(9), pp. 094102.
72. Ghasemi Baboly M., Raza A., Brady J., Reinke C.M., Leseman Z.C., and El-Kady I., 2016, Demonstration of acoustic waveguiding and tight bending in phononic crystals, *Appl Phys Lett*, 109(18), pp. 183504.
73. Geetharamani G. and Aathmanesan T., 2020, Design of Metamaterial Antenna for 2.4 GHz WiFi Applications, *Wirel Pers Commun*, 113(4), pp. 2289–2300.
74. Barman S., Choudhary A.K., Moyra T., Bhattacharjee A., Debnath A., and Mandal A., 2022, Design of High-Gain Antenna Incorporated with Left-Handed Material for Satellite Applications, *Topical Drifts in Intelligent Computing. Springer Nature Singapore*, Singapore, pp. 209–216.
75. Lee H.-J. and Yook J.-G., 2008, Biosensing using split-ring resonators at microwave regime, *Appl Phys Lett*, 92(25), pp. 254103.
76. Chen X., Grzegorzczak T.M., Wu B.-I., Pacheco J., and Kong J.A., 2004, Robust method to retrieve the constitutive effective parameters of metamaterials, *Phys Rev E*, 70, pp. 016608.
77. Nicolson A.M. and Ross G.F., 1970, Measurement of the Intrinsic Properties of Materials by Time-Domain Techniques, *IEEE Trans Instrum Meas*, 19(4), pp. 377–382.
78. Szabó Z., Park G.-H., Hedge R., and Li E.-P., 2010, A Unique Extraction of Metamaterial Parameters Based on Kramers–Kronig Relationship, *IEEE Trans Microw Theory Tech*, 58(10), pp. 2646–2653.
79. Kafesaki M., Tsiapa I., Katsarakis N., Koschny Th., Soukoulis C.M., and Economou E.N., 2007, Left-handed metamaterials: The fishnet structure and its variations, *Phys Rev B*, 75(23), pp. 235114.
80. Bui S.T., Nguyen V.D., Bui X.K., Nguyen T.T., Lievens P., Lee Y., and Vu D.L., 2013, Thermally tunable magnetic metamaterials at THz frequencies, *J Opt*, 15(7), pp. 075101.
81. Linden S., Enkrich C., Dolling G., Klein M.W., Zhou J., Koschny T., Soukoulis C.M., Burger S., Schmidt F., and Wegener M., 2006, Photonic Metamaterials: Magnetism at Optical Frequencies, *IEEE J Sel Top Quantum Electron*, 12(6), pp. 1097–1105.
82. Liu N., Mesch M., Weiss T., Hentschel M., and Giessen H., 2010, Infrared Perfect Absorber and Its Application As Plasmonic Sensor, *Nano Lett*, 10(7), pp. 2342–2348.
83. Jiang Z.H., Yun S., Toor F., Werner D.H., and Mayer T.S., 2011, Conformal Dual-Band Near-Perfectly Absorbing Mid-Infrared Metamaterial Coating, *ACS Nano*, 5(6), pp. 4641–4647.

84. Liu X., Tyler T., Starr T., Starr A.F., Jokerst N.M., and Padilla W.J., 2011, Taming the Blackbody with Infrared Metamaterials as Selective Thermal Emitters, *Phys Rev Lett*, 107(4), pp. 045901.
85. Wu C., Neuner B., Shvets G., John J., Milder A., Zollars B., and Savoy S., 2011, Large-area wide-angle spectrally selective plasmonic absorber, *Phys Rev B*, 84(7), pp. 075102.
86. De Paula A.L., Rezende M.C., and Barroso J.J., 2011, Modified Nicolson-Ross-Weir (NRW) method to retrieve the constitutive parameters of low-loss materials, *2011 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference (IMOC 2011)*, Natal, Brazil, IEEE, 488–492.
87. Smith D.R., Schultz S., Markoš P., and Soukoulis C.M., 2002, Determination of effective permittivity and permeability of metamaterials from reflection and transmission coefficients, *Phys Rev B*, 65(19), pp. 195104.
88. Markos P. and Soukoulis C., 2003, Transmission properties and effective electromagnetic parameters of double negative metamaterials, *Opt Express*, 11(7), pp. 649.
89. (Computer Simulation Technology Studio Suite), <https://www.3ds.com/products/simulia/cst-studio-suite>, .
