

จากอนุภาคมูลฐาน ถึง หลุมดำ (I)

วาสุเทพ หลวงทิพย์ สุพจน์ มุศิริ เข้ม พุ่มสะอาด นพมณี ศุภนาม* และ
ปฏิภาณ อุทัยรัตน์

บทคัดย่อ

บทความวิชาการนี้แบ่งเป็นสองส่วน โดยมีจุดมุ่งหมายในการแสดงให้เห็นถึงบทบาทของฟิสิกส์พลังงานสูงที่มีต่อความเข้าใจฟิสิกส์สมัยใหม่ รวมถึงความท้าทายที่นักฟิสิกส์เผชิญอยู่ในปัจจุบัน บทความวิชาการส่วนที่ 1 นี้จะกล่าวถึงฟิสิกส์ของอนุภาค โดยเริ่มจากการจำแนกอนุภาคมูลฐานและแรงพื้นฐานในธรรมชาติ การเกิดมวลของอนุภาคมูลฐานผ่านกระบวนการฮิกส์และอนุภาคฮิกส์โบซอน นอกจากนี้ยังกล่าวถึงความเชื่อมโยงไปยังฟิสิกส์ใหม่ที่ยังไม่ถูกค้นพบ รวมทั้งการรวมตัวของอนุภาคมูลฐานควาร์ก เป็นอนุภาคที่เราคุ้นเคยแฮดรอน ผ่านแบบจำลองควาร์กและการศึกษาฟิสิกส์ของอนุภาคแฮดรอนโดยทฤษฎีการรบกวนเชิงควาร์ก

คำสำคัญ: อนุภาคมูลฐาน อนุภาคฮิกส์โบซอน แบบจำลองควาร์ก ทฤษฎีการรบกวนเชิงควาร์ก

From Elementary Particles to Black Holes (I)

Wasutep Luangtip, Suphot Musiri, Kem Pumsa-ard, Nopmanee Supanam*
and Patipan Uttayarat

ABSTRACT

This article is the first part of the two-article-series review that aims to demonstrate the role of high-energy physics on the understanding of modern physics, as well as the challenges high-energy physicists are facing. The first part of the review concerns particle physics. The review starts from the classification of elementary particles and elementary forces. It then discusses the Higgs mechanism for the generation of particle masses, the appearance of the Higgs boson, and possible connections between Higgs physics and new, yet unknown, physics. Next, hadrons (particles that are familiar from everyday life) are covered in the context of the quark model. Finally, the review ends with the descriptions of hadronic physics in the framework of Chiral perturbation theory.

Keywords: Elementary particles, Higgs bosons, Quark models, Chiral Perturbation Theory

¹Department of Physics, Faculty of Science, Srinakharinwirot University.

*Corresponding author: e-mail: nopmanee@g.swu.ac.th

1. บทนำ

จุดมุ่งหมายที่สำคัญของวิทยาศาสตร์คือการทำความเข้าใจปรากฏการณ์ต่างๆที่เกิดขึ้นในธรรมชาติ โดยมีการค้นหากฎพื้นฐานที่จะนำมาอธิบายปรากฏการณ์นั้น เส้นทาง การค้นหากฎเหล่านี้จะมีคำถามและคำตอบเกิดขึ้นอย่างหลากหลาย และถึงแม้ว่าจะมีการค้นพบความรู้และความเข้าใจต่างๆ มากมายในช่วงศตวรรษที่ผ่านมา แต่ก็ยังมีปริศนาอีกมากที่ยังต้องการคำตอบ เช่น ทำไมรอบตัวเราจึงมีแต่สสาร (matter) โดยที่ไม่มีปฏิสสาร (antimatter) สสารมืด (dark matter) คืออะไร ทำไมควาร์กจึงรวมกันอยู่ได้ในรูปของอนุภาคแฮดรอน (Hadron) ทำไมเอกภพแบน เป็นต้น แน่นอนว่าการที่จะหาคำตอบของคำถามเหล่านี้ เราจำเป็นต้องนำความรู้และความเข้าใจทั้งหมดที่มีอยู่ในปัจจุบันมาต่อยอด เพื่อตอบปัญหาเหล่านั้น

ปรากฏการณ์ธรรมชาติต่างๆ สามารถอธิบายได้ในรูปของอันตรกิริยาพื้นฐาน ระหว่างอนุภาคมูลฐาน ซึ่งในปัจจุบันมีอันตรกิริยาพื้นฐานทั้งหมด 4 ประเภทคือ ความโน้มถ่วง อันตรกิริยาอย่างเข้ม อันตรกิริยาอย่างอ่อน และอันตรกิริยาแม่เหล็กไฟฟ้า ปัจจุบันมีการค้นพบอนุภาคมูลฐานจำนวน 16 ชนิด ซึ่งสามารถแบ่งได้เป็น 4 ประเภทคือ ควาร์ก (Quark) เลปตอน (Lepton) เกจโบซอน (Gauge boson) และฮิกส์โบซอน (Higgs boson) อันตรกิริยาระหว่างอนุภาคมูลฐานเหล่านี้จะส่งผลให้เกิดปรากฏการณ์ที่สามารถศึกษาได้โดยใช้เครื่องเร่งอนุภาค เช่น เครื่องแอลเอชซี (LHC) ที่ห้องปฏิบัติการเซิร์น (CERN) ประเทศสวิตเซอร์แลนด์

อันตรกิริยาแรกที่จะกล่าวถึงคือ ความโน้มถ่วงซึ่งเป็นอันตรกิริยาที่คุ้นเคยกันดีในชีวิตประจำวัน นอกจากนี้ยังเป็นอันตรกิริยาที่มีผลต่ออนุภาคมูลฐานทุกชนิดอีกด้วย แต่ความโน้มถ่วงเป็นอันตรกิริยาที่อ่อนมากจึงไม่มีผลโดยตรงต่อปรากฏการณ์ระหว่างอนุภาคมูลฐานที่ทำการศึกษาได้ในเครื่องเร่งอนุภาค อย่างไรก็ตามทฤษฎีของความโน้มถ่วงก็เป็นทฤษฎีสำคัญในการอธิบายปรากฏการณ์หลายๆ อย่างที่เกิดขึ้นในเอกภพ เช่น การเลี้ยวเบนของแสงรอบดวงดาว การขยายตัวของเอกภพ และการแผ่รังสีของหลุมดำ เป็นต้น

อันตรกิริยาที่คุ้นเคยกันดีอีกชนิดหนึ่งคืออันตรกิริยาแม่เหล็กไฟฟ้า ซึ่งเป็นอันตรกิริยาที่มีผลกับอนุภาคมูลฐานทุกชนิดที่มีประจุไฟฟ้า ทฤษฎีของอันตรกิริยาแม่เหล็กไฟฟ้าเป็นทฤษฎีที่นักวิทยาศาสตร์ได้ทำการศึกษาและมีความเข้าใจแล้วอย่างลึกซึ้ง เนื่องจากนักวิทยาศาสตร์สามารถใช้ทฤษฎีนี้ในการคำนวณและทำการทดลองปรากฏการณ์ต่างๆ ที่เกิดขึ้นในห้องปฏิบัติการได้อย่างละเอียด เช่น ค่าไจโรแมกเนติกโมเมนต์ (Anomalous gyromagnetic moment) ของอิเล็กตรอน ซึ่งมีผลการคำนวณสอดคล้องกับผลจากการทดลองถึงทศนิยมอันดับที่ 11 [1]

ส่วนอันตรกิริยาอย่างเข้มและอันตรกิริยาอย่างอ่อนจะเป็นอันตรกิริยาที่คุ้นเคยน้อยที่สุด แต่อย่างไรก็ตามอันตรกิริยาทั้งสองชนิดนี้ก็มีความสำคัญมากต่อการดำรงชีวิตของมนุษย์ เนื่องจากอันตรกิริยาอย่างเข้มเป็นตัวทำให้ ควาร์กสามารถรวมตัวกันเป็นแฮดรอน เช่น โปรตอน นิวตรอน เป็นต้น ถ้าไม่มีอันตรกิริยานี้ ก็จะไม่สามารถมีอะตอมหรือโมเลกุลต่างๆ ได้ สำหรับอันตรกิริยาอย่างอ่อนเป็นอันตรกิริยาที่ทำให้เกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์ทั้งหลาย เช่น การสลายตัวของธาตุกัมมันตรังสี หรือแม้แต่การเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์ในดวงอาทิตย์ ซึ่งเป็นแหล่งพลังงานหลักของสิ่งมีชีวิตบนโลกของเรา

ในปัจจุบันนักวิทยาศาสตร์ได้พัฒนาทฤษฎีที่อธิบายปรากฏการณ์ระหว่างอนุภาคมูลฐาน ที่เกี่ยวข้องกับอันตรกิริยาอย่างเข้ม อันตรกิริยาอย่างอ่อน และอันตรกิริยาแม่เหล็กไฟฟ้าได้เป็นอย่างดี และเรียกทฤษฎีนี้ว่า แบบจำลองมาตรฐานของฟิสิกส์อนุภาค (Standard Model of Particle Physics) หรือ

เรียกสั้นๆว่า แบบจำลองมาตรฐาน โดยแบบจำลองนี้มีรากฐานอยู่บนทฤษฎีสถานควอนตัม (Quantum Field Theory) แต่อย่างไรก็ดี นักฟิสิกส์ก็ยังไม่สามารถพัฒนาทฤษฎีให้ครอบคลุมถึงความโน้มถ่วงได้ จึงยังต้องมีการพัฒนาทฤษฎีความโน้มถ่วงเชิงควอนตัม (Quantum Gravity) ให้สำเร็จเพื่อรวมความโน้มถ่วงเข้ามาในแบบจำลองมาตรฐาน

