

**BỘ GIÁO DỤC
VÀ ĐÀO TẠO**

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

HỌC VIỆN KHOA HỌC VÀ CÔNG NGHỆ



Nguyễn Quốc An

**SỬ DỤNG PHƯƠNG PHÁP NHIỄU XẠ NƠTRON KHẢO SÁT
CẤU TRÚC TINH THỂ VÀ CẤU TRÚC PHA TRẬT TỰ TỪ
CỦA VẬT LIỆU $DyMnO_3$**

LUẬN VĂN THẠC SĨ VẬT LÝ

Nha Trang - 2023

**BỘ GIÁO DỤC
VÀ ĐÀO TẠO**

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

HỌC VIỆN KHOA HỌC VÀ CÔNG NGHỆ



Nguyễn Quốc An

**SỬ DỤNG PHƯƠNG PHÁP NHIỄU XẠ NƠTRON KHẢO SÁT
CẤU TRÚC TINH THỂ VÀ CẤU TRÚC PHA TRẬT TỰ TỪ
CỦA VẬT LIỆU $DyMnO_3$**

Chuyên ngành : Vật lý nguyên tử và hạt nhân

Mã số: 8440106

LUẬN VĂN THẠC SĨ VẬT LÝ

NGƯỜI HƯỚNG DẪN KHOA HỌC:

TS. ĐÌNH THANH KHẮN

Nha Trang - 2023

LỜI CAM ĐOAN

Tôi xin cam đoan đề tài nghiên cứu trong luận văn này là công trình nghiên cứu của tôi dựa trên những tài liệu, số liệu do chính tôi tự tìm hiểu và nghiên cứu dưới sự hướng dẫn của TS. Đinh Thanh Khấn. Chính vì vậy, các kết quả nghiên cứu đảm bảo trung thực và khách quan. Đồng thời, kết quả này chưa từng xuất hiện trong bất cứ một nghiên cứu nào. Các số liệu, kết quả nêu trong luận văn là trung thực, nếu sai tôi hoàn chịu trách nhiệm trước pháp luật.

Tác giả

Nguyễn Quốc An

LỜI CẢM ƠN

Để hoàn thành luận văn này, tôi xin chân thành cảm ơn TS. Đinh Thanh Khấn – Giảng viên Vật lý tại trường Đại học Sư phạm – Đại học Đà Nẵng đã tận tình hướng dẫn, quan tâm, giúp đỡ, tạo điều kiện giúp tôi hoàn thành luận văn này.

Tôi xin chân thành cảm ơn quý thầy giáo, cô giáo và các cán bộ thuộc Khoa Vật Lý và Phòng Đào tạo, Học viện Khoa học và Công nghệ, đã tận tình giảng dạy và tạo điều kiện để tôi hoàn thành chương trình thạc sĩ.

Tôi xin chân thành cảm ơn quý thầy giáo, cô giáo và các cán bộ thuộc Viện Nghiên Cứu và Ứng Dụng Công Nghệ Nha Trang đã tổ chức lớp học, tạo điều kiện cơ sở vật chất và trang thiết bị tốt nhất để tôi học tập và hoàn thành chương trình học.

Nha Trang, tháng 6 năm 2023

Tác giả

Nguyễn Quốc An

MỤC LỤC

LỜI CAM ĐOAN

LỜI CẢM ƠN

MỤC LỤC	1
DANH MỤC CÁC CHỮ CÁI VIẾT TẮT	4
DANH MỤC CÁC BẢNG	5
DANH MỤC HÌNH ẢNH, ĐỒ THỊ	6
MỞ ĐẦU	8
CHƯƠNG 1. TỔNG QUAN LÝ THUYẾT	10
1.1. SƠ LƯỢC VỀ LỊCH SỬ NƠTRON	10
1.2. TÍNH CHẤT CỦA NƠTRON	12
1.2.1. Notron biến đổi thành proton	13
1.2.2. Proton biến đổi thành notron.....	13
1.2.3. Bắt giữ điện tử	14
1.3. TƯƠNG TÁC GIỮA NOTRON VÀ VẬT CHẤT	15
1.3.1. Tán xạ đàn hồi của notron với hạt nhân	17
1.3.1.1. Tham số va chạm ξ	19
1.3.1.2. Lethargy	20
1.3.1.3. Số va chạm S	20
1.3.1.4. Độ dài làm chậm	21
1.3.1.5. Độ dài khuếch tán	21
1.3.2. Tán xạ không đàn hồi.....	22
1.3.3. Tán xạ đàn hồi cộng hưởng.....	23
1.3.4. Các phản ứng hạt nhân khi notron tương tác với hạt nhân nguyên tử	24

1.3.4.1 Phản ứng (n, γ)	25
1.3.4.2. Phản ứng (n, p) , (n, α)	26
1.3.4.3. Phản ứng $(n, 2n)$	27
1.3.5. Phản ứng phân hạch hạt nhân	27
1.3.5.1. Phản ứng phân hạch hạt nhân	27
1.3.5.2. Tiết diện của phản ứng phân hạch hạt nhân	29
1.3.6. Nhiễm xạ neutron	29
1.4. TỔNG QUAN VỀ VẬT LIỆU DyMnO_3	31
1.4.1. Tổng quan về vật liệu đa pha điện từ	31
1.4.2. Tổng quan về vật liệu manganite RMnO_3	33
1.4.3. Tổng quan về vật liệu manganite DyMnO_3	34
CHƯƠNG 2. ĐỐI TƯỢNG VÀ PHƯƠNG PHÁP NGHIÊN CỨU	36
2.1. ĐỐI TƯỢNG NGHIÊN CỨU	36
2.2. PHƯƠNG PHÁP NGHIÊN CỨU	39
2.2.1. Nhiễm xạ neutron	39
2.2.2. Nhiễm xạ tia X	40
CHƯƠNG 3. KẾT QUẢ VÀ THẢO LUẬN	42
3.1. CẤU TRÚC TINH THỂ VÀ TÍNH CHẤT TỪ CỦA DyMnO_3 TẠI NHIỆT ĐỘ PHÒNG	42
3.2. KHẢO SÁT ẢNH HƯỞNG CỦA NHIỆT ĐỘ ĐẾN CẤU TRÚC TINH THỂ VÀ TỪ TÍNH CỦA VẬT LIỆU DyMnO_3 BẰNG NHIỄU XẠ NƠTRON...	44
3.3. KHẢO SÁT ẢNH HƯỞNG CỦA ÁP SUẤT ĐẾN CẤU TRÚC TINH THỂ CỦA VẬT LIỆU DyMnO_3 BẰNG NHIỄU XẠ TIA X	49
3.4. KHẢO SÁT ẢNH HƯỞNG CỦA ÁP SUẤT ĐẾN TÍNH CHẤT TỪ CỦA VẬT LIỆU DyMnO_3 BẰNG NHIỄU XẠ NƠTRON	54

KẾT LUẬN VÀ KIẾN NGHỊ	56
1. KẾT LUẬN	56
2. KIẾN NGHỊ	57
TÀI LIỆU THAM KHẢO.....	58

DANH MỤC CÁC CHỮ CÁI VIẾT TẮT

DRAM	Bộ nhớ truy xuất ngẫu nhiên động (Dynamic Random Access Memory)
ĐH	Đại học
MRAMs	Bộ nhớ truy cập ngẫu nhiên điện trở (Magnetoresistive random access memory)
NPD	Giản đồ nhiễu xạ neutron (Neutron diffraction pattern)
FeRAMs	Bộ nhớ truy cập ngẫu nhiên (Ferroelectric Random Access Memory)
RRAM	Bộ nhớ máy tính truy cập ngẫu nhiên không bay hơi (Resistive random-access memory)

DANH MỤC CÁC BẢNG

Bảng 3.1. Các thông số cấu trúc của DyMnO_3	43
--	----

DANH MỤC HÌNH ẢNH, ĐỒ THỊ

Hình 1.1. Sơ đồ thí nghiệm của James Chadwick đưa đến khám phá ra neutron	10
Hình 1.2. Sự phụ thuộc σ_{ie} vào năng lượng neutron E	23
Hình 1.3. Tiết diện tán xạ đàn hồi cộng hưởng của neutron	24
Hình 1.4. Sự nhiễu xạ neutron trên mặt tinh thể	29
Hình 1.5. Sơ đồ tán xạ của sóng phẳng tại nguyên tử. Hình 6. Sự nhiễu xạ tia X trên các mặt tinh thể	30
Hình 1.6. Mối tương quan từ và điện trong vật liệu đa pha điện từ	32
Hình 1.7. Cấu trúc trực thoi của manganite RMnO_3 . Hình ảnh nhìn (a) trong không gian ba chiều và (b) dọc theo trục b	33
Hình 1.8. Cấu trúc lục giác của manganite RMnO_3 với R là Y	34
Hình 2.1. Nghiền trộn các tiền chất	36
Hình 2.2. Khuôn tạo viên nén	37
Hình 2.3. Máy ép thủy lực	37
Hình 2.4. Lò nung nhiệt độ 1800°C tại phòng thí nghiệm Khoa học vật liệu của Khoa Vật lí, Trường ĐH Sư Phạm - ĐH Đà Nẵng	38
Hình 2.5. Quy trình thực hiện của phương pháp phản ứng pha rắn	39
Hình 2.6. Phở kế neutron DISK	40
Hình 2.7. Beamline “Extreme Conditions” của máy gia tốc thế hệ 3 PETRA III tại DESY	41
Hình 3.1. Giản đồ nhiễu xạ (a) neutron và (b) tia X của vật liệu DyMnO_3 tại nhiệt độ phòng.....	42
Hình 3.2. Cấu trúc trực thoi thuộc nhóm đối xứng pnma của DyMnO_3	44
Hình 3.3. Giản đồ nhiễu xạ neutron của DyMnO_3 tại các nhiệt độ khác nhau....	45
Hình 3.4. Sự phụ thuộc nhiệt độ của các hằng số mạng của DyMnO_3	46
Hình 3.5. Sự phụ thuộc nhiệt độ của thể tích ô cơ sở trong DyMnO_3	47

Hình 3.6. Sự phụ thuộc nhiệt độ của các chiều dài liên kết giữa các ion Mn và O trong bát diện MnO_6	48
Hình 3.7. Sự phụ thuộc nhiệt độ của các góc liên kết Mn-O-Mn giữa các bát diện MnO_6 liền kề	48
Hình 3.8 (a). Giảm đồ nhiễu xạ tia X của vật liệu DyMnO_3 tại nhiệt độ phòng và áp suất từ 0,9 đến 9,1 GPa	50
Hình 3.8 (b). Giảm đồ nhiễu xạ tia X của vật liệu DyMnO_3 tại nhiệt độ phòng và áp suất từ 11,1 GPa đến 18,6 GPa	51
Hình 3.9. Sự phụ thuộc áp suất của các hằng số mạng của DyMnO_3 . Các chấm đen là kết quả đo thực tế trong khi đường màu đỏ là kết quả khớp hàm	52
Hình 3.10. Sự phụ thuộc áp suất của thể tích ô cơ sở của DyMnO_3	53
Hình 3.11. Giảm đồ nhiễu xạ neutron của vật liệu DyMnO_3 tại các nhiệt độ và áp suất khác nhau	55

MỞ ĐẦU

Nhiều xạ neutron với những ưu việt như có thể xác định chính xác vị trí của các nguyên tử và cho phép xác định cấu trúc từ của vật liệu là một trong những phương pháp hiện đại, đã và đang được sử dụng rộng rãi để nghiên cứu cấu trúc tinh thể và tính chất điện - từ của các vật liệu, đặc biệt vật liệu đa pha điện từ.

Đối với vật liệu đa pha điện từ, đây là những vật liệu tồn tại đồng thời cả tính chất sắt điện và từ tính trong cùng một pha cấu trúc. Mối tương quan từ và điện cho phép chúng ta có thể điều khiển tính chất từ trong các vật liệu đa pha điện từ bằng điện trường và ngược lại. Chính vì thế các vật liệu đa pha điện từ được nghiên cứu rộng rãi để có thể ứng dụng trong các thiết bị như cảm biến điện từ có độ nhạy cao, thiết bị cộng hưởng từ điều khiển bởi điện trường, thiết bị phát siêu âm điều chỉnh điện từ, bộ lưu trữ dữ liệu, phân tử nhớ đa trạng thái,... Các vật liệu đa pha điện từ hiện nay đang được nghiên cứu và ứng dụng một cách rộng rãi trong công nghệ và trong cuộc sống, trở thành một phần không thể thiếu trong quá trình hiện đại hóa – công nghiệp hóa đất nước.

Vật liệu đa pha điện từ được chia làm hai loại chính và vật liệu DyMnO_3 được sử dụng để khảo sát cấu trúc tinh thể và cấu trúc pha trật từ trong luận văn này thuộc loại II. Vật liệu DyMnO_3 hiện nay đang ít được giới khoa học quan tâm nghiên cứu vì lý do chính có lẽ đến từ sự khó khăn trong quá trình chế tạo ra các đơn tinh thể DyMnO_3 chất lượng cao. Đơn tinh thể DyMnO_3 được trồng bằng phương pháp dung dịch nhiệt độ cao có cấu trúc trực thoi thuộc nhóm đối xứng $Pbnm(62)$ với các hằng số mạng $a = 5,795(2)$ Å, $b = 7,380(4)$ Å và $c = 5,272(2)$ Å. Đơn tinh thể DyMnO_3 cũng có thể được chế tạo ở cấu trúc tinh thể lục giác thuộc nhóm đối xứng $P6_3cm$ với các hằng số mạng $a = 6.1891$ Å và $c = 11.4059$ Å. DyMnO_3 dạng gồm đơn pha được chế tạo bằng phương pháp phản ứng pha rắn ở nhiệt độ 1623 K có cấu trúc

tinh thể trực thoi thuộc nhóm đối xứng $Pnma$ với các thông số mạng $a = 5,275 \text{ \AA}$, $b = 7,426 \text{ \AA}$ và $c = 5,798 \text{ \AA}$. Sự khác nhau trong cấu trúc tinh thể của vật liệu DyMnO_3 khi được chế tạo bằng các phương pháp khác nhau đã giúp các nhà khoa học phát hiện ra sự khác nhau trong cấu trúc từ tính của chúng. Để khảo sát sự ảnh hưởng của các tham số nhiệt độ đến cấu trúc tinh thể và cấu trúc pha trật tự từ của vật liệu DyMnO_3 thì tôi đã sử dụng phương pháp nhiễu xạ neutron làm phương pháp chính để nghiên cứu và sử dụng phương pháp nhiễu xạ tia X để bổ trợ trong luận văn này.

Khác nhau cơ bản giữa nhiễu xạ neutron và nhiễu xạ tia X là neutron bị tán xạ bởi hạt nhân nguyên tử hơn là các electron ở lớp vỏ nguyên tử như trường hợp của tia X. Điều này giúp cho phương pháp nhiễu xạ neutron có thể xác định chính xác vị trí của các nguyên tử nhẹ như O và H, các nguyên tố có số thứ tự nguyên tử gần nhau hoặc các đồng vị,... Từ chỗ xác định chính xác vị trí của các nguyên tử cũng như cấu trúc tinh thể của vật liệu, các đặc trưng sắt điện của vật liệu cũng có thể được làm sáng tỏ. Hơn nữa, sự tồn tại momen từ của neutron cho phép phương pháp nhiễu xạ neutron xác định cấu trúc pha trật tự từ của vật liệu. Chính vì thế nhiễu xạ neutron rất phù hợp cho việc nghiên cứu các vật liệu khối.

Từ những lý do trên, trong đề tài này tôi nghiên cứu áp dụng nhiễu xạ neutron vào việc khảo sát cấu trúc tinh thể cũng như cấu trúc pha từ của vật liệu đa pha điện từ manganite DyMnO_3 được chế tạo bằng phương pháp phản ứng pha rắn.

Với mục tiêu đã đề ra, nội dung bài luận văn được trình với cấu trúc gồm các chương như sau:

Chương 1: Tổng quan lý thuyết

Chương 2: Đối tượng và phương pháp nghiên cứu

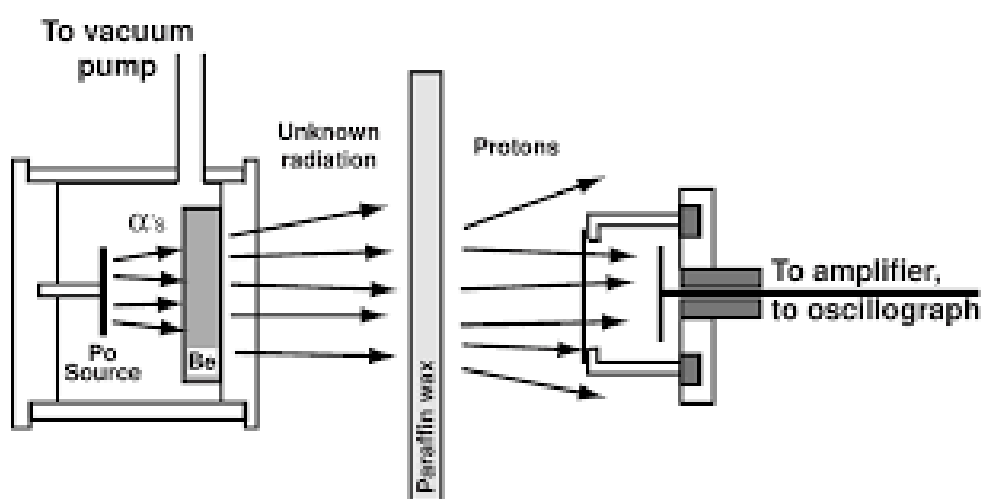
Chương 3: Kết quả và thảo luận

Kết luận và kiến nghị

Chương 1. TỔNG QUAN LÝ THUYẾT

1.1. SƠ LƯỢC VỀ LỊCH SỬ NƠTRON

Vào năm 1930, hai nhà khoa học Walther Bothe và Herbert Becker làm việc tại Trường Đại học Giessen (Đức) đã tiến hành bắn phá Liti (Li), Beri (Be), Bore (B) và các nguyên tố khác bằng các hạt alpha từ chế phẩm của polonium và bằng máy đếm Geiger, họ đã quan sát được bức xạ phát ra [1]. Khi kiểm tra bức xạ phát ra này dưới điện trường, họ phát hiện rằng điện trường không ảnh hưởng đến chúng và họ kết luận đây là một bức xạ gamma. Chùm bức xạ được cho là bức xạ gamma này có độ truyền qua lớn hơn bất kỳ bức xạ gamma nào đã được tìm thấy và do đó đã tạo nên sự khó khăn cho hai nhà khoa học này trong việc giải thích chúng [2].



Hình 1.1. Sơ đồ thí nghiệm của James Chadwick đưa đến khám phá ra neutron [2]

Năm 1932, Frédéric Joliot và Irène Joliot – Curie cũng dùng chùm hạt alpha bắn phá tấm Be và đặt sau tấm Be này một tấm xốp paraffin. Họ phát hiện ra rằng chùm bức xạ mà Walther Bothe và Herbert Becker gọi là chùm gamma này có thể làm phóng ra chùm proton có năng lượng lên đến 5 MeV từ tấm xốp paraffin. Để có thể làm tán xạ hạt proton từ paraffin thì chùm gamma phải có năng lượng rất lớn (50 MeV) [3]. Điều này làm cho giả thuyết

của Walther Bothe và Herbert Becker rằng chùm bức xạ thu được trong phản ứng bắn phá Be bằng hạt alpha là chùm tia gamma trở nên lung lay.

