



รายงานวิจัยฉบับสมบูรณ์

โครงการ การศึกษาวิวัฒนาการของคุณสมบัติทางรังสีเอกซ์ของกลุ่มกาแลกซึ่ Investigating the evolution of the X-ray properties of galaxy clusters

โดย ดร. อรรุจี เหมือนวงศ์ และคณะ

มิถุนายน พุทธศักราช 2548

สัญญาเลขที่ MRG4680129

รายงานวิจัยฉบับสมบูรณ์

โครงการ การศึกษาวิวัฒนาการของคุณสมบัติทางรังสีเอกซ์ของกลุ่มกาแลกซึ่ Investigating the evolution of the X-ray properties of galaxy clusters

คณะผู้วิจัย

สังกัด

1. ดร. อรรุจี เหมือนวงศ์	ภาควิชาฟิสิกส์ คณะวิทยาศาสตร์ มหาวิทยาลัยขอนแก่น
2. Prof. Peter A. Thomas	Astronomy Centre, University of Sussex, United Kingdom
3. Dr. Scott T. Kay	Astrophysics, University of Oxford, United Kingdom

สนับสนุนโดยสำนักงานคณะกรรมการการอุดมศึกษาและสำนักงานกองทุนสนับสนุนการวิจัย (ความเห็นในรายงานนี้เป็นของผู้วิจัย สำนักงานคณะกรรมการการอุดมศึกษาและ สำนักงานกองทุนสนับสนุนการวิจัย ไม่จำเป็นต้องเห็นด้วยเสมอไป)

Abstract

We investigate the redshift dependence of X-ray cluster scaling relations drawn from three hydrodynamic simulations of the Λ CDM cosmology: a *Radiative* model that incorporates radiative cooling of the gas; a *Preheating* model that additionally heats the gas uniformly at high redshift and a strong *Feedback* model that self-consistently heats cold gas in proportion to its local cooling/accretion rate. While all three models are capable of reproducing the observed local $L_{\rm X}$ - $T_{\rm X}$ relation, they predict substantially different results at high redshift (to z=1.5), with the Radiative model predicting strongly positive evolution, the Preheating model mildly positive evolution and the Feedback model mildly negative evolution. These variations are mainly due to the amount of low entropy gas delivered to cluster cores in sub-haloes, whose overall accretion rate decreases with time. Heating diminishes this supply, leading to hotter, extended cores and weaker evolution in the L_X - T_X relation. Based on our results, we can conclude that the latest observations which predict positive evolution of the L_X - T_X relation, point to a scenario where heating must have occured at high redshift, allowing radiative cooling to drive its evolution at lower redshift. Future large-scale observations of scaling relations at high redshift will therefore place interesting constraints on the nature of galaxy formation in clusters as well as on cosmological parameters.

บทคัดย่อ

้ได้ทำการศึกษาวิวัฒนาการความสัมพันธ์ของคุณสมบัติทางรังสีเอกซ์ของกลุ่มกาแลกซี่ซึ่งได้จากการจำลอง แบบทางตัวเลของเอกภพแบบ ΛCDM จำนวน 3 แบบจำลอง ได้แก่ แบบจำลอง *Radiative* ซึ่งก๊าซสามารถ เย็นตัวลงได้ด้วยกระบวนการการแผ่ความร้อน แบบจำลอง Preheating ซึ่งทุกอนุภาคก๊าซได้รับความร้อน ้เหมือนกันที่เรดชิฟท์สูง และแบบจำลอง Feedback ซึ่งทำให้ก๊าซที่เย็นตัวลงร้อนขึ้นตามอัตราการดึงรวม ้สสาร แม้ทั้งสามแบบจำลองนี้สามารถให้ความสัมพันธ์ระหว่างกำลังส่องสว่างและอุณหภูมิของรังสีเอกซ์ $(L_{
m X} ext{-} T_{
m X})$ ณ เรดซิฟท์ขณะปัจจุบันได้สอดคล้องกับที่สังเกตการณ์ได้จริง แต่สำหรับความสัมพันธ์ดังกล่าว ที่เรดชิฟท์สูง (เมื่อพิจารณาถึง z=1.5) พบว่าแต่ละแบบจำลองให้ผลแตกต่างกัน โดย แบบจำลอง Radiative มีวิวัฒนาการของความสัมพันธ์เชิงบวกอย่างชัดเจน แบบจำลอง Preheating เป็นวิวัฒนาการเชิง บวกอย่างอ่อน และแบบจำลอง Feedback เป็นแบบเชิงลบอย่างอ่อน ความแตกต่างดังกล่าวนี้ มีสาเหตุ มาจากการที่ปริมาณของก๊าซที่มีเอนโทรปีต่ำในใจกลางของกลุ่มกาแลกซี่ภายในฮาโลย่อย ซึ่งมีอัตราการ ดึงรวมสสารที่ลดลงกับเวลา การให้ความร้อนจะมีผลในการลดปริมาณก๊าซเหล่านี้ ทำให้ใจกลางร้อน มากขึ้นส่งผลให้วิวัฒนาการที่อ่อน สามารถสรุปได้ว่าการสังเกตการณ์ที่ให้ผลทางวิวัฒนาการเชิงบวกของ ้ความสัมพันธ์ดังกล่าว จะสามารถบ่งชี้ได้ว่าการให้ความร้อนในรูปแบบใดๆจะสามารถเกิดขึ้นได้ที่เรดชิฟท์ สูง ทำให้การแผ่ความร้อนเกิดขึ้นได้ที่เรดชิฟท์ต่ำ การสังเกตการณ์ยุคใหม่ที่เรดชิฟท์สูงจะสามารถบ่งบอก ถึงธรรมชาติของกระบวนการเกิดและก่อตัวของกาแลกซี่ และรวมทั้งการกำหนดค่าพารามิเตอร์ต่างๆของ เอกภพ

Executive Summary

คณผู้วิจัยได้ทำการศึกษาวิวัฒนาการของคุณสมบัติทางรังสีเอกซ์ของกลุ่มกาแลกซี่จากแบบจำลองเอกภพ ภายใต้สมมติฐานว่า ปรากฏการณ์ทางความร้อนของก๊าซในกลุ่มกาแลกซี่ในอดีต จะสามารถส่งผลต่อการ สังเกตการณ์จริงของคุณสมบัติต่างๆที่วัดได้ในย่านรังสีเอกซ์ อันจะนำไปสู่การสนับสนุนทฤษฎีที่เกี่ยวข้อง กับการก่อตัวของโครงสร้างในเอกภพ ซึ่งจะทำให้นักวิจัยด้านเอกภพวิทยานำคุณสมบัติที่วัดได้จากภาค สังเกตการณ์ ไปศึกษาวิเคราะห์เพื่อเป็นเครื่องมือหนึ่งในการเชื่อมต่อกับความรู้เชิงทฤษฎี

การศึกษาครั้งนี้ได้ใช้แบบจำลองเอกภพชนิด ACDM ซึ่งเป็นชุดพารามิเตอร์ที่มีความสอดคล้องกับ พารามิเตอร์ของเอกภพเท่าที่มีการศึกษาในปัจจุบัน โดยในเอกภพจำลองดังกล่าวนี้ จะประกอบไปด้วย อนุภาคจำนวนหลายล้านอนุภาค ซึ่งมีทั้งอนุภาคสสารมึด (dark matter particle) และอนุภาคของก๊าซ (gas particle) โดยได้พิจารณาปรากฏการณ์ทางความร้อนของก๊าซ 3 แบบที่แตกต่างกัน ได้แก่ แบบจำลอง *Radiative* ซึ่งก๊าซสามารถเย็นตัวลงได้ด้วยกระบวนการการแผ่ความร้อน แบบจำลอง *Preheating* ซึ่งทุก อนุภาคก๊าซได้รับความร้อนเหมือนกันที่เรดชิฟท์สูง และแบบจำลอง *Feedback* ซึ่งทำให้ก๊าซที่เย็นตัวลง ร้อนขึ้นตามอัตราการดึงรวมสสาร

ในแต่ละแบบจำลองได้มีการสร้างแคตาลอกวัตถุประเภทกลุ่มกาแลกซี่ขึ้นที่เรดชิฟท์ (z) 4 ค่า ด้วยกัน ได้แก่ที่ 0, 0.5, 1.0 และ 1.5 โดยได้ทำการคำนวณหาคุณสมบัติต่างๆทางรังสีเอกซ์ซึ่งสามารถเปรียบเทียบ ได้กับการสังเกตการณ์จริงจากกล้องโทรทรรศน์อวกาศรังสีเอกซ์ แล้วนำมาพิจารณาวิวัฒนาการของคู่ความ สัมพันธ์ต่างๆที่นักเอกภพวิทยาสนใจ โดยสามารถสรุปได้ว่าแบบจำลองทั้งสามมีลักษณะของวิวัฒนาการ ที่แตกต่างกัน ซึ่งเห็นได้ชัดเจนที่สุดคือความสัมพันธ์ระหว่าง กำลังส่องสว่างและอุณหภูมิของรังสีเอกซ์ (L_X - T_X) ซึ่งคุณสมบัติทั้งสองนี้ได้รับอิทธิพลจากกระบวนการทางความร้อนได้โดยตรงที่สุด เมื่อเทียบกับ คุณสมบัติอื่นๆ โดยแบบจำลองทั้งสามซึ่งก๊าซมีปรากฏการณ์ทางความร้อนที่แตกต่างกันดังกล่าวปรากฏ ว่า แบบจำลอง *Radiative* มีวิวัฒนาการของความสัมพันธ์เชิงบวกอย่างชัดเจน แบบจำลอง *Preheating* เป็นวิวัฒนาการเชิงบวกอย่างอ่อน และแบบจำลอง *Feedback* เป็นแบบเชิงลบอย่างอ่อน อันเนื่องมาจาก ปริมาณของก๊าซเอนโทรปีต่ำที่เหลืออยู่ในใจกลางมีปริมาณที่แตกต่างกัน

การศึกษาทางตัวเลขนี้ได้ทำนายผลของปรากฏการณ์ทางความร้อนที่แตกต่างกัน ที่มีอิทธิพลต่อการ แสดงออกทางวิวัฒนาการของคุณสมบัติทางรังสีเอกซ์ที่สังเกตการณ์ได้ ซึ่งจะช่วยเชื่อมต่อให้นักเอกภพ วิทยาทั้งทางด้านทฤษฎีและสังเกตการณ์ตีความหมายและเข้าใจความเป็นมาของการก่อเกิดโครงสร้างหลัก ในเอกภพได้

งานวิจัย

1 บทนำ

ในการศึกษาวิจัยเกี่ยวกับเอกภพนั้น นักเอกภพวิทยาพยายามที่จะหาพารามิเตอร์ที่จะอธิบายเอกภพของ เราตามทฤษฎีที่มีอยู่ในปัจจุบันนี้ให้ดีที่สุด โดยสามารถทำได้หลายวิธีด้วยกัน ซึ่งล้วนแล้วแต่ต้องอาศัย การสังเกตการณ์เป็นพื้นฐานที่สำคัญ อันได้แก่การสังเกตการณ์จากปรากฏการณ์ต่างๆ หรือเทหวัตถุกลุ่ม หนึ่งกลุ่มใด ที่สามารถเชื่อมโยงความสัมพันธ์เข้ากับความเป็นมาและความน่าจะเป็นในอนาคตของเอกภพ เทหวัตถุกลุ่มหนึ่งที่ได้รับความสนใจจากนักวิจัยจำนวนมาก ได้แก่กลุ่มกาแลกซี่ (cluster of galaxies) ทั้งนี้เนื่องจากกลุ่มกาแลกซี่อาจนับว่าเป็นโครงสร้างหลักที่สำคัญในลำดับที่ต่อลงมาจากเอกภพโดยรวม และเป็นกลุ่มวัตถุที่สามารถสังเกตการณ์ได้ด้วยกล้องโทรทรรศน์อวกาศรังสีเอกซ์ เนื่องจากภายในกลุ่ม กาแลกซี่ประกอบด้วยก๊าซร้อนจำนวนมากที่แผ่รังสีในย่านรังสีเอกซ์

อย่างไรก็ดี นักเอกภพวิทยาทราบดีว่าการสังเกตการณ์ในย่านรังสีเอกซ์ไม่สามารถให้ภาพรวมทั้งหมด ของกลุ่มกาแลกซี่ได้เพราะภายในกลุ่มกาแลกซี่นอกจากจะประกอบด้วยก๊าซแล้ว ยังมีสสารม็ด (dark matter) เป็นส่วนประกอบที่สำคัญอีกด้วยในสัดส่วนที่มากกว่าปริมาณสสารที่มองเห็นได้อันได้แก่ก๊าซและ ดวงดาวอยู่กว่า 5-6 เท่าดังนั้นการที่จะใช้กลุ่มกาแลกซี่มาศึกษาความเป็นมาและโครงสร้างภายในเอกภพ จำเป็นที่จะต้องทราบว่าสสารมึดแสดงอิทธิพลอย่างไรต่อการดำเนินไปของวิวัฒนาการในเอกภพ ซึ่งการที่ จะเข้าใจการกระจายตัวของโครงสร้างในเอกภพได้นั้นจำเป็นที่จะต้องสามารถประมาณค่าของมวลของกลุ่ม กาแลกซี่ให้ได้ใกล้เคียงที่สุด

