



รายงานวิจัยฉบับสมบูรณ์

โครงการ พฤติกรรมทางกลศาสตร์ไฟฟ้าของอนุภาคในระบบควอนตัมและการประยุกต์ใช้กับเทคนิคการ
จัดการอนุภาค

โดย บุญชัย เตชะอำนาจ และคณะ

สิงหาคม 2560

รายงานวิจัยฉบับสมบูรณ์

โครงการ พฤติกรรมทางกลศาสตร์ไฟฟ้าของอนุภาคในระบบควอนตัมและการประยุกต์ใช้กับเทคนิคการ
จัดการอนุภาค

คณะผู้วิจัย	สังกัด
1. บุญชัย เตชะอำนาจ	จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย
2. ณัฐพงศ์ ตันตนะนุช	มหาวิทยาลัยธรรมศาสตร์
3. รัชชวิน แสงศรี	จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย
4. Viet Quoc Huynh	จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย
5. นิตติพงศ์ ปานกลาง	จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย

สนับสนุนโดยสำนักงานกองทุนสนับสนุนการวิจัย และ
จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย

(ความเห็นในรายงานนี้เป็นของผู้วิจัย สกว. ไม่จำเป็นต้องเห็นด้วยเสมอไป)

สารบัญ

หัวข้อ	หน้าที่
บทคัดย่อ(ไทย)	3
บทคัดย่อ(อังกฤษ)	5
Executive Summary	7
1. ความสำคัญและที่มาของปัญหา	10
2. วัตถุประสงค์ของโครงการ	15
3. ผลการศึกษา	16
4. สรุปผลการศึกษาที่ได้	71
5. รายการเอกสารอ้างอิง	73
6. Output ที่ได้จากการวิจัยในโครงการ	83
ภาคผนวก	85

บทคัดย่อ

โครงการวิจัยนี้ได้ศึกษาพฤติกรรมทางไฟฟ้าและทางกลศาสตร์ไฟฟ้าของอนุภาค ในรูปร่าง และรูปแบบการจัดเรียงต่างๆ ทั้งทางทฤษฎีและทางการทดลอง เพื่อให้ได้องค์ความรู้สำหรับนำไป พัฒนาวิธีการยึดจับอนุภาค สำหรับประยุกต์ใช้ในระบบฉนวนไฟฟ้าแรงสูง. การศึกษาในโครงการวิจัย นี้มุ่งเน้นที่ผลของรูปร่างของอนุภาคที่ไม่เป็นทรงกลม, ผลของเงื่อนไขสภาวะแวดล้อมของตัวกลาง และบทบาทที่น่าจะเป็นไปได้ของการถ่ายเทประจุระหว่างอนุภาคกับอิเล็กโตรด ที่มีต่อพื้นฐานทาง กลศาสตร์ไฟฟ้าของอนุภาคในระบบฉนวน.

สำหรับการศึกษาในขั้นแรก คณะผู้วิจัยใช้ทรงคล้ายทรงกลมแบนข้างวางตัวอยู่บนอิเล็กโตรด เพื่อศึกษาบทบาทพื้นฐานของรูปร่างที่ไม่เป็นทรงกลม ที่มีต่อพฤติกรรมเคลื่อนที่ของอนุภาค ภายใต้สนามไฟฟ้า. สนามไฟฟ้าที่อนุภาคเริ่มเคลื่อนที่ E_M ถูกวัดในห้องปฏิบัติการ และเปรียบเทียบกับผลการวิเคราะห์ทางทฤษฎี. โครงการวิจัยนี้พบพฤติกรรมของอนุภาคที่ E_M ซึ่งแตกต่างไปจากการ คาดการณ์ทางทฤษฎี. มุมยกตัวของอนุภาคจากอิเล็กโตรดมีค่าสูงกว่าที่คาดไว้มาก ซึ่งเป็นผลมาจาก พฤติกรรมการหมุนตัวของอนุภาค. เมื่ออนุภาคอยู่ภายใต้สนามไฟฟ้าที่มีความเข้มสูงมากขึ้น การ เคลื่อนที่เชิงเส้นในแนวตั้งมีบทบาทมากขึ้น. อย่างไรก็ตาม อนุภาคอาจมีการสัมผัสกับอิเล็กโตรดอีก ครั้ง หลังจากที่ยกตัวขึ้นจากอิเล็กโตรดได้. ผลการศึกษาส่วนนี้มีประโยชน์ในการประมาณค่าประจุ สนามไฟฟ้า และแรงบนอนุภาคที่ไม่เป็นทรงกลมได้.

ในขั้นต่อไป คณะผู้วิจัยได้ทำการทดลองเพื่อตรวจสอบผลของการจัดเรียง และรูปร่างปลาย ของอนุภาค ที่มีต่อลักษณะสมบัติทางกลศาสตร์ไฟฟ้า. การศึกษาใช้อนุภาคทรงคล้ายทรงกลมแบน ข้าง และอนุภาคลวดทรงกระบอก. ผลการศึกษาแสดงว่า เมื่ออนุภาคอยู่บนอิเล็กโตรดเปลือย เรา สามารถสังเกตการยกตัวของอนุภาค หรือการกลิ้งตัวของอนุภาคเข้าสู่บริเวณที่มีสนามไฟฟ้าสูงขึ้น ได้. ขนาดของสนามไฟฟ้าเริ่มเคลื่อนที่ของอนุภาคลดลงตามความไม่สม่ำเสมอของสนามไฟฟ้าที่ เพิ่มขึ้น. เมื่ออนุภาควางตัวอยู่บนอิเล็กโตรดที่มีฉนวนคั่น อนุภาคลวดทรงกระบอกแสดงการเคลื่อนที่ แบบหมุนกลิ้งเป็นหลัก ในขณะที่อนุภาคทรงคล้ายทรงกลมอาจเกิดการหมุนในแนวระดับ เพื่อเรียงตัว ตามทิศทางของเกรเดียนต์ของสนามไฟฟ้า.

คณะผู้วิจัยได้ประยุกต์ใช้การวิเคราะห์แบบจำลองเชิงตัวเลข ในการอธิบายผลการทดลองที่ ได้. การคำนวณใช้วิธีเอลิเมนต์ขอบเขตมาคำนวณสนามไฟฟ้า แรงไฟฟ้า และแรงบิดที่กระทำบน อนุภาค. ผลการคำนวณชี้ให้เห็นว่า สนามไฟฟ้ายกตัวของอนุภาคลวดทรงกระบอก มีขนาดต่ำกว่าค่าที่ ประมาณได้ด้วยแบบจำลองความยาวอนันต์. ผลการวิเคราะห์ที่ได้สามารถนำมาอธิบายแนวโน้มการ เคลื่อนที่ของอนุภาคที่ได้จากการทดลองในห้องปฏิบัติการ. การวิเคราะห์แรงบิดบนอนุภาค ทำให้เรา

ทราบกระจ่างถึงบทบาทของแรงบิดไฟฟ้าสถิต และแรงบิดเนื่องจากแรงโน้มถ่วง ที่มีต่อพฤติกรรมการยกตัวของอนุภาคลวดทรงกระบอก.

สำหรับการศึกษาผลกระทบจากสภาวะแวดล้อมของตัวกลางและชนิดวัสดุ คณะผู้วิจัยดำเนินการโดยใช้อนุภาคตัวนำทรงกลมในตัวกลางฉนวนก๊าซ. การทดลองใช้อนุภาคที่ทำจากวัสดุ และมีขนาดแตกต่างกัน. ตัวกลางก๊าซที่ใช้เป็นอากาศ หรือก๊าซผสมระหว่างอากาศกับไนโตรเจน หรืออากาศกับ SF₆. ผลการศึกษาที่ได้แสดงบทบาทของความดันก๊าซที่มีต่อแรงดันยกตัวของอนุภาคอย่างชัดเจน. คณะผู้วิจัยพบว่า แรงดันผิวระหว่างอนุภาคกับอิเล็กโตรดเพิ่มขึ้นเป็นเชิงเส้นกับ ผลคูณของความดันก๊าซและพื้นที่ผิวของอนุภาค. นอกจากนี้ การศึกษาขั้นตอนนี้ ยังแสดงให้เห็นถึงผลของข้อประจุ ที่มีต่อสนามไฟฟ้ายกตัวของอนุภาค.

งานวิจัยส่วนสุดท้ายในโครงการนี้ เป็นการตรวจสอบวิเคราะห์ผลของการถ่ายเทประจุระหว่างอนุภาคกับอิเล็กโตรด เพื่อศึกษาเชิงปริมาณ ถึงการเปลี่ยนแปลงของแรงไฟฟ้าสถิตที่เกิดขึ้น. ความหนาแน่นของประจุที่ถูกถ่ายเทถูกสมมติให้เป็นฟังก์ชันของสนามไฟฟ้าที่ป้อน. หากไม่มีการถ่ายเทประจุ แรงไฟฟ้าสถิตที่กระทำกับอนุภาคที่ถูกอัดประจุขั้วลบ ซึ่งยึดระหว่างอนุภาคกับระนาบ มีขนาดเพิ่มสูงขึ้น เมื่อสนามไฟฟ้าที่ป้อนมีทิศทางพุ่งขึ้นจากระนาบ. อย่างไรก็ตาม หากมีการถ่ายเทประจุเกิดขึ้น แรงไฟฟ้าสถิตอาจแปรเปลี่ยนเพียงเล็กน้อยตามสนามไฟฟ้าที่ป้อน หรือแม้แต่แสดงแนวโน้มในทางตรงข้ามได้ หากประจุที่ถ่ายเทมีขนาดขึ้นอย่างมากกับสนามไฟฟ้าที่ป้อน.

คำสำคัญ

ระบบฉนวนไฟฟ้าแรงสูง กลศาสตร์ไฟฟ้า อนุภาคตัวนำ อนุภาคฉนวน อนุภาครูปปร่างไม่เป็นทรงกลม ทรงคล้ายทรงกลมแบนข้าง ความดันก๊าซ แรงดันยกตัว การถ่ายเทประจุ

Abstract

This research studies the electrical and electromechanical behavior of particles for different particle shapes and ending profiles by using both analytical and experimental methods. The objectives of this research is to obtain the fundamentals of particle behavior, which can be applied to develop particle manipulation for the high-voltage insulation systems. The studies in this research project focus on the effects of non-spherical particle shapes, the effects of insulating/particle media, and the possible roles of charge transfer between particles and electrodes. They have an implication on the electromechanics of particles in insulation systems.

The first step of the studies deals with the electromechanics of prolate spheroidal conducting particles on a conducting plane to clarify the fundamental role of the non-spherical shape of particles on their behavior under electric field. The electric field E_M initiating particle motion is measured and compared with the theoretical field strength of the particle for rotation. The lift-off behavior of the particles at E_M is different from the theoretical prediction. The particles depart from the conducting plane at significantly larger angles than the theoretical prediction. The discrepancy of the departing angle is possibly due to the predominant rotating motion of particles. With higher electric field, the experimental results show that the linear vertical motion of particles became dominant. However, re-contact might occur after lift-off between the particles and the lower electrode, and increase the particle charge as a result. The results from this part of the studies are useful for estimating charges, electric field and force on nonspherical particles.

In the next step, we carry out experiments for investigating the electromechanical behavior of the non-spherical conducting particles for different particle orientations and different tip profiles. Spheroidal and wire-shaped particles are used for the experiments. The results show that on a bare electrode, the particles exhibit the liftoff motion or rolling motion to the region of stronger electric field. The motion onset electric field decreases with increasing field nonuniformity. On the insulated electrode, the wire-shaped particle shows exclusively the rolling motion, whereas the spheroidal particle may rotate horizontally so as to align its axis with electric field gradient.

We apply a numerical analysis to explain the experimental results obtained in this work. The boundary element method is used to analyze the electric field, forces and torques on the particles. The calculated liftoff electric field of wire-shaped particle is smaller than the estimated value based on a model of infinitely long cylinder. The numerical results can explain the the tendency of particle movement observed in the experiments. The numerical calculation clarifies that both electrostatic and gravitational torques contribute to the liftoff behavior of wire-shaped particles.

For the effects from the conditions of media and material types, we carry out experiments on conducting spheres in insulating gases. The experiments use particles having different radii and materials. The gas media are air, air/N₂ or air/SF₆ mixtures. The results show clearly the effects of gas pressure on the liftoff electric field. The surface force between particles and electrodes increases linearly with the product of pressure and particle surface area. In addition, we have found an effect of charging polarity on the liftoff electric field.

The last section of this research is the analysis of the effects of charge transfer between a particle and an electrode to make a quantitative investigation of the force variation. Without the charge transfer, the electrostatic adhesive force on a negatively charged particle increases when the applied field is in the upward direction from the plane. However, in the presence of charge transfer, the force may vary only slightly with the applied field or even show a reverse tendency if the transfer charge density depends significantly on the applied field.

Keywords:

High-voltage insulation system, electromechanics, conducting particle, dielectric particle, nonspherical particle, prolate spheroid, gas pressure, liftoff voltage, charge transfer

Executive Summary

Under this research project, we have carried out various kinds of studies on the electrical and electromechanical behavior of particles. The objectives of the current research is to obtain the fundamentals of particle behavior, which are applicable to the development of particle manipulation techniques for the high-voltage insulation systems. As the particles in insulation systems have a variety of shapes (both global and local profiles) and are under different conditions of the insulating media, the research covers a wide range of analytical and experimental works. We treat (a) different particle profiles, spherical and nonspherical ones, and (b) different media for the gas insulation, particles, and electrodes.

We clarify the fundamental roles of the non-spherical shape of particles on their behavior under electric field by using a configuration of prolate spheroidal conducting particles on a conducting plane. We use two sizes of particles having the same major axial length but different diameter (minor axes) for the experiments. The electric field E_M initiating particle motion is measured, and we have found that E_M is slightly higher than the theoretical field strength of the particle for rotation. The lift-off behavior of the particles at E_M is different from the theoretical prediction as the particles depart from the conducting plane at significantly larger angles than the theoretical prediction. The discrepancy of the departing angle is possibly due to the predominant rotating motion of particles. With higher electric field than E_M , the experimental results show that the linear vertical motion of particles become dominant, resulting in virtually parallel lift-off of the particles. However, re-contact may occur after lift-off between the particles and the lower electrode, and increase the particle charge as a result. Charge estimation based on the lying cylindrical model is found appropriate only when a particle has a small aspect (length-to-diameter) ratio or when the field is much higher than the critical field for particle rotation.

Needless to say that the deactivation of free particles is an important issue for improving the insulating capability and reliability of high-voltage systems. Nonuniform electric field distribution typically accompanies with the deactivation. In

this research, we carry out experiments to investigate the electromechanical behavior under nonuniform electric field of the non-spherical conducting particles for different particle orientations on either bare or coated electrode. In this step, spheroidal and wire-shaped particles are used for the experiments. The particle motion is observed for two principal orientations with respect to the applied electric field in air. The results show that on a bare electrode, both kinds of particles exhibit the liftoff motion when the particle axis is aligned with electric field gradient. The field nonuniformity enhances the upward rotation of the particle tip subjected to the higher electric field. When the particle axis is parallel with a constant field line, the wire-shaped particle is more readily to make a rolling motion to the region of stronger electric field in comparison with the spheroidal particle, which shows higher occurrence rate of liftoff. The motion onset electric field decreases with increasing field nonuniformity. On the insulated electrode, the wire-shaped particle shows exclusively the rolling motion, whereas the spheroidal particle may make a rolling motion or rotate horizontally so as to align its axis with electric field gradient.

In order to clarify the cause of different particle behaviors, we perform a numerical analysis to explain the results obtained from the experiments on the electromechanical behavior of conducting wired-shape particles. We investigate the effects of particle ending profiles and orientation on the initial motion. The boundary element method is used to analyze the electric field, forces and torques on the particles. The calculated liftoff electric field is smaller than the estimated value based on a model of infinitely long cylinder, and slightly decreases for a particle with a sharp end when the sharp tip is separated from the electrode. The measured liftoff electric field agrees with the tendency obtained from the numerical analysis. Particles mostly began the motion at either end. When the sharp tip was separated from the electrode, the initial motion almost exclusively took place at the sharp end. On the other hand, the probability was slightly higher for the motion at the rounded end when the sharp tip was close to the electrode. The numerical calculation clarifies that the electrostatic and gravitational torques contribute to such liftoff behavior.

We investigate the roles of the media involved by using experimental study on the liftoff of conducting particles in gas media. The experiments uses particles

having different radii and materials. The gas media are air, air/N₂ or air/SF₆ mixtures. Almost pure N₂ is also used for a specific case. The results showed clearly the effects of gas pressure on the liftoff electric field. The surface force, approximated from the electrostatic and gravitational forces, increases linearly with the product of pressure and particle surface area, contributing to the effective contact area. Smaller liftoff electric field in the gas mixtures possibly results from lower humidity. In addition, we have found an effect of charging polarity on the liftoff electric field.

As we consider that the effect of charging polarity is related to a charge transfer between a particle and an electrode, the final part of this research deals with a quantitatively investigation of the force variation when there is charge transfer between the particle and the conducting plane. This part then includes an analysis of the electric field and electrostatic adhesive force on a charged dielectric particle lying on a conducting plane under an externally applied electric field. We treat the distribution of charges as either uniform on the particle or partially on the lower half. The transferred charge density is assumed to be dependent on the applied electric field. The results show that the electric field is very strong near the contact point, where the charge transfer may occur. Without the charge transfer, the electrostatic adhesive force on a negatively charged particle increases when the applied field is in the upward direction from the plane. However, in the presence of charge transfer, the force may vary only slightly with the applied field or even show a reverse tendency if the transfer charge density depends significantly on the applied field. The results show a different viewpoint on the particle behavior under electric field and may be useful for various applications not limited to insulation systems.

1. ความสำคัญและที่มาของปัญหา

1.1 บทนำทั่วไป

วิศวกรรมไฟฟ้าแรงสูงมีความสำคัญอย่างยิ่งต่อการผลิต การส่ง และการจ่ายกำลังไฟฟ้า. ด้วยความต้องการกำลังไฟฟ้าที่เพิ่มขึ้นของประเทศ ขนาดของระบบไฟฟ้ากำลังที่ทำงานที่ระดับแรงดันสูงก็เพิ่มขึ้นตามไปด้วย. ระบบไฟฟ้าแรงสูงประกอบด้วยองค์ประกอบต่างๆ หลากหลายชนิด เช่น ระบบตัวนำสำหรับส่งหรือจำหน่ายกำลังไฟฟ้า สวิตช์ตัดตอนวงจร เซอร์กิตเบรกเกอร์ หม้อแปลงไฟฟ้ากำลัง และหม้อแปลงวัด เป็นต้น. อุปกรณ์ไฟฟ้าแรงสูงหลายชนิดถูกบรรจุอยู่ในระบบปิด และถูกฉนวนด้วยก๊าซหรือฉนวนเหลว [1]. ตัวอย่างของอุปกรณ์ลักษณะนี้ได้แก่ หม้อแปลงน้ำมัน เซอร์กิตเบรกเกอร์แบบสุญญากาศ และสวิตช์เกียร์ฉนวนก๊าซ (Gas insulated switchgears, GIS). การใช้ระบบปิดทำให้เราสามารถลดขนาดมิติที่ต้องการในการฉนวน อีกทั้งยังช่วยลดผลกระทบจากสภาพแวดล้อมได้. ระบบฉนวนแบบปิดจึงมีความถี่ในการบำรุงรักษาที่ต่ำกว่า เมื่อเทียบกับระบบฉนวนแบบเปิด.

คุณสมบัติที่สำคัญมากสำหรับระบบไฟฟ้าแรงสูงก็คือ ความสามารถในการฉนวน. ระบบไฟฟ้าแรงสูงต้องสามารถป้องกันการเกิดเบรกดาวนทางไฟฟ้า ระหว่างตัวนำไฟฟ้าที่มีศักย์ไฟฟ้าต่างกันมากได้ ทั้งในสภาวะการทำงานปกติ และสภาวะแรงดันเกินเนื่องจากปรากฏการณ์ชั่วคราวทางไฟฟ้า [2]. นอกจากนี้ จะต้องมีการควบคุมการเกิดดิสชาร์จบางส่วนในระบบฉนวน ให้อยู่ในระดับที่ยอมรับได้ ตามมาตรฐานที่เกี่ยวข้อง. ความล้มเหลวในการฉนวนของอุปกรณ์ไฟฟ้าแรงสูงอาจส่งผลให้เกิดการหยุดทำงานของระบบไฟฟ้ากำลัง และทำให้เกิดผลอย่างใหญ่หลวงต่อเสถียรภาพ และความน่าเชื่อถือของระบบไฟฟ้ากำลัง.

เมื่ออยู่ในสภาพสมบูรณ์ ระบบฉนวนไฟฟ้าแบบฉนวนก๊าซหรือฉนวนเหลวมีความสามารถการฉนวนที่ดีมาก เนื่องจากความคงทนได้อิเล็กตริกของตัวกลางที่ใช้มีสูง. อย่างไรก็ตาม เมื่อเกิดการปนเปื้อนขึ้นในระบบ ระบบฉนวนไฟฟ้าอาจได้รับผลกระทบต่อสมรรถนะการฉนวนอย่างรุนแรงได้. การปนเปื้อนในระบบฉนวนไฟฟ้าอาจเกิดขึ้นเนื่องจากสาเหตุต่างๆ หลายรูปแบบ

- อนุภาคตัวนำไฟฟ้า
- อนุภาคฉนวนไฟฟ้า
- ช่องว่าง หรือช่องอากาศภายในฉนวนแข็งหรือฉนวนเหลว

ตัวนำไฟฟ้าเป็นวัสดุพื้นฐานที่ใช้สำหรับอิเล็กทรอนิกส์ไฟฟ้าแรงสูง หรืออิเล็กทรอนิกส์ทรานซิสเตอร์. ภายในระบบฉนวนแบบฉนวนเหลวหรือฉนวนก๊าซ ฉนวนแข็งเป็นสิ่งที่ขาดไม่ได้ สำหรับเป็นตัวยึดค้ำทางกล และทำให้เกิดการแยกกันระหว่างตัวนำไฟฟ้าที่มีศักย์ไฟฟ้าแตกต่างกัน. อนุภาคตัวนำ และอนุภาคฉนวนอาจเข้าสู่ระบบฉนวนไฟฟ้าได้ ในระหว่างกระบวนการผลิต การขนส่ง หรือการประกอบ. นอกจากนี้ อนุภาคยังอาจเกิดจากการเสื่อมสภาพทางกลของชิ้นส่วนที่เคลื่อนที่ภายในระบบ เช่น อิเล็กตริกที่เป็นหน้าสัมผัสภายในเซอร์กิตเบรกเกอร์

จากการปนเปื้อนด้วยสาเหตุต่างๆ ที่ได้กล่าวมาข้างต้น อนุภาคก็มีสภาพยอมไฟฟ้า (Permittivity) ที่แตกต่างจากสภาพยอมของตัวกลางที่อยู่ล้อมรอบ (วัสดุฉนวนหลัก) ทำให้เกิดการเปลี่ยนแปลงการกระจายของสนามไฟฟ้าขึ้นในระบบฉนวน โดยมีลักษณะการเปลี่ยนแปลงดังต่อไปนี้. สำหรับช่องว่าง หรือฟองอากาศที่มีสภาพยอมต่ำกว่าค่าของตัวกลางฉนวนหลัก สนามไฟฟ้าจะมีค่าเพิ่มขึ้นภายในช่องว่างหรือฟองอากาศ [3]. สนามไฟฟ้าสูงสามารถทำให้เกิดดิสชาร์จบางส่วนภายในช่องว่าง หรือฟองอากาศได้ เนื่องจากโดยปกติแล้ว อากาศมีความคงทนได้อิเล็กตริกต่ำกว่าฉนวนหลัก.

ในอีกทางหนึ่ง สำหรับอนุภาคตัวนำหรืออนุภาคฉนวน ค่าสภาพยอมของอนุภาคมีขนาดสูงกว่าค่าของฉนวนหลัก. ดังนั้น สนามไฟฟ้าจะมีขนาดเพิ่มขึ้นบนผิวของอนุภาคในด้านของฉนวนหลัก. สนามไฟฟ้าที่เพิ่มขึ้นนี้ สามารถเพิ่มขนาดขึ้นไปอีก หากอนุภาคได้รับการอัดประจุจากสนามไฟฟ้าหรืออิเล็กโทรด. ดังนั้น สำหรับอนุภาคของแข็ง การเกิดดิสชาร์จมีแนวโน้มที่จะอยู่ในฉนวนหลัก ซึ่งหากเป็นการเบรกดาวนโดยสมบูรณ์ ย่อมทำให้ต้องหยุดการทำงานของอุปกรณ์ลง. หากเป็นการดิสชาร์จบางส่วน ก็จะเกิดการสูญเสียพลังงาน คลื่นรบกวนแม่เหล็กไฟฟ้า และประจุค้าง ซึ่งสามารถลดความสามารถในการฉนวนของวัสดุฉนวนหลักได้อย่างมาก.

นอกจากผลกระทบโดยตรงต่อการกระจายสนามไฟฟ้าแล้ว อนุภาคหรือช่องว่างยังได้รับแรงไฟฟ้าสถิตภายใต้สนามไฟฟ้า(ซึ่งบ่อยครั้ง ไม่สามารถละลายได้ในระบบฉนวนไฟฟ้าแรงสูง) เราอาจแบ่งกลุ่มของแรงไฟฟ้าสถิตได้ดังต่อไปนี้ (ก) แรงคูลอมบ์ ซึ่งกระทำกับอนุภาคที่มีประจุลัพท์ และแรงไดอิเล็กโตรโฟรีติก (Dielectrophoretic force, DEP force) หรือที่เรียกอีกชื่อหนึ่งว่า แรงเกรเดียนต์ไฟฟ้า ซึ่งเกิดขึ้นเนื่องจากความไม่สม่ำเสมอของสนามไฟฟ้า. อนุภาคสามารถได้รับแรง DEP ได้แม้ว่าจะไม่มีประจุลัพท์บนอนุภาค. สำหรับอนุภาคที่ถูกอัดประจุ แรงคูลอมบ์มักมีขนาดเหนือกว่าแรง DEP. แรง DEP จึงมักมีความสำคัญต่อพฤติกรรมของอนุภาคที่ไม่ได้รับการอัดประจุ. เมื่อแรงไฟฟ้าสถิตสามารถมีผลเหนือกว่าแรงโน้มถ่วง แรงเสียดทาน และแรงยึดระหว่างพื้นผิวอื่นๆ อนุภาคอิสระก็สามารถเคลื่อนที่ได้ในระบบฉนวนไฟฟ้า. แรงคูลอมบ์มีแนวโน้มที่จะขับอนุภาคให้เคลื่อนที่ระหว่างอิเล็กโทรด ส่งผลให้เกิดการอัดประจุและการดิสชาร์จประจุของอนุภาคขึ้นเข้าไปมา เมื่ออนุภาคสัมผัสหรืออยู่ในตำแหน่งที่ใกล้กับอิเล็กโทรดมากเพียงพอ. ในกรณีที่แรง DEP มีผลสำคัญต่อการเคลื่อนที่ของอนุภาค พฤติกรรมเคลื่อนที่จะมีความซับซ้อนมากขึ้น. ในระบบฉนวนก๊าซและฉนวนเหลว อนุภาคของแข็งแสดงไดอิเล็กโตรโฟรีซิสแบบบวก ซึ่งอนุภาคจะถูกดึงเข้าไปสู่บริเวณที่มีสนามไฟฟ้าสูงกว่าตำแหน่งปัจจุบัน. ในกรณีนี้ อนุภาคจะทำให้สนามไฟฟ้าในบริเวณดังกล่าวเพิ่มสูงขึ้น (จากค่าในสถานะที่ปราศจากอนุภาค). ผลที่เกิดขึ้นทำให้ระบบฉนวนมีความเสี่ยงที่จะเริ่มเกิดดิสชาร์จได้ง่ายขึ้น. ในทางตรงกันข้าม ช่องว่างหรือฟองก๊าซภายในฉนวนเหลวแสดงไดอิเล็กโตรโฟรีซิสแบบบวก และจะถูกดึงให้เข้าสู่บริเวณที่มีสนามไฟฟ้าต่ำกว่าบริเวณปัจจุบันด้วยแรง DEP.

ดังที่ได้กล่าวมาในข้างต้น เราจะเห็นได้ว่า การมีอยู่ของอนุภาคทำให้เกิดผลที่ไม่ต้องการขึ้นต่อความสามารถในการฉนวนของระบบไฟฟ้าแรงสูง และจลศาสตร์ของอนุภาคสามารถขยายผลที่เกิดขึ้นให้มีระดับรุนแรงมากขึ้นได้. ในปัจจุบัน อุปกรณ์ไฟฟ้าแรงสูงมีการพัฒนาให้มีขนาดเล็กลงเรื่อยๆ ด้วยการปรับปรุงคุณสมบัติการฉนวนของตัวกลาง. การลดขนาดของอุปกรณ์มีประโยชน์อย่างมาก ในบริเวณที่มีพื้นที่ในการติดตั้งอุปกรณ์จำกัด เช่น สถานีไฟฟ้าภายในเมืองใหญ่. ขนาดที่ลดลงของอุปกรณ์ทำให้สนามไฟฟ้าภายในระบบฉนวนมีค่าสูงขึ้นตามไปด้วย. ดังนั้น การควบคุมอนุภาคอิสระที่เกิดขึ้นภายในระบบฉนวน จึงเป็นประเด็นที่สำคัญอย่างมาก ในการป้องกันผลกระทบที่ไม่ต้องการจากอนุภาค.

โครงการวิจัยนี้ศึกษาพฤติกรรมพื้นฐานทางกลศาสตร์ไฟฟ้าของอนุภาคในระบบฉนวน ภายใต้สนามไฟฟ้า. คณะผู้วิจัยทำการศึกษารอบคลุมถึงอนุภาคตัวนำและอนุภาคฉนวน โดยพิจารณาอนุภาคที่มีลักษณะเรขาคณิตแตกต่างกัน ตั้งแต่อนุภาคทรงกลม อนุภาคทรงคล้ายทรงกลมแบนข้าง (Prolate spheroid) และอนุภาคหลอดทรงกระบอก. การวิเคราะห์ทางทฤษฎี และการทดลองในห้องปฏิบัติการถูกนำมาใช้ในงานวิจัย. การวิเคราะห์สนามไฟฟ้าและแรงไฟฟ้าสถิต ทำโดยการใช้สมการเชิงวิเคราะห์ และการคำนวณด้วยวิธีเชิงเลข (ขึ้นอยู่กับความเหมาะสมของปัญหา). การทดลอง

สังเกตพฤติกรรมของอนุภาค ครอบคลุมทั้งในกรณีของสนามไฟฟ้าแบบสม่ำเสมอ และสนามไฟฟ้าแบบไม่สม่ำเสมอ เพื่อให้สามารถเข้าใจถึงผลของการดิซซาร์จที่มีต่อพฤติกรรมของอนุภาค. ผลของการวิเคราะห์และการทดลองที่ได้ในโครงการวิจัยนี้ จะเป็นพื้นฐานที่นำไปสู่เทคนิคการควบคุมอนุภาคที่มีความเหมาะสมต่อการใช้งานในระบบไฟฟ้าแรงสูงได้ต่อไป.

โครงการวิจัยนี้มุ่งเน้นที่พฤติกรรมของอนุภาคในระบบฉนวนไฟฟ้าแรงสูง. อย่างไรก็ตามอนุภาคมีการใช้งานอยู่ในรูปแบบที่หลากหลาย นับไม่ถ้วน [4]. ตัวอย่างเช่น อนุภาคที่ถูกอัดประจุถูกใช้ในการเคลือบด้วยไฟฟ้าสถิต การพ่นสีแบบไฟฟ้าสถิต และการถ่ายภาพทางไฟฟ้า. อนุภาคที่ไม่ได้รับการอัดประจุมีอยู่ในการใช้งานวัสดุอัจฉริยะ เช่น ของไหลอีอาร์ (Electrorheological fluid) [5] หรือของไหลเอ็มอาร์ (Magnetorheological fluid) [6]. ความรู้พื้นฐานจากงานวิจัยนี้ ยังสามารถต่อยอดไปสู่การใช้งานอนุภาคดังกล่าวได้ด้วย.

1.2 งานวิจัยที่ผ่านมาในอดีต

มีงานวิจัยที่ผ่านมา ได้ทำการศึกษาสนามไฟฟ้าและแรงไฟฟ้าสถิตบนอนุภาคในระบบฉนวน. สำหรับรูปแบบการจัดเรียงของทรงกลมเดี่ยว หรือทรงกลายทรงกลมเดี่ยว ภายใต้สนามไฟฟ้าสม่ำเสมอ เราทราบคำตอบของสนามไฟฟ้าเป็นอย่างดี [7]. ตัวอย่างเช่น อนุภาคตัวนำทรงกลมทำให้สนามไฟฟ้ามีขนาดเพิ่มขึ้น 3 เท่าของค่าสนามไฟฟ้าพื้นหลัง. สำหรับอนุภาคทรงกลายทรงกลม การเปลี่ยนแปลงของสนามไฟฟ้าขึ้นอยู่กับอัตราส่วนของความยาวแกนเอกต่อความยาวแกนโท [8].

สำหรับการจัดเรียงอื่นๆ ที่ไม่ใช่รูปแบบของอนุภาคเดี่ยว เราอาจแบ่งการศึกษาเชิงวิเคราะห์สนามไฟฟ้า และแรงไฟฟ้าสถิตบนอนุภาคทรงกลมได้เป็น 2 กรณีหลัก. กรณีแรกเป็นการพิจารณารูปแบบการจัดเรียงของอนุภาค 2 อนุภาค หรือของอนุภาค 1 อนุภาคกับอิเล็กโตรด (ซึ่งอาศัยทฤษฎีเงา พิจารณาเป็น 2 อนุภาคได้). การวิเคราะห์ของทรงกลมตัวนำ และระนาบตัวนำภายใต้สนามไฟฟ้าสม่ำเสมอ มักถูกนำมาประยุกต์ใช้ประมาณประจุบนอนุภาค และแรงในที่เกิดกระทำกับอนุภาคในทางปฏิบัติ [9-11]. รูปแบบการจัดเรียงนี้ ยังมีความสมมูลทางไฟฟ้ากับกรณีของทรงกลมตัวนำ 2 ทรงกลมที่สัมผัสกันอยู่ภายใต้สนามไฟฟ้า. สังเกตว่า ขนาดของแรงไฟฟ้าสถิตไม่ได้มีขนาดเท่ากับ ผลคูณของประจุเหนี่ยวนำบนอนุภาคกับความเข้มสนามไฟฟ้า เนื่องจากมีการกระจายของประจุแบบไม่สม่ำเสมอบนอนุภาค. การศึกษาที่มีอยู่เกือบทั้งหมดเกี่ยวกับการจัดเรียงของคู่อนุภาคฉนวน พิจารณากรณีที่อนุภาคมีขนาดและคุณสมบัติทางไฟฟ้าเหมือนกัน. มีเพียงงานศึกษาบางชิ้นเท่านั้นที่พิจารณาอนุภาคซึ่งมีลักษณะไม่เหมือนกัน [12]. การอัดประจุระหว่างอนุภาคตัวนำทรงกลม ซึ่งมีขนาดแตกต่างกันที่เกิดจากการสัมผัส ณ ศักย์ไฟฟ้าค่าหนึ่ง ถูกวิเคราะห์โดยใช้ระบบพิกัดแบบทรงกลมคู่ [13]. ระบบพิกัดนี้ยังถูกนำมาใช้โดย Davis สำหรับศึกษาปฏิกิริยาเชิงไฟฟ้าสถิตระหว่างคู่ทรงกลมฉนวน [14] และศึกษาแรงเชิงแสงระหว่างอนุภาคโลหะ โดย Hallock และคณะ [15]. อย่างไรก็ตามมีข้อสังเกตว่า การประยุกต์ใช้ระบบพิกัดแบบทรงกลมคู่ จำกัดการวิเคราะห์ที่อยู่เพียงกรณีที่อนุภาคทรงกลมเพียง 2 อนุภาคเท่านั้น. วิธีทางเลือกอื่น สำหรับการวิเคราะห์อนุภาค ได้แก่การใช้วิธีกระจายมัลติโพล ซึ่งสามารถดูตัวอย่างได้ในเอกสารอ้างอิง [16-21].

วิธีกระจายมัลติโพลใช้ฮาร์โมนิกของศักย์ไฟฟ้า ซึ่งสอดคล้องกับระบบพิกัดที่สนใจ และหาคำตอบของสมการลาปลาซ หรือสมการปัวซองโดยให้เงื่อนไขขอบเขตทั้งหมดที่เกี่ยวข้องเป็นจริง. ข้อดีของวิธีกระจายมัลติโพลก็คือ วิธีนี้สามารถประยุกต์ใช้กับรูปแบบการจัดเรียงที่มีอนุภาคจำนวนมาก โดยไม่จำกัดจำนวนอนุภาค [22]. วิธีนี้จึงทำให้เราสามารถจำลองการเคลื่อนที่ของอนุภาคได้.

นอกจากนี้ การแปลงฮาร์มอนิกของศักย์ไฟฟ้าระหว่างระบบพิกัดที่แตกต่างกันก็อาจเป็นประโยชน์ในกรณีที่มีอนุภาครูปร่างแตกต่างกัน (เช่น มีอนุภาคทรงกลมอยู่ร่วมกับอนุภาคทรงคล้ายทรงกลม). อย่างไรก็ตาม การคำนวณด้วยวิธีกระจายมัลติโพลอาศัยกระบวนการทางคณิตศาสตร์ที่ซับซ้อน และอาจเกิดเมตริกซ์ที่มีเงื่อนไขไม่ดีขึ้น (Ill-condition) เมื่อมีการใช้อันดับของฮาร์มอนิกจำนวนมากในการคำนวณ. ทางเลือกอีกทางหนึ่ง สำหรับการวิเคราะห์คำตอบของปฏิกิริยาเชิงกลศาสตร์ไฟฟ้าระหว่างอนุภาค ก็คือการใช้วิธีเงาประจุและเงามัลติโพล [23-27]. แนวคิดของเงามัลติโพลทำให้เราสามารถหาคำตอบได้ โดยการใช้เงามัลติโพลลักษณะของวิธีทำซ้ำ จนกระทั่งคำตอบของศักย์ไฟฟ้าเข้าสู่คำตอบจริง. วิธีเงามัลติโพลเป็นประโยชน์อย่างยิ่งในกรณีที่ข้อจำกัดทางทรัพยากรหน่วยความจำในการคำนวณ เนื่องจากไม่จำเป็นต้องสร้างและแก้ระบบสมการเชิงเส้นขนาดใหญ่ในการหาคำตอบ.