Sau những thí nghiệm tiền đề của Bothe – Becker và vợ chồng Frédéric – Irène, Chadwick đã lập luận rằng “Không có khối lượng, photon sẽ không thể đánh bật các hạt nặng như proton ra khỏi tấm chắn” [4]. Vào năm 1932, khi thực hiện các thí nghiệm trên những tấm chắn khác nhau như Heli, Nitơ và Liti, Chadwick nhận định rằng đã có những hạt không mang điện được sinh ra từ các thí nghiệm bắn phá Be, Heli,.. mà ông và các nhà khoa học đã thực hiện trước đây. Dựa vào nhận định trên, Chadwick có thể giải thích được vấn đề những hạt mới được phát hiện có khả năng đâm xuyên tốt hơn proton. Từ những điều trên và một số quan sát bổ sung, Chadwick rút ra kết luận vào năm 1932 rằng đã phát hiện ra một hạt không mang điện chưa được biết cho đến nay và hạt này có khối lượng gần bằng khối lượng của proton. Ông đặt tên cho hạt mới là notron, kí hiệu “n” và mô tả quá trình tạo ra notron từ Beri được chiếu xạ bằng các hạt α (${}^4_2\text{He}$) theo phương trình [2]:



Tháng 2 năm 1932, Chadwick đã công bố phát hiện của mình trên tạp chí Nature bằng bài báo với tên gọi “The Possible Existence of a Neutron”. Trong bài báo này, ông đã chứng minh các bức xạ được nhận định trước đây của các nhà khoa học thật ra chính là một hạt mới chưa được khám phá ra và được ông đặt tên là hạt notron [5]. Tháng 5 năm 1932, Chadwick thành công cho ra đời bài báo thứ hai và được đăng trên Kỷ yếu của Hiệp hội Hoàng gia Anh (Proceedings of the Royal Society) với tên gọi “The Existence of a Neutron” với nội dung chi tiết hơn về các đặc tính của notron mà ông đã tìm ra [2].

Dựa vào việc Chadwick thành công phát hiện ra notron, điều này đã đem lại cho chúng ta chìa khóa để giải quyết nhiều câu hỏi về cấu trúc hạt nhân. Vào năm 1932, nhà khoa học Werner Heisenberg cho rằng hạt nhân

nguyên tử chỉ chứa proton và notron [6]. Theo cách này, những kiến thức cũ cho rằng các hạt nhân chứa proton và electron dẫn đến những khó khăn lớn về mặt lý thuyết có thể bị loại bỏ. Notron được giả định là một hạt ổn định trong hạt nhân và giả thuyết này đang tồn tại cho đến tận ngày nay.

Với thành tựu phát hiện ra notron, James Chadwick đã làm thay đổi góc nhìn của giới khoa học lúc bấy giờ về cấu tạo nguyên tử. Năm 1935, ông vinh dự được nhận giải thưởng Nobel Vật lí cho khám phá về notron.

1.2. TÍNH CHẤT CỦA NOTRON

Hạt nhân nguyên tử được cấu tạo từ hai thành phần cơ bản là notron (n) và proton (p). Khối lượng của notron là $1,008662u = 1,675 \cdot 10^{-27}$ kg, không lớn hơn quá nhiều so với khối lượng của proton và lớn hơn khoảng 1800 lần khối lượng của electron. Notron là hạt không trung hòa về điện và có thời gian sống trung bình khoảng 877 giây [7]. Notron không tồn tại lâu bên ngoài hạt nhân và khoảng 15 phút nó sẽ phân rã thành một electron, một proton và phản neutrino. Notron có spin là $1/2$ và tuân theo thống kê Fermi – Dirac nên nó thỏa mãn nguyên lý loại trừ Pauli [7].

Notron có momen từ và được hai nhà khoa học Alvarez và Bloch công bố lần đầu tiên vào năm 1940 [8]. Giá trị đo được chính xác được xác định bởi Cohen, Corngold và Ramsey bằng phương pháp cộng hưởng Rabi [8].

Momen từ của notron là $\mu_n = -1,91348 \mu_N$; trong đó $\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p c} = \frac{\mu_B}{1836}$ và

$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e c}$ là magneton Bo và là đơn vị đo momen từ nguyên tử. Notron có

cấu trúc bên trong phức tạp vì mặc dù notron có điện tích bằng không nhưng lại có momen từ khác không [7].

Những phát triển trong vật lý hạt năng lượng cao trong thế kỉ 20 đã chứng tỏ rằng hạt cơ bản của hạt nhân không phải là proton và notron. Những thí nghiệm và các dẫn chứng khoa học đã chứng minh rằng chúng được tạo

thành từ các hạt cơ bản cực nhỏ gọi là các quarks. Notron bao gồm hai quarks down, mỗi hạt có $\frac{1}{3}$ điện tích cơ bản và một quarks up, có $\frac{2}{3}$ điện tích cơ bản [7].

Notron và proton tương tác với nhau qua lực hạt nhân. Spin của chúng giống nhau. Do đó, trong vật lý hạt nhân, nucleon được sử dụng để gọi chung cho cả proton và notron. Trong những điều kiện nhất định, cả notron và proton đều có thể biến đổi qua lại lẫn nhau. Sau đây là các biến đổi giữa notron và proton.

1.2.1. Notron biến đổi thành proton

Trong phát xạ điện tử (phân rã β^-), một hạt nhân không ổn định phát ra một electron năng lượng có khối lượng tương đối nhỏ, một phản neutrino electron (có rất ít hoặc có thể không có khối lượng nghỉ) và một notron biến đổi thành một proton tồn tại trong hạt nhân [9]. Do notron có khối lượng lớn hơn proton (xấp xỉ 0,14%) nên ở trạng thái tự do notron phân rã thành proton với chu kỳ bán rã $T_{1/2} = 11,7$ phút [7]. Sự phân rã của notron có liên quan đến sự biến đổi của hạt quarks bên trong nó. Khi một quarks down bên trong notron biến thành một quarks up do lực hạt nhân yếu thì sẽ diễn ra quá trình phân rã. Phân rã β^- được Ernest Rutherford tìm ra vào năm 1899.

Từ quá trình phân rã β^- , một hạt nhân con có số proton (số hiệu nguyên tử) nhiều hơn một hạt so với hạt nhân mẹ nhưng số khối (tổng số proton và notron) bằng nhau được sinh ra. Ngoài ra, đi kèm với hạt nhân con là một phản neutrino electron $\bar{\nu}_e$ [9]. Quá trình này được mô tả bằng phương trình sau:



1.2.2. Proton biến đổi thành notron

Trong phát xạ positron (phân rã β^+), hạt nhân tự động phát ra một positron (e^+) và một hạt neutrino (ν). Positron (e^+) và electron có khối lượng bằng nhau, có giá trị điện tích bằng nhau nhưng ngược dấu với nhau (e^+ có điện tích là $1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$). Positron là một phản hạt của electron [7].

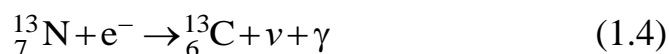
Từ quá trình phân rã β^+ , một hạt nhân con có số hiệu nguyên tử nhỏ hơn hạt nhân mẹ của nó một hạt nhưng có số khối bằng nhau được tạo ra. Ngoài ra, đi kèm với hạt nhân con là một neutrino electron ν_e . Sự phát xạ positron lần đầu tiên được Frédéric và Irène Joliot - Curie quan sát thấy vào năm 1934 [9]. Quá trình này được mô tả bằng phương trình sau:



1.2.3. Bắt giữ điện tử

Bắt giữ điện tử (electron capture) là một quá trình phân rã phóng xạ. Trong quá trình này, một electron quay quanh hạt nhân sẽ kết hợp với một proton trong hạt nhân để tạo ra một neutron tồn tại bên trong hạt nhân, đồng thời quá trình trên cũng phát xạ một hạt neutrino kèm theo một tia X hoặc bức xạ gamma [9]. Thông thường, electron sẽ bị bắt giữ tại lớp vỏ K của các electron khi chúng quay xung quanh hạt nhân. Do đó, đây còn được gọi là quá trình K – capture. Trong quá trình này, số hiệu nguyên tử bị giảm đi một đơn vị còn số khối được giữ không đổi [9].

Ví dụ: Nitơ - 13 phân rã thành Cacbon - 13 bằng cách bắt electron.



Vào năm 1934, Gian - Carlo Wick đã đặt ra vấn đề về sự bắt giữ electron [10]. Luis Alvarez là người đầu tiên quan sát thấy sự bắt giữ electron tại lớp K của đồng vị Vanadi – 48 [10]. Vào năm 1937, Luis Alvarez đã công bố phát hiện của mình trên tạp chí Physical Review [10].

1.3. TƯƠNG TÁC GIỮA NOTRON VÀ VẬT CHẤT

Bên trong nguyên tử, giữa notron và electron luôn tồn tại tương tác điện từ do sự tương tác giữa các momen từ của chúng mặc dù notron là hạt trung hòa về điện. Tuy nhiên, tương tác này rất yếu. Tương tác này yếu đến mức để ion hóa một nguyên tử cần một năng lượng khoảng 10 eV và nó phải xảy ra ở khoảng cách 10^{-13} m [11]. Vì vậy, tiết diện mất năng lượng của notron do ion hóa vào khoảng 10^{-22} cm² [11]. Tiết diện tương tác của notron nhanh với hạt nhân vào khoảng 10^{-24} cm² [11]. Có thể thấy, tiết diện mất năng lượng của notron do ion hóa nói trên lớn hơn khoảng 100 lần tiết diện tương tác của notron nhanh với hạt nhân. Tuy nhiên, độ mất năng lượng khoảng 10 eV do ion hóa nhỏ hơn rất nhiều so với độ mất năng lượng do notron tương tác với hạt nhân của nguyên tử [11]. Cụ thể, notron có thể mất toàn bộ năng lượng của mình khi va chạm với proton [11].

Giả thuyết rằng trong thời gian sống của mình, notron được cấu tạo từ hai hạt với điện tích trái dấu nhau nên bên trong notron có điện tích phân bố và điện tích đó sẽ tương tác với điện tích của electron [11]. Tuy nhiên, tương tác này còn yếu hơn tương tác giữa momen từ của notron với momen từ của electron [11]. Ta chỉ xem sự tương tác giữa momen từ của notron và momen từ của electron là đáng kể khi các momen từ của tất cả các electron có cùng một định hướng [11].

Chính vì các yếu tố trên, có thể thấy tương tác của notron với vật chất chủ yếu là tương tác của nó với hạt nhân nguyên tử. Phụ thuộc vào việc notron có xuyên sâu vào bên trong hạt nhân hay không mà ta có thể chia tương tác của notron với hạt nhân thành hai loại tương tác:

- Khi notron không xuyên sâu vào bên trong hạt nhân, ta có tương tác đầu tiên là quá trình tán xạ đàn hồi thế bởi lực hạt nhân [11].

- Khi neutron xuyên sâu vào bên trong hạt nhân, ta có loại tương tác thứ hai là các quá trình: tán xạ không đàn hồi; tán xạ đàn hồi cộng hưởng; các phản ứng (n,γ) , (n,p) , (n,α) ,... [11].

Quá trình làm chậm neutron trong một số vật liệu xảy ra khi tương tác tán xạ đàn hồi thể vượt trội hơn các quá trình tương tác khác [11]. Quá trình làm chậm neutron là quá trình neutron nhanh mất năng lượng thông qua chuỗi các va chạm đàn hồi liên tiếp nhau với hạt nhân của nguyên tử vật chất [11].

Để xem xét quá trình neutron tương tác với vật chất, người ta chia các neutron dựa trên năng lượng của chúng. Gồm có:

- Neutron nhiệt: năng lượng neutron từ 0 đến 0,5 eV. Gọi các neutron đó là neutron nhiệt vì trong các môi trường kích thước lớn ít có khả năng thất thoát và hấp thụ, chúng nằm trong trạng thái cân bằng nhiệt động với các nguyên tử của môi trường xung quanh và chúng phân bố năng lượng theo phân bố Maxwell [12].

- Các neutron trung gian: năng lượng neutron từ 0,5 eV đến 10 keV. Trong vùng năng lượng này xác suất tương tác của các neutron với các hạt nhân có tính cộng hưởng [12].

- Các neutron nhanh có năng lượng neutron từ 10 keV đến 10 MeV [12].

Tương tác của neutron với vật chất phụ thuộc rất lớn vào năng lượng của neutron.

Đặc trưng cho xác suất tương tác của các neutron với các hạt nhân là tiết diện tương tác, được biểu diễn bằng diện tích hiệu dụng của hạt nhân [13]. Diện tích hiệu dụng là diện tích cắt ngang của miền không gian xung quanh hạt nhân bia mà khi đi xuyên qua đó, hạt neutron bay vào sẽ có xác suất 100% tương tác với hạt nhân bia này [14]. Tiết diện vĩ mô Σ là tiết diện tương tác của các neutron với các hạt nhân. Ta có:

$$\Sigma = N\sigma \quad (1.5)$$

Trong đó N là số lượng hạt nhân bị hấp thụ trong 1 cm^3 và σ là tiết diện hấp thụ vi mô của môi trường [12]. Đơn vị diện tích được dùng làm đơn vị của tiết diện. Ngoài ra tiết diện còn có đơn vị là “barn” với $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$ [13].

Khi neutron xuyên sâu vào nguyên tử thì xác suất xảy ra tương tác với hạt nhân trong bản hấp thụ có độ dày x được xác định bằng tích $\Sigma \cdot x$ với điều kiện $\Sigma \cdot x \ll 1$. Xác suất của việc neutron sẽ đi qua mà không tương tác là $e^{-\Sigma x}$. Tương tự, xác suất neutron chỉ một lần tương tác với hạt nhân là $1 - e^{-\Sigma x}$ [13]. Khi cho chùm neutron có cường độ ban đầu I_0 đi qua bản hấp thụ có độ dày x thì thu được chùm neutron có cường độ I . Mối liên hệ giữa I và I_0 được biểu diễn qua biểu thức sau [12]:

$$I = I_0 e^{-\Sigma x} = I_0 e^{-N\sigma x} \quad (1.6)$$

Tùy thuộc vào các dạng tương tác mà có thể chia tiết diện hiệu dụng thành các dạng sau: tiết diện tán xạ đàn hồi $\sigma_{e.l}$, tiết diện tán xạ không đàn hồi σ_{in} , tiết diện của các phản ứng hạt nhân σ_x và tiết diện của phản ứng phân hạch σ_f . Tiết diện tương tác toàn phần σ_t được tính theo biểu thức [13]:

$$\sigma_t = \sigma_{e.l} + \sigma_{in} + \sigma_x + \sigma_f \quad (1.7)$$

1.3.1. Tán xạ đàn hồi của neutron với hạt nhân

Có thể thu được tán xạ đàn hồi khi thực hiện một trong hai phương pháp sau đây:

- Sử dụng các neutron có năng lượng gần bằng năng lượng của một trong số các cộng hưởng để tương tác với hạt nhân môi trường [15]. Hạt nhân lúc này đóng vai trò là “bia”. Hạt nhân bắt giữ neutron và trở thành hạt nhân phức hợp (hợp chất). Cuối quá trình, hạt nhân sẽ phát xạ neutron và chuyển về trạng thái cơ bản. Đây được gọi là quá trình tán xạ đàn hồi cộng hưởng [15].

- Quá trình tán xạ đàn hồi xảy ra khi cho neutron nhanh tương tác với các hạt nhân có số nguyên tử nhỏ được gọi là quá trình tán xạ đàn hồi thể [13]. Tiết diện tán xạ đàn hồi thể σ_{el} hầu như không phụ thuộc vào năng lượng và được xác định gần đúng theo biểu thức [15]:

$$\sigma_{el} = 4\pi R^2 \quad (1.8)$$

Trong đó R là bán kính hạt nhân.

Năng lượng của neutron sẽ giảm dần khi đi qua môi trường do ảnh hưởng của quá trình tán xạ đàn hồi. Quá trình này là quá trình neutron bị làm chậm và môi trường đó đóng vai trò là chất làm chậm [13].

Tương tự như cơ học cổ điển, ta xét tốc độ neutron v nhỏ hơn nhiều lần tốc độ ánh sáng c . Ban đầu, neutron bay đến với tốc độ là v và va chạm với hạt nhân đứng yên. Từ các định luật bảo toàn động năng, bảo toàn động lượng, ta có [8,15]:

$$m_n \vec{v} = m_n \vec{v}' + Am_n \vec{v}'_{hn} \quad (1.9)$$

$$\text{Và:} \quad \frac{1}{2} m_n v^2 = \frac{1}{2} m_n v'^2 + \frac{1}{2} Am_n v'_{hn}{}^2 \quad (1.10)$$

Trong đó: v' là tốc độ neutron sau tán xạ và v'_{hn} là tốc độ của hạt nhân sau tán xạ.

Dựa vào mối quan hệ giữa tốc độ và năng lượng, ta tìm được mối liên hệ giữa v và v' theo biểu thức:

$$\frac{v'}{v} = \sqrt{\frac{E'}{E}} = \frac{1}{1+A} \left(\cos\theta + \sqrt{\cos^2\theta + A^2 - 1} \right) \quad (1.11)$$

Trong đó: E' và E lần lượt là năng lượng neutron trước và sau tán xạ; θ là góc tán xạ của neutron; A là số khối của hạt nhân; m_n là khối lượng neutron [15].

Ngoài ra, trong hệ thức trên, khối lượng hạt nhân được giả định bằng tổng các khối lượng của các nucleon bên trong hạt nhân. Tức là: $m_{hn} = Am_n$ [15].

Theo định luật bảo toàn động năng và động lượng của quá trình tán xạ đàn hồi nên [11]:

$$\varepsilon E \leq E' \leq E \quad (1.12)$$

$$\text{Trong đó: } \varepsilon = \left(\frac{A-1}{A+1} \right)^2 \quad (1.13)$$

Trong công thức trên, khi neutron tán xạ về phía trước thì $E = E'$. Khi $E' = \varepsilon E$ thì neutron giạt lùi về phía sau [11].

Ta xét với hạt nhân Hidro (${}^1_1\text{H}$) thì $\varepsilon = 0$. Chứng tỏ rằng khi tương tác, neutron đã truyền toàn bộ động năng của nó cho Hidro [11]. Đối với các hạt nhân nặng thì $\varepsilon \neq 0$ nên neutron không thể truyền toàn bộ động năng của nó cho hạt nhân trong một lần va chạm [11]. Ví dụ, hạt nhân Nitơ có $\varepsilon = 0,751$, do đó phần động năng mà neutron truyền cho Nitơ trong một va chạm trực diện là:

$$\frac{E - E'}{E} = 1 - \varepsilon = 1 - 0,751 = 0,249 = 24,9\% \quad (1.14)$$

Từ ví dụ trên ta có thể thấy hạt nhân có khối lượng nhỏ sẽ làm chậm neutron hiệu quả hơn hạt nhân có khối lượng lớn và Hidro là chất làm chậm hiệu quả nhất [11,15].

Tiếp theo ta tìm hiểu một số đại lượng đặc trưng cho tương tác của neutron với hạt nhân.

1.3.1.1. Tham số va chạm ξ

Tham số va chạm ξ (hay độ mất năng lượng logarit trung bình) là đại lượng đặc trưng cho độ mất năng lượng của neutron khi va chạm với hạt nhân của nguyên tử và được xác định theo công thức [16]:

$$\xi = \overline{\ln\left(\frac{E}{E'}\right)} \quad (1.15)$$

Trong đó: E và E' là năng lượng trước và sau tương tác.

Thực hiện phép lấy trung bình ta có [12]:

$$\xi = 1 + \frac{\varepsilon \ln \varepsilon}{1 - \varepsilon} \quad (1.16)$$

Hạt nhân Hidro có $\varepsilon = 0$ nên có $\xi = 1$. Đối với hạt nhân Be, $\varepsilon =$ nên có $\xi = 0,209$.

1.3.1.2. Lethargy

Lethargy là đại lượng đặc trưng cho mức độ làm chậm của neutron khi va chạm. Lethargy là hàm phụ thuộc năng lượng E của neutron và giá trị Lethargy sẽ tăng khi năng lượng E của neutron giảm. Chúng liên hệ với nhau theo biểu thức [16]:

$$U = \ln \frac{E_0}{E} \quad (1.17)$$

Với $E_0 \approx 2$ MeV là năng lượng trung bình của phổ neutron phân hạch [16].