2. แบบจำลองมาตรฐาน

แบบจำลองมาตรฐานเป็นทฤษฎีที่ดีที่สุดในปัจจุบันที่ใช้ในการอธิบายปรากฏการณ์ระหว่างอนุภาคมูลฐานที่เกี่ยวข้องกับอันตรกิริยาอย่างเข้ม อันตรกิริยาอย่างอ่อนและอันตรกิริยาแม่เหล็กไฟฟ้าที่อยู่บนแนวคิดของทฤษฎีสถานควอนตัม ในมุมมองของทฤษฎีสถานควอนตัม อนุภาคถูกมองเป็นสนามและอันตรกิริยาต่างๆ เป็นผลมาจากสมมาตร โดยอันตรกิริยาอย่างเข้มเป็นผลจากสมมาตรคัลเลอร์ (Color Symmetry) อันตรกิริยาอย่างอ่อนและอันตรกิริยาแม่เหล็กไฟฟ้าเป็นผลจากสมมาตรไฟฟ้าอย่างอ่อน (Electroweak Symmetry) เมื่ออนุภาคมูลฐานมีสมมาตรชนิดใดก็จะมีอันตรกิริยาชนิดนั้นด้วย เช่น อิเล็กตรอนมีสมมาตรไฟฟ้าอ่อน ทำให้อิเล็กตรอนมีอันตรกิริยาอย่างอ่อนและอันตรกิริยาแม่เหล็กไฟฟ้า เป็นต้น

ในแบบจำลองมาตรฐานนี้สามารถจำแนกอนุภาคมูลฐานได้เป็น 4 ประเภทดังนี้

1. ควาร์ก เป็นอนุภาคที่มีอันตรกิริยาอย่างเข้ม อันตรกิริยาอย่างอ่อนและอันตรกิริยาแม่เหล็กไฟฟ้า ในปัจจุบันมีควาร์กทั้งหมด 6 ชนิด โดยมีชื่อเฉพาะเรียกชนิดของควาร์กว่าฟเลเวอร์ (Flavor) แบ่งเป็นควาร์กที่มีประจุเป็น $+2/3$ (ในหน่วยประจุของอิเล็กตรอน) ได้แก่ อัปควาร์ก (Up-quark) ชาร์มควาร์ก (Charm-quark) และท็อปควาร์ก (Top-quark) และควาร์กที่มีประจุเป็น $-1/3$ (ในหน่วยประจุของอิเล็กตรอน) ได้แก่ ดาวน์ควาร์ก (Down-quark) สเตรนจ์ควาร์ก (Strange-quark) และบอททอมควาร์ก (Bottom-quark)

2. เลปตอน เป็นอนุภาคที่มีอันตรกิริยาอย่างอ่อนและอันตรกิริยาแม่เหล็กไฟฟ้า และมีทั้งหมด 6 ชนิดแบ่งเป็นอนุภาคที่มีประจุเป็น -1 (ในหน่วยประจุของอิเล็กตรอน) ได้แก่ อิเล็กตรอน มิวออน (Muon) และทาว (Tau) และอนุภาคที่เป็นกลางทางไฟฟ้า ได้แก่ อิเล็กตรอนนิวตริโน (Electron-neutrino) มิวออนนิวตริโน (Muon-neutrino) และทาวนิวตริโน (Tau-neutrino)

3. เกจโบซอน เป็นอนุภาคที่เป็นสื่ออันตรกิริยาต่างๆ ประกอบด้วยกลูออน (Gluon) เป็นสื่ออันตรกิริยาอย่างเข้ม วิกเกจโบซอน (Weak gauge boson) เป็นสื่ออันตรกิริยาอย่างอ่อน และโฟตอน (Photon) เป็นสื่ออันตรกิริยาแม่เหล็กไฟฟ้า

4. ฮิกส์โบซอน เป็นอนุภาคที่เป็นกลางทางไฟฟ้า ที่เกิดมาจากการแตกตัวอย่างเฉียบพลัน (Spontaneous breaking) ของสมมาตรไฟฟ้าอย่างอ่อนไปเป็นสมมาตรแม่เหล็กไฟฟ้า ซึ่งเป็นปรากฏการณ์ที่ทำให้อนุภาคมูลฐานทั้งหลายมีมวลเกิดขึ้น

แบบจำลองมาตรฐานในส่วนที่เกี่ยวข้องกับสมมาตรไฟฟ้าอย่างอ่อน (Electroweak sector) เป็นส่วนที่ได้รับความสนใจอย่างมาก เนื่องจากเป็นส่วนที่เกี่ยวข้องกับการเกิดมวลของอนุภาคมูลฐาน รวมทั้งยังอาจมีความเกี่ยวพันกับอันตรกิริยาพื้นฐานหรืออนุภาคมูลฐานชนิดใหม่ที่ยังไม่เคยรู้จักมาก่อนก็ได้ และจะเรียกอันตรกิริยาใหม่หรืออนุภาคชนิดใหม่รวมกันว่า ฟิสิกส์ใหม่ (New physics)

3. การแตกตัวของสมมาตรไฟฟ้าอย่างอ่อนและกระบวนการฮิกส์

นักฟิสิกส์เชื่อว่าสมมาตรไฟฟ้าอย่างอ่อนเป็นสมมาตรที่มีอยู่จริงในธรรมชาติ เนื่องจากการทำนายทางทฤษฎี โดยอาศัยสมมาตรไฟฟ้าอย่างอ่อนมีความสอดคล้องกับข้อมูลที่ได้จากการทดลองหลายอย่างเช่น ค่าไจโรแมกเนติกโมเมนต์ของอิเล็กตรอน (Electron gyromagnetic moment) การสลายตัวของอนุภาคมิวออน การสลายตัวของอนุภาคแซดโบซอน (Z boson) เป็นต้น แต่อย่างไรก็ดี สมมาตรไฟฟ้าอย่างอ่อนดูเหมือนจะให้การสมมติฐานอย่างหนึ่งที่ขัดแย้งกับผลการทดลองโดยสิ้นเชิง นั่นคือการมีมวลของอนุภาคมูลฐานบางอย่าง เนื่องจากตามหลักการของสมมาตรไฟฟ้าอย่างอ่อนนั้น อนุภาคมูลฐานเช่น วิตเกอโบซอน ควาร์กและเลปตอน ไม่สามารถมีมวลได้ แต่จากการทดลองพบว่า อนุภาคเหล่านี้มีมวล และเนื่องจากมีความสำเร็จในการอธิบายข้อมูลจากการทดลองจำนวนมากโดยใช้สมมาตรไฟฟ้าอย่างอ่อน นักฟิสิกส์จึงมีความพยายามอย่างมากที่จะหาวิธีอธิบายการมีมวลของอนุภาคมูลฐาน โดยที่ไม่ขัดแย้งกับหลักการสมมาตรอย่างอ่อน ซึ่งวิธีที่ใช้ในการอธิบายปัญหาดังกล่าวอาศัยหลักการแตกตัวอย่างเฉียบพลันของสมมาตร (Spontaneous symmetry breaking) ในปัจจุบันปรากฏการณ์นี้รู้จักกันในชื่อ กลไกฮิกส์ (Higgs mechanism) กลไกนี้ถูกค้นพบครั้งแรกโดย Brout และ Englert และโดย Higgs ในปี ค.ศ. 1964 [2, 3]

หัวใจสำคัญของกลไกฮิกส์คือสนามฮิกส์ (Higgs field) ซึ่งเป็นสนามที่แผ่ไปทั่วทั้งปริภูมิเวลา (Space-time) สนามฮิกส์เป็นสนามสเกลาร์ จึงมีแค่ขนาดแต่ไม่มีทิศทาง ต่างจากสนามแม่เหล็กและสนามไฟฟ้าที่เราคุ้นเคย ซึ่งสนามทั้งสองนี้เป็นสนามเวกเตอร์ และเนื่องจากสนามฮิกส์เป็นสนามสเกลาร์จึงมีค่าที่เป็นศูนย์ได้ในสถานะพื้น บางครั้งนักฟิสิกส์เรียกสถานะพื้นว่าสถานะสูญญากาศ ส่วนค่าที่ไม่เป็นศูนย์ในสถานะพื้นเรียกว่า ค่าคาดหวังในสูญญากาศ (Vacuum expectation value) หรือเรียกสั้นๆว่า เวีฟ (vev) โดยค่าเวีฟของสนามฮิกส์เป็นผลมาจากพลวัตของแบบจำลองมาตรฐาน ดังนั้นเมื่อสนามฮิกส์มีค่าเวีฟเกิดขึ้น สนามของอนุภาคชนิดอื่นที่มีอันตรกิริยากับสนามฮิกส์จะรับรู้ได้ถึงค่าเวีฟนี้ เป็นผลให้เกิดอันตรกิริยาระหว่างอนุภาคนั้นกับค่าเวีฟขึ้น สิ่งที่มาคือในบริเวณใกล้เคียงกับสถานะพื้น อนุภาคเหล่านี้จะเสมือนว่ามีมวลเกิดขึ้น ตัวอย่างเช่น ในกรณีของเกอโบซอนที่มีอันตรกิริยากับสนามฮิกส์ผ่านทางเทอมพลังงานจลน์ของสนามฮิกส์ เมื่อกระจายเทอมพลังงานจลน์ในบริเวณใกล้เคียงสถานะพื้นของสนามฮิกส์ จะเปรียบเสมือนว่าเกอโบซอนมีมวลในบริเวณดังกล่าว ดังนั้นเราสามารถกล่าวได้ว่า การเกิดค่าเวีฟของสนามฮิกส์ทำให้สมมาตรไฟฟ้าอย่างอ่อนแตกตัวอย่างเฉียบพลันและทำให้อนุภาคมูลฐานอื่นดูเหมือนมีมวลขึ้นมาได้ นั่นเอง จะเห็นว่ากลไกฮิกส์เป็นกลไกสำคัญที่ทำให้อนุภาคมูลฐานมีมวล