ปฏิกิริยาระหว่างอนุภาค และวัตถุอื่นเช่น ระบายนวนวน มีการใช้งานเฉพาะกับระบบที่มีการเคลือบผิวอิเล็กทรอนิกส์. มีการศึกษารูปแบบการจัดเรียงของทรงกลมตัวนำและระบายนวนวน ในเอกสารอ้างอิง ทั้งในกรณีที่ระบายนวนวนมีความหนาจำกัด และระบายนวนวนความหนาถึงอนันต์. การศึกษาที่ซับซ้อนมากขึ้น เป็นกรณีของอนุภาคที่ได้รับการอัดประจุ และระบายนวนวน โดยมีแผ่นระบายนวนวนคั่น ซึ่งทำการวิเคราะห์โดยใช้วิธีไฟไนต์เอลิเมนต์ [28]. การวิเคราะห์ที่แม่นยำของแรงที่กระทำกับอนุภาคระบายนวนวนที่ถูกอัดประจุบนระบายนวนวนตัวนำ ถูกนำเสนอโดยอาศัยวิธีเงามัลติโพล. ผลที่ได้จากการวิเคราะห์แสดงให้เห็นอย่างกระจ่างว่า การประมาณแรงไฟฟ้าสถิตของอนุภาคแบบง่ายไม่เหมาะสมในกรณีที่อนุภาคมีการกระจายของประจุบนผิวอนุภาคแบบไม่สม่ำเสมอ [29-31]. ผลลัพธ์ที่ได้จากงานเหล่านี้แสดงว่า การใช้แทนประจุบนอนุภาคด้วยจุดประจุอาจนำไปสู่ผลการวิเคราะห์ที่ไม่แม่นยำ ดังได้ถูกรายงานไว้ในเอกสารอ้างอิง [32].

สำหรับผลของช่องว่างภายในระบายนวนวน Mason ได้รายงานว่าดิสชาร์จบางส่วนในช่องว่างอาจทำให้เกิดการเสื่อมสภาพ และการเบรกดาวนของระบายนวนวนเชิงได้ โดยมีสาเหตุมาจากการเปลี่ยนแปลงของพลังงานในการดิสชาร์จเป็นพลังงานความร้อน [33]. อัตราของการเสื่อมสภาพเพิ่มขึ้นอย่างรวดเร็วเมื่อระดับของแรงดันสูงกว่าแรงดันเริ่มเกิดดิสชาร์จบางส่วนของช่องว่าง. Densley ได้วัดแรงดันดิสชาร์จบางส่วนเริ่มเกิด 50% ของพอลิเอทิลีน ซึ่งมีการสร้างช่องว่างสังเคราะห์ขึ้นภายใน [34]. การศึกษาพบว่า การพยากรณ์ค่าของแรงดันเริ่มดิสชาร์จจากเส้นโค้งพาสเซน มีค่าต่ำกว่าค่าที่วัดได้จริง. งานวิจัยเหล่านี้ได้นำเสนอถึงปัญหาการเกิดดิสชาร์จบางส่วน เมื่อมีช่องว่างปรากฏอยู่ภายในระบายนวนหลัก. ทฤษฎีของการวัดดิสชาร์จบางส่วน ที่เกิดจากดิสชาร์จภายในช่องว่าง ถูกศึกษาโดยกลุ่มของ McAllister และ Pedersen [35-39]. วิธีฟังก์ชันแลมบ์ดา (Lambda function method) ถูกใช้ในการหาความสัมพันธ์ระหว่างค่าที่วัดได้ กับประจุของดิสชาร์จบางส่วนที่เกิดขึ้นจริง. อย่างไรก็ตามสังเกตว่า แบบจำลองของ Pedersen ไม่ได้คิดถึงผลของประจุค้าง ซึ่งมักเกิดขึ้นตามปกติคู่กับดิสชาร์จบางส่วน.

แม้ว่าจะมีงานวิจัยจำนวนมาก ที่ได้ทำการศึกษาเกี่ยวกับคุณสมบัติทางไฟฟ้าสถิตของอนุภาคทรงกลม การศึกษากับอนุภาคที่ไม่เป็นทรงกลมยังมีอยู่ค่อนข้างจำกัด. พฤติกรรมของแรงบนอนุภาคที่มีรูปร่างไม่เป็นทรงกลม เช่น อนุภาครูปทรงกระบอก และอนุภาคทรงคล้ายทรงกลม ยังไม่มีการวิเคราะห์อย่างสมบูรณ์ ถึงแม้ว่าเราจะพบอนุภาครูปร่างเหล่านี้ได้ในทางปฏิบัติ [40, 41]. ทั้งนี้ อาจเป็นเพราะว่า ยังขาดเครื่องมือเชิงวิเคราะห์สำหรับหาคำตอบของสนามไฟฟ้า. เงาประจุบนอนุภาคทรงคล้ายทรงกลมแบนข้างได้ถูกนำเสนอในเอกสารอ้างอิง [42-45] แต่ยังคงเป็นการประยุกต์กับกรณีของสนามไฟฟ้าเนื่องจากจุดประจุ ซึ่งทำให้เกิดสนามแบบสมมาตรรอบแกนหมุนเท่านั้น. กลุ่มของ

คณะผู้วิจัยได้นำเสนอการวิเคราะห์สนามไฟฟ้าบนตัวนำรูปทรงคล้ายทรงกลม ภายใต้สนามไฟฟ้าที่มีรูปแบบทั่วไปมากขึ้น โดยอาศัยวิธีกระจายมัลติโพล [46]. จากการศึกษาดังกล่าว เราสามารถเห็นได้อย่างชัดเจนว่า มีการเพิ่มขนาดของสนามไฟฟ้าอย่างมาก ในกรณีของทรงคล้ายทรงกลมแบนข้าง เมื่อเทียบกับกรณีของอนุภาคทรงกลม. ดังนั้น เราคาดได้ว่า ดิสชาร์จบางส่วนอาจเกิดขึ้นในระดับหนึ่ง เมื่ออนุภาคที่มีรูปร่างไม่เป็นทรงกลมอยู่ในระบบฉนวนไฟฟ้าแรงสูง ซึ่งสนามไฟฟ้าพื้นหลังมีค่าสูงอยู่แล้ว ในสภาวะปกติ. ในความเป็นจริงแล้ว ได้มีการศึกษาและพบดิสชาร์จในแถบขนาดไมโครเมตร ทั้งในทางทฤษฎี และทางปฏิบัติ [47, 48]. เมื่ออนุภาคที่มีรูปร่างไม่เป็นทรงกลม อยู่ภายใต้สภาวะดิสชาร์จบางส่วน อนุภาคสามารถแสดงพฤติกรรมที่ซับซ้อน เช่น การยกตัวขึ้น การหมุน หรือการหมุนรอบตัวได้ [49, 50]. Holmberg และ Gubanski ได้ใช้วิธีไฟไนต์เอลิเมนต์คำนวณสนามไฟฟ้าและแรงดันเริ่มเกิดดิสชาร์จของอนุภาคแบบแหลมยาว โดยอาศัยเงื่อนไขการเกิดดิสชาร์จแบบสตรีมเมอร์ [51]. อย่างไรก็ตาม ยังคงมีความแตกต่างระหว่างผลลัพธ์ที่ได้จากการคำนวณ และค่าที่พบในทางปฏิบัติ. ดังนั้น การวิเคราะห์กลศาสตร์ไฟฟ้าของอนุภาครูปร่างไม่เป็นทรงกลม ยังคงเป็นหัวข้อที่สำคัญที่จะต้องศึกษาให้เข้าใจถ่องแท้ เพื่อปรับปรุงสมรรถนะการฉนวนของระบบ.

เนื่องจากการเคลื่อนที่ของอนุภาคในระบบฉนวนไฟฟ้ามีผลกระทบอย่างยิ่งยวด ต่อสมรรถนะการฉนวนของระบบ การจัดการอนุภาคในระบบฉนวนจึงมีความสำคัญอย่างมาก [52]. จนถึงปัจจุบัน มีงานวิจัยจำนวนน้อยมากที่พิจารณาการจัดการอนุภาคในระบบฉนวน. การอัดประจุ และการเคลื่อนที่ของอนุภาคในน้ำมันฉนวน(น้ำมันหม้อแปลง) ถูกตรวจสอบ [53, 54]. Khayari และ Perez ได้เปรียบเทียบกระบวนการอัดประจุของอนุภาคกับค่าทางทฤษฎี และระบุว่ามีความยากที่จะวัดประจุบนอนุภาคอย่างแม่นยำ [55]. กลุ่มวิจัยของ Hara ได้ทำการศึกษาพฤติกรรมของอนุภาคในระบบฉนวนก๊าซ. คณะผู้วิจัยได้รายงานผลการวิเคราะห์ทางทฤษฎี และผลการสังเกตในห้องปฏิบัติการของพฤติกรรมอนุภาคภายใต้เงื่อนไขที่แตกต่างกันของ รูปร่างอนุภาค ความดันก๊าซ และวิธีการป้อนกระตุ้นระบบ. การเคลื่อนที่ของอนุภาค และผลของอนุภาคที่มีต่อการเบรกดาวน์ถูกศึกษา โดยใช้รูปแบบการจัดเรียงอิเล็กโตรดแบบไม่ขนาน (ซึ่งมีสนามไฟฟ้าไม่สม่ำเสมอ) [56]. มีการศึกษาผลของการเคลื่อนที่อิเล็กโตรดด้วยฉนวน ที่มีต่อพฤติกรรมของอนุภาค [57]. ผู้วิจัยได้รายงานถึงการเคลื่อนที่ของอนุภาค ที่มีตำแหน่งเริ่มอยู่ใกล้กับสเปเซอร์. การเคลื่อนที่ภายใต้การเปลี่ยนแปลงขั้ว(ทิศทาง)ของสนามไฟฟ้า ถูกสังเกตโดยใช้สนามไฟฟ้าแบบกระแสสลับ [58]. คณะผู้วิจัยนี้ยังได้แนะนำเทคนิคการยึดจับอนุภาคสำหรับระบบฉนวน. อย่างไรก็ตาม ไม่มีการทดลองในห้องปฏิบัติการเพื่อยืนยันข้อเสนอดังกล่าว.

จนถึงปัจจุบัน ได้มีการนำเสนอวิธีการต่างๆ สำหรับควบคุมอนุภาคโดยใช้แรงไฟฟ้าสถิต. ตัวอย่างเช่น มีวิธีการสำหรับกำหนดตำแหน่ง ยก ยึดจับ ขับเคลื่อน แยกชนิด สะสม(รวม) และอื่นๆ [59, 60]. อย่างไรก็ตาม อนุภาคที่พิจารณาในงานเหล่านี้มีขนาดเล็กกว่าอนุภาคที่พิจารณาในงานปัจจุบันอยู่ สำหรับกรณีของระบบฉนวนไฟฟ้าแรงสูง. ตัวกลางพื้นหลังสำหรับการทำงานเป็นฉนวน ซึ่งจะปรากฏการณ์การถ่ายเทประจุแตกต่างไปจากระบบนำไฟฟ้า. นอกจากนี้ งานวิจัยนี้พิจารณาการประยุกต์ใช้ในระบบฉนวนไฟฟ้าแรงสูง ซึ่งมีข้อจำกัดเฉพาะการใช้งาน. เราไม่สามารถใช้อิเล็กโตรดรูปร่างซับซ้อนเกินไปได้ เพื่อป้องกันไม่ให้เกิดสนามไฟฟ้าที่สูงมากในระบบ. อีกทั้ง การอัดประจุอนุภาคเป็นสิ่งที่ต้องหลีกเลี่ยง (สำหรับกรณีระบบไฟฟ้าแรงสูง) เพื่อป้องกันผลของประจุค้างในระบบฉนวน ซึ่งทำให้ยากต่อการควบคุมระบบ.

2. วัตถุประสงค์

โครงการวิจัยนี้มีวัตถุประสงค์หลักที่จะศึกษาพฤติกรรมของอนุภาคในระบบฉนวน โดยพิจารณาประเด็นต่างๆ ดังต่อไปนี้

1. การเคลื่อนที่ของอนุภาคที่มีรูปร่างไม่เป็นทรงกลม ในกรณีที่ไม่มีผลกระทบจากการเกิดดิซซาร์จบางส่วน และในกรณีที่มีการเกิดดิซซาร์จบางส่วน
2. คูผลของเงื่อนไขสภาวะความดันก๊าซของตัวกลาง และชนิดของก๊าซ ที่มีต่อการเริ่มเคลื่อนที่ของอนุภาค
3. ตรวจสอบผลของการเปลี่ยนแปลงขนาดประจุ เนื่องจากการถ่ายเทประจุระหว่างอนุภาคฉนวน และอิเล็กโตรด เพื่อเปรียบเทียบกับแนวโน้มของผลที่ได้ในห้องปฏิบัติการ

3. ผลการศึกษา

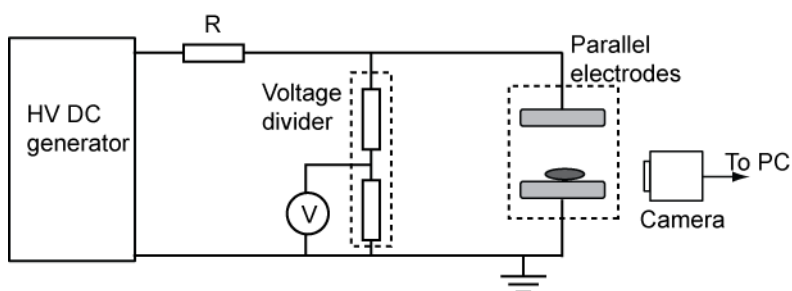
ผลการศึกษาที่ได้ในโครงการ สามารถแบ่งออกเป็นหัวข้อย่อยได้ตามประเด็นต่างๆ ที่พิจารณาได้ดังต่อไปนี้

3.1 การเคลื่อนที่ของอนุภาครูปร่างทรงกลมแบนข้างภายใต้สนามไฟฟ้าสม่ำเสมอ

โครงการวิจัยในส่วนนี้ทดลองหาลักษณะสมบัติทางกลศาสตร์ไฟฟ้าของอนุภาคตัวนำ โดยใช้ อนุภาครูปร่างทรงกลมแบนข้าง. ลักษณะที่ซับซ้อนของอนุภาคที่มีรูปร่างไม่เป็นทรงกลมเป็นผลมาจากปัจจัยหลัก 2 ประการคือ รูปร่างอนุภาค และดิสชาร์จบางส่วนที่ปลายอนุภาค ซึ่งเปลี่ยนแปลงขนาดของประจุบนอนุภาค [49]. การที่โครงการวิจัยนี้ใช้อนุภาครูปร่างทรงกลมแบนข้าง ทำให้คณะผู้วิจัยสามารถลดผลของโคโรนาดิสชาร์จที่เกิดขึ้น ทำให้สามารถมุ่งศึกษาผลของรูปร่างของอนุภาคได้. รูปร่างทรงกลมแบนข้างที่ใช้อย่างนี้ยังทำให้เราสามารถหาผลเฉลยแม่นยำตรงของแรงและสนามไฟฟ้าได้ โดยใช้วิธีเชิงวิเคราะห์ [61, 62]. วัตถุประสงค์หลักในส่วนนี้เป็นการเปรียบเทียบผลที่ได้ กับผลการคาดการณ์ที่ได้จากการวิเคราะห์ทางทฤษฎี เพื่อให้ทราบถึงบทบาทของรูปร่างอนุภาคที่มีต่อการเคลื่อนที่

3.1.1 การทดลอง

รูปที่ 1 แสดงแผนภาพเค้าร่างของการจัดเตรียมการทดลอง. อนุภาครูปร่างทรงกลมแบนข้างถูกวางอยู่บนอิเล็กโตรดทางด้านล่างของระบบอิเล็กโตรดคู่ขนาน. อิเล็กโตรดแต่ละตัวมีขนาดเส้นผ่านศูนย์กลาง 40 mm. อิเล็กโตรดด้านล่างต่อลงกราวนด์ และถูกติดตั้งอยู่บนแท่นปรับตำแหน่ง 3 แกน (XYZLNG60, Misumi) ซึ่งสามารถปรับให้ได้แนวกับอิเล็กโตรดทางด้านบน. รูปที่ 2 แสดงอิเล็กโตรดคู่ขนานดังกล่าว. แกะระหว่างอิเล็กโตรดถูกตั้งให้มีความยาว 8 mm ในการทดลอง. ระบบอิเล็กโตรดต่ออยู่กับแหล่งกำเนิดไฟฟ้าแรงสูงกระแสตรง ผ่านทางตัวต้านทานป้องกันขนาด 1 M Ω . แอมป์ลิฟายเออร์แรงดันสูง (610E, Trek) และเครื่องกำเนิดสัญญาณ (AFG3021B, Tektronix) ถูกใช้เป็นแหล่งกำเนิดแรงดันไฟฟ้า. แรงดันไฟฟ้าถูกเพิ่มค่าจาก 0 จนถึงค่ายอด ภายในเวลา 30 ms และคงค่าไว้ที่ค่ายอดเป็นเวลานาน 270 ms. (นั่นคือ เวลาคงอยู่ของแรงดันรวมเท่ากับ 300 ms.) การเคลื่อนที่ของอนุภาคในระบบอิเล็กโตรดถูกสังเกตด้วยกล้องดิจิทัล (EX-ZR200, Casio). ภาพการเคลื่อนที่ของอนุภาคถูกบันทึกด้วยอัตรา 1000 fps และถ่ายโอนไปยังคอมพิวเตอร์สำหรับการวิเคราะห์ในภายหลัง



รูปที่ 1 แผนภาพเค้าร่างการเตรียมการทดลอง



รูปที่ 2 ระบบอิเล็กทรอนิกส์คู่ขนาน

3.1.2 ตัวอย่างอนุภาค

อนุภาคตัวนำทรงคล้ายทรงกลมแบนข้างที่นำมาใช้ในการทดลองทำจากอลูมิเนียม โดยมีอยู่ 2 ขนาด. อนุภาคทั้งสองขนาดมีความยาวแกนเอกเท่ากับ 4 mm เท่ากัน. อนุภาคขนาดเล็กมีเส้นผ่านศูนย์กลางหรือความยาวแกนโทเท่ากับ 1 mm และอนุภาคขนาดใหญ่มีความยาวแกนโท 2 mm. รูปที่ 3 แสดงภาพถ่ายของอนุภาคทั้งสองขนาด. สำหรับแต่ละขนาดอนุภาค การทดลองใช้ตัวอย่าง 3 ตัวอย่าง.



(ก)



(ข)

รูปที่ 3 อนุภาคทรงคล้ายทรงกลมแบนข้างยาว 4 mm สำหรับการทดลอง (ก) อนุภาคขนาดเล็กมีเส้นผ่านศูนย์กลางหรือความยาวแกนโทเท่ากับ 1 mm และ (ข) อนุภาคขนาดใหญ่มีความยาวแกนโท 2 mm

3.1.3 ขั้นตอนการดำเนินการทดลอง

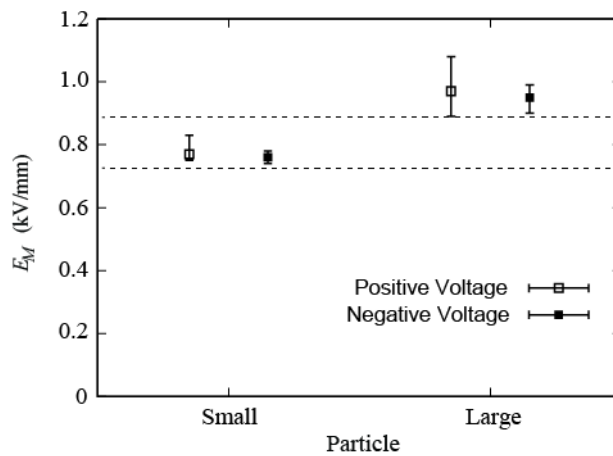
ก่อนการทดลองแต่ละครั้ง อนุภาคและอิเล็กทรอนิกส์ถูกรักษาความสะอาดด้วยเอทานอล และปล่อยให้แห้งอย่างสมบูรณ์ที่อุณหภูมิห้อง. เพื่อที่จะวัดค่าสนามไฟฟ้าวิกฤต E_M ที่อนุภาคเริ่มเกิดการเคลื่อนที่ แรงดันไฟฟ้าที่ป้อนให้กับอนุภาคถูกเพิ่มขึ้นขั้นละ 0.1 kV จนกระทั่งอนุภาคเคลื่อนที่. ในการทดลองอีกรูปแบบหนึ่ง ผลของสนามไฟฟ้าที่มีต่อพฤติกรรมของอนุภาคถูกสังเกต ด้วยการป้อนแรงดันค่าคงที่ให้กับอิเล็กทรอนิกส์ โดยให้มีขนาดสนามไฟฟ้าสูงกว่าค่าของ E_M ที่ทดลองหาได้. คณะผู้วิจัยทำการทดลองเป็นจำนวน 10 ครั้งต่ออนุภาคตัวอย่างหนึ่งอนุภาค สำหรับแต่ละเงื่อนไขการทดลองหนึ่งๆ.

3.1.4 ผลที่ได้รับ

3.1.4.1 สนามไฟฟ้าวิกฤต E_M สำหรับการเริ่มเคลื่อนที่ของอนุภาค

รูปที่ 4 แสดงค่าเฉลี่ย ค่าต่ำสุด และค่าสูงสุดของสนามไฟฟ้าวิกฤต E_M ที่ทำให้เริ่มเกิดการเคลื่อนที่ของอนุภาค สำหรับอนุภาคแต่ละขนาด โดยแยกตามขั้วของแรงดันไฟฟ้าที่ป้อน. รูปดังกล่าวแสดงให้เห็นว่า E_M มีขนาดต่ำกว่าสำหรับอนุภาคขนาดเล็ก. ค่าเฉลี่ยของ E_M ขึ้นอยู่กับขั้วของแรงดันน้อยมาก แม้ว่าส่วนเบี่ยงเบนมาตรฐานของค่าที่วัดได้สำหรับการป้อนแรงดันขั้วบวกมีค่ามากกว่ากรณีป้อนแรงดันขั้วลบอยู่พอสมควร.

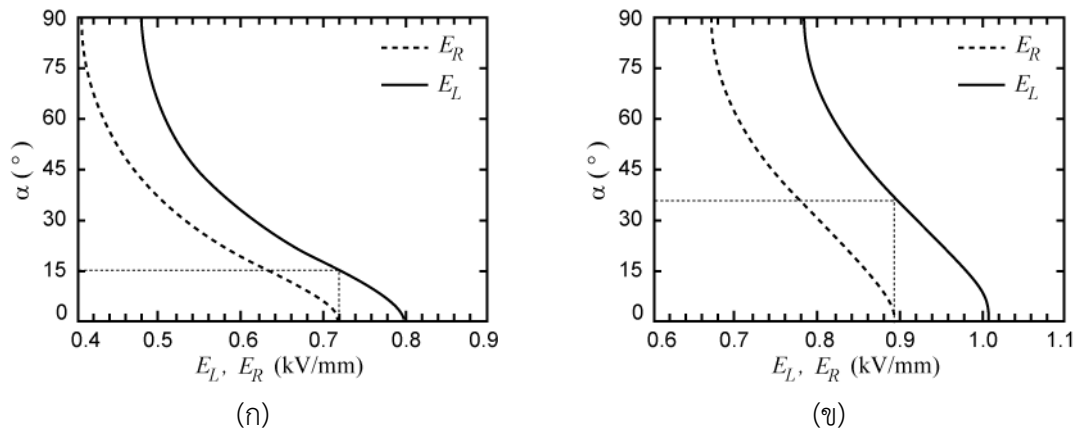
พฤติกรรมของอนุภาคทรงคล้ายทรงกลมแบนข้างได้ถูกวิเคราะห์ โดยอาศัยลักษณะสมบัติของสนามไฟฟ้าวิกฤต 2 ค่า คือ E_R สำหรับการหมุนรอบจุดสัมผัสระหว่างอนุภาคกับอิเล็กโทรดกราวนด์ และ E_L สำหรับการยกตัวขึ้นในแนวตั้งจากระนาบอิเล็กโทรด [63]. สำหรับอนุภาคทรงคล้ายทรงกลมแบนข้างในการทดลองนี้ เราได้คำนวณค่าของ E_R และ E_L เป็นฟังก์ชันของมุมเอียง α ระหว่างแกนเอกของอนุภาคกับระนาบอิเล็กโทรดด้านล่าง. เส้นโค้งของ E_R และ E_L ที่คำนวณได้แสดงอยู่ในรูปที่ 5. เมื่อมีการเพิ่มสนามไฟฟ้า รูปดังกล่าวแสดงให้เห็นเป็นนัยว่า อนุภาคที่วางตัวนอนอยู่บนระนาบตัวนำหรือ $\alpha = 0^\circ$ จะเริ่มหมุนรอบจุดสัมผัส เมื่อสนามไฟฟ้ามีขนาดมากกว่า $E_R(0^\circ)$ ซึ่งมีค่าประมาณ 7.2 และ 8.9 kV/mm สำหรับอนุภาคขนาดเล็ก และอนุภาคขนาดใหญ่ ตามลำดับ. เมื่อเริ่มเกิดการหมุนขึ้นแล้ว มุมเอียง α จะมีขนาดเพิ่มขึ้น ทำให้ขนาดสนามไฟฟ้า E_L ที่ต้องการสำหรับการยกตัวอนุภาคขึ้นจากอิเล็กโทรดมีค่าลดลง ดังแสดงด้วยเส้นประในรูป. สำหรับอนุภาคขนาดเล็กและอนุภาคขนาดใหญ่ภายใต้ขนาดสนามไฟฟ้าวิกฤต $E_R(0^\circ)$ เราสามารถประมาณมุมเอียง α_d ที่อนุภาคยกตัวขึ้นจากอิเล็กโทรดได้เป็น 15° และ 36° ตามลำดับ.



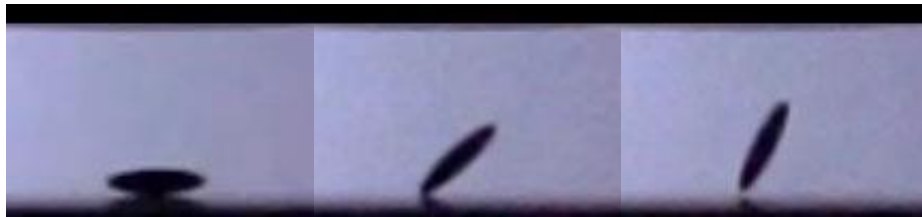
รูปที่ 4 สนามไฟฟ้าวิกฤต E_M สำหรับการเริ่มเคลื่อนที่ของอนุภาค

จากการทดลอง เมื่อเราได้เพิ่มขนาดของแรงดันไฟฟ้าที่ป้อนให้กับอิเล็กโทรดที่ละน้อย ผลการทดลองแสดงให้เห็นว่า อนุภาคเกือบทั้งหมดแสดงการหมุนตัวก่อนที่จะยกขึ้นจากระนาบตัวนำ ซึ่งเป็นลักษณะการเคลื่อนที่ที่สอดคล้องกับการทำนายทางทฤษฎีที่ได้จากเส้นโค้งของ E_R และ E_L . รูปที่ 6 แสดงตัวอย่างการเคลื่อนที่ของอนุภาคตามลำดับเวลาจากซ้ายไปขวา. แม้ว่าแรงไฟฟ้าสถิตที่กระทำกับอนุภาคในสภาวะนอน $\alpha = 0^\circ$ มักถูกใช้ประมาณค่าแรงดันอนุภาคเริ่มเคลื่อนที่ที่อยู่บ่อยครั้ง [50, 58] ผลการวิเคราะห์และผลการทดลองที่ได้จากโครงการนี้แสดงอย่างชัดเจนว่า สนามไฟฟ้าเริ่มหมุน E_R ควรเป็นเงื่อนไขที่สำคัญสำหรับการเริ่มเคลื่อนที่ของอนุภาค. เพื่อการเปรียบเทียบ ค่าของสนามไฟฟ้า E_R ทางทฤษฎี สำหรับอนุภาคทรงคล้ายทรงกลมแบนข้างทั้งสอง ถูกแสดงในรูปที่ 4 เป็นเส้นประ. ค่าเฉลี่ยของสนามไฟฟ้าเริ่มเคลื่อนที่ E_M ของอนุภาคมีขนาดสูงกว่าค่าสนามไฟฟ้าเริ่มหมุน

E_R ทางทฤษฎีอยู่ประมาณ 6.9% และ 7.9% สำหรับอนุภาคขนาดเล็กและอนุภาคขนาดใหญ่ตามลำดับ. ความแตกต่างที่เกิดขึ้นนี้อาจเป็นผลของแรงพื้นผิวที่กระทำระหว่างอนุภาคกับอิเล็กโตรดด้านล่าง ซึ่งไม่ได้รวมอยู่ในการวิเคราะห์ทางทฤษฎี.



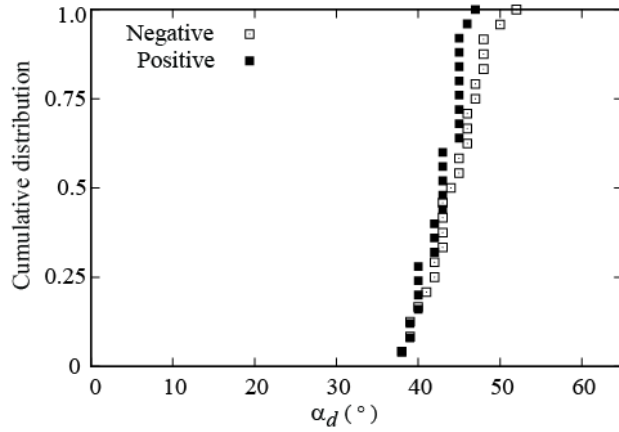
รูปที่ 5 ลักษณะสมบัติของ E_R และ E_L เป็นฟังก์ชันของมุมเอียง α ที่ได้จากการวิเคราะห์ (ก) อนุภาคขนาดเล็ก และ (ข) อนุภาคขนาดใหญ่



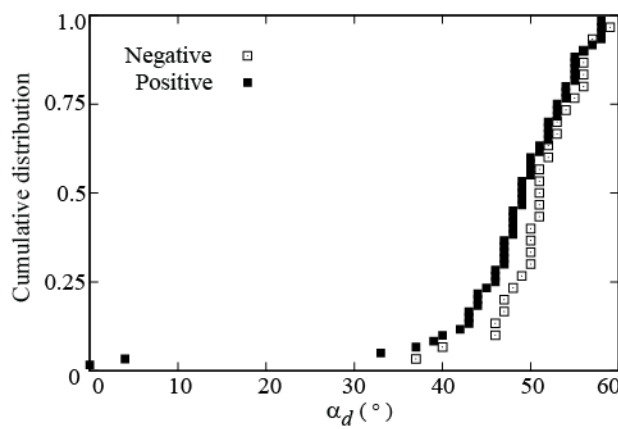
รูปที่ 6 ภาพตามลำดับเวลาจากซ้ายไปขวา ของการเคลื่อนที่ของอนุภาคขนาดเล็ก เมื่อแรงดันที่ป้อนให้กับอิเล็กโตรดถูกเพิ่มค่าขึ้นทีละน้อย จนกระทั่งอนุภาคเริ่มเคลื่อนที่

3.1.4.2 มุมยกตัวของอนุภาคจากอิเล็กโตรด

แม้ว่าค่าของสนามไฟฟ้าเริ่มเคลื่อนที่ E_M ของอนุภาคที่วัดไว้จะสอดคล้องอย่างดีกับค่าที่ได้จากการทำนายทางทฤษฎี คณะผู้วิจัยพบว่า มุมเอียง α_d ที่อนุภาคยกตัวขึ้นจากอิเล็กโตรด มีขนาดต่างอย่างมาก เมื่อเปรียบเทียบกับค่าประมาณที่ได้จากเส้นโค้ง E_R และ E_L . รูปที่ 7 แสดงการแจกแจงสะสมของ α_d เมื่อเพิ่มขนาดของแรงดันที่ป้อนให้กับอิเล็กโตรดทีละน้อยจนถึง E_M . เราสามารถเห็นได้อย่างชัดเจนจากรูปว่า อนุภาคทั้งสองขนาดยกตัวขึ้นออกจากอิเล็กโตรดที่มุม ซึ่งมีความกว้างกว่าค่าที่ได้จากการทำนาย (15° และ 36°) ในรูปที่ 5 เป็นอย่างมาก. ตัวอย่างเช่น อนุภาคขนาดเล็กในรูปที่ 7(ก) มีค่ามัธยฐานของ α_d เท่ากับ 42° และไม่มีอนุภาคใดเลยที่ยกตัวขึ้นจากระนาบอิเล็กโตรดที่มุม α_d ต่ำกว่า 37° . อนุภาคขนาดใหญ่ก็มีแนวโน้มการแจกแจงของมุมยกตัวคล้ายคลึงกัน โดยมีอนุภาคจำนวนน้อยมากที่ยกตัวที่มุม α_d ต่ำกว่า 36° .



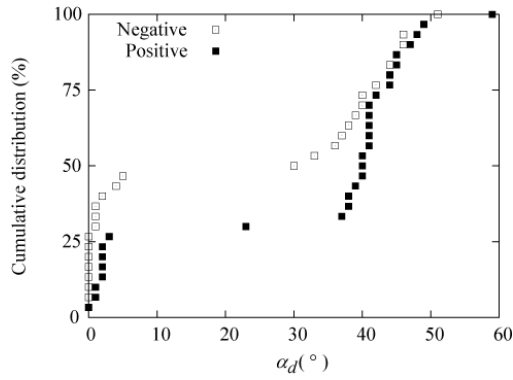
(ก)



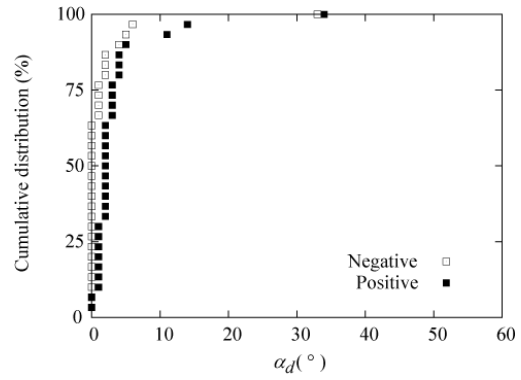
(ข)

รูปที่ 7 การแจกแจงสะสมของมุมเอียง α_d ที่อนุภาคยกตัวขึ้นจากอิเล็กโตรดภายใต้สนามไฟฟ้าวิกฤต E_M ที่อนุภาคเริ่มเคลื่อนที่ (ก) อนุภาคขนาดเล็ก และ (ข) อนุภาคขนาดใหญ่

รูปที่ 8 และ 9 แสดงมุมเอียง α_d ที่อนุภาคยกตัวขึ้นจากอิเล็กโตรดของอนุภาคขนาดเล็กและอนุภาคขนาดใหญ่ ตามลำดับ เมื่ออนุภาคอยู่ภายใต้สนามไฟฟ้าที่มีขนาดมากกว่า E_M . เราสามารถเห็นได้จากรูปดังกล่าวว่า เมื่อขนาดของสนามไฟฟ้าเพิ่มสูงขึ้น อนุภาคแสดงความน่าจะเป็นในการยกตัวขึ้นจากอิเล็กโตรดที่มุมเอียงค่าต่ำลง. ในรูปที่ 8(ก) และ 9(ก) พฤติกรรมการยกตัวของอนุภาคอาจแบ่งได้เป็น 2 แบบ. นั่นคือ อนุภาคอาจยกตัวขึ้นขนานกับอิเล็กโตรดด้านล่าง โดยมีขนาดของมุม α_d ต่ำมาก หรืออาจยกตัวขึ้นจากอิเล็กโตรดที่มุม α_d ขนาดใหญ่หลังจากหมุนตัวบนอิเล็กโตรดแล้ว. เมื่อเราเพิ่มขนาดของสนามไฟฟ้าให้สูงมากขึ้น อนุภาคเกือบทั้งหมดยกตัวขึ้นขนานกับอิเล็กโตรด ดังแสดงในรูปที่ 8(ข) และ 9(ข). สังเกตว่า สำหรับทุกกรณี เราแทบจะไม่พบอนุภาคยกตัวที่มุม α_d ใกล้เคียงกับค่าทางทฤษฎีที่ได้จากรูปที่ 5.