Nếu xét cho neutron nhiệt thì ta được giá trị Lethargy là:

$$U = \ln \frac{E_0}{E} = \ln \frac{2 \cdot 10^6}{0,025} = 18,2 \quad (1.18)$$

Như vậy, để neutron nhanh được làm chậm đến neutron nhiệt thì mức độ làm chậm có giá trị là $U(E) = 18,2$. [16]

1.3.1.3. Số va chạm S

Để làm chậm neutron từ năng lượng E_1 đến năng lượng E_2 thì số va chạm S được tính theo công thức sau [16]:

$$S = \frac{1}{\xi} \ln \left(\frac{E_1}{E_2} \right) \quad (1.19)$$

Xét ví dụ sau: Số va chạm cần thiết để chuyển từ neutron nhanh có năng lượng $E_0 = 2 \text{ MeV}$ sang neutron nhiệt có năng lượng $E_T = 0,025 \text{ eV}$ là:

$$S = \frac{18,2}{\xi} \quad (1.20)$$

1.3.1.4. Độ dài làm chậm

Độ dài làm chậm là quãng đường neutron nhanh đi được cho đến khi trở thành neutron nhiệt. Độ dài làm chậm bằng căn bậc hai của tuổi Fermi τ và được xác định bằng công thức sau [11]:

$$\tau = \frac{\lambda_S \lambda_{tr}}{3\xi} \ln \frac{E_0}{E} \quad (1.21)$$

Trong đó: $E_0 = 2 \text{ MeV}$ là năng lượng neutron nhanh; E là năng lượng neutron trong quá trình làm chậm

Mối liên hệ giữa độ dài tán xạ λ_S và độ dài dịch chuyển λ_{tr} của neutron trong môi trường được tính theo công thức sau [11]:

$$\lambda_{tr} = \frac{\lambda_S}{1 - \overline{\cos\theta}} \quad (1.22)$$

Trong đó: $\overline{\cos\theta} = \frac{2}{3A}$ là trung bình cosin góc bay của neutron sau tán xạ và A là số khối.

1.3.1.5. Độ dài khuếch tán

Trước khi bị môi trường hấp thụ, các neutron nhiệt sẽ bị khuếch tán trong môi trường. Người ta dùng độ dài khuếch tán L để đặc trưng cho quãng đường neutron đi được từ trở thành neutron nhiệt cho đến khi bị môi trường hấp thụ và được xác định theo công thức [11]:

$$L = \sqrt{\frac{\lambda_{tr}\lambda_a}{3}} \quad (1.23)$$

Trong đó: λ_a là độ dài hấp thụ neutron nhiệt của môi trường.

1.3.2. Tán xạ không đàn hồi

Tán xạ không đàn hồi là quá trình hạt nhân sau khi tương tác với neutron sẽ hấp thụ neutron và chuyển lên trạng thái kích thích. Khi chuyển về trạng thái cơ bản, hạt nhân sẽ phát ra neutron cùng với một hoặc hai lượng tử γ [15]. Động năng của neutron bay đến bằng tổng năng lượng của hạt nhân sau tương tác, của neutron và của các lượng tử γ được phát ra [16].

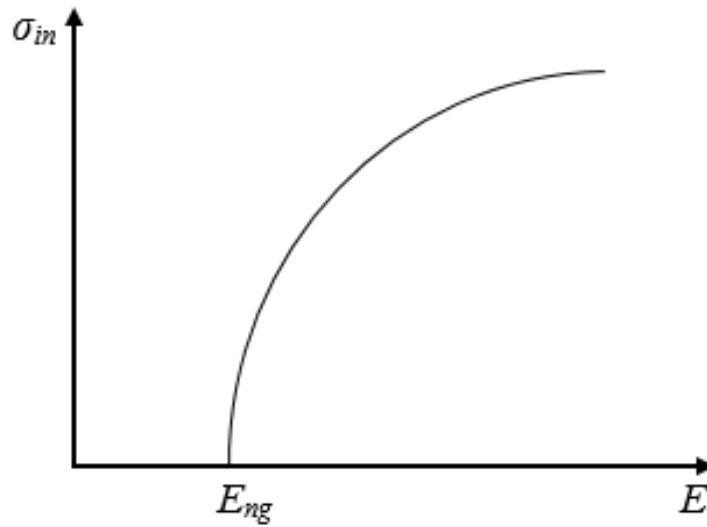
Năng lượng của tiết diện tán xạ không đàn hồi mang đặc tính có ngưỡng với năng lượng ngưỡng là [15]:

$$E_{ng} = \left(1 + \frac{1}{A}\right) E_I \quad (1.24)$$

Trong đó: E_I là năng lượng của mức kích thích đầu tiên của hạt nhân và A là số khối.

Ta dễ dàng nhận thấy, khi A tăng lên thì giá trị năng lượng ngưỡng E_{ng} sẽ giảm đi.

Sự phụ thuộc của tiết diện tán xạ không đàn hồi σ_{in} (inelastic) vào năng lượng neutron E được thể hiện trên hình 1.2. Trong đó, $\sigma_{in} \neq 0$ khi $E \geq E_{ng}$ và đạt giá trị cực đại đối với năng lượng 10 MeV– 15 MeV [16]. Đối với các hạt nhân nhẹ, E_I có giá trị cỡ vài MeV. Đối với các hạt nhân nặng, E_I có giá trị nhỏ hơn 100 keV. Do đó, tán xạ không đàn hồi chủ yếu xảy ra trong miền neutron nhanh đối với các hạt nhân nặng [16].



Hình 1.2. Sự phụ thuộc σ_{in} vào năng lượng neutron E [16].

1.3.3. Tán xạ đàn hồi cộng hưởng

Như đã trình bày ở trên. Quá trình tán xạ đàn hồi cộng hưởng xảy ra khi neutron tới tương tác với hạt nhân và bị hạt nhân bắt giữ và chuyển lên trạng thái kích thích. Sau cùng, hạt nhân sẽ phát ra neutron và trở về trạng thái cơ bản.

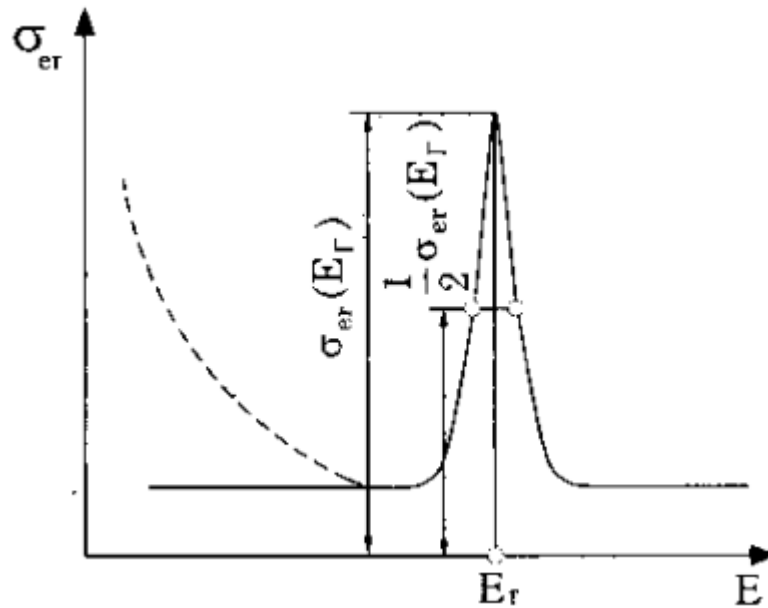
Tiết diện tán xạ đàn hồi cộng hưởng σ_{er} phụ thuộc vào năng lượng neutron E và được thể hiện qua biểu thức sau [15]:

$$\sigma_{er} \sim \frac{1}{\sqrt{E}} \quad (1.25)$$

Tại gần đỉnh cộng hưởng, σ_{er} được xác định theo công thức Breit-Wigner [16]:

$$\sigma_{er}(E) = \frac{\sigma_{er}(E_r) \frac{\Gamma^2}{4}}{(E - E_r)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (1.26)$$

Trong đó: E_r là năng lượng tại đỉnh cộng hưởng; $\sigma_{er}(E_r)$ là tiết diện tán xạ đàn hồi tại E_r ; Γ là độ rộng toàn phần của nửa chiều cao của mức kích thích hạt nhân hợp phần



Hình 1.3. Tiết diện tán xạ đàn hồi cộng hưởng của neutron [16]

Tại gần đỉnh cộng hưởng thì tiết diện tán xạ đàn hồi cộng hưởng lớn hơn nhiều so với tiết diện tán xạ đàn hồi thể, còn tại miền năng lượng xa cộng hưởng thì tiết diện tán xạ đàn hồi cộng hưởng nhỏ hơn tiết diện tán xạ đàn hồi thể [16].

1.3.4. Các phản ứng hạt nhân khi neutron tương tác với hạt nhân nguyên tử

Phản ứng hấp thụ neutron (n, b) là các phản ứng của neutron khi tương tác với hạt nhân nguyên tử mà trong đó sau quá trình tương tác sẽ tạo ra các hạt mới b . Đó là các quá trình (n, γ), (n, p), (n, α), (n, β), ($n, 2n$), (n, f),... trong đó (n, f) là phản ứng phân hạch hạt nhân [16].

Tiết diện hấp thụ neutron σ_a được xác định theo biểu thức [16]:

$$\sigma_a = \sigma_\alpha + \sigma_\beta + \sigma_\gamma + \sigma_p + \sigma_{2n} + \sigma_f + \dots \quad (1.27)$$

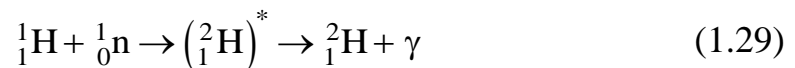
Tiết diện hấp thụ neutron σ_a trong miền neutron nhiệt phụ thuộc vào năng lượng neutron E theo công thức [16]:

$$\sigma_a = \sigma_{aT} \sqrt{\frac{0,025}{E}} \quad (1.28)$$

Trong đó σ_{aT} là tiết diện tại năng lượng 0,025 eV.

1.3.4.1. Phản ứng (n,γ)

Phản ứng (n,γ) được gọi là phản ứng bắt phóng xạ neutron. Phản ứng này thường tạo ra các đồng vị không bền nhưng không tạo ra các hạt mang điện. Thông thường, các hạt nhân đồng vị không bền sẽ có xu hướng phân rã β . Dựa vào hoạt độ của các đồng vị này người ta nhận định về các dòng neutron và thành phần năng lượng của chúng [13]. Ví dụ ta có phương trình phản ứng:



Khi hạt nhân có số khối A hấp thụ neutron sẽ tạo ra đồng vị $(A+1)$ trong trạng thái kích thích. Năng lượng kích thích của hạt nhân đồng vị được xác định dựa vào năng lượng liên kết neutron và động năng của nó. Năng lượng kích thích thường nằm trong vùng 5 MeV – 10 MeV [13]. Trạng thái kích thích là không bền và đồng vị sẽ bị phân rã kèm theo việc phát ra một hoặc một vài bức xạ γ [13].

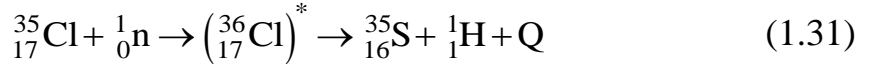
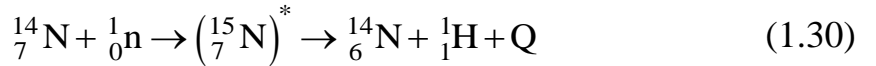
Hầu hết các nguyên tử bền đã biết đều hấp thụ các neutron nhiệt với xác suất lớn hoặc nhỏ. Tiết diện bắt phóng xạ của các neutron nhiệt bởi các hạt nhân khác nhau có thể khác nhau. Thí dụ, tiết diện bắt đối với ${}^{135}\text{Xe}$ là gần 3.10^{-18} cm^2 , còn đối với Deuteron là gần 3.10^{-28} cm^2 . Trong vùng năng lượng nhiệt của các neutron, tiết diện bắt phóng xạ thường tỉ lệ nghịch với vận tốc neutron [13].

Nếu đối với các neutron nhiệt và trung gian tiết diện bắt phóng xạ thay đổi không đều đặn theo từng nguyên tử, thì trong vùng năng lượng cao hơn 10 keV – 100 keV tiết diện phụ thuộc tương đối trơn tru vào năng lượng neutron

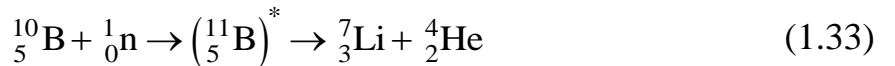
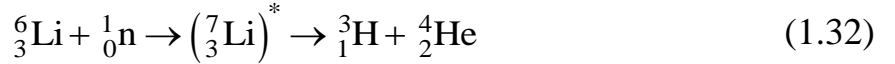
(tiết diện, một cách gần đúng, giảm tỉ lệ nghịch với năng lượng neutron) và ít phụ thuộc vào số nguyên tử của hạt nhân, nếu không quan tâm đến các hạt nhân magic và gần magic [13]. Hạt nhân magic là hạt nhân có số neutron (hoặc proton) vừa đủ để lấp đầy một lớp vỏ hạt nhân. Hạt nhân sẽ bền vững khi số magic là 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 [17].

1.3.4.2. Phản ứng (n,p) , (n,α)

Phản ứng (n,p) và (n,α) là các phản ứng xảy ra khi neutron tương tác với hạt nhân và đồng thời làm cho proton (p) (${}^1_1\text{H}$) hoặc hạt nhân α (${}^4_2\text{He}$) rời khỏi hạt nhân. Phản ứng có xác suất xảy ra lớn trên các nguyên tử nhẹ như ${}^3\text{He}$ (n,p), ${}^{27}\text{Al}$ (n,p), ${}^6\text{Li}$ (n,α) và ${}^{10}\text{B}$ (n,α) [13]. Một số phương trình ví dụ:



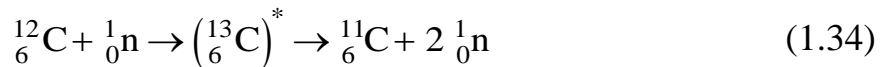
hoặc:



Các phản ứng (n,p) và (n,α) xảy ra trên nhiều hạt nhân khác với xác suất nhỏ hơn rất nhiều và chúng thường là các phản ứng thu nhiệt [13]. Các phản ứng này có ngưỡng vì chúng có thể xảy ra khi năng lượng neutron vượt quá giá trị $Q\left(1 + \frac{1}{A}\right)$ với Q (MeV) là năng lượng của phản ứng [13]. Tiết diện của các phản ứng có thể đạt đến 10^{-25} cm^2 nếu năng lượng của các hạt proton được tạo ra trong các phản ứng vượt quá rào cản Coulomb của hạt nhân. Phản ứng hạt nhân ${}^{14}\text{N}$ (n,p) là trường hợp ngoại lệ vì là phản ứng tỏa nhiệt [13].

1.3.4.3. Phản ứng $(n,2n)$

Phản ứng hạt nhân $(n,2n)$ tạo ra hai neutron và một hạt nhân con ở cuối quá trình tương tác với hạt nhân mẹ. Phản ứng $(n,2n)$ cần năng lượng đủ lớn để thắng năng lượng liên kết của neutron trong hạt nhân nên phản ứng $(n,2n)$ là phản ứng có tính chất ngưỡng [16]. Năng lượng ngưỡng của phản ứng này rơi vào khoảng 8 MeV đến 10 MeV đối với đa số các đồng vị và khoảng 1,75 MeV đối với hạt nhân ${}^9\text{Be}$ [16]. Ví dụ bằng phương trình phản ứng sau:



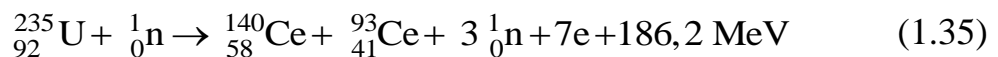
1.3.5. Phản ứng phân hạch hạt nhân

1.3.5.1. Phản ứng phân hạch hạt nhân

Phản ứng phân hạch hạt nhân là các phản ứng có dạng (n,f) .

Phản ứng phân hạch hạt nhân được xem là phản ứng quan trọng nhất trong số các phản ứng vật lý của lò phản ứng hạt nhân [16].

Ví dụ ta có phương trình phản ứng:



Trong các phản ứng này, neutron tới tương tác với hạt nhân nguyên tố nặng sẽ làm hạt nhân bị phân chia chủ yếu thành hai mảnh có năng lượng cao và có khối lượng gần bằng nhau [16]. Các đồng vị của thori, urani và các nguyên tố họ urani có thể phân hạch khi hấp thụ neutron. Xác suất phân hạch phụ thuộc nhiều vào năng lượng kích thích của hạt nhân. Nếu khi hấp thụ neutron, năng lượng của trạng thái kích thích cao hơn rào cản Coulomb đối với các mảnh phân hạch vừa hình thành thì xác suất phân hạch cao [13]. Nếu như năng lượng kích thích thấp hơn rào cản Coulomb thì phân hạch bị hãm lại nhiều, bởi vì các mảnh phân hạch trong trường hợp đó phải vượt qua rào cản Coulomb bằng hiệu ứng đường ngầm [13]. Phân hạch các hạt nhân nặng thành hai mảnh vỡ là có lợi thế về năng lượng, vì vậy có thể có sự phân hạch

tự phát. Thời gian sống trung bình đối với phân hạch tự phát là lớn và đối với các đồng vị plutoni, urani và thori thời gian đó nằm trong phạm vi 10^{10} năm đến 10^{18} năm [13].

Năng lượng liên kết neutron trong các hạt nhân chẵn – chẵn thường cao hơn trong các hạt nhân chẵn – lẻ. Vì rào cản Coulomb đối với các đồng vị của một nguyên tố là như nhau nên các đồng vị chẵn – lẻ có ngưỡng hiệu dụng phân hạch thấp hơn so với các đồng vị chẵn – chẵn. Chính điều đó đã lý giải hiện tượng các đồng vị ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu có xác suất phân hạch cao khi hấp thụ neutron nhiệt, còn các đồng vị ^{232}Th , ^{238}U , ^{240}Pu có xác suất phân hạch lớn nếu năng lượng của neutron bị hấp thụ cao hơn 0,5 MeV – 1,5 MeV [13].

Các neutron khi tham gia phản ứng phân hạch còn có hai đặc trưng không thể bỏ qua đó là số neutron trên một phân hạch ν và số neutron trễ trong toàn bộ các neutron trên một phân hạch β . Ở đây, đại lượng ν phụ thuộc vào năng lượng. Đối với các hạt nhân khác nhau thì chúng sẽ có số β khác nhau. Vì lý do đó nên β là đại lượng đặc trưng được sử dụng để phân biệt các dạng nhiên liệu với nhau [16].

Trong phân hạch các hạt nhân, ngoài việc sản phẩm phân hạch là các mảnh phân hạch thì phản ứng còn phát ra khoảng 3 photon có năng lượng trung bình gần 2 MeV và từ 5 photon đến 7 photon có năng lượng trung bình gần 1 MeV. Ngoài ra, các mảnh phân hạch không bền còn phát ra bức xạ γ trễ và các neutron trễ [13]. Neutron trễ là các neutron được sinh ra trễ hơn so với thời điểm xảy ra phân hạch. Các neutron trễ thường chiếm không quá 1% số lượng các neutron phân hạch. Tuy nhiên, các neutron trễ lại có vai trò quan trọng trong việc điều khiển quá trình phản ứng dây chuyền. Các neutron trễ xuất hiện khi các mảnh vỡ phân hạch. Chúng chủ yếu xuất hiện ở các hạt nhân như I-ốt (I), Brom (Br) và phân rã β . Hạt nhân sau phân rã β sẽ có năng lượng kích thích đủ lớn để sinh ra neutron trễ [16]. Dựa vào thời gian sống của

mảnh vỡ phân hạch do phân rã β người ta sẽ tính toán được thời gian sống của neutron trễ.

