

Article

คลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังจากเอกภพยุคเริ่มแรก

Gravitational-Wave Backgrounds from the Early Universe

พีระ สิมาชจร

Peera Simakachorn

สถาบัน Corpuscular Physics มหาวิทยาลัยวาเลนเซีย 46980 วาเลนเซีย ราชอาณาจักรสเปน
Instituto de Física Corpuscular (IFIC), Universitat de València, 46980, València, Spain

*Corresponding author E-mail: peera.sima@gmail.com

วันที่รับบทความ: 11 เมษายน 2568, วันที่แก้ไขบทความ: 1 กรกฎาคม 2568, วันที่ตอบรับบทความ: 2 กรกฎาคม 2568

Received: 11th April 2025, Revised: 1st July 2025, Accepted: 2nd July 2025

บทคัดย่อ

ภายในวินาทีแรก เอกภพของเราวิวัฒนาการในสถานะพลังงานสูง ตั้งแต่การพองตัวเริ่มแรกของเอกภพ (Primordial inflation) ที่มีสเกลพลังงาน 10^{16} GeV จนถึงการสังเคราะห์นิวเคลียสของอะตอมในจักรวาล (Big Bang nucleosynthesis) ที่มีสเกลพลังงาน 10^{-3} GeV การศึกษาเอกภพยุคเริ่มแรกถือเป็นการก้าวข้ามพรมแดนความรู้ด้านฟิสิกส์ทฤษฎีและฟิสิกส์อนุภาครวมถึงจักรวาลวิทยาที่ช่วยให้เราเข้าถึงความจริงของธรรมชาติได้ลึกซึ้งมากยิ่งขึ้น เนื่องจากแรงโน้มถ่วงเป็นแรงที่อ่อนที่สุดในแรงพื้นฐานทั้งสี่ สัญญาณคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลัง (Gravitational-wave background) ที่ถูกสร้างขึ้นในจักรวาลยุคเริ่มแรกนี้สามารถบันทึกข้อมูล ณ ช่วงเวลานั้น และส่งผ่านมายังเวลาปัจจุบันได้ คลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังจึงสามารถช่วยให้เราศึกษาเอกภพและฟิสิกส์ที่พลังงานสูงมากได้ นอกจากนี้ไม่มีการสังเกตการณ์ทางธรรมชาติหรือการทดลองอื่นใด เช่น การศึกษาฟิสิกส์ดาราศาสตร์ การศึกษารังสีไมโครเวฟพื้นหลัง และการทดลองด้วยเครื่องเร่งอนุภาค ที่จะสามารถศึกษาฟิสิกส์ที่พลังงานสูงทัดเทียมกับฟิสิกส์ที่เราเรียนรู้ได้จากคลื่นความโน้มถ่วง บทความนี้ได้สรุปความรู้พื้นฐานที่เกี่ยวข้องกับสัญญาณคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลัง สิ่งที่เราสามารถเรียนรู้ได้จากมัน มากไปกว่านั้นเราได้จำแนกระบบทางฟิสิกส์หลัก ๆ ในเอกภพยุคเริ่มแรกที่เป็นต้นกำเนิดของสัญญาณเหล่านี้ รวมถึงการทดลองที่มีอยู่และที่จะเกิดขึ้นในอนาคต

คำสำคัญ: เอกภพยุคเริ่มแรก, คลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลัง, ฟิสิกส์พลังงานสูง, จักรวาลวิทยา

Abstract

Within its first second, our Universe evolved in high-energy stages, from the primordial inflation at 10^{16} GeV down to the Big Bang nucleosynthesis 10^{-3} GeV. Studying this early Universe thus expands our understanding of theoretical physics, particle physics, and cosmology. Since gravity is the weakest among all four fundamental interactions, Gravitational-wave backgrounds (GWBs) from the early Universe can encode information about the Universe at their production times and carry this information to us today. They enable us to explore physics at energy scales that other observations—e.g., astrophysical probes, the cosmic microwave background, and collider experiments—cannot reach. This article reviews the basics

of GWBs, what we can learn from them, their production mechanisms in the early Universe, and the prospects for detecting them.

Keywords: Early Universe, Gravitational-wave background, High-energy physics, Cosmology

1. บทนำ: การศึกษาประวัติศาสตร์ของเอกภพและฟิสิกส์พลังงานสูงด้วยคลื่นความโน้มถ่วง

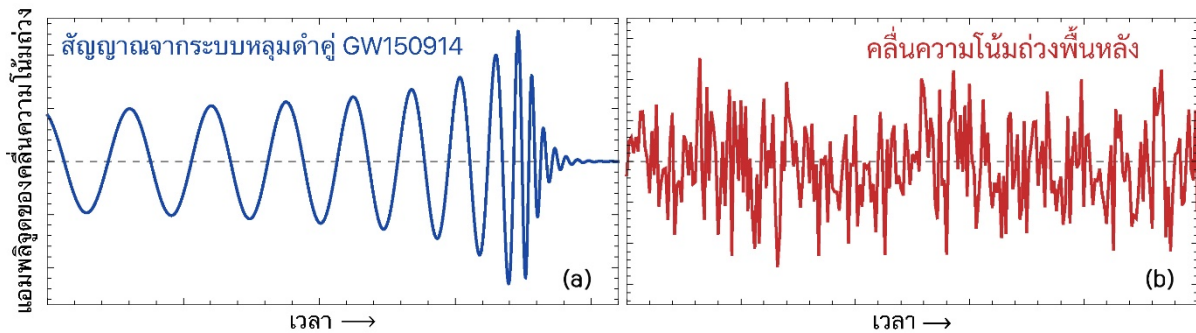
ตอนนี้เป็นเวลาเกือบหนึ่งทศวรรษแล้วหลังจากการตรวจวัดสัญญาณคลื่นความโน้มถ่วงได้โดยตรงเป็นครั้งแรก [1,2] โดยการทดลอง LIGO (Light Interferometer Gravitational-wave Observatory) การค้นพบนี้เป็นการยืนยันการมีอยู่ของคลื่นความโน้มถ่วงซึ่งเป็นหนึ่งในการผลพวงของทฤษฎีสัมพัทธภาพทั่วไปของไอน์สไตน์ [3,4] อีกทั้งยังถือเป็นการเปิดทางให้กับการประยุกต์ใช้คลื่นความโน้มถ่วงในการศึกษาฟิสิกส์ในแขนงอื่นอีกด้วย ผู้อ่านสามารถศึกษาบทความเกี่ยวกับประวัติศาสตร์การค้นพบของคลื่นความโน้มถ่วง (ภาษาไทย) เพิ่มเติมได้ที่ [5]

เนื่องจากคลื่นความโน้มถ่วงนั้นเป็นการรบกวนของกาลอวกาศ หากเรามีไม้บรรทัดที่วัดระยะทางได้อย่างแม่นยำ คลื่นความโน้มถ่วงที่วิ่งผ่านไม้บรรทัดนี้จะทำให้ความยาวของมันเปลี่ยนไปกับเวลา โดยที่ขนาดหรือแอมพลิจูดของคลื่นความโน้มถ่วง (โดยทั่วไปเรียกว่า Strain) จะขึ้นกับขนาดของการเปลี่ยนแปลงความยาวของไม้บรรทัดนี้ต่อความยาวเดิมของมัน อย่างไรก็ตามการเปลี่ยนแปลงของความยาวนี้มีขนาดเล็กมากในระดับที่ไม่ส่งผลกระทบต่อชีวิตประจำวันของเรา ทำให้การทดลองต่าง ๆ ต้องอาศัยเทคนิคขั้นสูงในการตรวจวัดคลื่นความโน้มถ่วง ยกตัวอย่างเช่น LIGO สามารถตรวจวัดการเปลี่ยนแปลงความยาวจากคลื่นความโน้มถ่วงในระดับหนึ่งในหมื่นของขนาดของโปรตอน โดยใช้เทคนิค Laser interferometer รวมถึงยังต้องอาศัยเทคโนโลยีทางด้านวิศวกรรม ทัศนศาสตร์ ในการออกแบบการทดลองเพื่อกำจัดสัญญาณรบกวนอื่น ๆ ออกไปด้วย

หลังจากการค้นพบคลื่นความโน้มถ่วงเป็นครั้งแรกแล้ว LIGO ร่วมกับการทดลองอื่น ๆ (รวมกันเป็นเครือข่าย LIGO-Virgo-KAGRA หรือ LVK network) ได้ตรวจพบสัญญาณคลื่นความโน้มถ่วงอีกมากมาย อีกทั้งยังสามารถยืนยันได้ว่าสัญญาณเหล่านี้มาจากวัตถุท้องฟ้าหลากหลายชนิด เช่น หลุมดำและดาวนิวตรอนในระบบดาวคู่ (Binary systems) [6] โดยอาศัยการผนวกข้อมูลของคลื่นความโน้มถ่วงร่วมกับการสังเกตการณ์ด้วยกล้องโทรทรรศน์ที่ใช้คลื่นแม่เหล็กไฟฟ้า [7] สัญญาณคลื่นความโน้มถ่วงที่ตรวจวัดได้จากวัตถุท้องฟ้าเหล่านี้จะมีการสั่นที่สามารถหาค่าความถี่ของสัญญาณที่ขณะใด ๆ ได้อย่างชัดเจน หรือเรียกว่าสัญญาณเป็นแบบ Waveform (ยกตัวอย่างเช่น สัญญาณคลื่นความโน้มถ่วงจากระบบหลุมดำคู่ GW150914 ดังรูปที่ 1(a) ซึ่งความถี่ของสัญญาณนี้จะขึ้นอยู่กับความถี่การโคจรรอบกันของวัตถุมวลมหาศาลในระบบดาวคู่นี้ เมื่อวัตถุท้องฟ้าโคจรรอบกันและมีการปลดปล่อยพลังงานและโมเมนตัมเชิงมุมในรูปของคลื่นความโน้มถ่วง วงโคจรของพวกมันจะมีขนาดเล็กลงและมีความถี่ในการโคจรที่ค่าเพิ่มขึ้นเรื่อย ๆ¹ จนกระทั่งวัตถุทั้งสองชนและรวมตัวกัน

อย่างไรก็ตามยังมีสัญญาณคลื่นความโน้มถ่วงอีกประเภทหนึ่งที่ยังไม่มีการตรวจวัดได้ในปัจจุบันแต่นักฟิสิกส์ทั่วโลกพยายามทำการทดลองเพื่อที่จะค้นพบมัน สัญญาณประเภทนี้มีลักษณะเป็นเหมือนกับสัญญาณรบกวนที่มีแอมพลิจูดสั่นขึ้นลงอย่างไม่มีความแน่นอน (หรือ Stochastic signal) และสัญญาณที่ขณะใด ๆ ประกอบขึ้นจากสัญญาณหลากหลายความถี่ (คล้ายกับเสียงซ่าในสัญญาณวิทยุสมัยก่อน ดังรูปที่ 1(b) เราจะเรียกสัญญาณประเภทนี้ว่า **คลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลัง (Gravitational-wave background; GWB)** โดยเราสามารถนิยามแอมพลิจูดของสัญญาณที่สั่นแบบสุ่มนี้ได้โดยการทำการทดลองวัดสัญญาณเป็นเวลานานมากพอและหาค่าเฉลี่ย เราอาจเปรียบเทียบความแตกต่างของลักษณะของสัญญาณคลื่นความโน้มถ่วงแบบ Waveform และคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลัง เหมือนกับเสียงที่เราได้ยินเวลาไปเที่ยวงานเลี้ยงสังสรรค์ สัญญาณแบบ Waveform นั้นเปรียบได้กับเสียงสนทนาระหว่างคนไม่กี่คนที่อยู่ใกล้เรา ซึ่งเราสามารถแยกแยะคำพูดต่าง ๆ ได้ชัดเจน ส่วนสัญญาณคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังนั้นเปรียบได้กับเสียงพื้นหลัง (Background) ของงานเลี้ยงที่เกิดจากการรวมกันของเสียงต่าง ๆ มากมาย ทั้งจากวงสนทนาหลากหลายวงที่เราไม่สามารถแยกแยะคำศัพท์ใด ๆ ได้หรือเสียงงาน ซ็อน ส้อมต่าง ๆ

¹เป็นผลจากแรงดึงดูดระหว่างมวลมีขนาดมากขึ้นเมื่อระยะทางระหว่างมวลสั้นลง



รูปที่ 1 ประเภทของสัญญาณคลื่นความโน้มถ่วง; (a) ตัวอย่างสัญญาณคลื่นความโน้มถ่วงที่เกิดจากการโคจร รอบกันของวัตถุท้องฟ้าที่เป็นระบบหลุมดำคู่ GW150914 [2] และ (b) ตัวอย่างสัญญาณคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลัง (Gravitational-Wave Background) โดยแอมพลิจูดของสัญญาณวัดการยืดหดของกาลอวกาศเมื่อคลื่นความโน้มถ่วงผ่านเครื่องตรวจจับ

โดยสัญญาณคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังที่เราจะพูดถึงในบทความนี้สามารถมีต้นกำเนิดที่หลากหลาย เช่น การชนกันของสัญญาณจากระบบดาวคู่ที่มีอยู่มากมายในเอกภพของเรา หรืออาจจะเป็นสัญญาณจากระบบทางฟิสิกส์นานาชนิดในเอกภพยุคเริ่มแรก แม้ว่าสัญญาณของคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังมีลักษณะเป็นคลื่นสุ่มแต่หากนำสัญญาณนี้ไปวิเคราะห์หาความถี่ (เช่น ใช้การแปลงฟูเรียร์ Fourier transform) เราจะได้สเปกตรัมของสัญญาณที่มีเอกลักษณ์และสามารถบ่งชี้เกี่ยวกับต้นกำเนิดของมันได้

ในบทความนี้เราจะใช้ **หน่วยธรรมชาติ (Natural units)** ที่ใช้กันอย่างแพร่หลายในฟิสิกส์อนุภาคและจักรวาลวิทยา ในหน่วยนี้เราให้ความเร็วแสง $c = 1$ ค่าคงที่พลังค์ $\hbar = 1$ และค่าคงที่โบลซ์มันน์ $k_B = 1$ ทั้งนี้ตัวแปรต่าง ๆ สามารถอธิบายได้ในหน่วยของพลังงาน [พลังงาน] = [มวล] = [1/ความยาว] = [1/เวลา] = [อุณหภูมิ] = GeV (กิกะอิเล็กตรอนโวลต์) หากเขียนให้อยู่ในรูปหน่วยที่รู้จักกันดีเราจะได้ว่า $1 \text{ GeV} \simeq 1.8 \times 10^{-27}$ กิโลกรัม $\simeq 5.1 \times 10^{15}$ 1/เมตร $\simeq 1.4 \times 10^{24}$ 1/วินาที $\simeq 1.2 \times 10^{13}$ เคลวิน

จากทฤษฎีจักรวาลวิทยาในปัจจุบัน [8] เอกภพของเราที่สเกลพลังงานสูง ๆ มีการพองตัว (Primordial inflation) ที่เอกภพขยายตัวออกแบบเอ็กโพเนนเชียล (Exponential expansion) หลังจากนั้นอนุภาคต่าง ๆ ในเอกภพจะถูกสังเคราะห์ขึ้นและมีพลังงานสูงมาก เอกภพเย็นตัวลงจากขยายตัวออกอย่างต่อเนื่องด้วยอัตราที่น้อยกว่าช่วงของการพองตัว (ดูรูปที่ 2) จนในปัจจุบันอุณหภูมิของเอกภพอยู่ที่ประมาณ 10^{-13} GeV [9] (หรืออุณหภูมิของโฟตอนพื้นหลังของเอกภพ) โดยส่วนใหญ่เราสามารถศึกษาประวัติศาสตร์ของเอกภพจากการสังเกตการณ์ด้วยคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้า (เช่น การใช้กล้องโทรทรรศน์ที่ย่านความถี่ต่าง ๆ) แต่ในปัจจุบันคลื่นความโน้มถ่วงได้รับความสนใจเป็นอย่างมากในการศึกษาเอกภพยุคเริ่มแรก เพราะ**คลื่นความโน้มถ่วงเกิดอันตรกิริยากับอนุภาคอื่น ๆ ในเอกภพผ่านเพียงแรงโน้มถ่วงเท่านั้น โดยแรงนี้เป็นแรงที่อ่อนที่สุดในบรรดาแรงทางธรรมชาติทั้งสี่** ซึ่งทำให้คลื่นความโน้มถ่วงที่ถูกสร้างขึ้นในเอกภพยุคเริ่มแรกสามารถบันทึกข้อมูลของเอกภพในช่วงเวลานั้นและส่งผ่านข้อมูลเหล่านั้นมาจนถึงปัจจุบันโดยที่ข้อมูลต่าง ๆ ไม่สูญหายไป เราจึงอาจพูดได้ว่า**คลื่นความโน้มถ่วงเปรียบเสมือนกับหนังสือประวัติศาสตร์ของเอกภพที่บันทึกเรื่องราวตั้งแต่เอกภพยุคเริ่มแรกจนถึงปัจจุบัน**

ในทางเทคนิค กระบวนการทางฟิสิกส์ใด ๆ (เช่น การเกิดอันตรกิริยาหรือการชนกันระหว่างอนุภาค) จะเกิดขึ้นได้ก็ต่อเมื่อกระบวนการนั้น ๆ มีอัตราของจำนวนครั้งที่มันเกิดขึ้นต่อเวลา (นิยามด้วยตัวแปร Γ และมีหน่วยเป็น 1/เวลา) มากกว่าอัตราการขยายตัวของเอกภพ (นิยามด้วยตัวแปรฮับเบิล H) ที่อธิบายถึงอัตราการเพิ่มขึ้นของระยะทางระหว่างจุดสองจุดต่อเวลาและความยาวของระยะทางนั้น ๆ (เช่น $H = s^{-1} ds/dt$ โดยมีหน่วยเดียวกับ 1/เวลา และ s คือระยะทางระหว่างสองจุด) เพื่อให้เห็นภาพมากขึ้น ให้เราจินตนาการถึงอนุภาค 2 อนุภาคที่เคลื่อนที่บนพื้นผิวของลูกโป่งที่ขยายตัวออก ซึ่งเปรียบเสมือนกับอนุภาคที่เคลื่อนที่ในเอกภพที่ขยายตัว

หากสเกลเวลาที่พวกมันจะวิ่งมาชนมากกว่าสเกลเวลาของการขยายตัวของเอกภพหรือ $\Gamma^{-1} > H^{-1}$ นั้นหมายความว่า การชนกันของพวกมันจะเกิดขึ้นไม่ได้เนื่องจากเอกภพขยายตัวเร็วเกินไป ในเอกภพยุคเริ่มแรกที่เต็มไปด้วยอนุภาคมานานนั้น อัตราการเกิดอันตรกิริยาระหว่างพวกมัน สามารถเขียนได้ว่า $\Gamma \sim n \sigma v$ และมีหน่วยเป็น GeV โดยที่ n คือความหนาแน่นของอนุภาคต่อปริมาตร (มีหน่วยเป็น GeV^3) v คือความเร็วของอนุภาคโดยเฉลี่ย และ σ คือภาคตัดขวางของอันตรกิริยานั้น ๆ (มีหน่วยเป็น GeV^{-2}) นอกจากนี้ อัตราการขยายตัวของเอกภพ H สามารถเขียนให้อยู่ในรูปของพลังงานทั้งหมดที่มีในเอกภพในเวลานั้น (ดูสมการที่ (3)) ซึ่งเอกภพยุคเริ่มแรกที่พลังงานส่วนใหญ่อยู่ในรูปของพลาสมาของอนุภาคและมีอุณหภูมิ T ตัวแปรฮับเบิลสามารถประมาณได้ด้วย $H \sim T^2/M_{\text{Pl}}$ โดยที่ $M_{\text{Pl}} \simeq 2.435 \times 10^{18} \text{ GeV}$ คือระดับสเกลของพลังงานที่เรียกว่า Reduced Planck mass

สำหรับอันตรกิริยาโน้มถ่วง เราจะได้อัตราที่คลื่นความโน้มถ่วงเกิดอันตรกิริยากับอนุภาคอื่น ๆ ว่า

$$\frac{\Gamma_{\text{grav}}}{H} \sim \frac{n \sigma v}{T^2/M_{\text{Pl}}} \simeq \frac{G^2 T^5}{T^2/M_{\text{Pl}}} \simeq \left(\frac{T}{M_{\text{Pl}}} \right)^3 \ll 1 \quad (\text{สำหรับเอกภพที่มีอุณหภูมิ/พลังงานน้อยกว่า } M_{\text{Pl}}) \quad (1)$$