แม้ว่าในปัจจุบันจะยังไม่มีการค้นพบคำตอบที่เฉพาะเจาะจงเกี่ยวกับสถานะและลักษณะที่แท้จริงของ สสารมิด แต่ก็ได้เป็นที่ยอมรับกันโดยทั่วไปว่า การจำลองแบบทางตัวเลขในระดับเอกภพโดยการคาดคะเน คุณสมบัติอย่างคร่าวๆของสสารมึด สามารถทำนายลักษณะการกระจายตัวของโครงสร้างในเอกภพตามที่ ได้มีการสังเกตการณ์จริงดังนั้นแบบจำลองเอกภพเป็นเครื่องมือที่สำคัญอีกชิ้นหนึ่งในการศึกษาวิวัฒนาการ ของเอกภพ ซึ่งจะทำให้นักสังเกตการณ์และนักทฤษฎีเชื่อมโยงองค์ความรู้ต่อกันได้

ดังที่ได้กล่าวมาแล้วว่ามวลของกลุ่มกาแลกซี่คือเป้าหมายสำคัญในการศึกษาโครงสร้างในเอกภพ ดังนั้น จึงได้มีความพยายามในการหาความสัมพันธ์ระหว่างมวลกับคุณสมบัติอื่นๆที่สังเกตได้โดยตรง ทั่งนี้เพราะ สสารมึดไม่สามารถตรวจวัดได้โดยตรง ยกเว้นการใช้ผลทางแรงโน้มถ่วงมาศึกษา เช่น การอาศัยปรากฏการณ์ เลนส์ความโน้มถ่วง ซึ่งไม่สามารถทำได้ง่ายนัก คุณสมบัติทางรังสีเอกซ์อย่างแรกที่สัมพันธ์ใกล้ชิดกับ มวลสุทธิ (M) ของกลุ่มกาแลกซี่ได้แก่อุณหภูมิ (T_X) ซึ่งฟิสิกส์ที่ใช้อธิบายนั้นไม่ยุ่งยากซับซ้อนแต่ยัง มีคุณสมบัติอีกอันหนึ่งซึ่งนักสังเกตการณ์สามารถวัดได้คือ กำลังส่องสว่าง (L_X) ซึ่งต้องอาศัยฟิสิกส์ที่ ชับซ้อนกว่าในการอธิบาย เนื่องจากกำลังส่องสว่างนั้นต้องพิจารณาความหนาแน่นของสสารภายในกลุ่ม กาแลกซี่ (intracluster medium) ซึ่งความหนาแน่นนี้เป็นผลของโครงสร้างภายใน แต่อย่างไรก็ดีนัก เอกภพวิทยามักที่จะสร้างความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิกับมวล (T_X-M) และกำลังส่องสว่างกับอุณหภูมิ (L_X-T_X) ความสัมพันธ์ทั้งสองนี้นำมาใช้ในการศึกษาการกระจายตัวของโครงสร้างในเอกภพ ดังนั้นจึง จำเป็นอย่างยิ่งที่จะต้องมีความสัมพันธ์ที่มีความแน่นอนเชื่อถือได้ มิฉะนั้นจะเป็นสาเทตุสำคัญของความ คลาดเคลื่อนได้ อย่างไรก็ดี ความสัมพันธ์ T_X-M นั่น เป็นความสัมพันธ์ที่การสังเกตการณ์หลายๆชิ้นมี ความสอดคล้องกันอย่างดี แต่สำหรับความสัมพันธ์ L_X-T_Xนั้น แต่ละการศึกษาให้ผลที่แตกต่างกันอย่าง ชัดเจน

ทฤษฎีหนึ่งที่อธิบายการเกิดของโครงสร้างนั้นได้เสนอว่าโครงสร้างในเอกภพเกิดขึ้นแบบคล้ายตัวเอง หรือที่เรียกว่า Self-similar Theory ซึ่งทฤษฎีได้กล่าวว่าโครงสร้างที่มีขนาดใหญ่และเล็กล้วนเกิดจาก การยุบตัวภายใต้แรงโน้มถ่วง และสามารถที่จะสเกลให้ทุกระบบมีความคล้ายกันได้ โดยทั่วไปแล้วการ สังเกตการณ์ยุคใหม่ต่างได้ผลสอดคล้องกันว่า ทฤษฎีดังกล่าวนี้ไม่อาจสามารถอธิบายผลการสังเกตการณ์ ได้ทั้งหมด โดยเฉพาะอย่างยิ่งในการศึกษาความสัมพันธ์ $L_{\rm X}$ - $T_{\rm X}$ นั้น ได้พบว่ากลุ่มกาแลกซี่ไม่ประพฤติ ตัวตามทฤษฎีดังกล่าว ทั้งนี้เนื่องจากกำลังส่องสว่างเป็นผลจากพฤติกรรมทางเทอร์โมไดนามิกส์ของส สารภายในกลุ่มกาแลกซี่ซึ่งพฤติกรรมดังกล่าวนี้ไม่เพียงแต่เกิดขึ้นจากความร้อนอันเนื่องมาจากการยุบตัว ภายใต้แรงโน้มถ่วงแต่มีความร้อนจากสาเหตุอื่น นำไปสู่การเพิ่มขึ้นของเอนโทรปีซึ่งระบบขนาดใหญ่และ เล็กได้รับอิทธิพลไม่เท่ากันเช่น กระบวนการการเกิดกาแลกซี่จะมีอิทธิพลมากกับระบบขนาดเล็ก ทำให้ ใจกลางร้อนขึ้นมาก แต่ไม่สว่างเท่าที่ควรจะเป็นจากที่ทฤษฎีได้ทำนายไว้ เป็นต้น

ดังนั้นในการศึกษาว่าคุณสมบัติต่างๆมีวิวัฒนาการอย่างไร นอกจากจะทำให้เกิดประโยชน์ต่อการศึกษา ความเป็นมาของโครงสร้างของเอกภพแล้ว ยังสามารถทำให้เข้าใจว่ากระบวนการทางความร้อนแบบใดมี ผลต่อวิวัฒนาการ ซึ่งผลการสังเกตการณ์ด้วยกล้องโทรทรรศน์อวกาศสำหรับกลุ่มกาแลกซี่ ณ เรดชิฟท์สูงๆ จากกล้อง *Chandra* และ *XMM-Newton* ที่กำลังเป็นที่สนใจในขณะนี้ จะทำให้สามารถเปรียบเทียบผลที่ ได้จากการศึกษาเชิงตัวเลขได้เป็นอย่างดี

2 การสังเกตการณ์ทางวิวัฒนาการ

จากทฤษฎีการเกิดโครงสร้างแบบคล้ายตัวเอง Kaiser (1986) ได้ให้ความสัมพันธ์ระหว่างคุณสมบัติของ กลุ่มกาแลกซี่ไว้ว่า

$$T_{\rm X} \propto M^{\frac{2}{3}} \left(1+z\right) \tag{1}$$

$$L_{\rm X} \propto M^{\frac{4}{3}} (1+z)^{\frac{7}{2}}$$
 (2)

$$\propto T_{\rm X}^{2} (1+z)^{\frac{3}{2}}$$
 (3)

โดยสมมติว่าการกระจายของก๊าซและสสารมึดในกลุ่มกาแลกซี่ เป็นไปอย่างคล้ายตัวเองและการแผ่

รังสีเอกซ์เป็นไปตามการแผ่รังสีแบบเบรมสตราลุง อย่างไรก็ดีดังที่ได้กล่าวแล้วคุณสมบัติของกลุ่มกาแลก ซี่ไม่เป็นไปตามทฤษฎีโครงสร้างแบบคล้ายตัวเอง ซึ่งเราสามารถที่จะเขียนความสัมพันธ์ระหว่างคุณสมบัติ ในรูปทั่วไปแบบ power-law ดังนี้

$$Y = Y_0 X^{\alpha} (1+z)^A,$$
(4)

โดย Y₀ คือ นอร์มัลไลเซชั่นที่เรดชิฟท์บัจจุบัน (z = 0) α คือความชันของความสัมพันธ์ใน log-space และ A แสดงวิวัฒนาการของความสัมพันธ์กับเรดชิฟท์ ซึ่งเป็นปริมาณที่เราสนใจในงานวิจัยนี้

ผลการสังเกตการณ์ล่าสุดระหว่าง T_X -M นั้น บัจจุบันนี้ยังมีอยู่ไม่มากเท่าใดนักทั้งนี้เป็นเพราะไม่ สามารถประมาณค่ามวลได้แม่นยำนักสำหรับกลุ่มกาแลกซี่ที่อยู่ณ เรดชิฟท์สูงๆ แต่ผลการศึกษาที่ผ่านมา พบว่าเป็นไปตามทฤษฎีโครงสร้างคล้ายตัวเองนั่นคือ $A \sim 1$ ดังเช่นใน Maughan et al. (2005) และ Kotov & Vikhlinin (2005)

สำหรับความสัมพันธ์ L_X - T_X นั้น สามารถหาจากการสังเกตการณ์ได้แม่นยำกว่า จากการสังเกตการณ์ ต่างๆกันเราได้สรุปเป็นแผนภาพของผลงานจาก Vikhlinin et al. (2002), Arnaud et al. (2002), Novicki et al. (2002), Holden et al. (2002), Lumb et al. (2004) Maughan et al. (2005) และ Kotov & Vikhlinin (2005) ดังในรูปที่ 1 โดยเราได้ใช้พารามิเตอร์สำหรับเอกภพแบบแบนราบ ความหนาแน่นต่ำ แผนภาพนี้แสดงพารามิเตอร์วิวัฒนาการ A กับ 1 + z ของความสัมพันธ์ดังกล่าว โดย แสดงขอบเขตความคลาดเคลื่อนตามที่แต่ละผลงานได้ระบุไว้ จะเห็นได้ว่าส่วนใหญ่แล้วจะมีวิวัฒนาการเชิง บวก ($0 \leq A \leq 2$) โดยผลงานชิ้นล่าสุดสนับสนุนวิวัฒนาการโครงสร้างแบบคล้ายตัวเอง อย่างไรก็ดี ยัง มีความจำเป็นที่ต้องสรุปจากกลุ่มตัวอย่างที่มีความสมบูรณ์ทางสถิติมากขึ้น และมีขนาดใหญ่ขึ้นอย่างเช่น จากการสำรวจ XMM-Newton Cluster Survey



รูปที่ 1: วิวัฒนาการของความสัมพันธ์ $L_{
m X}$ - $T_{
m X}$ ที่ได้จากการสังเกตการณ์ต่างๆของตัวอย่างกลุ่มกาแลกซื่

3 แบบจำลองที่ใช้

เราได้ใช้การจำลองแบบที่ได้จากการพัฒนาโปรแกรม HYDRA (Couchman, Thomas & Pearce 1995; Pearce & Couchman 1997) ซึ่งใช้อัลกอริธึมแบบ Adaptive Particle Particle/Particle-mesh (AP³M) เพื่อคำนวณแรงโน้มถ่วง (Couchman 1991) และ Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) สำหรับ แรงทางไฮโดรไดนามิกส์ ซึ่งได้อธิบายใน Thacker & Couchman (2001)

แบบจำลองเอกภพที่ใช้เป็นเอกภพแบบแบนราบ ความหนาแน่นต่ำ ซึ่งมีพารามิเตอร์ความหนาแน่น $\Omega_0 = 0.35$ ค่าคงที่ฮับเบิล h = 0.71 ค่าคงที่เอกภพ $\Omega_{\Lambda} = 0.65$ ความหนาแน่นบารีออน $\Omega_b = 0.019 h^{-2}$ พารามิเตอร์รูปร่างของ cold dark matter power spectrum หรือ $\Gamma = 0.21$ และนอร์มัลไลซ์ เซชั่น $\sigma_8 = 0.9$

สำหรับการพิจารณาปรากฏการณ์ทางความร้อน ซึ่งเราใช้เป็นกระบวนการในการเพิ่มเอนโทรปีของ ก๊าซในกลุ่มกาแลกซี่นั้น พิจารณาแบบจำลอง 3 แบบด้วยกัน โดยเราสนใจที่จะศึกษาว่ากระบวนการใดเป็น กระบวนการหลักในการทำให้เกิดวิวัฒนาการดังที่จะสามารถสังเกตได้จากการสังเกตการณ์จริง แบบจำลอง ทั้งสามนี้ได้แก่