1.3.5.2. Tiết diện của phản ứng phân hạch hạt nhân

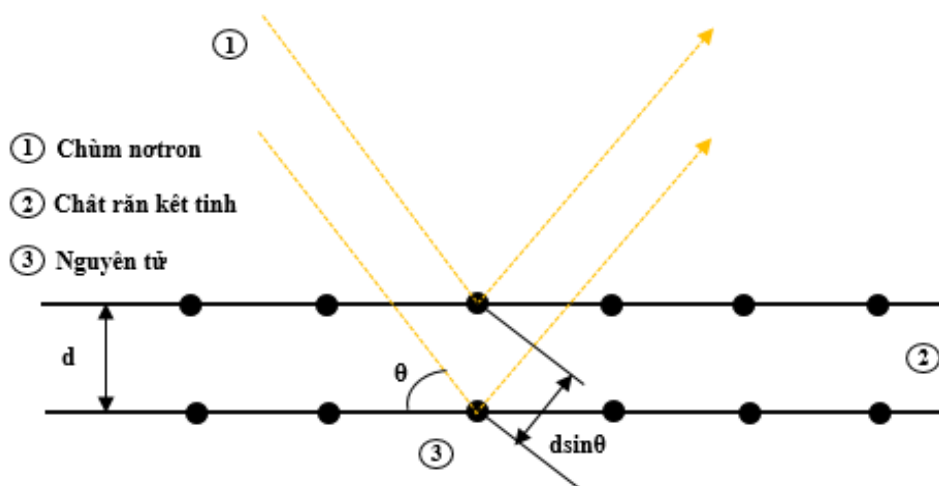
Tiết diện của phản ứng phân hạch hạt nhân phụ thuộc vào năng lượng neutron tham gia phản ứng. Các nhân phân hạch như các đồng vị ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu là những nguyên tử có số neutron lẻ thì không có ngưỡng năng lượng phân hạch [15]. Đối với những nuclid phân hạch, chúng tồn tại ba vùng đặc trưng của các tiết diện phân hạch, lần lượt là [15]: vùng neutron nhiệt, vùng cộng hưởng và vùng neutron nhanh có tiết diện phân hạch hầu như không thay đổi [15].

1.3.6. Nhiễu xạ neutron

Nhiễu xạ neutron là một dạng của tán xạ đàn hồi của neutron. Neutron là một trong hai hạt cơ bản tạo nên hạt nhân nguyên tử. Tuy nhiên, theo giả thuyết De Broglie, neutron vẫn thể hiện bản chất sóng. Bước sóng của neutron phụ thuộc vào vận tốc của nó theo biểu thức sau:

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv} \quad (1.36)$$

Với: $h = 6,625 \cdot 10^{-34}$ J.s là hằng số Planck; m và v lần lượt là khối lượng và vận tốc của neutron



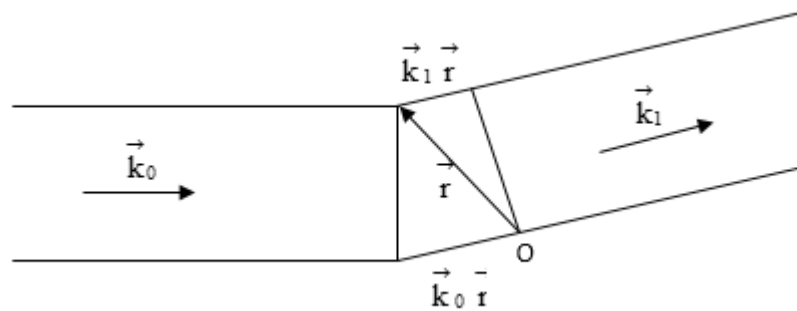
Hình 1.4. Sự nhiễu xạ neutron trên mặt tinh thể.

Theo định luật Bragg, hiện tượng nhiễu xạ sẽ xảy ra giữa các chùm tia nhiễu xạ từ các mặt phẳng mạng khi khoảng chênh lệch đường đi bằng số nguyên lần bước sóng λ . Điều này được thể hiện ở biểu thức sau:

$$2d\sin\theta = n\lambda \quad (1.37)$$

Trong đó: d là khoảng cách giữa các mặt phẳng mạng liên tiếp; θ là góc tới (góc Bragg), được tạo bởi neutron tới và mặt phẳng mạng tinh thể.

Để thực hiện các thí nghiệm về nhiễu xạ neutron thì phải tiến hành một vài giai đoạn tối ưu hóa neutron trước khi thí nghiệm. Trong quá trình tối ưu hóa này, để khảo sát các vật liệu, bước sóng neutron sẽ được biến đổi sao cho phù hợp để chúng nằm trong khoảng 0,5 Å đến 5 Å vì khoảng cách giữa các mặt phẳng mạng trong hầu hết các vật liệu có khoảng cách này.



Hình 1.5. Sơ đồ tán xạ của sóng phẳng tại nguyên tử.

Khi neutron xuyên sâu vào vật chất, nó tương tác với với hạt nhân của nguyên tử và với điện tích xung quanh hạt nhân thông qua tương tác momen từ. Độ dài tán xạ của neutron trên hạt nhân không phụ thuộc một cách có quy luật vào số khối A của nguyên tố và không giảm khi véc tơ mạng ảo $\vec{Q} = \vec{k}_1 + \vec{k}_0$ tăng (véc tơ \vec{k}_0 và \vec{k}_1 lần lượt là véc tơ sóng tới và véc tơ sóng tán xạ). Điều này cho phép chúng ta có thể thực hiện các nghiên cứu với Q lớn [17].

Khi neutron nhiệt tương tác với hạt nhân của vật chất, chúng không thể phá vỡ cấu trúc và không thể làm thay đổi thành phần hóa học của vật chất được vì tương tác này rất yếu. Vì thế, neutron có khả năng xuyên thấu cao hơn

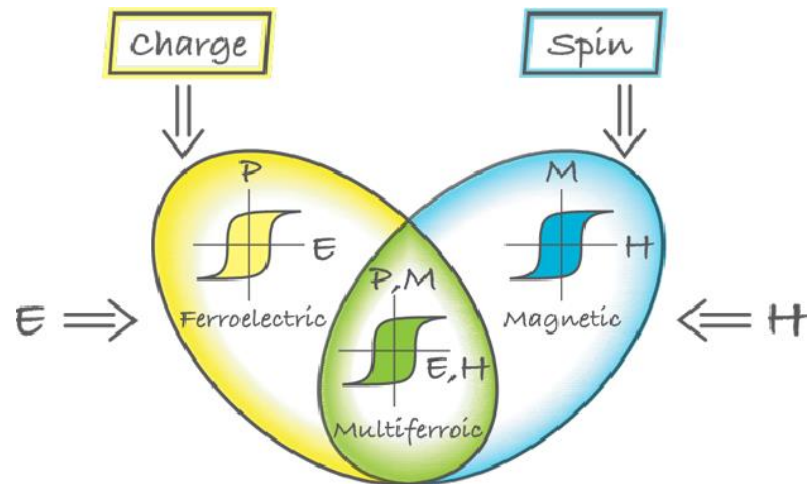
so với tia X và điện tử. Do đó, người ta sử dụng neutron nhằm khảo sát trên vật liệu khối và các hiệu ứng động học khác. Chính vì thế, sử dụng phương pháp tán xạ neutron nhiệt sẽ giúp giải quyết nhiều vấn đề quan trọng của vật lý chất rắn ở cấp độ vi mô.

Nhiều xạ neutron với những ưu việt như có thể xác định chính xác vị trí của các nguyên tử và cho phép xác định cấu trúc từ của vật liệu là một trong những phương pháp hiện đại, đã và đang được sử dụng rộng rãi để nghiên cứu cấu trúc tinh thể và tính chất điện - từ của các vật liệu, đặc biệt vật liệu đa pha điện từ. Khác nhau cơ bản giữa nhiều xạ neutron và nhiều xạ tia X là neutron bị tán xạ bởi hạt nhân nguyên tử hơn là các electron ở lớp vỏ nguyên tử như trường hợp của tia X. Điều này giúp cho phương pháp nhiều xạ neutron có thể xác định chính xác vị trí của các nguyên tử nhẹ như O và H, các nguyên tố có số thứ tự nguyên tử gần nhau hoặc các đồng vị,... Từ chỗ xác định chính xác vị trí của các nguyên tử cũng như cấu trúc tinh thể của vật liệu, các đặc trưng sắc điện của vật liệu cũng có thể được làm sáng tỏ. Hơn nữa, sự tồn tại moment từ của neutron cho phép phương pháp nhiều xạ neutron xác định cấu trúc pha trật tự từ của vật liệu. Ngoài ra, do đặc trưng tương tác với hạt nhân thay vì tương tác với các electron như tia X, độ xuyên sâu của neutron trong vật liệu cũng lớn hơn so với tia X. Chính vì thế nhiều xạ neutron rất phù hợp cho việc nghiên cứu các vật liệu khối.

1.4. TỔNG QUAN VỀ VẬT LIỆU $DyMnO_3$

1.4.1. Tổng quan về vật liệu đa pha điện từ

Vật liệu đa pha điện từ (multiferroics) thường được dùng để chỉ những vật liệu tồn tại đồng thời cả tính chất sắt điện và từ tính trong cùng một pha cấu trúc [19].



Hình 1.6. Mối tương quan từ và điện trong vật liệu đa pha điện từ [18].

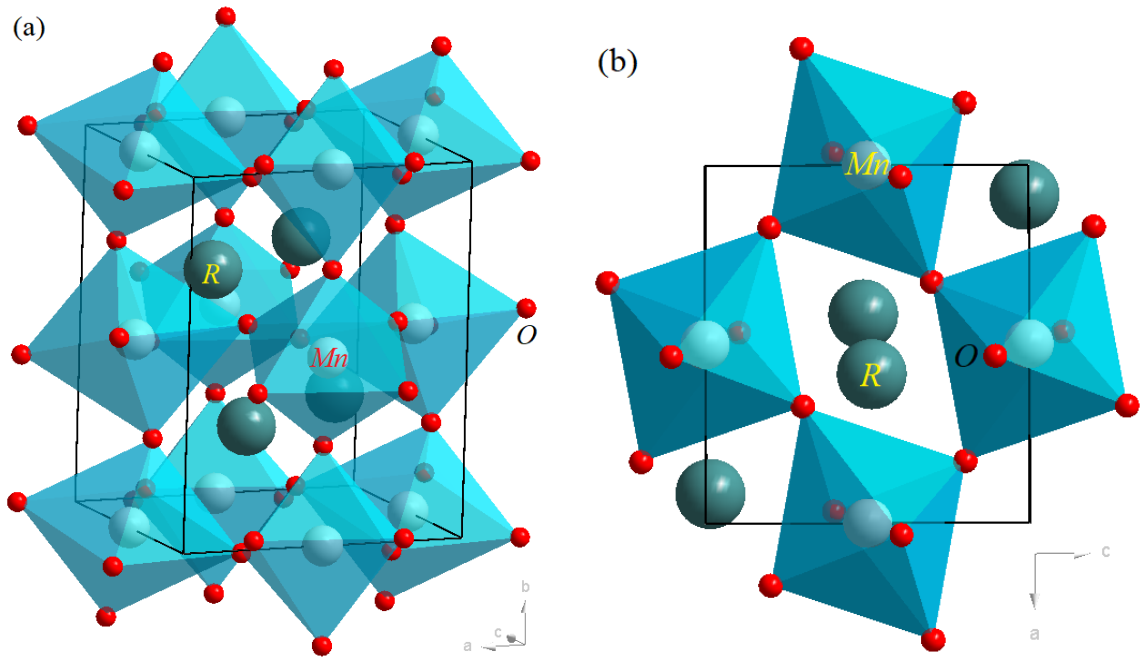
Mối tương quan từ và điện cho phép chúng ta có thể điều khiển tính chất từ trong các vật liệu đa pha điện từ bằng điện trường và ngược lại. Chính vì thế các vật liệu đa pha điện từ được nghiên cứu rộng rãi để có thể ứng dụng trong các thiết bị như cảm biến điện từ có độ nhạy cao, thiết bị cộng hưởng từ điều khiển bởi điện trường, bộ chuyển đổi cực nhanh, bộ lọc, bộ dao động, thiết bị phát siêu âm điều chỉnh điện từ, bộ lưu trữ dữ liệu, phần tử nhớ đa trạng thái, DRAM, MRAMs, FeRAMs, RRAM...[19]. Các vật liệu đa pha điện từ được chia thành hai loại:

- Loại I (proper): điển hình như BiFeO_3 , BiMnO_3 . Trong các vật liệu đa pha điện từ loại I, các trạng thái trật tự điện và từ khác nhau về bản chất nên hiệu ứng từ điện trong chúng thường yếu. Ngoài ra, do khác nhau về bản chất nên nhiệt độ chuyển pha từ và sắt điện thường khác nhau.

- Loại II (improper): điển hình như BaYFeO_4 , spinel AB_2O_4 với A, B = Cr, Mn, Fe, Co. Ngược lại với vật liệu đa pha điện từ loại I, trong vật liệu loại II độ phân cực điện dư xuất hiện do sự phá vỡ sự đối xứng tâm cục bộ của cấu trúc tinh thể gây ra bởi sự hình thành của trạng thái trật tự từ phức tạp [20,21]. Cho nên các vật liệu đa pha điện từ loại II thể hiện hiệu ứng từ điện mạnh với nhiệt độ chuyển pha từ và sắt điện gần nhau [22,23].

1.4.2. Tổng quan về vật liệu manganite RMnO_3

Các vật liệu đa pha điện từ manganite RMnO_3 (trong đó R là ion thuộc nguyên tố đất hiếm) được quan tâm nghiên cứu một cách rộng rãi do những tính chất vật lý hấp dẫn của chúng.

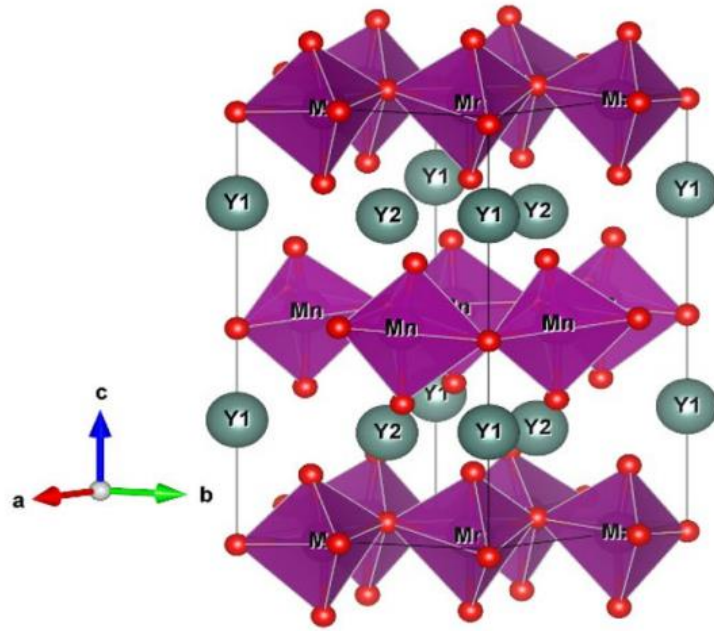


Hình 1.7. Cấu trúc trực thoi của manganite RMnO_3 . Hình ảnh nhìn (a) trong không gian ba chiều và (b) dọc theo trục b.

Về cấu trúc tinh thể, các vật liệu manganite RMnO_3 có thể tồn tại một trong hai cấu trúc [24]:

- Cấu trúc trực thoi thuộc nhóm đối xứng $Pnma$ (xem hình 1.7) nếu ion đất hiếm R có bán kính lớn hơn hoặc bằng bán kính ion Dy như LaMnO_3 , PrMnO_3 , NdMnO_3 ...
- Cấu trúc lục giác thuộc nhóm đối xứng $P6_3cm$ (xem hình 1.8) nếu ion đất hiếm R có bán kính nhỏ hơn bán kính ion Dy như YMnO_3 , TmMnO_3 , YbMnO_3 , LuMnO_3 , ErMnO_3 ...

Ngoài ra, một số manganite như HoMnO_3 , DyMnO_3 ... có thể tồn tại trong cả hai cấu trúc trực thoi và lục giác tùy thuộc vào điều kiện chế tạo [25].



Hình 1.8. Cấu trúc lục giác của manganite $RMnO_3$ với R là Y [26].

Về tính chất điện, các vật liệu manganite $RMnO_3$ tồn tại cả pha sắt điện và từ tính trong cùng một pha cấu trúc. Đối với vật liệu manganite $RMnO_3$ có cấu trúc tinh thể trực thoi, momen phân cực điện xuất hiện do sự phá vỡ tính đối xứng nghịch đảo trong trật tự spin dạng xoắn ốc trong những vật liệu này [25,27]. Với vật liệu manganite $RMnO_3$ có cấu trúc tinh thể lục giác, độ phân cực điện được tạo ra từ những biến dạng cấu trúc do sự phân bố không đối xứng của các ion O xung quanh ion đất hiếm R [28].

Tính chất từ của các vật liệu manganite $RMnO_3$ phụ thuộc vào góc liên kết Mn-O-Mn [26]. Đối với các ion đất hiếm R là La, Pr, Nd, Sm, Eu và Gd, manganite $RMnO_3$ thể hiện tính phản sắt từ loại A. $TbMnO_3$ và $DyMnO_3$ thể hiện tính phản sắt từ loại IC (incommensurate) với cấu trúc spin có dạng cycloic. Với R từ Ho, Er, Tm đến Lu, manganite $RMnO_3$ thể hiện tính phản sắt từ loại E [26].

1.4.3. Tổng quan về vật liệu manganite $DyMnO_3$

Trong số của vật liệu manganite $RMnO_3$, $DyMnO_3$ ít được quan tâm nghiên cứu hơn cả. Khó khăn chính trong việc nghiên cứu vật liệu này có lẽ

xuất phát từ việc chế tạo ra các đơn tinh thể DyMnO_3 chất lượng cao [29]. Đơn tinh thể DyMnO_3 được trồng bằng phương pháp dung dịch nhiệt độ cao có cấu trúc trực thoi thuộc nhóm đối xứng $Pbnm(62)$ với các hằng số mạng $a = 5,795(2)$ Å, $b = 7,380(4)$ Å và $c = 5,272(2)$ Å [29]. Trong pha cấu trúc trực thoi, gần đây người ta đã phát hiện ra trật tự spin dạng hình sin trong vật liệu DyMnO_3 [30]. Đơn tinh thể DyMnO_3 cũng có thể được chế tạo ở cấu trúc tinh thể lục giác thuộc nhóm đối xứng $P6_3cm$ với các hằng số mạng $a = 6,1891$ Å và $c = 11,4059$ Å [31]. Trong pha lục giác người ta đã phát hiện ra sự chuyển pha thủy tinh spin xung quang nhiệt độ 7 K [31]. DyMnO_3 dạng gồm đơn pha được chế tạo bằng phương pháp phản ứng pha rắn ở nhiệt độ 1623 K có cấu trúc tinh thể trực thoi thuộc nhóm đối xứng $Pnma$ với các thông số mạng $a = 5,275$ Å, $b = 7,426$ Å và $c = 5,798$ Å [32]. Đa tinh thể DyMnO_3 được chế tạo theo phương pháp gốm thể hiện tính sắt điện và thuận từ tại nhiệt độ phòng [32]. Nhóm tác giả K. Bhoi sử dụng phép đo nhiệt dung riêng phụ thuộc nhiệt độ đã phát hiện ra ba chuyển pha trong đa tinh thể DyMnO_3 . Chuyển pha đầu tiên tương ứng với trật tự phản sắt từ của spin Mn xuất hiện ở nhiệt độ khoảng 38 K. Chuyển pha thứ hai tại nhiệt độ khoảng 19 K với sự xuất hiện của trật tự sắt điện. Chuyển pha thứ ba tương ứng với sự xuất hiện của trật tự phản sắt từ của spin Dy ở nhiệt độ khoảng 8 K [33].

Chương 2. ĐỐI TƯỢNG VÀ PHƯƠNG PHÁP NGHIÊN CỨU

2.1. ĐỐI TƯỢNG NGHIÊN CỨU

Đối tượng nghiên cứu của đề tài là vật liệu DyMnO₃ đa tinh thể được chế tạo bằng phương pháp phản ứng pha rắn. Đây là phương pháp chế tạo các vật liệu đa tinh thể đơn giản, dễ chế tạo và phù hợp với điều kiện hiện có của phòng thí nghiệm.



Hình 2.1. Nghiền trộn các tiền chất.

Đầu tiên, các tiền chất có độ tinh khiết cao Dy₂O₃ và MnO₂ được cân với tỷ lệ thích hợp bằng cân kỹ thuật số với độ chính xác cao. Cân tiền chất Dy₂O₃ và MnO₂ và nghiền trộn với nhau theo đúng tỉ lệ mol như phương trình phản ứng:



Các tiền chất này được nghiền trộn đều bằng cối mã não trong thời gian 120 phút để thu được một hỗn hợp đồng nhất như thể hiện ở Hình 2.1.