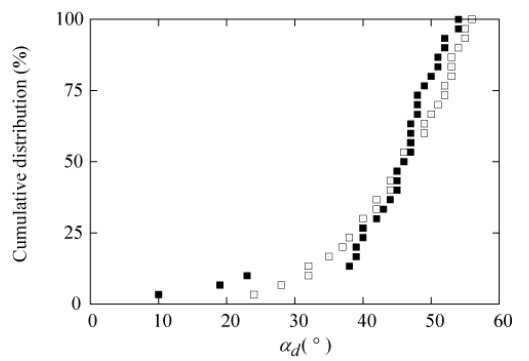


(ก)

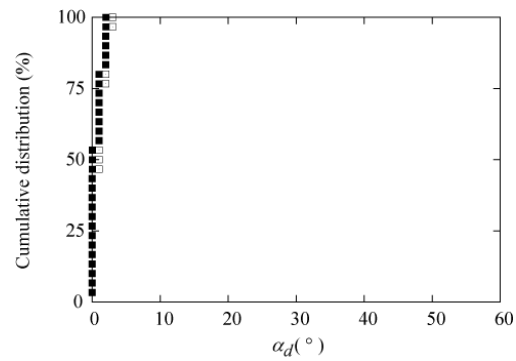


(ข)

รูปที่ 8 การแจกแจงสะสมของมุมเอียง α_d ที่อนุภาคขนาดเล็กยกตัวขึ้นจากอิเล็กโตรดภายใต้สนามไฟฟ้าคงที่ ที่สูงกว่าค่าวิกฤต E_M (ก) 0.8 kV/mm และ (ข) 1.0 kV/mm. สัญลักษณ์ \square และ \blacksquare แทนผลของการป้อนแรงดันขั้วลบและขั้วบวกตามลำดับ



(ก)



(ข)

รูปที่ 9 การแจกแจงสะสมของมุมเอียง α_d ที่อนุภาคขนาดใหญ่ยกตัวขึ้นจากอิเล็กโตรดภายใต้สนามไฟฟ้าคงที่ ที่สูงกว่าค่าวิกฤต E_M (ก) 1.0 kV/mm และ (ข) 1.1 kV/mm. สัญลักษณ์ \square และ \blacksquare แทนผลของการป้อนแรงดันขั้วลบและขั้วบวกตามลำดับ

ลักษณะสมบัติของ α_d ที่พบจากการทดลองดังกล่าว สามารถอธิบายได้โดยพิจารณาผลของแรงไฟฟ้าสถิตและแรงบิดไฟฟ้าสถิต. รูปที่ 5 แสดงให้เห็นเป็นนัยว่า ที่มุมเอียง α ค่าหนึ่งๆ เมื่อสนามไฟฟ้ามีค่าสูงกว่า E_L ที่ขึ้นอยู่กับมุมเอียง α นั้น อนุภาคจะมีการเคลื่อนที่ทั้งแบบเชิงเส้น และแบบเชิงมุมไปพร้อมกัน. ในระหว่างที่อนุภาคแยกตัวออกจากอิเล็กโตรดในแนวตั้งด้วยแรงทางไฟฟ้า การหมุนของอนุภาคทำให้อนุภาคยังคงสัมผัสอยู่กับอิเล็กโตรดได้. ที่ค่าสนามไฟฟ้าวิกฤต E_M ผลของการหมุนจะโดดเด่นกว่าการเคลื่อนที่ในแนวตั้งอย่างมาก. ดังนั้น อนุภาคยังคงสัมผัสอยู่กับอิเล็กโตรด แม้ว่าเงื่อนไขการยกตัวของ E_L จะเป็นจริงก็ตาม. ผลดังกล่าว ทำให้อนุภาคยกตัวออกจากระนาบตัวที่มุมเอียง α_d สูงกว่าค่าที่ทำนายไว้เป็นอย่างมาก. ในทางกลับกัน หากว่าสนามไฟฟ้าที่ป้อนให้กับอนุภาคมีขนาดสูงกว่า E_L อย่างมาก อนุภาคจะสามารถยกตัวขึ้นขนาน หรือเกือบขนานกับระนาบตัวนำได้ เพราะว่าการเคลื่อนที่ในแนวตั้งจะมีผลเหนือกว่าการหมุนของอนุภาคอย่างมาก.

นอกจากนี้ เรายังควรสังเกตว่า อนุภาคทรงคล้ายทรงกลมเคลื่อนที่ไปยังอิเล็กโตรดด้านบนหลังจากที่ได้ยกตัวขึ้นแล้ว. ไม่มีอนุภาคใดแสดงพฤติกรรมแบบ firefly หรือการหมุนตัวบนอิเล็กโตรดให้เห็น. เมื่อรวมกับผลการทดลองที่แสดงว่า ค่าเฉลี่ยของ E_M ไม่ขึ้นกับชั่วของแรงดันที่ป้อนอย่างมี

นัยสำคัญ เราจึงสามารถพิจารณาได้ว่า ผลของโครนาดีสซาร์จบนอนุภาคในกรณีนี้ มีค่าน้อยมากและสามารถละเลยได้. พฤติกรรมการเคลื่อนที่ที่สังเกตได้ จึงเป็นผลหลักของรูปร่างของอนุภาคที่ไม่เป็นทรงกลม.

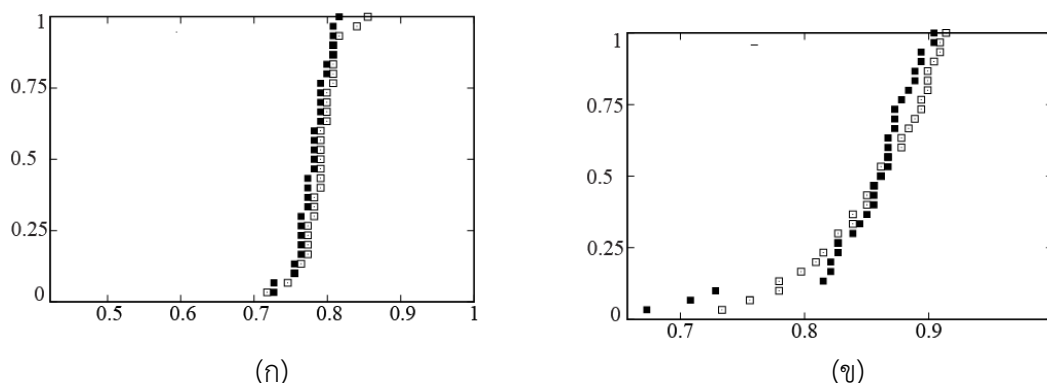
3.1.4.3 ประจุไฟฟ้าบนอนุภาค

สนามไฟฟ้าและแรงไฟฟ้าสถิตบนอนุภาคมีความสัมพันธ์อย่างใกล้ชิดกับปริมาณของประจุที่ถูกเหนี่ยวนำขึ้นบนอนุภาค. สำหรับการพิจารณาอย่างง่าย ประจุบนอนุภาคมักถูกจำลองโดยพิจารณาแบบจำลองของทรงกระบอกที่มีขนาดยาวเป็นอนันต์บนอเล็กโตรด หรือรูปกึ่งทรงกลมคล้ายทรงกลม [64]. อย่างไรก็ตาม ผลการทดลองที่ได้จากโครงการนี้ระบุว่า ประจุบนอนุภาคที่มีรูปร่างไม่เป็นทรงกลมสามารถแปรค่าได้อย่างมาก ขึ้นอยู่กับการแปรผันของมุม α . นอกจากนี้ เรายังสังเกตได้ว่า ในกรณีของการยกตัวขึ้นขนานกับอเล็กโตรดด้านล่าง อนุภาคอาจมีการสัมผัสซ้ำกับอเล็กโตรด ภายหลังจากที่ได้แยกตัวออกจากอเล็กโตรดแล้ว รูปที่ 10 แสดงตัวอย่างของพฤติกรรมการสัมผัสซ้ำของอนุภาค ซึ่งเราเห็นได้จากภาพที่ 2 และภาพที่ 4 ของอนุภาคจากทางซ้ายมือ.

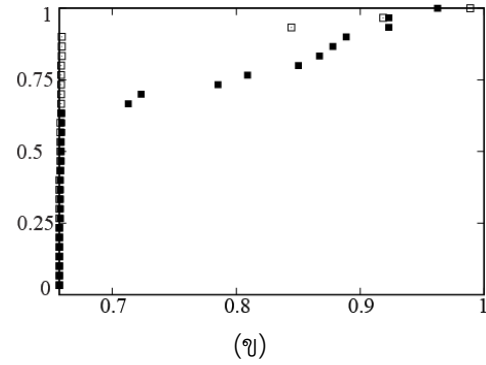
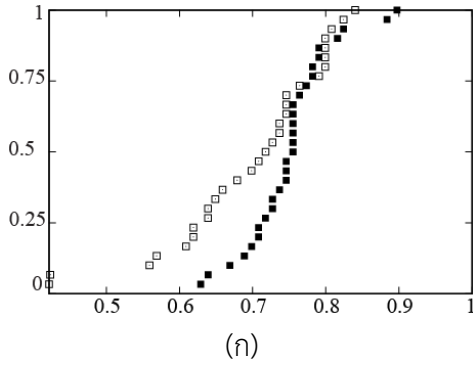
จากภาพของอนุภาคที่บันทึกได้จากการทดลอง คณะผู้วิจัยพิจารณารวมถึงการสัมผัสซ้ำกับอเล็กโตรดด้านล่าง และประมาณค่าประจุบนอนุภาค โดยใช้สมการเชิงวิเคราะห์ [61, 63]. รูปที่ 11, 12 และ 13 แสดงประจุบนอนุภาคทรงคล้ายทรงกลมขนาดเล็กและขนาดใหญ่ เมื่อขนาดของสนามไฟฟ้าภายนอกเท่ากับ 1.1, 1.2 และ 1.3 เท่าของ E_R ตามลำดับ. ค่าประจุบนแกนนอนในรูปดังกล่าวถูกทำให้เป็นบรรทัดฐานด้วยค่าประจุสูงสุด Q_{max} บนอนุภาค ซึ่งเกิดที่ $\alpha = 90^\circ$. แกนนอนของกราฟในรูปทั้งสามมีค่าในช่วงระหว่าง ประจุต่ำสุดซึ่งเกิดที่ $\alpha = 0^\circ$ จนถึง Q_{max} .



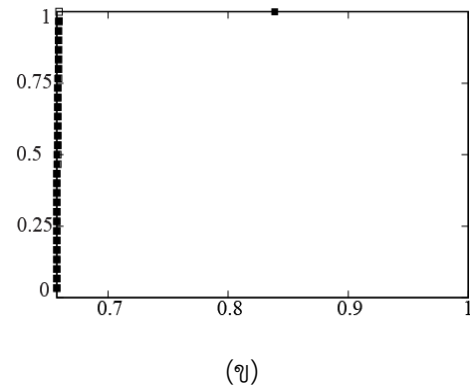
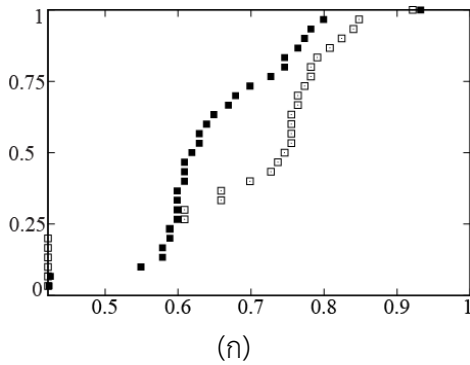
รูปที่ 10 ภาพตามลำดับเวลาจากซ้ายไปขวา ของอนุภาคขนาดเล็กที่มีการสัมผัสการอเล็กโตรดด้านล่างซ้ำ หลังจากที่ได้แยกตัวออกจากอเล็กโตรดแล้ว



รูปที่ 11 การแจกแจงสะสม(แกนตั้ง)ของประจุ(แกนนอน)บนอนุภาค สำหรับอนุภาค (ก) ขนาดเล็ก และ (ข) ขนาดใหญ่ เมื่อสนามไฟฟ้าภายนอกเท่ากับ $1.1E_R$. สัญลักษณ์ □ และ ■ แทนผลของการป้อนแรงดันขั้วลบและขั้วบวก ตามลำดับ



รูปที่ 12 การแจกแจงสะสม(แกนตั้ง)ของประจุ(แกนนอน)บนอนุภาค สำหรับอนุภาค (ก) ขนาดเล็ก และ (ข) ขนาดใหญ่ เมื่อสนามไฟฟ้าภายนอกเท่ากับ $1.2E_R$. สัญลักษณ์ \square และ \blacksquare แทนผลของการป้อนแรงดันชั่วพลและชั่วบวกตามลำดับ



รูปที่ 13 การแจกแจงสะสม(แกนตั้ง)ของประจุ(แกนนอน)บนอนุภาค สำหรับอนุภาค (ก) ขนาดเล็ก และ (ข) ขนาดใหญ่ เมื่อสนามไฟฟ้าภายนอกเท่ากับ $1.3E_R$. สัญลักษณ์ \square และ \blacksquare แทนผลของการป้อนแรงดันชั่วพลและชั่วบวก ตามลำดับ

สำหรับ $E = 1.1E_R$ ในรูปที่ 11, เราสามารถเห็นได้ว่า การกระจายของประจุเป็นไปตามแนวโน้มของมุม α_d ที่แสดงในรูปที่ 7. ทั้งนี้เนื่องจากว่า อนุภาคเกือบทั้งหมดแยกตัวออกจากระนาบตัวนำที่มุมขนาดใหญ่ ทำให้ไม่เกิดการสัมผัสซ้ำกับอิเล็กโทรดหลังแยกตัวแล้ว. เมื่อขนาดสนามไฟฟ้าเพิ่มขึ้นเป็น $E = 1.2E_R$, อนุภาคมีการเพิ่มอัตราการยกตัวจากอิเล็กโทรดที่มีมุมค่าน้อย ทำให้เราเริ่มเห็นผลของการสัมผัสซ้ำ. สำหรับอนุภาคขนาดเล็ก อนุภาคที่ยกตัวขึ้นที่มีมุมค่าน้อยส่วนใหญ่จะเกิดการสัมผัสซ้ำกับอิเล็กโทรด ทำให้ประจุบนอนุภาคมีขนาดเพิ่มสูงขึ้น. ดังนั้น โอกาสที่อนุภาคจะมีประจุขนาดต่ำสุดจึงมีน้อยมาก. แม้จะเพิ่มสนามไฟฟ้าขึ้นเป็น $E = 1.3E_R$, การทดลองได้แสดงว่า ยังคงมีอนุภาคจำนวนมากที่สัมผัสกับอิเล็กโทรดซ้ำ ซึ่งทำให้ได้ประจุขนาดมากกว่า Q_{min} ถึง 40% หรือมากกว่านั้น.

ในทางตรงกันข้าม อนุภาคขนาดใหญ่แสดงการเกิดสัมผัสซ้ำกับอิเล็กโทรดน้อยกว่ามาก. จากรูปที่ 12(ข) เมื่อ $E = 1.2E_R$, มากกว่า 60% ของอนุภาคมีประจุค่าน้อยสุด. เมื่อเพิ่มสนามไฟฟ้าเป็น $E = 1.3E_R$, อนุภาคขนาดใหญ่เกือบทั้งหมด มีประจุค่าน้อยสุด หลังจากที่ยกตัวออกจากอิเล็กโทรดแล้ว ดังแสดงในรูปที่ 13(ข).

แบบจำลองของทรงกระบอกความยาวอนันต์บนระนาบตัวนำภายใต้สนามไฟฟ้า ให้ขนาดของประจุใกล้เคียงกับทรงคล้ายทรงกลมแบนข้างที่วางตัวบนระนาบตัวนำ [62]. ดังนั้น ผลการทดลองที่ได้จากโครงการนี้แสดงว่า แบบจำลองทรงกระบอกมีความเหมาะสมในการประมาณประจุบนอนุภาค เมื่ออนุภาคมีขนาดอัตราส่วนความยาวแกนไม่มากนัก หรือเมื่อสนามไฟฟ้าที่อนุภาคที่ได้รับมีขนาดมากกว่าสนามไฟฟ้าวิกฤตสำหรับการหมุนของอนุภาคมาก. สำหรับอนุภาคที่มีลักษณะยาวแหลม ประจุบนอนุภาคเป็นค่ากลางระหว่างค่าต่ำสุดในสภาวะนอน และค่าสูงสุดในสภาวะตั้งตรงบนอิเล็กโตรด.

3.2 การเคลื่อนที่ของอนุภาครูปปร่างไม่เป็นทรงกลมภายใต้สนามไฟฟ้าไม่สม่ำเสมอ

งานวิจัยในส่วนนี้เป็นการศึกษาพฤติกรรมเชิงกลศาสตร์ไฟฟ้าภายใต้สนามไฟฟ้า ของอนุภาคที่มีรูปร่างไม่เป็นทรงกลมในอากาศ ด้วยการทดลองในห้องปฏิบัติการ. การทดลองนี้มีวัตถุประสงค์เพื่อให้ทราบถึงพื้นฐานที่สำคัญ เพื่อนำไปใช้ในการควบคุมอนุภาคในระบบฉนวนไฟฟ้าต่อไป. ดังนั้น คณะผู้วิจัยต้องการทราบกระจ่างถึง ผลของความไม่สม่ำเสมอของสนามไฟฟ้า และรูปทรงเรขาคณิตของอนุภาค ที่มีต่อ (ก) สนามไฟฟ้าเริ่มเคลื่อนที่ และ (ข) ลักษณะการเริ่มเคลื่อนที่ของอนุภาค ซึ่งรวมถึงพฤติกรรมของอนุภาคก่อนที่จะยกตัวออกจากอิเล็กโตรดด้วย. การทดลองทำโดยใช้อนุภาคตัวนำรูปทรงคล้ายทรงกลมแบนข้าง และอนุภาคลวดซึ่งมีรูปร่างทรงกระบอก เพื่อเป็นตัวแทนในการศึกษาอนุภาคที่มีลักษณะรูปร่างแตกต่างกันออกไป. ทั้งนี้ การจัดเรียงของอนุภาคที่มีรูปร่างไม่เป็นทรงกลม เมื่อเทียบกับทิศทางของสนามไฟฟ้า และการกระจายของสนามไฟฟ้า อาจมีผลสำคัญต่อการเปลี่ยนแปลงของแรงไฟฟ้าสถิต และแรงบิดไฟฟ้าสถิตที่กระทำกับอนุภาค [65]. เท่าที่คณะผู้วิจัยทราบ ยังไม่เคยมีรายงานถึง ความแตกต่างของพฤติกรรมทางกลศาสตร์ไฟฟ้า ระหว่างอนุภาคที่มีรูปร่างไม่เป็นทรงกลมต่างชนิดกัน. คณะผู้วิจัยได้ใช้การจัดเรียงหลัก 2 รูปแบบ ในการศึกษาพฤติกรรมของอนุภาค. อนุภาคถูกจัดวางให้สัมผัสอยู่บนอิเล็กโตรดไฟฟ้าโดยตรง หรือแยกออกจากอิเล็กโตรดด้วยฉนวนแข็ง เพื่อนำเสนอกรณีของอิเล็กโตรดเปลือย และอิเล็กโตรดหุ้มฉนวนในระบบฉนวนไฟฟ้า ตามลำดับ. ทั้งนี้ สำหรับระบบอิเล็กโตรดหุ้มฉนวน คณะผู้วิจัยมุ่งเน้นที่ความเป็นไปได้ของการควบคุมจัดการอนุภาค โดยใช้แรงเกรเดียนต์ไฟฟ้า.

3.2.1 วิธีการศึกษาและตัวอย่างอนุภาค

3.2.1.1 ตัวอย่างอนุภาค

รูปที่ 14 แสดงอนุภาคทรงคล้ายทรงกลมแบนข้าง และอนุภาคลวดทรงกระบอกที่ใช้ในการทดลอง. อนุภาคทรงคล้ายทรงกลมแบนข้างเป็นตัวแทนของอนุภาคที่มีรูปร่างเบี่ยงเบนจากทรงกลม ในขณะที่อนุภาคลวดแทนกรณีที่อนุภาคมีลักษณะเบี่ยงเบนเข้าสู่รูปร่างทรงกระบอก. อนุภาคทรงคล้ายทรงกลมแบนข้างเป็นอลูมิเนียมที่มีขนาดแกนโทเท่ากับ 1 mm และแกนเอกเท่ากับ 4 mm. อนุภาคลวดทรงกระบอกถูกตัดจากลวดอลูมิเนียมขนาดเส้นผ่านศูนย์กลาง 1 mm ให้มีความยาว 4 mm เท่ากัน. ปลายของอนุภาคลวดได้รับการปรับแต่งเพียงเล็กน้อยเพื่อลบคมที่เกิดขึ้นจากการตัด. มวลของอนุภาคทรงคล้ายทรงกลมแบนข้างเท่ากับ 5.7 mg และอนุภาคลวดเท่ากับ 8.5 mg.



(ก)



(ข)

รูปที่ 14 อนุภาคที่ใช้ในการทดลองเปรียบเทียบผลของเรขาคณิตของอนุภาค (ก) อนุภาคทรงคล้ายทรงกลมแบนข้าง และ (ข) อนุภาคลวดทรงกระบอก

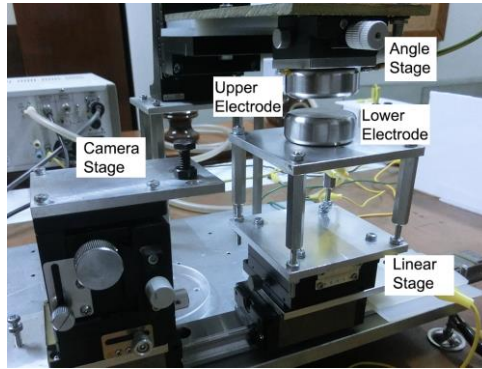
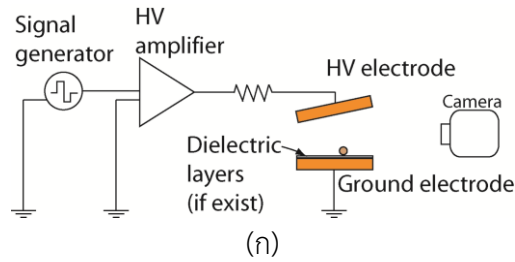
สังเกตว่า ความแตกต่างระหว่างรูปร่างของอนุภาคทั้งสองในรูปที่ 14 แสดงถึงการแปรเปลี่ยนของคุณสมบัติทางกลศาสตร์ไฟฟ้าของอนุภาคด้วย. ความแตกต่างของการกระจายสนามไฟฟ้ามีผลต่อพฤติกรรมของแรงไฟฟ้าสถิต และแรงบิดไฟฟ้าสถิต. นอกเหนือจากนี้ อนุภาคทรงคล้ายทรงกลมแบนข้างมีการสัมผัสกับอิเล็กโทรดเป็นแบบจุด (ทางทฤษฎี) ในขณะที่อนุภาคลวดทรงกระบอกมีการสัมผัสเป็นแบบเส้น. เงื่อนไขของลักษณะการสัมผัสยังมีผลต่อแรงชนิดอื่นบนพื้นผิวที่ไม่ใช่แรงไฟฟ้าสถิต และส่งผลต่อไปยังพื้นฐานในการเคลื่อนที่ของอนุภาค.

3.2.1.2 การทดลอง

รูปที่ 15 แสดงการจัดตั้งการทดลอง. แอมพลิฟายเออร์ไฟฟ้าแรงสูง (610E, Trek) และเครื่องกำเนิดสัญญาณไฟฟ้า (AFG 3021B, Tektronix) ถูกใช้เป็นตัวกำเนิดแรงดันไฟฟ้า. แรงดันไฟฟ้าที่ได้จากแอมพลิฟายเออร์ถูกต่อเข้ากับอิเล็กโทรดไฟฟ้าแรงสูงด้านบนผ่านตัวต้านทานป้องกัน. พฤติกรรมของอนุภาคถูกสังเกตภายใต้สนามไฟฟ้าแบบไม่สม่ำเสมอ ระหว่างอิเล็กโทรดแบบระนาบเอียง. อิเล็กโทรดทำจากสแตนเลส มีเส้นผ่านศูนย์กลาง 40 mm และขอบของอิเล็กโทรดได้รับการลบมุมอย่างเหมาะสม เพื่อป้องกันไม่ให้สนามไฟฟ้าที่ขอบมีค่าสูงเกินไป. อิเล็กโทรดด้านล่างถูกต่อลงกราวด์ และติดตั้งอยู่บนแท่นวางที่สามารถปรับตำแหน่งเชิงเส้นได้ 3 ทิศทาง เพื่อสะดวกในการปรับระยะแกป และตำแหน่งของอนุภาคในแนวระดับ. อิเล็กโทรดไฟฟ้าแรงสูงถูกติดตั้งเข้ากับแท่นที่สามารถปรับมุมเอียงได้ โดยมีช่วงมุมที่ปรับได้อยู่ระหว่าง 0 ถึง 15° เมื่อเทียบกับอิเล็กโทรดกราวด์ด้านล่าง.

ในกรณีของอิเล็กโทรดหุ้มฉนวน ได้มีการวางแผ่นพอลิเมอร์ PDMS (KE-106, Shin-Etsu) หนา 1.1 mm บนอิเล็กโทรดด้านล่าง และวางแผ่นพอลิอิมิดที่บนชั้นของ PDMS อีกต่อหนึ่ง เพื่อลดแรงเสียดทานระหว่างอนุภาค กับผิวด้านล่าง. การเคลื่อนที่ของอนุภาคถูกบันทึกด้วยกล้องดิจิทัลซึ่งต่ออยู่กับแท่นปรับระดับเชิงเส้น. คณะผู้วิจัยใช้การจัดตั้งนี้ ในการสร้างสนามไฟฟ้าที่มีการกระจายแบบไม่สม่ำเสมอ และสามารถปรับระดับของความไม่สม่ำเสมอของสนามไฟฟ้าได้ โดยการเปลี่ยนมุมเอียงระหว่างอิเล็กโทรด. สังเกตว่า ลักษณะการกระจายของสนามไฟฟ้าแบบไม่สม่ำเสมอเป็นตัวแทนของกรณีทั่วไปสำหรับบริเวณที่มีขนาดแกปไม่คงที่.

ตัวกลางที่ใช้ในการทดลองเป็นอากาศที่สภาวะห้อง เพื่อความสะดวกในการทำการทดลอง. พฤติกรรมของสนามไฟฟ้าและแรงไฟฟ้าสถิต ไม่เปลี่ยนแปลงตามชนิดของก๊าซฉนวนที่ใช้ และความดันก๊าซ ตรวจจับยังไม่เกิดดิสชาร์จขึ้นภายในระบบ.



รูปที่ 15 การจัดเตรียมการทดลองสังเกตการเคลื่อนที่ของอนุภาคภายใต้สนามไฟฟ้าไม่สม่ำเสมอ (ก) แผนภาพเค้าร่าง และ (ข) รูปถ่ายของการติดตั้งจริง

3.2.1.3 การจัดเรียงของอนุภาค

การจัดเรียงของอนุภาคพิจารณาที่แนวแกน ซึ่งเป็นแกนเอกสำหรับอนุภาคทรงคล้ายทรงกลมแบนข้าง และเป็นแกนตามแนวยาวของอนุภาคลวด. การจัดเรียงของอนุภาคส่งผลต่อสนามไฟฟ้าและแรงไฟฟ้าสถิตที่กระทำกับอนุภาค. ในโครงการวิจัยส่วนนี้ คณะผู้วิจัยได้พิจารณารูปแบบการจัดเรียงหลัก 2 รูปแบบ ดังแสดงในรูปที่ 16. สำหรับการจัดเรียงของอนุภาคในรูปแบบที่ 1 ซึ่งแสดงในรูปที่ 16(ก) แกนของอนุภาคเรียงตัวตามแนวของเกรเดียนต์ของสนามไฟฟ้าโดยประมาณ. นั่นคือสนามไฟฟ้ามีการเปลี่ยนแปลงค่าตามแนวแกน(ยาว)ของอนุภาค. ปลายของอนุภาคทางด้านซ้ายมือในรูปที่ 16(ก) ได้รับสนามไฟฟ้าที่มีค่าสูงกว่าปลายด้านขวามือ ดังนั้น จะถูกอ้างอิงว่าเป็น ปลายอนุภาคด้านสนามไฟฟ้าสูง. สำหรับการจัดเรียงแบบที่ 2 ซึ่งแสดงในรูปที่ 16(ข) อนุภาคมีแกนเรียงขนานกับแนวเส้นสนามไฟฟ้าเท่า โดยประมาณ. เพื่อความสะดวกในการอ้างอิง รายงานนี้จะอ้างถึงรูปแบบการจัดเรียงในรูปที่ 16(ก) และ 16(ข) ว่าเป็นการจัดเรียงแบบ A และการจัดเรียงแบบ B ตามลำดับ.



รูปที่ 16 อนุภาคมีแนวแกนขนานกับ (ก) เกรเดียนต์ของสนามไฟฟ้า ในรูปแบบจัดเรียงแบบ A และ (ข) เส้นสนามไฟฟ้าเท่า สำหรับการจัดเรียงแบบ B.

3.2.2 ขั้นตอนการทดลอง

สำหรับกรณีของอิเล็กโตรดเปลือย (ไม่มีชั้นฉนวนคั่นระหว่างอนุภาคและอิเล็กโตรด) ผู้วิจัยตั้งให้แกปในแนวตั้ง มีขนาดเท่ากับ 8 mm ณ ตำแหน่งของอนุภาค ระหว่างอิเล็กโตรดกราวนด์และอิเล็กโตรดไฟฟ้าแรงสูง. ทั้งนี้ ระยะแกปนี้มีขนาดเท่ากับระยะแกปที่ใช้งานวิจัยก่อนหน้านี้. การทดลองในขั้นต้นได้แสดงให้เห็นว่า รูปแบบการจัดเรียงของอิเล็กโตรดที่มีฉนวนคั่น สนามไฟฟ้าที่ต้องการในการกระตุ้นให้อนุภาคเริ่มเคลื่อนที่มีขนาดสูงมากกว่า. ดังนั้น การทดลองได้ใช้ระยะแกปที่สั้นกว่า (6 mm) สำหรับการศึกษอนุภาค ในกรณีของอิเล็กโตรดแบบมีฉนวนคั่น.

ก่อนทำการทดลองทุกครั้ง อนุภาค พื้นผิวฉนวน และผิวอิเล็กโตรดถูกทำความสะอาด และขจัดประจุด้วยเอทานอล และถูกทิ้งไว้ให้แห้งอย่างสมบูรณ์. อนุภาคถูกวางบนอิเล็กโตรด ณ ตำแหน่งที่ได้กำหนดไว้ และได้รับสนามไฟฟ้าแบบกระแสตรง ในกรณีของอิเล็กโตรดเปลือย หรือสนามไฟฟ้าแบบกระแสสลับ ในกรณีของอิเล็กโตรดแบบมีฉนวนคั่น. คณะผู้วิจัยเพิ่มขนาดของสนามไฟฟ้าขึ้น เป็นขั้นๆ ทีละน้อย จนกระทั่งสังเกตการณ์เริ่มเคลื่อนที่ของอนุภาค. การเคลื่อนที่ของอนุภาคถูกบันทึกด้วยกล้องดิจิทัล ด้วยอัตราเฟรมเท่ากับ 1000 fps. ภาพวิดีโอที่บันทึกได้ถูกนำไปถ่ายลงเครื่องคอมพิวเตอร์ เพื่อทำการวิเคราะห์ต่อไป. ในการทดลองแต่ละชนิดของอนุภาค มีการใช้ตัวอย่างอนุภาค 3 ชั้น และทำการทดลองซ้ำอย่างน้อย 10 ครั้ง สำหรับเงื่อนไขของขั้วแรงดันไฟฟ้า และตัวอย่างอนุภาค.

3.2.3 ผลการศึกษา

3.2.3.1 อิเล็กโตรดเปลือย

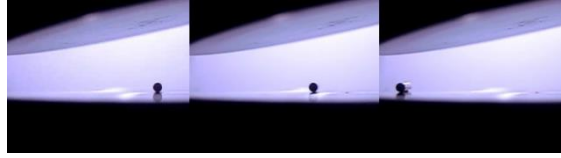
เมื่ออนุภาคถูกวางอยู่บนอิเล็กโตรดกราวนด์โดยตรง การเคลื่อนที่ของอนุภาคที่สังเกตได้จากการทดลอง สามารถแบ่งประเภทออกเป็น 2 แบบ คือ

1. การยกตัว. อนุภาคยกตัวขึ้นจากอิเล็กโตรดกราวนด์โดยตรง และเคลื่อนที่ไปยังอิเล็กโตรดไฟฟ้าแรงสูงด้านบน. การยกตัวของอนุภาคมักเกิดขึ้นหลังจากที่อนุภาคหมุนตัวในแนวตั้ง ดังแสดงในรูปที่ 17(ก).
2. การกลิ้งหมุน. อนุภาคกลิ้งหมุนบนอิเล็กโตรดกราวนด์ เข้าไปสู่บริเวณที่มีสนามไฟฟ้าสูงกว่า ตำแหน่งปัจจุบัน ดังแสดงในรูปที่ 17(ข).

ผลการทดลองที่ได้แสดงให้เห็นอย่างเด่นชัดว่า พฤติกรรมการเคลื่อนที่ของอนุภาค และสนามไฟฟ้าเริ่มเคลื่อนที่ของอนุภาค ขึ้นอยู่กับการจัดเรียงของอนุภาคเมื่อเทียบกับทิศทางของเกรเดียนต์สนามไฟฟ้าอย่างมาก. ดังนั้น รายงานวิจัยนี้จะพิจารณาผลการศึกษาที่ได้ โดยแยกตามรูปแบบการจัดเรียงของอนุภาคบนอิเล็กโตรดกราวนด์.



(ก)



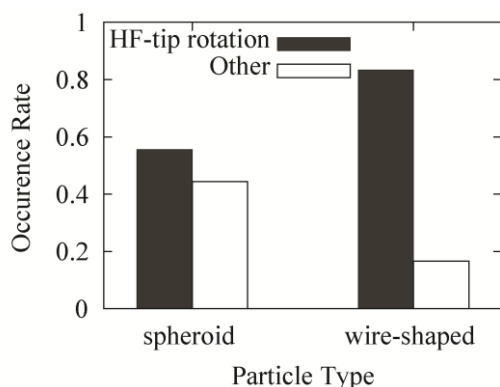
(ข)

รูปที่ 17 ลำดับภาพการเคลื่อนที่ของอนุภาคตามเวลา (ก)การหมุนในแนวตั้งของอนุภาค ก่อนที่จะยกตัวขึ้นจากอิเล็กโตรดกราวนด์ด้านล่าง และ (ข) การหมุนกลิ้งของอนุภาคบนอิเล็กโตรดกราวนด์ เข้าสู่ด้านซ้ายมือ ซึ่งเป็นบริเวณที่มีสนามไฟฟ้าความเข้มสูงกว่าตำแหน่งปัจจุบัน

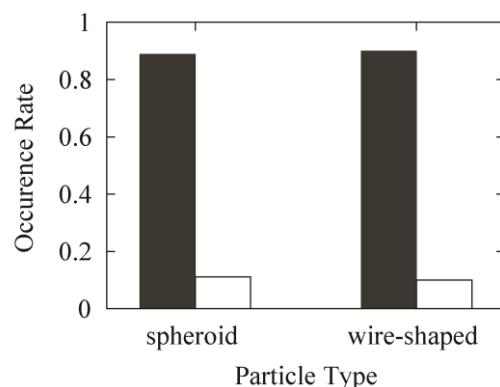
ก. แกนของอนุภาคเรียงขนานกับแนวสนามไฟฟ้า

สำหรับการจัดเรียงแบบ A ผลการทดลองแสดงให้เห็นว่า อนุภาคแสดงการเคลื่อนที่แบบยกตัวเสมอ โดยไม่สังเกตพบการเคลื่อนที่ในแนวระดับ. คณะผู้วิจัยพบว่า ขนาดของสนามไฟฟ้าเริ่มต้นเคลื่อนที่ของอนุภาคแปรอยู่ในช่วงกว้าง และขึ้นอยู่กับรูปแบบการเคลื่อนที่ของอนุภาค.

จากการเคลื่อนที่ของอนุภาคที่สังเกตได้ เราสามารถแยกการยกตัวขึ้นของอนุภาคแบบที่ปลายด้านสนามไฟฟ้าสูงของอนุภาคหมุนตัวขึ้นจากอิเล็กโตรดกราวนด์ ออกจากรูปแบบการเคลื่อนที่แบบอื่นๆ เช่น การยกตัวขนาน หรือการหมุนปลายด้านสนามไฟฟ้าต่ำขึ้นจากอิเล็กโตรด. อัตราการเกิดการเคลื่อนที่ตามที่แบ่งไว้ แสดงดังรูปที่ 18. ในรูปที่ 18(ก) ซึ่งเป็นผลที่ได้จากมุมเอียง α ระหว่างอิเล็กโตรดเท่ากับ 4° อนุภาคทรงคล้ายทรงกลมแบนข้างแสดงถึงผลเล็กน้อยของความไม่สม่ำเสมอของสนามไฟฟ้า โดยเราสามารถเห็นได้ว่า อัตราการเกิดการเคลื่อนที่จากการหมุนขึ้นของปลายด้านสนามไฟฟ้าสูง มีค่ามากกว่า 0.5 เล็กน้อย. ในอีกทางหนึ่ง อนุภาคลวดทรงกระบอกแสดงอัตราการเคลื่อนที่ด้วยการหมุนปลายด้านสนามไฟฟ้าสูงที่สูงกว่ามาก.