โดยที่อนุภาคต่าง ๆ ในสมดุลความร้อนที่อุณหภูมิ T มี $n \sim T^3$ คลื่นความโน้มถ่วงมีความเร็วแสง $v \sim c \sim 1$ และภาคตัดขวางของอันตรกิริยาโน้มถ่วงถูกประมาณได้ว่า $\sigma \sim G^2 T^2$ [10] โดยที่ $G \sim M_{\text{Pl}}^{-2}$ คือค่าคงที่นิวตัน โดยภาคตัดขวางของอันตรกิริยาโน้มถ่วงนี้ได้เขียนล่อมาจากภาคตัดขวางของอันตรกิริยานิวเคลียร์อย่างอ่อน (Weak interaction) ที่ $\sigma \sim G_F^2 T^2$ โดยที่ $G_F \sim 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ คือ Fermi's constant ซึ่งเราจะได้ว่า $\Gamma_{\text{weak}}/H \simeq (T/\text{MeV})^3$ หมายความว่า อนุภาคใด ๆ ที่มีอันตรกิริยานิวเคลียร์อย่างอ่อน เช่น นิวตริโน จะเกิดอันตรกิริยากับอนุภาคอื่น ๆ ในเอกภพยุคเริ่มแรกที่มีอุณหภูมิสูง จนกระทั่งเอกภพเย็นตัวลงต่ำกว่า $T \leq \text{MeV}$ อนุภาคเหล่านี้ก็จะสามารถเคลื่อนที่ได้อย่างอิสระโดยไม่เกิดอันตรกิริยาอื่นใดอีก (หรือเรียกปรากฏการณ์ Neutrino decoupling) เมื่อเปรียบเทียบกับอัตราการเกิดอันตรกิริยาของคลื่นความโน้มถ่วงดังที่ได้ประมาณในสมการที่ (1) เราจะเห็นว่าคลื่นความโน้มถ่วงที่ถูกสร้างขึ้นในเอกภพยุคเริ่มแรกที่มีสเกลพลังงานต่ำกว่า M_{Pl} จะเคลื่อนที่ได้อย่างอิสระ โดยที่ข้อมูลเกี่ยวกับแหล่งกำเนิดของมันและเอกภพในช่วงที่คลื่นความโน้มถ่วงถูกสร้างขึ้นจะไม่ถูกเปลี่ยนแปลงไปโดยการเกิดอันตรกิริยาอื่นใดกับสิ่งอื่น ๆ ในเอกภพ การตรวจวัดสัญญาณคลื่นความโน้มถ่วงจากเอกภพยุคเริ่มแรกนี้อาจเปรียบเทียบการได้ยินเสียงโดยตรงของเอกภพที่พลังงานสูงและมีอายุน้อยนี้

หากเปรียบเทียบการศึกษาเอกภพยุคเริ่มแรกและฟิสิกส์พลังงานสูงด้วยคลื่นความโน้มถ่วงกับการศึกษาด้วยฟิสิกส์แขนงอื่น ๆ เช่น

- การสังเกตการณ์ด้วยคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าที่มีสเกลพลังงานสูงสุดคือการสังเกตการณ์รังสีไมโครเวฟพื้นหลัง (Cosmic microwave background หรือ CMB) [8] ที่พลังงานประมาณ 10^{-9} GeV หรือตอนที่เอกภพมีอายุประมาณ 380,000 ปี
- การศึกษาการสังเคราะห์นิวเคลียสของอะตอมในจักรวาลยุคแรกเริ่ม (Big Bang nucleosynthesis หรือ BBN) [11] ด้วยฟิสิกส์นิวเคลียร์ ซึ่งเป็นฟิสิกส์ในสเกลพลังงานประมาณ 10^{-3} GeV หรือเอกภพมีอายุ 1 วินาที
- การศึกษาฟิสิกส์อนุภาคด้วยเครื่องเร่งอนุภาคในปัจจุบันสามารถศึกษาสเกลพลังงานสูงสุดที่ประมาณ $10^3 - 10^4 \text{ GeV}$ [12] สำหรับการไปถึงสเกลพลังงานที่สูงขึ้น เราต้องการเครื่องเร่งอนุภาคขนาดใหญ่ขึ้นซึ่งใช้ทรัพยากรอย่างมาก

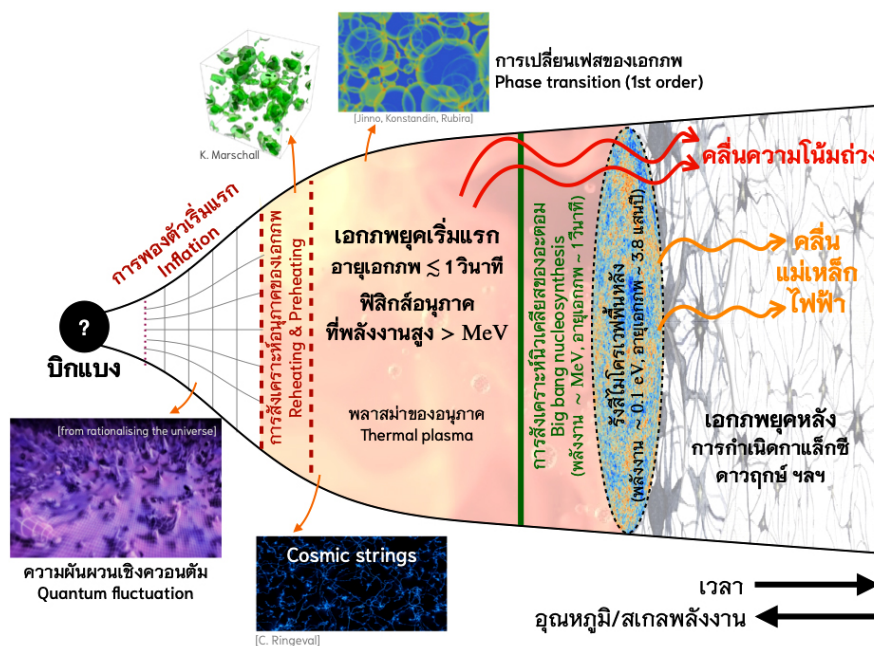
เราเห็นว่าคลื่นความโน้มถ่วงสามารถศึกษาประวัติศาสตร์ของเอกภพโดยครอบคลุมตั้งแต่ย่านพลังงานต่ำไปจนถึงพลังงานสูงหรือตั้งแต่ปัจจุบันกลับไปยังจุดกำเนิดของเอกภพ เราสามารถใช้มันศึกษาฟิสิกส์ในสเกลพลังงานเดียวกับฟิสิกส์แขนงอื่น ๆ และมันยังช่วยให้เราศึกษาเอกภพในสเกลพลังงานที่ไม่มีการทดลองอื่นใดไปถึงได้อีกด้วย

การศึกษาเอกภพที่พลังงานสูงนี้อาจช่วยให้เราเข้าใจความลึกลับของธรรมชาติได้มากขึ้น โดยทฤษฎีทางฟิสิกส์ในปัจจุบันยังไม่สามารถอธิบายปรากฏการณ์ต่าง ๆ อีกมากมาย เช่น สสารมืด (Dark matter) และพลังงานมืด (Dark energy) ปัญหาความไม่สมมาตรของสสาร-ปฏิสสาร (Baryon asymmetry) มวลของนิวตริโน (Neutrino mass) ปัญหาลำดับชั้นของสเกลพลังงาน (ทำไมระดับพลังงานของแรงโน้มถ่วงจึงอ่อนกว่าแรงอื่นมาก ๆ หรือที่เรียกว่า Hierarchy problems) การทำให้เอกภพร้อน (อีกครั้ง) เพื่อสร้างอนุภาคต่าง ๆ (Reheating/Preheating) และการพองตัวเริ่มแรกของเอกภพ (Primordial inflation) ซึ่งปัญหาทั้งหมดที่กล่าวมานี้เป็นคำถามหลักในการศึกษาฟิสิกส์อนุภาคและจักรวาลวิทยานอกแบบจำลองมาตรฐาน (Particle physics and cosmology beyond the standard model) การตรวจวัดและศึกษาสัญญาณคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังอาจช่วยให้เราเข้าใจคำตอบของคำถามหลักในฟิสิกส์นอกแบบจำลองมาตรฐานได้มากยิ่งขึ้น

บทความนี้จะเริ่มด้วยการเล่าถึง ประวัติศาสตร์ของเอกภพที่เกี่ยวข้องกับคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังใน *หัวข้อที่ 2* ลักษณะของคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังใน *หัวข้อที่ 3* จากนั้นเราจะนำเสนอขอบเขตของสัญญาณที่เป็นไปได้และพูดถึงต้นกำเนิดต่าง ๆ ของพวกมันใน *หัวข้อที่ 4* และใน *หัวข้อที่ 5* เราจะกล่าวถึงความก้าวหน้าของการตรวจวัดสัญญาณคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังในปัจจุบัน รวมถึงสัญญาณที่ตรวจวัดได้แต่ยังไม่ได้รับการยืนยันโดย Pulsar timing arrays โดยเนื้อหาส่วนใหญ่ถูกปรับเปลี่ยนมาจากส่วนหนึ่งของวิทยานิพนธ์ปริญญาเอกของพี่เขียนเอง [13] สำหรับบทความสรุปอื่น ๆ สามารถอ่านได้ที่ [14,15]

2. ประวัติศาสตร์ของเอกภพอย่างง่ายที่เกี่ยวข้องกับคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลัง

เนื่องด้วยสเกลพลังงานที่สูง เอกภพยุคเริ่มแรกสามารถมีระบบฟิสิกส์มากมายที่เกิดขึ้นอย่างรุนแรงและ
เป็นต้นกำเนิดของคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังที่เราสามารถตรวจวัดได้ในอนาคต ระบบฟิสิกส์เหล่านี้สามารถเกิดขึ้น
ได้ตลอดประวัติศาสตร์ของเอกภพ ทั้งในช่วงการพองตัวเริ่มแรก (Primordial inflation) และในช่วงหลังจากที่
เอกภพเข้าสู่ยุคที่องค์ประกอบส่วนใหญ่อยู่ในรูปพลาสมาของอนุภาคพลังงานสูงแล้ว ดังที่แสดงในรูปที่ 2 ระบบ
ฟิสิกส์ที่สำคัญ เช่น



รูปที่ 2 ประวัติศาสตร์ของเอกภพอย่างง่าย โดยเวลาดำเนินจากซ้ายไปขวา (และสเกลพลังงานจากมากไปน้อย) เราแสดงต้นกำเนิดต่าง ๆ ของสัญญาณคลื่นความโน้มถ่วงจากเอกภพยุคเริ่มแรก เมื่อเทียบกับการศึกษาเอกภพในรูปแบบอื่น ๆ มีเพียงแค่สัญญาณคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังที่เลือนรอดจากเอกภพยุคเริ่มแรกที่มีอายุน้อยกว่า 1 วินาที มาจนถึงปัจจุบัน

2.1 การพองตัวเริ่มแรกของเอกภพ (Primordial inflation)

ตามแบบจำลองมาตรฐานของจักรวาลวิทยา เอกภพขยายตัวแบบเอ็กซ์โพเนนเชียล (Exponential expansion) ในช่วงของการพองตัวเริ่มแรกหรือ Primordial inflation [16] กาลอวกาศที่ถูกขยายตัวออกอย่างรวดเร็วทำให้ความผันผวนในระดับควอนตัม (Quantum fluctuation) ที่เกิดขึ้นในช่วงนี้ถูกขยายใหญ่ขึ้น หลังจากการพองตัวเริ่มแรกสิ้นสุดลง ความผันผวนเหล่านี้ก็จะก่อให้เกิดการรบกวนของกาลอวกาศ (Perturbation of spacetime) ซึ่งรวมถึงคลื่นความโน้มถ่วง แม้ว่าความผันผวนในระดับควอนตัมจะเกิดขึ้นเพียงช่วงของการขยายตัวเริ่มเท่านั้น แต่มันสามารถส่งผลต่อกาลอวกาศและให้กำเนิดคลื่นความโน้มถ่วงตลอดประวัติศาสตร์ของเอกภพ สำหรับรายละเอียดเพิ่มเติมอ่านต่อหัวข้อที่ 4.1.1

2.2 พลาสมาของอนุภาคต่าง ๆ (Thermal plasma)

หลังจากการพองตัวเริ่มแรก เอกภพเข้าสู่ยุคที่พลังงานส่วนใหญ่อยู่ในรูปพลาสมาของอนุภาคพลังงานสูง (เช่น อนุภาคตามแบบจำลองมาตรฐาน) โดยที่พลาสมานี้มีพลังงานสูงเท่ากับอุณหภูมิของเอกภพขณะนั้น ๆ โดยอนุภาคเหล่านี้เกิดอันตรกิริยาต่อกันอย่างรุนแรงซึ่งทำให้พวกมันอยู่ในสมดุลความร้อน นอกจากนี้การชนกันและการกระเจิงของพวกมันผลิตคลื่นความโน้มถ่วงอยู่ตลอดเวลา [17–19] แม้ว่าสัญญาณคลื่นความโน้มถ่วงจากอนุภาคเล็ก ๆ อาจคว่ำมีแอมพลิจูดน้อย แต่พลาสมาในช่วงเอกภพยุคเริ่มแรกนี้มีความหนาแน่นสูง จึงทำให้สัญญาณจากคลื่นความโน้มถ่วงทั้งหมดแรงพอสำหรับการค้นพบมันด้วยการทดลองในย่านความถี่สูง สำหรับรายละเอียดเพิ่มเติมอ่านต่อหัวข้อที่ 4.1.2

2.3 การสังเคราะห์อนุภาคของเอกภพ (Reheating & Preheating)

หนึ่งคำถามสำคัญของจักรวาลวิทยาก็คืออนุภาคต่าง ๆ ในเอกภพถูกสังเคราะห์ขึ้นมาจนมีความหนาแน่นที่มากพอจนเกิดเป็นพลาสมาร้อน ๆ ได้อย่างไร เนื่องจากอนุภาคใด ๆ ที่เคยมีอยู่ก่อน Primordial inflation จะมีความหนาแน่นที่ลดลงอย่างมากจากการขยายตัวของเอกภพในช่วงของการขยายตัวแรกเริ่ม กระบวนการที่พลังงานที่ก่อให้เกิดการพองตัวเริ่มแรกถูกเปลี่ยนให้เป็นอนุภาคต่าง ๆ นี้ถูกเรียกว่า *กระบวนการ Reheating* [20] โดยทั่วไปแล้วมันจะเกิดอย่างค่อยเป็นค่อยไปผ่านระบบเชิงเส้น (Linear) และผลิตคลื่นความโน้มถ่วงที่มีแอมพลิจูดต่ำออกมา อย่างไรก็ตามในบางทฤษฎียังมีกระบวนการการสังเคราะห์อนุภาคที่เกิดขึ้นโดยผ่านระบบไม่เชิงเส้น (Non-linear) เช่น การเกิด Parametric หรือ Tachyonic resonances ซึ่งกระบวนการการถ่ายโอนพลังงานแบบไม่เชิงเส้นนี้สามารถเกิดได้รวดเร็วคล้ายกับการระเบิดของอนุภาคจำนวนมาก (ดังที่แสดงในรูปที่ 2) เราเรียกกระบวนการประเภทนี้ว่า *Preheating*² การระเบิดของอนุภาคเหล่านี้ก่อให้เกิดคลื่นความโน้มถ่วงได้ สำหรับรายละเอียดเพิ่มเติมอ่านต่อหัวข้อที่ 4.2.1

2.4 การเปลี่ยนเฟสของเอกภพ (Cosmological phase transition)

หลังจากที่พลาสมาของอนุภาคถูกสร้างขึ้นแล้ว เอกภพที่ร้อนและมีความหนาแน่นสูงยังคงขยายตัวออกและเย็นลง การเปลี่ยนแปลงอุณหภูมิของเอกภพสามารถทำให้คุณสมบัติของสสารหรืออนุภาคมูลฐานเปลี่ยนไปได้ เหตุการณ์นี้เรียกว่า *การเปลี่ยนเฟส (Phase transitions)* เช่นเดียวกับน้ำที่กลายเป็นไอน้ำหรือน้ำแข็งในชีวิตประจำวันของเรา ตามแบบจำลองมาตรฐานของฟิสิกส์อนุภาค คุณสมบัติและอันตรกิริยาของอนุภาคมูลฐานที่พลังงานสูงอธิบายได้ด้วยสมมาตร $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ (ยกเว้นความโน้มถ่วง) แต่อันตรกิริยาในปัจจุบันที่พลังงานต่ำไม่ได้เป็นไปตามสมมาตรนี้ ดังนั้นเอกภพจะต้องผ่านการเปลี่ยนเฟสที่ทำให้เกิดการทำลายสมมาตร (Symmetry breaking) ตามแบบจำลองมาตรฐานเอกภพจะเกิดการเปลี่ยนเฟส 2 ครั้งคือ 1) การเปลี่ยนเฟสที่สเกล Electroweak (พลังงานประมาณ ~ 150 GeV) ซึ่งเป็นเวลาที่อนุภาคมูลฐานส่วนใหญ่ได้รับมวลจากการที่สนามฮิกส์³ (Higgs field) ถูกทำลายสมมาตรลง และ 2) การเปลี่ยนเฟส Quantum chromodynamics (QCD) (ที่ประมาณพลังงาน ~ 150 MeV) ซึ่งควาร์กจะเกิดการรวมตัวกันและกักขังกันเอง (Quark confinement)

²โดยทั่วไปแล้ว Preheating จะเกิดก่อน Reheating และเป็นกระบวนการที่ช่วยให้ Reheating เกิดอย่างมีประสิทธิภาพยิ่งขึ้น โดยชื่อของมันมาจากคำศัพท์ในการใช้เตาอบที่เรามักจะอุ่นเตาให้ร้อนก่อนจะมีการใช้งานจริง

³Excited state ของมันก็คืออนุภาคฮิกส์

กลายเป็นอนุภาคประกอบ ได้แก่ บาร์ยอน (Baryons) (เช่น นิวตรอน โปรตอน) และเมซอน (Mesons) (เช่น อนุภาคไพออน (π))

การเปลี่ยนเฟสโดยทั่วไปสามารถเกิดได้ใน 2 ลักษณะคือ แบบ *First-order* และ *Second-order* โดยระบบที่เป็น *Second-order* มีการเปลี่ยนเฟสเกิดขึ้นพร้อมกันทั้งระบบแบบต่อเนื่อง (เช่น การเปลี่ยนเฟสระหว่างน้ำและไอน้ำที่จุดวิกฤติ (Critical point)) ซึ่งการเปลี่ยนเฟสประเภท *Second-order* นี้ไม่ก่อให้เกิดคลื่นความโน้มถ่วง เพราะการกระจายตัวของพลังงานในพลาสมามีความสม่ำเสมอและไม่ส่งผลให้เกิดความไม่สม่ำเสมอของกาลอวกาศ ส่วนระบบที่มีการเปลี่ยนเฟสประเภท *First-order* สามารถมีสองเฟสที่มีพลังงานสูงและต่ำอยู่พร้อมกันได้ (ในชีวิตประจำวันของเรา เช่น หากเราต้มน้ำให้เดือด บางส่วนของน้ำยังคงเป็นของเหลวในขณะที่บางส่วนเปลี่ยนเป็นฟองไอน้ำที่ขยายตัวออก) หากการเปลี่ยนเฟสของเอกภพเป็นแบบ *First-order* บางพื้นที่ของเอกภพจะเกิดฟองพวกนี้ขึ้น (ผ่าน Quantum tunnelling) [21,22] และขยายตัวออกไปด้วยความเร็ว ซึ่งฟองเหล่านี้เองที่ทำให้เกิดความไม่สม่ำเสมอขึ้นภายในพลาสมา (ดังที่แสดงในรูปที่ 2) เมื่อฟองเหล่านี้มีขนาดใหญ่และชนกันมันสามารถผลิตคลื่นความโน้มถ่วงออกมาได้ [22]

จากความรู้ด้านฟิสิกส์อนุภาคของเราในปัจจุบัน การเปลี่ยนเฟสทั้งที่สเกล Electroweak และ QCD เป็นแบบ *Second-order* [23–25] หมายความว่า หากแบบจำลองมาตรฐานยังใช้งานได้ดีที่พลังงานสูง การเปลี่ยนเฟสของเอกภพจะไม่ผลิตสัญญาณคลื่นความโน้มถ่วงออกมา อย่างไรก็ตามฟิสิกส์นอกแบบจำลองมาตรฐานสามารถทำให้การเปลี่ยนเฟสของเอกภพกลายเป็นแบบ *First-order* ได้อย่างง่ายดาย [26–31] (เช่น การปรับเปลี่ยนพลังงานศักย์ของสนามฮิกส์ด้วยอนุภาคนอกแบบจำลองมาตรฐานที่เป็นคำตอบของคำถามเกี่ยวกับสสารมืด ความไม่เท่ากันของสสารและปฏิสสาร) นอกจากนี้สมมาตรที่แท้จริงของธรรมชาติอาจใหญ่กว่าสมมาตรของแบบจำลองมาตรฐาน (เช่น ใน Grand Unified Theories) ซึ่งส่งผลให้เอกภพเกิดการเปลี่ยนเฟสได้มากกว่า 2 ครั้ง ที่อุณหภูมิสูงมากกว่าสเกล Electroweak ดังนั้นเราสามารถกล่าวได้ว่า **สัญญาณคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังจากการเปลี่ยนเฟสของเอกภพนั้นเป็นตัวบ่งชี้ของฟิสิกส์นอกแบบจำลองมาตรฐาน** สำหรับรายละเอียดเพิ่มเติมของลักษณะสัญญาณคลื่นความโน้มถ่วง อ่านต่อหัวข้อที่ 4.2.2