Hình 2.2. Khuôn tạo viên nén.



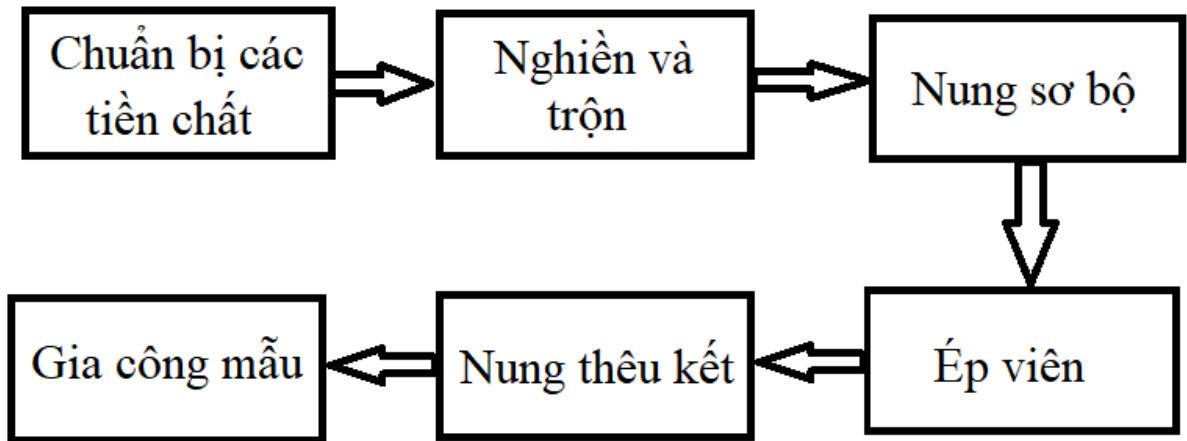
Hình 2.3. Máy ép thủy lực.



Hình 2.4. Lò nung nhiệt độ 1800 °C tại phòng thí nghiệm Khoa học vật liệu của Khoa Vật lí, Trường ĐH Sư Phạm - ĐH Đà Nẵng.

Tiếp theo, hỗn hợp tiền chất Dy_2O_3 và MnO_2 được đem đi nung sơ bộ ở nhiệt độ khoảng 873 K trong thời gian khoảng 10 giờ đồng hồ trong lò nung nhiệt độ cao [33]. Quá trình này được lặp lại vài lần và được xen kẽ bởi việc nghiền và trộn. Hỗn hợp được nghiền trộn sau khi nung sơ bộ trong thời gian 60 phút. Gia công hỗn hợp và nghiền thành bột mịn trong thời gian 60 phút. Cuối cùng bột mịn thu được được cho vào khuôn tạo viên (xem Hình 2.2) và ép thành viên bằng máy nén thủy lực (xem Hình 2.3). Quá trình ép viên được thực hiện ở áp lực 0,5 tấn trong thời gian 3 phút và viên nén thu được được nung thô kết trong lò nung nhiệt độ cao (xem Hình 2.4) ở nhiệt độ 1523 K trong 10 giờ.

Quy trình chế tạo vật liệu đa pha điện từ $DyMnO_3$ bằng phương pháp phản ứng pha rắn được thực hiện tại Trường ĐH Sư Phạm – ĐH Đà Nẵng và được tóm tắt theo sơ đồ như trong Hình 2.5.



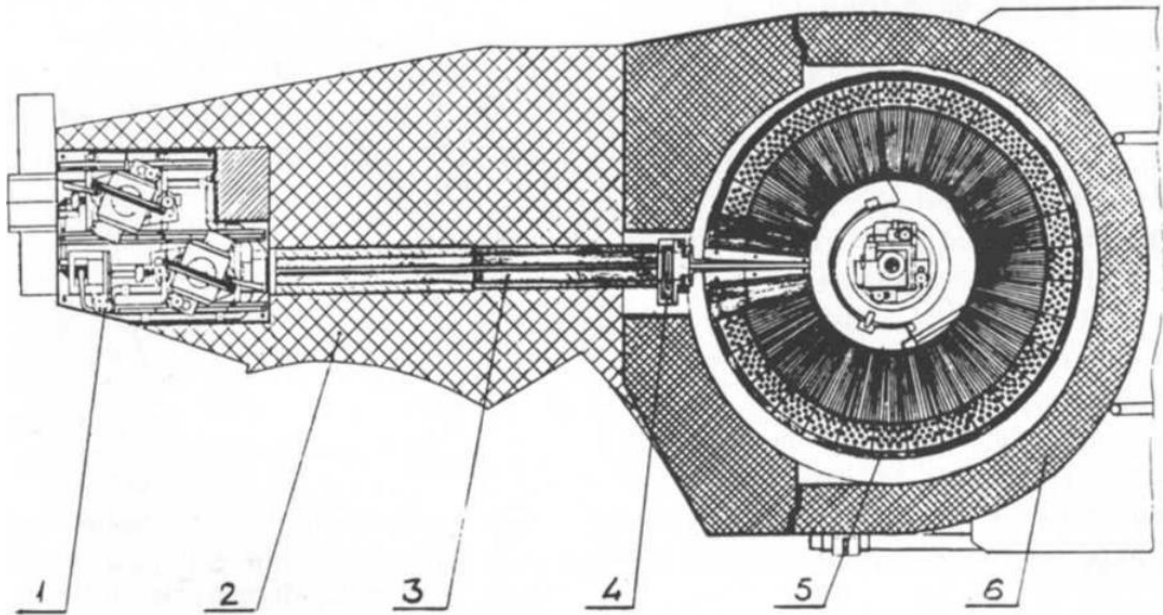
Hình 2.5. Quy trình thực hiện của phương pháp phản ứng pha rắn.

2.2. PHƯƠNG PHÁP NGHIÊN CỨU

Vật liệu manganite $DyMnO_3$ sau khi chế tạo bằng phương pháp phản ứng pha rắn được nghiên cứu ảnh hưởng của các thông số nhiệt động như nhiệt độ và áp suất lên cấu trúc tinh thể và tính chất từ bằng phương pháp nhiễu xạ neutron và nhiễu xạ tia X.

2.2.1. Nhiễu xạ neutron

Các phép đo nhiễu xạ neutron ở nhiệt độ thấp và áp suất cao trong luận văn này được gửi đi thực hiện trên hệ phổ kế neutron DISK gồm nhiều detector gắn cố định tại thành phố Nubda, Nga. Nguyên lý của phép đo nhiễu xạ sử dụng phổ kế neutron DISK cũng giống như nguyên lý nhiễu xạ neutron đã được trình bày ở Mục 1.3.6. Khác nhau duy nhất ở đây là thay vì sử dụng một detector có thể quay để dò cường độ nhiễu xạ theo góc 2θ thì trong hệ này người ta sử dụng nhiều detector cố định để thu được các tính hiệu nhiễu xạ tại các góc 2θ khác nhau một cách đồng thời. Hệ thống đo nhiễu xạ neutron sử dụng phổ kế DISK được mô tả trong Hình 2.6.

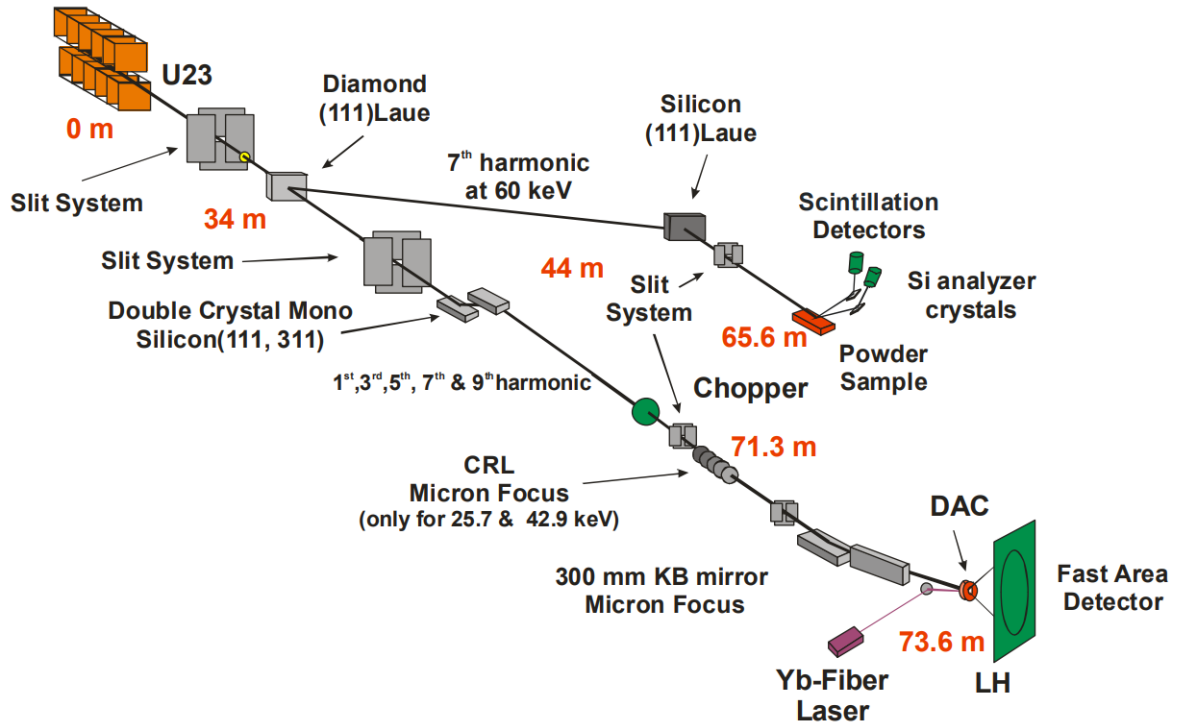


Hình 2.6. *Phổ kế neutron DISK. 1: Máy đơn sắc; 2: Vỏ chắn bảo vệ; 3: Ống chuẩn trực; 4: Bộ điều khiển; 5: Vỏ chắn bảo vệ detector; 6: Vỏ chắn bảo vệ phần chứa các detector.*

2.2.2. Nhiễu xạ tia X

Về nguyên lý nhiễu xạ trên tinh thể, nhiễu xạ tia X tương tự nhiễu xạ neutron. Khác nhau chính ở đây là trong nhiễu xạ tia X, chùm tia tới là chùm tia X thay vì chùm neutron.

Các phép đo nhiễu xạ tia X trong nghiên cứu này được thực hiện khi mẫu vật cần đo được gửi đi đo đạc trên thiết bị Beamline “Extreme Conditions” của máy gia tốc thế hệ 3 PETRA III tại DESY, Đức. Sơ đồ cấu tạo của hệ thống Beamline “Extreme Conditions” được mô tả ở Hình 2.7. Các phép đo nhiễu xạ tia X áp suất cao được thực hiện với hệ thống đe bằng kim cương BX90.

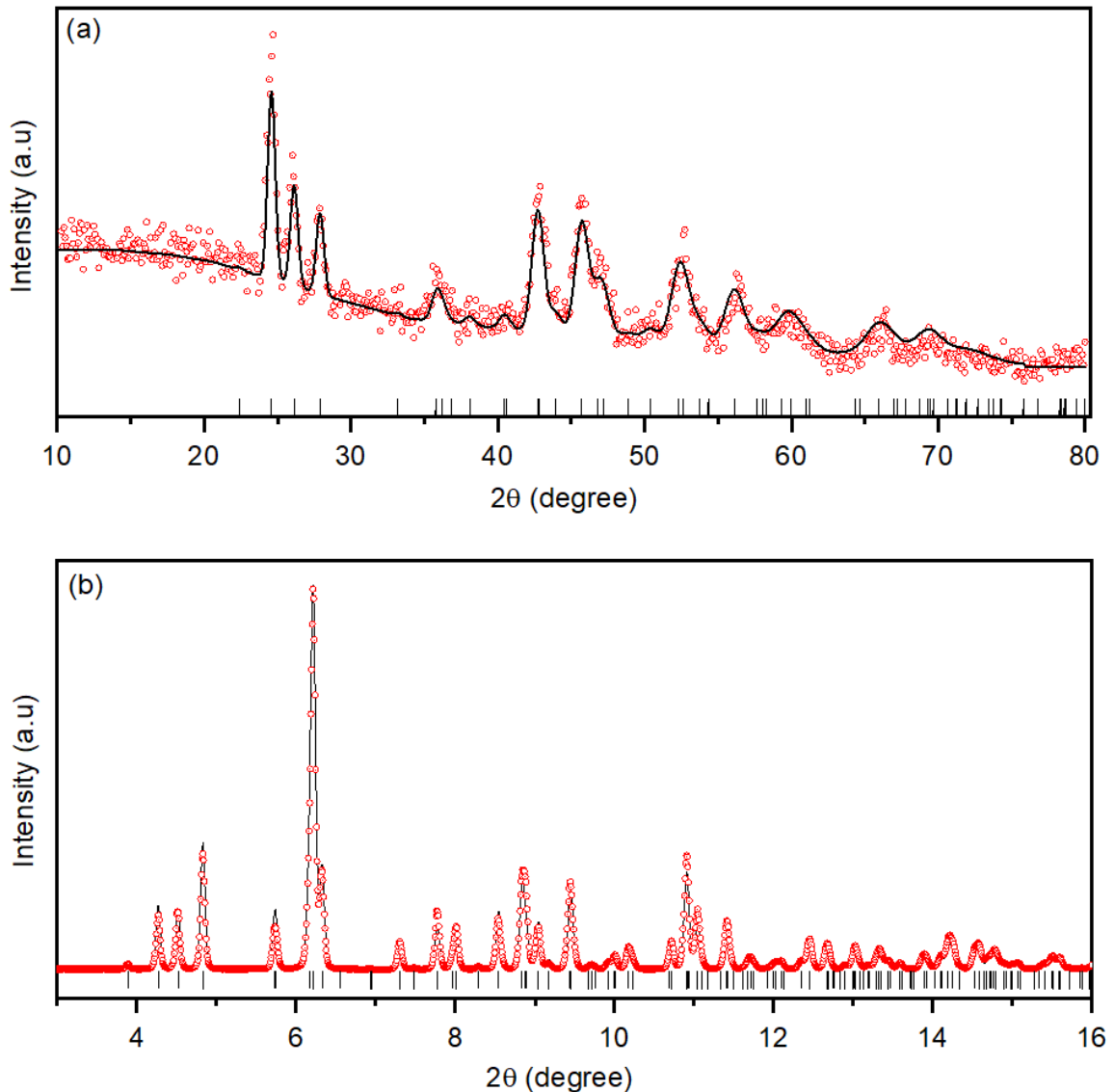


Hình 2.7. Beamline “Extreme Conditions” của máy gia tốc thế hệ 3 PETRA III tại DESY. CRL: Thấu kính khúc xạ hợp kim; KB: gương phản xạ Kirkpatrick-Baez; LH: làm nóng bằng laser

Chương 3. KẾT QUẢ VÀ THẢO LUẬN

3.1. CẤU TRÚC TINH THỂ VÀ TÍNH CHẤT TỪ CỦA DyMnO_3 TẠI NHIỆT ĐỘ PHÒNG

Hình 3.1 mô tả giản đồ nhiễu xạ (a) neutron và (b) tia X của vật liệu DyMnO_3 tại nhiệt độ phòng. Các kết quả nhiễu xạ được tinh chỉnh bằng phương pháp Rietveld sử dụng phần mềm FullProf.



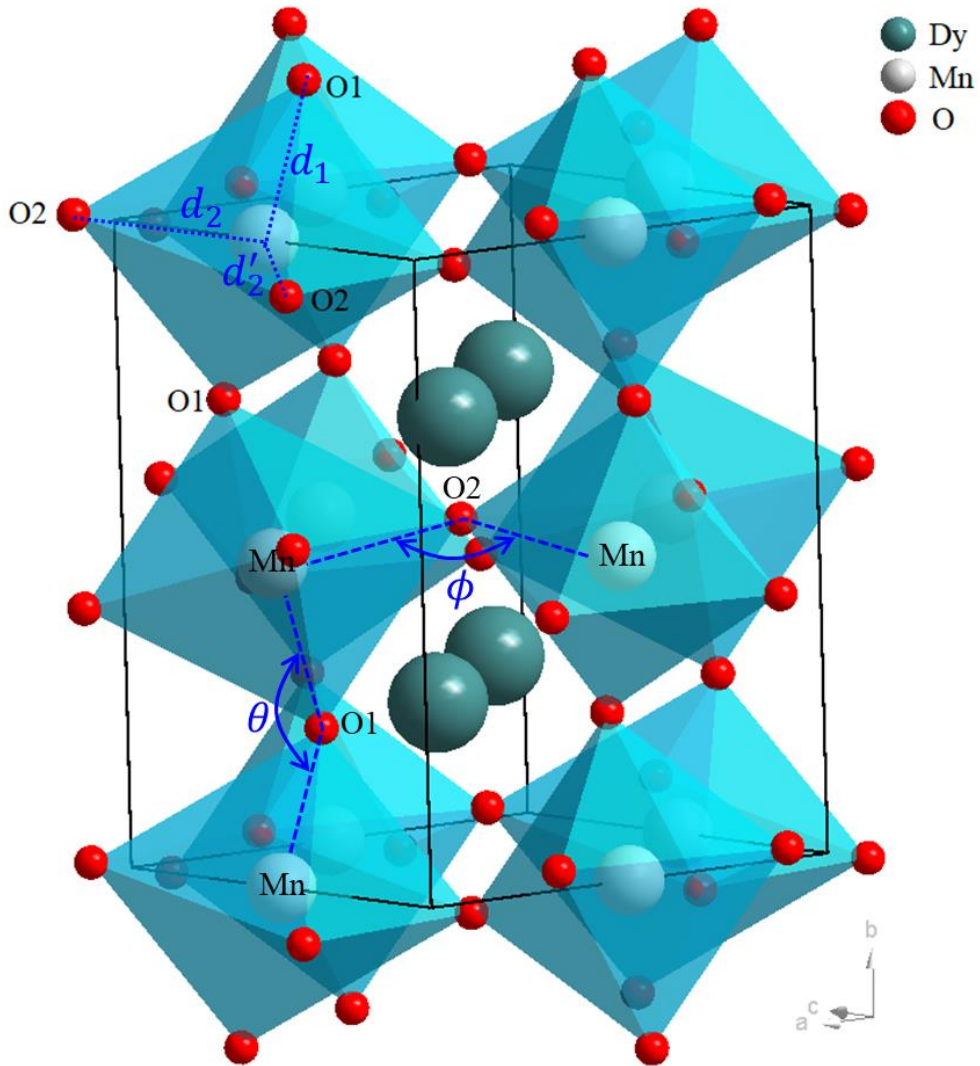
Hình 3.1. Giản đồ nhiễu xạ (a) neutron và (b) tia X của vật liệu DyMnO_3 tại nhiệt độ phòng. Những điểm màu đỏ là kết quả đo từ thực nghiệm. Những đường cong màu đen là kết quả tinh chỉnh bằng phương pháp Rietveld sử dụng phần mềm FullProf. Những đường thẳng đứng màu đen thể hiện đỉnh Bragg của vật liệu DyMnO_3 .

Kết quả tinh chỉnh cho thấy vật liệu DyMnO₃ tại nhiệt độ phòng là đơn pha với cấu trúc trực thoi thuộc nhóm đối xứng *pnma*. Hằng số mạng của vật liệu DyMnO₃ tại nhiệt độ phòng là $a = 5,8420 \text{ \AA}$, $b = 7,3784 \text{ \AA}$ và $c = 5,2800 \text{ \AA}$. Thể tích ô cơ sở của DyMnO₃ tại nhiệt độ phòng là $227,59 \text{ \AA}^3$. Cấu trúc trực thoi của vật liệu DyMnO₃ bao gồm các bát diện MnO₆ liên kết với nhau như Hình 3.2. Trong đó vị trí của các ion Dy, Mn và O cũng được xác định chính xác từ giản đồ nhiễu xạ neutron. Vị trí của các ion này trong ô cơ sở được trình bày ở Bảng 3.1. Từ vị trí các ion trong ô cơ sở, một số khoảng cách đặc biệt giữa các ion cũng được xác định.