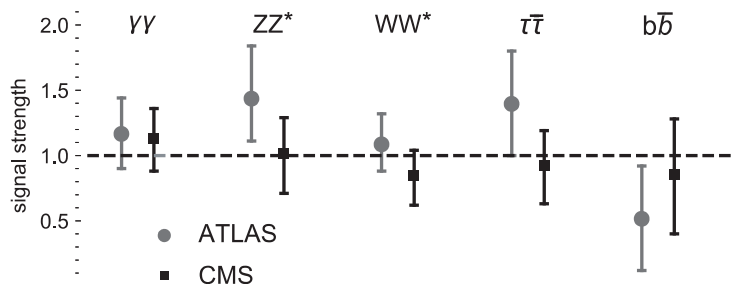
อย่างไรก็ตามพลวัตที่นำไปสู่การแตกตัวของสมมาตรไฟฟ้าอย่างอ่อนเป็นไปได้หลายแบบ โดยพลวัตที่แตกต่างกันจะนำไปสู่สมมติฐานของผลกระทบที่เกิดขึ้นจากการแตกตัวของสมมาตรไฟฟ้าอย่างอ่อนอย่างเฉียบพลันที่แตกต่างกันด้วย ตัวอย่างเช่น จำนวนและประจุไฟฟ้าของอนุภาคฮิกส์โบซอนที่ต่างกัน รูปแบบของพลวัตในแบบจำลองมาตรฐานนั้นเป็นแบบง่ายที่สุดที่เป็นไปได้ โดยรูปแบบของพลวัตนี้ทำนายว่าการแตกตัวอย่างเฉียบพลันของสมมาตรไฟฟ้าอย่างอ่อนทำให้เกิดอนุภาคฮิกส์โบซอนที่เป็นกลางทางไฟฟ้าขึ้นมาตัวหนึ่ง ซึ่งอนุภาคฮิกส์นี้เป็นอนุภาคที่นักฟิสิกส์พยายามค้นหา นับตั้งแต่แบบจำลองมาตรฐานถูกคิดค้นขึ้นมา [4-6] เพื่อยืนยันพลวัตที่นำไปสู่การแตกตัวของสมมาตรไฟฟ้าอย่างอ่อนตามแบบจำลองมาตรฐาน

4. อนุภาคฮิกส์โบซอน (Higgs Boson)

การค้นหามืออยู่ของอนุภาคฮิกส์โบซอนเพื่อยืนยันแบบจำลองมาตรฐานไม่สามารถทำได้จากวิธีการสังเกตโดยตรงเนื่องจากอนุภาคนี้เป็นอนุภาคที่ไม่เสถียร เมื่ออนุภาคฮิกส์โบซอนถูกสร้างขึ้นมาในห้องปฏิบัติการมันจะสลายตัวทันที ดังนั้นจึงต้องใช้วิธีศึกษาทางอ้อมโดยการสังเกตพฤติกรรมของอนุภาคลูก (Daughter particles) ที่ได้จากการสลายตัวของอนุภาคฮิกส์โบซอนแทน การศึกษาโดยวิธีนี้ทำได้ยากเนื่องจากอนุภาคลูกตัวหนึ่งๆ อาจเกิดขึ้นมาได้จากหลายแหล่งกำเนิดนอกเหนือจากการสลายตัวของอนุภาคฮิกส์โบซอน ความยากนี้เองทำให้ต้องใช้เวลากว้าง 50 ปีก่อนที่จะค้นพบอนุภาคฮิกส์โบซอน

ความพยายามในการค้นหาอนุภาคฮิกส์โบซอนนี้นำไปสู่การสร้างเครื่องเร่งอนุภาคขนาดใหญ่โดยอาศัยความร่วมมือของนักวิทยาศาสตร์ทั่วโลก เช่นเครื่องเร่งอนุภาคแอลอีพี ที่ห้องปฏิบัติการเซิร์น ที่กรุงเจนีวา ประเทศสวิตเซอร์แลนด์ ที่ดำเนินการระหว่างปี ค.ศ.1989–2000 ก่อนที่จะปิดและปรับปรุงเป็นเครื่องเร่งอนุภาคแอลเอชซี และเครื่องเร่งอนุภาคเทวาตรอน (Tevatron) ที่ห้องปฏิบัติการเฟอร์มิแล็บ (FermiLab) ที่เมืองชิคาโก ประเทศสหรัฐอเมริกา ที่ดำเนินการระหว่างปี ค.ศ.1979 – 2011 ซึ่งทั้งเครื่องอนุภาคแอลอีพีและเทวาตรอนไม่สามารถตรวจหาอนุภาคฮิกส์โบซอนได้ แต่อย่างไรก็ดี เครื่องเร่งทั้งสองนี้ก็ให้ผลการทดลองอื่นที่ทำให้เกิดความเชื่อมั่นในแบบจำลองมาตรฐานมากขึ้น

การค้นหาอนุภาคฮิกส์โบซอนนั้นเป็นปัญหาใหญ่อันดับต้นๆ สำหรับนักฟิสิกส์จนกระทั่งปี ค.ศ.2012 ทีมวิจัยแอตลาส (ATLAS) และซีเอ็มเอส ได้ทำการทดลองโดยใช้เครื่องเร่งอนุภาคแอลเอชซี และค้นพบอนุภาคฮิกส์โบซอน [7-9] การค้นพบอนุภาคฮิกส์โบซอนนี้เป็นการยืนยันการอธิบายการมีมวลของอนุภาคมูลฐานผ่านทางปรากฏการณ์แตกตัวอย่างเฉียบพลันของสมมาตรไฟฟ้าอย่างอ่อนและนำไปสู่รางวัลโนเบลสาขาฟิสิกส์ ประจำปี ค.ศ.2013 ให้แก่ Englert และ Higgs ผู้คิดค้นกลไกฮิกส์



รูปที่ 1 อัตราส่วนการสลายตัวของอนุภาคฮิกส์โบซอนเทียบกับแบบจำลองมาตรฐาน (Signal Strength) ในช่องทางต่างๆ โดยแอตลาส [7] (วงกลม) และ ซีเอ็มเอส [8] (สี่เหลี่ยม) ผลการทำนายของแบบจำลองมาตรฐานคือเส้นประในแนวนอนที่มีค่าเป็น 1

อนุภาคฮิกส์โบซอนที่ถูกค้นพบนี้มีสมบัติสอดคล้องกับอนุภาคฮิกส์โบซอนในแบบจำลองมาตรฐาน ดังจะเห็นได้จากอัตราส่วนการสลายตัวของอนุภาคฮิกส์โบซอนเทียบกับแบบจำลองมาตรฐานมีความสอดคล้องกับสมมติฐานของแบบจำลองมาตรฐานซึ่งทำนายว่าค่าดังกล่าวเป็น 1 ดังที่แสดงโดยเส้นประในรูปที่ 1 แต่อย่างไรก็ตาม ถึงแม้ว่าอัตราการสลายตัวของอนุภาคฮิกส์โบซอนเทียบกับแบบจำลองมาตรฐานในแต่ละช่องทางจะค่อนข้างสอดคล้องกับแบบจำลองมาตรฐาน แต่จะเห็นได้ว่า ค่าที่วัดได้ยังแสดงให้เห็นถึงความเบี่ยงเบนไปจากสมมติฐานจากแบบจำลองมาตรฐานอยู่ เนื่องจากยังมีปัญหาอีกหลายอย่างที่ไม่สามารถอธิบายได้ด้วยแบบจำลองมาตรฐาน ดังนั้นจึงมีความพยายามที่จะใช้ความเบี่ยงเบนที่สังเกตได้ในการสลายตัวของอนุภาคฮิกส์โบซอนนี้เป็นตัวบ่งชี้ถึงการมีอยู่ของฟิสิกส์ใหม่

5. ความเชื่อมโยงกับฟิสิกส์ใหม่ (Connections to New Physics)

ในจักรวาลที่เราอาศัยอยู่ เราสามารถอธิบายปรากฏการณ์ธรรมชาติจำนวนมากได้ด้วยแบบจำลองมาตรฐาน แต่อย่างไรก็ดี ยังมีคำถามหลายคำถามที่เราไม่สามารถตอบได้โดยใช้แบบจำลองมาตรฐาน เช่น อะไรคือสสารมืด ทำไมรอบตัวเราจึงมีแต่สสารไม่มีปฏิสสาร เป็นต้น ในการจะตอบคำถามเหล่านี้ เราจะใช้การศึกษานิวตริโนเข้ามาช่วยเพื่อให้เข้าใจปัญหาเหล่านี้ได้ดีขึ้น [10]

ในช่วงทศวรรษ 1930 นักดาราศาสตร์พบว่า ความเร็วของดวงดาวที่โคจรรอบกาแล็กซีมีความเร็วมากเกินกว่าที่แรงโน้มถ่วงจากมวลของกาแล็กซีดึงดูดเอาไว้ การค้นพบนี้ทำให้ Zwicky เสนอแนวคิดที่ว่า กาแล็กซีมีมวลมากกว่าที่นักดาราศาสตร์สามารถสังเกตเห็น [11] มวลที่มองไม่เห็นส่วนนี้ถูกเรียกว่า สสารมืด ปัญหาใหญ่ของการศึกษาสสารมืดคือ สสารมืดมีอันตรกิริยาต่อสสารปกติที่อ่อนมากแนวคิดหนึ่งที่จะอาจทำให้เราเข้าใจสมบัติของสสารมืดได้ดีขึ้นคือทฤษฎีทางเชื่อมต่อฮิกส์ (Higgs portal) ซึ่งในทฤษฎีนี้ อนุภาคฮิกส์โบซอนเป็นอนุภาคเพียงตัวเดียวในแบบจำลองมาตรฐานที่มีอันตรกิริยากับทั้งสสารปกติและสสารมืด [12] ดังนั้นปรากฏการณ์ต่างๆ เกี่ยวกับสสารมืดจะขึ้นอยู่กับสมบัติของอนุภาคฮิกส์โบซอน [13]