90. W E., 1968, Materials of High Vacuum Technology, *Pergamon Press*, London.
91. <https://www.iwakiglassindonesia.com>, .
92. Roddaro S., Pingue P., Piazza V., Pellegrini V., and Beltram F., 2007, The Optical Visibility of Graphene: Interference Colors of Ultrathin Graphite on SiO₂, *Nano Lett*, 7, pp. 2707–2710.
93. Gusynin V.P., Sharapov S.G., and Carbotte J.P., 2007, Magneto-optical conductivity in graphene, *J Phys Condens Matter*, 19, pp. 026222.
94. Falkovsky L.A., 2008, Optical properties of graphene, *J Phys Conf Ser*, 129, pp. 012004.
95. Ning R., Liu S., Zhang H., and Jiao Z., 2015, Dual-gated tunable absorption in graphene-based hyperbolic metamaterial, *AIP Adv*, 5(6), pp. 067106.
96. Zhu J., Yin J., and Wu C., 2022, Tunable Perfect Absorber of Graphene Metamaterial in the Terahertz Band and Its Sensing Properties, *Adv Photonics Res*, 3(4), pp. 2100291.
97. Hanson G.W., 2008, Dyadic Green's functions and guided surface waves for a surface conductivity model of graphene, *J Appl Phys*, 103, pp. 064302.
98. Zouaghi W., Voß D., Gorath M., Nicoloso N., and Roskos H.G., 2015, How good would the conductivity of graphene have to be to make single-layer-graphene metamaterials for terahertz frequencies feasible?, *Carbon*, 94, pp. 301–308.
99. Sule N., Willis K.J., Hagness S.C., and Knezevic I., 2014, Terahertz-frequency electronic transport in graphene, *Phys Rev B*, 90(4), pp. 045431.
100. Zaitsev A., Grebenchukov A., and Khodzitsky M., 2019, Tunable THz Graphene Filter Based on Cross-In-Square-Shaped Resonators Metasurface, *Photonics*, 6(4), pp. 119.
101. Romano V., Majorana A., and Coco M., 2015, DSMC method consistent with the Pauli exclusion principle and comparison with deterministic solutions for charge transport in graphene, *J Comput Phys*, 302, pp. 267–284.

102. Wong Z.J., Wang Y., O'Brien K., Rho J., Yin X., Zhang S., Fang N., Yen T.-J., and Zhang X., 2017, Optical and acoustic metamaterials: superlens, negative refractive index and invisibility cloak, *J Opt*, 19, pp. 084007.
103. Zhang Y., Feng Y., and Zhao J., 2020, Graphene-enabled active metamaterial for dynamical manipulation of terahertz reflection/transmission/absorption, *Phys Lett A*, 384(33), pp. 126840.
104. Toqeer I., Yaqoob M.Z., Ghaffar A., Alkanhal M.A.S., Khan Y., and Aladadi Y.T., 2021, Reflectance and transmittance of terahertz waves from graphene embedded into metamaterial structures, *J Opt Soc Am A*, 38(4), pp. 465.
105. Xu T., Agrawal A., Abashin M., Chau K.J., and Lezec H.J., 2013, All-angle negative refraction and active flat lensing of ultraviolet light, *Nature*, 497(7450), pp. 470–474.
106. Zhu W., Xiao F., Kang M., Sikdar D., and Premaratne M., 2014, Tunable terahertz left-handed metamaterial based on multi-layer graphene-dielectric composite, *Appl Phys Lett*, 104, pp. 051902.
107. Jackson J.D. and Fox R.F., 1999, *Classical Electrodynamics*, 3rd ed., Am J Phys, 67, pp. 841–842.
108. Dressel M. and Grüner G., 2002, *Electrodynamics of Solids: Optical Properties of Electrons in Matter*, Cambridge University Press.
109. Bai Q., Liu C., Chen J., Cheng C., Kang M., and Wang H.-T., 2010, Tunable slow light in semiconductor metamaterial in a broad terahertz regime, *J Appl Phys*, 107(9), pp. 093104.
110. Han J. and Lakhtakia A., 2009, Semiconductor split-ring resonators for thermally tunable terahertz metamaterials, *J Mod Opt*, 56(4), pp. 554–557.