Bảng 3.1. Các thông số cấu trúc của DyMnO₃.

Ion	x/a	y/b	z/c
Dy	0,98260	0,08248	0,25000
Mn	0,50000	0,00000	0,00000
O1	0,11400	0,46300	0,25000
O2	0,20100	0,17300	0,55340
d_1	1,9523 Å		
$\bar{d}_2 = (d_2 + d'_2)/2$	2,0681 Å		
θ	141,755°		
ϕ	144,226°		

Khoảng cách giữa ion Mn và O₁ là $d_1 = 1,9523 \text{ \AA}$ trong khi khoảng cách giữa ion Mn và các ion O₂ là $d_2 = 2,2206 \text{ \AA}$ và $d'_2 = 1,9155 \text{ \AA}$. Sự khác nhau giữa d_2 và d'_2 phản ánh sự không đều trong khoảng cách giữa ion Mn và các ion O tại vị trí O₂ trong bát diện MnO₆.



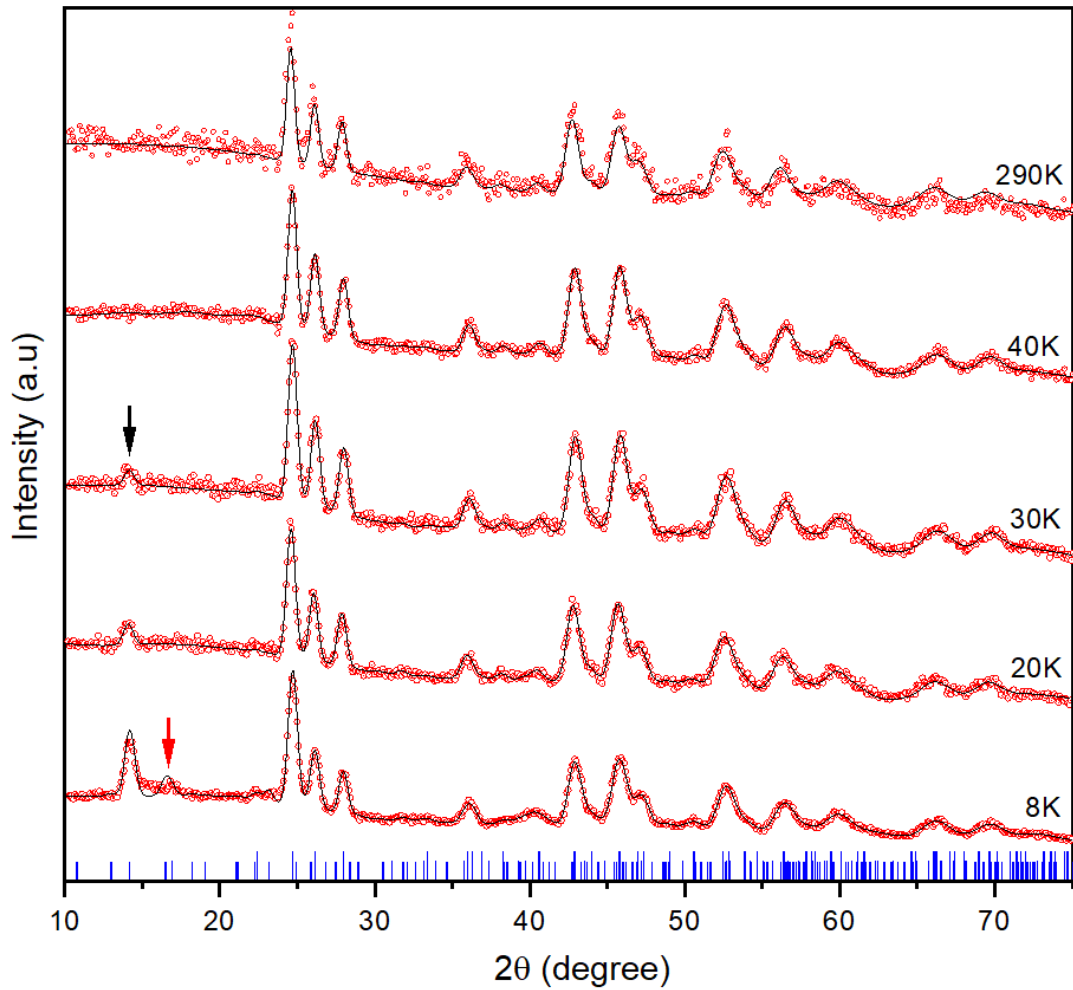
Hình 3.2. Cấu trúc trực thoi thuộc nhóm đối xứng $pnma$ của $DyMnO_3$.

Góc giữa hai ion Mn thuộc hai bát diện liền kề và ion O dùng chung là $\theta \equiv \text{Mn} - \widehat{O_1} - \text{Mn} = 141,755^\circ$ và $\phi \equiv \text{Mn} - \widehat{O_2} - \text{Mn} = 144,226^\circ$. Các thông số cấu trúc trên phù hợp với các nghiên cứu đã được công bố trước đây [34,35]. Ngoài ra, trên giản đồ NPD tại nhiệt độ phòng (Hình 3.1(a)) ta không quan sát thấy bất cứ đỉnh từ nào. Điều này chứng tỏ vật liệu $DyMnO_3$ thể hiện tính chất thuận từ tại nhiệt độ phòng.

3.2. KHẢO SÁT ẢNH HƯỞNG CỦA NHIỆT ĐỘ ĐẾN CẤU TRÚC TINH THỂ VÀ TỪ TÍNH CỦA VẬT LIỆU $DyMnO_3$ BẰNG NHIỀU XẠ NOTRON

Hình 3.3 mô tả giản đồ nhiễu xạ neutron của vật liệu $DyMnO_3$ tại các nhiệt độ khác nhau. Từ Hình 3.3, chúng ta có thể thấy khi giảm nhiệt độ giản

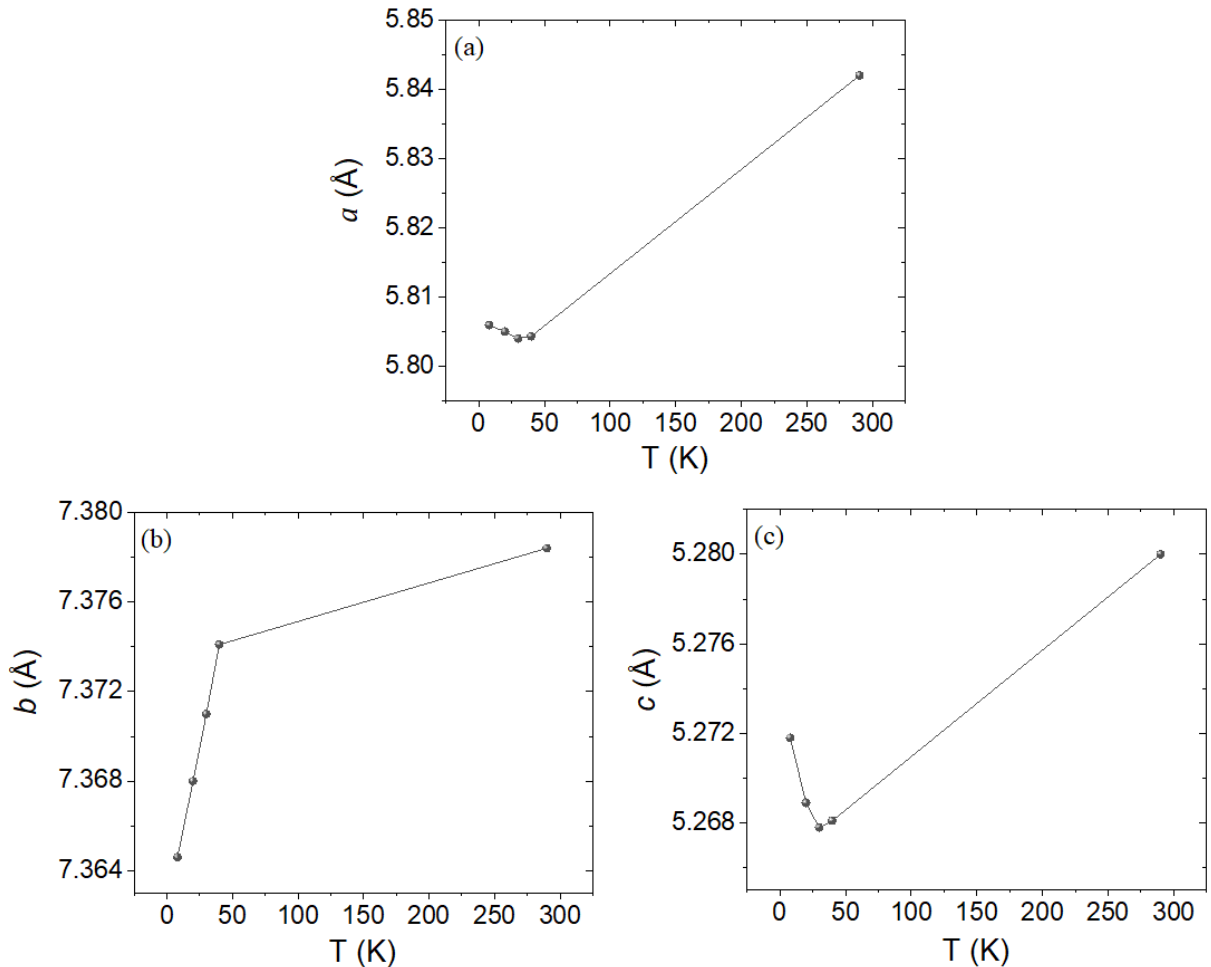
đồ nhiễu xạ NPD của vật liệu DyMnO_3 vẫn không thay đổi về dạng. Nghĩa là, giản đồ NPD của vật liệu cũng bao gồm những đỉnh đặc trưng cho cấu trúc trực thoi, thuộc nhóm đối xứng $pnma$ của DyMnO_3 như tại nhiệt độ phòng. Điều này chứng tỏ không xuất hiện các chuyển pha cấu trúc trong vật liệu DyMnO_3 khi giảm nhiệt độ.



Hình 3.3. Giản đồ nhiễu xạ neutron của DyMnO_3 tại các nhiệt độ khác nhau. Những điểm màu đỏ là kết quả đo từ thực nghiệm. Những đường cong màu đen là kết quả tinh chỉnh bằng phương pháp Rietveld sử dụng phần mềm FullProf. Những đường thẳng đứng màu xanh thể hiện đỉnh Bragg của vật liệu DyMnO_3 . Các mũi tên màu đen và màu đỏ lần lượt đánh dấu vị trí các đỉnh từ của ion Mn và Dy.

Tuy nhiên, nếu nhìn kỹ vào vị trí của các đỉnh chính, chúng ta có thể quan sát thấy sự dịch chuyển nhỏ trong vị trí 2θ của các đỉnh nhiễu xạ. Điều

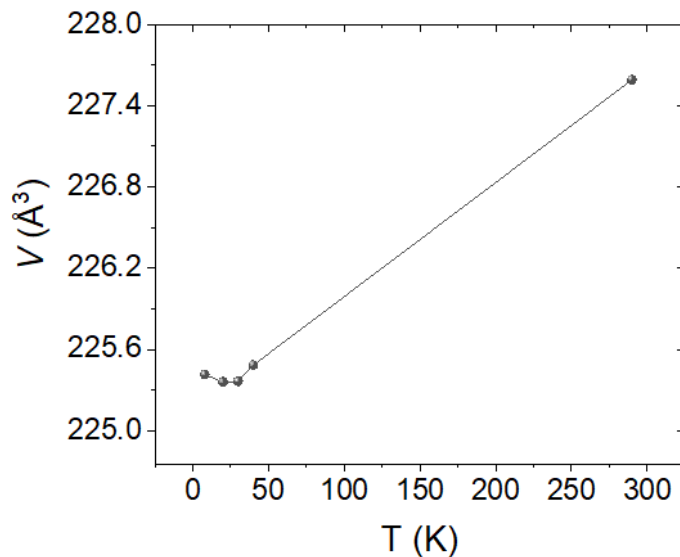
này chứng tỏ khi giảm nhiệt độ của vật liệu, các hằng số mạng của vật liệu có sự thay đổi. Để nghiên cứu chi tiết về sự thay đổi này, các hằng số mạng của vật liệu đã được tính toán từ giản đồ NPD ở Hình 3.3. Các kết quả được trình bày ở Hình 3.4. Khi nhiệt độ giảm, các hằng số mạng a , b và c đều giảm như thể hiện ở các Hình 3.4(a), 3.4(b) và 3.4(c). Như một hệ quả, thể tích ô cơ sở của DyMnO_3 cũng giảm theo nhiệt độ như thể hiện ở Hình 3.5.



Hình 3.4. Sự phụ thuộc nhiệt độ của các hằng số mạng của DyMnO_3 .

Tuy nhiên, một điều thú vị là kể từ nhiệt độ 30 K, nếu ta tiếp tục hạ nhiệt độ của vật liệu DyMnO_3 thì các thông số mạng lại có xu hướng tăng. Hơn nữa, khi quan sát kỹ giản đồ nhiễu xạ neutron tại các nhiệt độ từ 30 K trở xuống (xem Hình 3.3), chúng ta có thể thấy ngoài những đỉnh Bragg đặc trưng của cấu trúc trực thoi thuộc nhóm đối xứng $pnma$ của DyMnO_3 (giống như các giản đồ nhiễu xạ neutron ở nhiệt độ lớn hơn 30 K) còn xuất hiện một đỉnh mới

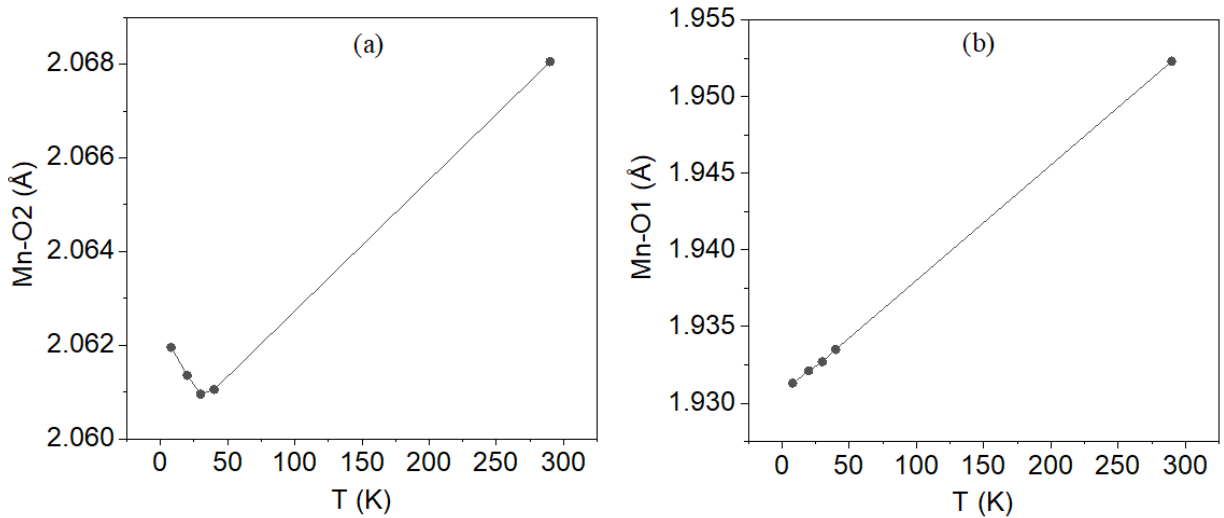
tại vị trí 2θ xấp xỉ 14° (được đánh dấu bằng mũi tên màu đen ngay trên giản đồ nhiễu xạ neutron tại 30 K). Đỉnh này có nguồn gốc từ tương tác giữa chùm neutron và spin của ion Mn^{3+} trong vật liệu DyMnO_3 . Như đã được công bố trên một số tạp chí, vật liệu DyMnO_3 có nhiệt độ Neel khoảng 39 K đối với mạng con của Mn^{3+} [36,37]. Nghĩa là, tại nhiệt độ khoảng 39 K, có một sự chuyển pha từ trong vật liệu DyMnO_3 liên quan đến trật tự từ của ion Mn^{3+} . Cụ thể, tại nhiệt độ này bắt đầu xuất hiện một pha phản sắt từ của ion Mn^{3+} [38]. Như vậy, từ dưới nhiệt độ này, sự tương tác giữa các ion Mn trong mạng tinh thể DyMnO_3 thay đổi do sự thay đổi trong trật tự từ của các spin Mn^{3+} . Chính sự thay đổi này có thể là nguyên nhân dẫn đến sự thay đổi bất thường trong các thông số cấu trúc của vật liệu DyMnO_3 như được quan sát trong các hình 3.4 và 3.5. Ngoài ra, trong giản đồ nhiễu xạ neutron tại 8 K, chúng ta có thể quan sát thấy sự xuất hiện của một đỉnh mới tại vị trí 2θ xấp xỉ 17° (được đánh dấu bởi mũi tên màu đỏ trong hình 3.3). Đỉnh này có nguồn gốc từ tương tác giữa neutron với spin của ion Dy trong vật liệu DyMnO_3 [36].



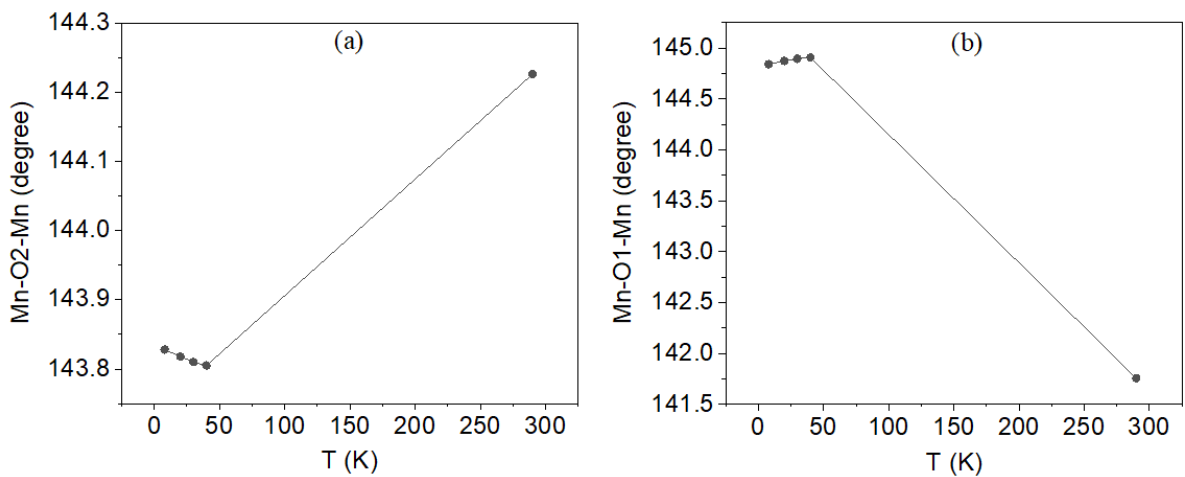
Hình 3.5. Sự phụ thuộc nhiệt độ của thể tích ô cơ sở trong DyMnO_3 .

Ngoài ra, sự thay đổi của các chiều dài liên kết Mn-O và góc liên kết Mn-O-Mn theo nhiệt độ cũng được xác định dựa vào phân tích kết quả phổ nhiễu xạ neutron. Sự phụ thuộc của chiều dài liên kết vào nhiệt độ được mô tả

ở Hình 3.6. Tương tự như hằng số mạng, các chiều dài liên kết Mn-O₂ trong mặt *ac* và Mn-O₁ dọc theo trục *b* trong bát diện MnO₆ cũng giảm theo sự giảm của nhiệt độ như thể hiện ở Hình 3.6(a) và 3.6(b). Tuy nhiên, sự giảm trong chiều dài liên Mn-O₁ lớn hơn nhiều so với chiều dài liên kết Mn-O₂.



Hình 3.6. Sự phụ thuộc nhiệt độ của các chiều dài liên kết giữa các ion Mn và O trong bát diện MnO₆.