แบบจำลองมาตรฐานกล่าวถึงอันตรกิริยาที่สร้างสสารจะสร้างปฏิสสารในจำนวนที่เท่ากันไปพร้อมๆ กัน การที่รอบตัวเรามีแต่สสาร (Baryon) แต่ไม่มีปฏิสสาร (Antibaryon) แสดงถึงความไม่สมมาตรของสสารและปฏิสสาร (Baryon-antibaryon asymmetry) นักฟิสิกส์เรียกกระบวนการที่นำไปสู่ความไม่สมมาตรนี้ว่าการกำเนิดแบรีออน (Baryogenesis) ปรากฏการณ์การกำเนิดแบรีออนจะเกิดขึ้นได้ต้องอาศัยปัจจัยคือการฝ่าฝืนสมมาตรของจำนวนแบรีออน (Baryon number violation) การฝ่าฝืนสมมาตรประจุและสมมาตรประจุ-พาริตี (Charge violation and charge-parity violation) และการออกจากสมดุลอุณหภาพ (thermal equilibrium) [14] ปัจจัยทั้งสามประการนี้เกิดขึ้นได้ในแบบจำลองมาตรฐาน แต่ไม่เพียงพอที่จะสร้างความไม่สมมาตรของแบรีออน-ปฏิแบรีออนที่วัดได้ในจักรวาลนี้ ซึ่งเป็นอีกเหตุผลหนึ่งที่ทำให้นักฟิสิกส์เชื่อว่าต้องมีฟิสิกส์ใหม่ที่เรายังไม่ค้นพบ ส่วนการออกจากสมดุลอุณหภาพในแบบจำลองมาตรฐาน เป็นผลของการแตกตัวอย่างเฉียบพลันของสมมาตรไฟฟ้าอย่างอ่อน [15] การฝ่าฝืนสมมาตรประจุ-พาริตีเกี่ยวข้องโดยตรงกับสมบัติการสลายตัวของอนุภาคฮิกส์โบซอน [16] ดังนั้นการศึกษสมบัติของอนุภาคฮิกส์โบซอนจึงอาจนำไปสู่ความรู้และความเข้าใจในฟิสิกส์ใหม่ได้

6. แบบจำลองควาร์ก (Quark Model)

ในปี ค.ศ. 1964 Murray Gell-Mann นักฟิสิกส์ชาวอเมริกัน ได้เสนอทฤษฎีว่าอนุภาคโปรตอนและนิวตรอน รวมทั้งอนุภาคอื่นๆ ที่รับรู้ถึงอันตรกิริยาอย่างเข้ม ต่างก็ประกอบขึ้นมาจากอนุภาคมูลฐานที่เรียกว่า ควาร์ก [17] โดยในตอนเริ่มแรกนั้นเขาได้เสนอว่า ควาร์กมีทั้งสิ้น 3 เฟลเวอร์ ได้แก่ อัปควาร์ก ดาวน์ควาร์ก และสเตรนจ์ควาร์ก หรือเขียนย่อๆ ได้เป็น u , d และ s ตามลำดับ โดยที่อัปควาร์กมีประจุไฟฟ้าเป็น $+2e/3$ ดาวน์ควาร์กและสเตรนจ์ควาร์กมีประจุไฟฟ้าเป็น $-e/3$ เมื่อ $e = 1.602 \times 10^{-19}$ คูโลมบ์ คือค่าประจุไฟฟ้าของโปรตอน และสปินของควาร์กทุกตัวมีค่าเท่ากับ $1/2$ ซึ่งแนวคิดเดียวกันนี้ได้ถูกเสนอขึ้นในปีเดียวกันโดย Zweig [18]

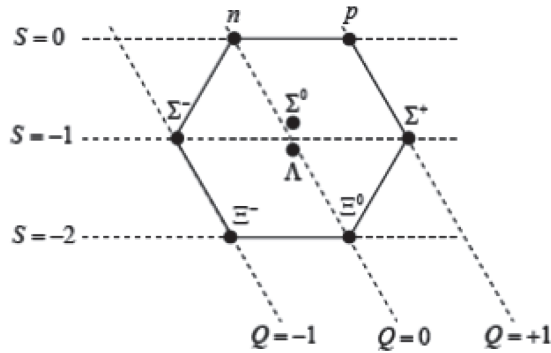
ตามสมมติฐาน อนุภาคทุกตัวที่รับรู้ถึงแรงนิวเคลียร์อย่างเข้มจะประกอบขึ้นมาจากควาร์กและเรียกอนุภาคเหล่านี้ว่า แฮดรอน เนื่องจากในทางการทดลองไม่มีรายงานว่ามีการพบอนุภาคที่มีค่าประจุไฟฟ้าน้อยกว่า e เลย ดังนั้น ควาร์กจำนวนหนึ่งจะต้องมารวมกันเป็นกลุ่ม เพื่อให้มีสมบัติที่สอดคล้องกับอนุภาคชนิดต่างๆ ที่พบในธรรมชาติ โดยการจับกลุ่มของควาร์กตามแบบจำลองมาตรฐานนั้นสามารถเกิดขึ้นในสองรูปแบบ

แบบแรก อนุภาคแฮดรอนประกอบขึ้นมาจากควาร์กสามตัว โดยเราจะเรียกอนุภาคเหล่านี้ว่า แบริออน ตัวอย่างของอนุภาคแบริออนที่เรารู้จักกันดี ได้แก่ โปรตอนและนิวตรอน โดยที่โปรตอนนั้นมี uud เป็นควาร์กองค์ประกอบ หมายความว่า มีอัปควาร์กสองตัวและดาวน์ควาร์กหนึ่งตัวรวมกันเป็นโปรตอน ส่วนนิวตรอนมีควาร์กองค์ประกอบเป็น udd คือมีอัปควาร์กหนึ่งตัวและดาวน์ควาร์กสองตัว ซึ่งควาร์กทั้งสามตัวนี้สามารถรวมกันเป็นโปรตอนและนิวตรอนที่มีสปินเท่ากับ $1/2$ ได้ สำหรับประจุไฟฟ้ารวมของโปรตอนนั้นคิดจากการนำประจุของควาร์กแต่ละตัวมารวมกัน นั่นคือ $(2 \times (+2e/3)) + (1 \times (-e/3)) = +e$ ในขณะที่ประจุไฟฟ้ารวมของนิวตรอนคิดจากประจุรวมของกลุ่มควาร์ก udd ได้เป็น $(1 \times (+2e/3)) + (2 \times (-e/3)) = 0$ ซึ่งสอดคล้องกับประจุไฟฟ้ารวมของนิวตรอน

ในการรวมกันของควาร์กแบบที่สองคือ การนำควาร์กและปฏิควาร์ก (Antiquark) มารวมกันเป็นอนุภาค โดยเรียกอนุภาคชนิดนี้ว่า เมซอน (Meson) ปฏิควาร์กนั้นจัดเป็นปฏิอนุภาค (Antiparticle) ดังนั้นสมบัติที่เกี่ยวข้องกับประจุไฟฟ้านั้นจะมีค่าตรงข้ามกับควาร์ก กล่าวคือปฏิอนุภาคของ u ซึ่งจะเขียนแทนด้วย \bar{u} จะมีประจุไฟฟ้าเป็น $-2e/3$ ในขณะที่ \bar{d} และ \bar{s} จะมีประจุไฟฟ้าเป็น $+e/3$ ตัวอย่างของอนุภาคเมซอนได้แก่ อนุภาคไพออน (Pion, π) หรือเรียกอีกชื่อหนึ่งว่า ไพ-เมซอน (π -meson) ซึ่งไพออนที่เรารู้จักนั้นมีจำนวนสามตัวได้แก่ π^+ และ π^- โดยมีประจุไฟฟ้าเป็น $+e, -e$ และ 0 ตามลำดับ ดังนั้นควาร์กองค์ประกอบของ π^+ คือ $u\bar{d}$ ของ π^- คือ $d\bar{u}$ และของ π^0 จะมีควาร์กองค์ประกอบคือ $u\bar{u}$ และ $d\bar{d}$ เป็นต้น

เช่นเดียวกันกับตัวอย่างข้างต้น อนุภาคแฮดรอนตัวอื่นๆ ที่ค้นพบจากการทดลองนั้นสามารถนำมาจัดควาร์ก องค์ประกอบให้มีสมบัติที่สอดคล้องกับอนุภาคต่างๆ ได้ นอกจากนี้เรายังสามารถจัดกลุ่มของอนุภาคที่มีสมบัติบางอย่างเหมือนกันมาไว้ในกลุ่มเดียวกัน เช่น กลุ่มของอนุภาคที่มีสปิน $J = \frac{1}{2}$ และมีพริตี้ (Parity) $P = +1$ มีจำนวนแปดตัว ในจำนวนนี้มีโปรตอนและนิวตรอนรวมอยู่ด้วย และเรียกอนุภาคกลุ่มที่มีสปิน-พริตี้ $J^P = \frac{1}{2}^+$ ว่า ออกเตตแบริออน (Octet baryons) ซึ่งสามารถเขียนแสดงตำแหน่งของอนุภาคต่างๆ ได้ดังรูปที่ 2 โดยแกนที่ระบุตำแหน่งของอนุภาคเหล่านี้คือประจุ (Q) และสเตรนจ์เนส (Strangeness:

S) ซึ่งเป็นสมบัติประเภทหนึ่งของอนุภาค จากรูปที่ 2 เราจึงสามารถบอกได้ว่า โปรตอนซึ่งมีควาร์กองค์ประกอบเป็น udd มีประจุเป็น +1 สเตรนจ์เนสเป็น 0 ส่วนอนุภาค Σ^+ ซึ่งประกอบขึ้นจาก uus มีประจุเป็น +1 แต่มีสเตรนจ์เนส -1 เป็นต้น



รูปที่ 2 กลุ่มของอนุภาคที่มีสปิน - แพริตี้ $J^P = \frac{1}{2}^+$

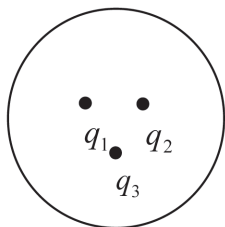
จากการที่เราไม่เคยพบควาร์กอิสระที่มีประจุเป็นสัดส่วนของ เลย์แสดงว่ามีกลไกบางอย่างในธรรมชาติที่ป้องกันไม่ให้ควาร์กอยู่ได้อย่างอิสระ แต่ต้องอยู่รวมกลุ่มกันเป็นอนุภาคประเภทแบริออนหรือเมซอนเท่านั้น เราเรียกลักษณะของการที่ไม่มีควาร์กอิสระในธรรมชาติว่าควาร์กคอนไฟน์เมนต์ (Quark confinement) ซึ่งเป็นหนึ่งในลักษณะเฉพาะที่สำคัญของอนุภาคประเภทแบริออน นอกจากนี้ลักษณะเฉพาะที่สำคัญอีกประการหนึ่งได้แก่ลักษณะที่เรียกว่า อะซิมโทติกฟรียดอม (Asymptotic freedom) ซึ่งหมายถึงการที่คู่ของควาร์กนั้นจะมีอันตรกิริยาระหว่างกันน้อยๆ เมื่อมีระยะห่างที่อยู่ใกล้กัน แต่อันตรกิริยาระหว่างคู่ของควาร์กจะมีค่ามากขึ้นเรื่อยๆ หากคู่ของควาร์กนี้อยู่ห่างกันมากยิ่งขึ้น