- 1. แบบจำลอง *Radiative* ในแบบจำลองนี้ ก๊าซสามารถสูญเสียพลังงานได้โดยการแผ่ความร้อน (radiative cooling) โดยเราใช้ cooling table จาก Sutherland & Dopita (1993) สำหรับ เมทัลลิซิตี $Z = 0.3(t/t_0)Z_{\odot}$ โดย t/t_0 คืออัตราส่วนระหว่างอายุเอกภพขณะที่พิจารณากับ อายุเอกภพบัจจุบัน สสารที่ได้เย็นตัวแล้ว (ซึ่งเรากำหนดให้หมายถึงอนุภาคก๊าซที่มีความหนาแน่น เกินค่าวิกฤต หรือ δ อยู่มากกว่า 1000 เท่า และมีอุณหภูมิต่ำกว่า 1.2×10^4 K)
- แบบจำลอง Preheating เป็นแบบจำลองเดียวกันกับแบบ Radiative แต่อนุภาคก๊าซได้รับความ ร้อนอย่างสม่ำเสมอด้วยพลังงานความร้อน 1.5 keV ที่เรดชิฟท์เท่ากับ 4 ซึ่งเทียบได้กับการเพิ่ม

อุณหภูมิประมาณ $1.2 \times 10^7 {
m K}$

3. แบบจำลอง Feedback เป็นแบบจำลองที่เลียนแบบผลของการสร้างกาแลกซี่ โดยกำหนดให้ส่วนหนึ่ง ของก๊าซที่เย็นแล้วสามารถเกิดเป็นดาว และส่วนที่เหลือถูกทำให้ร้อนขึ้นด้วยกระบวนการเกิดดาว ดังนั้นการทำให้ก๊าซร้อนขึ้นในแบบจำลองนี้แตกต่างจาก แบบ Preheating ที่เอนโทรปีเพิ่มขึ้น เฉพาะในบริเวณที่มีความหนาแน่นสูงเท่านั้น ในขณะที่แบบ Preheating นั้น เอนโทรปีเพิ่มขึ้นทุก ส่วนในแบบจำลองในช่วงเวลาก่อนที่จะมีการสร้างโครงสร้างขนาดใหญ่

สำหรับแบบจำลองแบบที่ 1 และ 2 นั้น ขนาดของกล่องที่ใช้จำลองแบบมีขนาดด้านละ $100 h^{-1} \mathrm{Mpc}$ ประกอบด้วยอนุภาคของสสารมืดและก๊าซจำนวนชนิดละ 409600 (หรือ 160³) อนุภาค ซึ่งแต่ละประเภทมี มวล $2.1 \times 10^{10} h^{-1} \mathrm{M}_{\odot}$ และ $2.6 \times 10^9 h^{-1} \mathrm{M}_{\odot}$ ตามลำดับ โดยเริ่มต้นการจำลองแบบจากการรบกวน สนามความหนาแน่นที่เรดชิฟท์ 49 จนกระทั่งถึงปัจจุบัน การจำลองแบบนี้ได้ใช้ซุปเปอร์คอมพิวเตอร์ Cray T3E ที่ Edinburgh Parallel Computing Centre รายละเอียดเพิ่มเติมได้กล่าวไว้ใน Muanwong et al. (2002)

แบบจำลองแบบที่ 3 นั้นขนาดของกล่องที่ใช้คือด้านละ $120 h^{-1} \mathrm{Mpc}$ ซึ่งใช้อนุภาคชนิดละ 256^3 อนุภาค โดยมวลของอนุภาคสสารมืดและก๊าซคือ $7.3 \times 10^9 h^{-1} \mathrm{M}_{\odot}$ และ $1.3 \times 10^9 h^{-1} \mathrm{M}_{\odot}$ ตาม ลำดับ โดยเริ่มต้นที่เรดชิฟท์ 49 เช่นกัน โดยใช้เครื่องคอมพิวเตอร์COSmology MAchine ในมหาวิทยาลัย Durham รายละเอียดอื่นๆได้กล่าวไว้ใน Kay et al. (2004)

3.1 การระบุกลุ่มกาแลกซี่ในแบบจำลอง

ทั้งสามแบบจำลองนี้เราได้ใช้กระบวนการเดียวกันในการระบุหากลุ่มกาแลกซี่ โดยเริ่มจากการสร้างลำดับ ของอนุภาคมึดซึ่งมีค่าเกิน 317 เท่าของความหนาแน่นเฉลี่ยของสสารมึดทั้งหมดซึ่งถือว่าอนุภาคเหล่านี้

ตารางที่ 1: จำนวนกลุ่มกาแลกซี่ที่เรดชิฟท์ต่างๆ

	Redshift			
Model	0.0	0.5	1.0	1.5
Radiative	340	190	85	31
Preheating	283	147	59	22
Feedback	342	98	45	13

เป็นสมาชิกภายในบริเวณที่ไวเรียลไลซ์แล้ว จากนั้นเราจึงแบ่งกลุ่มลำดับนี้เป็นกลุ่มย่อย จุดศูนย์กลางของ แต่ละกลุ่มย่อยคือตำแหน่งของอนุภาคที่มีความหนาแน่นมากที่สุด จากนั้นจึงทำการหาทุกอนุภาคที่อยู่ ภายในทรงกลมที่มีจุดศูนย์กลางดังกล่าวนั้น โดยทรงกลมนี้มีความหนาแน่นเฉลี่ยเป็น 500 เท่าของความ หนาแน่นวิกฤติ แต่ละกลุ่มอนุภาคจะต้องมีจำนวนอนุภาคอย่างน้อยชนิดละ 500 [และ 1400] อนุภาค ในแบบจำลองแบบ Radiative และ Preheating [และ Feedback] โดยแต่ละกลุ่มไม่อนุญาตให้อยู่ซ้อน ภายในผลของการกำหนดจำนวนอนุภาคชั้นต่ำ ทำให้ทุกแบบจำลอง เราสามารถสร้างแคตาลอกที่มีมวล ของกลุ่มกาแลกซี่ที่ต่ำที่สุดคือ 1.2 × 10¹³ h⁻¹ M_☉ เราสามารถเขียนได้ว่ามวลของกลุ่มกาแลกซี่ภายใน รัศมี R_Δ ที่ทรงกลมนั้นมีความหนาแน่น Δ เท่าของความหนาแน่นวิกฤติมีความสัมพันธ์เป็น

$$M_{\Delta} = \frac{4}{3} \pi R_{\Delta}^3 \,\Delta \,\rho_{\rm c0} \,(1+z)^3,\tag{5}$$

โดย $ho_{c0} = 3H_0^2/8\pi G$ เป็นความหนาแน่นวิกฤติของเอกภพเมื่อ z = 0 และ H_0 คือค่าฮับเบิล พารามิเตอร์ ($H_0 = 100h \, {
m km \, s^{-1} \, Mpc^{-1}}$) เราได้เลือก Δ เป็น 500 เนื่องจากเป็นค่าที่ใหญ่พอสมควร ที่คุณสมบัติโดยรวมของกลุ่มกาแลกซี่จะไม่ถูกบิดเบือนจากคุณสมบัติที่ได้จากบริเวณใจกลางของกลุ่มกา

แลกซี่ อีกทั้งเป็นบริเวณที่การสังเกตการณ์สามารถครอบคลุมได้เราจะสามารถสรุปจำนวนกลุ่มกาแลก ซี่ทั้งหมดในแต่ละแบบจำลองของแต่ละเรดชิฟท์ได้ดังในตารางที่ 1 ซึ่งจะเห็นได้ว่าเรามีกลุ่มตัวอย่างที่ เรดชิฟท์ศูนย์อยู่ประมาณ 300 กลุ่มด้วยกัน และลดจำนวนลงที่เรดชิฟท์ที่สูงขึ้น

3.2 คุณสมบัติที่ทำการศึกษา

เราจะทำการศึกษาคุณสมบัติที่เกี่ยวข้องกับมวล อุณหภูมิที่จำแนกได้ 3 ประเภท และกำลังส่องสว่าง ซึ่ง ถูกเฉลี่ยอยู่ภายใน R₅₀₀ สำหรับมวลเราจะได้ว่า

$$M_{500} = \sum_{i} m_i \tag{6}$$

ซึ่งเป็นการรวมทุกอนุภาคภายในนั้น แต่ละอนุภาคมีมวล m_i . อุณหภูมิเชิงพลศาสตร์ ($T_{
m dyn}$, dynamical temperature) คือ

$$kT_{\rm dyn} = \frac{\sum_{i,\rm gas} m_i kT_i + \alpha \sum_i \frac{1}{2} m_i v_i^2}{\sum_i m_i} \tag{7}$$

โดยที่ α = (2/3)μm_H ~ 4.2×10⁻¹⁶ keV สำหรับพลาสมาดั้งเดิมที่ถูกไอออไนซ์ทั้งหมด กำหนด ให้อัตราส่วนความร้อนจำเพราะของก๊าซอุดมคติโมเลกุลเดี่ยวคือ γ = 5/3 และมวลอะตอมเฉลี่ยของก๊าซ ที่ไม่มีเมทัลลิชิตีคือ μm_H = 10⁻²⁴g ผลรวมในพจน์แรกของตัวตั้งเป็นการรวมเฉพาะอนุภาคก๊าซ ซึ่งมี อุณหภูมิ T_i และผลรวมพจน์ที่สองเป็นการรวมทั่วทุกอนุภาค ซึ่งเคลื่อนที่ด้วยอัตราเร็ว v_i ภายในกลุ่มกา แลกซี่

นอกจากนี้เรายังได้พิจารณาอุณหภูมิที่ถ่วงน้ำหนักตามมวล ($T_{\rm gas}$, mass-weigted temperature) เฉพาะอนุภาคก๊าซที่ร้อน ($T>10^5{
m K}$)

$$kT_{\rm gas} = \frac{\sum_{i,\rm hot} m_i kT_i}{\sum_{i,\rm hot} m_i},\tag{8}$$

และได้ประมาณอุณหภูมิเอกซ์เรย์โดยการถ่วงน้ำหนักแบบโบโลเมตริก($T_{
m bol}$, bolometric emissionweighted temperature) ดังนี้

		Redshift			
Model	Relation	0.0	0.5	1.0	1.5
Radiative	Total	340	190	85	31
	$T_{\rm dyn} - M_{500}$	330	186	84	31
	$T_{\rm gas} - M_{500}$	332	186	82	31
	$T_{\rm bol} - M_{500}$	319	151	64	24
	$L_{\rm bol} - M_{500}$	317	186	85	31
	$L_{\rm bol} - T_{\rm bol}$	256	95	34	14
Preheating	Total	283	147	59	22
	$T_{\rm dyn} - M_{500}$	273	143	56	22
	$T_{\rm gas} - M_{500}$	271	143	56	22
	$T_{\rm bol} - M_{500}$	264	134	53	22
	$L_{\rm bol} - M_{500}$	269	143	59	22
	$L_{\rm bol} - T_{\rm bol}$	190	92	48	14
Feedback	Total	342	98	45	13
	$T_{\rm dyn} - M_{500}$	328	96	43	12
	$T_{\rm gas} - M_{500}$	327	89	41	11
	$T_{\rm bol} - M_{500}$	305	90	39	10
	$L_{\rm bol} - M_{500}$	339	98	45	13
	$L_{\rm bol} - T_{\rm bol}$	269	67	32	12

ตารางที่ 2: จำนวนกลุ่มกาแลกซี่แต่ละเรดชิฟท์ที่ใช้ในแต่ละความสัมพันธ์ระหว่าคุณสมบัติ

$$kT_{\rm bol} = \frac{\sum_{i,\rm hot} m_i \rho_i \Lambda_{\rm bol}(T_i, Z) T_i}{\sum_{i,\rm hot} m_i \rho_i \Lambda_{\rm bol}(T_i, Z)},\tag{9}$$

โดยที่ ho_i คือความหนาแน่น และ $\Lambda_{
m bol}$ คือฟังก์ชั่นการเย็นตัวแบบโบโลเมตริก (bolometric cooling function) ที่ใช้ในการจำลองแบบ (Sutherland & Dopita 1993)

สำหรับกำลังส่องสว่างรังสีเอกซ์ ($L_{
m X}$) จะประมาณโดยกำลังส่องสว่างถ่วงน้ำหนักแบบโบโลเมตริก ด้วยสมการ

$$L_{\rm bol} = \sum_{i,\rm hot} \frac{m_i \rho_i \Lambda_{\rm bol}(T_i, Z)}{(\mu m_{\rm H})^2}$$
(10)

ในการสร้างความสัมพันธ์ระหว่างคุณสมบัติที่ได้กล่าวมานั้น เราจำเป็นต้องตัดกลุ่มกาแลกซี่จำนวน เพียงเล็กน้อยจำนวนหนึ่งออกจากการวิเคราะห์ ทั้งนี้เนื่องจากกลุ่มกาแลกซี่เหล่านี้อยู่ห่างจากความสัมพันธ์ เฉลี่ยของชุดข้อมูลนั้นๆอย่างเห็นได้ชัด เราได้พบว่ากลุ่มกาแลกซี่เหล่านี้เป็นฮาโลย่อยที่มีใจกลางหนาแน่น มาก จึงไม่สอดคล้องกับการเป็นกลุ่มกาแลกซี่ตามที่ต้องการ จึงทำให้ความสัมพันธ์ต่างๆที่เกี่ยวข้องกับ มวล มีจำนวนกลุ่มกาแลกซี่ที่ทำให้แคตาลอกมีความสมบูรณ์ตามมวลลดลง ดังปรากฏในตารางที่ 2 สำหรับความสัมพันธ์ $L_{\rm bol} - T_{\rm bol}$ นั้น แคตาลอกมีความสมบูรณ์ตามอุณหภูมิในแต่ละแบบจำลองที่แต่ละ เรดซิฟท์ z = [0, 0.5, 1, 1.5] ดังนี้ สำหรับแบบจำลอง *Radiative* อุณหภูมิดังกล่าวได้แก่ $kT_{\rm bol,min} =$ [0.74, 1.0, 1.25, 1.35] keV แบบจำลอง *Preheating* ได้แก่ $kT_{\rm bol,min} = [0.70, 0.96, 1.1, 1.37]$ keV และแบบจำลอง *Feedback* ได้แก่ $kT_{\rm bol,min} = [0.59, 1.12, 1.31, 1.58]$ keV