(ก)

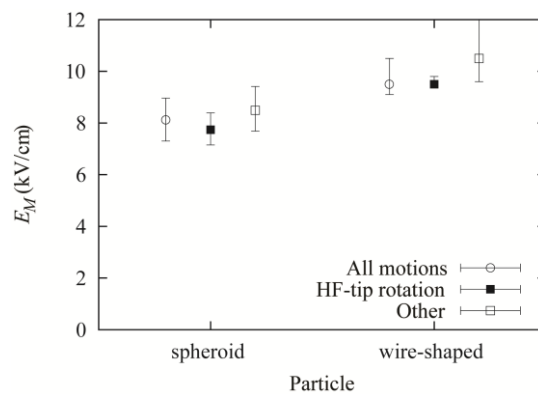


(ข)

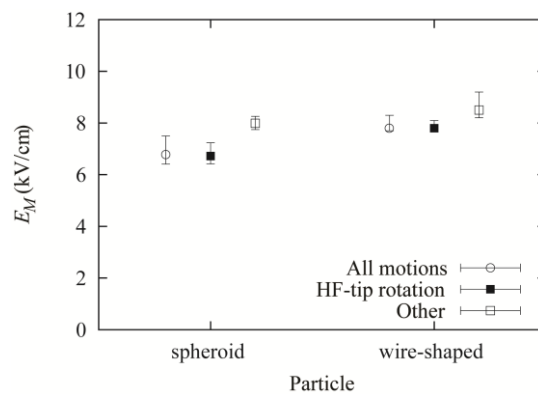
รูปที่ 18 อัตราการเกิดการเคลื่อนที่ของอนุภาคทั้งสองชนิด แบบที่ปลายด้านสนามไฟฟ้าสูงยกตัวขึ้นจากอิเล็กโตรด เทียบกับการเคลื่อนที่แบบอื่นๆ เมื่อมุมเอียงระหว่างอิเล็กโตรดเท่ากับ (ก) 4° และ (ข) 12°

เมื่อระดับความไม่สม่ำเสมอของสนามไฟฟ้าเพิ่มมากขึ้น โดยใช้มุมเอียง $\alpha = 12^\circ$ การหมุนตัวขึ้นของปลายด้านสนามไฟฟ้าสูงเป็นพฤติกรรมที่โดดเด่นในรูปที่ 18(ข) สำหรับอนุภาคทั้งสองรูปร่างเมื่อเปรียบเทียบกับรูปที่ 18(ก). อัตราการเกิดการหมุนขึ้นของปลายด้านสนามไฟฟ้าสูงของอนุภาคทั้งสองชนิดมีค่าเท่ากันโดยประมาณ (ประมาณ 0.9). การเคลื่อนที่ที่โดดเด่นในลักษณะนี้ พิจารณาได้ว่าเป็นผลของความไม่สมดุลซึ่งมีขนาดเพิ่มขึ้น ระหว่างแรงบิดในทิศทางตามเข็มนาฬิกา และแรงบิดในทิศทางทวนเข็มนาฬิกา ดังจะกล่าวถึงต่อไปในรายงานโครงการวิจัยนี้.

สำหรับสนามไฟฟ้าไม่สม่ำเสมอ คณะผู้วิจัยกำหนดค่าของสนามไฟฟ้าเริ่มเคลื่อนที่ E_M ของอนุภาค จากค่าสนามไฟฟ้าที่ป้อนให้กับอนุภาค ณ ตำแหน่งจุดกึ่งกลางของอนุภาค (ค่าสนามในสถานะที่ปราศจากอนุภาค). เนื่องจาก E_M มีการแปรค่าอยู่ในช่วงที่กว้างมาก รูปที่ 19 จึงพิจารณาค่าสนามไฟฟ้าแยกกัน ระหว่างกรณีที่อนุภาคเคลื่อนที่ด้วยการยกปลายด้านสนามไฟฟ้าสูงขึ้น และกรณีการเคลื่อนที่รูปแบบอื่นๆ. กราฟในรูปที่ 19 แสดงค่ามัธยฐาน (Median) ของสนามไฟฟ้า และช่วงของสนามไฟฟ้าระหว่างค่าเฉลี่ยเลขคณิต \pm ส่วนเบี่ยงเบนมาตรฐานที่ได้จากการทดลอง. เมื่อพิจารณารูปแบบการเคลื่อนที่เดียวกัน ภายใต้มุมเอียงเดียวกัน รูปกราฟแสดงให้เห็นว่า อนุภาคลวดทรงกระบอกต้องการสนามไฟฟ้าค่าสูงกว่า สำหรับกระตุ้นให้อนุภาคเริ่มเคลื่อนที่.



(ก)



(ข)

รูปที่ 19 สนามไฟฟ้าเริ่มเคลื่อนที่สำหรับการจัดเรียงแบบ A ที่มุมเอียงระหว่างอิเล็กโตรดเท่ากับ (ก) 4° และ (ข) 12°

รูปที่ 19 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างสนามไฟฟ้าเริ่มเคลื่อนที่ E_M กับรูปแบบการเคลื่อนที่ของอนุภาค. สำหรับอนุภาคชนิดเดียวกัน ที่มีมุมเอียงเดียวกัน การเคลื่อนที่แบบหมุนปลายด้านสนามไฟฟ้าสูงขึ้นต้องการสนามไฟฟ้าขนาดต่ำกว่าการเคลื่อนที่แบบอื่นๆ. ผลลัพธ์ที่ได้จากการทดลองนี้คล้ายคลึงกับ ผลที่ได้ในการทดลองภายใต้สนามไฟฟ้าแบบสม่ำเสมอ. โดยการเปรียบเทียบรูปที่ 19(ก) และรูปที่ 19(ข) เราสามารถเห็นผลที่เกิดจากความไม่สม่ำเสมอของสนามไฟฟ้าได้. สนามไฟฟ้าเริ่มเคลื่อนที่ที่วัดได้จากการทดลอง มีขนาดลดลงอย่างชัดเจน เมื่อมุมเอียงระหว่างอิเล็กโทรดเพิ่มมากขึ้น. สังเกตว่า ค่าทางทฤษฎีของสนามไฟฟ้ายกตัวภายใต้สนามไฟฟ้าสม่ำเสมอของอนุภาค คำนวณได้จากสมมูลของแรงไฟฟ้าสถิตและแรงโน้มถ่วง เท่ากับ 8.0 kV/cm สำหรับอนุภาคทรงคล้ายทรงกลมแบนข้าง และ 10.2 kV/cm สำหรับอนุภาคลวดทรงกระบอก. อนุภาคทั้งสองชนิดแสดงการเคลื่อนที่ที่สนามไฟฟ้าต่ำกว่าค่าทางทฤษฎีอยู่อย่างชัดเจน เมื่อมุมเอียงระหว่างอิเล็กโทรดเท่ากับ 12° .

ผลการศึกษาที่ได้กล่าวมาในข้างต้น สามารถอธิบายได้จากความแตกต่างในกลศาสตร์ของอนุภาค. สนามไฟฟ้าไม่สม่ำเสมอทำให้เกิดแรงบิดไฟฟ้าสถิต T_E กระทำกับอนุภาค. แรงบิดไฟฟ้าสถิตมีแนวโน้มที่จะหมุนปลายด้านสนามไฟฟ้าสูง ซึ่งอยู่แถบที่มีระยะสั้นกว่า ที่ด้านซ้ายของอนุภาค. อย่างไรก็ตาม การหมุนของอนุภาคถูกยับยั้งด้วยแรงบิดที่เกิดจากแรงโน้มถ่วง(น้ำหนักอนุภาค). อนุภาคยังได้รับแรงยึดกระทำที่พื้นผิว ซึ่งมีขนาดที่ไม่สามารถละลายได้. ขึ้นอยู่กับมวลและสภาวะการสัมผัส คณะผู้วิจัยคาดว่า แรงโน้มถ่วงและแรงพื้นผิวที่กระทำกับอนุภาคลวดทรงกระบอกมีขนาดมากกว่า แรงที่กระทำกับอนุภาคทรงคล้ายทรงกลมแบนข้าง. ดังนั้น ค่าสนามไฟฟ้า E_M ของอนุภาคลวดทรงกระบอก ที่วัดได้ในรูปที่ 19 จึงมีขนาดมากกว่าค่าของอนุภาคทรงคล้ายทรงกลมแบนข้าง.

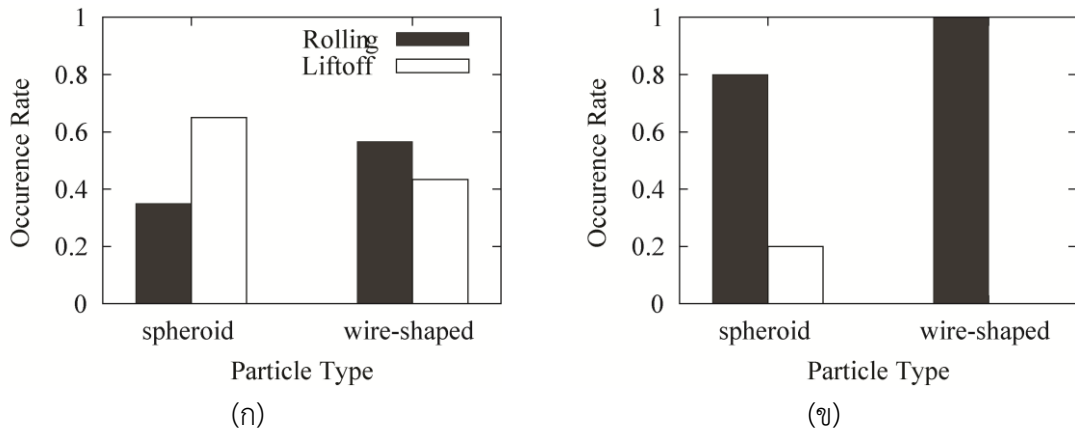
สภาวะการสัมผัสระหว่างอนุภาคและอิเล็กโทรดยังมีผลเป็นนัย ต่อการเคลื่อนที่ของอนุภาค. อนุภาคทรงคล้ายทรงกลมแบนข้างสามารถหมุนรอบจุดสัมผัสได้ ในขณะที่อนุภาคลวดทรงกระบอกถูกจำกัดรูปแบบการหมุนที่ปลายด้านใดด้านหนึ่ง. ขนาดของพื้นที่สัมผัสที่น้อยกว่า ในกรณีของอนุภาคทรงคล้ายทรงกลม ทำให้สามารถเกิดการเคลื่อนที่แบบสุ่มได้ง่าย เมื่อมีการรบกวนทางกลเกิดขึ้น. ด้วยสาเหตุเหล่านี้ ภายใต้สนามไฟฟ้าแบบไม่สม่ำเสมอเล็กน้อย ($\alpha = 4^\circ$) อนุภาคทรงคล้ายทรงกลมแบนข้างจึงไม่ได้แสดงอัตราการหมุนปลายด้านสนามไฟฟ้าสูงขึ้นจากอิเล็กโทรด อย่างชัดเจนในรูปที่ 18(ก). เมื่อมุมเอียงเท่ากับ 12° บทบาทของสนามไฟฟ้าไม่สม่ำเสมอสามารถควบคุมการเคลื่อนที่ของอนุภาค ทำให้อนุภาคหมุนได้ที่ขนาดสนามไฟฟ้าต่ำกว่าค่าทางทฤษฎี.

ข. แกนของอนุภาคเรียงขนานกับเส้นสนามไฟฟ้าเท่า

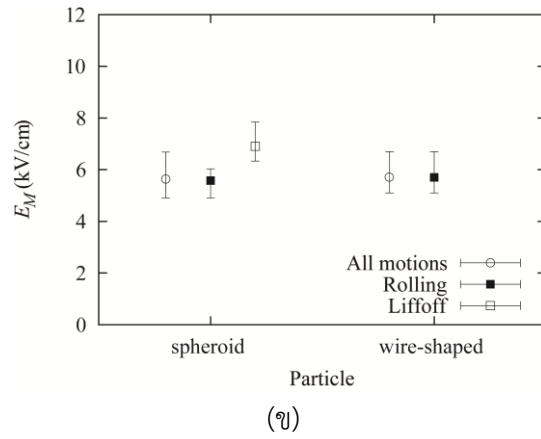
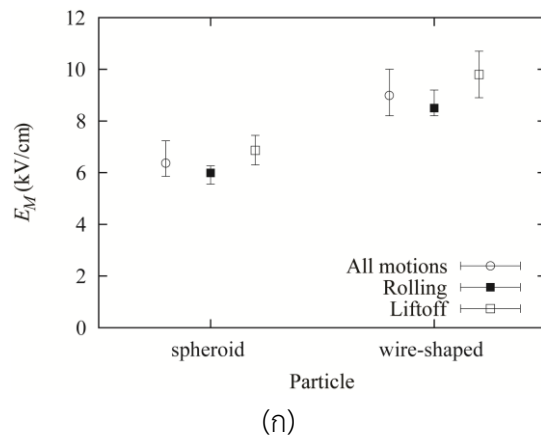
สำหรับการจัดเรียงแบบ B ซึ่งแกนของอนุภาคเรียงในแนวขนานกับเส้นสนามไฟฟ้าเท่า เราสามารถสังเกตการณ์เคลื่อนที่แบบหมุน และการยกตัวของอนุภาคทั้งสองแบบ. รูปที่ 20(ก) และ 20(ข) แสดงอัตราการเกิดการเคลื่อนที่ดังกล่าว ที่มีมุมเอียงระหว่างอิเล็กโทรดเท่ากับ 4° และ 12° ตามลำดับ. ภายใต้สนามไฟฟ้าแบบไม่สม่ำเสมอเล็กน้อย ($\alpha = 4^\circ$) การเคลื่อนที่ทั้งสองรูปแบบมีอัตราการเกิดที่ใกล้เคียงกัน ไม่มีการเคลื่อนที่แบบที่โดดเด่นอย่างชัดเจน. อนุภาคทรงคล้ายทรงกลมแบนข้างแสดงอัตราการเกิดการเคลื่อนที่แบบหมุนกลิ้งบนอิเล็กโทรดของอนุภาค ที่มีค่าต่ำกว่าอัตราการยกตัวของอนุภาคจากอิเล็กโทรดเล็กน้อย. อย่างไรก็ตาม แนวโน้มของอัตราการเคลื่อนที่กลับกัน สำหรับอนุภาคแบบลวดทรงกระบอก.

เมื่อระดับความไม่สม่ำเสมอของสนามไฟฟ้าเพิ่มมากขึ้น ($\alpha = 12^\circ$) อัตราการเริ่มเคลื่อนที่แบบหมุนกลิ้งเพิ่มขึ้นอย่างมีนัยสำคัญ สำหรับอนุภาคทั้งสองชนิด ดังแสดงในรูปที่ 8(ข). โดยเฉพาะ

อย่างยิ่ง อนุภาคลวดทรงกระบอกแสดงการเคลื่อนที่แบบหมุนกลิ้งเกือบทั้งหมด. อนุภาคทรงคล้ายทรงกลมแบนข้าง ยังคงมีการยกตัวขึ้นจากอิเล็กโทรดในบางครั้ง แม้ว่าจะสามารถเห็นการเคลื่อนที่แบบหมุนกลิ้งเป็นส่วนใหญ่ก็ตาม.



รูปที่ 20 อัตราการเกิดการเคลื่อนที่ของอนุภาค สำหรับการจัดเรียงแบบ B ที่มีมุมเอียงระหว่างอิเล็กโทรดเท่ากับ (ก) 4° และ (ข) 12°



รูปที่ 21 สนามไฟฟ้าเริ่มเคลื่อนที่สำหรับการจัดเรียงแบบ B ที่มีมุมเอียงระหว่างอิเล็กโทรดเท่ากับ (ก) 4° และ (ข) 12°

ค่าสนามไฟฟ้าเริ่มเคลื่อนที่ E_M สำหรับการจัดเรียงของอนุภาคแบบ B ก็ขึ้นอยู่กับลักษณะการเริ่มเคลื่อนที่ของอนุภาคเช่นเดียวกัน. รูปที่ 21 แสดงค่าของสนามไฟฟ้าเริ่มเคลื่อนที่ ที่วัดได้จากการทดลอง โดยแยกตามการเคลื่อนที่แบบต่างๆ. จากรูปเราสามารถเห็นได้ว่า สำหรับอนุภาคชนิดเดียวกัน ที่มีมุมเอียงเดียวกัน แรงดันเริ่มเคลื่อนที่มีค่าต่ำกว่าอย่างชัดเจนในกรณีของการเคลื่อนที่แบบหมุนกลิ้ง เมื่อเทียบกับกรณีของการยกตัวขึ้นจากอิเล็กโทรด ซึ่งมีขนาดใกล้เคียงกับค่าของสนามไฟฟ้ายกตัวในทางทฤษฎี (8.0 kV/cm สำหรับอนุภาคทรงคล้ายทรงกลมแบนข้าง และ 10.2 kV/cm สำหรับอนุภาคหลอดทรงกระบอก)

เมื่อเปรียบเทียบรูปที่ 21(ข) กับรูปที่ 21(ก) เราเห็นได้ว่า ขนาดของสนามไฟฟ้ายกตัวของอนุภาคทรงคล้ายทรงกลมแบนข้าง มีการเปลี่ยนแปลงเพียงเล็กน้อยเท่านั้น เมื่อเพิ่มมุมเอียงระหว่างอิเล็กโทรดจาก 4° เป็น 12° . ในทางตรงกันข้าม การเปรียบเทียบแสดงอย่างชัดเจนว่า สนามไฟฟ้าสำหรับการเริ่มเคลื่อนที่แบบหมุนกลิ้งมีขนาดลดลง เมื่อมุมเอียงระหว่างอิเล็กโทรดเพิ่มมากขึ้น. โดยเฉพาะอย่างยิ่ง อนุภาคแบบหลอดทรงกระบอกแสดงการลดค่าสนามไฟฟ้าเริ่มเคลื่อนที่อย่างชัดเจน. ความแตกต่างระหว่างสนามไฟฟ้าสำหรับการเคลื่อนที่แบบหมุนกลิ้ง กับสนามไฟฟ้าสำหรับการยกตัวขึ้นจากอิเล็กโทรด มีขนาดมากขึ้นตามมุมเอียง. ดังนั้น เราจึงเห็นอนุภาคแสดงอัตราการเกิดการเคลื่อนที่แบบหมุนกลิ้ง เมื่อมุมเอียงเพิ่มจาก 4° เป็น 12° ในรูปที่ 20. ลักษณะดังกล่าวเป็นการบ่งชี้ถึงความโดดเด่นของแรงเกรเดียนต์สนามไฟฟ้า ซึ่งเป็นแรงที่ขับเคลื่อนอนุภาคในแนวระดับ.

คณะผู้วิจัยพบข้อสังเกตประการหนึ่ง สำหรับอนุภาคที่เริ่มเคลื่อนที่ด้วยการหมุนกลิ้ง นั่นคือ อนุภาคทรงคล้ายทรงกลมแบนข้างมักมีการหมุนตัวในแนวระดับ เพื่อเรียงแนวแกนของอนุภาคตามทิศทางของเกรเดียนต์ของสนามไฟฟ้า และยกตัวขึ้นจากอิเล็กโทรดด้านล่างในท้ายสุด. รูปที่ 22 แสดงตัวอย่างการเคลื่อนที่ของอนุภาคลักษณะนี้ เป็นลำดับเวลา. ในทางตรงกันข้าม การทดลองแทบจะไม่มีพบการหมุนในแนวระดับของอนุภาคหลอดทรงกระบอก แม้ว่าจะเริ่มการเคลื่อนที่แบบหมุนกลิ้งก็ตาม.



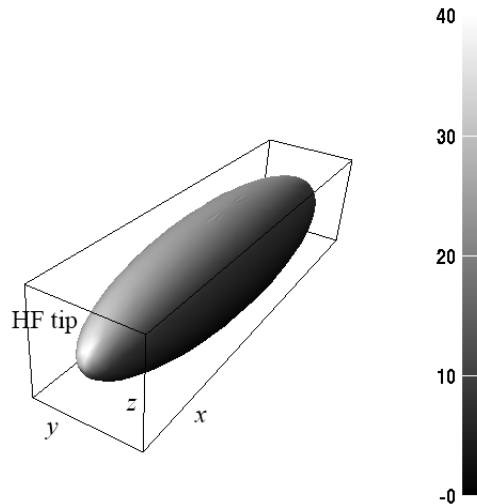
รูปที่ 22 การหมุนตัวในแนวระดับของอนุภาคทรงคล้ายทรงกลมแบนข้าง หลังจากทีอนุภาคหมุนกลิ้งบนอิเล็กโทรด. ภาพถ่ายอนุภาคถูกแสดงตามลำดับเวลาจากด้านซ้ายมือไปด้านขวามือของรูป.

ค. การวิเคราะห์สนามไฟฟ้า

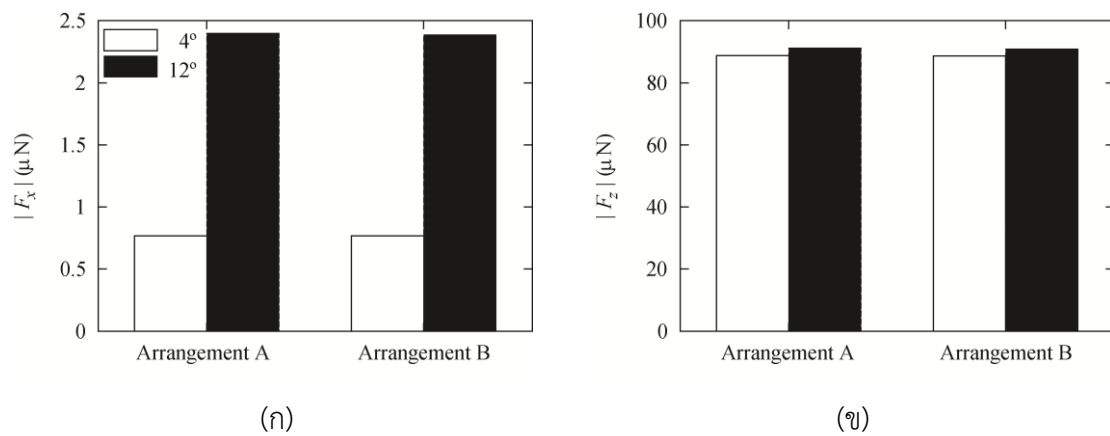
คณะผู้วิจัยได้ใช้วิธีขึ้นประกอบขอบเขต (Boundary element method, BEM) ในการวิเคราะห์สนามไฟฟ้าและแรงไฟฟ้าสถิตเชิงตัวเลข. อิเล็กโทรดบน และอนุภาคทรงคล้ายทรงกลมแบนข้างถูกจำลองด้วยเอลิเมนต์พื้นผิวแบบโค้งอันดับที่สอง โดยใช้ซอฟต์แวร์ GiD โดยมีเอลิเมนต์จำนวน 512 เอลิเมนต์บนผิวของอนุภาค. การคำนวณด้วยวิธีขึ้นประกอบขอบเขตทำโดยใช้โปรแกรมที่คณะผู้วิจัยได้พัฒนาขึ้นมาเอง. การจำลองเชิงเลขพิจารณาอิเล็กโทรดกราวนด์ด้านล่าง โดยใช้เอลิเมนต์เงาของอนุภาค เพื่อลดทรัพยากรในการคำนวณ. แรงไฟฟ้าสถิตและแรงบิดถูกคำนวณจากสนามไฟฟ้าบนผิวของอนุภาค เมื่อศักย์ไฟฟ้าขนาด 8 kV ถูกป้อนให้กับอิเล็กโทรดไฟฟ้าแรงสูง.

รูปที่ 23 แสดงตัวอย่างการกระจายสนามไฟฟ้าบนผิวของอนุภาค เมื่อมุมเอียงเท่ากับ 12° สำหรับการจัดเรียงแบบ A นั่นคือ แกนของอนุภาคเรียงขนานกับเกรเดียนต์ของสนามไฟฟ้า. ขนาดของสนามไฟฟ้าถูกแสดงด้วยสเกลสีเทา ในหน่วย kV/cm. เราสามารถเห็นได้อย่างชัดเจนจากรูปว่า

สนามไฟฟ้ามีขนาดสูงกว่าบนผิวอนุภาคในแกนด้านที่แคบกว่า (แสดงเป็นปลายด้านหน้าของอนุภาคในรูป). สนามไฟฟ้าสูงสุดของการจัดเรียงอยู่ที่ปลายของอนุภาค ไม่ใช่จุดสูงสุดของพื้นผิวอนุภาค ซึ่งเป็นการระบุให้เห็นถึงบทบาทของรูปร่างที่ปลายของอนุภาค ต่อแรงและแรงบิดไฟฟ้าสถิต.



รูปที่ 23 การกระจายสนามไฟฟ้าบนผิวของอนุภาคทรงคล้ายทรงกลมแบนข้าง ในการจัดเรียงแบบ ก เมื่อมุมเอียงระหว่างอิเล็กโตรดเท่ากับ 12°

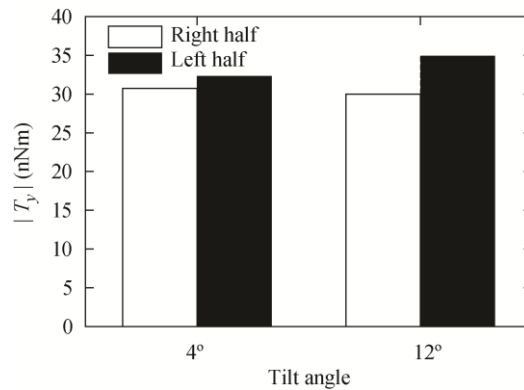


รูปที่ 24 แรงไฟฟ้าสถิตที่ได้จากการคำนวณ เมื่อศักย์ไฟฟ้าที่อิเล็กโตรดแรงสูงเท่ากับ 8 kV: (ก) แรง F_x ในแนวระดับ และ (ข) แรง F_z ในแนวตั้ง.

รูปที่ 24(ก) และ 24(ข) แสดงขนาดของแรง F_x ในแนวระดับ และแรง F_z ในแนวตั้งที่กระทำกับอนุภาค ตามลำดับ. ทิศทางของแนวแกน x และ z อ้างอิงตามภาพประกอบในรูปที่ 15. ขนาดของแรงไฟฟ้าสถิตถูกเปรียบเทียบระหว่างมุมเอียง 4° และ 12° ในการจัดเรียงแบบ A และแบบ B.

รูปที่ 25 แสดงขนาดของแรงบิดไฟฟ้าสถิต T_y ที่กระทำบนพื้นผิวครึ่งซ้ายและครึ่งขวาของอนุภาค ในการจัดเรียงแบบ A ซึ่งแกนของอนุภาคอยู่ในแนวของเกรเดียนต์สนามไฟฟ้า. ทิศทางของแกน y อ้างอิงจากรูปที่ 15 เช่นเดียวกัน. T_y บนครึ่งซ้ายของอนุภาคหมุนปลายด้านซ้ายของอนุภาค ซึ่งอยู่ภายใต้สนามไฟฟ้าที่สูงกว่า และ T_y บนครึ่งขวาหมุนปลายด้านขวาของอนุภาค ที่ได้รับ

สนามไฟฟ้าต่ำกว่า. แรงบิดรวมของอนุภาคสามารถหาได้จากผลต่างระหว่างแท่งกราฟสีดำ และแท่งกราฟสีเทา. เราเห็นได้ว่า แรงบิดรวมของอนุภาคมีขนาดค่อนข้างต่ำ เมื่อมุมเอียงเท่ากับ 4° และมีขนาดเพิ่มขึ้นอย่างมาก เมื่อมุมเอียงเพิ่มขึ้นเป็น 12° . ดังนั้น อัตราการเกิดการหมุนด้านปลายสนามไฟฟ้าสูงของอนุภาคขึ้นจากอิเล็กทรอนิกส์มีค่าสูงกว่าในรูปที่ 20(ข) เมื่อเปรียบเทียบกับรูปที่ 20(ก).



รูปที่ 25 แรงบิดไฟฟ้าสถิตที่คำนวณได้บนพื้นผิวครึ่งซ้ายและครึ่งขวาของอนุภาค ที่มีการจัดเรียงแบบ ก เมื่อศักย์ไฟฟ้าที่อิเล็กทรอนิกส์แรงสูงเท่ากับ 8 kV

จากรูปที่ 24 ขนาดของแรง F_x and F_z มีค่าใกล้เคียงกัน ระหว่างอนุภาคทรงคล้ายทรงกลมแบนข้าง และอนุภาคลวดทรงกระบอก เมื่อพิจารณาการจัดเรียงรูปแบบเดียวกัน. แรงในแนวระดับในรูปที่ 24(ก) มีขนาดเพิ่มขึ้นเมื่อมุมเอียงระหว่างอิเล็กทรอนิกส์เพิ่มขึ้น. ในทางตรงกันข้าม การแปรเปลี่ยนของค่าแรงในแนวตั้งมีค่อนข้างน้อยมาก เมื่อมุมเอียงเปลี่ยนแปลง. ดังนั้น ผลการวิเคราะห์เชิงตัวนำชี้เป็นนัยว่า การเคลื่อนที่แบบหมุนกลิ้งของอนุภาคในรูปแบบการจัดเรียงแบบ A ถูกยับยั้งด้วยพื้นทางทางกลศาสตร์ของอนุภาค. การลดลงของสนามไฟฟ้าเริ่มเคลื่อนที่ของอนุภาค เมื่อมุมเอียงมีขนาดเพิ่มขึ้น เป็นผลมาจากการแปรผันของแรงบิดไฟฟ้าสถิตที่แสดงในรูปที่ 25 สำหรับการจัดเรียงแบบ A แต่เป็นผลมาจากการเพิ่มขึ้นของแรงในแนวระดับในรูปที่ 24(ก) สำหรับการจัดเรียงแบบ B.

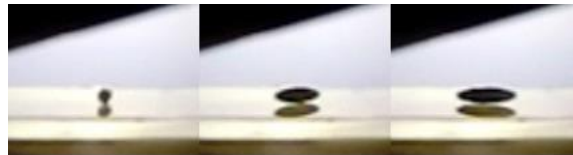
3.2.3.2 อิเล็กทรอนิกส์หุ้มฉนวน

ในกรณีของอิเล็กทรอนิกส์แบบมีฉนวนคั่น ความสนใจของคณะผู้วิจัยอยู่ที่การเคลื่อนที่ในแนวระดับของอนุภาคตามผิวของอิเล็กทรอนิกส์. ทั้งนี้ อิเล็กทรอนิกส์แบบหุ้มฉนวนได้ถูกออกแบบสำหรับการใช้งาน [66]. นอกจากนี้ การเคลื่อนที่ดังกล่าวอาจสามารถนำมาประยุกต์ใช้กับ เทคนิคการจัดการอนุภาค เช่น นำมาใช้เหนี่ยวนำให้อนุภาคเคลื่อนที่เข้าสู่ตำแหน่งที่จะดักจับอนุภาคได้. ดังนั้น การทดลองในส่วนนี้จึงทำโดยใช้อนุภาคที่มีการจัดวางแบบ B เพื่อตรวจสอบดูว่า สามารถกระตุ้นให้อนุภาคเกิดการเคลื่อนที่ในแนวระดับได้หรือไม่.

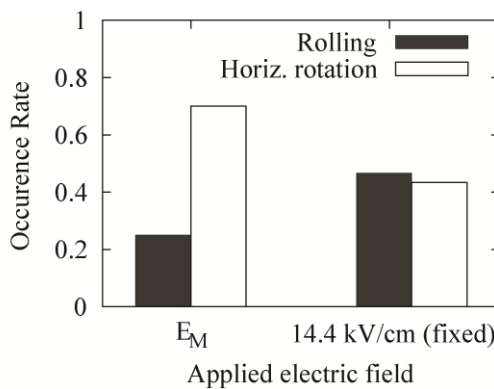
บนอนุภาคที่ไม่ได้รับการอัดประจุโดยตรงจากการสัมผัสกับอิเล็กทรอนิกส์ แรงเกรเดียนต์สนามไฟฟ้าขับเคลื่อนให้อนุภาคเคลื่อนที่ในแนวระดับ เข้าสู่บริเวณที่มีความเข้มสนามไฟฟ้าสูงกว่าตำแหน่งปัจจุบัน [8, 17]. การทดลองใช้มุมเอียงขนาด 15° เพื่อให้ได้เกรเดียนต์ของสนามไฟฟ้าที่สูงขึ้น. แรงดันไฟฟ้าที่ป้อนให้กับอิเล็กทรอนิกส์ในกรณีเป็นแบบกระแสสลับ 50 Hz เพื่อจำลองระบบไฟฟ้ากระแสสลับ และเพื่อลดผลของประจุค้างที่อาจเกิดขึ้นได้ระหว่างการทดลอง.

ผลของการทดลองของอนุภาคที่วางตัวบนอิเล็กโทรดที่มีฉนวนกันแสดงให้เห็นถึงความแตกต่างระหว่างพฤติกรรมเคลื่อนที่ระหว่างอนุภาคแบบทรงคล้ายทรงกลมแบนข้าง และอนุภาคลวดทรงกระบอก. อนุภาคลวดทรงกระบอกประพฤติคล้ายคลึงกับผลที่ได้ ในกรณีของอิเล็กโทรดเปลือย(ไม่มีฉนวนกัน) ที่ได้กล่าวถึงแล้วในหัวข้อที่ผ่านมา. อนุภาคลวดทรงกระบอกหมุนกลิ้งเข้าสู่บริเวณที่มีสนามไฟฟ้าสูง (แก๊ปแคบลง) ในการทดลองเกือบทุกครั้งที่ป้อนแรงดัน. ค่ามัธยฐานของสนามไฟฟ้าเริ่มเคลื่อนที่ E_M เท่ากับ $12.2 \text{ kV}_p/\text{cm}$. เพื่อทดลองสังเกตความน่าจะเป็นของการยกตัวขึ้นจากอิเล็กโทรด คณะผู้วิจัยได้ลองป้อนแรงดันที่ทำให้ได้สนามไฟฟ้าขนาด $17.3 \text{ kV}_p/\text{cm}$ ซึ่งมีค่าสูงกว่าสนามไฟฟ้าเริ่มเคลื่อนที่อย่างมาก. ผลการทดลองพบว่า อนุภาคลวดทรงกระบอกยังคงมีพฤติกรรมหมุนกลิ้งบนอิเล็กโทรด แม้จะได้รับสนามไฟฟ้าความเข้มสูงค่าดังกล่าว. อนุภาคแสดงการหมุนในแนวตั้งเพียง 1 ครั้ง จากการทดลองทั้งสิ้น 30 ครั้ง ภายใต้สนามไฟฟ้าความเข้มสูง. ดังนั้นเราสามารถกระตุ้นให้อนุภาคลวดทรงกระบอกเคลื่อนที่ในแนวระดับได้ โดยใช้ขนาดของสนามไฟฟ้าในช่วงกว้าง.

ในทางตรงกันข้าม อนุภาคทรงคล้ายทรงกลมแบนข้างแสดงพฤติกรรมเคลื่อนที่หลัก 2 แบบ บนอิเล็กโทรดที่มีฉนวนกัน. อนุภาคอาจหมุนกลิ้งเข้าสู่บริเวณที่มีสนามไฟฟ้าสูง หรืออาจหมุนในแนวระดับ จนกระทั่งแกนเอกของอนุภาคเรียงตัวตามทิศทางของเกรเดียนต์สนามไฟฟ้า ดังแสดงในรูปที่ 26. เมื่อเราเพิ่มแรงดันที่ป้อนให้กับอิเล็กโทรดไฟฟ้าแรงสูง อัตราการเกิดการหมุนแนวระดับเพิ่มขึ้นสูงกว่าอัตราการเกิดการหมุนกลิ้ง. เป็นที่สังเกตได้ว่า หลังจากให้อนุภาคหมุนตัวในแนวระดับแล้ว เราไม่สามารถกระตุ้นให้อนุภาคเคลื่อนที่ในลักษณะหมุนกลิ้งได้อีก แม้ว่าเราจะเพิ่มขนาดของสนามไฟฟ้าที่ป้อนจนกระทั่งเกิดดิสชาร์จขึ้นในระบบ. ดังนั้น การหมุนในแนวระดับจึงเป็นปัญหาหนึ่งที่สำคัญสำหรับการควบคุมจัดการอนุภาคทรงคล้ายทรงกลมแบนข้างในระบบฉนวนไฟฟ้าแรงสูง.



รูปที่ 26 ภาพการหมุนในแนวระดับของอนุภาคทรงคล้ายทรงกลมแบนข้าง ที่วางตัวอยู่บนอิเล็กโทรดที่มีฉนวนกัน ภายใต้การป้อนสนามไฟฟ้า. รูปภาพแสดงตามลำดับเวลาจากด้านซ้ายมือไปยังด้านขวามือ



รูปที่ 27 อัตราการเกิดการเคลื่อนที่ของอนุภาคทรงคล้ายทรงกลมแบนข้างบนอิเล็กโทรดแบบมีฉนวนกัน

ค่าเฉลี่ยของสนามไฟฟ้าเริ่มเคลื่อนที่ E_M ของอนุภาคทรงคล้ายทรงกลมแบนข้างมีค่าเท่ากับ $9.5 \text{ kV}_p/\text{cm}$ สำหรับการเคลื่อนที่แบบหมุนกลิ้ง และ $7.8 \text{ kV}_p/\text{cm}$ สำหรับการหมุนในแนวระดับ. ค่าดังกล่าวแสดงให้เห็นว่า อนุภาคทรงคล้ายทรงกลมแบนข้างมีแนวโน้มที่จะแสดงการหมุนในแนวระดับที่สนามไฟฟ้าค่าต่ำ. เพื่อที่จะกระตุ้นให้อนุภาคเกิดการหมุนกลิ้งได้ง่ายขึ้น คณะผู้วิจัยได้ทดลองป้อนสนามไฟฟ้าความเข้มสูงขึ้น ขนาด $14.4 \text{ kV}_p/\text{cm}$. รูปที่ 27 เปรียบเทียบอัตราการเกิดการเคลื่อนที่แบบต่างๆ ของอนุภาค เมื่อได้รับค่าสนามไฟฟ้าคงที่ $14.4 \text{ kV}_p/\text{cm}$ กับกรณีที่ เพิ่มสนามไฟฟ้าทีละขั้น จนกระทั่งเข้าสู่ค่า E_M ที่ทำให้อนุภาคเริ่มเคลื่อนที่ได้. ผลการทดลองที่ได้แสดงให้เห็นว่า ภายใต้สนามไฟฟ้าที่มีขนาดสูงขึ้น อัตราการเกิดการหมุนกลิ้งของอนุภาคเพิ่มขึ้นอย่างมีนัยสำคัญ. อย่างไรก็ตาม เรายังไม่สามารถจัดการเกิดการหมุนในแนวระดับของอนุภาคให้หมดโดยสิ้นเชิงได้.