2.5 คอสมิกสตริง (Cosmic strings)

คอสมิกสตริง คือ วัตถุที่ประมาณได้ว่ามีเพียง 1 มิติ คล้ายกับเส้นด้ายที่เกิดขึ้นในทฤษฎีควอนตัมสนาม (Quantum Field Theories) และเป็นผลพลอยได้จากการเปลี่ยนเฟสของเอกภพที่ได้กล่าวถึงก่อนหน้านี้⁴ [32,33] (เกิดได้ทั้งประเภท *First-* และ *Second-order*) อย่างไรก็ตามไม่ใช่ทุกการเปลี่ยนเฟสของเอกภพที่จะทำให้เกิดคอสมิกสตริงได้ พวกมันเกิดขึ้นในเฉพาะทฤษฎีที่มีการทำลายสมมาตรรูปแบบพิเศษและสอดคล้องกับทอพอโลยี (Topology) ของทฤษฎี เราเรียกคอสมิกสตริงในอีกชื่อหนึ่งว่า *Topological defects* นอกจากคอสมิกสตริงแล้วยังมี Topological defects แบบอื่นอยู่ด้วย เช่น Domain walls (วัตถุสองมิติ) และ Monopoles (อนุภาคขนาดเล็ก) โดยรูปแบบการทำลายสมมาตรที่ต่างกันก็ทำให้เกิด Topological defects ที่ต่างชนิดกันออกไป ในหัวข้อนี้เราจะพูดถึงเพียงคอสมิกสตริงที่มีกระบวนการการผลิตคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังที่เรียบง่ายที่สุด ผู้อ่านสามารถอ่านสรุปเกี่ยวกับคอสมิกสตริงและ Topological defects แบบอื่นได้จาก [34,35]

แม้ว่าทฤษฎีที่มีคอสมิกสตริงอยู่อาจจะฟังดูแปลกประหลาด แต่ความจริงแล้ว Topological defects ประเภทนี้สามารถเกิดขึ้นได้ในการทดลองฟิสิกส์สสารควบแน่น (Condense matter physics) เช่น Vortex ในระบบ Superfluid helium [36] ดังนั้นเอกภพยุคเริ่มแรกที่มีพลังงานและความหนาแน่นสูงก็อาจจะผลิตคอสมิกสตริงได้เช่นกัน การทำลายสมมาตรตามแบบจำลองมาตรฐานไม่สามารถทำให้เกิด Topological defects ได้ แต่อย่างไรก็ตามทฤษฎีนอกแบบจำลองมาตรฐานมากมายสามารถมีคอสมิกสตริงอยู่ เช่น ทฤษฎี Grand Unified [37] ที่การเปลี่ยนเฟสเกิดขึ้นได้หลายครั้งและมีรูปแบบได้หลากหลาย ทฤษฎีโฟตอนมืด (Dark photon) [38] ที่อาจใช้อธิบายสสารมืดและปัญหาอื่น ๆ ได้ และทฤษฎีแอกซิออน (Axion) [39] ที่ใช้แก้ปัญหา Charge-parity ของอันตรกิริยานิวเคลียร์อย่างเข้มและอธิบายสสารมืดได้อีกด้วย **หากเราตรวจวัดสัญญาณคลื่นความโน้มถ่วง**

⁴นอกจากนี้พวกมันอาจมีอยู่ในทฤษฎีสตริงที่มีสตริงมูลฐาน (Fundamental strings) [112]

จากคอสมิกสตริงได้ มันจะเป็นหลักฐานชิ้นสำคัญของการมีอยู่ของฟิสิกส์นอกแบบจำลองมาตรฐานอีกด้วย สำหรับรายละเอียดเกี่ยวกับลักษณะสัญญาณคลื่นความโน้มถ่วงจากคอสมิกสตริง อ่านต่อหัวข้อที่ 4.2.3

คลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังจากต้นกำเนิดข้างต้นทั้งหมดนี้ถูกสร้างขึ้นในเอกภพยุคเริ่มแรก โดยที่ลักษณะของสัญญาณเหล่านี้จะมีเอกลักษณ์และเกี่ยวข้องโดยตรงกับคุณสมบัติของระบบฟิสิกส์ที่ให้กำเนิดพวกมัน (เช่น สเกลพลังงาน ระยะเวลา เป็นต้น) การตรวจวัดสัญญาณเหล่านี้จะทำให้เราทราบถึงปรากฏการณ์ที่น่าสนใจต่าง ๆ ในช่วงแรกของประวัติศาสตร์ของเอกภพของเรา ก่อนที่เราจะกล่าวถึงสัญญาณคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังจากต้นกำเนิดแต่ละชนิดโดยละเอียดในหัวข้อที่ 4 เราจะขอพูดถึงวิธีการที่ใช้อธิบายคลื่นความโน้มถ่วงในจักรวาลวิทยาในหัวข้อถัดไป

3. คลื่นความโน้มถ่วงในจักรวาลวิทยา (Cosmological gravitational waves)

ในหัวข้อนี้เราจะกล่าวถึงแบบจำลองมาตรฐานของจักรวาลวิทยาและสมการพื้นฐานที่ใช้อธิบายสัญญาณคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังแบบคร่าว ๆ สำหรับผู้อ่านที่มีเวลาไม่มากหรือไม่คุ้นเคยกับทฤษฎีสัมพัทธภาพทั่วไปสามารถอ่านหัวข้อนี้แบบคร่าว ๆ ได้ (เราสรุปใจความสำคัญในข้อความที่เป็นตัวหนา)

3.1 แบบจำลองมาตรฐานของจักรวาลวิทยา

เอกภพของเราขยายตัวออกไปเรื่อย ๆ ซึ่งหากดูในภาพรวมมันจะมีความ Homogeneous และ Isotropic⁵ [8] และสามารถอธิบายได้ด้วย Friedmann–Lemaître–Robertson–Walker metric ของแมนิโฟลด์ของกาลอวกาศ (Spacetime manifold) [40–43]:

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t)dx^i dx_i \quad (2)$$

โดย $a(t)$ คือ *Scale factor* ที่อธิบายว่าเอกภพขยายตัวมากแค่ไหน, $t, \vec{x} = \{x_i\}, i \in \{1,2,3\}$ คือพิกัดในปริภูมิกาลอวกาศ (1+3) มิติ ซึ่ง $\vec{x}$ คือพิกัด Comoving⁶ (หรือ Comoving coordinates) โดยเราสมมติให้ความโค้งของเอกภพ (Curvature) มีค่าน้อยมาก ๆ (ซึ่งมีหลักฐานจากการสังเกตการณ์ทางจักรวาลวิทยา) การวิวัฒนาการของกาลอวกาศอธิบายได้ด้วยสมการของไอน์สไตน์ [44] $G_{\mu\nu} = 8\pi GT_{\mu\nu} - \Lambda g_{\mu\nu}$ โดยด้านซ้ายของสมการอธิบายความโค้งของกาลอวกาศที่เกิดจากพลังงานที่มีอยู่ในกาลอวกาศนั้น ๆ ที่อธิบายโดยด้านขวาของสมการ หากเราใช้สมการของไอน์สไตน์กับเอกภพที่ Homogeneous และ Isotropic ในสมการที่ (2) และสมมติให้องค์ประกอบของเอกภพในภาพรวมเป็นของไหลที่มีความหนาแน่นของพลังงาน ρ (พลังงานต่อปริมาตร) เราจะได้สมการของฟรีดมันน์⁷ (Friedmann equations) [40] ที่อธิบายอัตราการขยายตัวของเอกภพ (หรือการเปลี่ยนแปลงของ Scale factor กับเวลา)

$$H^2 = \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{\sum_i \rho_i}{3M_{\text{Pl}}^2} = \frac{1}{3M_{\text{Pl}}^2}(\rho_r + \rho_m + \rho_\Lambda) \quad (3)$$

โดยที่ $H \equiv \dot{a}/a$ คือ ตัวแปรฮับเบิล (Hubble parameter) และ $(\dot{\cdot}) = d(\cdot)/dt$ นอกจากนี้เอกภพนั้นอาจมีได้หลายองค์ประกอบ ρ_i โดยที่ i แสดงประเภทของความหนาแน่นพลังงานแต่ละชนิด ซึ่งในแบบจำลองมาตรฐานของจักรวาลวิทยาหรือโมเดล Λ -Cold-Dark-Matter (Λ CDM) เอกภพประกอบไปด้วย:

⁵Homogeneous คือการที่ทุกที่ในเอกภพมีลักษณะเหมือนกัน และ Isotropic คือการที่ทุกทิศทางในเอกภพเหมือนกัน

⁶พิกัด Comoving คือพิกัดที่มีการขยายตัวไปพร้อมกับกาแล็กซีของเอกภพ ซึ่งพิกัดนี้อาจเปรียบได้กับพิกัดที่อยู่บนลูกโป่งที่ขยายตัวออก หากเราเป็นผู้สังเกตการณ์บนผิวลูกโป่งเราจะพบว่าทุกจุดบนผิวลูกโป่งมีระยะทางสัมพัทธ์คงที่ แต่ผู้สังเกตการณ์ภายนอกจะพบว่าระยะทางระหว่างจุดแต่ละจุดบนพื้นผิวนั้นเพิ่มขึ้นเมื่อเวลาผ่านไป

⁷สมการฟรีดมันน์ Friedmann equations ยังมีอีกหนึ่งสมการที่พูดถึงความเร่งของการขยายตัว d^2a/dt^2

(ก) Radiation (ρ_r) หรือ การแผ่รังสี เช่น อนุภาคที่เคลื่อนที่ด้วยความเร็วสูง เช่น โฟตอน นิวตริโน และกลุ่มก๊าซร้อน ๆ ของอนุภาคในเอกภพยุคเริ่มแรก ความหนาแน่นพลังงานขององค์ประกอบประเภท Radiation ลดลงแบบ $\rho_r \propto a^{-4}$ เนื่องจากเอกภพของเราขยายตัวออกหรือ $a(t)$ เพิ่มขึ้น ปริมาตรเพิ่มขึ้นกับ a^3 และพลังงาน/โมเมนตัมลดลงกับ a^{-1} นอกจากนี้อนุภาคร้อนเหล่านี้ยังเกิดอันตรกิริยาอย่างรุนแรงต่อกันจนอยู่ในสมดุลความร้อนที่อุณหภูมิ T ความหนาแน่นพลังงานของพวกมันยังสามารถเขียนได้จากเทอร์โมไดนามิกส์ว่า $\rho_r \propto T^4$ และกฎการอนุรักษ์เอนโทรปีของสมดุลความร้อนนี้จะให้ความสัมพันธ์ $a \propto T^{-1}$

(ข) Matter (ρ_m) หรือ มวลสาร เช่น กลุ่มอนุภาคที่มีมวลมากที่อยู่นิ่งและสสารมืด ความหนาแน่นพลังงานประเภท Matter จะลดลงแบบ $\rho_m \propto a^{-3}$ เพราะปริมาตรเพิ่มขึ้นกับ a^3 แต่พลังงานคงที่

(ค) Dark energy (ρ_Λ) หรือ พลังงานมืด โดยในแบบจำลองมาตรฐานของจักรวาลวิทยาและในบทความนี้เราจะสมมติให้พลังงานมืดเป็น Cosmological constant ที่ความหนาแน่นพลังงานคงที่ อย่างไรก็ตามผลการสังเกตการณ์จาก DESI พบว่าพลังงานมืดมีความหนาแน่นพลังงานที่เปลี่ยนแปลงไปกับเวลา [45]

ในปัจจุบันข้อมูล CMB จากดาวเทียม Planck [9] พบว่า *สัดส่วนความหนาแน่นพลังงานในปัจจุบัน* $\Omega_i = \rho_{i,0}/\rho_{\text{tot},0} \simeq \rho_{i,0}/(3M_{\text{pl}}^2 H_0^2)$ (ซึ่งเป็นปริมาณไม่มีหน่วย โดยที่ “0” บ่งบอกถึงเวลาปัจจุบัน และ ρ_{tot} คือ Critical energy density ซึ่งในกรณีของเอกภพที่ Flat ตามข้อมูล CMB สิ่งนี้คือความหนาแน่นพลังงานทั้งหมดของเอกภพ) มีค่าอยู่ที่ $\Omega_{r,0} \simeq 9 \cdot 10^{-5}$, $\Omega_\Lambda \simeq 0.685$, และ $\Omega_{m,0} = \Omega_{B,0} + \Omega_{\text{CDM},0} \simeq 0.05 + 0.265 = 0.315$ โดยที่ $\Omega_{B,0}$ คือองค์ประกอบในรูปแบรีออน เช่น ฝุ่นในอวกาศต่าง ๆ และ $\Omega_{\text{CDM},0}$ คือสสารมืดหรือ Cold dark matter ค่าเหล่านี้คือสัดส่วนที่เราัมักพบเห็นในบทเรียนที่ว่า ในปัจจุบันวัตถุที่มองเห็นได้มีอยู่ 5% สสารมืด 26% พลังงานมืด 69% และสัดส่วนของการแผ่รังสีมีอยู่น้อยกว่า 0.01% อย่างไรก็ตามเมื่อเอกภพมีอายุน้อยและพลังงานสูง พลังงานในการแผ่รังสีจะเป็นพลังงานส่วนใหญ่ของเอกภพยุคเริ่มแรกซึ่งก็คือพลังงานของกลุ่มก๊าซร้อนของอนุภาคต่าง ๆ ที่เคลื่อนที่อย่างรวดเร็ว ด้วยเหตุผลนี้ทำให้เอกภพยุคเริ่มแรกเป็นระบบฟิสิกส์ที่ดีในการศึกษาฟิสิกส์อนุภาคที่พลังงานสูง

3.2 คลื่นความโน้มถ่วง (โดยสังเขป)

คลื่นความโน้มถ่วง คือ การรบกวนเล็ก ๆ ทางเรขาคณิตของกาลอวกาศ ในทางเทคนิคเรานิยามมันด้วย $h_{ij}(x, t)$ หรือ การรบกวนเมตริกเทนเซอร์³ (Metric tensor perturbation) ของกาลอวกาศในสมการที่ (2)

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t)[\delta_{ij} + h_{ij}(\vec{x}, t)]dx^i dx^j \quad (4)$$

โดยการรบกวนนี้มีค่าเล็ก ๆ เท่านั้น $|h_{ij}| \ll 1$ เพื่อให้เอกภพในภาพรวมยังมีความ Homogeneous และ Isotropic อยู่ นอกจากนี้เรายังสามารถเรียก $h_{ij}(\vec{x}, t)$ ได้ว่า *Strain ของคลื่นความโน้มถ่วง* เนื่องจากเมื่อคลื่นนี้ผ่านเข้ามายังบริเวณใด ๆ มันจะทำให้สเกลความยาว L ถูกยืดออกหรือหดเข้าด้วยความยาว $\Delta L(t) \sim |h(t)|L$ (เราแสดงความสัมพันธ์อย่างง่ายเท่านั้น)

เราเรียก $h_{ij}(\vec{x}, t)$ ว่าคลื่นเพราะมันมีสมการสนาม (จากสมการของไอน์สไตน์) เป็นไปตามสมการคลื่น

$$\ddot{h}_{ij}(\vec{x}, t) + 3H\dot{h}_{ij}(\vec{x}, t) - \frac{\nabla^2}{a^2}h_{ij}(\vec{x}, t) = 16\pi G\Pi_{ij}^{TT}(\vec{x}, t) \quad (5)$$

เราเขียนสมการนี้โดยใช้เงื่อนไข Transverse-traceless (TT) gauge: $h_i^i = \partial^i h_{ij} = 0$ (คล้ายกับสมการคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าในรูปสนามศักย์ที่มีความไม่เจาะจง จึงมีการกำหนดเงื่อนไขเกจเพิ่มเติมเพื่อให้ได้ผลเฉลยที่เจาะจง แต่ผลทางฟิสิกส์ไม่เปลี่ยน) และ $\nabla^2 \equiv \partial_i \partial^i$ และ $\Pi_{ij}^{TT}(\vec{x}, t)$ คือ Anisotropic stress tensor ใน TT gauge ที่

³ในกรณีของ (1+2) มิติอาจเปรียบได้กับการสั่นไหวของผืนผ้าของแมนิโฟลด์กาลอวกาศ

อธิบายต้นกำเนิดของคลื่นความโน้มถ่วงเช่นเดียวกับสมการคลื่นอื่น ๆ สมการการเคลื่อนที่ของ h_{ij} สามารถแก้ได้ใน Comoving⁹ momentum space (k) โดยใช้การแปลงฟูเรียร์

$$h_{ij}(\vec{x}, t) = \sum_{\lambda=+, \times} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} e^{i\vec{k} \cdot \vec{x}} h_{\lambda}(\vec{k}, t) \epsilon_{ij}^{\lambda}(\vec{k}) \quad (6)$$

โดยที่ $\epsilon_{ij}^{\lambda}(\vec{k})$ คือ Symmetric polarization tensor ใน TT gauge $\epsilon_{ij}^{\lambda} = \epsilon_{ji}^{\lambda}$ และ $k_i \epsilon_{ij}^{\lambda} = 0 = \epsilon_{ii}^{\lambda}$, λ บ่งบอกถึงโพลาไรเซชันที่เป็นทั้ง 2 แบบ¹⁰ ของคลื่นความโน้มถ่วงใน TT gauge ที่อธิบายการยืดหดของอวกาศในทิศทางที่ตั้งฉากกับทิศทางการเคลื่อนที่ของมัน โดยการยืดหดมีด้วยกัน 2 ลักษณะคือ $\{+, \times\}$ ซึ่งการเคลื่อนที่ของคลื่น Transverse ที่มี Propagating modes ทั้งสองนี้บ่งบอกว่าคลื่นความโน้มถ่วงเคลื่อนที่ด้วยความเร็วแสงอีกด้วย (อ่านต่อได้ที่ [14])

เราได้สมการเคลื่อนที่ของ Fourier mode $h_{\lambda}(\vec{k}, t)$ ในสูญญากาศ ($\Pi_{ij} = 0$) จากสมการที่ (5) และ (6) ว่า

$$\ddot{h}_{\lambda}(\vec{k}, t) + 3H\dot{h}_{\lambda}(\vec{k}, t) + \frac{k^2}{a^2} h_{\lambda}(\vec{k}, t) = 0 \quad (7)$$

สมการนี้อยู่ในรูปแบบเดียวกับ Damped harmonic oscillator ($\ddot{x} + c\dot{x} + \omega^2 x = 0$) โดยที่เทอมกลางอธิบายการลดทอนแอมพลิจูดของคลื่น $h_{\lambda}(\vec{k}, t)$ จากการขยายตัวของเอกภพ (หรือ Hubble friction) นอกจากนั้นคำตอบของสมการที่ (7) สามารถหาได้ใน 2 ลิ้มิตที่ขึ้นอยู่กับอัตราการขยายตัวของเอกภพและโมเมนตัมของคลื่นความโน้มถ่วง: 1) สำหรับ $k \gg aH$ (หรือที่เรียกว่า Sub-horizon limit) $h_{\lambda}(\vec{k}, t)$ มีการสั่นกับเวลา $h_{\lambda}(\vec{k}, \tau) = a^{-1}[A_{\lambda}(\vec{k})e^{ik\tau} + B_{\lambda}(\vec{k})e^{-ik\tau}]$ โดยที่ $d\tau = dt/a$ และ 2) สำหรับ $k \ll aH$ (หรือที่เราเรียกว่า Super-horizon limit) $h_{\lambda}(\vec{k}, t)$ มีค่าคงที่