Relation	Model	α	A	$\log(Y_0)$
$T_{\rm dyn} - M_{500}$	Radiative	0.70	1.1	0.34
	Preheating	0.70	1.1	0.33
	Feedback	0.69	1.2	0.33
$T_{\rm gas} - M_{500}$	Radiative	0.61	0.9	0.33
	Preheating	0.61	0.9	0.35
	Feedback	0.61	1.1	0.35
$T_{\rm bol} - M_{500}$	Radiative	0.59	0.5	0.38
	Preheating	0.61	0.8	0.35
	Feedback	0.64	1.2	0.33
$L_{\rm bol} - M_{500}$	Radiative	1.82	3.9	1.36
	Preheating	1.92	3.1	1.40
	Feedback	2.10	3.2	1.40
$L_{\rm bol} - T_{\rm bol}$	Radiative	3.06	1.9	0.19
	Preheating	3.05	0.7	0.26
	Feedback	3.13	-0.6	0.28

ตารางที่ 3: Best-fit scaling relations

4 ผลการศึกษา

4.1 ความสัมพันธ์ของคุณสมบัติที่เรดชิฟท์สูนย์

เราจะเริ่มจากการศึกษาความสัมพันธ์ของคุณสมบัติที่เรดชิฟท์เป็นศูนย์ ซึ่งคอลัมน์ที่ 3 และ 5 ในตาราง ที่ 3 เราได้สรุปค่าความชัน α และนอร์มัลไลซ์เซชั่น log(Y₀) ที่ดีที่สุด โดยการใช้สมการที่ 4 ซึ่งค่า Y₀ เป็นค่าที่อยู่ในหน่วยของ 10¹⁴ h⁻¹ M_☉ สำหรับมวล 1 keV สำหรับอุณหภูมิ และ 10⁴² h⁻² erg s⁻¹ สำหรับกำลังส่องสว่าง

รูปที่ 2 แสดงความสัมพันธ์ระหว่าง $T_{
m dyn} - M_{500}$ สำหรับทั้งสามแบบจำลองที่เรดชิฟท์ศูนย์ โดยมี ความสัมพันธ์ที่ดีที่สุดพลอตเป็นเส้นตรงบนชุดข้อมูลเนื่องจากอุณหภูมิเชิงพลศาสตร์จะได้รับอิทธิพลจาก อนุภาคของสสารมึด จึงทำให้ทั้งสามแบบจำลองให้ความสัมพันธ์ที่ไม่แตกต่างกันอย่างเห็นได้ชัด ความชัน ของความสัมพันธ์ดังกล่าวมีค่า $lpha \sim 0.7$

สำหรับความสัมพันธ์ระหว่าง T_{bol} – M₅₀₀ นั้นได้แสดงดังในรูปที่ 3 อุณหภูมิดังกล่าวนี้เป็นผลมา จากก๊าซในใจกลางของกลุ่มกาแลกซี่มากที่สุด จึงทำให้ความสัมพันธ์นี้กระจายตัวอยู่บ้างเมื่อเทียบกับความ สัมพันธ์ในรูปที่ 2 ทั้งนี้เกิดจากคุณสมบัติของโครงสร้างย่อย (substructure) ภายใน อย่างไรก็ดีความ สัมพันธ์นี้มีความชันน้อยกว่าที่ทฤษฎีได้คาดไว้ ทั้งนี้เนื่องจากเอนโทรปีที่เกินขึ้นมา ความแตกต่างระหว่าง แบบจำลองเริ่มเห็นขึ้นบ้างเล็กน้อย

ความสัมพันธ์ระหว่าง $L_{
m bol} - M_{500}$ ในแต่ละแบบจำลองให้ค่าความชันแตกต่างกันคือมีค่าอยู่ในช่วง $lpha \sim 1.8 - 2.1$ ซึ่งชันมากกว่าการทำนายจากทฤษฎี (lpha = 4/3) ความแตกต่างจากทฤษฎีเห็นได้อย่าง ชัดเจนยิ่งขึ้นเมื่อพิจารณาความสัมพันธ์ระหว่าง $L_{
m bol} - T_{
m bol}$ ดังในรูปที่ 4 เราพบว่าความชันมีค่าสูงกว่า 3.1 ในทุกแบบจำลอง ในขณะที่ทฤษฎีทำนายว่าความชันเป็น 2 ซึ่งความสัมพันธ์ที่ได้จากการจำลองแบบ นี้สอดคล้องกับการสังเกตการณ์จริง



รูปที่ 2: ความสัมพันธ์ระหว่าง $T_{
m dyn} - M_{500}$ ที่ z = 0 กลุ่มกาแลกซี่จากแบบจำลอง Radiative แทนด้วย วงกลม โดยใช้เส้นทึบแทนความสัมพันธ์ที่ดีที่สุด สี่เหลี่ยมแทนกลุ่มกาแลกซี่ในแบบจำลอง Preheating และใช้เส้นประ กลุ่มกาแลกซี่ในแบบจำลอง Feedback แทนด้วยสามเหลี่ยม และใช้เส้นจุดประ

โดยสรุปแล้ว ทั้งสามแบบจำลองสามารถสร้างเอนโทรปีเพิ่มขึ้นในสสารภายในกลุ่มกาแลกซี่ ซึ่งทำให้ ความสัมพันธ์ ณ เรดชิฟท์ศูนย์ที่ได้ไม่เป็นไปตามทฤษฎีการเกิดโครงสร้างคล้ายตัวเอง ซึ่งล้วนสอดคล้อง กับการสังเกตการณ์จริง จากผลที่ได้ยังไม่สามารถสรุปได้อย่างแน่ชัดว่าแหล่งที่ทำให้เกิดเอนโทรปีส่วนเกิน นั้นเกิดมาจากกระบวนการใด



รูปที่ 3: ความสัมพันธ์ระหว่าง $T_{
m bol}-M_{500}$ ที่ z=0 สัญลักษณ์ที่ใช้เหมือนกับในรูปที่ 2



รูปที่ 4: ความสัมพันธ์ระหว่าง $L_{
m bol}-T_{
m bol}$ ที่ z=0 สัญลักษณ์ที่ใช้เหมือนกับในรูปที่ 2

4.2 วิวัฒนาการของความสัมพันธ์ต่างๆกับเรดชิฟท์

จากการที่ยังไม่สามารถสรุปชี้ชัดแหล่งที่มาของเอนโทรปีส่วนเกินได้ในการศึกษาเบื้องต้นที่เรดชิฟท์ศูนย์ เราจึงจะมาศึกษากลุ่มกาแลกซี่ที่เรดชิฟท์ที่สูงขึ้น (z = 0.5, 1, 1.5) โดยเราได้กำหนดให้ใช้ค่าความชันที่ ได้หามาแล้วสำหรับความสัมพันธ์ที่เรดชิฟท์ศูนย์ เราจะเขียนสมการความสัมพันธ์ของค่านอมัลไลเซชั่นใน แต่ละเรดชิฟท์ เพื่อหาค่าพารามิเตอร์ของวิวัฒนาการ A ให้สอดคล้องกับสมการที่ 4 ดังนี้

$$\log(C_0) = \log(Y_0) + A\log(1+z)$$
(11)

โดยค่าพารามิเตอร์ A ที่ได้นั้น แสดงไว้ในคอลัมน์ที่ 4 ในตารางที่ 3

4.2.1 วิวัฒนาการของความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิและมวล

ในรูปที่ 5 นั้น เราแสดงความสัมพันธ์ระหว่าง $\log(C_0)$ กับเรดชิฟท์ ของทุกความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิ และมวล แต่ละรูปย่อยแสดงแต่ละแบบจำลอง สำหรับความสัมพันธ์ $T_{\rm dyn} - M_{500}$ (ดังแสดงเป็นเส้น ท็บ) เราพบว่า A = 1.1 - 1.2 ซึ่งมีค่ามากกว่าทางทฤษฎีเพียงเล็กน้อย (A = 1) ซึ่งทำให้เราอาจ สรุปได้ว่าผลของฟิสิกส์ของก๊าซที่มีต่อความสัมพันธ์ดังกล่าวนี้มีน้อยมาก แต่เมื่อเราพิจารณาความสัมพันธ์ $T_{\rm gas} - M_{500}$ (ดังแสดงเป็นเส้นประ) เราพบว่าแต่ละแบบจำลองให้ผลทางวิวัฒนาการที่แตกต่างกันอย่าง เห็นได้ชัด สำหรับแบบจำลอง *Radiative* นั้น ค่านอมัลไลเซชั่นของความสัมพันธ์นี้ที่เรดชิฟท์ศูนย์ใกล้เคียง กับค่าที่ได้ของความสัมพันธ์ $T_{\rm dyn} - M_{500}$ ที่เรดชิฟท์เดียวกัน แต่ปรากฏว่าความสัมพันธ์ $T_{\rm gas} - M_{500}$ มีวิวัฒนาการที่ช้ากว่า (A = 0.9) ทำให้กลุ่มกาแลกซี่มีอุณหภูมิต่ำกว่าที่เรดชิฟท์สูงผลดังกล่าวนี้เห็นชัด เจนขึ้นเมื่อเราพิจารณาความสัมพันธ์ $T_{\rm bol} - M_{500}$ (ในรูป 6) ซึ่งมีค่านอมัลไลเซชั่นที่z = 0 สูงกว่าที่ได้ จากความสัมพันธ์ $T_{\rm dyn} - M_{500}$ แต่มีวิวัฒนาการที่ช้ากว่าความสัมพันธ์ $T_{\rm gas} - M_{500}$ (A = 0.5)

้ผลในลักษณะที่คล้ายกันนี้พบได้ในแบบจำลอง Preheating เช่นกัน แม้ว่าก๊าซจะถูกทำให้ร้อนที่

z = 4 การสูญเสียความร้อนยังสามารถเกิดขึ้นได้ในแบบจำลองนี้และทำให้วิวัฒนาการของกลุ่มกาแลก ซี่เปลี่ยนแปลงในช่วงท้าย คือ z < 2 สำหรับความสัมพันธ์ $T_{\rm gas} - M_{500}$ และ $T_{\rm bol} - M_{500}$ แม้จะ ไม่สามารถเห็นได้ชัดเจนเหมือนในแบบจำลอง *Radiative* การเพิ่มขึ้นของความร้อนไม่ได้ทำให้วิวัฒนาการ ของความสัมพันธ์ $T_{\rm gas} - M_{500}$ เปลี่ยนแปลง แต่เพิ่มค่านอมัลไลเซชั่น ความสัมพันธ์ $T_{\rm bol} - M_{500}$ ซึ่งมี A = 0.8 ไม่มีวิวัฒนาการที่รวดเร็วเหมือนในกรณีของกลุ่มกาแลกซี่ในแบบจำลอง *Radiative* แต่ อย่างไรก็ดีสามารถระบุว่าการให้ความร้อนมีผลต่อความเป็นมาของอุณหภูมิในใจกลางมากกว่าส่วนอื่นๆ ในกลุ่มกาแลกซี่

สำหรับในแบบจำลอง Feedback นั้นทั้งสามความสัมพันธ์มีวิวัฒนาการที่ใกล้เคียงกัน (A = 1.1 – 1.2) ซึ่งในกรณีนี้การสูญเสียพลังงานของก๊าซ และการให้ความร้อนเป็นกระบวนการที่ทำงานร่วมกัน ใน กรณีนี้ปริมาณของก๊าซเย็นถูกควบคุมด้วยระบบของมันเอง ดังนั้นจึงไม่ทำให้วิวัฒนาการของอุณหภูมิใน กลุ่มกาแลกซี่เกิดขึ้นอย่างชัดเจน

4.2.2 วิวัฒนาการของความสัมพันธ์ระหว่างกำลังส่องสว่างและมวล

ในภาพที่ 7 แสดงค่านอมัลไลเซชั่นของความสัมพันธ์ระหว่าง $L_{
m bol} - M_{500}$ กับเรดชิฟท์ของทั้งสาม แบบจำลอง ทั้งแบบจำลอง*Preheating* และ *Feedback* มีวิวัฒนาการที่เหมือนกัน โดยมี $A \sim 3$ ในขณะที่ แบบจำลอง *Radiative* มีวิวัฒนาการที่รวดเร็วกว่า ($A \sim 4$).