นอกเหนือจากประจุไฟฟ้าแล้ว ควาร์กยังมีประจุในอันตรกิริยาอย่างเข้มที่เราเรียกประจุเหล่านี้ว่า คัลเลอร์ (ซึ่งสำหรับควาร์กนั้นมีคัลเลอร์ได้สามแบบ คือ แดง (r) น้ำเงิน (b) และเขียว (g) ในขณะที่ปฏิควาร์กจะมีคัลเลอร์ที่ตรงข้ามกันนั่นคือ \bar{r} , \bar{b} และ \bar{g} ซึ่งแนวคิดเรื่องคัลเลอร์ของควาร์กนี้สามารถนำมาเชื่อมโยงกับลักษณะของควาร์กคอนไฟน์เมนต์ได้ โดยมีสมมติฐานว่า อนุภาคที่พบได้ในธรรมชาติทุกชนิดนั้นจะต้องเป็นแบบที่ไม่มีคัลเลอร์ ดังนั้นสำหรับอนุภาคประเภทแบริออน ควาร์กแต่ละตัวจะมีคัลเลอร์ที่ไม่เหมือนกันเลย และการรวมกันของคัลเลอร์แดง เขียว และ น้ำเงิน จะกลายเป็นแบบที่ไม่มีคัลเลอร์ ซึ่งได้นำแนวคิดมาจากทฤษฎีการผสมแสงสีที่ว่าเมื่อสีทั้งสามมาผสมกันจะได้เป็นแสงขาวซึ่งไม่มีสีนั่นเอง สำหรับอนุภาคประเภทเมซอนก็เช่นกัน คู่ของควาร์กและปฏิควาร์กจะมีคัลเลอร์ที่ตรงข้ามกันเสมอ ดังนั้นเมื่อรวมกันแล้วจะเป็นอนุภาคเมซอนที่มีลักษณะเป็นแบบที่ไม่มีคัลเลอร์ด้วย

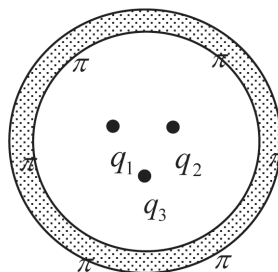
อย่างไรก็ตามในการศึกษาอนุภาคประเภทแบริออนนี้ เรายังคงต้องการทฤษฎีพื้นฐานที่ใช้ในการคำนวณปรากฏการณ์ต่างๆ ที่เกี่ยวข้องกับอันตรกิริยาระหว่างควาร์กซึ่งอยู่ภายในแบริออน ทฤษฎีพื้นฐานสำหรับอันตรกิริยาระหว่างควาร์กนั้นจะขึ้นอยู่กับชนิดของอันตรกิริยาที่เกี่ยวข้องเป็นหลัก นั่นคือ หากอันตรกิริยาระหว่างควาร์กที่เราพิจารณานั้นเป็นแบบแม่เหล็กไฟฟ้า ผ่านทางสมบัติที่ว่าควาร์กนั้นมีประจุไฟฟ้า

ทฤษฎีที่เกี่ยวข้องคือ ควอนตัมอิเล็กโตรไดนามิกส์ (Quantum Electrodynamics, QED) แต่ถ้าเป็นอันตรกิริยาอย่างเข้มซึ่งมาจากการที่ควาร์กมีคัลเลอร์ ทฤษฎีที่ต้องใช้คือ ควอนตัมโครโมไดนามิกส์ (Quantum Chromodynamics, QCD) เป็นต้น

การศึกษาถึงสมบัติต่างๆ ของแบริออนในทางทฤษฎี เราสามารถทำได้หลายแนวทาง แนวทางหนึ่งที่ใช้กันคือการสร้างแบบจำลองที่เรียกกันว่า แบบจำลองควาร์ก ซึ่งพิจารณาให้แบริออนประกอบขึ้นมาจากควาร์กจำนวนสามตัว โดยแบบจำลองควาร์กนี้จะต้องครอบคลุมลักษณะเฉพาะที่สำคัญอันได้แก่ควาร์กคอนไฟน์เมนต์และอะซิมโทติกฟรีดอมด้วย แบบจำลองในยุคแรกๆ ที่เป็นต้นแบบของแบบจำลองควาร์ก คือ MIT bag model [19, 20] ซึ่งพิจารณาให้แบริออนนั้นประกอบขึ้นจากควาร์กจำนวนสามตัวและควาร์กเหล่านี้ถูกจำกัดให้อยู่ในภายในบริเวณที่เรียกว่า “แบค” (Bag) ซึ่งมีลักษณะเป็นทรงกลม เพื่อป้องกันไม่ให้ควาร์กเหล่านี้หลุดออกมาเป็นควาร์กอิสระตามสมบัติของควาร์กคอนไฟน์เมนต์ พลังงานศักย์ที่ผิวของทรงกลมจึงมีค่าสูงมากเป็นอนันต์ และเพื่อให้เป็นไปตามอะซิมโทติกฟรีดอมจึงสมมติให้ภายในแบคนั้นไม่มีอันตรกิริยาระหว่างคู่ของควาร์กใดๆ รูปที่ 3 แสดงถึงแบบจำลอง MIT bag model



รูปที่ 3 แบบจำลอง MIT bag model



รูปที่ 4 แบบจำลอง Cloudy bag model (CBM)

ลากรางเจียน (Lagrangian) ของแบบจำลอง MIT bag model นั้นมีรูปแบบเป็น

$$L_{MIT} = (i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - B)\theta_V - \frac{1}{2}\bar{\psi}\psi\delta_S$$

เมื่อ ψ และ $\bar{\psi}$ คือสนามของควาร์ก δ_S คือฟังก์ชันดิแรกเดลต้า (Dirac delta function) ที่ผิวของแบคสำหรับ มีค่าเป็นหนึ่งภายในแบคและมีค่าเป็นศูนย์นอกแบค และ B คือค่าคงตัวที่เกี่ยวข้องกับพลังงานต่อปริมาตรภายในแบค

MIT bag model จัดว่าเป็นแบบจำลองที่ง่าย และแม้ว่าจะละเอียดละเลยรายละเอียดของอันตรกิริยาระหว่างควาร์กภายใน bag แต่ผลการคำนวณสมบัติต่างๆ ของแบริออนที่ได้นั้นให้ผลการทดลองที่น่าสนใจ โดยค่าที่คำนวณได้นั้นมีเครื่องหมายและแนวโน้มของค่าต่างๆ ที่สอดคล้องกับผลการทดลอง แม้ว่าบางค่าของการคำนวณจะยังคงห่างจากผลการทดลองก็ตาม ตัวอย่างผลการคำนวณโมเมนต์แม่เหล็กของกลุ่มของแบริออนที่มี $J^P = \frac{1}{2}^+$ แสดงไว้ในตารางที่ 1

ในกรณีที่เราพิจารณาให้มวลของควาร์กมีค่าเป็นศูนย์ควอนตัมโครโมไดนามิกส์จะมีสมมาตรพิเศษเพิ่มเติมเกิดขึ้นที่เรียกว่า สมมาตรไครัล (Chiral symmetry) แต่ในความเป็นจริงนั้นสมมาตรไครัลนี้ไม่ได้มี

ความสมมาตรแต่มีการแตกตัวของสมมาตรไครัล (Chiral symmetry breaking) โดยปกติลากรานเจียนของระบบจะมีสมมาตรเกิดขึ้นเมื่อนำลากรานเจียนดังกล่าวไปคำนวณเพื่อหาสถานะพื้นของระบบแล้วเรามักจะพบว่าสถานะพื้นของระบบก็จะมีสมมาตรเดียวกันกับสมมาตรของลากรานเจียนด้วย แต่ในกรณีพิเศษที่สถานะพื้นที่เกิดขึ้นนั้นไม่ได้มีสมมาตรร่วมกันกับลากรานเจียนของระบบ เราเรียกลักษณะที่เกิดขึ้นนี้ว่าการแตกตัวของสมมาตรอย่างเฉียบพลัน ผลที่ตามมาของการเกิดการแตกออกของสมมาตรอย่างเฉียบพลันคือจะมีอนุภาคที่มี $J^P = 0^-$ เกิดขึ้นโดยอนุภาคดังกล่าวนี้มีชื่อเรียกว่า โกลด์สโตนโบซอน (Goldstone boson) และเป็นอนุภาคที่ไม่มีมวล

ตารางที่ 1 ผลการคำนวณค่าของโมเมนต์แม่เหล็กของแบริออนที่มี $J^P = \frac{1}{2}^+$ จากแบบจำลอง MIT bag model แบบจำลอง CBM และ Perturbative Chiral Quark Model (PCQM) โดยค่าของโมเมนต์แม่เหล็กนั้นแสดงไว้ในหน่วยของนิวเคลียร์แมกเน็ตอน (nuclear magneton, $\mu_N = e/2M_p$) เมื่อ M_p คือมวลของโปรตอน

| ชนิดของอนุภาค B | (MIT) | (CBM) | (PCQM) | ผลการทดลอง |
|-------------------|-------|-------|--------|------------|
| p | 1.90 | 2.74 | 2.60 | 2.793 |
| n | -1.27 | -1.96 | -1.98 | -1.913 |
| Λ | 0.48 | -0.57 | -0.89 | 0.613(4) |
| Σ^+ | 1.84 | 2.58 | 2.75 | 2.45(2) |
| Σ^0 | 0.59 | 0.61 | 1.05 | - |
| Σ^- | -0.68 | -1.35 | -1.08 | -1.16(3) |
| Ξ^0 | -1.06 | -1.27 | -1.74 | -1.250(14) |
| Ξ^- | -0.44 | -0.61 | -0.68 | -0.65(3) |