3.3 สัญญาณคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลัง

ขนาดของเอกภพที่สังเกตการณ์ได้ที่เวลาใด ๆ ถูกนิยามได้โดย H^{-1} และจะมีเพียงปริมาตร $\sim H^{-3}$ ภายในเอกภพที่เวลานั้นที่สามารถส่งผลถึงกันได้ภายใต้ **หลักความสัมพันธ์ระหว่างเหตุกับผล หรือ Causality** ซึ่งหมายความว่าระบบทางฟิสิกส์ใด ๆ ที่กำเนิดคลื่นความโน้มถ่วง จะเกิดขึ้นได้ต้องมีสเกลความยาวที่น้อยกว่า H^{-1} หากเราให้ต้นกำเนิดใดๆ ของคลื่นความโน้มถ่วงขณะที่เอกภพมีอุณหภูมิ T มีสเกลความยาว $\lambda_{\text{src}} \leq H^{-1}(T)$ ขนาดของต้นกำเนิดนี้จะขยายตัวไปพร้อมกับเอกภพจนมีขนาดในปัจจุบัน $\lambda_{\text{src},0} = \lambda_{\text{src}}[a_0/a(T)]$ ดังนั้นสัญญาณคลื่นความโน้มถ่วงจากเอกภพยุคเริ่มแรกที่มีอุณหภูมิ T จะมีขนาดความยาวคลื่นที่เล็กมากเทียบกับขนาดของเอกภพในปัจจุบัน H_0^{-1}

$$\frac{\lambda_{\text{src},0}}{H_0^{-1}} \leq \frac{H^{-1}(T)}{H_0^{-1}} \left[\frac{a_0}{a(T)} \right] \simeq \Omega_{r,0}^{-1/2} \left[\frac{T_0}{T} \right] \simeq 2 \cdot 10^{-13} \left[\frac{10^2 \text{ GeV}}{T} \right] \quad (8)$$

โดย $a \sim T^{-1}$ มาจากการอนุรักษ์เอนโทรปี (Entropy conservation) ของพลังงานประเภทที่มีการแผ่รังสี (Radiation), $H(T) \simeq \Omega_{r,0}^{1/2} H_0 [a_0/a(T)]^2$ คือ ฮับเบิลพารามิเตอร์ในยุคการแผ่รังสี และ $T_0 \simeq 10^{-13} \text{ GeV}$

⁹Comoving momentum คือ โมเมนตัมที่วัดในกรอบ Comoving frame ที่ขยายตัวไปด้วย Scale factor $a(t)$

¹⁰ซึ่งอาจเปรียบเทียบกับโพลาไรเซชันของคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าที่มีความซับซ้อนน้อยกว่าเนื่องจากสนามแม่เหล็กไฟฟ้าเป็นปริมาณเวกเตอร์ ในขณะที่สนามเมทริกเทนเซอร์ h_{ij} เป็นปริมาณเทนเซอร์

สัญญาณคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังจากเอกภพยุคเริ่มแรกที่เราจะตรวจวัดได้ในปัจจุบัน คือ การรวมกันของสัญญาณจากต้นกำเนิดที่มีขนาดเล็กมากมายและได้แผ่ไปทั่วเอกภพในเวลาปัจจุบัน โดยที่จำนวนของสัญญาณทั้งหมดโดยประมาณคือ $(H_0^{-1}/\lambda_{\text{src},0})^3$ (มาจาก ปริมาตรของเอกภพที่สังเกตการณ์ได้ขณะปัจจุบัน ต่อปริมาตรของแหล่งกำเนิดของคลื่นความโน้มถ่วงที่ขยายตัวจนถึงปัจจุบัน) นอกจากนี้ขณะที่สัญญาณเหล่านี้ถูกสร้างขึ้น พวกมันไม่สามารถติดต่อสื่อสารถึงกันได้ ภายใต้หลักการ Causality $\lambda_{\text{src},0} \leq H_0$ ซึ่งนั่นทำให้เงื่อนไขเริ่มต้นและแอมพลิจูดของพวกมันไม่เหมือนกัน สัญญาณคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังจึงมีลักษณะสุ่มหรือ Stochastic signal (ดังรูปที่ 1(a)) อย่างไรก็ตามแม้ว่าสัญญาณนี้จะมีคุณสมบัติสุ่ม พวกมันยังคงมีเอกลักษณ์เนื่องจากพวกมันกำเนิดมาจากเอกภพที่เวลาและสเกลพลังงานเดียวกัน

เราสามารถอธิบายสัญญาณคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังโดยใช้ Two-point correlation function ในเชิงฟิสิกส์สถิติที่นิยามโดยค่าเฉลี่ย¹¹ของแอมพลิจูดของสัญญาณนี้

$$\langle h_\lambda(\vec{k}, t) h_{\lambda'}(\vec{k}', t') \rangle = \frac{8\pi^5}{k^3} h_c^2(k, t) \delta^{(3)}(\vec{k} - \vec{k}') \delta(t - t') \delta_{\lambda\lambda'}$$

และ

$$\langle h_{ij}(\vec{x}, t) h_{ij}(\vec{x}, t) \rangle = 2 \int d(\log k) h_c^2(k, t) \quad (9)$$

โดย $k = |\vec{k}|$ และเราเรียก $h_c(k, t)$ ว่า Characteristic strain ของคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลัง ในสมการที่ (8) นี้เราได้สมมติให้คลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังมีคุณสมบัติทั่วไปสอดคล้องกับคลื่นความโน้มถ่วงจากเอกภพยุคเริ่มแรก ซึ่งบ่งบอกโดย Dirac delta function และ Kronecker delta [46] ต่อไปนี้: 1) $\delta^{(3)}(\vec{k} - \vec{k}')$ คือคลื่นความโน้มถ่วงมีความ Isotropic, 2) $\delta(t - t')$ คือสัญญาณมีความ Stationary, 3) $\delta_{\lambda\lambda'}$ คือสัญญาณโพลาไรเซชันรวมเป็นศูนย์ นอกจากนี้หากเราสามารถใชสมการที่ (9) ในการอธิบายคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังได้ แสดงว่าคลื่นความโน้มถ่วงมีความ Gaussian ด้วย ในบางระบบฟิสิกส์นั้นคลื่นความโน้มถ่วงมีคุณสมบัติที่ต่างออกไปได้ซึ่งทำให้เราต้องเขียนสมการที่ (9) ใหม่ [47]

ในเชิงจักรวาลวิทยา คลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังยังถูกอธิบายด้วยความหนาแน่นของพลังงาน เช่นเดียวกับองค์ประกอบอื่น ๆ ของเอกภพ¹² $\rho_{\text{GW}} = \langle \dot{h}_{ij}(\vec{x}, t) \dot{h}_{ij}(\vec{x}, t) \rangle / (32\pi G)$ สำหรับคลื่นความโน้มถ่วงในเอกภพที่สังเกตการณ์ได้ (Sub-horizon limit) เราจะได้ว่า

$$\rho_{\text{GW}}(t) = \int d(\log k) \frac{d\rho_{\text{GW}}}{d \log k} = \int d(\log k) \frac{k^2 h_c^2(k, t)}{16\pi G a^2(t)} \quad (10)$$

จากคำตอบของสมการคลื่นความโน้มถ่วงใน Sub-horizon limit (ดูคำอธิบายด้านล่างของสมการที่ (7)) จะได้ว่า $h_c \propto a^{-1}$ ซึ่งสมการที่ (10) แสดงให้เห็นว่า $\rho_{\text{GW}} \propto a^{-4}$ เหมือนกับอนุภาคที่เคลื่อนที่ด้วยความเร็วสูง (Relativistic) อื่น ๆ ซึ่งเป็นพลังงานประเภทแผ่รังสี (Radiation) และสอดคล้องกับผลที่เราได้ก่อนหน้านี้ว่าคลื่นความโน้มถ่วงเคลื่อนที่ด้วยความเร็วแสง

¹¹ค่าเฉลี่ย $\langle \dots \rangle$ ในเชิงฟิสิกส์สถิติคือการหาค่าเฉลี่ยของ Ensembles แต่เนื่องจากเรามีเอกภพที่สังเกตการณ์ได้เพียงแค่หนึ่งเอกภพเท่านั้น (หรือ 1 Ensemble) เราจึงหาค่าเฉลี่ยของสัญญาณจากการสังเกตการณ์จากหลากหลายที่แทนโดยใช้ Ergodic theorem [14] เราไม่สามารถศึกษาคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังได้จาก $\langle h_{ij}(\vec{x}, t) \rangle$ เนื่องจากมันมีค่าเป็น 0

¹²ความหนาแน่นพลังงาน คือ องค์ประกอบที่ 00 ของ Energy-momentum tensor

สุดท้ายนี้เรานิยาม *สเปกตรัมของคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลัง* (Spectrum of gravitational-wave background) เป็นสัดส่วนความหนาแน่นพลังงานของคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังในปัจจุบันที่ขึ้นกับ *ความถี่ของสัญญาณในปัจจุบัน*¹³ $f_{\text{GW}} = k/(2\pi a_0)$ โดย

$$\Omega_{\text{GW},0}(f_{\text{GW}}) = \frac{1}{\rho_{\text{tot},0}} \frac{d\rho_{\text{GW},0}}{d \log f_{\text{GW}}} = \frac{1}{\rho_{\text{tot},0}} \frac{k^2 h_c^2(f_{\text{GW}})}{16\pi G a_0^2} = \frac{\rho_{\text{GW}}^{\text{prod}}(f_{\text{GW}})}{\rho_{\text{tot},0}} \left[\frac{a_{\text{prod}}(f_{\text{GW}})}{a_0} \right]^4 \quad (11)$$

ซึ่ง $\rho_{\text{tot},0} = 3M_{\text{Pl}}^2 H_0^2$, $h_c(f_{\text{GW}}) = h_c(2\pi a_0 f_{\text{GW}}, t_0)$ และขั้นสุดท้ายถูกเขียนให้อยู่ในรูปของ ความหนาแน่นพลังงานของคลื่นความโน้มถ่วงขณะที่ถูกผลิตขึ้นมา $\rho_{\text{GW}}^{\text{prod}}(f_{\text{GW}}) = d\rho_{\text{GW}}(t_{\text{prod}})/d \log f_{\text{GW}}$ ที่เวลา t_{prod} และมีความถี่ f_{GW} นอกจากนี้บ่อยครั้งเราจะใช้ตัวแปร $\Omega_{\text{GW}} h^2$ โดยที่ $h = 0.67$ และ $H_0 \simeq h \times 2 \cdot 10^{-42} \text{ GeV}$ เพื่อให้ $\Omega_{\text{GW}} h^2$ ไม่ขึ้นอยู่กับความไม่แน่นอนในการวัด H_0 หรือ Hubble tension

4. ภูมิทัศน์ของคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังจากเอกภพยุคเริ่มแรก (Landscape of primordial gravitational waves)

ระบบทางฟิสิกส์มากมายในเอกภพยุคเริ่มแรกเป็นต้นกำเนิดของคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลัง ซึ่งสเปกตรัมของพวกมันมีรูปแบบที่มีเอกลักษณ์และอยู่ในย่านความถี่ที่หลากหลาย หากเราสามารถตรวจวัดสัญญาณเหล่านี้ได้ ขนาดของสเปกตรัมและความถี่ของพวกมันจะช่วยให้เราทราบถึงธรรมชาติของระบบฟิสิกส์เหล่านี้และอนุภูมิของเอกภพช่วงที่พวกมันเกิดขึ้น ในหัวข้อนี้เราจะกล่าวถึงข้อจำกัดและความเป็นไปได้ของคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังจากเอกภพยุคเริ่มแรกโดยเน้นไปที่ภูมิทัศน์ (Landscape) ของสัญญาณที่อยู่บนแกนขนาดของสเปกตรัมของคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลัง $\Omega_{\text{GW}} h^2$ (ในรูปของสัดส่วนความหนาแน่นพลังงาน) และแกนความถี่ f_{GW} [Hz] จากรูปที่ 3 และเราจะเล่าถึงสัญญาณคลื่นความโน้มถ่วงจากฟิสิกส์ตามแบบจำลองมาตรฐานของจักรวาลวิทยาและฟิสิกส์อนุภาค (Standard models) รวมถึงระบบฟิสิกส์นอกแบบจำลองมาตรฐาน (BSM physics) อีกด้วย ส่วนในหัวข้อที่ 4 เราจะกล่าวถึงการทดลองที่สามารถตรวจหาคลื่นความโน้มถ่วงได้เกือบครึ่งของขอบเขตนี้

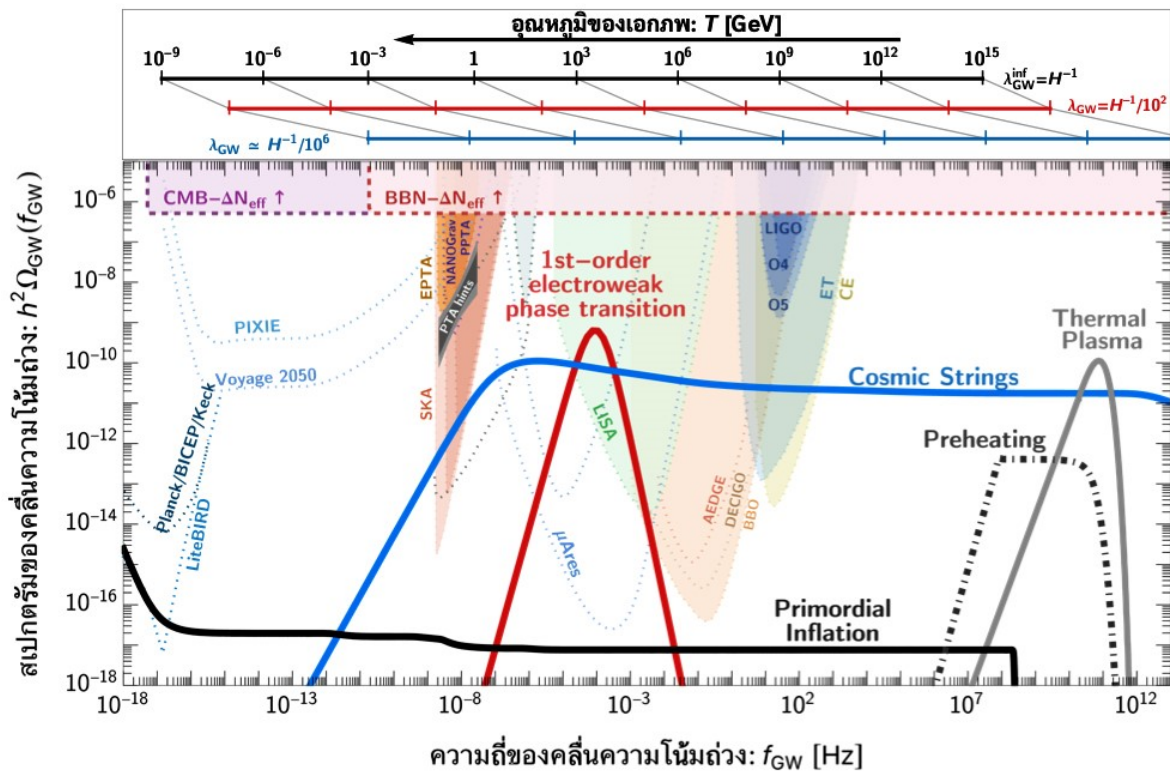
เรารู้อะไรหากเราตรวจวัดคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังได้? หากคลื่นความโน้มถ่วงถูกผลิตขึ้นในยุคแผ่รังสีของเอกภพยุคเริ่มแรกซึ่งมีความหนาแน่นพลังงานแรกผลิตขึ้น (prod) เป็น $\rho_{\text{tot}}^{\text{prod}} \simeq \rho_{\text{tot},0} \Omega_{r,0} (a_0/a_{\text{prod}})^4$ เราสามารถเขียนขนาดของสเปกตรัมในสมการ (11) ได้ว่า

$$\Omega_{\text{GW},0}(f_{\text{GW}}) = \frac{\rho_{\text{GW}}^{\text{prod}}}{\rho_{\text{tot},0}} \left(\frac{a_{\text{prod}}}{a_0} \right)^4 \simeq \Omega_{r,0} \left(\frac{\rho_{\text{GW}}^{\text{prod}}}{\rho_{\text{tot}}^{\text{prod}}} \right) \sim \Omega_{r,0} \left(\frac{\rho_{\text{source}}^{\text{prod}}}{\rho_{\text{tot}}^{\text{prod}}} \right) \quad (12)$$

โดย $\rho_{\text{source}}^{\text{prod}}$ คือ ความหนาแน่นพลังงานของต้นกำเนิดที่ผลิตคลื่นความโน้มถ่วง ซึ่งวงเล็บสุดท้ายนี้ชี้ให้เห็นว่า **ระบบฟิสิกส์ที่มีสัดส่วนพลังงานที่มากต่อพลังงานทั้งหมดของเอกภพจะผลิตคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังที่มีขนาดของสเปกตรัมแรงตามไปด้วย**

อย่างไรก็ตามเนื่องจาก $\rho_{\text{source}}^{\text{prod}} < \rho_{\text{tot}}^{\text{prod}}$ ขนาดของสเปกตรัมของคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังไม่สามารถมีค่าสูงไปกว่า $\Omega_{\text{GW},0}(f_{\text{GW}}) \lesssim \Omega_{r,0} \sim \mathcal{O}(10^{-5})$ นอกจากนี้ความยาวคลื่นของคลื่นความโน้มถ่วงจะขึ้นอยู่กับขนาดของระบบฟิสิกส์ที่เป็นต้นกำเนิดของมัน ซึ่งจากหลัก Causality เราจะได้ว่าคลื่นความโน้มถ่วงจากเอกภพที่มีอนุภูมิ T_{prod} จะมีความยาวคลื่น $\lambda_{\text{GW}}^{\text{prod}} \sim \lambda_{\text{source}}^{\text{prod}} \lesssim H^{-1}(T_{\text{prod}})$ และความถี่ในปัจจุบันคือ (ใช้ $T \sim a^{-1}$)

¹³หากเขียนให้อยู่ในรูปของ Physical momentum $p = k/a_0$ จะพบว่าได้ความสัมพันธ์ของคลื่นโดยทั่วไป $f_{\text{GW}} = \omega/(2\pi)$ เมื่อ $c p = \omega$ และ $c = 1$ สำหรับคลื่นที่เคลื่อนด้วยความเร็วแสง



รูปที่ 3 ตัวอย่างคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังจากเอกภพยุคเริ่มแรก¹⁴ สัญญาณตามแบบจำลองมาตรฐานของจักรวาลวิทยาและฟิสิกส์อนุภาคมาจากการพองตัวเริ่มแรก (Primordial inflation) และพลาสมาของอนุภาค (Thermal plasma) สัญญาณนอกแบบจำลองมาตรฐานมาจากคอสมิกสตริง (Cosmic strings) การเปลี่ยนเฟสของเอกภพ (Phase transition) และการสังเคราะห์อนุภาคในช่วงของ Reheating ความสามารถในการตรวจจับสัญญาณคลื่นความโน้มถ่วงด้วยเทคนิคต่าง ๆ แสดงด้วยเส้นประ เช่น รั้งสีไมโครเวฟพื้นหลัง ($10^{-18} \text{ Hz} \lesssim f_{\text{GW}} \lesssim 10^{-9} \text{ Hz}$) การสังเกตการณ์พัลซาร์ ($10^{-9} \text{ Hz} \lesssim f_{\text{GW}} \lesssim 10^{-7} \text{ Hz}$) การทดลองการแทรกสอดของเลเซอร์และอะตอมในอวกาศ ($10^{-5} \text{ Hz} \lesssim f_{\text{GW}} \lesssim 10 \text{ Hz}$) และการแทรกสอดของเลเซอร์บนพื้นผิวโลก ($1 \text{ Hz} \lesssim f_{\text{GW}} \lesssim 10^4 \text{ Hz}$) แถบสีเทา PTA Hints คือสัญญาณที่คาดว่าจะเป็คลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังที่ตรวจวัดได้จากการสังเกตการณ์พัลซาร์ (อ่านเพิ่มเติมเกี่ยวกับการทดลองต่าง ๆ ในหัวข้อที่ 5) แถบสีแดงและม่วงแสดงขนาดของสเปกตรัมของสัญญาณที่ไม่สามารถเป็นไปได้จาก ΔN_{eff} ที่มากเกินไป (ดูสมการที่ (17)) แถบด้านบนแสดงอุณหภูมิของเอกภพที่แปรผันกับความถี่ของสัญญาณคลื่นความโน้มถ่วงที่จะตรวจจับได้ โดยแต่ละแถบขึ้นกับความยาวคลื่นของคลื่นความโน้มถ่วง ณ ตอนที่มันถูกผลิตขึ้นมา (ดูสมการที่ (13)) แถบสีดำ แดง และน้ำเงินใช้ได้กับสัญญาณจาก Primordial inflation, Phase transition และ Cosmic strings ที่แสดงด้านล่าง ส่วนสัญญาณจาก Thermal plasma ไม่สามารถใช้แถบอุณหภูมิของเอกภพเหล่านี้ได้เนื่องจากสัญญาณที่มาจากเอกภพที่อุณหภูมิต่างกันจะให้ความถี่ที่วัดได้ในปัจจุบันมีค่าเดียวกัน อ่านหัวข้อถัดไปสำหรับคำอธิบายเกี่ยวกับรูปร่างของสัญญาณต่าง ๆ (รูปนี้ปรับปรุงจาก [13] ผู้อ่านที่สนใจในรายละเอียดเพิ่มเติมสามารถอ่านเอกสารอ้างอิงนี้)