4.2.3 วิวัฒนาการของความสัมพันธ์ระหว่างกำลังการส่องสว่างกับอุณหภูมิ

ต่อไปเราจะพิจารณาวิวัฒนาการของความสัมพันธ์ระหว่าง $L_{
m bol} - T_{
m bol}$ ซึ่งแต่ละความสัมพันธ์ได้แสดงใน รูปที่ 8 และค่า $\log(C_0)$ ในรูปที่ 9 จะเห็นได้อย่างชัดเจนว่าค่าพารามิเตอร์ของวิวัฒนาการของความ สัมพันธ์นี้ แตกต่างกันอย่างมากในทั้งสามแบบจำลอง กล่าวคือในแบบจำลอง Feedback นั้นมีวิวัฒนาการ



รูปที่ 5: ค่านอมัลไลเซชั่นของความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิและมวลกับเรดชิฟท์สำหรับ $T_{
m dyn}-M_{500}$ ซึ่งแทนด้วยสามเหลี่ยมและเส้นทึบ $T_{
m gas}-M_{500}$ แทนด้วยข้าวหลามตัดและเส้นประ และ $T_{
m bol}-M_{500}$ แทนด้วยกากะบาทและเส้นจุด ภาพบน กลาง และล่างแทนแบบจำลอง*Radiative* แบบจำลอง *Preheating* และแบบจำลอง *Feedback* ตามลำดับ 24



รูปที่ 6: ความสัมพันธ์ระหว่าง $T_{
m bol} - M_{500}$ ของกลุ่มกาแลกซี่ที่ z = 0, 0.5, 1, 1.5 แทนด้วย เส้นทึบ เส้นประ เส้นประและจุด และเส้นจุด ตามลำดับ ภาพบนแสดงข้อมูลของแบบจำลอง *Radiative* ภาพกลาง เป็นแบบจำลอง *Preheating* และภาพล่างเป็นแบบจำลอง *Feedback*



รูปที่ 7: ค่านอมัลไลเซชั่นของความสัมพันธ์ $L_{
m bol} - M_{500}$ กับเรดชิฟท์ สำหรับกลุ่มกาแลกซี่ในแบบจำลอง Radiative ซึ่งแทนด้วยเส้นทึบ แบบจำลอง Preheating แทนด้วยเส้นประ และแบบจำลองFeedback แทน ด้วยเส้นประและจุด

เชิงลบอย่างอ่อน (A = -0.6) แบบจำลอง Preheating มีวิวัฒนาการเชิงบวกอย่างอ่อน(A = 0.7) ใน ขณะที่แบบจำลอง Radiative มีวิวัฒนาการเชิงบวกอย่างเด่นชัด (A = 1.9) แบบจำลองสองอันหลังนี้ คร่อมค่าที่ได้ทำนายไว้โดยทฤษฎี (A = 1.5)

ความแตกต่างที่เกิดขึ้นสามารถนำมาแยกพิจารณาได้ดังนี้ สำหรับแบบจำลอง Radiative และ Preheating ความสัมพันธ์ T_{bol} – M₅₀₀ ของทั้งสองมีวิวัฒนาการที่ช้า ซึ่งหักลบกับผลของความชันที่ สูงของความสัมพันธ์นั้น ดังนั้นความแตกต่างที่เกิดขึ้นของวิวัฒนาการของความสัมพันธ์ L_{bol} – T_{bol} ในแบบจำลองทั้งสองจึงเกิดจากความแตกต่างของวิวัฒนาการของความสัมพันธ์ L_{bol} – M_{bol} นั่นคือ วิวัฒนาการของแบบจำลอง Radiative นั้นเกิดจากการที่กลุ่มกาแลกซี่สว่างมากกว่ากรณีของแบบจำลอง Preheating ที่เรดชิฟท์สูง

สำหรับกรณีของแบบจำลอง Feedback นั้น วิวัฒนาการของกำลังส่องสว่างนั้นช้ากว่าที่ทฤษฎีได้ ทำนายไว้ ดังนั้นวิวัฒนาการเชิงลบของความสัมพันธ์ L_{bol} – T_{bol} จึงเกิดจากวิวัฒนาการของอุณหภูมิ การที่ความสัมพันธ์ T_{bol} – M₅₀₀ มีวิวัฒนาการใกล้เคียงกับทฤษฎีและในขณะเดียวกันก็ทำให้มีความชัน สูงนั้น ทำให้กลุ่มกาแลกซี่ที่เรดชิฟท์สูงไม่สว่างตามที่ควรจะเป็น



รูปที่ 8: ความสัมพันธ์ระหว่าง $L_{
m bol} - T_{
m bol}$ ที่เรดชิฟท์ z = 0, 0.5, 1, 1.5 ซึ่งแทนด้วย เส้นทึบ เส้นประ เส้นประและจุด และเส้นจุด ตามลำดับ ภาพบนแสดงข้อมูลของแบบจำลอง *Radiative* ภาพกลางเป็น แบบจำลอง *Preheating* และภาพล่างเป็นแบบจำลอง *Feedback*



รูปที่ 9: ค่านอมัลไลเซชั่นของความสัมพันธ์ระหว่าง $L_{
m bol} - T_{
m bol}$ กับเรดชิฟท์ สำหรับกลุ่มกาแลกซี่ใน แบบจำลอง *Radiative* ซึ่งแทนด้วยเส้นทึบ แบบจำลอง *Preheating* แทนด้วยเส้นประ และแบบจำลอง *Feedback* แทนด้วยเส้นประและจุด

5 สรุปผลการวิจัย

การวิจัยนี้นำไปสู่การใช้ประโยชน์สำหรับนักสังเกตการณ์ด้านเอกภพวิทยา ที่สนใจกลุ่มกาแลกซี่ที่เรดชิฟท์ สูง เพราะพฤติกรรมของความสัมพันธ์ $L_{\rm X} - T_{
m bol}$ ที่เรดชิฟท์สูงจะสามารถทำนายจำนวนกลุ่มกาแลกซี่ที่ ควรจะพบในการสำรวจ ซึ่งจะส่งผลอันสำคัญยิ่งต่อการนำไปใช้พิจารณาเพื่อหาพารามิเตอร์ต่างๆที่อธิบาย เอกภพของเรา นอกจากนี้งานวิจัยสามารถช่วยให้นักสังเกตการณ์เข้าใจผลอันเนื่องมาจากการก่อตัวของกา แลกซี่ ซึ่งจะส่งผลต่อพฤติกรรมทางวิวัฒนาการของคุณสมบัติดังที่ได้กล่าวไปแล้ว

แม้ว่าการสังเกตการณ์ที่เรดซิฟท์ต่ำได้แสดงให้เห็นในหลายโอกาสที่ความสัมพันธ์ของคุณสมบัติต่างๆ ไม่เป็นไปตามที่ทฤษฎีได้คาดไว้ โดยทั้งนี้มีสาเหตุสำคัญจากการที่มีกระบวนการทางความร้อนอื่นที่ไม่ได้ เกิดจากการยุบตัวภายใต้แรงโน้มถ่วงเพียงอย่างเดียวนั้น การสังเกตการณ์ที่เรดซิฟท์สูงขึ้นเพิ่งจะกำลังมี จำนวนมากขึ้น งานวิจัยชิ้นนี้เราได้ทำนายผลของปรากฏการณ์ทางความร้อนในแบบต่างๆกัน ซึ่งมีอิทธพล ต่อการวิวัฒนาการของคุณสมบัติที่เรดซิฟท์สูงถึง 1.5 เมื่อข้อมูลจากการสังเกตการณ์ด้วยกล้องโทรทรรศน์ อวกาศรังสีเอกซ์มีจำนวนมากขึ้น นักเอกภพวิทยาจะสามารถชี้ชัดได้ว่ากระบวนการทางความร้อนใดที่มี บทบาทสำคัญต่อการเกิดขึ้นของโครงสร้างในเอกภพของเรา

6 กิตติกรรมประกาศ

แบบจำลองที่ใช้ในการทำงานวิจัยชิ้นนี้ใช้เครื่องซุปเปอร์คอมพิวเตอร์ Cray-T3E ณ Edinburgh Parallel Computing Centre และ COSmology MAchine ใน Durham ซึ่งเป็นส่วนหนึ่งของความร่วมมือ ของ Virgo Consortium ในการศึกษาการเกิดโครงสร้างในเอกภพ หัวหน้าโครงการขอขอบคุณ Astronomy Centre มหาวิทยาลัย Sussex ซึ่งได้เอื้อเฟื้อและอำนวยความสะดวกในการทำงานร่วมกันกับนักวิจัย ที่ปรึกษา รวมทั้งการสนับสนุนส่วนหนึ่งจากภาควิชาฟิสิกส์ คณะวิทยาศาสตร์ มหาวิทยาลัยขอนแก่น หัวหน้าโครงการและนักวิจัยที่ปรึกษาขอขอบคุณสำนักงานกองทุนสนับสนุนการวิจัยและสำนักงานคณะ กรรมการการอุดมศึกษา ที่ให้ทุนทำวิจัยตามสัญญาทุนเลขที่ MRG4680129

บรรณานุกรม

- 1. Arnaud M., Aghanim N., Neumann D. M., 2002, A&A, 389, 1
- 2. Couchman H. M. P., 1991, ApJ, 368, L23
- 3. Couchman H. M. P., Thomas P. A., Pearce F. R., 1995, ApJ, 452, 797
- 4. Ettori S., Tozzi P., Borgani S., Rosati P., 2004, A&A, 417, 13
- Holden B. P., Stanford S. A., Squires G. K., Rosati P., Tozzi P., Eisenhardt P., Spinrad H., 2002, ApJ, 124, 33
- 6. Kaiser, N., 1991, ApJ, 383, 104
- 7. Kay S. T., Thomas P. A., Jenkins A., Pearce F. R., 2004, MNRAS, 355, 1091
- 8. Kotov O., Vikhlinin A., 2005, ApJ, submitted (astro-ph/0504233)
- Lumb D. H., Bartlett J. G., Romer A. K., Blanchard A., Burke D. J., Collins C. A., Nichol R. C., Giard M., Marty P., Nevalainen J., Sadat R., Vauclair S. C., 2004, A&A, 420, 853
- Maughan B. J., Jones L. R., Ebeling H., Scharf C., 2005, MNRAS, submitted (astroph/0503455)
- 11. Muanwong, O., Thomas, P. A., Kay, S. T., & Pearce, F. R., 2002, MNRAS, 336, 527
- 12. Novicki M. C., Manuela S., Henry J. P., 2002, ApJ, 124, 2413

- 13. Pearce F. R., Couchman H. M. P., 1997, New Astron., 2, 411
- 14. Sutherland R. S., Dopita M. A., 1993, ApJS, 88, 253
- 15. Thacker R. J., Couchman H. M. P., 2001, ApJ, 555, L17
- Vikhlinin A., VanSpeybroeck L., Markevitch M., Forman W. R., Grego L., 2002, ApJ, 578, L107

ภาคผนวก

เอกสารเตรียมตีพิมพ์ในวารสารทางวิชาการระดับนานาชาติซึ่งกำลังอยู่ในระหว่างการแก้ไข

EVOLUTION OF X-RAY CLUSTER SCALING RELATIONS IN SIMULATIONS WITH RADIATIVE COOLING AND NON-GRAVITATIONAL HEATING

ORRARUJEE MUANWONG¹, SCOTT T. KAY^{2,3} AND PETER A. THOMAS³

Draft version June 7, 2005

ABSTRACT

We investigate the redshift dependence of X-ray cluster scaling relations drawn from three hydrodynamic simulations of the ACDM cosmology: a *Radiative* model that incorporates radiative cooling of the gas: a *Preheating* model that additionally heats the gas uniformly at high redshift and a strong *Feedback* model that self-consistently heats cold gas in proportion to its local cooling/accretion rate. While all three models are capable of reproducing the observed local L_X - T_X relation, they predict substantially different results at high redshift (to z = 1.5), with the *Radiative* model predicting strongly positive evolution, the *Preheating* model mildly positive evolution and the *Feedback* model mildly negative evolution. These variations are mainly due to the amount of low entropy gas delivered to cluster cores in sub-haloes, whose overall accretion rate decreases with time. Heating diminishes this supply, leading to hotter, extended cores and weaker evolution in the L_X - T_X relation. Based on our results, we can conclude that the latest observations which predict positive evolution of the L_X - T_X relation, point to a scenario where heating must have occured at high redshift, allowing radiative cooling to drive its evolution at lower redshift. Future large-scale observations of scaling relations at high redshift will therefore place interesting constraints on the nature of galaxy formation in clusters as well as on cosmological parameters.

Subject headings: galaxies: clusters: general, cosmology: theory

1. INTRODUCTION

X-ray scaling relations of galaxy clusters, namely the temperature–mass, T_X -M, relation and the luminosity– temperature, L_X - T_X , relation, play a pivotal role when using the abundance of clusters to constrain cosmological parameters (Henry & Arnaud 1991; White, Efstathiou & Frenk 1993; Eke et al. 1996; Viana & Liddle 1996, 1998; Henry 1997, 2000; Borgani et al. 2001; Pierpaoli et al. 2001; Seljak 2002; Pierpaoli et al. 2003; Viana et al. 2003; Allen et al. 2003; Henry 2004). It is well known, however, that accurate calibration of scaling relations is crucial to avoid a major source of systematic error. For example, the $T_{\rm X}-M$ relation is widely used by many of these authors to constrain the amplitude of mass fluctuations, conventionally defined using the parameter, σ_8 . Systematic deviations in the normalization of the $T_{\rm X}-M$ relation, particularly due to how cluster mass is estimated (e.g. see Horner et al. 1999) is amplified by the steep slope of the temperature function, leading to large variations in σ_8 (see Henry 2004 for a discussion of recent results).