การเคลื่อนที่เริ่มต้นของอนุภาคในระบบอิเล็กทรอนิกส์แบบหุ้มฉนวน เป็นการเคลื่อนที่ที่ควบคุมโดยแรงเกรเดียนต์สนามไฟฟ้า. เนื่องจากชั้นฉนวนป้องกันอนุภาคไม่ได้รับการถ่ายเทประจุโดยตรงจากอิเล็กโทรด. แรงคูลอมบ์จึงมีขนาดลดลงอย่างมาก เมื่อเทียบกับกรณีของอิเล็กโทรดเปลือย. ในทางตรงกันข้าม ปฏิกริยาทางไฟฟ้าสถิตระหว่างประจุโพลาริเซชันของอนุภาค และวัตถุที่อยู่ด้านล่างอนุภาค ทำให้เกิดแรงดึงอนุภาคลง ซึ่งเพิ่มค่าแรงยึดระหว่างอนุภาคกับพื้นผิวด้านล่างขึ้น. นอกจากนี้ แรงยึดที่ไม่ใช่แรงไฟฟ้าบนอนุภาคยังอาจมีขนาดเพิ่มขึ้นได้ด้วยเหตุดังกล่าว. ค่าสนามไฟฟ้า $14.4 \text{ kV}_p/\text{cm}$ เป็นขีดจำกัดบนของสนามไฟฟ้าที่สามารถป้อนได้ในการทดลอง เนื่องจากคณะผู้วิจัยพบว่า อนุภาคยกตัวขึ้นจากอิเล็กโทรดกราวด์ และเคลื่อนที่เข้าสู่อิเล็กโทรดไฟฟ้าแรงสูงด้านบน ในการทดลองทุกครั้งที่มีค่าสนามไฟฟ้านี้. การยกตัวขึ้นของอนุภาคเป็นผลมาจากแรงคูลอมบ์ ซึ่งเกิดขึ้นเมื่ออนุภาคได้รับการอัดประจุจากการเกิดดิสชาร์จบางส่วน ที่เป็นผลมาจากสนามไฟฟ้าค่าสูง ดังแสดงในรูปผลการจำลองสนามที่ผ่านมา.

3.3 การศึกษาผลของปลายอนุภาคที่มีต่อการเคลื่อนที่โดยใช้การจำลองเชิงเลขและการทดลอง

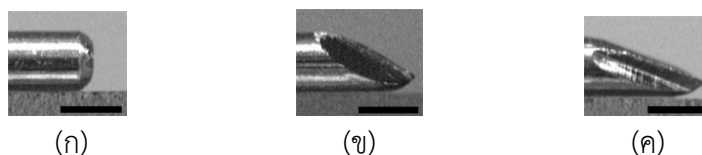
ดังที่ได้กล่าวไว้แล้วว่า ระบบฉนวนในทางปฏิบัติอาจมีอนุภาคซึ่งมีรูปร่างที่หลากหลาย ไม่จำกัดที่อนุภาครูปทรงคล้ายทรงกลม หรืออนุภาคทรงกระบอกโดยสมบูรณ์. อนุภาครูปร่างไม่เป็นทรงกลมมักแสดงพฤติกรรมที่ซับซ้อนภายใต้สนามไฟฟ้า [49, 52, 67-69]. ความสัมพันธ์ระหว่างรูปร่างของอนุภาค และการเคลื่อนที่ที่ถูกสังเกตในการทดลองในห้องปฏิบัติการ โดยใช้อนุภาคลวด. อย่างไรก็ตาม บทบาทของปลายอนุภาค และการจัดเรียงของปลายอนุภาค ต่อการเคลื่อนที่ ยังไม่ได้รับการศึกษาอย่างสมบูรณ์.

โครงการวิจัยในส่วนนี้ ทำการวิเคราะห์และทดลองเกี่ยวกับพฤติกรรมของอนุภาคลวดทรงกระบอก ซึ่งมีลักษณะปลายแตกต่างกัน ภายใต้สนามไฟฟ้าในอากาศ. ในขณะที่ งานศึกษาอื่นๆ ที่มีอยู่สังเกตการณ์เคลื่อนที่ของอนุภาคหลังจากยกตัวขึ้นจากอนุภาค โครงการวิจัยนี้มุ่งสนใจที่การเคลื่อนที่เริ่มต้นของอนุภาค ซึ่งเกิดขึ้นภายในสนามไฟฟ้า. การเคลื่อนที่เริ่มต้นมีความสำคัญอย่างสูง เนื่องจากเป็นตัวกำหนดขนาดประจุบนอนุภาค และกำหนดระดับการเพิ่มขึ้นของสนามไฟฟ้าที่ผิวของอนุภาค จึงเป็นตัวควบคุมพฤติกรรมของอนุภาคในขั้นตอนต่อไป. วัตถุประสงค์ของงานส่วนนี้ เป็น

การใช้วิธีเชิงตัวเลขมาช่วยทำให้ทราบกระจ่างถึง พื้นฐานที่เกี่ยวข้องกับการเคลื่อนที่ของอนุภาคที่ได้จากการทดลอง.

3.3.1 ตัวอย่างอนุภาคและการทดลอง

อนุภาคถูกตัดจากลวดอลูมิเนียม (AL-01135, Nilaco) เส้นผ่านศูนย์กลาง 0.5 mm ให้มีความยาว 4 mm. ปลายของอนุภาคเป็นแบบแหลม หรือลงมุมด้วยกระดาษทราย. รูปที่ 28 แสดงตัวอย่างของปลายอนุภาคที่ใช้ในการทดลอง. ปลายด้านที่ได้รับการลบมุมของอนุภาคจะถูกอ้างอิงด้วยอักษร 'R' ในขณะที่ปลายแหลมที่มีมุมของปลายเท่ากับ 35° และ 27° จะอ้างอิงด้วย 'S1' และ 'S2' ตามลำดับ. ดังนั้น เราสามารถระบุชนิดของอนุภาคได้ โดยการใช้อักษรระบุปลายอนุภาค. ตัวอย่างเช่น อนุภาค R-R มีปลายทั้งสองด้านโค้ง(ลงมุม) และอนุภาคแบบ R-S1 จะมีปลายด้านหนึ่งโค้ง ในขณะที่ปลายอีกด้านหนึ่งเป็นแบบแหลม S1.



รูปที่ 28 ตัวอย่างรูปร่างที่ปลายของอนุภาคลวดทรงกระบอกเส้นผ่านศูนย์กลาง 0.5 mm: (ก) ปลายโค้งลงมุมแบบ R, (ข) ปลายแหลมมุม 35° แบบ S1 และ (ค) ปลายแหลมมุม 27° แบบ S2. เส้นแนวระดับในรูปบ่งชี้ขนาดความยาว 0.5 mm.



รูปที่ 29 รูปแบบการจัดเรียงของอนุภาคที่มีปลายแหลม (ก) ปลายแหลมอยู่ใกล้กับผิวอิเล็กโทรด และ (ข) ปลายแหลมอยู่ห่างจากผิวของอิเล็กโทรด

เราพิจารณารูปแบบการจัดเรียงของอนุภาคลวดทรงกระบอก ที่วางตัวอยู่บนอิเล็กโทรด กราฟที่ได้สามารถดูได้ที่สนามไฟฟ้าภายนอก. สำหรับอนุภาคที่มีปลายแหลม รูปที่ 29 แสดงการจัดเรียงของปลายแหลมที่พิจารณาในงานวิจัยนี้. นั่นคือ การทดลองจัดวางให้ปลายแหลมของอนุภาคอยู่ในตำแหน่งที่ใกล้กับผิวของอิเล็กโทรด ดังแสดงในรูปที่ 29 (ก) หรือจัดวางให้ปลายแหลมของอนุภาคอยู่ห่างจากพื้นผิวของอิเล็กโทรดให้มากที่สุด ดังแสดงในรูปที่ 29 (ข).

แผนภาพเค้าร่างของการจัดเตรียมการทดลองสำหรับสังเกตพฤติกรรมของอนุภาค มีลักษณะเหมือนดังที่ได้แสดงไว้แล้วในรูปที่ 1. การทดลองในส่วนนี้ใช้อิเล็กโทรดแบบคู่ขนาน โดยมีระยะแยกเท่ากับ 10 mm ระหว่างอิเล็กโทรด. อิเล็กโทรดด้านล่างติดตั้งอยู่บนแท่นวางปรับตำแหน่ง 3 ทิศทาง และอิเล็กโทรดด้านบนติดอยู่กับแท่นซึ่งสามารถปรับตำแหน่งได้ในแนวตั้ง. แรงดันไฟฟ้าแรงสูงที่ป้อน

ให้กับอิเล็กทรอนิกส์ได้จากแอมพลิฟายเออร์ไฟฟ้าแรงสูง และเครื่องกำเนิดสัญญาณไฟฟ้า เช่นเดียวกับที่ในการศึกษาที่ผ่านมา. การเคลื่อนที่ของอนุภาคบันทึกด้วยกล้องดิจิทัล (EX-ZR200, Casio) ที่อัตราเฟรม 1000 fps.

ในการทดลอง อิเล็กตรอนไฟฟ้าแรงสูงด้านบน ได้รับแรงดันไฟฟ้ากระแสตรงชั่ววอก หรือชั่วลบ ในขณะที่อนุภาคถูกวางอยู่บนอิเล็กตรอนกราวด์ด้านล่าง. การสังเกตการเคลื่อนที่ของอนุภาคภายใต้สนามไฟฟ้ายกตัววิกฤตทำโดยเพิ่มขนาดของแรงดันที่อิเล็กตรอนไฟฟ้าแรงสูง ด้วยอัตราประมาณ 0.5 kV/s จนกระทั่งพบการเคลื่อนที่ของอนุภาค. การทดลองใช้ตัวอย่างอนุภาค 3 ชั้น ต่อชนิดของอนุภาคแต่ละชนิด และพฤติกรรมการยกตัวของอนุภาคถูกสังเกต 10 ครั้ง สำหรับตัวอย่างแต่ละชั้น ภายใต้สภาวะชั่วแรงดันหนึ่ง. นอกจากนี้ ยังมีการทดลองอีกลักษณะหนึ่ง ซึ่งป้อนแรงดันขนาดคงที่ให้กับอนุภาค เพื่อสังเกตการณ์เคลื่อนที่ของอนุภาคภายใต้สนามไฟฟ้าค่าคงที่ค่าหนึ่ง.

3.3.2 วิธีการวิเคราะห์เชิงเลข

คณะผู้วิจัยใช้วิธีขั้นประกอบขอบเขต (BEM) ในการวิเคราะห์สนามไฟฟ้าเชิงเลข. วิธีขั้นประกอบขอบเขตมีข้อดีเหนือกว่าวิธีการแบ่งบริเวณ เนื่องจากเราไม่จำเป็นต้องแบ่งบริเวณคำนวณ แต่เพียงแบ่งขอบเขตพื้นผิวออกเป็นเอลิเมนต์เท่านั้น. นอกจากนี้ การคำนวณในปัญหาที่ครอบคลุมบริเวณเปิดก็สามารถทำได้โดยง่าย [70]. วิธีขั้นประกอบขอบเขตให้ค่าของสนามไฟฟ้าบนผิวของอนุภาคโดยตรง ซึ่งทำให้เราสามารถนำค่ามาใช้ในการคำนวณแรงและแรงบิดไฟฟ้าสถิตที่กระทำกับอนุภาค.

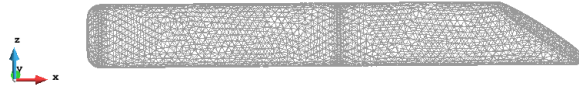
วิธีขั้นประกอบขอบเขตมีพื้นฐานมาจากความสัมพันธ์ระหว่างศักย์ไฟฟ้า ϕ และสนามไฟฟ้า E_n ในทิศทางตั้งฉากกับขอบเขตและพุ่งออกบริเวณที่พิจารณา. สำหรับศักย์ไฟฟ้า ϕ_i ที่จุด i ในบริเวณ Ω ซึ่งปิดด้วยขอบเขต Γ ,

$$C_i \phi_i = \int_{\Gamma} \psi(\mathbf{r}, \mathbf{r}_{\Gamma}) E_n d\Gamma + \int_{\Gamma} \frac{\partial \psi(\mathbf{r}, \mathbf{r}_{\Gamma})}{\partial n} \phi d\Gamma - E_0(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) \quad (1)$$

โดยที่ r เป็นตำแหน่งของ i , และ \mathbf{r}_{Γ} เป็นตำแหน่งบนขอบเขต Γ และ \mathbf{r}_0 เป็นตำแหน่งอ้างอิงศักย์ไฟฟ้าค่าศูนย์. ψ เป็นคำตอบพื้นฐานของศักย์ไฟฟ้าในระบบพิกัดที่พิจารณา และ C_i เป็นค่าคงที่. สำหรับพื้นผิวราบเรียบ C_i มีค่าเท่ากับ $1/2$ ถ้าจุด i อยู่บน Γ และเท่ากับ 1 ถ้า i อยู่ใน Ω แต่ไม่อยู่บน Γ . เราสามารถละเลยผลของอิเล็กตรอนไฟฟ้าแรงสูงด้านบนได้ โดยอาศัยเงื่อนไขของสนามไฟฟ้าภายนอกขนาดเท่ากับ E_0 ในแนวตั้ง ในสมการที่ (1). การปรากฏอยู่ของอิเล็กตรอนด้านบนสามารถละเลยได้ ในระหว่างที่อนุภาคยังนอนตัวอยู่บนอิเล็กตรอนด้านล่าง ถ้าแกปที่พิจารณามีความยาวเพียงพอ. อิเล็กตรอนด้านล่างถูกพิจารณาในการคำนวณ โดยใช้เอลิเมนต์เงา เพื่อลดทรัพยากรที่ใช้ในการคำนวณ.

คณะผู้วิจัยใช้ซอฟต์แวร์สำเร็จรูป GiD ในการจำลองรูปทรงเรขาคณิตของอนุภาคหลอดทรงกระบอก ในแบบ 3 มิติ. การคำนวณด้วยวิธีขั้นประกอบขอบเขตทำโดยใช้โปรแกรมที่พัฒนาขึ้น

เอง เพื่อให้เกิดความยืดหยุ่นในการจัดการการคำนวณ และในการวิเคราะห์ผลที่ได้จากการคำนวณ รูปที่ 30 แสดงตัวอย่างของเอลิเมนต์สามเหลี่ยมบนผิวของอนุภาคที่ใช้ในการคำนวณ. จำนวนเอลิเมนต์บนผิวอนุภาคอยู่ระหว่าง 5000 ถึง 7000 เอลิเมนต์ สำหรับการคำนวณทุกกรณีในที่นี้.



รูปที่ 30 ตัวอย่างของเอลิเมนต์บนอนุภาคแบบ R-S1 ที่ใช้ในการวิเคราะห์สนามไฟฟ้าด้วยวิธีชั้นประกอบขอบเขต

หลักจากที่คำนวณหาค่าสนามไฟฟ้าได้ เราสามารถหาแรงไฟฟ้าสถิต F_E ที่กระทำกับอนุภาค โดยการอินทิเกรตความเครียดแมกซ์เวลล์ f_E . แรงไฟฟ้าสถิตกระทำในทิศทางพุ่งขึ้น นั่นคือพยายามยกอนุภาคขึ้นจากอิเล็กโตรดด้านล่าง. ในขณะเดียวกัน อนุภาคได้รับแรงโน้มถ่วง F_G ซึ่งสามารถคำนวณได้จากการทำอินทิกรัลเชิงปริมาตรกับอนุภาค. สนามไฟฟ้ายกตัวในกรณีนี้จึงสามารถหาได้จากสมดุลระหว่างแรง F_E และ F_G .

นอกจากแรงไฟฟ้าสถิตแล้ว คณะผู้วิจัยยังได้หาแรงบิดไฟฟ้าสถิต T_E รอบจุด c จากการอินทิเกรตโมเมนต์บนพื้นผิว S ของอนุภาค

$$\mathbf{T}_E = \int_S \mathbf{r}_c \times \mathbf{f}_E ds \quad (2)$$

โดยที่ \mathbf{r}_c เป็นเวกเตอร์จากจุด c ไปยังจุดที่ทำการอินทิเกรต. แรงบิดไฟฟ้าสถิต T_E และแรงบิด T_G เนื่องจากแรงโน้มถ่วงถูกคำนวณรอบจุดปลายทางด้านซ้าย และจุดปลายทางด้านขวาของเส้นสัมผัสระหว่างอนุภาค กับอิเล็กโตรดด้านล่าง. แรงบิดลัพธ์ T_{TOT} ที่กระทำกับอนุภาคจึงหาได้จาก

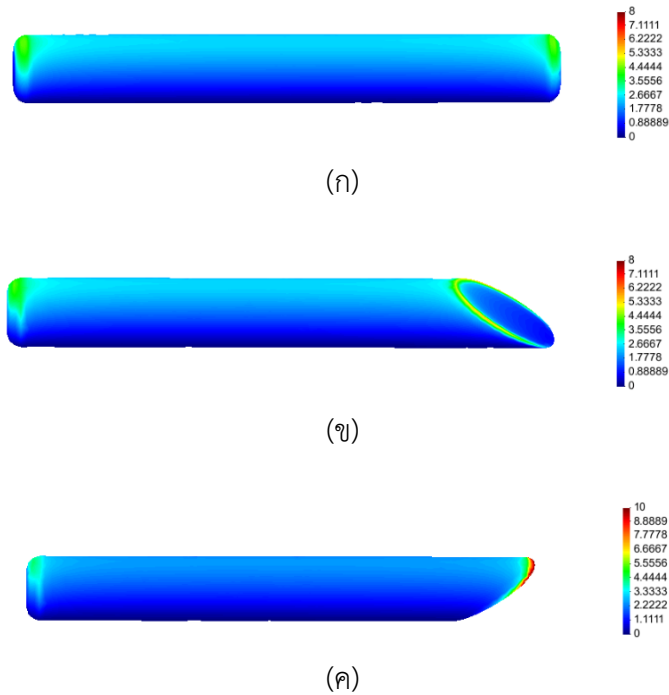
$$\mathbf{T}_{TOT} = \mathbf{T}_E + \mathbf{T}_G \quad (3)$$

3.3.3 ผลการศึกษา

3.3.3.1 สนามไฟฟ้า

รูปที่ 31 เปรียบเทียบสนามไฟฟ้าที่คำนวณได้บนผิวอนุภาค โดยได้ทำสนามไฟฟ้าให้เป็นบรรทัดฐานด้วย E_0 เพื่อให้ได้คำตอบที่สามารถประยุกต์ใช้โดยทั่วไป. เราสามารถเห็นได้จากรูปอย่างชัดเจนว่า สนามไฟฟ้ามีค่าสูงกว่าที่ครึ่งด้านบนของอนุภาคเมื่อเปรียบเทียบกับสนามไฟฟ้าบนครึ่งด้านล่าง. สนามไฟฟ้ามีลักษณะการกระจายแบบไม่สม่ำเสมออย่างสูงที่ปลายด้านบนของอนุภาค ซึ่งมีผลต่อแรงไฟฟ้าสถิตที่กระทำกับอนุภาค. คณะผู้วิจัยได้พบว่า ค่าสนามไฟฟ้าสูงสุดบนอนุภาคมีขนาดต่ำที่สุดบนอนุภาคแบบ R-R และมีขนาดสูงสุดบนอนุภาคแบบ R-S2 เมื่อปลายแหลมของอนุภาคอยู่ห่างจากอิเล็กโตรดด้านล่าง. สังเกตว่า การกระจายสนามไฟฟ้าของอนุภาคแบบ R-S2 มีลักษณะ

คล้ายคลึงกับการกระจายสนามไฟฟ้าบนอนุภาคแบบ R-S1 ในรูปที่ 30 แต่มีค่าสนามไฟฟ้าสูงสุดเพิ่มขึ้น เนื่องจากมุมของปลายอนุภาคที่แหลมกว่า.



รูปที่ 31 การกระจายของสนามไฟฟ้าที่ถูกทำให้เป็นบรรทัดฐาน E/E_0 บนผิวของอนุภาค: (ก) อนุภาคแบบ R-R, (ข) อนุภาคแบบ R-S1 ซึ่งมีปลายแหลมอยู่ใกล้กับอิเล็กโทรดด้านล่าง และ (ค) อนุภาคแบบ R-S1 ซึ่งมีปลายแหลมอยู่ห่างจากอิเล็กโทรดด้านล่าง

ลักษณะการกระจายของสนามแบบไม่สมมาตรระหว่างครึ่งด้านซ้ายมือ และครึ่งด้านขวามือของอนุภาค แสดงเป็นนัยถึงพฤติกรรมการหมุนของอนุภาคจากตำแหน่งนอนบนอิเล็กโทรด. เมื่ออนุภาคเริ่มต้นหมุนบนอิเล็กโทรด แรงพื้นผิวทั้งหมดกระทำที่จุดศูนย์กลางของการหมุน จึงไม่ส่งผลต่อแรงบิดที่กระทำกับอนุภาคแต่อย่างใด. อย่างไรก็ตาม เรายังคงต้องพิจารณาแรงบิดเนื่องจากแรงโน้มถ่วง ซึ่งก็ขึ้นรูปร่างของปลายอนุภาค และตำแหน่งของปลายอนุภาคเช่นเดียวกัน.

3.3.3.2 สนามไฟฟ้ายกตัว

สนามไฟฟ้ายกตัว E_L ทางทฤษฎี และทางการทดลองของอนุภาคทรงกระบอก ถูกวิเคราะห์ไว้แล้วในเอกสารอ้างอิงต่างๆ. รายงานนี้จึงขอนำเสนอผลการศึกษาแต่โดยย่อ. สำหรับอนุภาคทรงกระบอกที่มีรัศมี R และมีความหนาแน่นเชิงมวล ρ , สนามไฟฟ้ายกตัว E_L เชิงวิเคราะห์ที่มีค่าที่ไม่ขึ้นอยู่กับความยาวของอนุภาค [69]

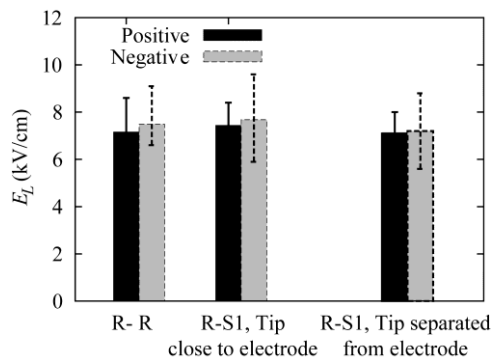
$$E_L = 8.8 \times 10^5 \sqrt{\rho R} \quad (4)$$

เมื่อพิจารณาความหนาแน่นเชิงมวลเท่ากับ 2700 kg/m^3 สำหรับอลูมิเนียม จะได้ $E_L = 7.2 \text{ kV/cm}$ สำหรับอนุภาคลวดทรงกระบอกขนาดเส้นผ่านศูนย์กลาง 0.5 mm .

สำหรับอนุภาคที่มีความยาวจำกัด ตารางที่ 1 แสดงค่าของ E_L ที่คำนวณได้จากการวิเคราะห์เชิงตัวเลข เมื่ออนุภาคที่ลักษณะปลาย และการจัดเรียงของปลายอนุภาคแตกต่างกัน. เห็นได้ว่า E_L มีขนาดสูงสุดสำหรับอนุภาคแบบ R-R. สำหรับอนุภาคแบบ R-S1 สนามไฟฟ้ายกตัวที่คำนวณได้มีความแตกต่างจากค่าของอนุภาคแบบ R-R น้อยมาก หากปลายแหลมของอนุภาคถูกวางให้อยู่ใกล้กับอิเล็กโทรดด้านล่าง. ในทางตรงกันข้าม E_L มีค่าต่ำลง เมื่อปลายแหลมของอนุภาคถูกวางให้มีตำแหน่งแยกห่างจากอิเล็กโทรดด้านล่าง. อย่างไรก็ตาม ความแตกต่างของ E_L ที่เกิดขึ้น เนื่องจากลักษณะการจัดวางของปลายแหลมของอนุภาคมีขนาดไม่มากนัก ($\approx 3\%$) และอาจไม่มีความสำคัญในทางปฏิบัติ. ค่าของ E_L ทั้งหมดของอนุภาคที่มีความยาวจำกัด มีค่าต่ำกว่า 7.2 kV/cm ซึ่งประมาณจากสมการที่ (3) อยู่ในช่วง $8-9\%$ ซึ่งแสดงถึงผลของสนามไฟฟ้าความเข้มสูงที่ปลายของอนุภาค ที่มีต่อแรงไฟฟ้าสถิต.

ตารางที่ 1 สนามไฟฟ้ายกตัวของอนุภาคลวดทรงกระบอกที่ได้จากการคำนวณ

ชนิดของอนุภาค	ตำแหน่งของปลายแหลม	E_L (kV/cm)
R-R	ไม่มี	6.62
R-S1	ใกล้กับอิเล็กโทรดด้านล่าง	6.60
R-S1	ห่างจากอิเล็กโทรดด้านล่าง	6.40



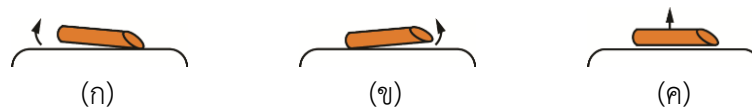
รูปที่ 32 สนามไฟฟ้ายกตัวของอนุภาคที่วัดได้จากการทดลอง เมื่ออัดประจุขั้วลบและขั้วบวกให้กับอนุภาค.

คณะผู้วิจัยได้วัดสนามไฟฟ้ายกตัวในการทดลองของอนุภาค โดยการเพิ่มแรงดันไฟฟ้าที่ป้อนให้อิเล็กโทรดที่ละน้อย. รูปที่ 32 แสดงสนามไฟฟ้ายกตัวที่วัดได้สำหรับอนุภาคแบบ R-R และอนุภาคแบบ R-S1 สำหรับการอัดประจุขั้วลบและขั้วบวกให้กับอนุภาค. เมื่ออนุภาคได้รับการอัดประจุขั้วลบ ค่าของสนามไฟฟ้ายกตัวที่วัดได้ สำหรับอนุภาคและการจัดเรียงแบบหนึ่ง มีขนาดสูงกว่าเล็กน้อย เมื่อเทียบกับค่าที่ได้เมื่ออนุภาคถูกอัดประจุขั้วบวก. สำหรับอนุภาคแบบ R-S1 ค่าของสนามไฟฟ้ายกตัว

เฉลี่ยที่ได้จากการอัดประจุทั้งสองขั้วมีค่าเท่ากับ 7.4 kV/cm และ 7.0 kV/cm เมื่อปลายของอนุภาค อยู่ใกล้กับอิเล็กโทรดด้านล่าง และเมื่อปลายของอนุภาคอยู่ห่างจากอิเล็กโทรด ตามลำดับ. การลดลงของสนามไฟฟ้ายกตัวเนื่องจากตำแหน่งปลายแหลมของอนุภาค(ที่อยู่ห่างจากอิเล็กโทรด) เป็นไปตามแนวโน้มที่คาดได้จากผลการคำนวณเชิงเลขในตารางที่ 1. ค่าที่สูงกว่าของสนามไฟฟ้ายกตัวจากการทดลอง เมื่อเปรียบเทียบกับค่าทางทฤษฎี แสดงเป็นนัยถึงผลของแรงพื้นผิวระหว่างอนุภาคและอิเล็กโทรด.

3.3.3.3 การเคลื่อนที่เริ่มต้นของอนุภาค

เมื่อสนามไฟฟ้ามีขนาดสูงเพียงพอ อนุภาคลวดทรงกระบอกเริ่มการเคลื่อนที่ในลักษณะที่แตกต่างกันออกไป. เมื่ออ้างอิงตามภาพที่ได้บันทึกไว้ที่ระยะเวลาระหว่างเฟรมเท่ากับ 1 ms เราสามารถแยกประเภทของการเคลื่อนที่เริ่มต้นของอนุภาคออกเป็น (ก) การเคลื่อนที่เริ่มต้นที่ปลายมน, (ข) การเคลื่อนที่เริ่มต้นที่ปลายแหลม และ (ค) การเคลื่อนที่เริ่มต้นทั้งสองปลายพร้อมกัน หรือการยกตัวขนาน ซึ่งแสดงเป็นแผนภาพเค้าร่างได้ในรูปที่ 33.



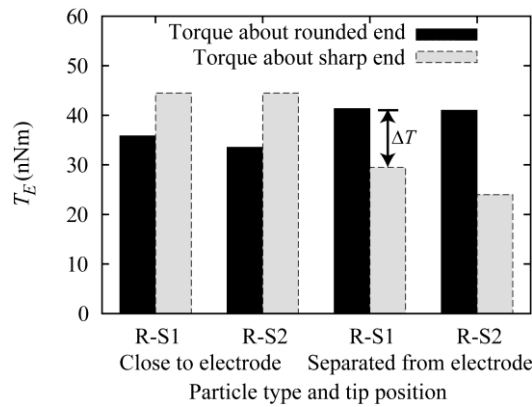
รูปที่ 33 แผนภาพเค้าร่างแสดงการเคลื่อนที่เริ่มต้นของอนุภาคที่ (ก) ปลายด้านมน, (ข) ปลายแหลม และ (ค) ทั้งสองปลายพร้อมกัน หรือการยกขนาน.

ตารางที่ 2 ความน่าจะเป็นของการเคลื่อนที่เริ่มต้นแบบต่างๆ ของอนุภาคแบบ R-S1 ที่ค่าสนามไฟฟ้า ยกตัววิกฤต

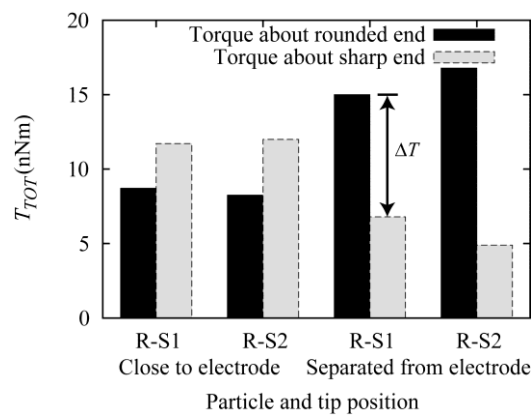
การจัดเรียง	ความน่าจะเป็นของการเคลื่อนที่เริ่มต้น (%)		
	ปลายมน	ปลายแหลม	ทั้งสองปลาย
รูปที่ 28(ก)	53	40	7
รูปที่ 28(ข)	3	97	0

ตารางที่ 2 สรุปอัตราความน่าจะเป็นของการเคลื่อนที่เริ่มต้นแต่ละรูปแบบ สำหรับอนุภาคแบบ R-S1 เมื่อค่อยๆ เพิ่มแรงดันที่ป้อนให้กับอิเล็กโทรดไฟฟ้าแรงสูง จนกระทั่งอนุภาคเริ่มเกิดการเคลื่อนที่. ตารางที่ 2 แสดงอย่างชัดเจนว่า อัตราการเกิดการเคลื่อนที่เริ่มต้นที่ปลายทั้งสองข้างของอนุภาคพร้อมกันมีค่าต่ำมาก เมื่อปลายทั้งสองด้านของอนุภาคมีรูปร่างแตกต่างกัน. เมื่อปลายแหลมของอนุภาคอยู่ใกล้กับอิเล็กโทรด ความน่าจะเป็นที่ปลายด้านมนของอนุภาคจะเคลื่อนที่ขึ้นก่อน มีค่าสูงกว่าเล็กน้อย. ในทางตรงกันข้าม หากปลายแหลมของอนุภาคอยู่ห่างจากอิเล็กโทรดด้านล่าง อนุภาคจะยกปลายด้านแหลมขึ้นจากอิเล็กโทรดเป็นส่วนใหญ่ในการทดลอง. ผลการทดลองที่ได้ในที่นี่

คล้ายคลึงกับผลที่นำเสนอในเอกสารอ้างอิง [49]. อย่างไรก็ตาม เมื่อเปรียบเทียบกับเอกสารอ้างอิงแล้ว เราจะเห็นว่า การศึกษาในที่นี้ใช้ค่าสนามไฟฟ้ายกตัววิกฤต ซึ่งแสดงความน่าจะเป็นของการเคลื่อนที่ที่ปลายมนต่ำมากกว่า เมื่อปลายแหลมอยู่ใกล้กับอิเล็กโทรด และแสดงความน่าจะเป็นของการการเริ่มเคลื่อนที่ที่ปลายแหลมสูงมากกว่า เมื่อปลายแหลมอยู่ห่างจากอิเล็กโทรด.



(ก)



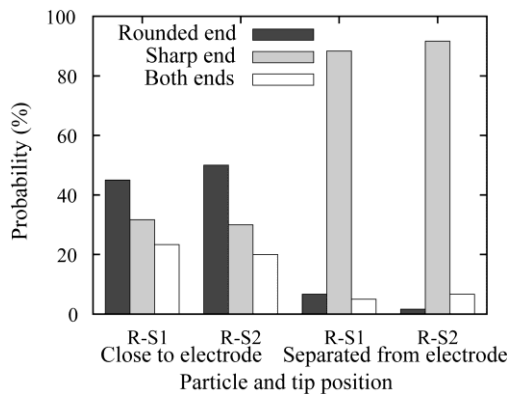
(ข)

รูปที่ 34 ค่าแรงบิดบนอนุภาคแบบ R-S ภายใต้สนามไฟฟ้าขนาด 7 kV/cm: (ก) แรงบิดไฟฟ้าสถิต T_E และ (ข) แรงบิดรวม T_{TOT}

แรงบิดที่กระทำกับอนุภาคแบบ R-S1 และอนุภาคแบบ R-S2 ถูกคำนวณรอบจุดหมุนที่ด้านปลายมน และรอบจุดหมุนที่ด้านปลายแหลม บนเส้นสัมผัสระหว่างอนุภาคและอิเล็กโทรด. ขนาดของแรงบิดถูกกำหนดให้เป็นค่าบวก ถ้าหากแรงบิดนั้นหมุนปลายตรงกันข้ามขึ้นจากอิเล็กโทรด. รูปที่ 34 แสดงเปรียบเทียบแรงบิดไฟฟ้าสถิต T_E และแรงบิดลัพธ์ T_{TOT} ที่คำนวณได้ บนอนุภาค เมื่ออยู่ภายใต้สนามไฟฟ้าขนาดเท่ากับ 7 kV/cm ซึ่งเป็นค่าโดยประมาณของสนามไฟฟ้าเริ่มเคลื่อนที่ของอนุภาคที่วัดได้จากการทดลอง. เราจะเห็นได้จากรูปที่ 34 ว่า แรงบิดไฟฟ้าสถิต T_E และแรงบิดลัพธ์ T_{TOT} รอบปลายแหลมมีขนาดมากกว่าแรงบิดรอบปลายอีกด้านหนึ่ง เมื่อปลายแหลมของอนุภาควางตัวอยู่ใกล้กับอิเล็กโทรด. ในทางตรงกันข้าม หากปลายแหลมของอนุภาควางตัวอยู่ห่างจากอิเล็กโทรด แรงบิด

รอบปลายมนจะมีขนาดมากกว่าแรงบิดที่จุดหมุนด้านตรงข้าม ซึ่งแสดงเป็นนัยถึงการยกตัวขึ้นของปลายด้านแหลมของอนุภาคนั้นเอง.

จากรูปที่ 34 เราอาจพิจารณาความแตกต่างของแรงบิด ΔT ระหว่างแรงบิดที่หมุนรอบปลายด้านบน และแรงบิดที่หมุนรอบปลายด้านแหลมของอนุภาค และพิจารณาว่าเป็นตัวบ่งชี้แนวโน้มของการหมุนของอนุภาค. เมื่อเปรียบเทียบขนาดของ ΔT ระหว่างกรณีที่ปลายแหลมของอนุภาคอยู่ใกล้กับอิเล็กโทรด กับกรณีที่ปลายแหลมของอนุภาคอยู่ห่างจากอิเล็กโทรด เราสามารถเห็นความแตกต่างของ ΔT ได้อย่างชัดเจนจากรูปที่ 34(ก) มากกว่าในรูปที่ 34(ข). ความแตกต่างนี้ระบุถึง บทบาทที่ไม่สามารถละเลยได้ของแรงบิดเนื่องจากแรงโน้มถ่วง ที่มีต่อพฤติกรรมเคลื่อนที่ของอนุภาค. ค่า ΔT ที่แตกต่างกันอย่างมากระหว่าง 2 กรณี เป็นสิ่งที่ทำให้ความน่าจะเป็นของการเกิดการเคลื่อนที่เริ่มต้นที่ด้านปลายแหลมของอนุภาคมีสูง เมื่อปลายแหลมอยู่ห่างจากอิเล็กโทรด.



รูปที่ 35 ความน่าจะเป็นของการเคลื่อนที่เริ่มต้นแบบต่างๆ ของอนุภาคแบบ R-S1 และอนุภาคแบบ R-S2 ภายใต้สนามไฟฟ้าขนาด 8 kV/cm

ภายใต้สภาวะทรานเซียนต์ทางไฟฟ้า อนุภาคที่อยู่บนอิเล็กโทรดอาจได้รับสนามไฟฟ้าที่สูงกว่า E_L ได้. รูปที่ 35 แสดงความน่าจะเป็นของการเคลื่อนที่เริ่มต้นแต่ละรูปแบบ สำหรับอนุภาคแบบ R-S1 และอนุภาคแบบ R-S2 ภายใต้สนามไฟฟ้าที่มีขนาดเพิ่มขึ้นเป็น 8 kV/cm. เมื่อปลายของอนุภาคอยู่ใกล้กับอิเล็กโทรดด้านล่าง ผลลัพธ์ที่สังเกตได้มีลักษณะคล้ายคลึงกับผลที่แสดงในตารางที่ 2 ซึ่งเป็นกรณีที่อนุภาคได้รับสนามไฟฟ้ายกตัววิกฤต. สำหรับอนุภาคทั้งสองชนิด การเคลื่อนที่เริ่มต้นของอนุภาคที่ด้านปลายมนมีความน่าจะเป็นสูงกว่า ความน่าจะเป็นที่การเคลื่อนที่เริ่มต้นจากด้านปลายแหลม. อย่างไรก็ตาม เมื่อเพิ่มขนาดสนามไฟฟ้าเป็น 8 kV/cm ค่าน่าจะเป็นของการเริ่มเคลื่อนที่ที่ปลายทั้งสองด้านพร้อมกันก็สูงขึ้นตามไปด้วย เป็น 20-25% โดยประมาณ.