ในธรรมชาตินั้นมีการบ่งชี้ว่าการแตกออกของสมมาตรไครัลอย่างทันทีทันใดเกิดขึ้นจริง และอนุภาคที่ทำหน้าที่เป็นโกลด์สโตนโบซอนนั้นก็คือกลุ่มของอนุภาค ไพออน เคออน (Kaon) และเอตา (Eta) เมซอน ที่มี แต่อนุภาคเหล่านี้มีมวล แทนที่จะเป็นอนุภาคที่ไม่มีมวลตามลักษณะเฉพาะของโกลด์สโตนโบซอน ในปัจจุบันเราเข้าใจว่า การที่อนุภาคเหล่านี้มีมวลเกิดขึ้นนั้น เป็นผลมาจากการที่ควาร์กนั้นมีมวล ซึ่งทำให้สมมาตรไครัลนั้นมีการแตกตัวในอีกรูปแบบหนึ่งที่เราเรียกว่าการแตกตัวของสมมาตรไครัลอย่างชัดเจน (Explicitly chiral symmetry breaking) นั่นเอง

ปัญหาหนึ่งของ MIT bag model คือ การที่ระบบนั้นไม่เป็นไปตามสมมาตรไครัล ซึ่งเป็นสมมาตรหนึ่งที่ต้องนำมาพิจารณาในระบบของแบริออน จึงได้มีการพัฒนา MIT bag model เพื่อให้เป็นไปตามเงื่อนไขของสมมาตรไครัล โดยแบบจำลองแรกๆ ที่นำเสนอขึ้นนั้น คือ CBM [21] ซึ่งนอกเหนือจาก

ควาร์กสามตัวที่ถูกกักอยู่ในปริมาตรทรงกลม ที่ผิวของทรงกลมเหล่านี้ยังมีกลุ่มหมอกไพออน (Pion cloud) ล้อมรอบอยู่ โดยมีลักษณะคล้ายกับแบบจำลองอะตอมที่นิวเคลียสนั้นถูกล้อมรอบไว้ด้วยกลุ่มหมอกอิเล็กตรอนดัง รูปที่ 4 โดยลากรางเจียนของแบบจำลอง CBM มีรูปแบบเป็น

$$L_{\text{CBM}} = (i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - B)\theta_V - \frac{1}{2}\bar{\psi}e^{i\vec{x}\cdot\vec{\phi}/f}\psi\delta_S + \frac{1}{2}(D_\mu\phi)^2$$

โดยมีส่วนหลักๆ ที่เพิ่มเติมจาก MIT bag model ตรงที่มีอันตรกิริยาระหว่างสนามไพออน ϕ และควาร์กที่บริเวณผิวของแบคเข้ามาเกี่ยวข้องด้วยในที่นี้ $\vec{\tau}$ คือ เวกเตอร์ของเพาลีเมทริกซ์ (Pauli matrices) f คือ ค่าคงตัวการสลายตัวของไพออน และ $D_\mu\phi$ คืออนุพันธ์โควาเรียนท์ (covariant derivative) ของสนามไพออนผลการคำนวณสมบัติของแบริออนผ่านทางการใช้แบบจำลอง CBM ให้ผลที่สอดคล้องกับผลจากการทดลอง ดังแสดงในตารางที่ 1 สำหรับค่าของโมเมนต์แม่เหล็กของแบริออน

เป็นที่แน่ชัดว่ากลุ่มหมอกไพออนนั้นช่วยให้ค่าจากการคำนวณใกล้เคียงกับผลการทดลองจริงมากยิ่งขึ้น ดังนั้นแบบจำลองควาร์กในปัจจุบันจึงจำเป็นต้องมีองค์ประกอบที่มาจากทั้งควาร์กและกลุ่มหมอกเมซอน ซึ่งเรียกอีกชื่อหนึ่งว่าแบบจำลองควาร์กเชิงไครัล (Chiral quark model) ซึ่งขึ้นอยู่กับปรัชญาในการพัฒนาแบบจำลองควาร์กกว่าจะให้ขนาดของแบคและขนาดของกลุ่มหมอกไพออนที่ล้อมรอบนั้นเป็นอย่างไร อย่างไรก็ตามโดยสรุปแล้วยังไม่มีแบบจำลองควาร์กประเภทใดที่สามารถบรรยายสมบัติของแบริออนทั้งหมดได้อย่างครบถ้วนสมบูรณ์

ในปัจจุบันมีการศึกษาและพัฒนาแบบจำลองควาร์กเชิงไครัลในหลายรูปแบบขึ้นอยู่กับกลุ่มวิจัยที่ทำการศึกษ ตัวอย่างเช่น แบบจำลองควาร์กที่มีชื่อว่า PCQM [22-24] ได้มีการขยายแนวคิดของแบบจำลอง CBM โดยแทนที่จะเป็นกลุ่มหมอกไพออน จะมีการรวมเมซอนในกลุ่มเดียวกันกับไพออน อันได้แก่ เคออน และเอตาเมซอน เข้ามาอยู่ด้วยกันกลายเป็นกลุ่มหมอกเมซอน (Meson cloud) ซึ่งล้อมรอบควาร์กจำนวนสามตัวซึ่งแม้ไม่ได้ถูกกักอยู่ในแบคแต่ถูกกักอยู่ด้วยกันภายใต้บ่อพลังงานศักย์ ซึ่งในเบื้องต้นนั้นเพื่อให้สะดวกในการพิจารณาได้กำหนดให้ลักษณะของพลังงานศักย์นั้นเป็นแบบตัวกวัดแกว่งฮาร์โมนิก (Harmonic oscillator) ตัวอย่างของผลการคำนวณโมเมนต์แม่เหล็กสำหรับกลุ่มของแบริออนที่มี $J^P = \frac{1}{2}^+$ แสดงไว้ในตารางที่ 1

7. ทฤษฎีการรบกวนเชิงไครัล (Chiral Perturbation Theory)

ทฤษฎีการรบกวนเชิงไครัล (ChPT) เป็นทฤษฎีสถาณียผล (Effective Field Theory, EFT) ของแบบจำลองมาตรฐานในฟิสิกส์อนุภาคที่ระดับพลังงานต่ำ [25] การแตกตัวของสมมาตรไครัลอย่างเฉียบพลันเป็นสมบัติที่สำคัญในการใช้ทฤษฎีนี้ ในการพิจารณาปฏิกิริยาต่างๆ ภายใต้ทฤษฎีนี้ เราจะต้องทำการสร้างลากรางเจียนของระบบซึ่งถูกอธิบายในเทอมขององศาเสรีที่เกี่ยวข้อง ซึ่งในระบบที่มีพลังงานต่ำองศาเสรีคือกลุ่มสเกลาร์เมซอนเสมือนแปดตัว ($\pi^-, \pi^+, \pi^0, \eta, K^-, K^+, K^0$ (และ \bar{K}^0) ซึ่งถูกมองว่าเป็นโกลด์สโตนโบซอนที่ทำให้สมมาตรไครัลแตกตัวจาก $SU(N_f)_L \times SU(N_f)_R$ เป็น $SU(N_f)_V$ เมื่อ N_f คือจำนวนเฟลเวอร์ของควาร์ก ทำให้การแตกตัวของสมมาตรของสเกลาร์เมซอนเสมือนเหล่านี้สัมพันธ์กับการแตกตัวของสมมาตรอันเนื่องมาจากมวลของควาร์กในกรณีของควอนตัมโครโมไดนามิกส์ ซึ่งเป็นทฤษฎีที่ใช้พิจารณาอันตรกิริยาอย่างเข้ม โดยการมองว่าควาร์กและกลูออนเป็นองศาเสรี

รูปแบบของลากรางเจียนเชิง QCD เขียนได้เป็น

$$L_{QCD} = -\frac{1}{2} \langle G_{\mu\nu} G^{\mu\nu} \rangle + \bar{q} (i\gamma^\mu D_\mu - M) q \quad (7.1)$$

เมื่อ $G_{\mu\nu}$ คือเทนเซอร์ความแรงของสนามกลูออน (Gluon field strength tensor) , \bar{q} และ q คือสนามควาร์ก, D_μ คืออนุพันธ์โควาเรียนท์ และ M คือมวลของควาร์ก ซึ่งสนามควาร์กสามารถเขียนได้ในรูปผลรวมขององค์ประกอบมือขวา และองค์ประกอบมือซ้ายดังนี้

$$q = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)q + \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)q = q_L + q_R$$

ทำให้ลากรางเจียนเชิง QCD เขียนใหม่ได้เป็น

$$L_{QCD} = -\frac{1}{2} \langle G_{\mu\nu} G^{\mu\nu} \rangle + \bar{q}_R (i\gamma^\mu D_\mu - M) q_R + \bar{q}_L (i\gamma^\mu D_\mu - M) q_L - \bar{q}_R M q_L - \bar{q}_L M q_R \quad (7.2)$$

ซึ่งจะสังเกตเห็นว่า ถ้า จะไม่มีอันตรกิริยากันระหว่าง และ จะได้ว่า

$$L_{QCD} = -\frac{1}{2} \langle G_{\mu\nu} G^{\mu\nu} \rangle + \bar{q}_R i\gamma^\mu D_\mu q_R + \bar{q}_L i\gamma^\mu D_\mu q_L \quad (7.3)$$

ซึ่งจะไม่แปรเปลี่ยนภายใต้การแปลงสมมาตร หรือเรียกว่า สมมาตรเชิงไครล์ นั่นคือ

$$q_L \rightarrow g_L q_L, \quad q_R \rightarrow g_R q_R, \quad g_{L,R} \in \text{SU}(N_f)_{L,R}$$