As far as the L_X - T_X relation is concerned, the discrepancies are more prominent as $L_{\rm X}$ is highly sensitive to the thermodynamics of the of the inner intracluster medium (ICM), and can yield different values for both normalizations and slopes (Edge & Stewart 1991; White, Jones & Forman 1997; Allen & Fabian 1998; Markevitch 1998; Xue & Wu 2000). The situation is further complicated by the fact that clusters do not scale self-similarly, as

would be the (approximate) case if the only source of heating was via gravitational infall (Kaiser 1986). This makes the problem more difficult to investigate theoretically although allows studies of cluster scaling relations to reveal more information on the physics governing the structure of the intracluster medium.

The reason for the departure in self-similarity can be attributed to an increase in the *entropy* of the gas due to the galaxy formation process, that particularly affects low-mass systems, leading to hotter, less-luminous concentrations (Evrard & Henry 1991; Kaiser 1991; Bower 1997: Tozzi & Norman 1998: Ponman et al. 1999: Voit & Bryan 2001; Voit et al. 2002, 2003). Many theoretical studies have been performed to investigate the effects of various physical processes that can raise the entropy of the gas, based on models involving heating (Metzler & Evrard 1994; Balogh, Babul & Patton 1999; Kravtsov & Yepes 2000; Loewenstein 2000; Wu, Fabian & Nulsen 2000; Bower et al. 2001; Borgani et al. 2002; Muanwong et al. 2002), radiative cooling (Knight & Ponman 1997; Pearce et al. 2000; Bryan 2000; Muanwong et al. 2001, 2002; Davé, Katz & Weinberg 2002; Wu & Xue 2002), and both (Kay, Thomas & Theuns 2003; Tornatore et al. 2003; Valdarnini 2003; Borgani et al. 2004; Kay et al. 2004; McCarthy et al. 2004).

Measurements of how cluster scaling relations evolve with redshift allow even tighter constraints to be placed on cosmological parameters (and entropy generation models), and results of cluster properties at high redshift are now starting to become available, owing primarily to the high sensitivity of Chandra and XMM-Newton. From a theoretical point of view, this is an exciting phase as we can now fully exploit the availability of our simulated distant clusters and compare their X-ray properties with real observations. It is therefore timely to investigate further the effects of entropy generation on the evolu-

 $^{^1}$ Department of Physics, Faculty of Science, Khon Ka
en University, Khon Kaen, 40002, Thailand; orr
mua@kku.ac.th. 2 Astrophysics, Denys Wilkinson Building, Keble Road, Univer-

sity of Oxford, Oxford, OX13RH, UK.

³ Astronomy Centre, Department of Physics and Astronomy, School of Science and Technology, University of Sussex, Falmer, Brighton, BN19QH, UK.

tion of cluster scaling relations as the available data for high-redshift systems accumulates.

In this paper, we will use cosmological hydrodynamical simulations described in Muanwong et al. (2002), hereafter MTKP02, and in Kay et al. (2004), hereafter KTJP04, to trace the evolution of the cluster population to high redshift (z = 1.5). Our results will primarily focus on three (*Radiative*, *Preheating* and *Feedback*) models, all able to reproduce the local L_X - T_X relation. The aims of this paper are to determine how the scaling relations evolve with redshift in the three models and to discover what the evolution of scaling relations can teach us about non-gravitational processes occuring in clusters.

The rest of this paper is outlined as follows. In Section 2 we introduce the X-ray scaling relations and summarise our present observational knowledge of these quantities. Details of our simulated cluster populations are presented in Section 3. In Section 4 we present our main results, first at z = 0, where the models are in good agreement with each other and the observations, then as a function of redshift, where the models predict widely different results. We discuss the implications of these differences in Section 5 and demonstrate that the degree of X-ray evolution is driven by the supply of cold, low entropy gas to the cluster core. Finally, we summarise our conclusions in Section 6.

2. X-RAY CLUSTER SCALING RELATIONS

Kaiser (1986) derived the following relations for temperature

$$T_{\rm X} \propto M^{\frac{2}{3}} (1+z),$$
 (1)

and luminosity

$$L_{\rm X} \propto M^{\frac{4}{3}} (1+z)^{\frac{7}{2}}$$
 (2)

$$\propto T_{\rm X}^2 (1+z)^{\frac{3}{2}},$$
 (3)

assuming the distribution of gas and dark matter in clusters is perfectly self-similar and the X-ray emission is primarily thermal bremmstrahlung radiation. Observed clusters do not form a self-similar population but it is nevertheless convenient to describe their behaviour using a generalised power-law form

$$Y = Y_0 X^{\alpha} (1+z)^A,$$
(4)

where Y_0 determines the normalisation at z = 0, α is the slope of the relation (in log-space) and A determines how the relation evolves with redshift. Our main results will focus on the determination of A.

Observationally, attempts to measure the $T_{\rm X}-M$ relation at high redshift are currently in their infancy, as they require temperature profiles to be measured so that their mass can be estimated, but initial results are consistent with self-similar evolution ($A \sim 1$, Maughan et al. 2005; Kotov & Vikhlinin 2005).

Measuring the L_X - T_X relation at higher redshift is a somewhat simpler prospect, and has been attempted by many authors (Mushotzky & Scharf 1997; Fairley et al. 2000; Holden et al. 2002; Novicki et al. 2002; Arnaud, Aghanim & Neumann 2002; Vikhlinin et al. 2002; Lumb et al. 2004; Ettori et al. 2004; Maughan et al. 2005; Kotov & Vikhlinin 2005). We summarise recent results that adopt a low-density flat cosmology in Figure 1, attempting to include in the size of the error bars the uncertainty in A due to the choice of local relation (when



FIG. 1.— Evolution in the L_X - T_X relation as measured from various high redshift cluster samples.

quoted by the authors). Although the present situation is by no means clear, taking all results at face value generally favours positive evolution ($0 \leq A \leq 2$) with the latest results being consistent with self-similar evolution (A = 3/2). Larger, statistically homogeneous samples of high redshift clusters (such as that expected from the *XMM-Newton* Cluster Survey; Romer et al. 2001) will be crucial to accurately constrain the degree of evolution in the L_X - T_X relation.

3. SIMULATED CLUSTER POPULATIONS

Our results are drawn from three similarly-sized *N*body/SPH simulations of the Λ CDM cosmology, whose details have already been published elsewhere (Muanwong et al. 2002, hereafter MTKP02, and in Kay et al. 2004, hereafter KTJP04). The key difference between the simulations is the model used to raise the entropy of the intracluster gas, summarized as follows

- 1. A *Radiative* model where the excess entropy originated from the removal of low entropy gas to form stars, causing higher entropy gas to flow adiabatically in to the core from larger radii (MTKP02).
- 2. A *Preheating* model where entropy was generated impulsively by uniformly heating the gas by 1.5 keV per particle at z = 4 (MTKP02).
- 3. A *Feedback* model where the entropy of (on average) 10 per cent of cooled gas in high density regions was raised by 1000 keV cm², mimicking the effects of heating due to stars and active galactic nuclei (KTJP04).

3.1. Cluster identification and properties

Clusters were selected at four redshifts (z = 0, 0.5, 1, 1.5) using the procedure outlined in MTKP02.

They are defined to be spheres of matter, centred on the dark matter density maximum, with total mass

$$M_{\Delta} = \frac{4}{3} \pi R_{\Delta}^3 \,\Delta \,\rho_{\rm c0} \,(1+z)^3,\tag{5}$$

where $\rho_{c0} = 3H_0^2/8\pi G$ is the critical density at z = 0. We set $\Delta = 500$ as it corresponds to a sufficiently large radius such that the results are not dominated by the core, as well as corresponding approximately to the extent of current X-ray observations. Furthermore, as was shown by Rowley, Thomas & Kay (2004), the X-ray properties of simulated clusters within an overdensity of 500 exhibit less scatter than within the virial radius. Our choice of scaling with redshift ⁴ is independent of cosmology and would allow the simple power-law scalings to be recovered (equations 1,2 & 3) if the clusters were structurally self-similar.

We consider scaling relations involving mass, three measures of temperature, and luminosity, for particle properties averaged within R_{500} . The mass,

$$M_{500} = \sum_{i} m_i, \tag{6}$$

where the sum runs over all particles, of mass m_i . The dynamical temperature,

$$kT_{\rm dyn} = \frac{\sum_{i,\rm gas} m_i kT_i + \alpha \sum_i \frac{1}{2} m_i v_i^2}{\sum_i m_i}, \qquad (7)$$

where $\alpha = (2/3)\mu m_{\rm H} \sim 4.2 \times 10^{-16}$ keV for a fully ionized primordial plasma, assuming the ratio of specific heats for a monatomic ideal gas, $\gamma = 5/3$, and the mean atomic weight of a zero metallicity gas, $\mu m_{\rm H} = 10^{-24}$ g. The first sum in the numerator runs over all gas particles, of temperature, T_i , whereas the second sum runs over all particles, of speed v_i as measured in the centre of momentum frame of the cluster.

We also consider the mass-weighted temperature of hot $(T > 10^5 \text{K})$ gas,

$$kT_{\rm gas} = \frac{\sum_{i,\rm hot} m_i kT_i}{\sum_{i,\rm hot} m_i},\tag{8}$$

and we approximate the X-ray temperature of a cluster using the bolometric emission-weighted temperature,

$$kT_{\rm bol} = \frac{\sum_{i,\rm hot} m_i \rho_i \Lambda_{\rm bol}(T_i, Z) T_i}{\sum_{i,\rm hot} m_i \rho_i \Lambda_{\rm bol}(T_i, Z)},\tag{9}$$

where ρ_i is the density and Λ_{bol} is the bolometric cooling function used in our simulations (Sutherland & Dopita 1993); for the *Radiative* and *Preheating* runs, $Z = 0.3(t/t_0)Z_{\odot}$ (MTKP02), and for the *Feedback* run, $Z = 0.3Z_{\odot}$ (KTJP04). Finally, the X-ray luminosity is approximated by the bolometric emission-weighted luminosity

$$L_{\rm bol} = \sum_{i,\rm hot} \frac{m_i \rho_i \Lambda_{\rm bol}(T_i, Z)}{(\mu m_{\rm H})^2}.$$
 (10)

It has been shown recently that the emission-weighted temperature is not an accurate diagnostic of cluster temperature, underpredicting the *spectroscopic* temperature

⁴ Many authors prefer to adopt the redshift scaling of the critical density, $E(z)^2 = \Omega_{\rm m}(1+z)^3 + \Omega_{\Lambda}$ (for a flat universe), rather than the background density, $(1+z)^3$.

by ~ 20-30 per cent when the emission is predominantly thermal brehmsstrahlung (Mazzotta et al. 2004; Rasia et al. 2005). At lower temperatures (kT < 3keV), line emission from heavy elements makes the problem significantly more complicated (Vikhlinin 2005). The volume sampled by our simulations (~ 100 h^{-1} Mpc) means that we have very few clusters with T > 3keV, and so a more accurate measure of the cluster temperature would require significantly more effort than applying a simple formula to our data. We therefore leave such improvements to future work, when larger samples of simulated clusters are available. It would not affect the conclusions of this paper.

3.2. Cluster catalogues

 TABLE 1

 NUMBERS OF CLUSTERS AT VARIOUS REDSHIFTS

		Redshift			
Model	Relation	0.0	0.5	1.0	1.5
Radiative	Total	340	190	85	31
	$T_{\rm dyn} - M_{500}$	330	186	84	31
	$T_{\rm gas} - M_{500}$	332	186	82	31
	$T_{\rm bol} - M_{500}$	319	151	64	24
	$L_{\rm bol} - M_{500}$	317	186	85	31
	$L_{\rm bol} - T_{\rm bol}$	256	95	34	14
Preheating	Total	283	147	59	22
	$T_{\rm dyn} - M_{500}$	273	143	56	22
	$T_{\rm gas} - M_{500}$	271	143	56	22
	$T_{\rm bol} - M_{500}$	264	134	53	22
	$L_{\rm bol} - M_{500}$	269	143	59	22
	$L_{\rm bol} - T_{\rm bol}$	190	92	48	14
Feedback	Total	342	98	45	13
	$T_{\rm dyn} - M_{500}$	328	96	43	12
	$T_{\rm gas} - M_{500}$	327	89	41	11
	$T_{\rm bol} - M_{500}$	305	90	39	10
	$L_{\rm bol} - M_{500}$	339	98	45	13
	$L_{\rm bol} - T_{\rm bol}$	269	67	32	12

Table 1 lists the numbers of clusters in our catalogues for each of the simulations at all 4 redshifts. The first row for each model gives the total number of clusters in our catalogues, down to a minimum mass, $M_{500} =$ $1.2 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$, corresponding to ~ 500 dark matter particles in the *Radiative* and *Preheating* simulations, and ~ 1400 dark matter particles in the (higher resolution) *Feedback* simulation. At z = 0, each model contains around 300 clusters above our mass limit, decreasing by around an order of magnitude by z = 1.5.