ในอีกด้านหนึ่ง เมื่ออนุภาควางตัวโดยมีปลายแหลมอยู่ห่างจากอิเล็กโทรดด้านล่าง การเคลื่อนที่เริ่มต้นยังคงเกิดที่ด้านปลายแหลมเป็นส่วนใหญ่ ภายใต้สนามไฟฟ้าขนาด 8 kV/cm. เมื่อเปรียบเทียบกับอนุภาคแบบ R-S1 อนุภาคแบบ R-S2 มีอัตราความน่าจะเป็นของการเริ่มเคลื่อนที่ที่

ด้านปลายแหลมสูงกว่าเล็กน้อย. แนวโน้มดังกล่าวอาจอธิบายได้จากการเปรียบเทียบความแตกต่างของขนาด ΔT ที่แสดงในรูปที่ 34(ข).

3.4 การเคลื่อนที่ของอนุภาคทรงกลมภายใต้สภาวะเงื่อนไขที่แตกต่างกันของก๊าซฉนวน

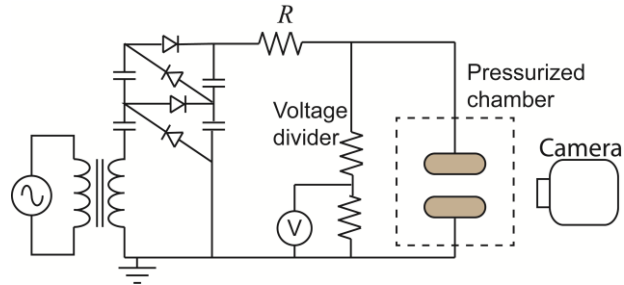
โดยทั่วไป สวิตช์เกียร์ฉนวนก๊าซและระบบฉนวนก๊าซอื่นๆ ใช้ก๊าซ SF₆ (sulfur hexafluoride), ก๊าซไนโตรเจน, อากาศ หรือก๊าซผสมเป็นตัวกลางฉนวน. ก๊าซฉนวนหรือก๊าซผสมมักถูกอัดความดันอยู่ในช่วง 3 ถึง 6 บาร์ เพื่อให้มีความคงทนได้อิเล็กตริกสูงขึ้น และสามารถลดขนาดที่ต้องการในการฉนวนได้. ระบบฉนวนก๊าซได้รับผลกระทบอย่างยิ่ง เมื่อมีอนุภาคปรากฏอยู่ในระบบ. การยกตัวขึ้นของอนุภาค นำไปสู่การเคลื่อนที่และแลกเปลี่ยนประจุไฟฟ้าภายในระบบอนุภาคและอิเล็กโตรด ซึ่งขยายผลกระทบของอนุภาคให้รุนแรงมากขึ้นได้. การยกตัวขึ้นค่าที่ขึ้นอยู่กับแรงไฟฟ้าสถิต แรงโน้มถ่วง และแรงพื้นผิวอื่นๆ ระหว่างอนุภาคกับอิเล็กโตรด. แรงโน้มถ่วงขึ้นอยู่กับความหนาแน่นของอนุภาค. แรงไฟฟ้าสถิตได้ถูกวิเคราะห์ไว้สำหรับอนุภาคทรงกลม และอนุภาคทรงกลมคล้ายทรงกลม. อย่างไรก็ตาม การประมาณแรงพื้นผิวอย่างแม่นยำนั้น ทำได้ยาก เนื่องจากแรงพื้นผิวขึ้นอยู่กับปัจจัยต่างๆ หลายประการ เช่น ความหยาบของพื้นผิว คุณสมบัติของอิเล็กโตรด อนุภาค และตัวกลางที่อยู่ล้อมรอบ.

ในโครงการวิจัยนี้ คณะผู้วิจัยได้ทำการศึกษาในห้องปฏิบัติการเกี่ยวกับการยกตัวขึ้นของอนุภาคตัวนำ ภายใต้สนามไฟฟ้ากระแสตรงภายในตัวกลางก๊าซซึ่งเป็น อากาศ, ก๊าซผสมของอากาศ/ไนโตรเจน และ ก๊าซผสมของอากาศ/SF₆. ในขณะที่งานวิจัยที่มีอยู่ในปัจจุบันมักจะพิจารณารูปแบบการจัดเรียงเฉพาะของอนุภาคและตัวกลางก๊าซ โครงการวิจัยนี้ศึกษาการยกตัวของอนุภาค ภายใต้สภาวะที่แตกต่างกันของอนุภาคที่มีขนาดแตกต่างกัน โดยมีการแปรค่าเงื่อนไขของวัสดุอนุภาคและก๊าซตัวกลาง ความดันก๊าซ และขีดของแรงดันที่ป้อนให้กับอนุภาค. วัตถุประสงค์หลักของงานในส่วนนี้เป็นการทำให้เข้าใจถึงพื้นฐานที่เกี่ยวข้องกับการยกตัวของอนุภาคในระบบฉนวนก๊าซ. โดยเฉพาะอย่างยิ่ง คณะผู้วิจัยสนใจผลของความดันก๊าซ และขีดแรงดัน ซึ่งมีความสำคัญต่อระบบไฟฟ้าแรงสูงกระแสตรง ซึ่งการเคลื่อนที่ของอนุภาคจะไม่ถูกรบกวนจากการเปลี่ยนแปลงขีดของแรงดันบนอิเล็กโตรด.

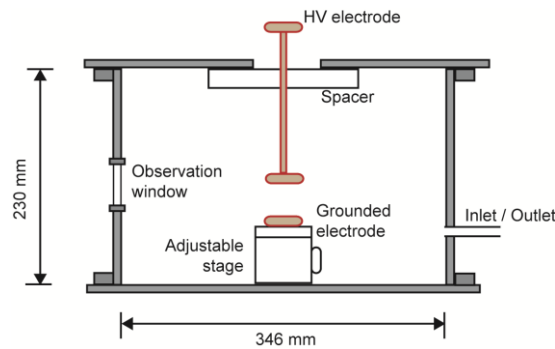
3.4.1 การเตรียมการทดลองและตัวอย่างอนุภาค

แผนภูมิเค้าร่างของการจัดเตรียมการทดลองแสดงในรูปที่ 36 ซึ่งเหมือนกับการทดลองอื่นๆ ที่ดำเนินการในโครงการวิจัยนี้ แต่อิเล็กโตรดที่ใช้สำหรับการทดลองนี้ จะถูกบรรจุอยู่ในภาชนะปิด ดังแสดงในรูป 36(ข) เพื่อให้สามารถควบคุมชนิดและความดันของก๊าซและก๊าซผสมได้. แรงดันไฟฟ้าแรงสูงเป็นแบบกระแสตรง ซึ่งได้จากวงจรเรียงกระแสแบบเต็มรูปคลื่น และต่อเข้ากับอิเล็กโตรดผ่านตัวต้านทานป้องกัน. แรงดันที่ป้อนเข้ากับระบบถูกวัดด้วยตัวแบ่งแรงดันแบบความต้านทาน ซึ่ง

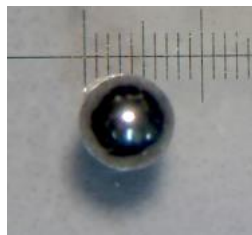
ถูกสอบเทียบสำหรับช่วงของแรงดันที่ใช้ในการทดลองสำหรับงานวิจัยนี้. แกะระหว่างอิเล็กทรอนิกส์ที่ใช้ในการทดลองมีค่าคงที่เท่ากับ 10 mm สำหรับทุกการทดลอง. อนุภาคที่ใช้เป็นตัวนำทรงกลม ทำจากอลูมิเนียม หรือเหล็ก. รัศมี R ของอนุภาคอลูมิเนียมเท่ากับ 0.4, 0.68 หรือ 1.19 mm. อนุภาคเหล็กมีรัศมีเท่ากับ 0.5 mm. ตัวอย่างอนุภาค 3 ชิ้นถูกใช้สำหรับอนุภาคแต่ละชนิดและขนาด. รูปที่ 36(ค) แสดงภาพตัวอย่างของอนุภาค.



(ก)



(ข)



(ค)

รูปที่ 36 การจัดเตรียมการทดลองสำหรับหาผลของสถานะก๊าซและวัสดุ (ก) แผนภาพเค้าร่าง, (ข) ภาพขณะปิดสำหรับการทดลองหาแรงดันยกตัวของอนุภาคทรงกลม ภายใต้สถานะของก๊าซที่แตกต่างกัน และ (ค) ตัวอย่างของอนุภาคที่ใช้ในการทดลองซึ่งเป็น อนุภาคอลูมิเนียมขนาดรัศมี 0.4 mm (ด้านบน) และอนุภาคเหล็กขนาดรัศมี 0.5 mm (ด้านล่าง).

3.4.2 ขั้นตอนการทดลอง

การทดลองส่วนใหญ่ดำเนินการภายใต้สภาวะห้อง เพื่อความสะดวก. อย่างไรก็ตาม ก๊าซปกติที่ใช้ในการฉนวนไฟฟ้าแรงสูงคือ ก๊าซไนโตรเจน ก๊าซ SF₆ หรือก๊าซผสม. เพื่อให้ผลการทดลองที่ได้สามารถประยุกต์ใช้ได้โดยทั่วไป คณะผู้วิจัยจึงได้ใช้ก๊าซผสมระหว่างอากาศกับไนโตรเจน หรือก๊าซผสมระหว่างอากาศ กับ SF₆ ในการทดลอง เพื่อเปรียบเทียบกับผลที่ได้จากการทดลองด้วยอากาศ. อัตราส่วนของก๊าซไนโตรเจนหรือก๊าซ SF₆ ต่ออากาศเท่ากับ 1:1. ความดันก๊าซในการทดลองส่วนใหญ่เท่ากับ 1 หรือ 3 บาร์. สังเกตว่า ความหนาแน่น(เชิงมวล)ของก๊าซผสม อากาศ/ไนโตรเจน มีค่าใกล้เคียงกับความหนาแน่นของอากาศที่ความดันเดียวกัน แต่ความหนาแน่นของก๊าซผสม อากาศ/SF₆ มีความหนาแน่นมากกว่าอากาศ 3 เท่าโดยประมาณ.

อนุภาคและอิเล็กโตรดถูกทำความสะอาดด้วยเอทานอลและปล่อยให้แห้งโดยสมบูรณ์ ก่อนทำการทดลองแต่ละครั้ง. อนุภาคถูกวางอยู่บนบริเวณกลางอิเล็กโตรดด้านล่าง. หลังจากนั้น ส่วนผสมของก๊าซ และความดันของก๊าซในภาชนะปิด ถูกปรับให้ได้ตามที่กำหนดไว้. แรงดันไฟฟ้าที่ป้อนให้กับอิเล็กโตรดไฟฟ้าแรงสูงด้านบนถูกเพิ่มค่าขึ้นทีละน้อย จนกระทั่งอนุภาคยกตัวขึ้นจากอิเล็กโตรด โดยใช้การยืนยันจากกล้อง CCD ต่อสังเกตอนุภาคผ่านทางหน้าต่างของภาชนะปิด. คณะผู้วิจัยวัดแรงดันยกตัวของอนุภาคจำนวน 30 ครั้ง สำหรับเงื่อนไขของอนุภาค อิเล็กโตรด ก๊าซ และขั้วแรงดัน. ในระหว่างการทดลอง ขั้วของแรงดันที่ป้อนให้กับอิเล็กโตรดถูกสลับทุกๆ 10 การทดลองในช่วงเวลาเดียวกัน เพื่อจัดผลของเงื่อนไขสภาพแวดล้อม.

3.4.3 ผลการทดลอง

3.4.3.1 สนามไฟฟ้ายกตัวทางทฤษฎี

เราสามารถคำนวณแรงไฟฟ้าสถิตที่กระทำกับอนุภาคทรงกลม ซึ่งวางตัวอยู่บนระนาบตัวนำ ภายใต้สนามไฟฟ้าสม่ำเสมอ E ได้เป็น [71]

$$F_E = \left(\zeta(3) + \frac{1}{6} \right) 4\pi\epsilon_E R^2 E^2 \quad (5)$$

โดยที่ ζ คือฟังก์ชัน Riemann zeta และ ϵ_E เป็นค่าสภาพยอมของตัวกลางก๊าซ. เมื่อพิจารณาเฉพาะแรงโน้มถ่วง และแรงไฟฟ้าสถิต เราสามารถประมาณสนามไฟฟ้ายกตัวของอนุภาคได้จากความสัมพันธ์

$$E_{L,AMA} = \sqrt{\frac{g\rho R}{4.107\epsilon_E}} \quad (6)$$

เมื่อ g คือความเร่งเนื่องจากแรงโน้มถ่วง และ ρ เป็นความหนาแน่นของอนุภาค. สำหรับตัวกลางก๊าซต่าง ๆ $\epsilon_E = \epsilon_0$ ซึ่งเป็นสภาพยอมของอากาศว่าง. ความหนาแน่นของก๊าซสามารถละเลยได้ เนื่องจากมีค่าต่ำกว่าความหนาแน่นของอนุภาคตัวนำมาก. ตารางที่ 3 สรุปค่าสนามไฟฟ้ายกตัวทางทฤษฎีของอนุภาคทั้งหมดที่ใช้ในงานวิจัยส่วนนี้.

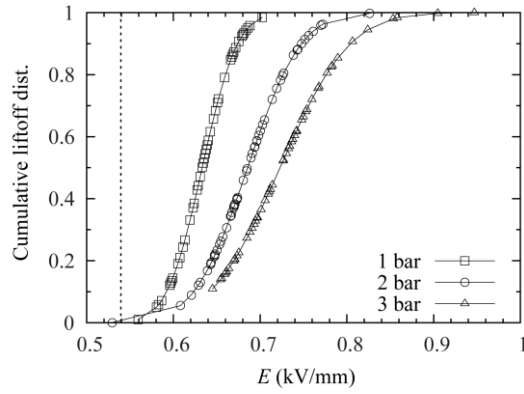
ตารางที่ 3 สนามไฟฟ้ายกตัวของอนุภาคตัวทางทฤษฎี

Material	Aluminum		Steel	
R (mm)	0.4	0.68	1.19	0.5
E_L (kV/mm)	0.544	0.710	0.939	1.05

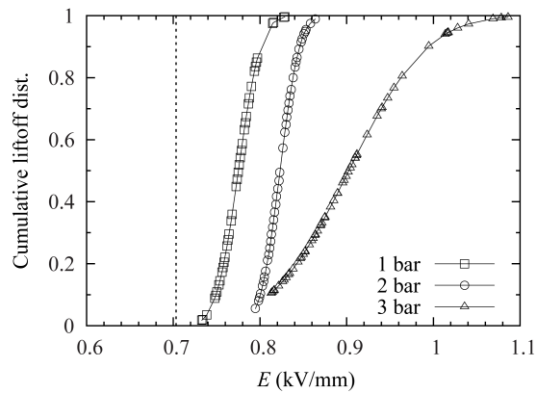
3.4.3.2 การยกตัวของอนุภาคภายใต้ความดันก๊าซที่ต่างกัน

คณะผู้วิจัยได้ทดลองหาพฤติกรรมการยกตัวขึ้นของอนุภาค ภายใต้ความดันก๊าซที่แตกต่างกัน โดยใช้อนุภาคอลูมิเนียม. รูปที่ 37 แสดงการกระจายสะสมของการยกตัวของอนุภาค เป็นฟังก์ชันของสนามไฟฟ้า E ที่ป้อนให้ ในอากาศที่ความดัน p ระหว่าง 1 ถึง 3 บาร์. การปรับเส้นโค้งจากผลการทดลองที่ได้ทำโดยใช้การกระจายแบบปกติ (Normal distribution). ค่าทางทฤษฎีของสนามไฟฟ้ายกตัวที่ได้จากสมการ ถูกแสดงอยู่ในรูปที่ 37 ด้วยเส้นประแนวตั้ง เพื่อเปรียบเทียบกับสนามไฟฟ้ายกตัวที่วัดได้จากการทดลอง. สนามไฟฟ้ายกตัวที่ได้มีขนาดเพิ่มขึ้นตามขนาดของอนุภาค ภายใต้ความดันก๊าซเดียวกัน. รูปที่ 37 แสดงอย่างชัดเจนถึงผลของความดันก๊าซต่อการยกตัวของอนุภาค. เมื่อความดันก๊าซเพิ่มขึ้น อนุภาคยกตัวที่ค่าสนามไฟฟ้าสูงขึ้น. สนามไฟฟ้ายกตัว E_L ที่ได้รับการทดลองสูงกว่าค่าที่ได้จากการประมาณทางทฤษฎี ในทุกกรณี. ความแตกต่างระหว่างค่าที่วัดได้ และค่าประมาณทางทฤษฎี เพิ่มขึ้นอย่างสม่ำเสมอเมื่อความดันก๊าซเพิ่มขึ้น.

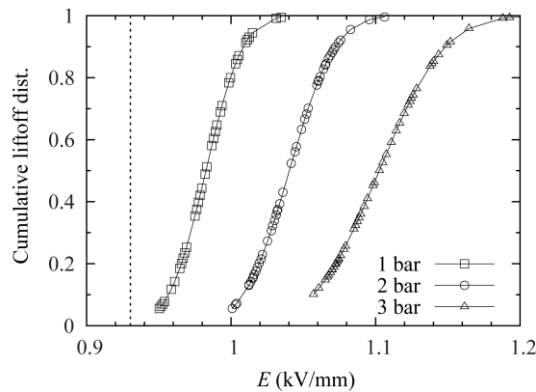
จากผลการวัดสนามไฟฟ้ายกตัวที่ได้ คณะผู้วิจัยนิยาม E_{L50} เป็นค่ามัธยฐานของสนามไฟฟ้ายกตัวของอนุภาค. ดังนั้น เราสามารถหาค่ามัธยฐานของแรงไฟฟ้าสถิต F_E ที่กระทำกับอนุภาค เนื่องจากสนามไฟฟ้าค่า E_{L50} โดยอาศัยสมการเชิงวิเคราะห์. ความแตกต่างของแรง ΔF ระหว่างแรงไฟฟ้าสถิตเนื่องจากสนามไฟฟ้าขนาดเท่ากับ E_{L50} และแรงโน้มถ่วง ถูกประมาณเป็นแรงพื้นผิวที่กระทำระหว่างอนุภาคกับอิเล็กโตรดด้านล่าง.



(ก)



(ข)

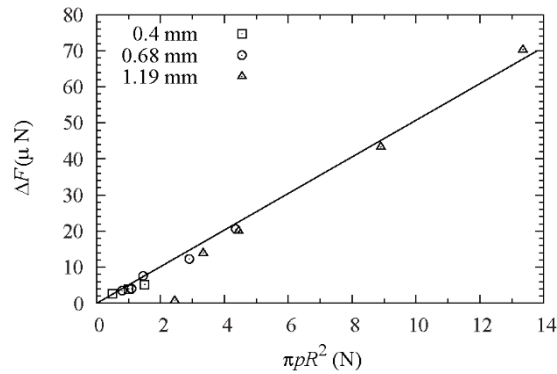


(ค)

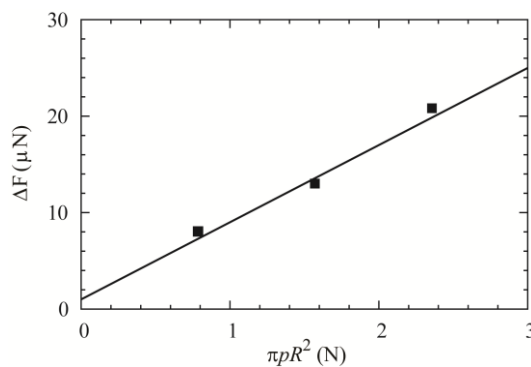
รูปที่ 37 การกระจายสะสมของการยกตัวของอนุภาคอลูมิเนียมเป็นฟังก์ชันของสนามไฟฟ้า. รัศมีของอนุภาคเท่ากับ (ก) 0.4 mm, (ข) 0.68 mm และ (ค) 1.19 mm.

รูปที่ 38 แสดงการแปรผันของ ΔF กับตัวประกอบ $\pi p R^2$. สังเกตว่า รูปนี้แสดงผลการศึกษาเพิ่มเติมที่ได้ทำกับอนุภาคขนาด 0.68 mm และ 1.19 mm ภายใต้ความดันก๊าซเท่ากับ 0.55 และ 0.75 บาร์ เพื่อให้ได้จุดบนกราฟที่เป็นส่วนซ้อนทับของตัวประกอบ $\pi p R^2$ ระหว่างอนุภาคที่มีขนาดแตกต่างกัน. จากที่แสดงในรูป เราสามารถประมาณความสัมพันธ์แบบเชิงเส้นระหว่าง ΔF และ $\pi p R^2$ ได้ โดยมีสัมประสิทธิ์การกำหนด (coefficient of determination) เท่ากับ 0.975. การ

ทดลองในลักษณะเดียวกันยังได้ทำกับอนุภาคเหล็กขนาด 0.5 mm. ผลการทดลองที่ได้แสดงในรูปที่ 39 ซึ่งเป็นความสัมพันธ์ระหว่าง ΔF กับตัวประกอบ $\pi p R^2$ เช่นเดียวกัน. สังเกตได้ว่า สำหรับอนุภาคเหล็ก เราไม่ได้ทำการวัดสนามไฟฟ้ายกตัวของอนุภาคที่ความดันอากาศต่ำกว่า 1 บาร์. ทั้งนี้เป็นเพราะว่า ที่ความดันก๊าซดังกล่าว เกิดดิสชาร์จทางไฟฟ้าขึ้นก่อนที่อนุภาคจะถูกยกตัวจากอิเล็กทรอนิกส์ด้วยสนามไฟฟ้า. จากรูปที่ 38 และ 39 เราสามารถพิจารณาได้ว่า ผลของความดันก๊าซมีลักษณะขึ้นอยู่กับพื้นที่ผิวสัมผัสประสิทธิภาพ ซึ่งมีค่าแปรผันเป็นเชิงเส้นกับ $p R^2$ โดยประมาณ.

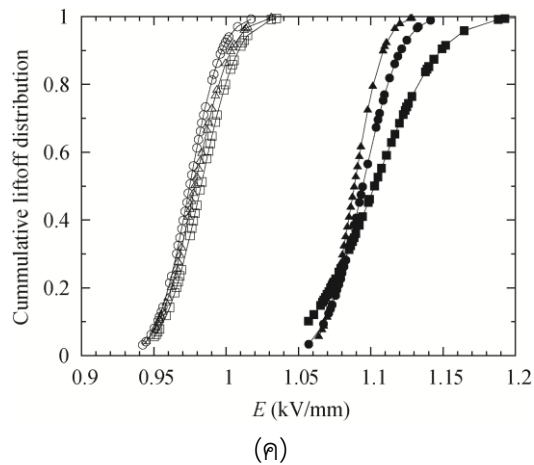
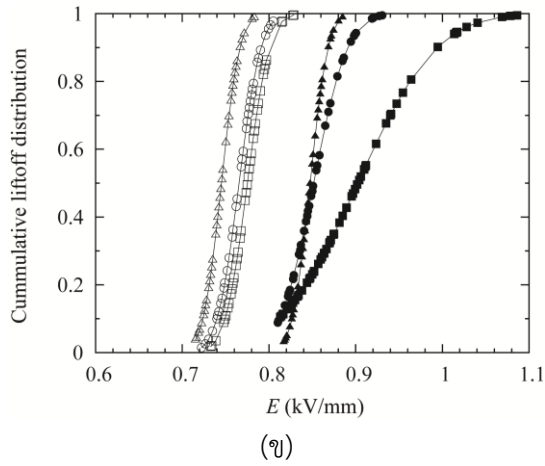
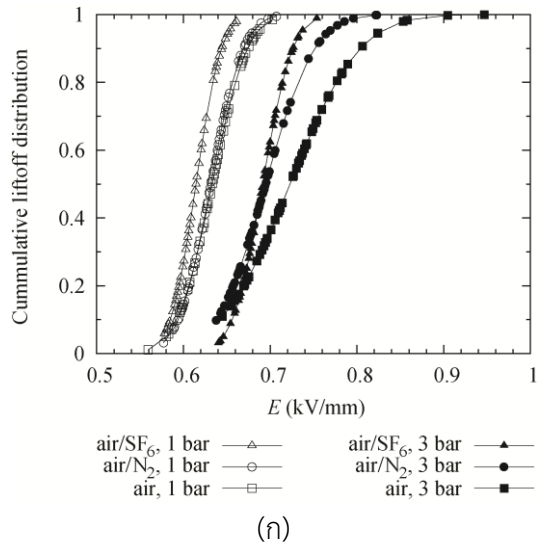


รูปที่ 38 การแปรผันของความแตกต่างแรง ΔF ระหว่างแรงไฟฟ้าสถิต และแรงโน้มถ่วง เป็นฟังก์ชันของค่า $\pi p R^2$ สำหรับอนุภาคอลูมิเนียมที่มีขนาดแตกต่างกัน.



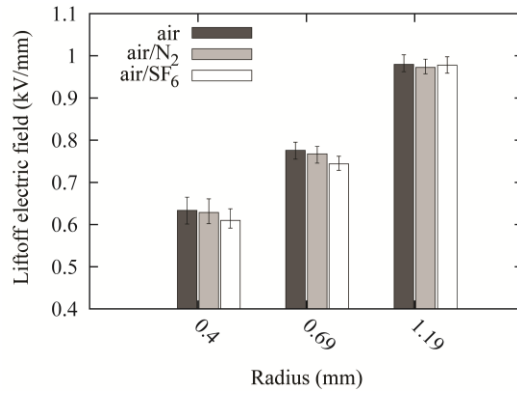
รูปที่ 39 การแปรผันของความแตกต่างแรง ΔF ระหว่างแรงไฟฟ้าสถิต และแรงโน้มถ่วง สำหรับอนุภาคเหล็กที่มี 0.5 mm.

รูปที่ 40 เปรียบเทียบการกระจายสะสมของการยกตัวขึ้นของอนุภาคอลูมิเนียมระหว่างกรณี ที่อนุภาคอยู่ในอากาศ ก๊าซผสมระหว่างอากาศ/ไนโตรเจน และก๊าซผสมระหว่างอากาศ/SF₆ โดยแยกตามขนาดของอนุภาค. ดังที่ได้กล่าวไว้แล้ว อัตราส่วนของอากาศต่อไนโตรเจน และ SF₆ เท่ากับ 1:1. จากรูป เราสามารถเห็นได้ว่า ผลของก๊าซตัวกลางมีเพียงเล็กน้อยสำหรับอนุภาคขนาดรัศมี 1.19 mm ที่ความดันก๊าซ 1 บาร์. สำหรับอนุภาคที่มีขนาดเล็กกว่า (0.68 mm และ 0.4 mm) การยกตัวของอนุภาคที่ความดัน 1 บาร์ ในก๊าซผสมอากาศ/SF₆ เกิดขึ้นที่สนามไฟฟ้าค่าต่ำกว่าก๊าซชนิดอื่นเล็กน้อย.

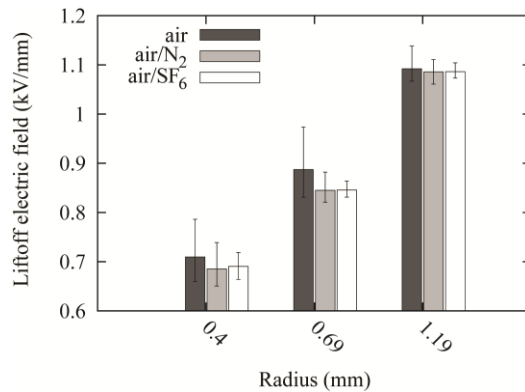


รูปที่ 40 การกระจายสะสมของการยกตัวของอนุภาคดิวเทอเรียมเป็นฟังก์ชันของสนามไฟฟ้า ภายในตัวกลางอากาศ ก๊าซผสมอากาศ/ไนโตรเจน และก๊าซผสมอากาศ/SF₆. รัศมีของอนุภาคเท่ากับ (ก) 0.4 mm, (ข) 0.68 mm และ (ค) 1.19 mm

ในรูปที่ 40 ความแตกต่างของสนามไฟฟ้ายกตัวระหว่างชนิดของก๊าซตัวกลางเห็นเด่นชัดขึ้นเมื่อความดันก๊าซเพิ่มเป็น 3 บาร์ สำหรับอนุภาคทุกขนาดรัศมี. สนามไฟฟ้ายกตัวของอนุภาคในก๊าซผสมอากาศ/ไนโตรเจน และอากาศ/SF₆ มีค่าต่ำกว่าสนามไฟฟ้ายกตัวในอากาศอย่างชัดเจน. การกระจายของสนามไฟฟ้ายกตัวระหว่างก๊าซผสม 2 ชนิดมีลักษณะคล้ายคลึงกัน.



(ก)



(ข)

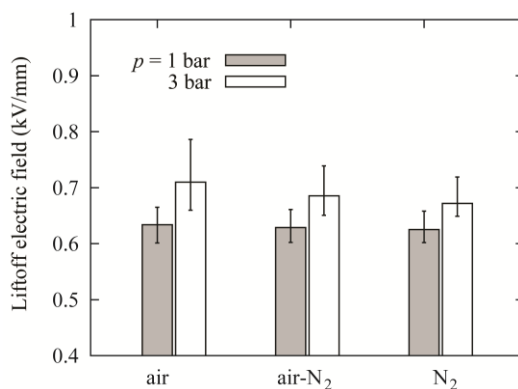
รูปที่ 41 สนามไฟฟ้ายกตัวของอนุภาคคอลลูมิเนียมในก๊าซชนิดต่างๆ ที่ความดันก๊าซเท่ากับ (ก) 1 บาร์ และ (ข) 3 บาร์

รูปที่ 41 สรุปรวมสนามไฟฟ้ายกตัวของอนุภาคคอลลูมิเนียมในตัวกลางก๊าซชนิดต่างๆ ที่ความดันก๊าซเท่ากับ 1 บาร์ และ 3 บาร์. ค่ามัธยฐานของสนามไฟฟ้ายกตัว E_L ที่วัดได้ ถูกแสดงบนกราฟด้วยกันกับขนาดช่วงของ $E_L \pm$ ส่วนเบี่ยงเบนมาตรฐาน. องค์ประกอบประการหนึ่งนี้อาจส่งผลต่อความแตกต่างของการกระจายของสนามไฟฟ้ายกตัวคือ ความชื้นของตัวกลางก๊าซ. ด้วยข้อจำกัดในสถานะห้องปฏิบัติการ ความชื้นสัมพัทธ์ของอากาศที่สถานะห้องมีค่าอยู่ระหว่าง 47% และ 60% ในการทดลอง. เมื่อเปรียบเทียบกันแล้ว ก๊าซผสมอากาศ/ไนโตรเจน และอากาศ/SF₆ มีความชื้นต่ำกว่า และมีช่วงการแปรผันของความชื้นที่แคบกว่าด้วย เนื่องจากความชื้นที่ต่ำของก๊าซไนโตรเจน และ SF₆ ที่นำมาผสม. คณะผู้วิจัยพิจารณาว่า ความชื้นที่ลดลงส่งผลให้พื้นที่ผิวสัมผัสประสิทธิผลมีขนาดลดลง

ตามด้วย. ดังนั้น แรงดันไฟฟ้าระหว่างอนุภาคและอิเล็กโตรดจึงมีขนาดเล็กลง ทำให้การยกตัวขึ้นของอนุภาคเกิดได้ที่ค่าสนามไฟฟ้าต่ำลง เมื่อเทียบกับกรณีที่อนุภาคอยู่ในอากาศที่สภาวะห้อง. ช่วงการแปรผันของความขึ้นที่แคบกว่าของตัวกลาง ยังส่งผลให้ได้ผลการทดลองของสนามไฟฟ้ายกตัวที่แปรค่าอยู่ในช่วงแคบลงเช่นเดียวกัน.

เป็นที่น่าสังเกตว่า ที่ความดันก๊าซเดียวกัน ก๊าซผสมอากาศ/SF₆ มีความหนาแน่นเชิงมวลของก๊าซมากกว่าก๊าซผสมอากาศ/ไนโตรเจน. นอกจากนี้ ก๊าซผสมยังมีความแตกต่างของความคงทนได้อิเล็กตริก ซึ่งเพิ่มขึ้นตามความดันก๊าซ. อย่างไรก็ตาม รูปที่ 42(ข) แสดงถึงความคล้ายคลึงกันระหว่างการกระจาย การยกตัวของก๊าซผสมอากาศ/ไนโตรเจน และก๊าซผสมอากาศ/SF₆ ที่ความดันก๊าซ 3 บาร์. ผลการศึกษาที่ได้จึงมีความหมายเป็นนัยว่า ความดันก๊าซควรเป็นปัจจัยหลักที่กำหนดขนาดของแรงดันไฟฟ้า หากความขึ้นของก๊าซถูกจำกัดไว้ ในขณะที่ผลของไมโครดิสชาร์จ(หากเกิดขึ้นจริง) สามารถละเลยได้.

เพื่อที่จะตรวจสอบผลของความขึ้นของก๊าซที่มีต่อการยกตัวขึ้นของอนุภาค คณะผู้วิจัยได้ทำการทดลองโดยใช้ก๊าซตัวกลางในภาชนะปิดเป็นไนโตรเจนเกือบทั้งหมด ซึ่งทำให้สามารถลดความขึ้นลงได้ต่ำกว่า 10%. รูปที่ 42 เปรียบเทียบสนามไฟฟ้ายกตัวของอนุภาคคอลลอยด์มีขนาดรัศมี 0.4 μm ในอากาศ, ก๊าซผสมอากาศ/ไนโตรเจน และไนโตรเจน(เกือบทั้งหมด) ภายใต้ความดันก๊าซ 1 และ 3 บาร์. การแปรผันของค่า E_{L50} กับชนิดของก๊าซตัวกลาง มีค่าน้อยที่ความดันก๊าซ 1 บาร์. สำหรับที่ความดันก๊าซ 3 บาร์ ค่าของ E_{L50} ต่ำที่สุดในกรณีของไนโตรเจน ซึ่งมีความขึ้นต่ำที่สุดเช่นเดียวกัน. ดังนั้น เราจึงเห็นได้ว่า สนามไฟฟ้ายกตัวของอนุภาคเพิ่มขึ้นตามความดันก๊าซ สำหรับทุกชนิดของก๊าซฉนวน.

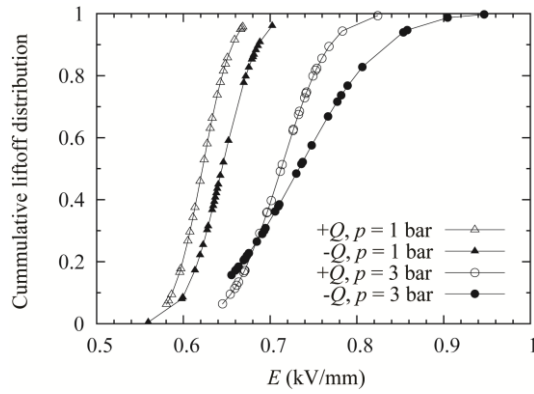


รูปที่ 42 สนามไฟฟ้ายกตัวของอนุภาคคอลลอยด์มีขนาดรัศมี 0.4 μm ในอากาศ และก๊าซผสม

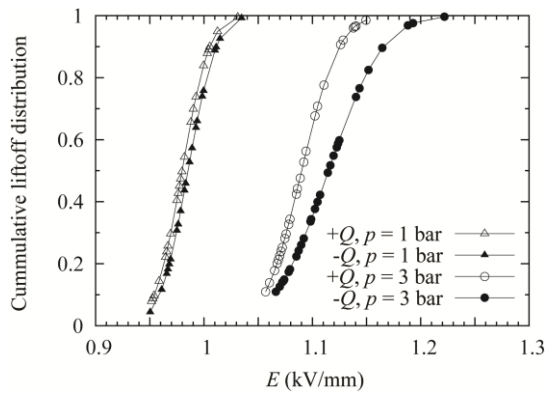
3.4.3.4 ผลของข้อประจุของอนุภาค

จากผลการทดลองที่ได้ คณะผู้วิจัยว่า อนุภาคคอลลอยด์มีขนาดที่วางตัวอยู่บนอิเล็กโตรดสเตนเลส แสดงค่าสนามไฟฟ้ายกตัวที่ขึ้นอยู่ข้อประจุของอนุภาคอย่างเล็กน้อยแต่สังเกตได้สม่ำเสมอ. รูปที่

43 แสดงอัตราการยกตัวสะสมของอนุภาคคอลลอยด์ในอากาศ เมื่ออนุภาคถูกอัดประจุขั้วบวกและขั้วลบ. เราสามารถเห็นได้จากรูปว่า สนามไฟฟ้ายกตัวของอนุภาคมีขนาดสูงกว่าเล็กน้อย เมื่ออนุภาคได้รับการอัดประจุเป็นขั้วลบ สำหรับอนุภาคที่มีขนาดเดียวกันและอยู่ภายใต้แรงดันค่าเดียวกัน. ผลของขั้วประจุสามารถเห็นได้อย่างชัดเจนมากขึ้น เมื่อเพิ่มความดันของก๊าซจนหนาแน่น



(ก)

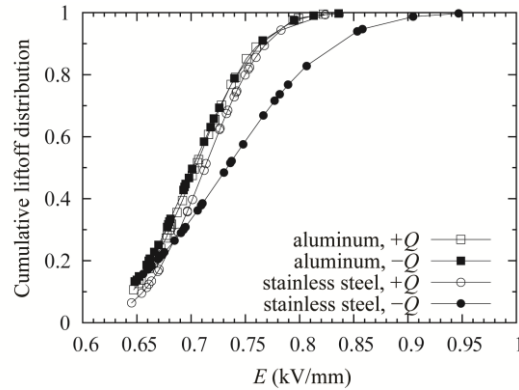


(ข)

รูปที่ 43 การกระจายสะสมของการยกตัวของอนุภาคคอลลอยด์ในอากาศที่มีเท่ากับ (ก) 0.4 mm และ (ข) 1.19 mm บนอิเล็กโทรดสเตนเลสในอากาศ เมื่อได้รับการอัดประจุขั้วบวก (+Q) และขั้วลบ (-Q)

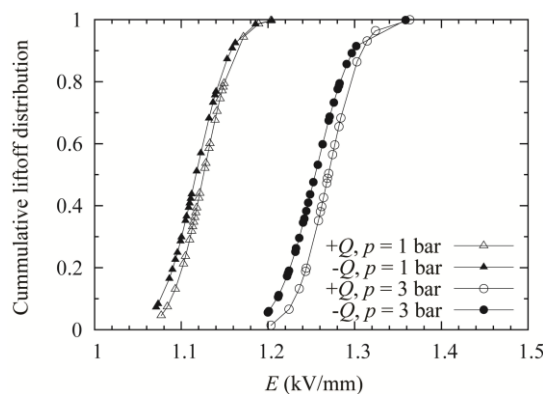
ความแตกต่างของพฤติกรรมของอนุภาคระหว่างกรณีที่ถูกอัดประจุขั้วลบ และกรณีที่ถูกอัดประจุขั้วบวก มักจะถูกอธิบายว่าเป็นผลของการเกิดดิซชาร์จบางส่วน ซึ่งมีลักษณะที่ขึ้นอยู่กับขั้วของประจุเช่นเดียวกัน. สำหรับสนามไฟฟ้าแบบไม่สม่ำเสมอ เป็นที่ทราบกันดีว่า แรงดันโคโรนาเริ่มเกิดที่อนุภาคเหนี่ยวนำขึ้นมีขนาดต่ำกว่า เมื่ออนุภาคถูกอัดประจุเป็นขั้วลบ เมื่อเทียบกับอนุภาคที่ถูกอัดประจุขั้วบวก. เมื่อขนาดประจุบนอนุภาคลดลง เนื่องจากผลของดิซชาร์จแบบโคโรนา อนุภาคจะต้องการสนามไฟฟ้าขนาดสูงขึ้นเพื่อที่จะหักล้างกับแรงโน้มถ่วง และยกตัวขึ้นจากอิเล็กโทรดได้. ดังนั้น หากผลของโคโรนาดิซชาร์จมีความสำคัญในทางปฏิบัติ จึงสามารถคาดได้ว่าผลนี้จะมีขนาดลดลงเมื่อความดันก๊าซเพิ่มขึ้นจาก 1 บาร์เป็น 3 บาร์ ทั้งนี้เพราะว่าความคงทนไดอิเล็กตริกเพิ่มขึ้นตามความดันก๊าซ. อย่างไรก็ตาม ผลการทดลองที่ได้ในการศึกษาในโครงการวิจัยนี้แสดงแนวโน้มที่ตรงกันข้ามกัน.