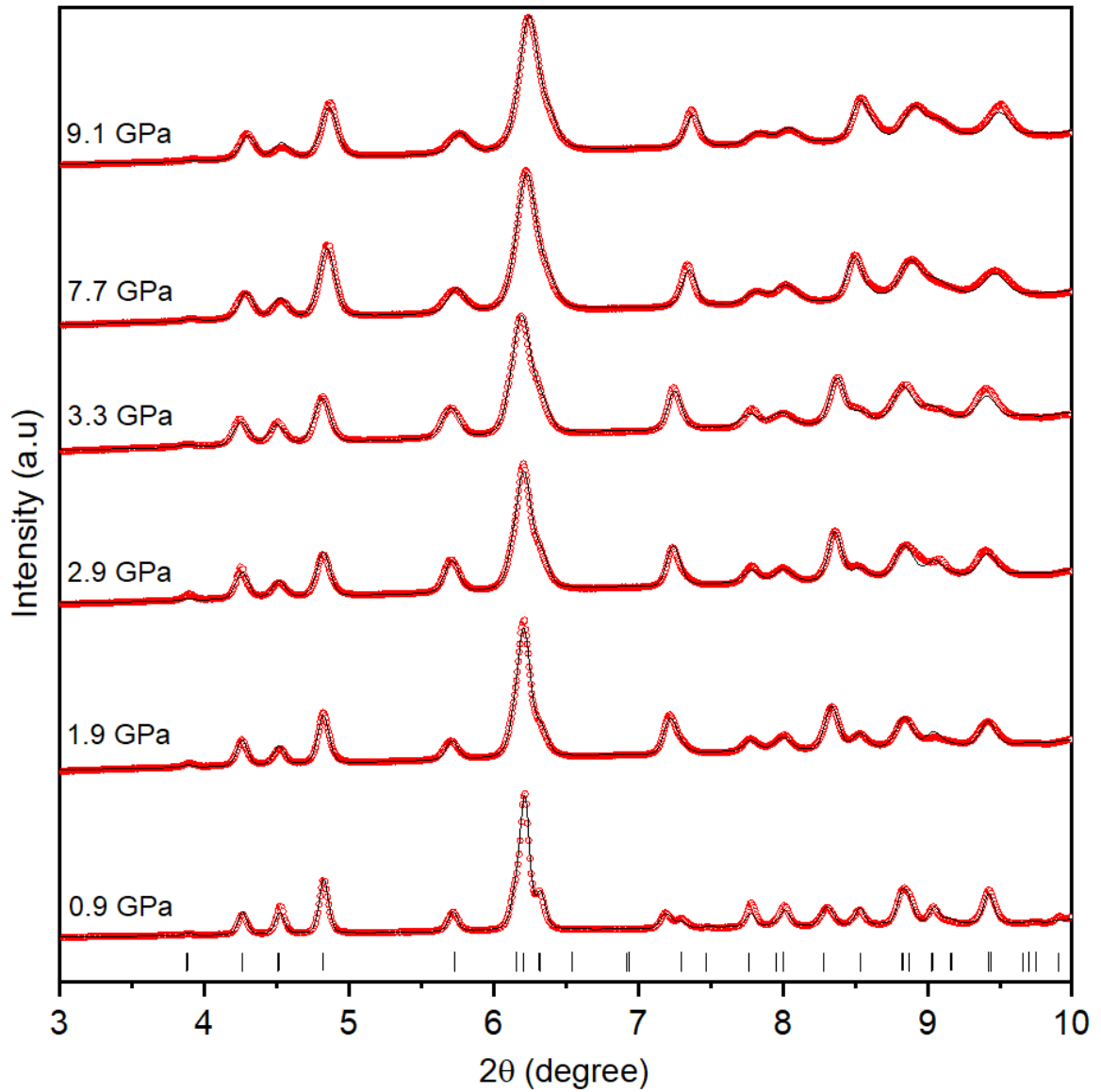
Hình 3.7. Sự phụ thuộc nhiệt độ của các góc liên kết Mn-O-Mn giữa các bát diện MnO₆ liền kề.

Kết quả xác định sự phụ thuộc của góc liên kết Mn-O-Mn và nhiệt độ được trình bày ở Hình 3.7. Như chúng ta có thể thấy ở Hình 3.7(a), góc liên kết Mn-O₂-Mn giữa hai ion Mn thuộc hai bát diện liên tiếp và ion O₂ dùng chung của hai bát diện này (góc ϕ trong mặt *ac* như Hình 3.2) cũng giảm khi

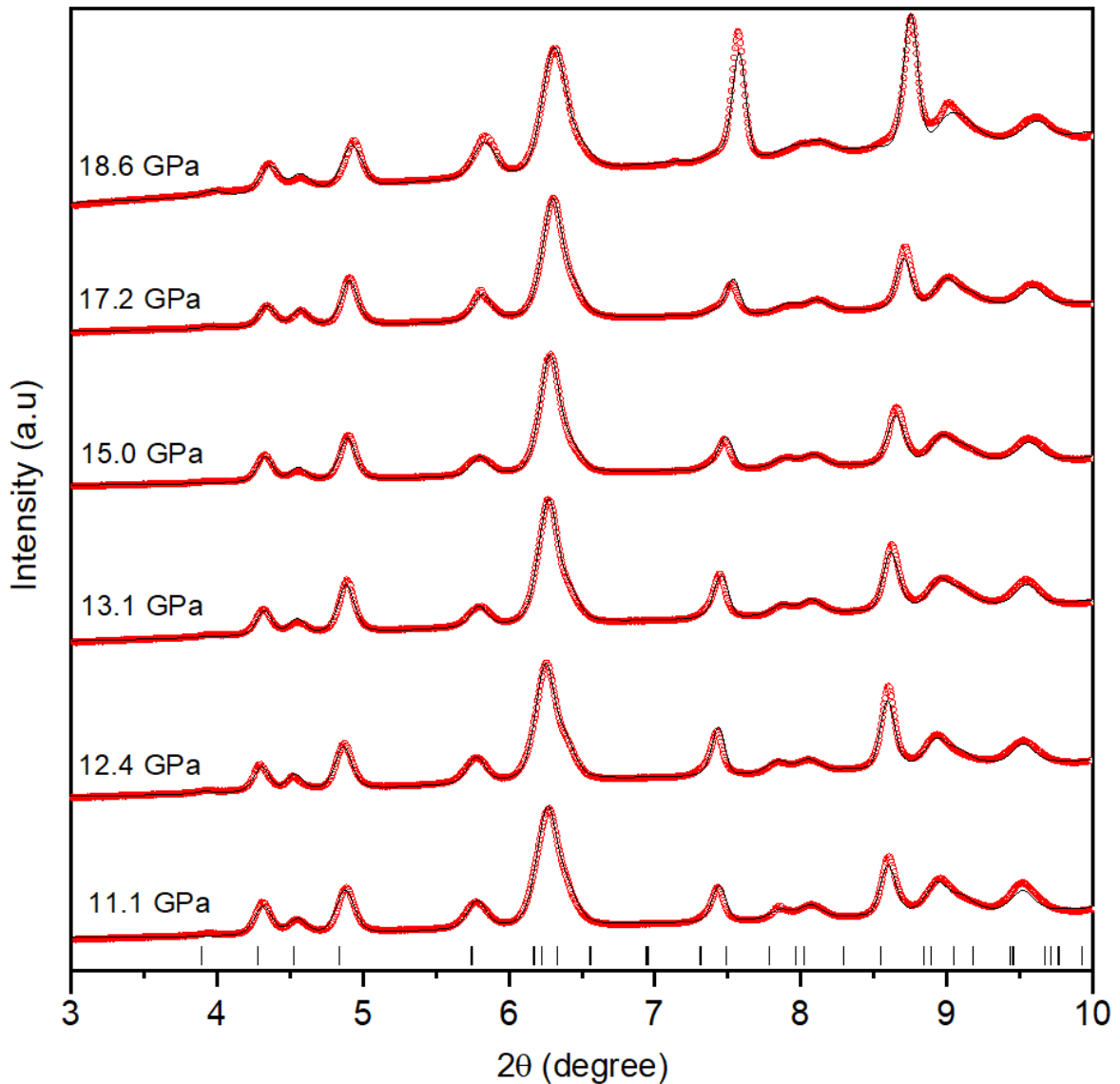
nhiệt độ giảm. Ngược lại, như thể hiện ở Hình 3.7(b), góc liên kết Mn-O₁-Mn giữa hai ion Mn thuộc hai bậc diện liên tiếp và ion O₁ dùng chung của chúng (góc θ dọc theo trục b như Hình 3.2) lại tăng khi nhiệt độ giảm. Sự ngược nhau trong xu hướng thay đổi theo nhiệt độ của các góc này có thể do sự khác nhau trong xu hướng co lại của các liên kết Mn-O₁ và Mn-O₂ trong bậc diện MnO₆. Như trình bày ở trên, khi nhiệt độ giảm, sự co lại trong chiều dài liên kết Mn-O₁ dọc theo trục b trội hơn so với chiều dài liên kết Mn-O₂ trong mặt ac (xem Hình 3.6(a) và 3.6(b)). Chính sự co lại mạnh hơn trong chiều dài liên kết Mn-O₁ dọc theo trục b có thể là nguyên nhân dẫn đến sự tăng lên trong góc Mn-O₁-Mn tạo bởi hai liên kết Mn-O₁ có chung ion O₁ (xem Hình 3.2). Hơn nữa, tương tự như với hằng số mạng, các chiều dài liên kết Mn-O và góc liên kết Mn-O-Mn cũng có sự thay đổi trong xu hướng thay đổi theo sự giảm của nhiệt độ kể từ nhiệt độ dưới 40 K.

3.3. KHẢO SÁT ẢNH HƯỞNG CỦA ÁP SUẤT ĐẾN CẤU TRÚC TINH THỂ CỦA VẬT LIỆU DyMnO₃ BẰNG NHIỄU XẠ TIA X

Hình 3.8(a) và 3.8(b) mô giản đồ nhiễu xạ tia X của vật liệu DyMnO₃ tại nhiệt độ phòng và các áp suất khác nhau. Như có thể thấy, giản đồ nhiễu xạ tia X của vật liệu DyMnO₃ ở các áp suất khác nhau có dạng giống nhau. Chúng đều bao gồm các đỉnh đặc trưng cho cấu trúc tinh thể trực thoi thuộc nhóm đối xứng $Pnma$ của DyMnO₃ như tại áp suất khí quyển (xem Hình 3.1). Tuy nhiên, có một xu hướng thay đổi chung của các đỉnh nhiễu xạ khi áp suất tăng. Đó là khi áp suất tăng thì các đỉnh nhiễu xạ sẽ dịch chuyển dần về phía góc 2θ lớn. Điều này chứng tỏ có sự thay đổi dần của các thông số mạng theo áp suất.



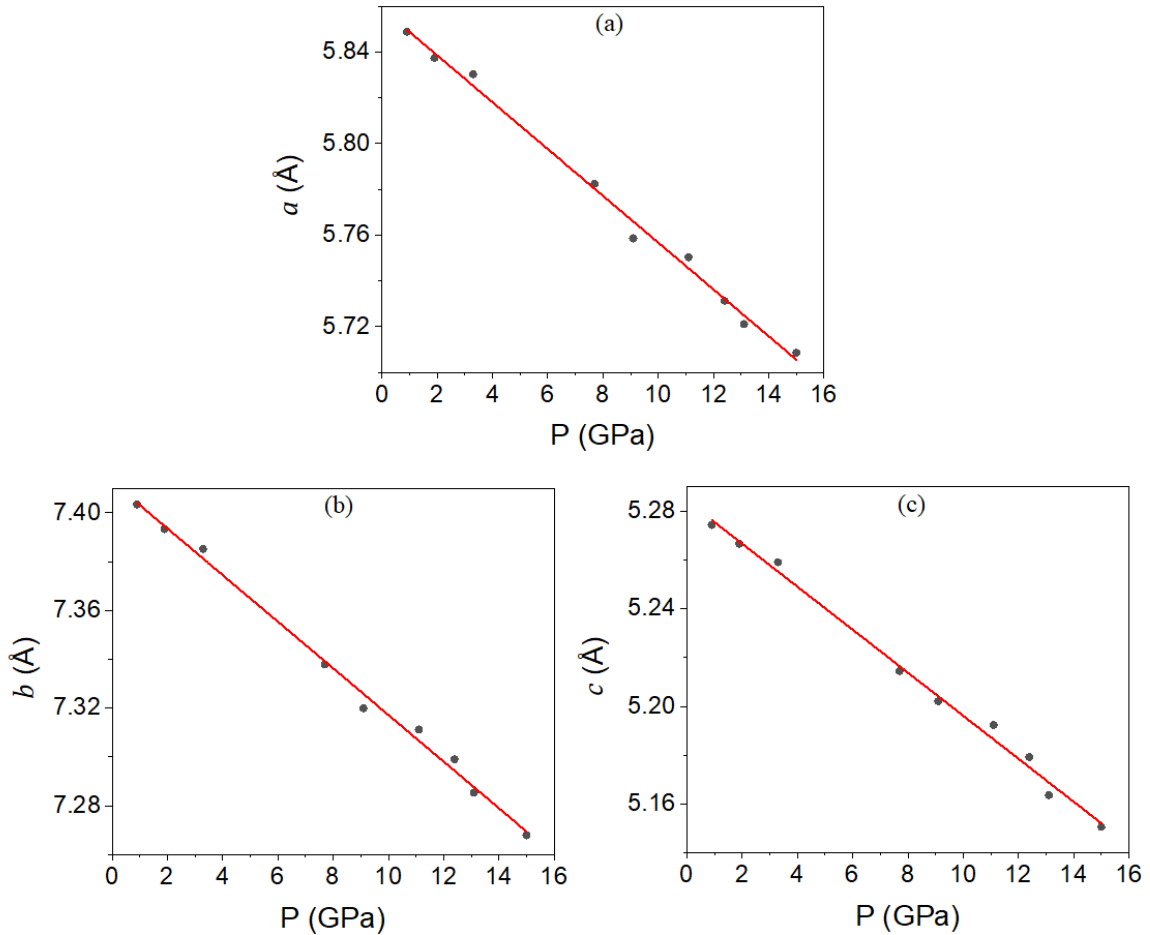
Hình 3.8(a). *Giản đồ nhiễu xạ tia X của vật liệu DyMnO₃ tại nhiệt độ phòng và áp suất từ 0,9 đến 9,1 GPa.*



Hình 3.8(b). Giản đồ nhiễu xạ tia X của vật liệu $DyMnO_3$ tại nhiệt độ phòng và áp suất từ 11,1 GPa đến 18,6 GPa. Những điểm màu đỏ là kết quả đo từ thực nghiệm. Những đường cong màu đen là kết quả tinh chỉnh bằng phương pháp Rietveld sử dụng phần mềm FullProf. Những đường thẳng đứng màu đen thể hiện đỉnh Bragg của vật liệu $DyMnO_3$.

Để hiểu rõ hơn về sự thay đổi của các hằng số mạng theo áp suất, các giản đồ nhiễu xạ tia X cũng đã được phân tích bằng phần mềm FullProf theo phương pháp Rietveld. Các kết quả thu được được trình bày ở hình 3.9. Như có thể thấy, khi áp suất tăng, các hằng số mạng giảm gần như tuyến tính.

Chúng ta không quan sát thấy những sự thay đổi bất thường trong các hằng số mạng của DyMnO_3 khi áp suất tăng dần.



Hình 3.9. Sự phụ thuộc áp suất của các hằng số mạng của DyMnO_3 . Các chấm đen là kết quả đo thực tế trong khi đường màu đỏ là kết quả khớp hàm.

Điều này chứng tỏ không có sự chuyển pha cấu trúc trong vật liệu DyMnO_3 theo áp suất. Khi tăng áp suất, khoảng cách giữa các ion trong ô cơ sở giảm và do đó làm giảm hằng số mạng cũng như thể tích của ô cơ sở như có thể thấy trong Hình 3.10. Ngoài ra, từ Hình 3.9 ta có thể quan sát thấy sự nén mạng dưới tác dụng của áp suất là bất đẳng hướng với độ nén mạnh trong mặt ac . Để thấy rõ hơn sự bất đẳng hướng này chúng ta có thể xác định hệ số nén mạng k_a , k_b và k_c trên các trục a , b và c lần lượt theo các công thức [38]:

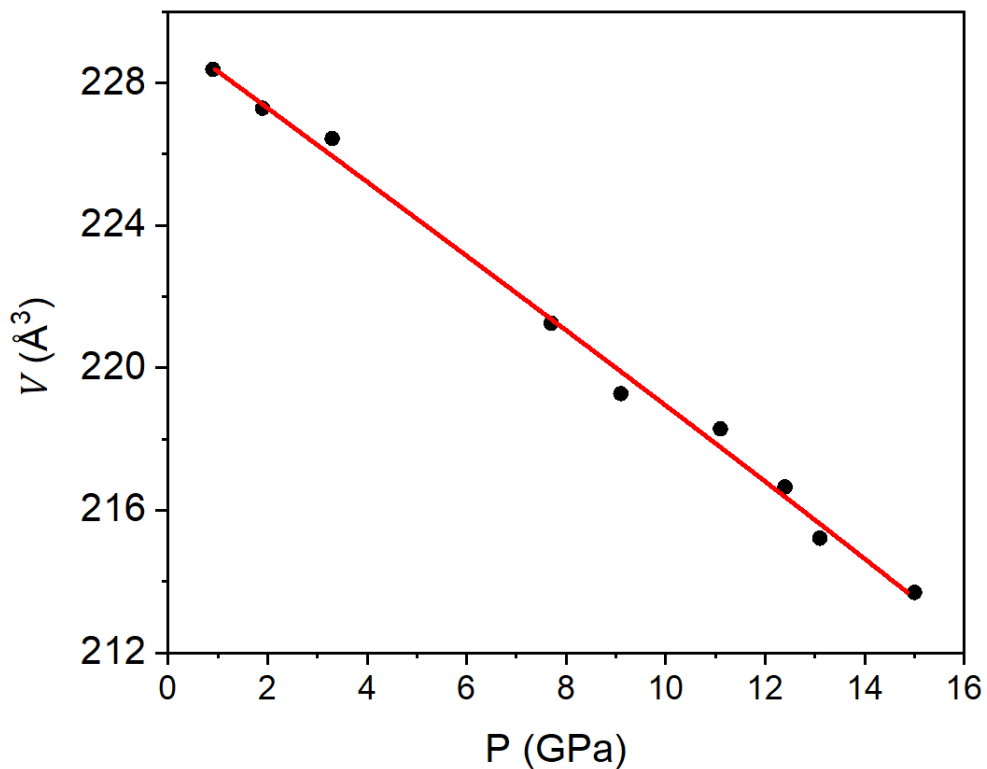
$$k_a = -\frac{1}{a_0} \frac{\partial a}{\partial P}$$

$$k_b = -\frac{1}{b_0} \frac{\partial b}{\partial P} \quad (3.1)$$

$$k_c = -\frac{1}{c_0} \frac{\partial c}{\partial P}$$

trong đó, a_0 , b_0 và c_0 lần lượt là các giá trị của hằng số mạng a , b và c tại $P = 0$ GPa. Kết quả thu được cho ta $k_a = 0,00175 \text{ GPa}^{-1}$, $k_b = 0,00129 \text{ GPa}^{-1}$ và $k_c = 0,00167 \text{ GPa}^{-1}$.