111. Oszwaldowski M. and Zimpel M., 1988, Temperature dependence of intrinsic carrier concentration and density of states effective mass of heavy holes in InSb, *J Phys Chem Solids*, 49(10), pp. 1179–1185.
112. Iorsh I.V., Mukhin I.S., Shadrivov I.V., Belov P.A., and Kivshar Y.S., 2013, Hyperbolic metamaterials based on multilayer graphene structures, *Phys Rev B*, 87, pp. 075416.
113. Sreekanth K.V., De Luca A., and Strangi G., 2013, Negative refraction in graphene-based hyperbolic metamaterials, *Appl Phys Lett*, 103, pp. 023107.
114. Gómez-Díaz J.S. and Perruisseau-Carrier J., 2013, Graphene-based plasmonic switches at near infrared frequencies, *Opt Express*, 21, pp. 15490.
115. <https://eesemi.com/sio2si3n4.htm>, .
116. Zhang Y., Feng Y., Zhu B., Zhao J., and Jiang T., 2014, Graphene based tunable metamaterial absorber and polarization modulation in terahertz frequency, *Opt Express*, 22(19), pp. 22743.
117. Wang D., Zhao S., Yin R., Li L., Lou Z., and Shen G., 2021, Recent advanced applications of ion-gel in ionic-gated transistor, *Npj Flex Electron*, 5, pp. 13.
118. Park H., Jeong S., Park H., Shim J.-E., Lee J., Oh D., Lee K., Kim T.-T., Baek S., and Min B., 2023, Tunable broadband terahertz beam splitting using gated graphene metasurfaces [Invited], *Opt Mater Express*, 13, pp. 3232.
119. M. S. Naidu and V. Kamaraju, 2009, *High Voltage Engineering*, Tata McGraw-Hill.

120. DaSilva A.M., Chang Y.-C., Norris T., and MacDonald A.H., 2013, Enhancement of photonic density of states in finite graphene multilayers, *Phys Rev B*, 88, pp. 195411.
121. Othman M.A.K., Guclu C., and Capolino F., 2013, Graphene-based tunable hyperbolic metamaterials and enhanced near-field absorption, *Opt Express*, 21, pp. 7614.
122. Sihvola A., 1999, Electromagnetic Mixing Formulas and Applications (Institution of Electrical Engineers, .
123. Vakil A. and Engheta N., 2011, Transformation Optics Using Graphene, *Science*, 332, pp. 1291–1294.
124. Huang J., 2017, Theory of LC circuit-based metamaterials, *J Nanophotonics*, 11, pp. 016016.
125. Torres V., Rodríguez-Ulibarri P., Navarro-Cía M., and Beruete M., 2012, Fishnet metamaterial from an equivalent circuit perspective, *Appl Phys Lett*, 101(24), pp. 244101.
126. Chu H., Li Q., Liu B., Luo J., Sun S., Hang Z.H., Zhou L., and Lai Y., 2018, A hybrid invisibility cloak based on integration of transparent metasurfaces and zero-index materials, *Light Sci Appl*, 7, pp. 50.
127. Park C.M. and Lee S.H., 2019, Zero-reflection acoustic metamaterial with a negative refractive index, *Sci Rep*, 9(1), pp. 3372.
128. Zamzam P., Rezaei P., Abdulkarim Y.I., and Mohsen Daraei O., 2023, Graphene-based polarization-insensitive metamaterials with perfect absorption for terahertz biosensing applications: Analytical approach, *Opt Laser Technol*, 163, pp. 109444.
129. Khatami S.A., Rezaei P., and Zamzam P., 2022, Quad band metal-dielectric-metal perfect absorber to selective sensing application, *Opt Quantum Electron*, 54(10), pp. 638.
130. Smith D.R., Vier D.C., Koschny Th., and Soukoulis C.M., 2005, Electromagnetic parameter retrieval from inhomogeneous metamaterials, *Phys Rev E*, 71(3), pp. 036617.
131. R. Marqués, F. Medina, and R. Rafii-El-Idrissi, “Role of bianisotropy in negative permeability and left-handed metamaterials,” *Phys. Rev. B*, vol. 65, no. 14, p. 144440, Apr. 2002, doi: 10.1103/PhysRevB.65.144440, .
132. Liu N. and Giessen H., 2010, Coupling Effects in Optical Metamaterials, *Angew Chem Int Ed*, 49(51), pp. 9838–9852.