นั่นคือ เราเห็นความแตกต่างระหว่างแรงดันยกตัวของอนุภาคถูกอัดประจุต่างชั่วคราว เพิ่มขึ้นเมื่อความดันก๊าซสูงขึ้น. ดังนั้น คณะผู้วิจัยพิจารณาว่า ดิสซาร์จบางส่วนไม่น่าเป็นสาเหตุของความแตกต่างเนื่องจากชั่วของประจุบนอนุภาคในการทดลองที่ได้.



รูปที่ 44 การกระจายสะสมของการยกตัวแยกตามชั่วการอัดประจุ ของอนุภาคอลูมิเนียมขนาดรัศมี 0.4 mm เมื่อวางตัวอยู่บนอิเล็กโตรดอลูมิเนียม และอิเล็กโตรดเหล็ก ภายใต้ความดันอากาศ 3 บาร์

รูปที่ 44 เปรียบเทียบการกระจายของการยกตัวของอนุภาคอลูมิเนียมที่ได้รับการอัดประจุชั่วคราวและชั่วลบ เมื่ออิเล็กโตรดด้านล่างเป็นอลูมิเนียมหรือสแตนเลส. การทดลองวัดทำกับอนุภาคขนาด 0.4 mm ในอากาศที่ความดันก๊าซ 3 บาร์ ซึ่งเป็นสภาวะทดลองที่สามารถสังเกตเห็นผลของชั่วประจุได้อย่างชัดเจนมากที่สุด. เมื่ออนุภาควางตัวอยู่บนอิเล็กโตรดอลูมิเนียม ซึ่งเป็นวัสดุเดียวกันกับอนุภาค ผลของชั่วประจุไม่สามารถเห็นอย่างชัดเจน. การกระจายของการยกตัวในกรณีนี้คล้ายคลึงกับอนุภาคที่ได้รับการอัดประจุชั่วลบ บนอิเล็กโตรดสแตนเลส. ดังนั้น รูปที่ 10 แสดงเป็นนัยว่า ผลของชั่วประจุอนุภาคที่มีแต่สนามไฟฟ้ายกตัว มีความสัมพันธ์กับชนิดของวัสดุที่เกี่ยวข้อง.



รูปที่ 45 การกระจายสะสมของการยกตัวแยกตามชั่วการอัดประจุ ของอนุภาคเหล็กขนาดรัศมี 0.5 mm เมื่อวางตัวอยู่บนอิเล็กโตรดอลูมิเนียม ภายใต้ความดันอากาศ 1 บาร์และ 3 บาร์

เพื่อตรวจสอบผลของขั้วประจุในขั้นต่อไป คณะผู้วิจัยได้ทำการทดลองการยกตัวของอนุภาค โดยใช้อนุภาคเหล็กขนาด 0.5 mm กับอิเล็กโตรดอลูมิเนียม. นั่นคือ วัสดุของอนุภาค และอิเล็กโตรด ในกรณีนี้เป็นลักษณะตรงกันข้ามกับที่แสดงในรูปที่ 43. รูปที่ 45 แสดงผลการทดลองที่ได้ ที่แรงดันก๊าซเท่ากับ 1 และ 3 บาร์. เป็นที่ชัดเจนจากรูปว่า ผลของขั้วประจุบนอนุภาคมีลักษณะตรงกันข้ามกับกรณีของอนุภาคอลูมิเนียมบนอิเล็กโตรดเหล็ก. นั่นคือ สนามไฟฟ้ายกตัวของอนุภาคมีขนาดสูงกว่าเมื่ออนุภาคถูกอัดประจุขั้วบวก (เปรียบเทียบกับค่าเมื่ออนุภาคถูกอัดประจุขั้วลบ) แม้ว่าผลของขั้วอนุภาคจะค่อนข้างน้อยในกรณีนี้ เนื่องจากว่าอนุภาคเหล็กมีน้ำหนักมากกว่าอนุภาคอลูมิเนียมรัศมี 0.4 mm. ผลของขั้วอนุภาคในกรณีเพิ่มขึ้นตามความดันก๊าซ เช่นเดียวกับในรูปที่ 43.

ผลการศึกษาที่ได้ในรูปที่ 43 ถึง 45 แสดงบทบาทของขั้วประจุบนอนุภาค ซึ่งมีความสัมพันธ์กับวัสดุอนุภาค-อิเล็กโตรด. ความดันก๊าซมีบทบาทเพิ่มขึ้น ที่จะแสดงความแตกต่างระหว่างแรงดันยกตัวสำหรับขั้วประจุบวกและลบ ให้มีความชัดเจนมากขึ้น. พฤติกรรมของการยกตัวที่ขึ้นกับขั้วประจุอาจมาจากการถ่ายเทประจุระหว่างอนุภาค และอิเล็กโตรด [72]. อลูมิเนียมมีฟังก์ชันงาน (Work function) อยู่ระหว่าง 4.0–4.4 eV ในขณะที่เหล็กมีค่าเท่ากับ 4.5–4.8 eV. ดังนั้น เมื่ออลูมิเนียมสัมผัสกับเหล็ก วัสดุทั้งสองอาจถูกอัดประจุขั้วบวกและขั้วลบ ตามลำดับ. สำหรับการสัมผัสระหว่างอนุภาคตัวนำและอิเล็กโตรด ประจุถ่ายเทจะลดทอนอย่างฉับพลันเมื่อเกิดการแยกตัวระหว่างอนุภาคและอิเล็กโตรด ทำให้ผลของการอัดประจุจากการสัมผัสไม่เกิดขึ้น [73, 74]. อย่างไรก็ตาม หากมีฟิล์มออกไซด์อยู่บนผิวของอนุภาค ผิวออกไซด์อาจเป็นตัวกลางที่ทำให้การถ่ายเทประจุเกิดขึ้นได้ในการทดลองของโครงการวิจัยนี้. อย่างไรก็ตาม ยังคงต้องมีการศึกษาเพิ่มเติม เพื่อให้เกิดความกระจ่างชัดเจนเกี่ยวกับกลไกที่ส่งผลให้เกิดผลของขั้วประจุ ต่อการยกตัวของอนุภาค.

3.5 ผลของการถ่ายเทประจุที่มีต่อพฤติกรรมทางกลศาสตร์ไฟฟ้าของอนุภาค

โครงการได้พบพฤติกรรมเคลื่อนที่ของอนุภาคที่ขึ้นกับเงื่อนไขของขั้วแรงดันที่ป้อน (หรือขั้วของประจุที่อนุภาค) จึงได้ทำการวิจัยศึกษาหาความเป็นไปได้ ของการเปลี่ยนแปลงแรงไฟฟ้าสถิตที่เกิดขึ้นกับอนุภาค ภายใต้สภาวะที่มีการถ่ายเทประจุระหว่างอนุภาค เมื่อมีการป้อนสนามไฟฟ้าขนาดและทิศทางต่างๆ และมีการอัดประจุบนอนุภาค ทั้งแบบสม่ำเสมอและไม่สม่ำเสมอ. จากการศึกษา ผลของประจุบนอนุภาค และปฏิกิริยาต่อสนามไฟฟ้าที่อนุภาคได้รับ จะสามารถนำไปสู่ความเข้าใจพฤติกรรมของอนุภาคได้อย่างดียิ่งขึ้น

แรงไฟฟ้าสถิตบนอนุภาคถูกนำไปใช้ประโยชน์ต่างๆ ทางไฟฟ้าสถิตมากมาย ซึ่งรวมถึงการใช้งานทางอุตสาหกรรมที่เกี่ยวข้องกับอนุภาค เช่น เครื่องตกตะกอนอนุภาคด้วยไฟฟ้าสถิต (electrostatic precipitator) การเคลือบหรือการพ่นสีด้วยไฟฟ้าสถิต [75]. ในหลายกรณี อนุภาคถูกอัดให้มีประจุลัทธิ และถูกควบคุมการเคลื่อนที่ด้วยสนามไฟฟ้า. ในบางครั้ง เราเคลื่อนย้ายอนุภาคที่ถูกอัดประจุจากพื้นผิวหนึ่ง ไปยังอีกพื้นผิวหนึ่ง. ตัวอย่างเช่น อนุภาคผงหมึกถูกแยกออกจากตัวนำไฟฟ้าไวแสง ไปยังสายพานขนถ่ายหรือกระดาษในการถ่ายภาพทางไฟฟ้า (electrophotography) [76]. ในอีกทางหนึ่ง การเคลื่อนที่กลับเข้าสู่กระแสของไหลของอนุภาคเป็นปัญหาที่สำคัญของเครื่อง

ตกตะกอนอนุภาคด้วยไฟฟ้าสถิต [77]. การแยก(หรือการยก)อนุภาคจากพื้นผิวหนึ่ง เกี่ยวข้องกับแรง
คูโลมบ์ที่กระทำกับอนุภาคด้วยสนามไฟฟ้า [28, 78] แรงเงาประจุนระหว่างประจุบนอนุภาคและประจุ
ที่ถูกเหนี่ยวนำขึ้นบนพื้นผิว [78-80] และแรงพื้นผิวอื่นๆ เช่น แรงแวนเดอร์วาลส์ (Van de Waals
force) [81, 82]. สำหรับการใช้งานทางไฟฟ้าสถิตที่เกี่ยวข้องกับการจัดการอนุภาค ซึ่งรวมถึงระบบ
ฉนวนไฟฟ้าแรงสูง แรงไฟฟ้าสถิตมักมีขนาดที่โดดเด่นกว่าแรงแวนเดอร์วาลส์. นอกจากนี้ สะพาน
ของเหลว (liquid bridge) ระหว่างอนุภาคและพื้นผิวมักมีขนาดเล็ก เนื่องจากการจัดการให้พื้นผิว
ของอนุภาคเป็นแบบไม่ชอบน้ำ.

โดยทั่วไป อนุภาคได้รับประจุจากกลไกที่แตกต่างกันหลายแบบ เช่น การสัมผัสเสียดสีของ
วัตถุ [72, 83-85] (triboelectricity) การเหนี่ยวนำประจุ [86, 87] (induction charging) หรือการ
ใช้โคโรนาดีสชาร์จ [88, 89]. สำหรับอนุภาคฉนวน เงื่อนไขศักย์ไฟฟ้าเท่าไม่เกิดขึ้นบนผิวฉนวน ทำให้
ประจุสามารถจัดเรียงตัวบนผิวอนุภาคได้หลากหลายรูปแบบ ขึ้นอยู่กับวิธีการอัดประจุให้กับอนุภาค
และปริมาณของประจุบนอนุภาค [90]. การกระจายของประจุมีผลต่อพฤติกรรมของแรงไฟฟ้าสถิตที่
กระทำกับอนุภาค. สังเกตว่า แรงยึดไฟฟ้าสถิตไม่ได้กระทำที่ผิวสัมผัสระหว่างอนุภาคโดยตรง แต่เป็น
ผลของแรงเงาประจุที่กระทำกับประจุบนอนุภาค ทำให้อนุภาคยึดติดกับพื้นผิวที่เกิดเงาประจุนั้น. แรง
ยึดไฟฟ้าสถิตมีขนาดเพิ่มขึ้นได้อย่างมาก ถ้าประจุกระจายตัวแบบไม่สม่ำเสมอและหนาแน่นในบริเวณ
จุดสัมผัสระหว่างอนุภาค กับพื้นผิวที่อนุภาควางตัวอยู่[28, 29, 31]. การอัดประจุแบบไม่สม่ำเสมอ
สามารถทำให้เกิดความแตกต่างระหว่างแรงยึดไฟฟ้าสถิตที่วัดได้ในการทดลอง กับค่าประมาณที่ได้
จากการใช้แบบจำลองแบบจุดประจุ. พฤติกรรมของแรงไฟฟ้าบนอนุภาคที่ถูกอัดประจุ เมื่ออยู่ภายใต้
สนามไฟฟ้าภายนอก ยังแปรเปลี่ยนตามการกระจายของประจุบนผิวของอนุภาคอีกด้วย [28, 91,
92].

เมื่อเร็วๆ นี้ มีการทดลองศึกษาแรงยึดไฟฟ้าสถิต ด้วยการไหลของอากาศ เพื่อแยกอนุภาค
ฉนวนออกจากกระนาบตัวนำ ภายใต้สนามไฟฟ้าภายนอก โดยที่อนุภาคถูกอัดประจุโดยการเสียดสี
[92]. ผลการศึกษาแสดงว่า อนุภาคซึ่งได้รับการอัดประจุลบ แสดงแนวโน้มการเพิ่มขึ้นของแรงยึด
อย่างสม่ำเสมอ เมื่อมีการเพิ่มขนาดของสนามไฟฟ้าในทิศทางพุ่งลง. เมื่อมีการป้อนสนามไฟฟ้าใน
ทิศทางพุ่งขึ้นจากพื้นผิว งานวิจัยดังกล่าวกลับพบแนวโน้มการเปลี่ยนแปลงของแรงยึดในทางตรงกัน
ข้าม. ผลการศึกษาที่ได้ขัดแย้งกับความคาดหมายทั่วไป เนื่องจากว่า สนามไฟฟ้าในทิศทางพุ่งลงมี
แนวโน้มทางทฤษฎีที่จะยกอนุภาคซึ่งมีประจุลบ ให้ลอยขึ้นจากพื้นผิวที่วางตัวอยู่. ดังนั้น แรงยึดไฟฟ้า
สถิตควรมีขนาดน้อยลง ภายใต้สนามไฟฟ้าในทิศทางพุ่งลง. ผลของการถ่ายเทประจุนระหว่างอนุภาค
ฉนวนและพื้นผิวตัวนำอาจจะเป็นสาเหตุของการแปรผันของแรงยึดไฟฟ้าสถิตที่ได้ในการทดลอง.

ในโครงการวิจัยนี้ ผู้วิจัยได้ทำการวิเคราะห์แรงยึดไฟฟ้าสถิตระหว่างอนุภาคฉนวนที่ถูกอัด
ประจุ กับกระนาบตัวนำ ภายใต้สนามไฟฟ้าภายนอก. ประจุถูกกำหนดให้กระจายตัวแบบสม่ำเสมอทั่ว
พื้นผิวอนุภาค หรือกระจายแบบบางส่วนบนพื้นผิวครึ่งล่างของอนุภาคเท่านั้น. นอกจากนี้ ผู้วิจัยสมมติ
ให้การถ่ายเทประจุนระหว่างอนุภาคกับกระนาบตัวนำเกิดขึ้นบนบริเวณพื้นผิวอนุภาคที่อยู่ใกล้กับกระนาบ
และมีปริมาณประจุที่ถ่ายเทขึ้นอยู่กับขนาดและทิศทางของสนามไฟฟ้าภายนอก. การถ่ายเทประจุนอาจ
เกิดจากการสัมผัสของวัสดุต่างชนิดกัน ดังที่ได้อธิบายใน [72, 93, 94]. สภาพนำไฟฟ้าเชิงปริมาตร
และเชิงผิวที่ไม่เป็นเชิงเส้นของอนุภาคก็อาจทำให้เกิดการถ่ายเทประจุนได้เช่นเดียวกัน. ผู้วิจัย
ประยุกต์ใช้การคำนวณสนามไฟฟ้าเชิงเลข เพื่อวิเคราะห์หาแรงไฟฟ้าสถิต. วัตถุประสงค์หลักของ
งานวิจัยส่วนนี้คือ เพื่อตรวจสอบปริมาณการเปลี่ยนแปลงของแรงยึดไฟฟ้าสถิตที่เกิดขึ้น เมื่อมีการ

ถ่ายเทประจุระหว่างอนุภาคและระนาบตัวนำ ภายใต้เงื่อนไขที่แตกต่างกันของประจุบนอนุภาคและขนาดของสนามไฟฟ้าภายนอก.

3.5.1 รูปแบบการจัดเรียงสำหรับศึกษาผลของการถ่ายเทประจุ

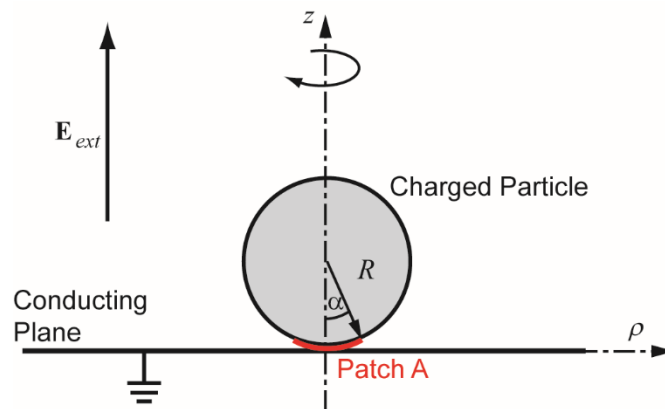
รูปที่ 46 แสดงรูปแบบการจัดเรียงที่ใช้สำหรับการวิเคราะห์แรงไฟฟ้าสถิตในงานวิจัยนี้. อนุภาคฉนวนที่ถูกอัดประจุมีรัศมี R วางตัวอยู่บนระนาบตัวนำที่ต่อลงกราวด์ ภายใต้สนามไฟฟ้าภายนอก \mathbf{E}_{ext} แบบสม่ำเสมอ. กำหนดให้สนามไฟฟ้าภายนอกมีขนาดเป็นบวกในทิศทางพุ่งขึ้น. ผู้วิจัยสมมติให้ค่าคงตัวไดอิเล็กตริกของอนุภาค $\epsilon_r = 3$ และให้ตัวกลางภายนอกเป็นอากาศมี $\epsilon_r = 1$.

งานวิจัยนี้พิจารณาการกระจายของประจุบนผิวของอนุภาคก่อนเกิดการถ่ายเทประจุเป็น 2 แบบ. แบบที่ 1 มีขนาดความหนาแน่นประจุเชิงผิว $\sigma = \sigma_0$ คงที่ตลอดพื้นผิวของอนุภาค. แบบที่ 2 ความหนาแน่นประจุมีค่าเป็นศูนย์ที่ครึ่งบนของอนุภาค และคงที่โดย $\sigma = \sigma_0$ บนพื้นผิวครึ่งล่างของอนุภาค. นั่นคือ อนุภาคถูกอัดประจุแบบบางส่วนในแบบหลัง.

การเปลี่ยนแปลงของความหนาแน่นประจุเชิงผิว เนื่องจากการถ่ายเทประจุระหว่างอนุภาคและระนาบตัวนำ ถูกกำหนดโดยกำหนดแผ่นผิว A ที่ครอบคลุมบริเวณ $0 \leq \theta \leq \alpha$ เมื่อ θ เป็นมุมยอด ที่วัดจากจุดสัมผัส (ดู PATCH A ในรูปที่ 1 ประกอบ). ผู้วิจัยกำหนดให้ความหนาแน่นประจุเชิงผิวบนแผ่นผิว A เป็นไปตามความสัมพันธ์ต่อไปนี้.

$$\sigma_A = \sigma_0 + \sigma_{E0} + k_E E_{ext} \quad (7)$$

โดยที่ σ_{E0} เป็นความหนาแน่นเชิงผิวของประจุถ่ายเทในสภาวะที่ไม่มีสนามไฟฟ้าภายนอก E_{ext} และ k_E เป็นสัมประสิทธิ์ที่แทนผลของสนามไฟฟ้าภายนอก E_{ext} ต่อการถ่ายเทประจุ. แนวคิดของการถ่ายเทประจุนี้ได้มาจากการศึกษาที่ผ่านมา [93, 95, 96].



รูปที่ 46 รูปแบบการจัดเรียงที่ใช้ในการวิเคราะห์แรงไฟฟ้าสถิต เมื่อมีการถ่ายเทประจุเกิดขึ้น.

ในการคำนวณ รัศมี R ของอนุภาคมีขนาดเท่ากับ $2.5 \mu\text{m}$. ผู้วิจัยพิจารณาให้ความหนาแน่นประจุเชิงผิวเริ่มต้น σ_0 บนอนุภาคมีขนาดเท่ากับ $-10, -20$ และ $-30 \mu\text{C}/\text{m}^2$ ตามลำดับ. สนามไฟฟ้าภายนอก E_{ext} มีค่าอยู่ระหว่าง -3 ถึง $3 \text{ kV}/\text{cm}$. ทั้งนี้ ค่าที่ได้กล่าวมามีพื้นฐานจากขนาดของอนุภาคประจุ และสนามไฟฟ้าที่ใช้ในการทดลอง [92]. สังเกตว่า ต้องมีการแก้ไขค่าในเอกสารอ้างอิงดังกล่าวโดยหน่วยที่ถูกต้องของสนามไฟฟ้าในรูปที่ 11 และ 13 ของเอกสารอ้างอิง [92] คือ kV/m (ไม่ใช่

V/m). ขนาดมุม α ของแผ่นผิว A เท่ากับ 15° . สำหรับสมการการถ่ายเทประจุ ผู้วิจัยใช้ค่า σ_{E0} ระหว่าง -10 และ $-30 \mu\text{C}/\text{m}^2$ และค่า k_E เท่ากับ $10, 20$ หรือ $30 (\mu\text{C}/\text{m}^2)(\text{kV}/\text{cm})^{-1}$.

แบบจำลองการถ่ายเทประจุในงานวิจัยนี้ สมมติให้มีการเปลี่ยนแปลงประจุบนอนุภาค ณ บริเวณใกล้กับจุดสัมผัส โดยไม่ได้จำกัดกลไกทางกายภาพที่ทำให้เกิดการถ่ายเทประจุนี้. พารามิเตอร์ต่างๆ ในสมการที่ (7) ขึ้นอยู่กับลักษณะสมบัติของวัสดุ เช่น work function, สภาพนำไฟฟ้าเชิงผิว และสถานะเชิงพลังงานของประจุบนอนุภาค. นอกจากนี้ มุม α ของแผ่นผิว ยังขึ้นอยู่กับองค์ประกอบหลายอย่าง เช่น ลักษณะเรขาคณิตของอนุภาค, การกระจายสนามไฟฟ้า และสภาพนำไฟฟ้าเชิงผิว เป็นต้น. อย่างไรก็ตาม การประมาณค่าของ σ_{E0} และ k_E อย่างแม่นยำนั้นทำได้ยาก. ในงานวิจัยนี้ ผู้วิจัยมุ่งเป้าที่จะตรวจสอบว่า ค่าของพารามิเตอร์ดังกล่าวส่งผลกระทบต่อแรงยึดไฟฟ้าสถิตภายใต้การป้อนสนามไฟฟ้าภายนอก. ในขั้นต้น เราสมมติให้อนุภาคคณวนได้รับประจุลบจากการสัมผัสกับระนาบตัวนำไฟฟ้า. ดังนั้น ค่าของ σ_{E0} ซึ่งเกิดจากการถ่ายเทประจุจึงมีเครื่องหมายลบ. เมื่อพิจารณาสนามไฟฟ้าภายนอก เราเห็นได้ว่า สนามไฟฟ้าค่าบวกซึ่งมีทิศทางพุ่งขึ้น จะต้านการถ่ายเทประจุลบ (หรือสนับสนุนการถ่ายเทประจุบวก) จากระนาบตัวนำไปยังอนุภาค. ดังนั้น ผู้วิจัยจึงเลือกใช้ k_E ที่มีค่าเป็นบวกในที่นี้. ความหนาแน่นประจุเชิงผิวสมมติให้อยู่ในอันดับประมาณ $10^2 \mu\text{C}/\text{m}^2$ ซึ่งพิจารณาจากการดิสชาร์จของก๊าซที่เกิดจากอนุภาคขนาดเล็กที่มีพื้นผิวขรุขระ. ภายใต้เงื่อนไขนี้ ผู้วิจัยจึงได้กำหนดขนาดของ σ_{E0} และ k_E โดยประมาณสำหรับแบบจำลองที่พิจารณา.

ในทางปฏิบัติ อนุภาคอาจเกิดการเปลี่ยนแปลงรูปร่างขึ้น เมื่อสัมผัสกับพื้นฐานที่รองรับ. การเปลี่ยนรูปมีผลต่อพื้นผิวสัมผัสและต่อการถ่ายเทประจุ. อย่างไรก็ตาม เมื่อมีการป้อนสนามไฟฟ้าที่มีความเข้มสูง จะมีการเปลี่ยนแปลงสนามไฟฟ้าอย่างมากที่บริเวณใกล้กับจุดสัมผัส. ผู้วิจัยคาดว่า ผลของสนามไฟฟ้าที่มี เกิดขึ้นกับบริเวณที่กว้างมากกว่าบริเวณสัมผัส. ดังนั้น สภาพนำไฟฟ้าเชิงผิวมีผลสำคัญอย่างมากต่อการกระจายประจุ ณ บริเวณดังกล่าว. ด้วยเหตุนี้ เราจึงสามารถละเลยผลของการเปลี่ยนแปลงรูปร่างของอนุภาคได้ในการศึกษานี้.

3.5.2 วิธีวิเคราะห์

ผู้วิจัยใช้วิธีขึ้นประกอบขอบเขต (boundary element method) [70] ซึ่งเป็นวิธีการคำนวณสนามไฟฟ้าเชิงเลข ในการวิเคราะห์การกระจายสนามไฟฟ้าในรูปแบบการจัดเรียงของรูปที่ 46. วิธีขึ้นประกอบขอบเขตมีพื้นฐานจากความสัมพันธ์เชิงปริพันธ์ระหว่างศักย์ไฟฟ้า ϕ และสนามไฟฟ้า E_n ในแนวตั้งฉากบนขอบเขตของบริเวณปัญหา. สำหรับศักย์ไฟฟ้า ϕ_i ณ จุด i ในบริเวณ Ω ซึ่งล้อมรอบด้วยขอบเขต Γ เราได้ว่า

$$C_i \phi_i = \int_{\Gamma} \psi(\mathbf{r}, \mathbf{r}_{\Gamma}) E_n \, d\Gamma + \int_{\Gamma} \frac{\partial \psi(\mathbf{r}, \mathbf{r}_{\Gamma})}{\partial n} \phi \, d\Gamma \quad (8)$$

ในสมการที่ (8) \mathbf{r} เป็น(เวกเตอร์)ตำแหน่งของ i , \mathbf{r}_{Γ} เป็นตำแหน่งบนขอบเขต Γ , ψ เป็นคำตอบพื้นฐานของปัญหาศักย์ไฟฟ้า และ C_i เป็นค่าคงตัว. สำหรับขอบเขต Γ ที่ราบเรียบ, $C_i = 1/2$ ถ้า i อยู่บน Γ และ $C_i = 1$ ถ้า i อยู่ในบริเวณ Ω แต่ไม่อยู่บน Γ . สำหรับการจัดเรียงในรูปที่ 1 และเงื่อนไขการอัดประจุที่พิจารณาในงานวิจัยส่วนนี้ ศักย์ไฟฟ้ามีลักษณะสมมาตรรอบแกน z . การคำนวณสนามไฟฟ้าจึงทำบนพิกัดแบบสมมาตรรอบแกนหมุน ดังแสดงในรูปที่ 1. นั่นคือพิกัดของ \mathbf{r}

กำหนดเป็น (ρ, z) และ \mathbf{r}_Γ กำหนดเป็น (ρ_Γ, z_Γ) . สังเกตว่า สนามไฟฟ้า E_n ในสมการมีค่าเป็นบวก ในทิศทางพุ่งออกจากบริเวณ Ω . ค่าตอบพื้นฐานสำหรับสมการศักย์ไฟฟ้าในพิกัดแบบสมมาตรรอบแกนหมุน สามารถแสดงได้ดังนี้.

$$\psi(\mathbf{r}, \mathbf{r}_\Gamma) = \frac{K(\sqrt{2n/(m+n)})}{\sqrt{m+n}} \quad (9)$$

โดยที่ K เป็นอินทิกรัลวงรีสมบูรณ์ชนิดที่หนึ่ง (complete elliptic integral of the first kind) และ

$$m = \rho^2 + \rho_\Gamma^2 + (z - z_\Gamma)^2 \quad (10)$$

$$n = 2\rho\rho_\Gamma \quad (11)$$

สำหรับบริเวณภายในอนุภาค เราเขียนสมการที่ (2) ได้เป็น

$$C_i \phi_i = \int_S \psi(\mathbf{r}, \mathbf{r}_\Gamma) E_n' d\Gamma + \int_S \frac{\partial \psi(\mathbf{r}, \mathbf{r}_\Gamma)}{\partial n} \phi d\Gamma \quad (12)$$

โดย S เป็นพื้นผิวของอนุภาค และดัชนีบน I ระบุว่าสนามไฟฟ้า E_n เป็นค่าที่บริเวณภายในอนุภาค. สำหรับบริเวณภายนอกอนุภาค เราใช้สนามไฟฟ้าตั้งฉากขอบเขต E_n^E ในทิศทางเดียวกับ E_n' และเปลี่ยนแปลงสมการที่ (12) ให้รวมผลของสนามไฟฟ้าภายนอก E_{ext} เป็น

$$C_i \phi_i = -\int_S \psi(\mathbf{r}, \mathbf{r}_\Gamma) E_n^E d\Gamma + \int_S \frac{\partial \psi(\mathbf{r}, \mathbf{r}_\Gamma)}{\partial n} \phi d\Gamma - \mathbf{E}_{ext} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) \quad (13)$$

ดัชนีบน E ของสนามไฟฟ้า E_n ที่ตั้งฉากบน S ระบุว่าป็นค่าที่อ้างอิงบนด้านนอกอนุภาค และ \mathbf{r}_0 เป็นตำแหน่งที่ใช้อ้างอิงศักย์ไฟฟ้า(เป็นศูนย์). ความสัมพันธ์ระหว่างสนามไฟฟ้าตั้งฉากขอบเขตทั้งสองด้านของผิวอนุภาค S สามารถเขียนได้เป็น

$$\epsilon_0(E_n^E - \epsilon E_n') = \sigma \quad (14)$$

สำหรับการคำนวณสนามไฟฟ้าด้วยวิธีขึ้นประกอบขอบเขต แนวเส้นผิวของอนุภาคถูกแบ่งออกเป็นเอลิเมนต์ย่อยๆ. ศักย์ไฟฟ้า ϕ และสนามไฟฟ้า E_n ในแนวตั้งฉากขอบเขต ถูกประมาณเป็นฟังก์ชันพหุนามของตำแหน่ง และค่า ณ ตำแหน่งปมบนแต่ละเอลิเมนต์. ผลของระนาบตัวนำและประจุเหนี่ยวนำบนระนาบตัวนำถูกแทนโดยใช้เอลิเมนต์เงา ที่มีตำแหน่งอยู่ภายใต้ระนาบตัวนำ เพื่อให้เงื่อนไขศักย์ไฟฟ้าเท่ากับผิวระนาบตัวนำเป็นจริง. สมการที่ (12) ถึง (14) ถูกใช้กับตำแหน่งปมแต่ละตำแหน่ง เพื่อสร้างระบบสมการเชิงเส้น. เมื่อแก้หาคำตอบระบบสมการเชิงเส้น เราจะได้ค่าของ ϕ และ E_n ที่ตำแหน่งปมบนผิวของอนุภาค. การคำนวณใช้โปรแกรมที่พัฒนาขึ้นเองโดยผู้วิจัย. เอลิเมนต์อันดับที่ 2 จำนวน 1440 เอลิเมนต์ถูกใช้จำลองผิวของอนุภาค เพื่อให้ได้คำตอบที่มีความแม่นยำสูงเพียงพอ. เมื่อได้คำตอบของศักย์ไฟฟ้าและสนามไฟฟ้าแล้ว ผู้วิจัยคำนวณแรงไฟฟ้าสถิต \mathbf{F} บนอนุภาค โดยการอินทิเกรตความเค้นแมกซ์เวล (Maxwell stress) บนผิวอนุภาค S . ในกรณีทั่วไป ซึ่งไม่จำกัดว่าอนุภาคเป็นฉนวนหรือตัวนำไฟฟ้า เราเขียนสมการสำหรับคำนวณแรงไฟฟ้าสถิตได้เป็น

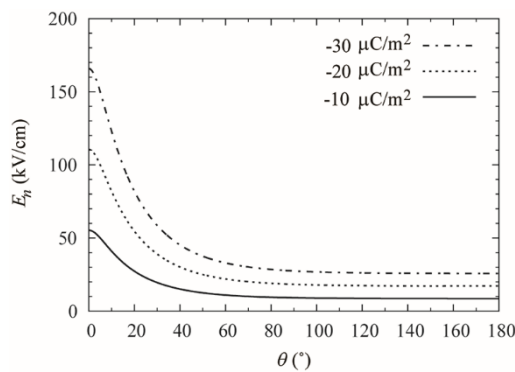
$$\mathbf{F} = \epsilon_0 \int_S \mathbf{E} E_n^E - \frac{1}{2} E^2 \mathbf{n} ds \quad (15)$$

โดยที่ \mathbf{n} เป็นเวกเตอร์หนึ่งหน่วยในแนวตั้งฉากบน S . สนามไฟฟ้าที่ใช้คำนวณ คิดที่ด้านนอกของอนุภาค.

3.5.3 ผลการศึกษาที่ได้

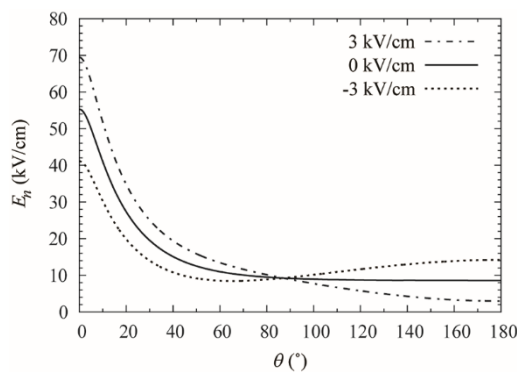
3.5.3.1 อนุภาคที่ถูกอัดประจุแบบสม่ำเสมอในสภาวะที่ไม่มีการถ่ายเทประจุ

รูปที่ 47 แสดงการกระจายของสนามไฟฟ้า E_n ในแนวตั้งฉากกับผิวอนุภาค โดยอ้างอิงค่าจากด้านนอกอนุภาค บนอนุภาคที่ถูกอัดประจุแบบสม่ำเสมอ เมื่อไม่มีการป้อนสนามไฟฟ้าภายนอก. มุม θ บนแกนนอนของกราฟในรูปวัดจากจุดสัมผัสไปยังขั้วด้านบนของอนุภาค. เราเห็นได้ว่าสนามไฟฟ้ามีขนาดสูงมากในบริเวณใกล้กับจุดสัมผัส ซึ่ง $\theta=0$. สนามไฟฟ้าที่คำนวณได้มีค่าสูงกว่าความคงทนไดอิเล็กตริกของอากาศมาก (ประมาณ 24 kV/cm). อย่างไรก็ตาม สนามไฟฟ้ามีขนาดลดลงอย่างรวดเร็วเมื่อห่างจากอนุภาค และไม่สามารถเหนี่ยวนำให้เกิดดิสชาร์จด้วยกลไกสตรีมเมอร์ได้. ทว่า ความเข้มสนามไฟฟ้าในระดับนี้อาจนำไปสู่การถ่ายเทประจุระหว่างอนุภาคและระนาบตัวนำ ซึ่งมีระยะห่างกันน้อยมาก ณ บริเวณใกล้กับจุดสัมผัส.