¹⁴สำหรับการพองตัวเริ่มแรก Primordial inflation: $E_{\text{inf}} = 8.7 \times 10^{15} \text{ GeV}$ (จากข้อจำกัดสูงสุดที่เป็นไปได้จาก BICEP/Keck) และ Scale-invariant primordial tensor power spectrum ตามโมเดลของ Slow-roll inflation สำหรับ Primordial inflation อาจมี E_{inf} น้อยกว่านี้ได้ โดยขนาดของสัญญาณก็จะมีค่าลดลงไปด้วยโดย $\Omega_{\text{GW}} \propto E_{\text{inf}}^4$ สำหรับพลาสมา Thermal plasma: $T_{\text{reh}} \approx 3.5 \times 10^{15} \text{ GeV}$ และทั้งหมดมาจากอนุภาคตาม Standard model สำหรับการสังเคราะห์อนุภาคของเอกภพ Preheating: $T_{\text{reh}} \approx 3.5 \times 10^{15} \text{ GeV}$, $g = 10^{-2}$ โดยสมมติให้ Inflaton สลายตัวให้อนุภาคชนิด Bosons โดยรูปร่างของสเปกตรัมมาจากการคำนวณ Preheating บนระบบ Lattice, สำหรับการเปลี่ยนเฟสของเอกภพ Phase transition แบบ First-order: $T_* = 100 \text{ GeV}$, $\beta/H_* = 10$, $\alpha = 0.5$ โดยสัญญาณมาจาก Sound waves ระหว่างการเกิดการเปลี่ยนเฟส สำหรับคอสมิกสตริง Cosmic strings: $G\mu = 10^{-12}$ ซึ่งก็คือคอสมิกสตริงที่เกิดจากการเปลี่ยนเฟสของเอกภพที่สเกลพลังงาน $\eta = M_{\text{Pl}}\sqrt{8\pi G\mu} \approx 10^{13} \text{ GeV}$

$$f_{\text{GW}} = \lambda_{\text{GW}}^{-1} \left(\frac{a_{\text{prod}}}{a_0} \right) \simeq 10^{-6} \text{ Hz} \left(\frac{H_{\text{prod}}^{-1}}{\lambda_{\text{GW}}} \right) \left(\frac{T_{\text{prod}}}{10^2 \text{ GeV}} \right) \quad (13)$$

หรือหากเราเขียนอนุกรมให้อยู่ในรูปของอายุของเอกภพ $t \simeq \text{sec} \times (\text{MeV}/T)^2$ (จากสมการที่ (3)) เราจะได้ว่า

$$t_{\text{prod}} \simeq \text{sec} \left(\frac{H_{\text{prod}}^{-1}}{\lambda_{\text{GW}}^{\text{prod}}} \right)^2 \left(\frac{10^{-11} \text{ Hz}}{f_{\text{GW}}} \right)^2 \quad (14)$$

ดังนั้นสัญญาณคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังที่ตรวจวัดได้และมีความถี่ตามสมการที่ (13) จะมาจากต้นกำเนิดที่มีขนาด $\lambda_{\text{GW}}^{\text{prod}}/H^{-1}$ และเกิดขึ้นเมื่อเอกภพมีอุณหภูมิ T_{prod} หรืออายุ t_{prod} ยกตัวอย่างเช่น สำหรับต้นกำเนิดสัญญาณที่มี $\lambda_{\text{GW}}^{\text{prod}} \sim H^{-1}$ (ก) สัญญาณที่มีความถี่ $f_{\text{GW}} \gtrsim 10^{-11} \text{ Hz}$ จะถูกผลิตขึ้นเมื่อเอกภพมีอุณหภูมิ $T > \text{MeV}$ หรือเอกภพที่มีอายุ $t < 1$ วินาที หรือ (ข) สัญญาณคลื่นความโน้มถ่วงจากเอกภพที่มีสเกลพลังงานประมาณ $T \sim \text{TeV}$ หรือสเกลเดียวกับการทดลองเครื่องเร่งอนุภาค Large Hadron Collider ที่ CERN จะมีความถี่ประมาณ $10^{-6} - 10^{-5} \text{ Hz}$ ซึ่งน่าจะตรวจหาได้ด้วยการทดลองเช่น LISA (Light Interferometer Space Antenna) ในแถบด้านบนของรูปที่ 3 เราแสดงความสัมพันธ์ของอุณหภูมิของเอกภพกับความถี่ของคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังสำหรับต้นกำเนิดสัญญาณที่มี $\lambda_{\text{GW}}^{\text{prod}}/H^{-1}$ ขนาดต่าง ๆ

ประเภทของต้นกำเนิดสัญญาณ จากตัวอย่างคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังที่แสดงในรูปที่ 3 เราได้เห็นว่าสัญญาณจากการพองตัวเริ่มแรก Primordial inflation (เส้นสีดำ) และคอสมิกสตริง Cosmic strings (เส้นสีน้ำเงิน) มีสเปกตรัมที่กระจายออกไปในหลายย่านความถี่ เนื่องจากต้นกำเนิดเหล่านี้ผลิตคลื่นความโน้มถ่วงอย่างต่อเนื่อง (Long-lasting sources) ตลอดประวัติศาสตร์ของเอกภพ ผิดกับสัญญาณจากการเปลี่ยนเฟสของเอกภพ Phase transition (เส้นสีแดง) และการสังเคราะห์อนุภาคของเอกภพ Preheating (เส้นประสีดำ) ซึ่งเป็นเหตุการณ์ที่เกิดเพียงชั่วคราว (Short-lasting sources) ทำให้คลื่นความโน้มถ่วงของพวกมันมีความจำเพาะต่อความถี่เพียงช่วงแคบ ๆ เท่านั้น

ความถี่ต่ำสุดและสูงสุดสำหรับสัญญาณจากเอกภพยุคเริ่มแรก จากสมการที่ (13) ความถี่ที่น้อยที่สุดที่เราสามารถวัดได้ในปัจจุบันคือสัญญาณที่มีความยาวคลื่นที่ยาวที่สุดที่ถูกสร้างขึ้นในปัจจุบัน $\lambda_{\text{GW}}^{\text{prod}} = H_0^{-1}$ และ $T_{\text{prod}} = T_0$ หรือ

$$f_{\text{GW,lowest}} \simeq H_0 \simeq 10^{-18} \text{ Hz} \quad (15)$$

แม้ว่าสัญญาณเหล่านี้เพิ่งจะเกิดขึ้นแต่เรายังสามารถเรียกมันได้ว่าคลื่นความโน้มถ่วงจากเอกภพยุคเริ่มแรก เนื่องจากต้นกำเนิดของคลื่นเหล่านี้สามารถเกิดขึ้นได้ตั้งแต่ช่วงเอกภพยุคเริ่มแรกและอยู่รอดมาจนถึงปัจจุบัน ส่วนความถี่สูงสุดที่เป็นไปได้มาจากสัญญาณที่มีความเล็กที่สุด $\lambda_{\text{GW}}^{\text{prod}} \simeq M_{\text{Pl}}^{-1}$ (หรือ Planck's length¹⁵)

$$f_{\text{GW,highest}} \simeq 10^{14} \text{ Hz} \left(\frac{10^{16} \text{ GeV}}{T_{\text{prod}}} \right) \quad (16)$$

ซึ่งความถี่สูงสุดนี้จะขึ้นกับเวลาที่สัญญาณนี้ถูกผลิตขึ้นมาด้วย สมมติให้สัญญาณที่มีความยาวคลื่นที่น้อยหรือความถี่ที่สูงนี้มาจากเอกภพช่วงที่ร้อนที่สุดที่เป็นไปได้ จากการสังเกตการณ์ CMB ($T_{\text{prod}} \sim 10^{16} \text{ GeV}$ [48]) เรา

¹⁵ โดยระบบทางฟิสิกส์ที่เล็กกว่านั้นอาจให้สัญญาณคลื่นความโน้มถ่วงได้เช่นกัน แต่พวกมันอาจได้รับผลกระทบจาก Quantum gravity ทำให้สัญญาณของพวกมันอาจแตกต่างไปจากการคาดการณ์ที่มาจากทฤษฎีสัมพัทธภาพทั่วไป เราจะไม่พูดถึงสัญญาณที่มี $\lambda_{\text{GW}}^{\text{prod}} \leq M_{\text{Pl}}^{-1}$ ในบทความนี้

จะได้ว่าขอบเขตของคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังจากเอกภพยุคเริ่มแรกจะอยู่ในย่านความถี่ที่กว้างมากตั้งแต่ $10^{-18} \text{ Hz} \lesssim f_{\text{GW}} \lesssim 10^{14} \text{ Hz}$ เราจึงต้องอาศัยการทดลองและเทคนิคที่หลากหลายในการค้นหาสัญญาณเหล่านี้

ขนาดของสเปกตรัมสูงสุด แม้ว่าต้นกำเนิดที่มีพลังงานมากที่สุดที่เป็นไปได้จะมีขนาดของสเปกตรัมที่มากที่สุดที่ $\Omega_{\text{GW},0}(f_{\text{GW}}) \lesssim \mathcal{O}(10^{-5})$ (ใช้ $\rho_{\text{source}}^{\text{prod}} = \rho_{\text{tot}}^{\text{prod}}$ ในสมการที่ (12)) อย่างไรก็ตามยังมีข้อจำกัดของขนาดของสเปกตรัมที่ต่ำกว่านี้ซึ่งมาจากการสังเกตการณ์รังสีไมโครเวฟพื้นหลัง (CMB) และการสังเคราะห์นิวเคลียสของอะตอม (BBN) คลื่นความโน้มถ่วงประพาดตัวเป็นพลังงานที่มีการแผ่รังสี (Radiation) ที่ไม่ได้ถูกรวมอยู่ในโมเดล ΛCDM การมีคลื่นความโน้มถ่วงมากเกินไปทำให้อัตราการขยายตัวของเอกภพขยายตัวเร็วเกินไปในช่วงของ CMB และ BBN และทำให้เอกภพไม่เป็นอย่างข้อมูลที่เราวัดได้ในปัจจุบัน โดยทั่วไปเราเขียนข้อจำกัดนี้ในรูปของจำนวนประเภทของนิวตริโน (Effective number of neutrino species) ที่เกินมาจากแบบจำลองมาตรฐาน (หรือ ΔN_{eff}) ด้วยข้อมูลชุดล่าสุด [9] ข้อจำกัดของขนาดของสเปกตรัมของคลื่นความโน้มถ่วงคือ

$$\int_{f_{\text{BBN,CMB}}}^{f_{\text{max}}} d(\log f_{\text{GW}}) \Omega_{\text{GW}}(f_{\text{GW}}) \lesssim 10^{-6} \quad (17)$$

โดยที่ f_{max} คือความถี่สูงสุดของสัญญาณ และ $f_{\text{BBN,CMB}}$ คือความถี่ของสัญญาณที่ถูกผลิตขึ้น ณ เวลาของ CMB และ BBN (หรืออุณหภูมิของเอกภพประมาณ 1 eV และ 1 MeV ตามลำดับ) โดยข้อจำกัดนี้จะขึ้นอยู่กับรูปร่างของสเปกตรัม ในรูปที่ 3 เราแสดงข้อจำกัดนี้ด้วยแถบสีแดงและม่วง (BBN- ΔN_{eff} และ CMB- ΔN_{eff}) โดยสมมติให้สเปกตรัมมีแคในช่วงสั้น ๆ ระหว่าง $(\log f_{\text{GW}}, \log f_{\text{GW}} + d \log f_{\text{GW}})$ นอกจากนี้การสังเกตการณ์ CMB ในอนาคต (CMB stage-4) จะสามารถจำกัดขนาดของสเปกตรัมลงไปได้ถึง 10^{-7} [49]

ในส่วนถัดไปของหัวข้อนี้ เราได้สรุปลักษณะของสัญญาณคลื่นความโน้มถ่วงจากต้นกำเนิดที่สำคัญในเอกภพยุคเริ่มแรก ดังรูปที่ 3 (ผู้อ่านที่มีความสนใจสามารถอ่านเพิ่มเติมได้ที่ [13–15,50]) จากที่ได้กล่าวไปในหัวข้อที่ 2 คลื่นความโน้มถ่วงนั้นสามารถมีต้นกำเนิดได้หลากหลายตลอดประวัติศาสตร์ของเอกภพ เราจึงได้จำแนกต้นกำเนิดเหล่านี้ออกเป็นสองประเภทแบ่งตามความซับซ้อนของฟิสิกส์ที่ใช้อธิบายพวกมัน โดยประเภทแรกจะมาจากฟิสิกส์ตามแบบจำลองมาตรฐานของฟิสิกส์อนุภาคและจักรวาลวิทยาซึ่งก็คือสัญญาณจากการขยายตัวของยุคเริ่มแรก Primordial inflation และพลาสมาของอนุภาคพื้นฐาน Thermal plasma และจำพวกที่สองมาจากฟิสิกส์นอกแบบจำลองมาตรฐาน เช่น การสังเคราะห์อนุภาคของเอกภพ Reheating & Preheating การเปลี่ยนเฟสของเอกภพ Phase transition และคอสมิกสตริง Cosmic strings

4.1 คลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังจากแบบจำลองมาตรฐานของฟิสิกส์อนุภาคและจักรวาลวิทยา (GWB from standard models of particle physics and cosmology)

แม้ว่าคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังจากความผันผวนเชิงควอนตัมจากการขยายตัวของยุคเริ่มแรกและพลาสมาของอนุภาคตามแบบจำลองมาตรฐาน (Thermal plasma of standard model particles) จะมีขนาดของสเปกตรัมที่น้อยหรืออยู่ในย่านความถี่ที่สูงมาก (ดังแสดงในรูปที่ 3) อย่างไรก็ตามการคำนวณคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังทั้งสองนี้ยังมีความไม่แน่นอนอยู่เล็กน้อย เช่น สเกลพลังงานของเอกภพในช่วง Primordial inflation หรืออุณหภูมิสูงสุดของพลาสมาของอนุภาค ซึ่งในรูปที่ 3 เราแสดงสัญญาณที่มีขนาดของสเปกตรัมแรงสุดเท่านั้น ก่อนจะไปพูดถึงแหล่งกำเนิดของคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังทั้งสองแบบ ผู้เขียนอยากเน้นย้ำว่า แม้การขยายตัวของยุคเริ่มแรกนั้นจะไม่ได้ถูกอธิบายด้วย Standard model ของฟิสิกส์อนุภาค แต่มันได้ถูกควรรวมให้เป็นส่วนหนึ่งของ Standard model ของจักรวาลวิทยาในปัจจุบัน การมีอยู่ของมันทำให้เราสามารถอธิบายการสังเกตการณ์ต่าง ๆ ทางจักรวาลวิทยาได้เรียบง่ายที่สุด โดยให้มันเป็นช่วงที่เกิดขึ้นก่อนเอกภพตามโมเดล ΛCDM ดังรูปที่ 2 อย่างไรก็ตามการมีอยู่ของมันต้องอาศัยการยืนยันการสังเกตการณ์ที่จะเกิดขึ้นในอนาคต เช่น CMB หรือ GWB ที่จะกล่าวถึงต่อจากนี้

4.1.1 การพองตัวเริ่มแรก (Primordial inflation)

ในช่วงของการพองตัวเริ่มแรก การอวกาศที่ถูกขยายตัวออกอย่างรวดเร็วทำให้ความผันผวนในระดับควอนตัม (Quantum fluctuation) (ดูรูปที่ 2) ที่เกิดขึ้นในช่วงนี้ถูกขยายใหญ่ขึ้นจนใหญ่กว่าสเกลของเอกภพที่สังเกตได้ (เรียกว่า Horizon exit) โดยเราจะสนใจเฉพาะความผันผวนในระดับควอนตัมประเภทเทนเซอร์¹⁶ (Tensor perturbation) เท่านั้น เนื่องจากเราต้องการศึกษาคลื่นความโน้มถ่วง [51–54] ความผันผวนที่เกิดขึ้นนี้มีได้หลายสเกลความยาว (อธิบายได้ด้วย Comoving wave number; k) และจะเกิดการ Horizon exit ที่เวลาต่างกัน ซึ่งหลังจากนั้นแอมพลิจูดของความผันผวนประเภทเทนเซอร์จะมีค่าคงที่ โดยทั่วไปเราจะเขียนมันในรูปแบบที่เรียกว่า Power spectrum [14]

$$\mathcal{P}_t(k) \simeq \frac{2}{3\pi^2} \left(\frac{E_{\text{inf}}}{M_{\text{Pl}}} \right)^4 \left(\frac{k}{k_p} \right)^{n_t} \quad (18)$$

โดย E_{inf} คือสเกลพลังงานของ Primordial inflation ซึ่งจากข้อมูล CMB ล่าสุดโดยดาวเทียม Planck [55] ที่มีสเกล $k_p/a_0 = 0.002 \text{ Mpc}^{-1}$ (หรือเทียบเท่ากับความถี่ในปัจจุบัน $f_p \simeq 3 \times 10^{-18} \text{ Hz}$) เราพบว่า Spectral tilt $n_t \simeq 0$ และสเกลพลังงานของ Primordial inflation ถูกจำกัดอยู่ที่ $E_{\text{inf}} \lesssim 1.6 \times 10^{16} \text{ GeV}$ รูปแบบในสมการที่ (18) นี้ถูกใช้ในการวิเคราะห์ข้อมูลเพื่อหาคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังจาก CMB อย่างไรก็ตามรูปแบบที่แน่ชัดนั้นจะคำนวณได้จากโมเดลของ Primordial inflation

หลังจากการพองตัวเริ่มแรกสิ้นสุดลง เอกภพก็ยังคงขยายตัวออกแต่ไม่รวดเร็วเท่ากับช่วงของ Primordial inflation และเมื่อเอกภพมีขนาดใหญ่เท่ากับขนาดของความผันผวนในระดับควอนตัม $k = aH$ ความผันผวนนี้ก็จะส่งผลกระทบต่อกาลอวกาศในเอกภพได้ เราเรียกเหตุการณ์นี้ว่า Horizon reentry ซึ่งความผันผวนประเภทเทนเซอร์จะก่อให้เกิดการรบกวนของกาลอวกาศที่เป็นต้นกำเนิดของคลื่นความโน้มถ่วงที่มีสเกลความยาวพอ ๆ กับขนาดของเอกภพ ณ ขณะนั้น¹⁷ หลังจากนั้นคลื่นความโน้มถ่วงเหล่านี้ก็จะเคลื่อนที่ในสุญญากาศจนมาถึงปัจจุบันและมี **สัดส่วนความหนาแน่นพลังงาน** อยู่ที่ $\Omega_{\text{GW}}^{\text{inf}}(k) = k^2 a^2(k) \mathcal{P}_t(k) / (24H_0^2)$ [14] หรือ

$$h^2 \Omega_{\text{GW}}^{\text{inf}}(f_{\text{GW}}) \simeq 9 \times 10^{-17} \left(\frac{E_{\text{inf}}}{1.6 \times 10^{16} \text{ GeV}} \right)^4 \left(\frac{f_{\text{GW}}}{f_p} \right)^{n_t} \quad (19)$$

โดยสมมติให้การ Horizon reentry ของความผันผวนเกิดในยุคการแผ่รังสี (Radiation) นอกจากนี้ **ความถี่ของสัญญาณคลื่นความโน้มถ่วงสัมพันธ์กับอุณหภูมิของเอกภพ** ขณะที่ความผันผวนขนาดต่าง ๆ เกิดการ Horizon reentry

$$f_{\text{GW}}^{\text{inf}} = \frac{H}{2\pi} \frac{a}{a_0} \simeq 3 \times 10^{-6} \text{ Hz} \left(\frac{T}{10^2 \text{ GeV}} \right) \quad (20)$$

เราแสดงตัวอย่างของคลื่นความโน้มถ่วงจาก Primordial inflation (Single-field slow-roll models) ที่มี $n_t \simeq 0$ และ $E_{\text{inf}} \lesssim 8.7 \times 10^{15} \text{ GeV}$ ในรูปที่ 3 ซึ่งอาจสามารถตรวจวัดได้จากการทดลองในอนาคต เช่น LiteBIRD ที่เป็นการสังเกตการณ์ CMB หรือ μAres และ Big Bang Observer (BBO) ที่เป็นการทดลองการ

¹⁶ความผันผวนประเภทสเกลาร์ในระดับควอนตัมจากช่วง Primordial inflation ใช้อธิบายความไม่สม่ำเสมอของ CMB ได้เป็นอย่างดี