We also made a number of additional cuts to the catalogues, specific to each scaling relation. Firstly, we noted a small number of systems that were significantly offset from the mean relation. On inspection, such objects were found to be erroneous and so for each relation, we discarded all objects with $\Delta \log(Y) > 0.1$, larger than intrinsic scatter in the relations. [JOY, DID YOU USE 0.1 FOR THE L-M/L-T RELATIONS ALSO? I'M ALSO ASSUMING THAT THE SVEL CRITERION WAS DROPPED, IS THIS TRUE? – STK] Secondly, for the $L_{\rm bol} - T_{\rm bol}$ relation, we made an additional cut in temperature, such that the catalogues were approximately complete in $T_{\rm bol}$. For the *Radiative* model, the minimum temperatures are $kT_{\rm bol,min} = [0.74, 1.0, 1.25, 1.35]$ keV; for the *Preheating*

 TABLE 2

 BEST-FIT SCALING RELATIONS

 lation
 Model
 α A log(

Relation	Model	α	A	$\log(Y_0)$
$T_{\rm dyn} - M_{500}$	Radiative	0.70	1.1	0.34
	Preheating	0.70	1.1	0.33
	Feedback	0.69	1.2	0.33
$T_{\rm gas} - M_{500}$	Radiative	0.61	0.9	0.33
	Preheating	0.61	0.9	0.35
	Feedback	0.61	1.1	0.35
$T_{\rm bol} - M_{500}$	Radiative	0.59	0.5	0.38
	Preheating	0.61	0.8	0.35
	Feedback	0.64	1.2	0.33
$L_{\rm bol} - M_{500}$	Radiative	1.82	3.9	1.36
	Preheating	1.92	3.1	1.40
	Feedback	2.10	3.2	1.40
$L_{\rm bol} - T_{\rm bol}$	Radiative	3.06	1.9	0.19
	Preheating	3.05	0.7	0.26
	Feedback	3.13	-0.6	0.28



FIG. 2.— The dynamical temperature-mass relation within R_{500} at z = 0. Radiative clusters are plotted as circles (with the solid line denoting the best-fit relation), *Preheating* as squares (dashed line) and *Feedback* as triangles (dash-dotted line) respectively.

model, $kT_{\rm bol,min} = [0.70, 0.96, 1.1, 1.37]$ keV; and for the *Feedback* model, $kT_{\rm bol,min} = [0.59, 1.12, 1.31, 1.58]$ keV, for z = [0, 0.5, 1, 1.5]. The numbers of clusters remaining in each of the relations after these cuts are also listed in Table 1.

4. RESULTS

4.1. Scaling relations at redshift zero

We first present the scaling relations at z = 0 as they will form the basis for measuring evolution in the cluster properties with redshift. Columns 3 & 5 in Table 2 summarise values of the best-fit slope, α , and normalisation, $\log(Y_0)$, from applying equation 4 to the three sets of cluster data at z = 0. Here, Y_0 is determined using units of $10^{14} h^{-1} M_{\odot}$, 1 keV and $10^{42} h^{-2} \text{ erg s}^{-1}$ for mass, temperature and luminosity, respectively. We will consider each relation in turn.

Figure 2 illustrates the $T_{\rm dyn} - M_{500}$ relation for each of the three simulations at z = 0, with best-fit relations overplotted as straight lines. The dynamical temperature is dominated by the contribution from the more massive dark matter particles, and so the resulting three relations are almost identical. The predicted slope of the relation



FIG. 3.— The bolometric emission-weighted temperature-mass relation within R_{500} at z = 0 for clusters in the 3 simulations. Symbols and lines are as in Figure 2.



FIG. 4.— The bolometric luminosity-temperature relation within R_{500} at z = 0 of clusters in the 3 simulations. Symbols and lines are as in Figure 2.

is $\alpha \sim 0.7$ (Table 2), close to, but slightly larger than the self-similar value ($\alpha = 2/3$); this deviation is due to the variation of concentration with cluster mass. When the mass-weighted temperature of hot gas is used instead, the relation becomes flatter than the self-similar prediction, with $\alpha \sim 0.6$. This is expected as the excess entropy due to cooling and heating is more effective in lower mass clusters (MTKP02).

Shown in Figure 3 is the $T_{\rm bol} - M_{500}$ relation for each of the 3 models. Gas in the cluster core dominates $T_{\rm bol}$ and so this temperature is more susceptible to fluctuations caused by merging substructure, leading to an increase in the scatter when compared to Figure 2. Again, the slope is flatter than the self-similar prediction, due to the effects of excess entropy. Differences between the models are larger than for the dynamical temperature but are less than the intrinsic scatter.

Finally, we consider relations involving the bolometric luminosity of the cluster. Fitting the relation between luminosity and mass, we find a slope in the range $\alpha \sim$ 1.8 - 2.1, significantly steeper than the self-similar prediction ($\alpha = 4/3$). The departure from self-similarity is exacerbated when we plot bolometric luminosity against temperature (Figure 4). Here, $\alpha \sim 3.1$ in all models, compared to $\alpha = 2$ for the self-similar case. The $L_{\rm bol}-T_{\rm bol}$ relations from the three simulations are in reasonable agreement with one another and in good agreement with the observed luminosity-temperature relation (see MTKP02,KTJP04).

In summary, all three models successfully generate excess entropy in order to break self-similarity at the level required by the observations at low redshift $(z \sim 0)$. Thus, based on the local scaling relations alone, we cannot easily discriminate between the source of the entropy excess in clusters: whether it is mainly due to radiative cooling, additional uniform heating at high redshift (prior to cluster formation) or localised heating from galaxy formation at all redshifts.

4.2. Evolution of scaling relations with redshift

We now examine whether this degeneracy between models in the scaling relations at z = 0 can be broken by examining the cluster population at higher redshifts (z = 0.5, 1, 1.5). To make our results easier to interpret, we fix the value of the slope, α , to the z = 0 value given in Table 2. This is justified as we do not find a significant variation in α with redshift when we allow it to vary, at least for the relations studied in this paper. [THIS IS TRUE, YES? - STK]. To be consistent with equation 4, we first calculate the normalisation of each relation at each redshift, then find the value of A that best describes the data by fitting the results with a straight line

$$\log(C_0) = \log(Y_0) + A\log(1+z), \tag{11}$$

normalised to the z = 0 value. The resulting values of A are listed in Column 4 of Table 2.

4.2.1. Temperature-Mass Evolution

In Figure 5, we present values of $\log(C_0)$ versus redshift for the three temperature-mass relations, with the bestfit straight line overplotted. Each panel illustrates results for individual models. For the $T_{\rm dyn} - M_{500}$ relation (solid line), we find A = 1.1 - 1.2, only slightly larger than the self-similar prediction (A = 1), again suggesting that including the effects of baryonic physics does not significantly affect cluster dynamics [AGAIN, IS THIS TRUE? - STK. When we consider gas mass-weighted temperature (dashed line) however, the results are significantly different between the models. For the Radiative simulation, the normalisation of the $T_{\rm gas} - M_{500}$ relation at z = 0 is similar to that of the $T_{\rm dyn} - M_{500}$ relation, but the former evolves more slowly with redshift (A = 0.9), leading to a *colder* relation at high redshift. This effect is even more dramatic when we consider the $T_{\rm bol} - M_{500}$ relation (Figure 6), which has a higher normalisation at z = 0 than the $T_{\rm dyn} - M_{500}$ relation, but evolves even more slowly than the $T_{\rm gas} - M_{500}$ relation (A = 0.5). As we shall see in the next section, the distribution of gas temperature at higher redshift is more skewed to lower values due to a larger amount of cooler material. At low redshift the supply of cool gas diminishes, leaving behind hotter, higher entropy material.

A similar result also occurs for the *Preheating* simulation, even though the gas was heated at z = 4. Cooling could still proceed in this simulation and thus still alters the z < 2 evolution of the $T_{\text{gas}} - M_{500}$ and $T_{\text{bol}} - M_{500}$



FIG. 5.— The normalisation of the temperature–mass relation at R_{500} as a function of redshift, for the dynamical temperature (triangles and solid line), the gas mass-weighted temperature (diamonds and dashed line) and the bolometric emission-weighted temperature (crosses and dotted line). The top panel is for the *Radiative* simulation, the middle panel for the *Preheating* simulation and the bottom panel for the *Feedback* simulation. [I GUESS WE SHOULD REMOVE THE TSPEC RESULTS? - STK]

relations, albeit less dramatically than in the *Radiative* simulation. Specifically, the additional heating did not alter the evolutionary rate of the $T_{\rm gas} - M_{500}$ relation but increased its normalisation at fixed redshift. The $T_{\rm bol} - M_{500}$ relation, with A = 0.8, did not evolve as rapidly as the *Radiative* case, however, suggesting that the heating played a stronger role in altering the thermal



FIG. 6.— The bolometric emission-weighted temperature-mass relation at R_{500} , for clusters at z = 0, 0.5, 1, 1.5 (solid,dashed,dot-dashed,dotted lines respectively). The top panel is for the *Radia-tive* simulation, the middle panel for the *Preheating* simulation and the bottom panel for the *Feedback* simulation.

history of the core gas than in the rest of the cluster.

For the *Feedback* model, all 3 temperature–mass relations evolve similarly to one another (A = 1.1 - 1.2). In this case, cooling and heating are no longer separate processes, with the two rates occuring in proportion, and at all redshifts. Here, the supply of cool gas is forever restricted by the associated feedback and thus never significantly alters the evolution of cluster temperature.



FIG. 7.— The normalisation of the bolometric luminosity-mass relation as a function of redshift, for clusters in the *Radiative* (solid line), *Preheating* (dashed) and *Feedback* (dot-dashed) simulations.

4.2.2. Luminosity-Mass Evolution

We now consider how the luminosities of the clusters evolve with redshift. Figure 7 illustrates the normalisation of the $L_{\rm bol} - M_{500}$ relation versus redshift for all three models. Interestingly, the *Preheating* and *Feedback* models evolve almost identically with redshift $(A \sim 3)$, but the *Radiative* run evolves more strongly $(A \sim 4)$.

4.2.3. Luminosity-Temperature Evolution

Finally, we consider the evolution of the $L_{\rm bol} - T_{\rm bol}$ relation, with the relations at each redshift shown explicitly for each model in Figure 8, and the $\log(C_0)$ values illustrated in Figure 9. Strikingly, the values of A are significantly different between all three models: the *Feedback* model predicts mildly negative evolution (A = -0.6), the *Preheating* mildly positive evolution (A = 0.7) and the *Radiative* strongly positive evolution (A = 1.9). Note, the latter two models straddle the selfsimilar value (A = 1.5).

To determine what is driving the differences in A between the models, we can compare the evolution in luminosity and emission-weighted temperature for a cluster of fixed mass. For the $L_{\rm bol} - T_{\rm bol}$ relation, the evolution parameter, $A = (2\delta_L + 7)/2 - (1 + \delta_T)\alpha$, where α is the slope of the relation and δ_L, δ_T quantify the deviation from self-similar evolution in the $L_{\rm bol} - M_{500}$ and $T_{\rm bol} - M_{500}$ relations respectively.

Both the *Radiative* and *Preheating* simulations have $T_{\rm bol} - M_{500}$ relations that evolve more slowly than expected from self-similarity ($\delta_T \sim 0.5$), but this effect is cancelled by the steeper slope ($\alpha \sim 3$). Thus, the different degree of $L_{\rm bol} - T_{\rm bol}$ evolution between the two models is due to the difference in the evolution of the $L_{\rm bol} - M_{500}$ relation. In other words, the stronger $L_{\rm bol} - T_{\rm bol}$ evolution in the *Radiative* simulation is due to its clusters being much brighter at high redshift ($\delta_L \sim 0.5$) than for the *Preheating* case ($\delta_L \sim -0.5$).

For the *Feedback* simulation, the luminosity evolution is also slightly slower than expected from self-similarity, but the negative evolution of the $L_{\rm bol} - T_{\rm bol}$ relation is driven by the temperature evolution of the clusters. The near-self-similar evolution of the $T_{\rm bol} - M_{500}$ relation in



FIG. 8.— The bolometric luminosity-temperature relation for clusters at z = 0, 0.5, 1, 1.5 (solid,dashed,dot-dashed,dotted lines respectively). various redshifts. The top panel is for the *Radiative* simulation, the middle for the *Preheating* simulation and the bottom for the *Feedback* simulation.

this case $(\delta_T \sim 0)$ is amplified by the steeper slope, leading to dimmer clusters at fixed temperature at higher redshift.