Ngoài ra, sự phụ thuộc của thể tích ô cơ sở V vào áp suất P như trong Hình 3.10 có thể được khớp hàm dựa vào phương trình trạng thái bậc ba Birch-Murnaghan [39]:



Hình 3.10. Sự phụ thuộc áp suất của thể tích ô cơ sở của DyMnO_3 . Các điểm màu đen là các kết quả xác định từ phép đo nhiễu xạ tia X trong khi đường màu đỏ là kết quả khớp hàm thể tích theo áp suất.

$$P = \frac{3}{2} B_0 \left(\left(\frac{V}{V_0} \right)^{-\frac{7}{3}} - \left(\frac{V}{V_0} \right)^{-\frac{5}{3}} \right) \left[1 + \frac{3}{4} (B - 4) \left(\left(\frac{V}{V_0} \right)^{-\frac{2}{3}} - 1 \right) \right] \quad (3.2)$$

trong đó, $B_0 = -V \frac{\partial P}{\partial V}$ là mô đun khối,

V_0 là thể tích ô cơ sở tại $P = 0$ GPa,

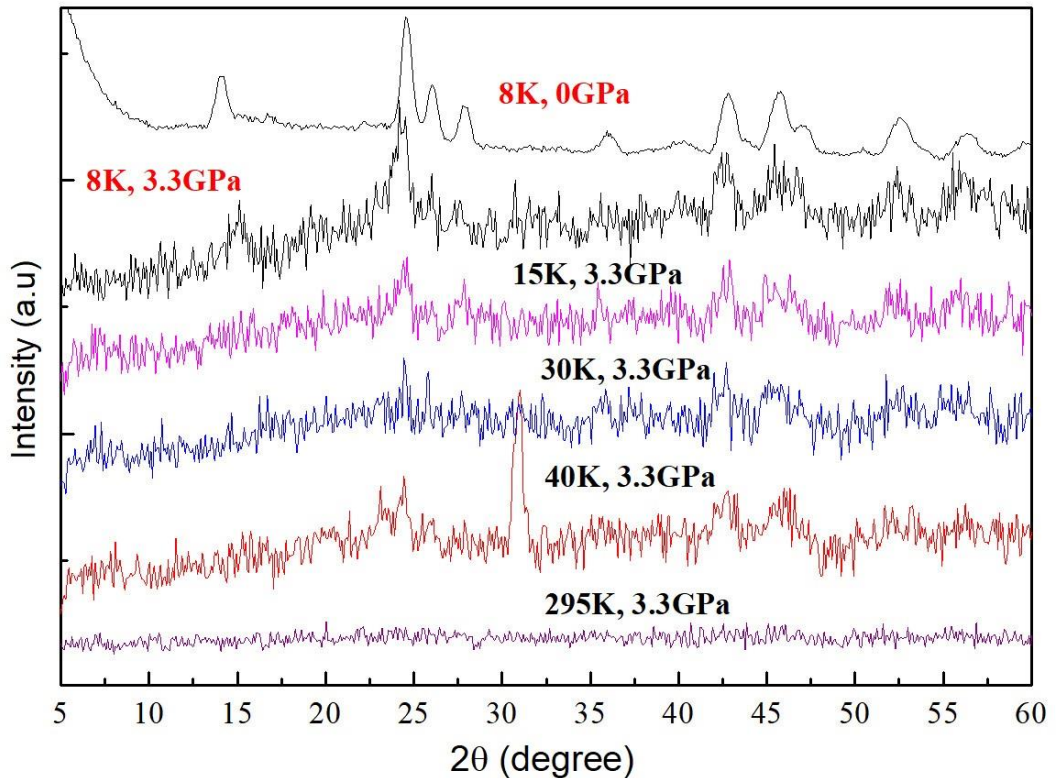
$B = \frac{\partial B_0}{\partial P}$ là vi phân của modun khối theo áp suất.

Kết quả khớp hàm như Hình 3.10 cho ta các giá trị của mô đun khối của vật liệu DyMnO₃ là $B_0 = 221,76$ GPa và $B = -0,91754$. Giá trị của mô đun khối này phù hợp với các kết quả đã công bố trước đây cho vật liệu DyMnO₃ [40].

3.4. KHẢO SÁT ẢNH HƯỞNG CỦA ÁP SUẤT ĐẾN TÍNH CHẤT TỪ CỦA VẬT LIỆU DyMnO₃ BẰNG NHIỄU XẠ NOTRON

Ở phần trên (Mục 3.3), chúng ta đã khảo sát ảnh hưởng của cấu trúc tinh thể DyMnO₃ bởi áp suất. Chúng ta đã phát hiện áp suất không làm thay đổi pha cấu trúc của vật liệu DyMnO₃. Trong mục này, chúng ta sẽ sử dụng nhiễu xạ neutron ở áp suất cao để khảo sát ảnh hưởng của áp suất đến chuyển pha từ của vật liệu DyMnO₃. Trước tiên, nhiễu xạ neutron được thực hiện ở áp suất $P = 3,3$ GPa và các nhiệt độ khác nhau từ nhiệt độ phòng giảm xuống đến 8 K. Các kết quả được thể hiện ở Hình 3.11. Như có thể thấy ở Hình 3.11, tại nhiệt độ phòng (295 K) và áp suất 3,3 GPa chúng ta không thu được tín hiệu nhiễu xạ neutron từ vật liệu DyMnO₃. Sau đó, nếu hạ nhiệt độ của vật liệu nhưng vẫn giữ nguyên áp suất 3,3 GPa thì tín hiệu nhiễu xạ có xuất hiện nhưng vẫn còn rất yếu. Khi nhiệt độ giảm đến 8 K, chúng ta thu được giản đồ nhiễu xạ neutron trên vật liệu DyMnO₃ với các đỉnh đặc trưng cho cấu trúc trực thoi thuộc nhóm đối xứng *pnma* cũng như các đỉnh từ đặc trưng do tương tác giữa chùm neutron và spin của Dy và Mn như tại nhiệt độ 8 K và áp suất

khí quyển (như đã trình bày ở Mục 3.2). Điều này phần nào chứng tỏ sự tăng áp suất không làm thay đổi tính chất từ của vật liệu DyMnO_3 .



Hình 3.11. *Giản đồ nhiễu xạ neutron của vật liệu DyMnO_3 tại các nhiệt độ và áp suất khác nhau.*

Tuy nhiên, một điều không may mắn là cường độ nhiễu xạ neutron khi tăng áp suất bị yếu đi rất nhiều. Điều này có thể được giải thích là do Dy hấp thụ mạnh neutron nhiệt [41] và do đó làm giảm nhiễu xạ neutron từ DyMnO_3 tại áp suất cao. Để có thể khẳng định một cách chắc chắn áp suất có thực sự làm ảnh hưởng đến chuyển pha từ trong vật liệu DyMnO_3 , chúng ta cần thu được giản đồ nhiễu xạ tại các áp suất và nhiệt độ khác nhau. Do đó cần thiết phải thực hiện trên một hệ nhiễu xạ neutron tốt hơn.

KẾT LUẬN VÀ KIẾN NGHỊ

1. KẾT LUẬN

Dựa vào khả năng xác định chính xác vị trí nguyên tử (ion) trong tinh thể cũng như khả năng nghiên cứu tính chất từ của vật liệu do sự tồn tại moment từ của neutron, trong luận văn này tôi ứng dụng nhiễu xạ neutron để nghiên cứu cấu trúc tinh thể và tính chất từ của vật liệu đa pha điện từ DyMnO_3 . Ngoài ra, nhiễu xạ tia X cũng đã được sử dụng như một công cụ hỗ trợ để nghiên cứu ảnh hưởng của các thông số nhiệt độ lên cấu trúc tinh thể và từ tính của vật liệu DyMnO_3 . Từ các kết quả thu được, có thể rút ra một số kết luận như sau:

- Vật liệu đa pha điện từ DyMnO_3 đã được chế tạo thành công sử dụng phương pháp phản ứng pha rắn tại phòng thí nghiệm Khoa học vật liệu của Khoa Vật lý, Trường ĐH Sư Phạm – ĐH Đà Nẵng. Các kết quả đo nhiễu xạ neutron và nhiễu xạ tia X chỉ ra rằng vật liệu DyMnO_3 được chế tạo là đơn pha với cấu trúc tinh thể trực thoi thuộc nhóm đối xứng $pnma$. Hằng số mạng của vật liệu DyMnO_3 tại nhiệt độ phòng là $a = 5,8420 \text{ \AA}$, $b = 7,3784 \text{ \AA}$ và $c = 5,2800 \text{ \AA}$. Thể tích ô cơ sở của DyMnO_3 tại nhiệt độ phòng là $227,59 \text{ \AA}^3$. Cấu trúc trực thoi của vật liệu DyMnO_3 bao gồm các bát diện MnO_6 liên kết với nhau.
- Việc sử dụng phương pháp nhiễu xạ neutron và nhiễu xạ tia X để khảo sát cấu trúc tinh thể của vật liệu DyMnO_3 đã cho thấy rằng cấu trúc tinh thể trực thoi của vật liệu DyMnO_3 không thay đổi theo các thông số nhiệt độ trong phạm vi nghiên cứu của luận văn.
- Khi đồng thời sử dụng hai phương pháp nhiễu xạ neutron và nhiễu xạ tia X để khảo sát tính chất từ trên vật liệu đa pha điện từ DyMnO_3 thì ta nhận thấy rằng DyMnO_3 thể hiện tính chất thuận từ ở nhiệt độ phòng và phản sắt từ dưới 40 K với nhiệt độ Neel xấp xỉ 40 K. Đồng thời, tại nhiệt độ chuyển pha từ xuất hiện sự thay đổi dị thường của các thông số mạng.

Điều này có thể do sự thay đổi trong tương tác giữa các ion mang từ tính Dy và Mn tại nhiệt độ chuyển pha từ.

- Sử dụng nhiễu xạ neutron ở áp suất cao hơn 3 GPa và các nhiệt độ khác nhau từ nhiệt độ phòng giảm xuống đến 8 K để khảo sát ảnh hưởng của áp suất đến chuyển pha từ của vật liệu DyMnO₃. Từ giản đồ nhiễu xạ của neutron đã được tinh chỉnh bằng phương pháp Rietveld sử dụng phần mềm FullProf, ta nhận thấy rằng tại nhiệt độ phòng (295 K) và áp suất 3,3 GPa chúng ta không thu được tín hiệu nhiễu xạ neutron từ vật liệu DyMnO₃. Nếu hạ nhiệt độ của vật liệu đến 8 K và giữ nguyên áp suất 3 GPa thì ta thu được giản đồ nhiễu xạ neutron trên vật liệu DyMnO₃ với các đỉnh đặc trưng cho cấu trúc trực thoi thuộc nhóm đối xứng *pnma* cũng như các đỉnh từ đặc trưng do tương tác giữa chùm neutron và spin của Dy và Mn như tại nhiệt độ 8 K và áp suất khí quyển.

2. KIẾN NGHỊ

Để nghiên cứu sâu hơn ảnh hưởng của áp suất cao đối với tính chất từ của vật liệu DyMnO₃, chúng ta cần một hệ đo nhiễu xạ neutron với hiệu suất và cấu hình tốt hơn. Đây là một trong những hướng phát triển của đề tài.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

1. W. Bothe, H. Becker, 1930, Künstliche Erregung von Kern- γ -Strahlen, *Zeitschrift für Physik*, 66, pp. 289–306.
2. J. Chadwick, 1932, The existence of a Neutron, *Proceedings of the Royal Society of London*, 136, pp. 692-708.
3. Valery Nesvizhevsky, Jacques Villain, 2017, The discovery of the neutron and its consequences (1930–1940), *Comptes Rendus Physique*, 18(9–10) , pp. 592-600.
4. This Month in Physics History, May 2007, *APS News*, 16(5).
5. J. Chadwick, 1932, Possible Existence of a Neutron, *Nature*, 129, pp. 312.
6. W. Heisenberg, 1932, Über den Bau der Atomkerne, *Zeitschrift für Physik*, 77, pp. 1-11.
7. Nguyễn Hữu Thắng, 2002, *Vật lý hạt nhân*, Trường Đại học Đà Lạt.
8. S. Afach, 2014, A measurement of the neutron to ^{199}Hg magnetic moment ratio, *Physics Letters B*, 739, pp. 128–132.
9. The Editors of Encyclopaedia, 15 Feb. 2023, Beta decay, *Encyclopedia Britannica*, <https://www.britannica.com/science/beta-decay>.
10. Luis W. Alvarez, 1937, Nuclear K Electron Capture, *Physical review journals archive*, 52, pp. 134.
11. Nguyễn An Sơn, 2017, *Cơ sở vật lý hạt nhân*, NXB Đại Học Quốc Gia TP Hồ Chí Minh.
12. Ngô Quang Huy, 2006, *Cơ sở vật lý hạt nhân*, NXB Khoa Học Và Kỹ Thuật.
13. Phạm Đình Khang, 1985, *Cơ sở các phương pháp thực nghiệm vật lý hạt nhân*, NXB NLNT Moskva.
14. Nguyễn Quốc Thái, 2012, *Khảo sát tiết diện sinh nơtron theo phân bố góc trong phản ứng (p,n) với các mức năng lượng bắn phá khác nhau lên bia Niken và bia Chì*, Báo cáo tổng kết đề tài khoa học và công nghệ cấp cơ sở, Đại học Đồng Tháp, Đồng Tháp.

15. Nguyễn Đức Kim, 2006, *Vật lý lò phản ứng dùng cho nhân viên vận hành nhà máy điện hạt nhân sử dụng BBЭP và PBMK*, Moskva.
16. Ngô Quang Huy, 2004, *Vật lý lò phản ứng hạt nhân*, NXB Đại học Quốc gia Hà Nội.
17. R. Taniuchi, C. Santamaria, P. Doornenbal, A. Obertelli, K. Yoneda, G. Authelet, H. Baba, D. Calvet, F. Château, A. Corsi, A. Delbart, J.-M. Gheller, A. Gillibert, J. D. Holt, T. Isobe, V. Lapoux, M. Matsushita, J. Menéndez, S. Momiyama, T. Motobayashi, M. Niikura, F. Nowacki, K. Ogata, H. Otsu, ..., Z. Y. Xu, 2019, ^{78}Ni revealed as a doubly magic stronghold against nuclear deformation, *Nature*, 569, pp. 53–58.
18. Daniel Khomskii, 2009, Classifying multiferroics: Mechanisms and effects, *Physics*, 2, pp. 20-28.
19. Bibes M, Barthélémy A, 2008, Multiferroics Towards a magnetoelectric memory, *Nature Materials*, 7, pp. 425.
20. M. Fiebig, T. Lottermoser, D. Meier, and M. Trassin, 2016, The evolution of multiferroics, *Nature Reviews Material*, 1(16046).
21. G. Lawes, A. B. Harris, T. Kimura, N. Rogado, R. J. Cava, A. Aharony, O. Entin-Wohlman, T. Yildirim, M. Kenzelmann, C. Broholm, and A. P. Ramirez, 2005, Magnetically Driven Ferroelectric Order in $\text{Ni}_3\text{V}_2\text{O}_8$, *Physical Review Letters*, 95(8).
22. M. Kenzelmann, A. B. Harris, S. Jonas, C. Broholm, J. Schefer, S. B. Kim, C. L. Zhang, S.-W. Cheong, O. P. Vajk, and J. W. Lynn, 2005, Magnetic Inversion Symmetry Breaking and Ferroelectricity in TbMnO_3 , *Physical Review Letters*, 95(087206).
23. J. Van Den Brink and D. I. Khomskii, 2008, Multiferroicity due to charge ordering, *Journal of Physics: Condensed Matter*, 20(43).
24. J.-S. Zhou, J. B. Goodenough, J. M. Gallardo-Amores, E. Morán, M. A. Alario-Franco, and R. Caudillo, 2006, Hexagonal versus perovskite phase of manganite RMnO_3 (R=Y, Ho, Er, Tm, Yb, Lu), *Physical Review B*, 74, 014422.
25. S Harikrishnan, S Röbber, C M Naveen Kumar, H L Bhat, U K Röbber, S Wirth, F Steglich and Suja Elizabeth, 2009, Phase transitions and rare-earth

magnetism in hexagonal and orthorhombic DyMnO₃ single crystals, *Journal of Physics: Condensed Matter*, 21(9).

26. N. El Mekkaoui, S. Idrissi, S. Mtougui, I. El Housni, R. Khalladi, H. Labrim, S. Ziti, L. Bahmad , 2019, Monte Carlo study of the manganite oxide perovskite YMnO₃, *Applied Physics A*, 125(582).

27. Kimura T, Goto T, Shintani H, Ishizaka K, Arima T, Tokura Y, 2003, Magnetic control of ferroelectric polarization, *Nature*, 426, pp. 55-58.

28. Seongsu Lee, A. Pirogov, Jung Hoon Han, J.-G. Park, A. Hoshikawa, T. Kamiyama, 2005, Direct observation of a coupling between spin, lattice and electric dipole moment in multiferroic YMnO₃, *Physical Review B*, 71, 180413.

29. M. Pekala, F. Wolff-Fabris, J-F. Fagnard, Ph. Vanderbemden, J. Mucha, M.M. Gospodinov, V. Lovchinov, M. Ausloos, 2013, Magnetic properties and anisotropy of orthorhombic DyMnO₃ single, crystal, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 335, pp. 46-52.

30. A. Oleaga, A. Salazar, D. Prabhakaran, J.-G. Cheng, and J.-S. Zhou, 2012, Critical behavior of the paramagnetic to antiferromagnetic transition in orthorhombic and hexagonal phases of RMnO₃ (R=Sm, Tb, Dy, Ho, Er, Tm, Yb, Lu, Y), *Physical Review B*, 85, 184425.

31 P. Aravinth Kumar, Arun Kumar, Keshav Kumar, G. Anandha Babu, P. Vijayakumar, S. Ganesamoorthy, P. Ramasamy, Dhananjai Pandey, 2019, Evidence for Spin Glass Transition in Hexagonal DyMnO₃ without Substitutional Disorder, *The Journal of Physical Chemistry C*, 123(50), pp. 30499–30508.

32. S. Samantaray, B. K. Roul, 2013, Dielectric and magnetic properties of DyMnO₃ ceramics, *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*, 24, pp. 3387–3393.

33. Krishnamayee Bhoi, Tapabrata Dam, S.R. Mohapatra, Manju Mishra Patidar, Durgesh Singh, A.K. Singh, P.N. Vishwakarma, P.D. Babu, V. Siruguri, Dillip, 2019, Studies of magnetic phase transitions in orthorhombic DyMnO₃ ceramics prepared by acrylamide polymer gel template method, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 480, pp. 138-149.
34. Chengliang Lu, Jun-Ming Liu, 2016, DyMnO₃: A model system of type-II multiferroics, *Journal of Materiomics*, 2, pp. 213-224.
35. J. A. Alonso, M. J. Martínez-Lope, M. T. Casais, M. T. Fernández-Díaz, 2000, Evolution of the Jahn–Teller Distortion of MnO₆ Octahedra in RMnO₃ Perovskites (R = Pr, Nd, Dy, Tb, Ho, Er, Y): A Neutron Diffraction Study, *Inorganic Chemistry*, 39(5), pp. 917–923.
36. O. Prokhnenko, R. Feyerherm, E. Dudzik, S. Landsgesell, N. Aliouane, L. C. Chapon, and D. N. Argyriou, 2007, Enhanced Ferroelectric Polarization by Induced Dy Spin Order in Multiferroic DyMnO₃, *Physical Review Letters*, 98, 057206.
37. R. Feyerherm, E. Dudzik, N. Aliouane, D. N. Argyriou, 2006, Commensurate Dy magnetic ordering associated with incommensurate lattice distortion in multiferroic DyMnO₃, *Physical Review B*, 73, 180401.
38. S.E. Kichanov, D.P. Kozlenko, L.H. Khiem, N.X. Nghia, N.T.T. Lieu, M.T. Vu, E.V. Lukin, D.T. Khan, N.Q. Tuan, B.N. Savenko, N.T. Dang, 2020, Magnetic phase transition in La_{0.8}Sr_{0.2}Mn_{0.9}Sb_{0.1}O₃ manganite under pressure, *Chemical Physics*, 528, 110541.
39. F. Birch, 1947, Finite Elastic Strain of Cubic Crystals, *Physical Review*, 71, 809.; F.D. Murnaghan, 1944, The Compressibility of Media under Extreme Pressures, *Proc Natl Acad Sci U.S.A.*, 30(9), pp. 244-247.
40. D V S Muthu, A E Midgley, P R Scott, M B Kruger, J R Sahu, A K Sood,

C N R Rao, 2012, High - pressure synchrotron x-ray diffraction study of RMnO_3 (R = Eu, Gd, Tb and Dy) upto 50 GPa, *Journal of Physics: Conference Series*, 377, 012025.

41. AECL Research, Chalk River Laboratories Chalk River, Ontario, Canada
KOJ 1 JO, 1992, Neutron scattering lengths and cross sections, *Neutron News*,
3(3), pp. 29-37.