¹⁷ผู้อ่านอาจเคยพบว่าคลื่นความโน้มถ่วงจาก Primordial inflation ถูกเรียกว่า Primordial gravitational waves ซึ่งจริง ๆ แล้วชื่อที่ถูกต้องของมันควรจะเป็น Gravitational wave from primordial inflation เนื่องจาก Primordial gravitational waves รวมคลื่นความโน้มถ่วงจากต้นกำเนิดอื่น ๆ จากเอกภพยุคเริ่มแรกด้วย

แทรกสอดของเลเซอร์ในอวกาศ นอกจากนี้เรายังเห็นว่าลักษณะเฉพาะตัวคือขนาดของสเปกตรัมมีความคงที่สำหรับความถี่ $f_{\text{GW}} \gtrsim 10^{-15}$ Hz ซึ่งเป็นผลของคลื่นของความโน้มถ่วงจากความผันผวนประเภทเพนเซอร์ที่เกิดการ Horizon entry ในยุคของการแผ่รังสี (Radiation era)

ความเข้าใจผิดเกี่ยวกับคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังจากการพองตัวเริ่มแรก ในบทความอื่น ๆ มีอยู่หลายครั้งที่ผู้อ่านอาจจะเคยเจอว่าสัญญาณคลื่นความโน้มถ่วงจาก Primordial inflation มีความถี่ในช่วง 10^{-18} – 10^{-15} Hz และสามารถตรวจวัดได้จาก CMB เท่านั้นและการสังเกตการณ์คลื่นความโน้มถ่วงที่มีความถี่มากกว่านั้นเป็นสิ่งที่เป็นไปได้ แต่จากที่เราได้กล่าวไปข้างต้น *คลื่นความโน้มถ่วงจาก Primordial inflation เป็นคลื่นความโน้มถ่วงที่ถูกผลิตออกมาแบบต่อเนื่องและมีได้หลายสเกลความยาวและความถี่* แม้ในรูปที่ 3 สัญญาณในย่านความถี่สูงจะมีขนาดของสเปกตรัมที่น้อยแต่ก็ยังมีทฤษฎีอีกมากมายที่สัญญาณจาก Primordial inflation สามารถมีขนาดของสเปกตรัมสูงจนตรวจวัดได้โดย LISA หรือ Einstein telescope (ET) เช่น ทฤษฎีความโน้มถ่วงแบบ Non-Einsteinian [47] หรือโมเดลที่ประวัติศาสตร์ของเอกภพมียุคที่เรียกว่า Kination ($\rho_{\text{tot}} \propto a^{-6}$) ที่อาจเกิดจากช่วงการสังเคราะห์อนุภาคของเอกภพหรือเกิดจากอนุภาคแอกเซียน (Axion) [56–58]

4.1.2 พลาสมาของอนุภาค (Thermal plasma)

พลาสมาของอนุภาคตาม Standard model สามารถให้กำเนิดคลื่นความโน้มถ่วงจากการชนกันและการกระเจิงของอนุภาคที่พลังงานและความหนาแน่นสูง ดังเกริ่นไว้ในหัวข้อที่ 2.2 เราสามารถประมาณลักษณะของสเปกตรัมของคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังจากพลาสมาได้อย่างคร่าว ๆ โดยเริ่มจากความหนาแน่นของจำนวนอนุภาคในสมดุลความร้อนที่อุณหภูมิ T ซึ่งก็คือ $n \sim T^3$ อนุภาคเหล่านี้จะผลิตคลื่นความโน้มถ่วงด้วยอัตรา $\Gamma_{\text{int}} \sim \alpha n/M_{\text{Pl}}^2$ โดยที่ α คือค่าคงที่ของการเกิดอันตรกิริยาระหว่างอนุภาค (เช่น $\alpha \simeq 1/137$ สำหรับอันตรกิริยาแม่เหล็กไฟฟ้า) *ขนาดของสเปกตรัมของคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังจากพลาสมาของอนุภาคสามารถประมาณได้ว่า* $\rho_{\text{GW}}^{\text{th}}/\rho_{\text{tot}}|_{\text{prod}} \simeq \Gamma_{\text{int}} H^{-1}$ [13]

$$h^2 \Omega_{\text{GW}}^{\text{th}} \simeq 2 \times 10^{-9} \left(\frac{\alpha}{10^{-2}} \right) \left(\frac{T}{10^{16} \text{ GeV}} \right) \quad (21)$$

ซึ่งผลที่ได้นี้สมเหตุสมผลเนื่องจากในพลาสมาที่อุณหภูมิสูงมีความหนาแน่นมากกว่า อนุภาคสามารถชนกันได้บ่อยกว่าและผลิตคลื่นความโน้มถ่วงออกมามากกว่า สมการที่ (21) นี้ไม่ได้บ่งบอกถึงรูปร่างของสเปกตรัมดังที่แสดงในรูปที่ 3 ซึ่งต้องอาศัยการคำนวณที่ซับซ้อน [18] อย่างไรก็ตามเราสามารถประมาณความถี่ที่ขนาดของสเปกตรัมจะมีค่าสูงสุดได้ เพราะอนุภาคส่วนใหญ่ในสมดุลความร้อนมีโมเมนตัมที่มีค่าพอ ๆ กับอุณหภูมิของมัน $p \sim T$ ดังนั้น *ความถี่ที่ทำให้คลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังนี้มีขนาดของสเปกตรัมสูงสุด* (หรือ Peak) ณ ตอนที่คลื่นความโน้มถ่วงถูกผลิตขึ้นคือ $f = \lambda_{\text{GW}}^{-1} \sim p/2\pi \sim T/2\pi$ และความถี่ ณ ปัจจุบันคือ (ใช้ $T \propto a^{-1}$ จาก Entropy conservation)

$$f_{\text{GW}}^{\text{th}}(T) \simeq f \frac{a}{a_0} \simeq \frac{T}{2\pi} \frac{a}{a_0} \simeq \frac{T_0}{2\pi} \simeq 5 \times 10^{10} \text{ Hz} \quad (22)$$

ความน่าสนใจของคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังจากพลาสมาของอนุภาคก็คือ สัญญาณที่ถูกผลิตขึ้นตลอดประวัติศาสตร์ของเอกภพที่อุณหภูมิต่างกัน จะมีความถี่เดียวกันในปัจจุบันเสมอ แต่จากสมการที่ (21) สัญญาณโดยรวมก็คือสัญญาณที่มาจากเอกภพช่วงที่มีอุณหภูมิสูงที่สุดและมีลักษณะเป็น Peak เดียว ๆ โดยสัญญาณของคลื่นความโน้มถ่วงจากพลาสมาของอนุภาคตาม Standard model ได้ถูกแสดงในรูปที่ 3 อย่างไรก็ตามคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังที่มีความถี่สูงมากซึ่งในปัจจุบันมีงานวิจัยมากมายที่ประยุกต์ใช้เทคนิคใหม่ ๆ เช่น การทดลองแบบตั้งโต๊ะหรือการใช้เครื่องมือที่ใช้ตรวจหาอนุภาคแอกเซียน (อ่านเพิ่มเติมเกี่ยวกับการตรวจจับคลื่นความโน้มถ่วงความถี่สูงได้ที่ [59])

4.2 คลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังนอกแบบจำลองมาตรฐานของฟิสิกส์อนุภาคและจักรวาลวิทยา (GWB from physics beyond the standard models of particle physics and cosmology)

เราได้เห็นว่าคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังจากฟิสิกส์ตามแบบจำลองมาตรฐานนั้นมีขนาดของสเปกตรัมต่ำหรืออยู่ในย่านความถี่สูงจึงเป็นเรื่องยากในการตรวจวัดพวกมันด้วยการทดลองในอนาคตอันใกล้ ซึ่งผิดกับฟิสิกส์นอกแบบจำลองมาตรฐานที่สามารถให้กำเนิดคลื่นความโน้มถ่วงที่มีขนาดของสเปกตรัมสูงพอที่สามารถถูกตรวจหาได้ในอนาคต อย่างไรก็ตาม **สัญญาณเหล่านี้จะขึ้นกับทฤษฎีฟิสิกส์นอกแบบจำลองมาตรฐานเป็นอย่างมาก** ไม่เหมือนกับสัญญาณจากฟิสิกส์ตามแบบจำลองมาตรฐานที่มีความแน่นอน การค้นพบหรือไม่พบสัญญาณในการทดลองนั้นจะสามารถช่วยให้เราตีกรอบทฤษฎีที่อธิบายความจริงของธรรมชาติได้ ในหัวข้อนี้เราพูดถึงเพียงคลื่นความโน้มถ่วงจากการสังเคราะห์อนุภาคของเอกภพ (Reheating & Preheating) การเปลี่ยนเฟสของเอกภพ (Phase transitions) และคอสมิกสตริง (Cosmic strings) เท่านั้น

4.2.1 การสังเคราะห์อนุภาคของเอกภพ (Reheating & Preheating)

ดังที่เกริ่นไว้ในหัวข้อที่ 2.3 การสังเคราะห์อนุภาคของเอกภพหลังจากการขยายตัวแรกเริ่มอาจเกิดขึ้นผ่านกระบวนการ Preheating โดยในกระบวนการนี้อนุภาคจำนวนมากถูกสร้างขึ้นผ่านการเรโซแนนซ์ (Resonance) ของการสั่นของสนามสเกลาร์ที่อธิบายการพองตัวเริ่มแรก คลื่นความโน้มถ่วงสามารถถูกผลิตจากความไม่เสมอของความหนาแน่นของพลังงาน (Inhomogeneity) ของอนุภาคที่ถูกสร้างขึ้นนี้ได้ [20] โดยปกติแล้วการคำนวณสัญญาณคลื่นความโน้มถ่วงจาก Preheating เป็นเรื่องที่ท้าทายมากเนื่องจากการศึกษาระบบไม่เชิงเส้นพวกนี้ต้องอาศัยการคำนวณบน Lattice ที่ใช้ทรัพยากรคอมพิวเตอร์เป็นอย่างมาก นอกจากนี้ลักษณะของสัญญาณจะขึ้นกับทฤษฎีของการพองตัวเริ่มแรกและสเปกตรัมของอนุภาคที่มีทั้งหมดในทฤษฎี ในรูปที่ 3 เราแสดงสัญญาณคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังจากกระบวนการ Preheating [60] ที่การพองตัวเริ่มแรกเกิดขึ้นจากพลังงานที่อยู่ในสนามสเกลาร์ที่เรียกว่า Inflaton และสมมติให้ Inflaton ถ่ายเทพลังงานสู่อนุภาคประเภทสเกลาร์ผ่านการ Preheating (โดยอันตรกิริยาระหว่างพวกมันมี Coupling constant; g) สัญญาณคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังนี้จะขึ้นกับค่า g และอุณหภูมิ T_{reh} ของเอกภพหลังจากที่ Reheating และ Preheating เสร็จสิ้น ในกรณีอื่น ๆ หาก Inflaton ถ่ายโอนพลังงานไปยังอนุภาคอื่น ๆ ทั้งสเกลาร์หรือเฟอร์มิออน (Fermion) สัญญาณคลื่นความโน้มถ่วงสามารถมีรูปร่างที่ซับซ้อนขึ้นได้ เช่น รูปร่างขั้นบันได (Stairway signature) [60]

4.2.2 การเปลี่ยนเฟสของเอกภพ (Cosmological phase transitions)

จากหัวข้อที่ 2.4 ในการเปลี่ยนเฟสประเภท *First-order* บางบริเวณของเอกภพสามารถมีพลังงานต่ำกว่าบริเวณข้างเคียง คล้ายกับฟองที่กระจายตัวอยู่ทั่วเอกภพ โดยฟองเหล่านี้ขยายตัวออกและชนกันเองทำให้เกิดการเปลี่ยนเฟสเสร็จสมบูรณ์ ระหว่างการเคลื่อนที่ของฟองผ่านพลาสมาของอนุภาคและขณะที่ฟองชนกัน ความไม่สม่ำเสมอภายในพลาสมาเกิดขึ้นและให้กำเนิดคลื่นความโน้มถ่วง โดยที่ **ต้นกำเนิดของคลื่นความโน้มถ่วงมาจาก 3 แหล่ง: (ก) การชนกันของผนังฟอง [61] (ข) คลื่นเสียงในพลาสมา (Sound waves) [62] และ (ค) ความปั่นป่วนในพลาสมา (Turbulence) [63]** โดยสองแหล่งกำเนิดหลังจากการเคลื่อนที่และการชนกันของฟองสเปกตรัมของคลื่นความโน้มถ่วงจากทั้งสามแหล่งจะมีลักษณะที่คล้ายกันและอยู่ภายในเพียงย่านความถี่แคบ ๆ เท่านั้น เพราะกระบวนการการเปลี่ยนเฟสนี้เกิดขึ้นอย่างรวดเร็ว (คล้ายกับกรณีของ Preheating) สเปกตรัมของพวกมันสามารถเขียนให้อยู่ในรูปของตัวแปรที่ใช้อธิบายการเปลี่ยนเฟส เช่น β ขนาดของฟองขณะชน (หรือระยะเวลาของการเปลี่ยนเฟส), T_* อุณหภูมิของเอกภพขณะเกิดการเปลี่ยนเฟส นอกจากนี้ยังมีตัวแปรอื่น ๆ เช่น ความเร็วของฟอง และประสิทธิภาพในการเปลี่ยนพลังงานของฟองไปเป็นคลื่นความโน้มถ่วง ในรูปที่ 3 เราแสดงตัวอย่างสัญญาณคลื่นความโน้มถ่วงจากคลื่นเสียงในพลาสมาระหว่างการเปลี่ยนเฟสแบบ First-order ที่สเกล Electroweak [64]

อย่างไรก็ดีขนาดของสเปกตรัมของสัญญาณเหล่านี้มีค่าน้อยกว่าขนาดของสเปกตรัมสูงสุดที่เป็นไปได้ในสมการที่ (12) เนื่องจากพลังงานบางส่วนของฟองสูญเสียไปกับแรงเสียดทานขณะที่ฟองนี้เคลื่อนที่ในพลาสมา ส่วนความถี่โดยประมาณของสัญญาณจะได้จากการประมาณว่าขนาดของคลื่นความโน้มถ่วงนั้นมีค่าใกล้เคียงกับ

ขนาดของฟองตอนที่เกิดการชน $\lambda_{GW} \sim \beta^{-1}$ เราจะได้ความถี่ปัจจุบันของคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังจากการเปลี่ยนเฟสแบบ First-order โดยประมาณคือ

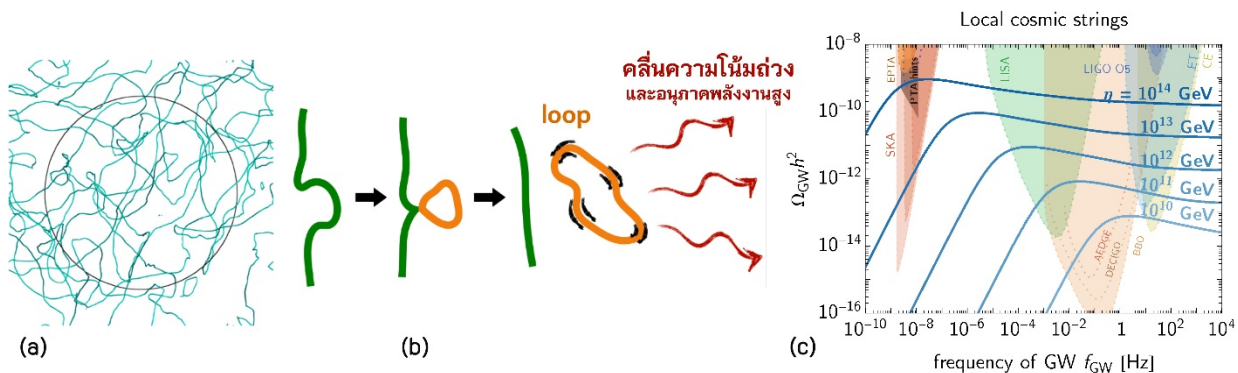
$$f_{GW}^{pt}(T_*) \simeq H_* \left(\frac{\beta}{H_*} \right) \frac{a_*}{a_0} \sim 10^{-5} \text{ Hz} \left(\frac{\beta}{H_*} \right) \left(\frac{T_*}{10^2 \text{ GeV}} \right) \quad (23)$$

สิ่งที่น่าทึ่งก็คือฟิสิกส์ที่พลังงาน 100 GeV – 100 TeV ซึ่งถูกศึกษาโดยเครื่องเร่งอนุภาคทั้งในอดีต ปัจจุบัน และอนาคต จะอยู่ในย่านความถี่ของ LISA ที่จะขึ้นประจำการในอวกาศในปี 2035

4.2.3 คอสมิกสตริง (Cosmic strings)

จากหัวข้อที่ 2.5 คอสมิกสตริงที่เกิดขึ้น¹⁸ จากการเปลี่ยนเฟสขณะที่เอกภพมีอุณหภูมิ $T \sim \eta$ จะกระจายตัวอยู่ทั่วเอกภพจนถึงปัจจุบัน (ดูรูปที่ 4(a)) เราสามารถอธิบายฟิสิกส์ของพวกมันได้ด้วย **ความตึงของคอสมิกสตริง (String tension) หรือก็คือความหนาแน่นของพลังงานเชิงเส้น** $\mu = E/L \sim \eta^2$ โดยที่เรามักจะเขียนให้มันอยู่ในรูปที่ไม่มีหน่วยว่า

$$G\mu \simeq 6.7 \times 10^{-11} \left(\frac{\eta}{10^{14} \text{ GeV}} \right)^2 \quad (24)$$



รูปที่ 4 (a) เครือข่ายของคอสมิกสตริง Cosmic-string network (เส้นสีเขียว) ในเอกภพที่ขยายตัวออกโดยขอบเขตเอกภพที่สังเกตการณ์ได้นั้นมีขนาดแสดงด้วยวงกลมสีดำ (รูปนำมาจาก [65]), (b) กระบวนการการสร้างวงปิดของคอสมิกสตริง (สีส้ม) ที่ผลิตคลื่นความโน้มถ่วง และ (c) สเปกตรัมของคลื่นความโน้มถ่วงจากคอสมิกสตริงที่มีสเกลพลังงาน η ค่าต่าง ๆ โดยมีแกนแนวดิ่งและแนวนอนเช่นเดียวกับรูปที่ 3 (รูปนำมาจาก [13])

คอสมิกสตริงเหล่านี้สามารถเคลื่อนที่และชนกันได้ การชนกันทำให้มันแลกเปลี่ยนหรือต่อตัวเองเข้ากับชิ้นส่วนอื่นของคอสมิกสตริงอื่นได้ สุดท้ายแล้ววงปิดของคอสมิกสตริง (String loop) สามารถถูกตัดออกจากคอสมิกสตริงเส้นยาวได้ (รูปที่ 4(b)) วงของคอสมิกสตริงนี้จะเกิดการสั่นและสามารถปลดปล่อยพลังงานในรูปของคลื่นความโน้มถ่วงหรืออนุภาคพลังงานสูงอื่น ๆ [66–68] หลังจากวงปิดเหล่านี้สูญเสียพลังงานเป็นเวลานานพอพวกมันจะสลายตัวไป โดยที่ความถี่ของคลื่นความโน้มถ่วงจะขึ้นอยู่กับขนาดของวงปิดเหล่านี้ ซึ่งจากแบบจำลองคอมพิวเตอร์แล้ววงปิดเหล่านี้จะมีขนาดอยู่ที่ประมาณ 10% ของขนาดของเอกภพขณะนั้น [69] หรือ $\lambda_{GW} \simeq 0.1 H^{-1}$ นั้น

¹⁸ผ่าน Kibble-Zurek mechanism [33]

หมายความว่าวงปิดที่ถูกสร้างขึ้นขณะที่เอกภพมีอุณหภูมิ T_* จะผลิตคลื่นความโน้มถ่วงที่มีความถี่ Ω ปัจจุบัน [35]

$$f_{\text{GW}}^{\text{CS}}(T_*) = H_* \frac{a_e}{a_0} = H_* \frac{a_*}{a_0} \left(\frac{a_e}{a_*} \right) \simeq 7 \times 10^{-2} \text{ Hz} \left(\frac{T_*}{\text{GeV}} \right) \left(\frac{10^{-11}}{G\mu} \right)^{1/2} \quad (25)$$

โดยที่ a_e คือ Scale factor ขณะที่คลื่นความโน้มถ่วงผลิตออกมามากที่สุด และ a_* คือ Scale factor ณ ตอนที่วงปิดถูกสร้างขึ้น โดยที่อัตราส่วนของมันจะขึ้นอยู่กับอายุขัยของวงปิดนี้ $a_e/a_* = (t_e/t_*)^{1/2} \simeq \sqrt{G\mu}$ [34]