ในทฤษฎีการรบกวนเชิงไครล์จะมีการสร้างลากรางเจียนยังผลโดยใช้เมซอนเสมือนและแฮดรอนเป็นองศาเสรีแทนควาร์กและกลูออน ดังนั้นจึงมีการนิยามฟังก์ชันขึ้นใหม่ที่เกี่ยวข้องกับสนามเมซอนในรูปของฟังก์ชันเอกซ์โปเนนเชียลดังนี้

$$U(x) = \exp[i\phi(x)/F_0] \quad (7.4)$$

เมื่อ $\phi(x)$ แทนสนามเมซอนและ F_0 คือค่าคงตัวใดๆที่ทำให้ได้หน่วยที่เหมาะสม ต่อมาพบว่าคือค่าคงตัวการสลายตัวของไพออน จากนั้นเราจะต้องพิจารณาถึงสนามภายนอกที่เกี่ยวข้องกับปฏิกริยาที่เราสนใจ ซึ่งอาจประกอบด้วยสนามเวกเตอร์ (Vector field, v_μ) สนามเวกเตอร์แกน (Axial-vector field, a_μ) สนามสเกลาร์ (Scalar field, S) และสนามเสมือนสเกลาร์ (Pseudoscalar field, p) โดยที่สนามเหล่านี้จะอยู่ในพารามิเตอร์ต่างๆ ที่จะนำมาประกอบกันขึ้นมาเป็นลากรางเจียน ตัวอย่างของพารามิเตอร์เช่น covariant derivative ซึ่งนิยามว่า

$$D_\mu U = \partial_\mu U - i(v_\mu + a_\mu)U + iU(v_\mu - a_\mu)$$

เทนเซอร์ความเข้มของสนาม (field strength tensors,) มีนิยามว่า

$$F_{\mu\nu}^R = \partial_\mu r_\nu - \partial_\nu r_\mu - i[r_\mu, r_\nu], \quad F_{\mu\nu}^L = \partial_\mu l_\nu - \partial_\nu l_\mu - i[l_\mu, l_\nu]$$

เมื่อ $r_\mu = v_\mu + a_\mu$ และ $l_\mu = v_\mu - a_\mu$ ส่วนพารามิเตอร์ที่เป็นผลรวมเชิงเส้นของสนามสเกลาร์และสนามเสมือน สเกลาร์ได้แก่

$$\chi = 2B_0(s + ip)$$

เมื่อ B_0 เป็นค่าคงตัว นอกจากนี้เราจะต้องพิจารณาถึงอันดับของลากรานเจียนยังผลด้วย โดยในการศึกษาในระดับของเมซอนนั้น อันดับของลากรานเจียนจะเป็นจำนวนคู่เท่านั้น เนื่องจากอันดับที่เป็นจำนวนคี่จะทำให้ลากรานเจียนยังผลแปรเปลี่ยนไปภายใต้การแปลงเชิงไครัล ซึ่งลากรานเจียนยังผลได้ถูกสร้างขึ้นทั้งในกรณี $N_f = 2$ [26] และ $N_f = 3$ [27] สำหรับกรณีที่ง่ายที่สุดคือ $N_f = 2$ จะสามารถเขียนลากรานเจียนยังผลอันดับต่ำที่สุดได้เป็น

$$L^{(2)} = \frac{F_0^2}{4} \text{Tr} [D_\mu U (D^\mu U)^\dagger] + \frac{F_0^2}{4} \text{Tr} (\chi U^\dagger + U \chi^\dagger) \quad (7.5)$$

ลากรานเจียนในอันดับที่สูงขึ้นไปจะประกอบขึ้นมาจากพารามิเตอร์ต่างๆที่กล่าวไปแล้วและมีค่าคงตัวพลังงานต่ำ ยกตัวอย่างเช่น ลากรานเจียนยังผลอันดับที่ 4 เขียนได้เป็น

$$L^{(4)} = L_1 (\text{Tr} [D_\mu U^\dagger D^\mu U])^2 + L_2 \text{Tr} [D_\mu U^\dagger D_\nu U] \text{Tr} [D^\mu U^\dagger D^\nu U] + \dots + L_{12} \text{Tr} [\chi^\dagger \chi] \quad (7.6)$$

ซึ่งประกอบด้วยค่าคงตัวพลังงานต่ำจำนวน 12 ตัว ค่าคงตัวเหล่านี้สามารถหาได้จากการเปรียบเทียบกับผลการทดลองต่างๆ เช่น การกระเจิงของไพออน ($\pi\pi \rightarrow \pi\pi$) การสลายตัวของเคออนกึ่งเลปตอน ($K^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ \nu_e (\bar{\nu}_e)$)

นอกจากนี้สามารถเพิ่มอันตรกิริยาแม่เหล็กไฟฟ้าและอันตรกิริยาอย่างอ่อนเข้าไปในลากรานเจียนยังผลได้ เพื่ออธิบายผลของโฟตอนเสมือน [28] และศึกษากระบวนการสลายตัวของเมซอนแบบกึ่งเลปตอน (semi-leptonic decay) [29] ซึ่งจะต้องทำการกำหนดพารามิเตอร์ที่เกี่ยวข้องกับสนามภายนอก ถ้ามีสนามแม่เหล็กไฟฟ้าเป็นสนามจากภายนอกที่เพิ่มขึ้น จะมีพารามิเตอร์ที่แทนประจุไฟฟ้าโดยกำหนดให้เป็น

$$Q^{\text{em}} = \frac{e}{3} \begin{pmatrix} 2 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

ซึ่ง Q^{em} ในที่นี้คือเมตริกซ์ที่แทนประจุไฟฟ้าของควาร์กนั่นเอง หรือถ้ามีสนามอย่างอ่อนเข้ามาเกี่ยวข้อง จะมีพารามิเตอร์ที่แทนด้วย

$$Q^{\text{wk}} = -2\sqrt{2}G_F \begin{pmatrix} 0 & V_{ud} \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$$

เมื่อ G_F คือค่าคงตัวการคู่ควบเฟอร์มิ (Fermi coupling constant) และ V_{ud} คือสมาชิกของเมตริกซ์ Kobayashi-Maskawa

ในระดับเมซอน ทฤษฎีการรบกวนเชิงไครัลนี้ได้รับการยอมรับว่าเป็นวิธีการที่มีประสิทธิภาพจากการนำไปใช้ศึกษาปฏิกิริยาที่ระดับพลังงานต่ำและมีการสร้างลากรานเจียนยังผลไปจนถึงอันดับที่ 6 [30] ตัวอย่างที่ดีที่สุดคือการนำไปคำนวณสมบัติต่างๆ ของปฏิกิริยาการกระเจิงของไพออน [31, 32] (Pion-Pion Scattering) เช่น แอมพลิจูดของการกระเจิง ความยาวการกระเจิง ไพออนฟอร์มแฟกเตอร์

การพิจารณาในระดับแบร็วอน [33] จำเป็นต้องมีการเพิ่มพารามิเตอร์ที่เกี่ยวข้องกับแบร็วอนเข้าไปในลากรางเจียนยังผล ซึ่งถ้าเราคำนึงถึงควาร์กเพียงแค่ 2 ตัว หรือกำหนดให้ $N_f = 2$ ก็จะมีควาร์กที่เกี่ยวข้องคือ u และ d ซึ่งอนุภาคที่ประกอบด้วยควาร์กเพียงแค่ 2 ตัวคือนิวคลีออน ได้แก่ โปรตอนและนิวตรอน โดยสามารถนิยามสนามนิว คลีออนผ่าน spinor ดังนี้

$$\Psi = \begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix}$$

และเมื่อมีนิวคลีออนมาเกี่ยวข้องด้วยเราจะนิยามฟังก์ชันขึ้นมาใหม่คือ ซึ่งสัมพันธ์กับฟังก์ชันของสนามเมซอน โดยที่ $U = u^2$ ทำให้ได้ว่า

$$u(\phi(x)) = \exp[i\phi(x)/2F_0] \quad (7.7)$$

ความแตกต่างของลากรางเจียนยังผลระดับเมซอนและระดับแบร็วอนคือ ในระดับแบร็วอนอันดับของลากรางเจียนยังผลจะมีทั้งอันดับที่เป็นคู่และอันดับที่เป็นคี่

$$L_{\pi N}^{\text{eff}} = L_{\pi N}^{(1)} + L_{\pi N}^{(2)} + L_{\pi N}^{(3)} + \dots \quad (7.8)$$

โดยอันดับที่ต่ำที่สุดคืออันดับที่ 1 ซึ่งเขียนได้เป็น

$$L_{\pi N}^{(1)} = \bar{\Psi} \left(i\gamma_\mu D^\mu - m_N + \frac{g_A}{2} \gamma_\mu \gamma_5 u^\mu \right) \Psi \quad (7.9)$$

และปัจจุบันนี้ก็มีการสร้างลากรางเจียนยังผลในระดับแบร็วอนไปจนถึงอันดับที่ 4 [34]

เมื่อเราทำการพิจารณาอันตรกิริยาต่างๆ ที่มีสนามภายนอกเพิ่มขึ้น ก็จะต้องมีการเพิ่มพารามิเตอร์ที่เกี่ยวข้องกับสนามนั้นๆ เข้ามาในลากรางเจียนยังผลเช่นเดียวกับกรณีลากรางเจียนระดับเมซอน ยกตัวอย่างเช่น เมื่อมีการพิจารณาโฟตอนเสมือน จะมีการสร้างพารามิเตอร์ที่แทนประจุไฟฟ้า ซึ่งพารามิเตอร์นี้คือ [35]

$$Q^{\text{em}} = e \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$$

ซึ่งแทนประจุไฟฟ้าของนิวคลีออน และถ้ามีการพิจารณาปฏิกริยาอย่างอ่อน จะเพิ่มพารามิเตอร์ Q^{wk} เข้าไปเพื่อให้ได้ลากรางเจียนยังผลที่ประกอบขึ้นมาจากทุกๆ สนามที่เกี่ยวข้อง [36]