5. DISCUSSION

[THIS SECTION NEEDS WORK BY PAT - STK]

In this paper, we have focused on the evolution of cluster scaling relations in three simulations, each adopting a different model for non-gravitational processes that affect the intracluster gas. In the first, *Radiative* model, the gas



FIG. 9.— The normalisation of the bolometric luminosity– temperature relation as a function of redshift, for clusters in the *Radiative* (solid line), *Preheating* (dashed) and *Feedback* (dot-dashed) simulations.

could cool radiatively and a significant fraction cooled down to low temperatures and formed stars (MTKP02). In the *Preheating* model, the same was true, although the gas was additionally heated uniformly and impulsively by 1.5 keV per particle at z = 4, before cluster formation. In the third, *Feedback* model, the heating rate was local and quasi-continuous, in proportion to the cooling/star formation rate. All three models are able to generate the required level of excess core entropy in order to reproduce the $L_{\rm X} - T_{\rm X}$ relation at z = 0 (MTKP02,KTJP04).

The most striking result presented in this paper is that the three models predict widely different $L_{\rm X} - T_{\rm X}$ relations at high redshifts. The *Radiative* model predicts strongly positive evolution, the *Preheating* model mildly positive evolution and the *Feedback* model, almost no evolution at all.

It is very interesting to note that the bolometric X-ray temperature exceeds the dynamical temperature of the clusters only at very low redshift, $z \lesssim 0.1$. At higher redshifts it lies below the dynamical temperature and is a factor of 1.66 lower by z = 1.5. We shall see in the next section that the behaviour of the *Preheating* simulation is similar, though not so large in magnitude. The effect cannot, therefore, be due to the cooling of intracluster gas in the cluster cores at high redshift. Instead, we attribute the presence of cool gas to the accretion of low temperature subclumps at high redshift. Such accretion is a ubiquitous feature of clusters (see, for example, (?) MERGERS PAPER). Cool gas is seen in maps of clusters at low redshift ((?)) and would be expected to be much more prevelant in clusters at high redshift in the Lambda-CDM cosmology.

To test this hypothesis, we measured the temperature variation within each cluster as follows. First we averaged the temperature within 20 spherical annuli out to R_{500} , to create a smoothed temperature profile, $\bar{T}(r)$. Then we measured the root-mean square deviation of the temperature, σ_T , from the mean, in log space:

$$\sigma_T^2 = \frac{1}{N} \sum_{i} \left(log_{10}T - log_{10}\bar{T} \right)^2 \tag{12}$$

where the sum runs over all particles within R_{500} and

 $N = \sum_{i}$. Figure ?? shows the values of σ_T for each cluster at z = 0 and z = 1.5. As can be seen, there is a significant increase in the spread in temperatures at high redshift. In fact the mean value of σ_T for our clusters rises from 0.42 to 0.77 over this redshift range.

Our result has two very important implications for observations of high redshift clusters. Firstly, the number of high redshift clusters places strong constraints on cosmological parameters, and surveys such as the ongoing XMM-Newton Cluster Survey. The behaviour of the $L_{\rm X} - T_{\rm X}$ relation at high redshift will determine how many clusters are found above the effective flux limit of the survey and significantly impact upon the overall strength of the constraints. For example, if the $L_{\rm X} - T_{\rm X}$ relation does not evolve at all with redshift (if, for example, the Feedback model is the representative case) then far fewer clusters are predicted at high redshift than the self-similar case, and thus providing weaker cosmological constraints. If the latest high-redshift observations faithfully represent the amount of evolution in the overall population (i.e. positive evolution of the $L_{\rm X} - T_{\rm X}$ relation) then the prospect for cosmological application is favourable.

Secondly, our results predict that observational constraints on the degree of evolution of the $L_{\rm X} - T_{\rm X}$ relation should allow interesting constraints to be placed on nature of galaxy formation in clusters, in particular the relative role of cooling and heating and whether most of the heating of the intracluster gas occured at high redshift (as in the *Preheating* model) or was a continuus function of redshift (as in the *Feedback* model). Taking our results at face value with recent observations would suggest that our *Feedback* model is generating too much excess entropy at z < 2 and that the bulk of the heating must have occured at higher redshift.

6. CONCLUSIONS

- Allen S. W., Fabian A. C., 1998, MNRAS, 297, L57
- Allen S. W., Schmidt R. W., Fabian A. C., Ebeling H., 2003, MNRAS, 342, 287
- Arnaud M., Aghanim N., Neumann D. M., 2002, A&A, 389, 1
- Balogh M. L., Babul A., Patton D. R., 1999, MNRAS, 307, 463
- Borgani, S., Rosati, P., Tozzi, P., Stanford, S. A., Eisenhardt, P. R., Lidman, C., Holden, B., Della Ceca, R., Norman, C., & Squires,
- G., 2001, ApJ, 561, 13
- Borgani S., Governato F., Wadsley J., Menci N., Tozzi P., Quinn T., Stadel J., Lake G., 2002, MNRAS, 336, 409 Borgani, S., Murante, G., Springel, V., Diaferio, A., Dolag, K.,
- Moscardini, L., Tormen, G., Tornatore, L., Tozzi, P., 2004, MNRAS, 348, 1078
- Bower R. G., 1997, MNRAS, 288, 355
- Bower R. G., Benson A. J., Lacey C. G., Baugh C. M., Cole S., Frenk C. S., 2001, MNRAS, 325, 497
- Bryan G. L., 2000, ApJ, 544, L1
- Couchman H. M. P., 1991, ApJ, 368, L23
- Couchman H. M. P., Thomas P. A., Pearce F. R., 1995, ApJ, 452, 797
- Davé R., Katz N., Weinberg D. H., 2002, ApJ, 579, 23
- David L. P., Slyz A., Jones C., Forman W., Vrtilek S. D., 1993, ApJ, 412, 479
- Edge A. C., Stewart G. C., 1991, MNRAS, 252, 414
- Eke V. R., Cole, S., & Frenk, C. S., 1996, MNRAS, 282, 263
- Eke V. R., Navarro J. F. N., Frenk C. S., 1998, ApJ, 503, 569
- Ettori S., Tozzi P., Borgani S., Rosati P., 2004, A&A, 417, 13
- Evrard A. E., Henry J. P., 1991, ApJ, 383, 95 Fairley, B. W., Jones, L. R., Scharf, C., Ebeling, H., Perlman, E., Horner, D., Wegner, G., & Malkan, M., 2000, MNRAS, 315, 669

The evolution of X-ray cluster scaling relations are a crucial component when constraining cosmological parameters with clusters. Observational studies at low redshift have already shown that the scaling relations deviate from self-similar expectations, attributed to nongravitational heating and cooling processes, but their redshift dependence is only starting to be explored. In this paper we have investigated the sensitivity of the Xray scaling relations out to z = 1.5 to the nature of heating/cooling processes, using three numerical simulations of the ACDM cosmology with different heating/cooling models. While all three simulations more or less predict the same scaling relations at z = 0 (as they were designed to produce the correct level of excess entropy), they predict significantly different results for the evolution of the $L_{\rm X}$ - $T_{\rm X}$ relation to z = 1.5.

In conclusion, our findings strongly suggest that the relative abundance of high and low redshift clusters will not only independently constrain cosmological parameters from other methods, they will also place interesting constraints on the nature of non-gravitational physical processes in clusters.

The simulations described in this paper were carried out on the Cray-T3E at the Edinburgh Parallel Computing Centre and the COSmology MAchine in Durham as part of the Virgo Consortium investigations into the formation of structure in the Universe. OM is grateful for the hospitality and support of the Astronomy Centre at the University of Sussex where the majority of work in this paper was carried out, and for partial financial support from Khon Kaen University. She and PAT also acknowledge support from the Thailand Research Fund and the Ministry of University Affairs through the Thai Government grant MRG4680129.

REFERENCES

- Henry, J. P., 1997, ApJ, 489, L1
- Henry, J. P., 2000, ApJ, 534, 565 Henry, J. P., 2004, ApJ, 609, 603
- Henry, J. P., & Arnaud, K. A., 1991, ApJ, 372, 410
 Holden B. P., Standord S. A., Squires G. K., Rosati P., Tozzi P., Eisenhardt P., Spinrad H., 2002, ApJ, 124, 33
- Horner, D. J., Mushotzky, R. F., & Scharf, C. A., 1999, ApJ, 520,
- Kaiser, N., 1986, MNRAS, 222, 323
- Kaiser, N., 1991, ApJ, 383, 104 Kay S. T., Thomas P. A., Theuns T., 2003, MNRAS, 343, 608
- Kay S. T., Thomas P. A., Jenkins A., Pearce F. R., 2004, MNRAS, 355, 1091 (KTJP04)
- Knight P. A., Ponman T. J., 1997, MNRAS, 289, 955
- Kotov O., Vikhlinin A., 2005, ApJ, submitted (astro-ph/0504233)
- Kravtsov A. V., Yepes G., 2000, MNRAS, 318, 227 Loewenstein M., 2000, ApJ, 532, 16
- Lumb D. H., Bartlett J. G., Romer A. K., Blanchard A., Burke D. J., Collins C. A., Nichol R. C., Giard M., Marty P., Nevalainen J., Sadat R., Vauclair S. C., 2004, A&A, 420, 853
- Markevitch M., 1998, ApJ, 504, 27
- Maughan B. J., Jones L. R., Ebeling H., Scharf C., 2005, MNRAS, submitted (astro-ph/0503455)
- Mazzotta P., Rasia E., Moscardini L., Tormen G., 2004, MNRAS, 354, 10
- McCarthy, I. G., Balogh, M. L., Babul, A., Poole, G. B., Horner, D. J., 2004, ApJ, 613, 811
- Metzler C. A., Evrard A. E., 1994, ApJ, 437, 564 Monaghan J.J., 1992, ARA&A, 30, 543

- Muanwong, O., Thomas, P. A., Kay, S. T., Pearce, F. R., & Couchman, H. M. P., 2001, ApJ, 552, L27
- Muanwong, O., Thomas, P. A., Kay, S. T., & Pearce, F. R., 2002, MNRAS, 336, 527 (MTKP02)
- Mushotzky, R. F., & Scharf, C. A., 1997, ApJ, 482, L13
- Navarro J. F., Frenck C. S., White S. D. M., 1997, ApJ, 490, 493 Novicki M. C., Manuela S., Henry J. P., 2002, ApJ, 124, 2413
- Pearce F. R., Couchman H. M. P., 1997, New Astronomy, 2, 411
- Pearce F. R., Thomas P. A., Couchman H. M. P., Edge A. C., 2000, MNRAS, 317, 1029
- Pierpaoli, E., Scott, D., & White, M., 2001, MNRAS, 325, 77
- Pierpaoli, E., Borgani S., Scott D., White M., 2003, MNRAS, 342, 163
- Ponman, T. J, Cannon, D. B., & Navarro, J. F., 1999, Nature, 397, 135
- Press W. H., Schechter P. G., 1974, ApJ, 187, 425
- Rasia E., Mazzotta P., Borgani S., Moscardini L., Dolag K., Tormen G., Diaferio A., Murante G., 2005, ApJ, 618, L1
- Romer A. K., Viana P. T. P., Liddle A. R., Mann R. G., 2001, ApJ, 547.594
- Rowley D. R., Thomas P. A., Kay S. T., 2004, MNRAS, 352, 508 Seljak, U., 2002, MNRAS, 337, 769
- Spergel D. et al., 2003, ApJS, 148, 175 Sutherland R. S., Dopita M. A., 1993, ApJS, 88, 253
- Thacker R. J., Couchman H. M. P., 2000, ApJ, 545, 728 Thomas P. A., Couchman H. M. P., 1992, MNRAS, 257, 11
- Thomas P. A., Muanwong O., Pearce F. R., Couchman H. M. P., Edge A. C., Jenkins A., Onuora L., 2001, MNRAS, 324, 450

- Tornatore L., Borgani S., Springel V., Matteucci F., Menci N., Murante G., 2003, MNRAS, 342, 1025
- Tozzi P., Norman C., 1998, ApJ, 546, 63 Valdarnini R., 2003, MNRAS, 339, 1117
- Viana, P. T. P., & Liddle, A. R., 1996, MNRAS, 281, 323
- Viana, P. T. P., & Liddle, A. R., 1998, MNRAS, 303, 535 Viana P. T. P., Kay S. T., Liddle A. R., Muanwong O., Thomas P. A., 2003, MNRAS, 346, 319
- Vikhlinin A., VanSpeybroeck L., Markevitch M., Forman W. R., Grego L., 2002, ApJ, 578, L107
- Vikhlinin A., 2005, ApJ, submitted (astro-ph/0504098)
- Voit G. M., Bryan G. L., 2001, Nature, 414, 425
- Voit G. M., Bryan G. L., Balogh M. L., Bower R. G., 2002, ApJ, $576,\,601$
- Voit G. M., Balogh M. L., Bower R. G., Lacey C. G., Bryan G. L., 2003, ApJ, 593, 272
- White S. D. M., Efstathiou G., Frenk C. S., 1993, MNRAS, 262, 1023
- White D. A., Jones C., Forman W., 1997, MNRAS, 292, 419
- Wu K. K. S., Fabian A. C., Nulsen P. E. J., 2000, MNRAS, 318, 889
- Xue Y.-J., Wu X.-P., 2000, ApJ, 538, 65
- Wu X.-P., Xue Y.-J., 2002, ApJ, 569, 112