การสูญเสียพลังงานของเครือข่ายคอสมิกสตริงผ่านการสร้างวงปิดจะมีปริมาณสอดคล้องกับการขยายตัวของเอกภพ ซึ่งทำให้เครือข่ายคอสมิกสตริงเองมีสัดส่วนความหนาแน่นพลังงานต่อความหนาแน่นพลังงานทั้งหมดของเอกภพที่คงที่ตลอดเวลา $\rho_{\text{network}} \propto \rho_{\text{tot}}$ พฤติกรรมแบบนี้ของเครือข่ายคอสมิกสตริงรู้จักกันในชื่อ Scaling regime [70–79] หมายความว่า **เครือข่ายคอสมิกสตริงจะสร้างวงปิดเป็นจำนวนมากที่เวลาใด ๆ และในเวลาต่อมาพวกมันปลดปล่อยพลังงานในรูปของคลื่นความโน้มถ่วงตลอดประวัติศาสตร์ของเอกภพ** โดยจาก $\lambda_{\text{GW}} \simeq 0.1 H^{-1}$ และสมการที่ (25) วงปิดของคอสมิกสตริงที่ถูกสร้างในภายหลังจะมีขนาดที่ใหญ่ขึ้นเรื่อย ๆ ทำให้ความถี่ปัจจุบันของคลื่นของความโน้มถ่วงที่มันผลิตมาต่ำลงเรื่อย ๆ อย่างไรก็ตามความหนาแน่นพลังงานของคลื่นความโน้มถ่วงของแต่ละวงปิดเหล่านี้คงที่ ดังนั้นสเปกตรัมของคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังจากเครือข่ายคอสมิกสตริงจะอยู่ในย่านความถี่ที่กว้างและมีลักษณะที่แบนราบคล้ายกับสัญญาณจาก Primordial inflation ที่แสดงในรูปที่ 3 โดยสำหรับสัญญาณที่มาจากเอกภพที่อุณหภูมิมากกว่า 1 eV (ยุคแผ่รังสีหรือ Radiation era) จะมีขนาดของสเปกตรัมอยู่ที่ [35]

$$h^2 \Omega_{\text{GW}}^{\text{CS}} \simeq 5 \times 10^{-11} \left(\frac{G\mu}{10^{-10}} \right)^{1/2} \simeq 4 \times 10^{-11} \left(\frac{\eta}{10^{14} \text{ GeV}} \right) \quad (26)$$

เราแสดงสเปกตรัมนี้สำหรับ η ค่าอื่น ๆ รูปที่ 4(c) การที่เครือข่ายคอสมิกสตริงอยู่ใน Scaling regime ส่งผลให้สเปกตรัมของคลื่นความโน้มถ่วงมีลักษณะแบนราบที่ความถี่สูง ซึ่งมาจากคลื่นความโน้มถ่วงถูกผลิตขึ้นในยุคแผ่รังสี ส่วนสเปกตรัมมีค่ามากขึ้นที่ความถี่ต่ำเป็นผลของคลื่นความโน้มถ่วงในยุคของมวลสารหลังจาก Matter-radiation equality และจุดที่สเปกตรัมตกลงมาจากการที่ยังไม่มีวงปิดใหม่ถูกสร้างขึ้นในปัจจุบัน ในปัจจุบันการสังเกตการณ์คลื่นความโน้มถ่วงผ่านการวัดคาบการหมุนของพัลซาร์พบว่า $\eta \lesssim 10^{14} \text{ GeV}$ [80,81] ซึ่งดีกว่าค่าที่จากการ LIGO [82] และการวิเคราะห์ข้อมูลความไม่สม่ำเสมอของ CMB $\eta \lesssim 3 \times 10^{15} \text{ GeV}$ [83]

สุดท้ายนี้นอกจากการมีอยู่ของสัญญาณคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังจากเครือข่ายคอสมิกสตริงจะบ่งชี้ถึงฟิสิกส์นอกแบบจำลองมาตรฐานแล้ว เรายังเห็นว่า **สัญญาณความถี่สูงมาจากเอกภพที่มีอายุน้อยกว่า** หากเราสามารถตรวจวัดสเปกตรัมของมันได้ในย่านความถี่ที่กว้างในอนาคต นั้นจะทำให้เราสามารถศึกษาประวัติศาสตร์ของเอกภพได้ ยกตัวอย่างเช่นรูปแบบสเปกตรัมสามารถเปลี่ยนไปได้และมีรูปร่างที่น่าสนใจหากยุคของเอกภพไม่ใช่ยุคการแผ่รังสีตามแบบจำลองมาตรฐานของจักรวาลวิทยา [35,84,85]

5. ความก้าวหน้าของการตรวจวัดคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังในปัจจุบัน

ดังที่แสดงในรูปที่ 3 ในอนาคตเราจะมี การทดลองและหอสสังเกตการณ์คลื่นความโน้มถ่วงที่ค้นหาสัญญาณในหลายความถี่ตั้งแต่ $10^{-18} - 10^4 \text{ Hz}$ โดยใช้เทคนิคที่หลากหลาย เราได้สรุปการทดลองตรวจหาคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังในตารางที่ 1 โดยที่ชื่อการทดลองที่ถูกทำตัวหนาคือการทดลองที่ใช้การแล้ว

ตารางที่ 1 แสดงรายชื่อการทดลองและหอสังเกตการณ์เพื่อตรวจหาคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังด้วยเทคนิคและย่านความถี่ต่าง ๆ โดยเราได้ทำตัวหนาสำหรับชื่อของการทดลองที่ได้ดำเนินการแล้ว

การทดลอง/หอสังเกตการณ์	เทคนิค	ย่านความถี่ [Hz]
Planck/BICEP/Keck [15], LiteBIRD [86]	CMB B-mode polarization	$\sim 10^{-18} - 10^{-15}$
FIRAS, PIXIE [87]	CMB spectral (μ, y) distortion	$\sim 10^{-16} - 10^{-9}$
EPTA [88], NANOGrav [89], PTA [90], CPTA [91], SKA [92], Fermi-LAT [93]	การวัดคาบการหมุนของพัลซาร์ (Pulsar timing arrays; PTA)	$\sim 10^{-9} - 10^{-7}$
GAIA [94], THCIA [95]	การวัดตำแหน่งของดาว (Astrometry)	$\sim 10^{-9} - 10^{-6}$
Asteroid and lunar ranging [96,97]	การวัดระยะทางด้วยเลเซอร์และคลื่นวิทยุ	$\sim 10^{-7} - 10^{-4}$
Storage rings ของเครื่องเร่งอนุภาค [98]	การวัดคาบการหมุนของกลุ่มอนุภาค	$\sim 10^{-5} - 10^{-1}$
LISA [99], BBO/DECIGO [100], TianQin/Taiji [101], μ Ares [102]	การแทรกสอดของเลเซอร์ในอวกาศ	$\sim 10^{-5} - 10$
AEDGE [103], MARGIS/AION [104,105]	การแทรกสอดของคลื่นอะตอม	$\sim 10^{-3} - 10$
LIGO/VIRGO/KAGRA [7], ET [106-108] CE [109]	การแทรกสอดของเลเซอร์บนพื้นผิวโลก	$\sim 1 - 10^4$

เราจะเห็นว่าขนาดของการทดลองจะแปรผกผันกับความถี่ของสัญญาณที่มันจะวัดได้ (เช่นเดียวกับสัญญาณซึ่งมีความถี่สอดคล้องกับขนาดของต้นกำเนิด) เช่น (เรียงจากความถี่ความสูงไปต่ำ) การทดลองการแทรกสอดของเลเซอร์บนพื้นผิวโลกที่มีขนาดไม่เกิน 10 กิโลเมตร การทดลองการแทรกสอดของเลเซอร์ในอวกาศที่จะมีขนาดระดับล้านกิโลเมตร การทดลองด้วยพัลซาร์ที่อยู่ห่างจากโลกในระยะทางระดับเดียวกับขนาดของกาแล็กซี และการตรวจวัดผ่านการสังเกตการณ์ CMB ซึ่งเป็นสัญญาณที่มีขนาดใหญ่ในระดับ Cosmic scales (หรือขนาดของเอกภพขณะที่มันมีอายุ $\sim 370,000$ ปี) ในขณะที่ความถี่มากกว่า 10^4 Hz ยังไม่มีการทดลองใดที่มีประสิทธิภาพในการตรวจวัดคลื่นความโน้มถ่วงที่มีขนาดของสเปกตรัมต่ำกว่าข้อจำกัดในสมการที่ (17) ได้ ซึ่งการทดลองเหล่านี้ส่วนใหญ่เป็นการทดลองตั้งโต๊ะขนาดเล็ก (Tabletop) อย่างไรก็ตามการพัฒนาทางเทคโนโลยีในอนาคต [59,110] เช่น เซนเซอร์ในระดับควอนตัมที่อาจช่วยในการตรวจวัดสัญญาณจากเอกภพยุคเริ่มแรกอีกมากมายในย่านความถี่สูงนี้

สุดท้ายนี้การค้นพบคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังอาจได้เกิดขึ้นแล้วโดยการวัดคาบการหมุนของพัลซาร์ (Pulsar timing arrays) โดยคลื่นความโน้มถ่วงส่งผลกระทบต่อระยะทางระหว่างโลกกับพัลซาร์ซึ่งทำให้เกิดการหน่วง (Time delay) ของคาบการหมุนของพัลซาร์ที่วัดได้ในปี 2023 การทดลอง North American Nanohertz Observatory for Gravitational Waves (NANOGrav), European Pulsar Timing Arrays (EPTA), Parkes Pulsar Timing Arrays (PPTA) และ Chinese Pulsar Timing Arrays ได้พบสัญญาณที่คล้ายกับคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังในความถี่ช่วง $10^{-9} - 10^{-7}$ Hz [88-91] เราแสดงสัญญาณนี้ด้วยแถบสีเทา PTA hints ในรูปที่ 3 ซึ่งหากสัญญาณนี้ได้รับการยืนยันจากข้อมูลที่มากขึ้นในอนาคตก็จะเป็นเรื่องที่น่าสนใจอย่างมากว่ามันจะสอดคล้องกับสัญญาณจากเอกภพยุคเริ่มแรกที่มาจากฟิสิกส์นอกแบบจำลองมาตรฐานแบบใด [80,81,111]

6. บทสรุป

เราไม่อาจปฏิเสธได้เลยว่าเอกภพของเรายังมีความลับซ่อนอยู่มากมายโดยเฉพาะช่วงที่มันมีอายุน้อยและพลังงานที่สูงมาก ในบทความนี้เราได้เห็นว่า คลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังเป็นเครื่องมือที่สำคัญที่ช่วยให้เราเข้าใจฟิสิกส์ของเอกภพยุคเริ่มแรกและฟิสิกส์อนุภาคในสเกลพลังงานที่ไม่มีการทดลองอื่นใดไปถึงได้ เราได้แสดงขอบเขตของคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังจากเอกภพยุคเริ่มแรกที่เป็นไปได้ และสรุปถึงต้นกำเนิดหลักของคลื่นความโน้มถ่วงเหล่านี้ที่มาจากทั้ง ฟิสิกส์ตามแบบจำลองมาตรฐานของจักรวาลวิทยาและฟิสิกส์อนุภาค (เช่น การพองตัว

เริ่มแรกและพลาสมาของอนุภาค) และฟิสิกส์นอกแบบจำลองมาตรฐาน (เช่น การสังเคราะห์อนุภาคของเอกภพ การเปลี่ยนเฟสของมันเป็น และคอสมิกสตริง) ซึ่งหากเราสามารถตรวจวัดสัญญาณเหล่านี้ เอกลักษณะของพวกมันจะช่วยให้เราเข้าใจระบบฟิสิกส์ของเอกภพที่พลังงานสูงและประวัติศาสตร์อันลึกกลับของมันได้ นอกจากนี้เราพูดถึงความก้าวหน้าของการตรวจวัดคลื่นความโน้มถ่วงพื้นหลังด้วยการทดลองและการสังเกตการณ์นานาชาติทั้งในปัจจุบันและอนาคตอันใกล้ที่ครอบคลุมย่านความถี่ที่กว้างมาก ช่วงเวลาที่เรากำลังอยู่นี้ถือเป็นจุดเริ่มต้นของ ยุคทองในการศึกษาเอกภพยุคเริ่มแรกและฟิสิกส์อนุภาคที่พลังงานสูงด้วยคลื่นความโน้มถ่วง

กิตติกรรมประกาศ

ผู้เขียนขอขอบคุณ ผศ.ชาญกิจ คั่นฉ่อง สำหรับคำแนะนำและข้อเสนอแนะ และ ดร.กฤษณะ สระแก้ว สำหรับคำชักชวนในการเขียนบทความนี้ (This work is supported by Generalitat Valenciana Grants: PROMETEO/2021/083 and CIPROM/2022/69)

เอกสารอ้างอิง

- [1] B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, M. R. Abernathy, F. Acernese, K. Ackley et al., “Observation of gravitational waves from a binary black hole Merger”, *Physical Review Letters*, 116, 01102 (2016). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.061102>.
- [2] B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, M. R. Abernathy, F. Acernese, K. Ackley et al., “GW150914: First results from the search for binary black hole coalescence with Advanced LIGO”, *Physical Review D*, 93, 122003 (2016). <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.93.122003>.
- [3] A. Einstein, “Approximative integration of the field equations of gravitation”, *Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften zu Berlin (Math. Phys.)*, 1916, 688-696 (1916).
- [4] A. Einstein, “Über Gravitationswellen”, *Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften zu Berlin (Math. Phys.)*, 1918, 154-167 (1918).
- [5] N. Wanwieng, “Gravitational waves: New era of astrophysics and cosmology”, *Thai Journal of Physics*, 40, 35-48 (2023).
- [6] R. Abbott, T. D. Abbott, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, N. Adhikari et al., “GWTC-3: Compact binary coalescences observed by LIGO and Virgo during the second part of the third observing run”, *Physical Review X*, 13, 041039 (2023). <https://doi.org/10.1103/PhysRevX.13.041039>.
- [7] B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, S. Abraham, F. Acernese, K. Ackley et al., “Prospects for observing and localizing gravitational-wave transients with advanced LIGO, advanced Virgo and KAGRA”, *Living Reviews in Relativity*, 23, (2020). <https://doi.org/10.1007/s41114-020-00026-9>.
- [8] N. Aghanim, Y. Akrami, F. Arroja, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi et al., “Planck 2018 results: I. Overview and the cosmological legacy of Planck”, *Astronomy & Astrophysics*, 641, A1 (2020). <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833880>.
- [9] N. Aghanim, Y. Akrami, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, M. Ballardini et al., “Planck 2018 results: VI. Cosmological parameters”, *Astronomy & Astrophysics*, 641, A6 (2020). <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833910>.
- [10] E. W. Kolb and M. S. Turner, “The early Universe”, *Frontiers in Physics*, 69, (1990). <https://doi.org/10.1201/9780429492860>.
- [11] R. H. Cyburt, B. D. Fields, K. A. Olive and T.-H. Yeh, “Big Bang nucleosynthesis: 2015”, *Reviews of Modern Physics*, 88, 015004 (2016). <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.88.015004>.

- [12] S. Navas, C. Amsler, T. Gutsche, C. Hanhart, J. J. Hernández-Rey, C. Lourenço et al., “Review of particle physics”, *Physical Review D*, 110, 030001 (2024). <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.110.030001>.
- [13] P. Simakachorn, “Charting cosmological history and new particle physics with primordial gravitational waves”, University of Hamburg (main), Hamburg, Germany (2022).
- [14] C. Caprini and D. G. Figueroa, “Cosmological backgrounds of gravitational waves”, *Classical and Quantum Gravity*, 35, 163001 (2018). <https://doi.org/10.1088/1361-6382/aac608>.
- [15] A. I. Renzini, B. Goncharov, A. C. Jenkins and P. M. Meyers, “Stochastic gravitational-wave backgrounds: Current detection efforts and future prospects”, *Galaxies*, 10, 34 (2022). <https://doi.org/10.3390/galaxies10010034>.
- [16] A. H. Guth, “The inflationary Universe: A possible solution to the horizon and flatness problems”, *Physical Review D*, 23, 347-356 (1981). <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.23.347>.
- [17] S. Weinberg, “Gravitation and cosmology: Principles and applications of the general theory of relativity”, New York: John Wiley & Sons, Inc. (1972).
- [18] J. Ghiglieri and M. Laine, “Gravitational wave background from standard model physics: Qualitative features”, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 07, 022 (2015). <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2015/07/022>.
- [19] A. Ringwald, J. Schütte-Engel and C. Tamarit, “Gravitational waves as a Big Bang thermometer”, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 03, 054 (2021). <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2021/03/054>.
- [20] K. Lozanov, “Lectures on reheating after inflation”, Springer (2019).
- [21] E. Witten, “Cosmic separation of phases”, *Physical Review D*, 30, 272 (1984). <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.30.272>.
- [22] C. J. Hogan, “Gravitational radiation from cosmological phase transitions”, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 218, 629-636 (1986). <https://doi.org/10.1093/mnras/218.4.629>.
- [23] K. Kajantie, M. Laine, K. Rummukainen and M. Shaposhnikov, “The electroweak phase transition: A nonperturbative analysis”, *Nuclear Physics B*, 466, 189-258 (1996). [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(96\)00052-1](https://doi.org/10.1016/0550-3213(96)00052-1).
- [24] F. Csikor, Z. Fodor and J. Heitger, “End point of the hot electroweak phase transition”, *Physical Review Letters*, 82, 21 (1999). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.82.21>.
- [25] M. A. Stephanov, “QCD phase diagram: An overview”, *Proceedings of Science, LAT2006*, 024 (2006). <https://doi.org/10.22323/1.032.0024>.
- [26] A. H. Guth and E. J. Weinberg, “Could the Universe have recovered from a slow first order phase transition?”, *Nuclear Physics B*, 212, 321-364 (1983). [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(83\)90307-3](https://doi.org/10.1016/0550-3213(83)90307-3).
- [27] V. A. Kuzmin, V. A. Rubakov and M. E. Shaposhnikov, “On the anomalous electroweak baryon-number non-conservation in the early Universe”, *Physics Letters B*, 155, 36-42 (1985). [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(85\)91028-7](https://doi.org/10.1016/0370-2693(85)91028-7).
- [28] V. A. Rubakov and M. E. Shaposhnikov, “Electroweak baryon number non-conservation in the early Universe and in high-energy collisions”, *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*, 166, 493-537 (1996). <https://doi.org/10.3367/UFNr.0166.199605d.0493>.
- [29] J. M. Cline, C. Grojean and G. Servant, “Cosmological expansion in the presence of extra dimensions”, *Physical Review Letters*, 83, 4245 (1999). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.83.4245>.
- [30] C. Grojean and G. Servant, “Gravitational waves from phase transitions at the electroweak scale and beyond”, *Physical Review D*, 75, 043507 (2007). <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.75.043507>.
- [31] L. Randall and G. Servant, “Gravitational waves from warped spacetime”, *Journal of High Energy Physics*, 05, 054 (2007). <https://doi.org/10.1088/1126-6708/2007/05/054>.

- [32] T. W. B. Kibble, “Topology of cosmic domains and strings”, *Journal of Physics A: Mathematical and General*, 9, 1387 (1976). <https://doi.org/10.1088/0305-4470/9/8/029>.
- [33] T. W. B. Kibble, “Some implications of a cosmological phase transition”, *Physics Reports*, 67, 183-199 (1980). [https://doi.org/10.1016/0370-1573\(80\)90091-5](https://doi.org/10.1016/0370-1573(80)90091-5).
- [34] A. Vilenkin and E. P. S. Shellard, “Cosmic strings and other topological defects”, Cambridge University Press (2000).
- [35] Y. Gouttenoire, G. Servant and P. Simakachorn, “Beyond the standard models with cosmic strings”, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 07, 032 (2020). <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2020/07/032>.
- [36] R. E. Packard and T. M. Sanders, Jr, “Observations on single vortex lines in rotating superfluid helium”, *Physical Review A*, 6, 799-807 (1972). <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.6.799>.
- [37] D. I. Dunsky, A. Ghoshal, H. Murayama, Y. Sakakihara and G. White, “GUTs, hybrid topological defects, and gravitational waves”, *Physical Review D* 106, 075030 (2022). <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.106.075030>.
- [38] A. J. Long and L.-T. Wang, “Dark photon dark matter from a network of cosmic strings”, *Physical Review D*, 99, 063529 (2019). <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.99.063529>.
- [39] A. Vilenkin, “Cosmic strings”, *Physical Review D*, 24, 2082 (1981). <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.24.2082>.
- [40] A. Friedmann, “On the possibility of a world with constant negative curvature of space”, *Zeitschrift für Physik*, 21, 326-332 (1924). <https://doi.org/10.1007/BF01328280>.
- [41] G. Lemaître, “A homogeneous Universe of constant mass and increasing radius accounting for the radial velocity of extra-galactic Nebulae”, *Annales de la Société Scientifique de Bruxelles*, A47, 49-59 (1927).
- [42] H. P. Robertson, “Relativistic cosmology”, *Reviews of Modern Physics*, 5, 62 (1933). <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.5.62>.
- [43] A. G. Walker, “On Milne’s theory of world-structure”, *Proceedings of the London Mathematical Society*, s2-42, 90-127 (1937). <https://doi.org/10.1112/plms/s2-42.1.90>.
- [44] A. Einstein, “The field equations of gravitation”, *Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften zu Berlin (Math. Phys.)*, 1915, 844-847 (1915).
- [45] M. Abdul-Karim, J. Aguilar, S. Ahlen, S. Alam, L. Allen, C. A. Prieto et al., “DESI DR2 results II: Measurements of baryon acoustic oscillations and cosmological constraints”, *arXiv:2503.14738 [astro-ph.CO]*, 2025arXiv250314738D (2025). <https://doi.org/10.48550/arXiv.2503.14738>.
- [46] Wikipedia, “Kronecker delta”, Retrieved from: https://en.wikipedia.org/wiki/Kronecker_delta.
- [47] N. Bartolo, C. Caprini, V. Domcke, D. G. Figueroa, J. Garcia-Bellido, M. C. Guzzetti, M. Liguori, S. Matarrese, M. Peloso, A. Petiteau, A. Ricciardone, M. Sakellariadou, L. Sorbo and G. Tasinato, “Science with the space-based interferometer LISA. IV: Probing inflation with gravitational waves”, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 12, 026 (2016). <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2016/12/026>.
- [48] P. A. R. Ade, Z. Ahmed, M. Amiri, D. Barkats, R. Basu Thakur, C. A. Bischoff et al., “Improved constraints on primordial gravitational waves using Planck, WMAP, and BICEP/Keck observations through the 2018 observing season”, *Physical Review Letters*, 127, 151301 (2021). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.127.151301>.
- [49] K. N. Abazajian, P. Adshead, Z. Ahmed, S. W. Allen, D. Alonso, K. S. Arnold et al., “CMB-S4 science book: First edition”, Fermilab (2016).