ในระดับแบร็วอน ทฤษฎีการรบกวนเชิงไครล์นี้ถูกนำไปใช้ในการคำนวณสมบัติต่างๆ ของปฏิกริยา เช่น อัตราการสลายตัวของปฏิกริยาการสลายตัวเบต้าของนิวตรอนเชิงการแผ่รังสี (Radiative neutron beta decay: $n \rightarrow p + \nu + e + \gamma$) ซึ่งให้ผลที่ค่อนข้างสอดคล้องกับผลจากห้องปฏิบัติการ ทำให้เราสามารถเชื่อว่าแบบจำลองนี้ใช้นำมาอธิบายการเกิดปฏิกริยาต่างๆ ได้เช่นกัน

สรุป

การพยายามอธิบายปรากฏการณ์ต่างๆที่เกิดขึ้นในธรรมชาติต้องเข้าใจอันตรกิริยาพื้นฐานทั้ง 4 ประเภทที่เกิดขึ้นกับอนุภาคมูลฐาน ซึ่งเป็นส่วนประกอบที่เล็กที่สุดของสิ่งต่างๆ และเนื่องจากเราไม่สามารถมองเห็นอนุภาคเหล่านี้ได้ วิธีการในการศึกษาสมบัติของอนุภาคมูลฐานเหล่านี้ทำได้โดย การทำให้อนุภาคมูลฐานเหล่านี้เกิดอันตรกิริยากันในห้องปฏิบัติการและสร้างแบบจำลองต่างๆขึ้นมาอธิบายอันตรกิริยาเหล่านั้น บทความส่วนแรกครอบคลุมอันตรกิริยาพื้นฐานสามชนิดคือ อันตรกิริยาแม่เหล็กไฟฟ้า อันตรกิริยาอย่างเข้มและอันตรกิริยาอย่างอ่อน ในปัจจุบันแบบจำลองที่มีอยู่สำหรับการอธิบายอันตรกิริยาทั้งสามนี้ยังไม่ใช่แบบจำลองที่สมบูรณ์ เรายังจำเป็นต้องอาศัยผลการทดลองใหม่ๆ และ/หรือแนวคิดใหม่ในทางทฤษฎีเพื่อจะนำไปสู่การสร้างแบบจำลองที่สมบูรณ์

ความโน้มถ่วงเป็นอันตรกิริยาชนิดเดียวที่ไม่ได้ถูกกล่าวถึงในบทความนี้ เนื่องจากความโน้มถ่วงเป็นอันตรกิริยาที่อ่อนมากจนไม่มีผลต่ออนุภาคในการทดลองในระดับห้องปฏิบัติการในปัจจุบัน ดังนั้นการจะศึกษาความโน้มถ่วงจำเป็นต้องศึกษาผ่านระบบที่มีความโน้มถ่วงสูง เช่น หลุมดำ เป็นต้น การศึกษาความโน้มถ่วงเป็นหัวข้อหลักที่จะกล่าวถึงในบทความส่วนที่สองในลำดับต่อไป

กิตติกรรมประกาศ

คณะผู้เขียนขอขอบคุณเงินทุนสนับสนุนการวิจัยจากคณะวิทยาศาสตร์มหาวิทยาลัยศรีนครินทรวิโรฒ ภายใต้อัตราเลขที่ 420/2560 และทุนอุดหนุนโครงการวิจัยพัฒนาและวิศวกรรม จากสำนักงานพัฒนาวิทยาศาสตร์และเทคโนโลยีแห่งชาติภายใต้อัตราเลขที่ SCH-NR2015-841

เอกสารอ้างอิง

1. Olive, K. A. et al. 2014. Review of Particle Physics. *Chinese Physics C*:38: 09000-091677.
2. Englert, F., and Brout, R. 1964. Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons. *Physical Review Letters*.13: 321-323.
3. Higgs, P. W. 1964. Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons. *Physical Review Letters*.13: 508-509.
4. Glashow, S. L. 1961. Partial Symmetries of Weak Interactions. *Nuclear Physics*. 22: 579-588.
5. Weinberg, S. 1967. A Model of Leptons. *Physical Review Letters*. 19: 1264-1266.
6. Salam, A. 1969. Weak and Electromagnetic Interactions. In: Svatholm, N., Editor. Elementary Particle Theory. 19-25 May 1968. Lerum. Sweden. Stockholm. Almqvist and Wiksell. p. 367-377.
7. Aad, G., et al. 2012. Observation of a New Particle in the Search for the Standard Model Higgs Boson with the ATLAS Detector at the LHC. *Physics Letters B*. 716: 1-29.
8. Chatrchyan, S., et al. 2012. Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC. *Physics Letters B*.716: 30-61.

7. Aad, G. et al. 2013. Measurements of Higgs Boson Production and Couplings in Diboson Final States with the ATLAS Detector at the LHC. *Physics Letters B.* 726: 88-119.
8. Chatrchyan, S., et al. 2012 Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC. *Physics Letters B.* 716: 30-61.
9. Aad, G. et al. 2013. Measurements of Higgs Boson Production and Couplings in diboson Final States with the ATLAS Detector at the LHC. *Physics Letters B.* 726: 88-119.
10. Chatrchyan, S. et al. 2013. Observation of a New Boson with Mass near 125 GeV in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV. *Journal of High Energy Physics.* 1306: 081-180.
11. Zwicky, F. 1933. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln. *Helvetica Physica Acta.* 6: 110.
12. Silveira, V., and Zee, A. 1985. Scalar Phantoms. *Physics Letters B.* 161: 136-140.
13. Bishara, F., Brod, J., Uttayarat, P., and Zupan, J. 2016. Nonstandard Yukawa Couplings and Higgs Portal Dark Matter. *Journal of High Energy Physics.* 1601: 010-043.
14. Sakharov, A. D. 1967. Violation of CP Invariance, c Asymmetry, and Baryon Asymmetry of the Universe. *Pis'ma v Zhurnal Eksperimental'noi I Teoreticheskoi Fiziki.* 5: 32-35.
15. Buchmuller, W., and Philipsen, O. 1995. Phase Structure and Phase Transition of the SU(2) Higgs Model in Three-Dimensions. *Nuclear Physics B.* 443: 47-69.
16. Isidori, G. 2012. Flavor Physics and CP Violation. Proceedings of the 2012 European School of High-Energy Physics (ESHEP 2012): 06-19 June 2012, La Pommeraye, Anjou, France, p. 69-105.
17. Gell-Mann, M. 1964. A Schematic Model of Baryons and Mesons, *Physics Letters.* 8: 214-215.
18. Zweig, G. 1964. CERN-TH-401, preprint unpublished.
19. Chodos, A., Jaffe, R. L., Johnson, K., Thorn, C. B., and Weisskopf, V. F. 1974. A New Extended Model of Hadrons, *Physical Review D.* 9: 3471-3495.
20. Chodos, A., Jaffe, R. L., Johnson, K., and Thorn, C. B. 1974. Baryon Structure in the Bag Theory, *Physical Review D.* 10: 2599-2604.
21. Miller, G. A., Thomas, A. W., and Theberge, S. 1980. Pion-Nucleon Scattering in the Cloudy Bag Model, *Physics Letters B.* 91: 192-195.
22. Lyubovitskij, V. E., Gutsche, T., Faessler, A., and Drukarev, E. G. 2001. Sigma Term Physics in the Perturbative Chiral Quark Model, *Physical Review D.* 63: 054026-054034.
23. Lyubovitskij, V. E., Gutsche, T., and Faessler, A. 2001. Electromagnetic Structure of the Nucleon in the Perturbative Chiral Quark Model, *Physical Review C.* 64: 065203-065218.
24. Cheedket, S., Lyubovitskij, V. E., Gutsche, T., Faessler, A. and Pumsa-ard, K. 2004. Electromagnetic Form-Factors of the Baryon Octet in the Perturbative Chiral Quark Model,

- The European Physical Journal A.* 20: 317-327.
25. Weinberg, S. 1979. Phenomenological Lagrangians. *Physica* 96A: 327-340.
 26. Gasser, J., and Leutwyler, H. 1984. Chiral Perturbation Theory to One Loop. *Nuclear Physics B.* 158: 142-210.
 27. Gasser, J., and Leutwyler, H. 1985. Chiral Perturbation Theory: Expansions in the Mass of the Strange Quark. *Nuclear Physics B.*250: 465-516.
 28. Urech, R. 1995. Virtual Photons in Chiral Perturbation Theory. *Nuclear Physics B.* 433: 234-254.
 29. Knecht, M., Neufeld, H., Rupertsberger, H. and Talavera, P. 2000. Chiral Perturbation Theory with Virtual Photons and Leptons. *European Physics Journal C.*12: 469-478.
 30. Fearing, H. W. and Scherer, S. 1996. Extension of the Chiral Perturbation Theory Meson Lagrangian to Order p^6 . *Physical Review D.* 53: 315-348.
 31. Bijmans, J., Colangelo, G., Ecker, G., Gasser, J., and Sainio, M.E. 1996. Elastic Scattering to Two Loops. *Physics Letters B.*374: 210-216.
 32. Colangelo, G., Gasser, J., and Leutwyler, H. 2000. The s-Wave Scattering Lengths. *Physics Letters B.* 488: 261-268.
 33. Gasser, J., Sainio, M. E. and Švarc, A. 1988. Nucleons with Chiral Loops. *Nuclear Physics B.* 307: 779-853.
 34. Fettes, N., and Meissner, Ulf-G. 2000. Pion-Nucleon Scattering in Chiral Perturbation Theory II: Fourth Order Calculation. *Nuclear Physics A.* 676: 311-338.
 35. Mueller, G., and Meissner, Ulf-G. 1999. Virtual Photons in Baryon Chiral Perturbation Theory. *Nuclear Physics B.* 556: 265-291.
 36. Supanam, N., Fearing, H. W., and Yan, Y. 2010. Baryon Chiral Perturbation Theory with Virtual Photons and Leptons. *Journal of High Energy Physics.* 1011: 124-134.

ได้รับบทความวันที่ 4 เมษายน 2560
ยอมรับตีพิมพ์วันที่ 27 กันยายน 2560