- [50] P. D. Lasky, C. M. F. Mingarelli, T. L. Smith, J. T. Giblin, Jr., E. Thrane, D. J. Reardon, R. Caldwell, M. Bailes, N. D. R. Bhat, S. Burke-Spolaor, S. Dai, J. Dempsey, G. Hobbs, M. Kerr, Y. Levin, R. N. Manchester, S. Osłowski, V. Ravi, P. A. Rosado, R. M. Shannon, R. Spiewak, W. van Straten, L. Toomey, J. Wang, L. Wen, X. You and X. Zhu “Gravitational-wave cosmology across 29 decades in frequency”, *Physical Review X*, 6, 011035 (2016). <https://doi.org/10.1103/PhysRevX.6.011035>.
- [51] L. P. Grishchuk, “Amplification of gravitational waves in an isotropic Universe”, *Zhurnal Éksperimental'noĭ i Teoreticheskoi Fiziki*, 67, 825-838 (1974).
- [52] A. A. Starobinsky, “Spectrum of relict gravitational radiation and the early state of the Universe”, *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 30, 682-685 (1979).
- [53] V. A. Rubakov, M. V Sazhin and A. V Veryaskin, “Graviton creation in the inflationary Universe and the grand unification scale”, *Physics Letters B*, 115, 189-192 (1982). [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(82\)90641-4](https://doi.org/10.1016/0370-2693(82)90641-4).
- [54] R. Fabbri and M. D. Pollock, “The effect of primordially produced gravitons upon the anisotropy of the cosmological microwave background radiation”, *Physics Letters B*, 125, 445-448 (1983). [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(83\)91322-9](https://doi.org/10.1016/0370-2693(83)91322-9).
- [55] Y. Akrami, F. Arroja, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, M. Ballardini et al., “Planck 2018 results: X. Constraints on inflation”, *Astronomy & Astrophysics*, 641, A10 (2020). <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833887>.
- [56] Y. Gouttenoire, G. Servant and P. Simakachorn, “Revealing the primordial irreducible inflationary gravitational-wave background with a spinning Peccei-Quinn axion”, *arXiv:2108.10328 [hep-ph]*, DESY 21-126 (2021). <https://doi.org/10.48550/arXiv.2108.10328>.
- [57] Y. Gouttenoire, G. Servant and P. Simakachorn, “Kination cosmology from scalar fields and gravitational-wave signatures”, *arXiv:2111.01150 [hep-ph]*, DESY 21-134 (2021). <https://doi.org/10.48550/arXiv.2111.01150>.
- [58] R. T. Co, D. Dunsy, N. Fernandez, A. Ghalsasi, L. J. Hall, K. Harigaya and J. Shelton, “Gravitational wave and CMB probes of axion kination”, *Journal of High Energy Physics*, 2022, 116 (2022). [https://doi.org/10.1007/JHEP09\(2022\)116](https://doi.org/10.1007/JHEP09(2022)116).
- [59] N. Aggarwal, O. D. Aguiar, A. Bauswein, G. Cella, S. Clesse, A. M. Cruise, V. Domcke, D. G. Figueroa, A. Geraci, M. Goryachev, H. Grote, M. Hindmarsh, F. Muia, N. Mukund, D. Ottaway, M. Peloso, F. Quevedo, A. Ricciardone, J. Steinlechner, S. Steinlechner, S. Sun, M. E. Tobar, F. Torrenti, C. Ünal and G. White, “Challenges and opportunities of gravitational-wave searches at MHz to GHz frequencies”, *Living Reviews in Relativity*, 24, 4 (2021). <https://doi.org/10.1007/s41114-021-00032-5>.
- [60] D. G. Figueroa, A. Florio, N. Loayza and M. Pieroni, “Spectroscopy of particle couplings with gravitational waves”, *Physical Review D*, 106, 063522 (2022). <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.106.063522>.
- [61] S. J. Huber and T. Konstandin, “Gravitational wave production by collisions: More bubbles”, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 09, 022 (2008). <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2008/09/022>.
- [62] M. Kamionkowski, A. Kosowsky and M. S. Turner, “Gravitational radiation from first order phase transitions”, *Physical Review D*, 49, 2837-2851 (1994). <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.49.2837>.
- [63] A. Kosowsky, A. Mack and T. Kahniashvili, “Gravitational radiation from cosmological turbulence”, *Physical Review D*, 66, 024030 (2002). <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.66.024030>.
- [64] C. Caprini, M. Chala, G. C. Dorsch, M. Hindmarsh, S. J. Huber, T. Konstandin, J. Kozaczuk, G. Nardini, J. M. No, K. Rummukainen, P. Schwaller, G. Servant, A. Tranberg and D. J. Weir, “Detecting gravitational waves from cosmological phase transitions with LISA: An update”, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 03, 024 (2020). <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2020/03/024>.

- [65] J. Correia, M. Hindmarsh, J. Lizarraga, A. Lopez-Eiguren, K. Rummukainen and J. Urrestilla, “Scaling density of axion strings in terasite simulations”, arXiv:2410.18064 [hep-ph], HIP-2024-22/TH (2024). <https://doi.org/10.48550/arXiv.2410.18064>.
- [66] T. Vachaspati and A. Vilenkin, “Gravitational radiation from cosmic strings”, Physical Review D, 31, 3052 (1985). <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.31.3052>.
- [67] C. J. Hogan and M. J. Rees, “Gravitational interactions of cosmic strings”, Nature, 311, 109-114 (1984). <https://doi.org/10.1038/311109a0>.
- [68] A. Vilenkin, “Gravitational radiation from cosmic strings”, Physics Letters B, 107, 47-50 (1981). [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(81\)91144-8](https://doi.org/10.1016/0370-2693(81)91144-8).
- [69] J. J. Blanco-Pillado, K. D. Olum and B. Shlaer, “The number of cosmic string loops”, Physical Review D, 89, 023512 (2014). <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.89.023512>.
- [70] T. W. B. Kibble, “Evolution of a system of cosmic strings”, Nuclear Physics B, 252, 227-244 (1985). [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(85\)90439-0](https://doi.org/10.1016/0550-3213(85)90439-0).
- [71] D. P. Bennett and F. R. Bouchet, “Evidence for a scaling solution in cosmic string evolution”, Physical Review Letters, 60, 257 (1988). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.60.257>.
- [72] D. P. Bennett and F. R. Bouchet, “Cosmic string evolution”, Physical Review Letters, 63, 2776 (1989). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.63.2776>.
- [73] A. Albrecht and N. Turok, “Evolution of cosmic string networks”, Physical Review D, 40, 973 (1989). <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.40.973>.
- [74] B. Allen and E. P. S. Shellard, “Cosmic string evolution: A numerical simulation”, Physical Review Letters, 64, 119 (1990). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.64.119>.
- [75] C. Ringeval, M. Sakellariadou and F. R. Bouchet, “Cosmological evolution of cosmic string loops”, Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, 02, 023 (2007). <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2007/02/023>.
- [76] V. Vanchurin, K. D. Olum and A. Vilenkin, “Scaling of cosmic string loops”, Physical Review D, 74, 063527 (2006). <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.74.063527>.
- [77] C. J. A. P. Martins and E. P. S. Shellard, “Fractal properties and small-scale structure of cosmic string networks”, Physical Review D, 73, 043515 (2006). <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.73.043515>.
- [78] K. D. Olum and V. Vanchurin, “Cosmic string loops in the expanding Universe”, Physical Review D, 75, 063521 (2007). <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.75.063521>.
- [79] J. J. Blanco-Pillado, K. D. Olum and B. Shlaer, “Large parallel cosmic string simulations: New results on loop production”, Physical Review D, 83, 083514 (2011). <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.83.083514>.
- [80] A. Afzal, G. Agazie, A. Anumalapudi, A. M. Archibald, Z. Arzoumanian, P. T. Baker et al., “The NANOGrav 15 yr data set: Search for signals from new physics”, The Astrophysical Journal Letters, 951, L11 (2023). <https://doi.org/10.3847/2041-8213/acdc91>.
- [81] D. G. Figueroa, M. Pieroni, A. Ricciardone and P. Simakachorn, “Cosmological background interpretation of pulsar timing array data”, Physical Review Letters, 132, 171002 (2024). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.132.171002>.
- [82] R. Abbott, T. D. Abbott, S. Abraham, F. Acernese, K. Ackley, A. Adams et al., “Constraints on cosmic strings using data from the third advanced LIGO-Virgo observing run”, Physical Review Letters, 126, 241102 (2021). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.126.241102>.
- [83] L. Hergt, A. Amara, R. Brandenberger, T. Kacprzak and A. Refregier, “Searching for cosmic strings in CMB anisotropy maps using wavelets and curvelets”, Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, 06, 004 (2017). <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2017/06/004>.

- [84] Y. Cui, M. Lewicki, D. E. Morrissey and J. D. Wells, “Cosmic archaeology with gravitational waves from cosmic strings”, *Physical Review D*, 97, 123505 (2018). <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.97.123505>
- [85] Y. Cui, M. Lewicki, D. E. Morrissey and J. D. Wells, “Probing the pre-BBN Universe with gravitational waves from cosmic strings”, *Journal of High Energy Physics*, 01, 081 (2019). [https://doi.org/10.1007/JHEP01\(2019\)081](https://doi.org/10.1007/JHEP01(2019)081).
- [86] P. Campeti, E. Komatsu, D. Poletti and C. Baccigalupi, “Measuring the spectrum of primordial gravitational waves with CMB, PTA and laser interferometers”, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 01, 012 (2021). <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2021/01/012>.
- [87] T. Kite, A. Ravenni, S. P. Patil and J. Chluba, “Bridging the gap: Spectral distortions meet gravitational waves”, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 505, 4396-4405 (2021). <https://doi.org/10.1093/mnras/stab1558>.
- [88] J. Antoniadis, P. Arumugam, S. Arumugam, S. Babak, M. Bagchi, A.-S. B. Nielsen et al., “The second data release from the European Pulsar Timing Array III. Search for gravitational wave signals”, *Astronomy & Astrophysics*, 678, A50 (2023). <https://doi.org/10.1051/0004-6361/202346844>.
- [89] G. Agazie, A. Anumalapudi, A. M. Archibald, Z. Arzoumanian, P. T. Baker, B. Bécsy et al., “The NANOGrav 15 yr data set: Evidence for a gravitational-wave background”, *The Astrophysical Journal Letters*, 951, L8 (2023). <https://doi.org/10.3847/2041-8213/acdac6>.
- [90] D. J. Reardon, A. Zic, R. M. Shannon, G. B. Hobbs, M. Bailes, V. D. Marco, A. Kapur, A. F. Rogers, E. Thrane, J. Askew, N. D. R. Bhat, A. Cameron, M. Curyło, W. A. Coles, S. Dai, B. Goncharov, M. Kerr, A. Kulkarni, Y. Levin, M. E. Lower, R. N. Manchester, R. Mandow, M. T. Miles, R. S. Nathan, S. Osłowski, C. J. Russell, R. Spiewak, S. Zhang and X.-J. Zhu, “Search for an isotropic gravitational-wave background with the Parkes Pulsar Timing Array”, *The Astrophysical Journal Letters*, 951, L6 (2023). <https://doi.org/10.3847/2041-8213/acdd02>.
- [91] H. Xu, S. Chen, Y. Guo, J. Jiang, B. Wang, J. Xu, Z. Xue, R. N. Caballero, J. Yuan, Y. Xu, J. Wang, L. Hao, J. Luo, K. Lee, J. Han, P. Jiang, Z. Shen, M. Wang, N. Wang, R. Xu, X. Wu, R. Manchester, L. Qian, X. Guan, M. Huang, C. Sun and Y. Zhu, “Searching for the nano-hertz stochastic gravitational wave background with the Chinese Pulsar Timing Array data release I”, *Research in Astronomy and Astrophysics*, 23, 075024 (2023). <https://doi.org/10.1088/1674-4527/acdfa5>.
- [92] G. H. Janssen, G. Hobbs, M. McLaughlin, C. G. Bassa, A. T. Deller, M. Kramer, K. J. Lee, C. M. F. Mingarelli, P. A. Rosado, S. Sanidas, A. Sesana, L. Shao, I. H. Stairs, B. W. Stappers and J. P. W. Verbiest, “Gravitational wave astronomy with the SKA”, *Proceedings of Science, AASKA14*, 037 (2015). <https://doi.org/10.22323/1.215.0037>.
- [93] M. Ajello, W. B. Atwood, L. Baldini, J. Ballet, G. Barbiellini, D. Bastieri et al., “A gamma-ray pulsar timing array constrains the nanohertz gravitational wave background”, *Science*, 376, 521-523 (2022). <https://doi.org/10.1126/science.abm3231>.
- [94] C. J. Moore, D. P. Mihaylov, A. Lasenby and G. Gilmore, “Astrometric search method for individually resolvable gravitational wave sources with Gaia”, *Physical Review Letters*, 119, 261102 (2017). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.119.261102>.
- [95] J. Garcia-Bellido, H. Murayama and G. White, “Exploring the early Universe with Gaia and Theia”, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 12, 023 (2021). <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2021/12/023>.
- [96] M. A. Fedderke, P. W. Graham and S. Rajendran, “Gravity gradient noise from asteroids”, *Physical Review D*, 103, 103017 (2021). <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.103.103017>.

- [97] D. Blas and A. C. Jenkins, “Detecting stochastic gravitational waves with binary resonance”, *Physical Review D*, 105, 064021 (2022). <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.105.064021>.
- [98] A. Berlin, M. Brüggen, O. Buchmueller, P. Chen, R. T. D’Agnolo, R. Deng, J. R. Ellis, S. Ellis, G. Franchetti, A. Ivanov, J. M. Jowett, A. P. Kobushkin, S. Y. Lee, J. Liske, K. Oide, S. Rao, J. Wenninger, M. Wellenzohn, M. Zanetti and F. Zimmermann, “Storage rings and gravitational waves: Summary and outlook”, arXiv:2105.00992 [physics.acc-ph], KCL-PH-TH/2021-28, CERN-TH-2021-068, (2021). <https://doi.org/10.48550/arXiv.2105.00992>.
- [99] P. Auclair, D. Bacon, T. Baker, T. Barreiro, N. Bartolo, E. Belgacem et al., “Cosmology with the laser interferometer space antenna”, *Living Reviews in Relativity*, 26, 5 (2023). <https://doi.org/10.1007/s41114-023-00045-2>.
- [100] K. Yagi and N. Seto, “Detector configuration of DECIGO/BBO and identification of cosmological neutron-star binaries”, *Physical Review D*, 83, 044011 (2011). <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.83.044011>.
- [101] Y. Gong, J. Luo and B. Wang, “Concepts and status of Chinese space gravitational wave detection projects”, *Nature Astronomy*, 5, 881-889 (2021). <https://doi.org/10.1038/s41550-021-01480-3>.
- [102] A. Sesana, N. Korsakova, M. A. Sedda, V. Baibhav, E. Barausse, S. Barke, E. Berti, M. Bonetti, P. R. Capelo, C. Caprini, J. Garcia-Bellido, Z. Haiman, K. Jani, O. Jennrich, P. H. Johansson, F. M. Khan, V. Koroš, A. Lamberts, A. Lupi, A. Mangiagli, L. Mayer, G. Nardini, F. Pacucci, A. Petiteau, A. Raccanelli, S. Rajendran, J. Regan, L. Shao, A. Spallicci, N. Tamanini, M. Volonteri, N. Warburton, K. Wong and M. Zumalacarregui, “Unveiling the gravitational Universe at μ -Hz frequencies”, *Experimental Astronomy*, 51, 1333-1383 (2021). <https://doi.org/10.1007/s10686-021-09709-9>.
- [103] Y. A. El-Neaj, C. Alpigiani, S. Amairi-Pyka, H. Araújo, A. Balaz, A. Bassi et al., “AEDGE: Atomic experiment for dark matter and gravity exploration in space”, *EPJ Quantum Technology*, 7, 6 (2020). <https://doi.org/10.1140/epjqt/s40507-020-0080-0>.
- [104] L. Badurina, E. Bentine, D. Blas, K. Bongs, D. Bortoletto, T. Bowcock, K. Bridges, W. Bowden, O. Buchmueller, C. Burrage, J. Coleman, G. Elert, J. Ellis, C. Foot, V. Gibson, M. G. Haehnelt, T. Harte, S. Hedges, R. Hobson, M. Holynski, T. Jones, M. Langlois, S. Lellouch, M. Lewicki, R. Maiolino, P. Majewski, S. Malik, J. March-Russell, C. McCabe, D. Newbold, B. Sauer, U. Schneider, I. Shipsey, Y. Singh, M. A. Uchida, T. Valenzuela, M. van der Grinten, V. Vaskonen, J. Vosseveld, D. Weatherill and I. Wilmot, “AION: An atom interferometer observatory and network”, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 05, 011 (2020). <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2020/05/011>.
- [105] M. Abe, P. Adamson, M. Borcean, D. Bortoletto, K. Bridges, S. P. Carman et al., “Matter-wave atomic gradiometer interferometric sensor (MAGIS-100)”, *Quantum Science and Technology*, 6, 044003 (2021). <https://doi.org/10.1088/2058-9565/abf719>.
- [106] S. Hild, M. Abernathy, F. Acernese, P. Amaro-Seoane, N. Andersson, K. Arun et al., “Sensitivity studies for third-generation gravitational wave observatories”, *Classical and Quantum Gravity*, 28, 094013 (2011). <https://doi.org/10.1088/0264-9381/28/9/094013>.
- [107] M. Punturo, M. Abernathy, F. Acernese, B. Allen, N. Andersson, K. Arun et al., “The Einstein telescope: A third-generation gravitational wave observatory”, *Classical and Quantum Gravity*, 27, 194002 (2010). <https://doi.org/10.1088/0264-9381/27/19/194002>.
- [108] A. Abac, R. Abramo, S. Albanesi, A. Albertini, A. Agapito, M. Agathos et al., “The science of the Einstein telescope”, arXiv:2503.12263 [gr-qc], ET-0036C-25 (2025). <https://doi.org/10.48550/arXiv.2503.12263>.
- [109] B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, M. R. Abernathy, K. Ackley, C. Adams et al., “Exploring the sensitivity of next generation gravitational wave detectors”, *Classical and Quantum Gravity*, 34, 044001 (2017). <https://doi.org/10.1088/1361-6382/aa51f4>.

- [110] G. Servant and P. Simakachorn, “Ultrahigh frequency primordial gravitational waves beyond the kHz: The case of cosmic strings”, *Physical Review D*, 109, 103538 (2024). <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.109.103538>.
- [111] G. Servant and P. Simakachorn, “Constraining postinflationary axions with pulsar timing arrays”, *Physical Review D*, 108, 123516 (2023). <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.108.123516>.
- [112] E. Witten, “Cosmic superstrings”, *Physics Letters B*, 153, 243-246 (1985). [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(85\)90540-4](https://doi.org/10.1016/0370-2693(85)90540-4).