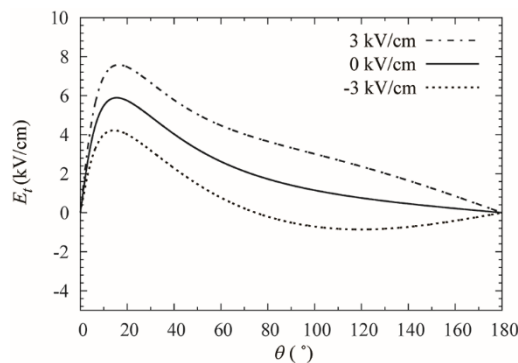
รูปที่ 47 การกระจายสนามไฟฟ้าในแนวตั้งฉากกับผิวอนุภาค บนอนุภาคที่ถูกอัดประจุแบบสม่ำเสมอที่ไม่ได้รับสนามไฟฟ้าภายนอก.

เมื่อมีการป้อนสนามไฟฟ้าภายนอก E_{ext} ให้กับอนุภาค ผลของสนามไฟฟ้าภายนอกอาจทำให้การกระจายสนามไฟฟ้า ณ บริเวณจุดสัมผัสมีค่าเพิ่มขึ้นหรือลดลงก็ได้. รูปที่ 48 แสดงการแปรผันกับ E_{ext} ของสนามไฟฟ้า E_n ในแนวตั้งฉากกับผิวอนุภาค สำหรับอนุภาคที่ได้รับการอัดประจุแบบสม่ำเสมอ มี $\sigma_0 = -10 \mu\text{C}/\text{m}^2$. เราสามารถเห็นได้จากรูปว่า สนามไฟฟ้าค่าบวก ซึ่งมีทิศทางพุ่งขึ้น ทำให้สนามไฟฟ้าเพิ่มสูงขึ้น ณ บริเวณจุดสัมผัส และลดค่าสนามไฟฟ้าบนบริเวณพื้นผิวครึ่งบนของอนุภาค. สนามไฟฟ้าค่าลบ (ในทิศทางพุ่งลง) มีผลต่อการกระจายสนามไฟฟ้าบนผิวอนุภาค ในทางตรงกันข้าม.

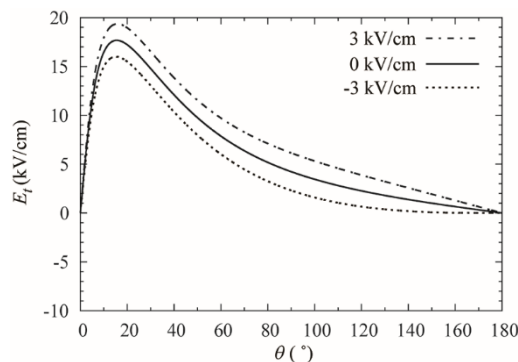


รูปที่ 48 การแปรผันกับสนามไฟฟ้าภายนอก E_{ext} ของการกระจายสนามไฟฟ้าแนวตั้งฉากบนผิวอนุภาคที่ถูกอัดประจุแบบสม่ำเสมอโดย $\sigma_0 = -10 \mu\text{C}/\text{m}^2$.

รูปที่ 49(ก) และ 49(ข) แสดงการกระจายของสนามไฟฟ้า E_r ตามแนวผิวของอนุภาค บนอนุภาคที่อัดประจุแบบสม่ำเสมอ โดยมี $\sigma_0 = -10$ และ $-30 \mu\text{C}/\text{m}^2$ ตามลำดับ. ในที่นี้ อ้างอิงให้สนามไฟฟ้าตามแนวผิวมีค่าเป็นบวกในทิศทางตามการเพิ่มของมุม θ . นั่นคือ อ้างอิงให้สนามไฟฟ้ามีทิศออกจากจุดสัมผัส. เราสามารถเห็นได้จากรูปว่า E_r มีค่าเป็นบวกสูงมาก ณ บริเวณใกล้กับจุดสัมผัส โดยมีค่าสูงสุดอยู่ที่ตำแหน่งมุม θ ประมาณ 15° . บนบริเวณนี้ แรงคูลอมบ์เนื่องจาก E_r ค่าบวกกระทำกับประจุขั้วลบที่อยู่บนอนุภาคในทิศทาง $-\theta$. กล่าวถึง E_r มีแนวโน้มที่จะขยับประจุของอนุภาคให้ไปอยู่ในบริเวณใกล้กับจุดสัมผัส. เราสามารถสังเกตได้จากรูปว่า สนามไฟฟ้าในแนวผิวและแรงเนื่องจาก E_r มีขนาดเพิ่มขึ้น เมื่อป้อนสนามไฟฟ้าภายนอก E_{ext} ค่าบวก.



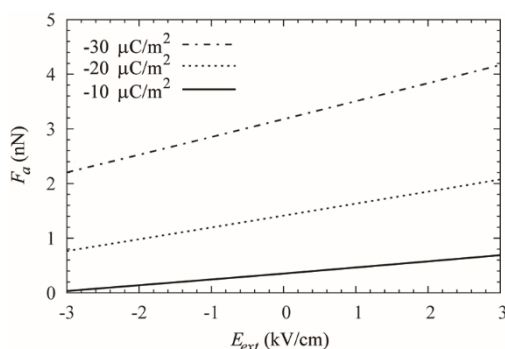
(ก)



(ข)

รูปที่ 49 สนามไฟฟ้า E_r ในแนวสัมผัสบนผิวอนุภาคที่ถูกอัดประจุแบบสม่ำเสมอโดย (ก) $\sigma_0 = -10$ และ (ข) $\sigma_0 = -30 \mu\text{C}/\text{m}^2$.

เมื่อเปรียบเทียบรูปที่ 48 และรูปที่ 49(ก) เราเห็นได้ว่า ขนาดของสนามไฟฟ้าในแนวสัมผัสเล็กกว่าขนาดของสนามไฟฟ้าในแนวตั้งฉากกับผิวอนุภาคอย่างมาก. ผู้วิจัยพิจารณาบทบาทของสนามไฟฟ้าในแนวตั้งฉากและแนวสัมผัสกับผิวอนุภาคดังต่อไปนี้. สนามไฟฟ้า E_n ในแนวตั้งฉากมีบทบาทหลักในการถ่ายเทประจุระหว่างอนุภาคและระนาบตัวนำ ในขณะที่สนามไฟฟ้า E_r ในแนวสัมผัสมีบทบาทช่วยเสริมการถ่ายเทประจุ โดยเคลื่อนประจุตามแนวผิวสัมผัส ไปยังบริเวณที่เกิดการถ่ายเทประจุขึ้น. ทั้งนี้ การเคลื่อนที่ของประจุตามแนวผิวของอนุภาค อาจเกิดขึ้นด้วยขนาดของสนามไฟฟ้าที่ต่ำกว่าขนาดของสนามไฟฟ้าที่จำเป็นสำหรับการถ่ายเทประจุโดยตรงระหว่างพื้นผิว.

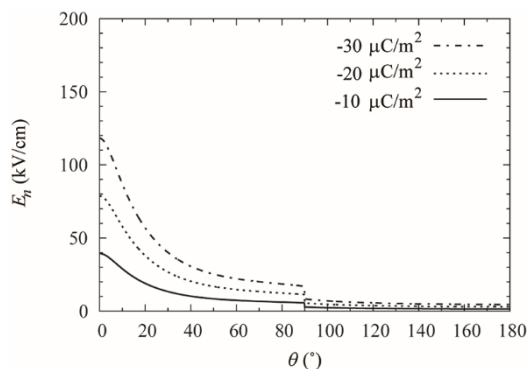


รูปที่ 50 แรงยึดไฟฟ้าสถิต F_a เป็นฟังก์ชันของ E_{ext} บนอนุภาคที่อัดประจุแบบสม่ำเสมอที่ค่าความหนาแน่นประจุเชิงผิวแตกต่างกัน.

รูปที่ 50 แสดงแรงยึดไฟฟ้าสถิต F_a ซึ่งก็คือองค์ประกอบในทิศพุ่งลงของแรงไฟฟ้าสถิต \mathbf{F} บนอนุภาคที่อัดประจุแบบสม่ำเสมอ เป็นฟังก์ชันของสนามไฟฟ้าภายนอก E_{ext} สำหรับขนาดประจุ σ_0 ที่แตกต่างกัน. แรงไฟฟ้าสถิตมีขนาดมากขึ้น เมื่อมีการเพิ่มสนามไฟฟ้าในทิศทางพุ่งขึ้นจากระนาบตัวนำ. ผลของ E_{ext} ที่มีต่อ F_a สามารถพิจารณาจากแรงคูลอมบ์ที่เกิดขึ้นกับประจุที่อยู่บนผิวอนุภาค. ทั้งนี้ ประจุลบบนผิวของอนุภาคถูกดึงดูดเข้ากับระนาบตัวนำด้วยสนามไฟฟ้าภายนอกในทิศทางพุ่งขึ้น. ความสัมพันธ์ $F_a - E_{ext}$ มีลักษณะเป็นเชิงเส้นโดยประมาณ สำหรับค่าของ σ_0 และ E_{ext} บนช่วงที่พิจารณาในที่นี้.

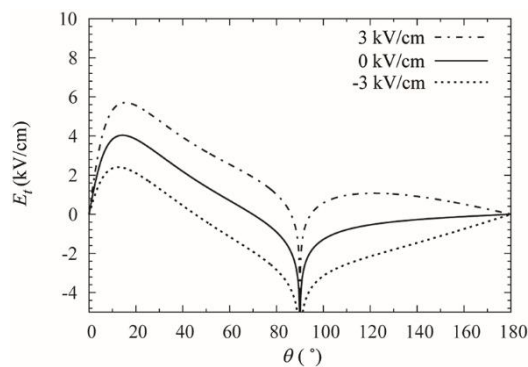
3.5.3.2 อนุภาคที่ถูกอัดประจุแบบบางส่วน ในสถานะที่ไม่มีการถ่ายเทประจุ

รูปที่ 51 แสดงการกระจายของสนามไฟฟ้าแนวตั้งฉาก E_n เป็นฟังก์ชันของมุม θ บนอนุภาคที่อัดประจุแบบบางส่วน ในกรณีที่ไม่มีสนามไฟฟ้าภายนอก สำหรับช่วงมุม θ เท่ากับ 0 ถึง 90°. ลักษณะการกระจายของสนามไฟฟ้าบนครึ่งล่างของอนุภาคคล้ายคลึงกับการกระจายในรูปแบบที่ 2 แต่สนามไฟฟ้ามีขนาดเล็กกว่ามากบนครึ่งบนของอนุภาค เนื่องจากไม่มีประจุอยู่บนพื้นผิวอนุภาคบริเวณนี้. เมื่อพิจารณาที่ค่า σ_0 เดียวกัน ประจุมบนอนุภาคที่อัดประจุแบบบางส่วน มีขนาดเป็นกึ่งหนึ่งของประจุมบนอนุภาคที่อัดประจุแบบสม่ำเสมอ. ดังนั้น รูปที่ 6 และรูปที่ 2 แสดงเป็นนัยว่า สนามไฟฟ้าบนผิวอนุภาคมีความเข้มสูงกว่าบนอนุภาคที่อัดประจุแบบบางส่วน หากประจุมบนอนุภาคเท่ากับกรณีที่อัดประจุแบบสม่ำเสมอ.

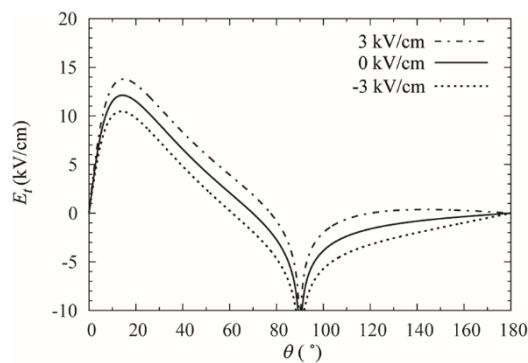


รูปที่ 51 การกระจายสนามไฟฟ้า E_n ในแนวตั้งฉากกับผิวอนุภาค บนอนุภาคที่อัดประจุแบบบางส่วน เมื่อไม่ได้รับสนามไฟฟ้าภายนอก.

ผลของสนามไฟฟ้าภายนอก E_{ext} ที่มีต่อสนามไฟฟ้าในแนวตั้งฉากกับผิวอนุภาคไม่ได้แสดงในที่นี้. อย่างไรก็ตาม ผลของสนามไฟฟ้าภายนอกคล้ายคลึงกับผลในกรณีของอนุภาคที่อัดประจุแบบสม่ำเสมอ. รูปที่ 52 แสดงสนามไฟฟ้า E_r ในแนวผิวของอนุภาคที่ถูกอัดประจุแบบบางส่วน. เราเห็นได้จากรูปว่า บนบริเวณที่ถูกอัดประจุเกือบทั้งหมด E_r ยังคงมีทิศทางที่จะขับประจุลบ ให้เคลื่อนตามแนวผิวของอนุภาคไปยังจุดสัมผัส. บนบริเวณใกล้กับขอบด้านบนของประจุ (90°) สนามไฟฟ้าขับอนุภาคเข้าสู่ครึ่งบนของอนุภาค. การป้อนสนามไฟฟ้าภายนอก E_{ext} ค่าบวก(ในทิศพุ่งขึ้น) เพิ่มค่าสนามไฟฟ้าในแนวสัมผัส และลดบริเวณที่ E_r มีค่าเป็นลบด้วย.



(ก)

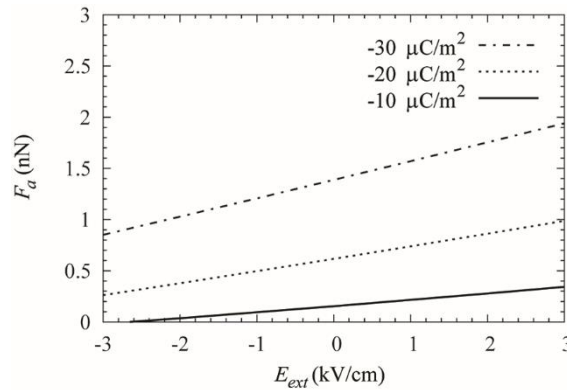


(ข)

รูปที่ 52 สนามไฟฟ้า E_r ในแนวสัมผัสบนผิวอนุภาคที่ถูกอัดประจุแบบบางส่วน โดย (ก) $\sigma_0 = -10$ และ (ข) $\sigma_0 = -30 \mu\text{C}/\text{m}^2$.

รูปที่ 53 แสดงการแปรผันของแรงยึด F_a กับขนาดของสนามไฟฟ้าภายนอก E_{ext} บนอนุภาคที่ถูกอัดประจุแบบบางส่วน. พฤติกรรมของแรงในรูปนี้คล้ายคลึงกับพฤติกรรมในกรณีของอนุภาคที่อัดประจุแบบสม่ำเสมอ. นั่นคือ แรงยึดไฟฟ้าสถิตเพิ่มขึ้น ตามขนาดที่เพิ่มขึ้นของสนามไฟฟ้า E_{ext} ในทิศพุ่งขึ้นจากระนาบตัวนำ. ความสัมพันธ์ $F_a - E_{ext}$ ประมาณได้เป็นเชิงเส้น บนช่วงของ σ_0 และ E_{ext} ที่พิจารณาในที่นี้. แรงไฟฟ้าสถิตแปรผันตรงกับกำลังสองของสนามไฟฟ้าบนผิวของอนุภาค. ดังนั้น โดยปกติแล้วแรงยึดไฟฟ้าสถิตจะมีขนาดมากกว่าบนอนุภาคที่อัดประจุแบบบางส่วน เมื่อ

เปรียบเทียบกับแรงบนอนุภาคที่อัดประจุแบบสม่ำเสมอ ในกรณีที่ปริมาณประจุลัพท์บนอนุภาคเท่ากัน. ตัวอย่างเช่น เมื่อไม่มีสนามไฟฟ้าภายนอก E_{ext} ขนาดของ F_a เท่ากับ 0.61 nN บนอนุภาคที่ถูกอัดประจุแบบบางส่วนด้วย $\sigma_0 = -20 \mu\text{C}/\text{m}^2$ ซึ่งสูงกว่าขนาดแรง 0.35 nN บนอนุภาคที่อัดประจุแบบสม่ำเสมอด้วย $\sigma_0 = -10 \mu\text{C}/\text{m}^2$.

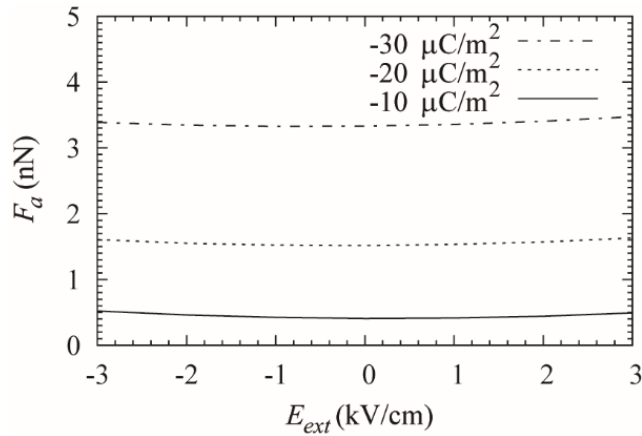


รูปที่ 53 แรงยึดไฟฟ้าสถิต F_a เป็นฟังก์ชันของ E_{ext} บนอนุภาคที่อัดประจุแบบบางส่วนบนครึ่งด้านล่างของอนุภาค สำหรับค่า σ_0 ต่างๆ.

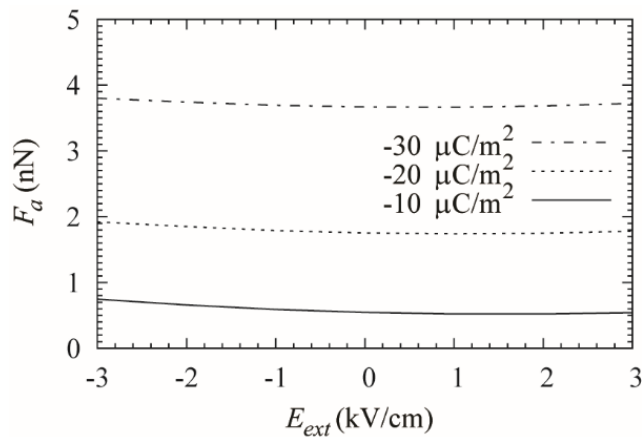
3.5.3.3 การแปรผันของแรงเนื่องจากการถ่ายเทประจุ

ผลการศึกษาที่ได้กล่าวมา แสดงให้เราเห็นว่าทั้งการอัดประจุแบบสม่ำเสมอ และการอัดประจุแบบบางส่วน แสดงพฤติกรรมการเพิ่มแรงยึดไฟฟ้าสถิต เมื่อมีการป้อนสนามไฟฟ้าภายนอกในทิศทางพุ่งขึ้นจากระนาบตัวนำ. พฤติกรรมของแรงยึดไฟฟ้าสถิตแสดงการแปรผันเชิงเส้นกับขนาดของสนามไฟฟ้าภายนอก บนช่วงของ σ_0 และ E_{ext} ที่พิจารณา. ในหัวข้อนี้ ผู้วิจัยตรวจสอบการแปรเปลี่ยนของแรงยึดไฟฟ้าสถิต เมื่อสมมติให้มีการถ่ายเทประจุระหว่างอนุภาคและระนาบตัวนำ. เราพิจารณาการถ่ายเทประจุให้ขึ้นอยู่กับสนามไฟฟ้าภายนอก E_{ext} ตามสมการที่ (1). ผู้วิจัยสมมติให้มุม α ของแผ่นผิวเท่ากับ 15° ซึ่งเป็นมุมโดยประมาณ ที่เกิดค่าสูงสุดของสนามไฟฟ้าในแนวสัมผัสบนผิวอนุภาค ก่อนเกิดการถ่ายเทประจุ.

รูปที่ 54(ก) และ 54(ข) แสดงผลการคำนวณในกรณีของอนุภาคที่อัดประจุแบบสม่ำเสมอ เมื่อ $\sigma_{E0} = -10$ และ $-30 \mu\text{C}/\text{m}^2$ ตามลำดับ โดยมี $k_E = 20 (\mu\text{C}/\text{m}^2)(\text{kV}/\text{cm})^{-1}$. ลักษณะสมบัติ $F_a - E_{ext}$ ถูกแสดงในแต่ละรูปกราฟ สำหรับค่าของความหนาแน่นประจุเริ่มต้น σ_0 จำนวน 3 ค่า. รูปที่ 9 แสดงให้เห็นว่า พฤติกรรมของแรงยึดไฟฟ้าสถิตเปลี่ยนแปลงจากรูปที่ 5 อย่างมาก. แรงยึดไฟฟ้าสถิต F_a เพิ่มขึ้นหรือลดลงเพียงเล็กน้อย เมื่อมีการเปลี่ยนแปลงสนามไฟฟ้าภายนอก E_{ext} . แม้ว่าขนาดของแรงจะขึ้นอยู่กับขนาดความหนาแน่นประจุเริ่มต้น ลักษณะสมบัติ $F_a - E_{ext}$ สำหรับค่า σ_{E0} และ k_E เดียวกัน มีลักษณะคล้ายคลึงกัน. เมื่อเปรียบเทียบรูปที่ 54(ก) กับรูปที่ 54(ข) เราเห็นได้ว่าขนาดของ σ_{E0} ที่สูงขึ้น ทำให้เกิดแรงยึดไฟฟ้าสถิตเพิ่มขึ้น. อย่างไรก็ตาม ผลของ σ_{E0} มีน้อยกว่า ในกรณีที่ป้อนสนามไฟฟ้า E_{ext} ค่าบวก เมื่อเปรียบเทียบกับกรณีที่ E_{ext} มีค่าเป็นลบ.



(ก)



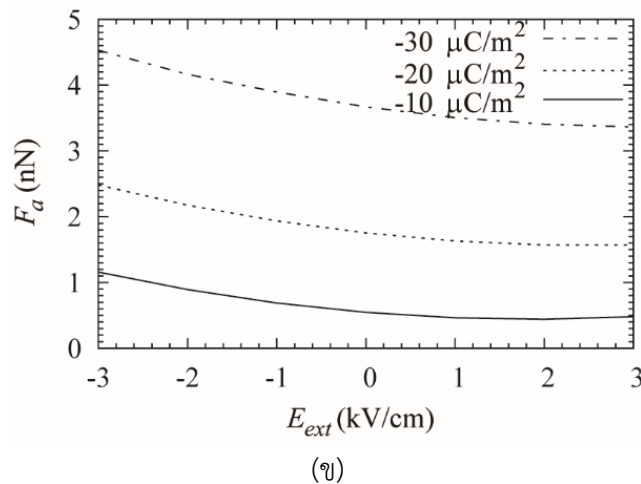
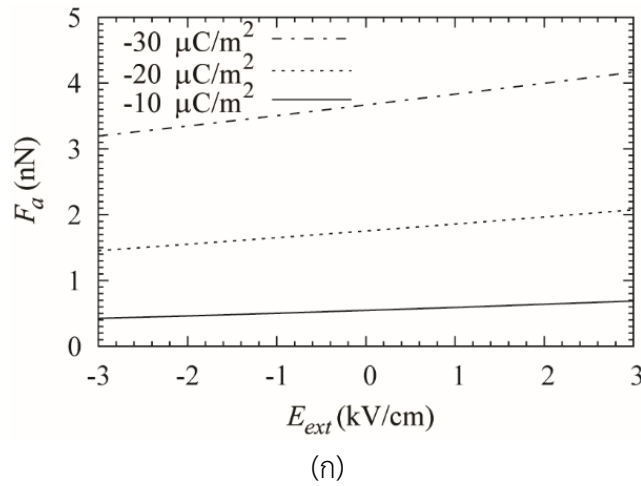
(ข)

รูปที่ 54 การแปรผันแรงยึดไฟฟ้าสถิต F_a กับ E_{ext} บนอนุภาคที่อัดประจุแบบสมมาตร เมื่อมีการถ่ายเทประจุขึ้นตามเงื่อนไข $k_E = 20 (\mu\text{C}/\text{m}^2)(\text{kV}/\text{cm})^{-1}$ และ $\sigma_{E_0} =$ (ก) -10 และ (ข) $-30 \mu\text{C}/\text{m}^2$.

รูปที่ 55 แสดงการแปรผันของ F_a เมื่อมี E_{ext} กระทำกับอนุภาคที่อัดประจุแบบสมมาตร โดยมีพารามิเตอร์การถ่ายเทประจุเป็น $\sigma_{E_0} = -30 \mu\text{C}/\text{m}^2$ โดยมี $k_E = 10$ และ $30 (\mu\text{C}/\text{m}^2)(\text{kV}/\text{cm})^{-1}$ ตามลำดับ. สำหรับ k_E ค่าต่ำในรูปที่ 55(ก) เรายังคงเห็นการเพิ่มขึ้นของแรงยึดไฟฟ้าสถิตตามขนาดของสนามไฟฟ้าภายนอก E_{ext} ที่เพิ่มขึ้น. ลักษณะสมบัติของ $F_a - E_{ext}$ ในรูปนี้ คล้ายคลึงกับในกรณีที่ไม่มีการถ่ายเทประจุเกิดขึ้น ซึ่งแสดงในรูปที่ 50.

เมื่อพารามิเตอร์ k_E ของการถ่ายเทประจุมีค่าสูงขึ้น แรงยึดไฟฟ้าสถิตในรูปที่ 55(ข) มีขนาดน้อยลง เมื่อสนามไฟฟ้าภายนอก E_{ext} เพิ่มขึ้นจาก $-3 \text{ kV}/\text{cm}$. การลดลงของแรงยึดไฟฟ้าสถิตมีเพียงเล็กน้อย แต่สมมาตรตามการเปลี่ยนแปลงของสนามไฟฟ้าภายนอก. แรงยึดเข้าสู่ค่าต่ำสุดที่ขนาด E_{ext} ระหว่าง 2 ถึง $3 \text{ kV}/\text{cm}$. เราอาจสังเกตบทบาทของการถ่ายเทประจุจากการเปลี่ยนแปลงของสนามไฟฟ้า E_n ในแนวตั้งฉาก ซึ่งเป็นองค์ประกอบหลักที่ทำให้เกิดแรงไฟฟ้าสถิต. ทั้งนี้ เนื่องจาก E_n มีขนาดมากกว่าขนาดของ E , อย่างมาก. รูปที่ 56 แสดงการแปรผันของ E_n บนอนุภาคตามการ

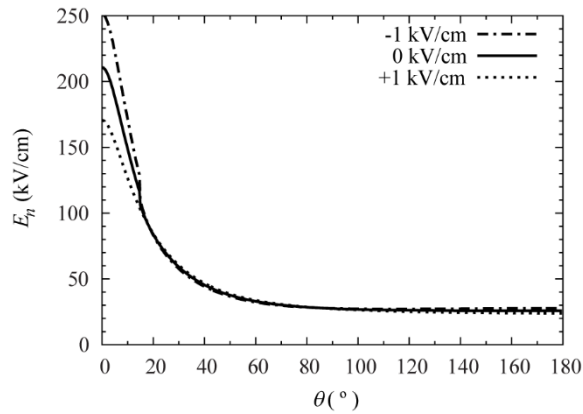
เปลี่ยนแปลงของ E_{ext} ในกรณีของรูปที่ 55(ข). นั่นคือ $\sigma_0 = -30 \mu\text{C}/\text{m}^2$, $\sigma_{E0} = -30 \mu\text{C}/\text{m}^2$ และ $k_E = 30 (\mu\text{C}/\text{m}^2)(\text{kV}/\text{cm})^{-1}$.



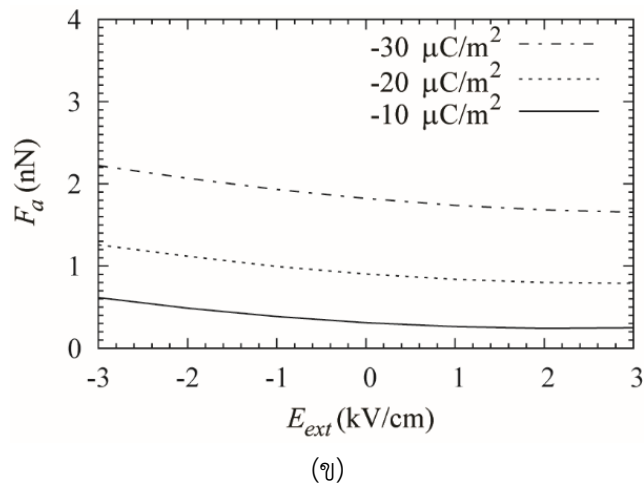
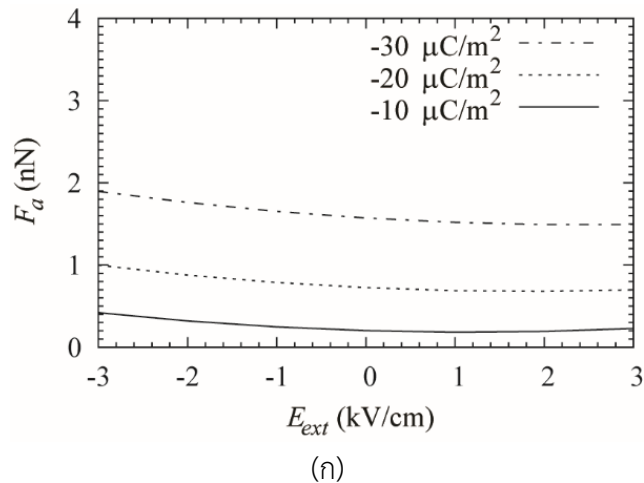
รูปที่ 55 การแปรผันแรงยึดไฟฟ้าสถิต F_a กับ E_{ext} บนอนุภาคที่อัดประจุแบบสมมาตร เมื่อมีการถ่ายเทประจุขึ้นตามเงื่อนไข $\sigma_{E0} = -30 \mu\text{C}/\text{m}^2$ และ $k_E =$ (ก) 10 และ (ข) $30 (\mu\text{C}/\text{m}^2)(\text{kV}/\text{cm})^{-1}$.

จากรูปที่ 56 เราสามารถเห็นได้อย่างชัดเจนว่า การถ่ายเทประจุระหว่างอนุภาคและระนาบตัวนำทำให้สนามไฟฟ้า E_n ในแนวตั้งฉากกับผิวอนุภาคมีขนาดลดลง ณ บริเวณใกล้กับจุดสัมผัส เมื่อสนามไฟฟ้าภายนอก E_{ext} เปลี่ยนแปลงจาก -1 ถึง 1 kV/cm. การเปลี่ยนแปลงของ E_n เป็นไปในทางตรงกันข้ามกับแนวโน้มของสนามไฟฟ้าที่แสดงในรูปที่ 3 (ซึ่งปราศจากการถ่ายเทประจุ). การลดลงของสนามไฟฟ้า E_n เป็นผลให้แรงไฟฟ้าสถิตที่ยึดระหว่างอนุภาคและระนาบตัวนำมีขนาดน้อยลงตามไปด้วย.

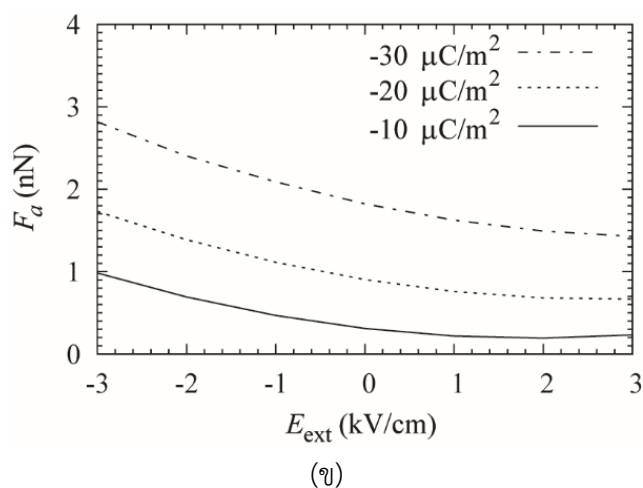
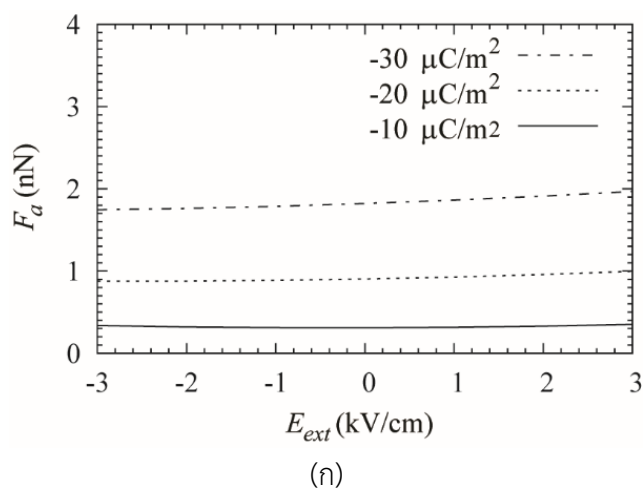
สังเกตว่า สนามไฟฟ้าภายนอกเหนี่ยวนำให้เกิดโพลาริเซชันบนอนุภาคฉนวน. ประจุโพลาริเซชันเหนี่ยวนำให้เกิดเงาประจุบนระนาบตัวนำ และทำให้เกิดการเพิ่มขึ้นของแรงไฟฟ้าสถิตได้ [8]. อย่างไรก็ตาม ผลของโพลาริเซชันจะมีความโดดเด่น เมื่อขนาดของสนามไฟฟ้าภายนอกเพิ่มขึ้นสูง. ผลที่ได้ก็คือ การเพิ่มของ E_{ext} มากกว่า 2-3 kV/cm ทำให้แรงยึดไฟฟ้าสถิตมีขนาดเพิ่มขึ้นในรูปที่ 55(ข) ซึ่งคาดว่าเป็นแรงที่เกิดจากประจุโพลาริเซชัน.



รูปที่ 56 การกระจายของสนามไฟฟ้า E_n ในแนวตั้งฉากบนอนุภาค ภายใต้สนามไฟฟ้าภายนอก E_{ext} ค่าต่างๆ บนอนุภาคที่อัดประจุแบบสม่ำเสมอ มี $\sigma_0 = -30 \mu\text{C}/\text{m}^2$ เมื่อมีการถ่ายเทประจุโดย $\sigma_{E0} = -30 \mu\text{C}/\text{m}^2$ และ $k_E = 20 (\mu\text{C}/\text{m}^2)(\text{kV}/\text{cm})^{-1}$.



รูปที่ 57 การแปรผันแรงยึดไฟฟ้าสถิต F_a กับ E_{ext} บนอนุภาคที่อัดประจุแบบบางส่วน เมื่อมีการถ่ายเทประจุขึ้นตามเงื่อนไข $k_E = 20 (\mu\text{C}/\text{m}^2)(\text{kV}/\text{cm})^{-1}$ และ $\sigma_{E0} =$ (ก) -10 และ (ข) -30 $\mu\text{C}/\text{m}^2$.



รูปที่ 58 การแปรผันแรงยึดไฟฟ้าสถิต F_a กับ E_{ext} บนอนุภาคที่อัดประจุแบบบางส่วน เมื่อมีการถ่ายเทประจุขึ้นตามเงื่อนไข $\sigma_{E0} = -30 \mu\text{C/m}^2$ และ $k_E =$ (ก) 10 และ (ข) $30 (\mu\text{C/m}^2)(\text{kV/cm})^{-1}$.

รูปที่ 57 และ 58 แสดงการแปรผันของแรงยึดไฟฟ้าสถิต บนอนุภาคที่อัดประจุแบบไม่สม่ำเสมอ เมื่อมีการถ่ายเทประจุเกิดขึ้นระหว่างอนุภาคกับระนาบตัวนำ. สำหรับค่าพารามิเตอร์ k_E เท่ากับ $20 (\mu\text{C/m}^2)(\text{kV/cm})^{-1}$ แรงยึดไฟฟ้าสถิตในรูปที่ 57 มีขนาดลดลง เมื่อเพิ่มสนามไฟฟ้าภายนอก สำหรับทั้งสองค่าของ σ_{E0} . การเปลี่ยนแปลงของพารามิเตอร์ σ_{E0} มีผลต่อแรงยึดไฟฟ้าสถิตบนอนุภาคที่อยู่ภายใต้สนามไฟฟ้าค่าลบ มากกว่าบนอนุภาคภายใต้สนามไฟฟ้าค่าบวก. หากเปรียบเทียบรูปที่ 57 กับรูปที่ 54 เราเห็นได้ว่า ผลของการถ่ายเทประจุต่อแรงไฟฟ้าสถิตชัดเจนมากกว่าบนอนุภาคที่อัดประจุแบบบางส่วน.

รูปที่ 58 เป็นพลวัตกรรมของ $F_a - E_{ext}$ ที่ค่าพารามิเตอร์ k_E ต่างๆ. รูปที่ 58 แสดงให้เห็นว่าค่าของ k_E มีผลกระทบกับพลวัตกรรมของ F_a อย่างมาก. สำหรับอนุภาคที่อัดประจุแบบบางส่วน โดยมีความหนาแน่นประจุเริ่มต้น σ_0 ระหว่าง -10 และ $-30 \mu\text{C/m}^2$, แรงยึดไฟฟ้าสถิตเปลี่ยนแปลงน้อยมาก k_E เมื่อ มีค่าน้อย ดังรูปที่ 58(ก). ในทางตรงกันข้าม หาก k_E มีค่าเพิ่มขึ้น เราสามารถเห็นการลดลงอย่างชัดเจนของแรงยึดไฟฟ้าสถิต เมื่อสนามไฟฟ้าภายนอกมีขนาดเพิ่มขึ้น. แรงยึดไฟฟ้า

สถิติเข้าสู่ค่าต่ำสุด เมื่อสนามไฟฟ้าภายนอก E_{ext} มีขนาด 2-3 kV/cm โดยประมาณ ซึ่งก็ใกล้เคียงกับ
กรณีของอนุภาคที่อัดประจุแบบสม่ำเสมอ.

จากผลการวิจัยที่ได้กล่าวมาในหัวข้อนี้ ผู้วิจัยได้แสดงให้เห็นว่า การถ่ายเทประจุระหว่าง
อนุภาคและระนาบตัวนำสามารถทำให้เกิดผลอย่างชัดเจน ต่อแรงยึดไฟฟ้าสถิตที่กระทำกับอนุภาค.
โดยเฉพาะอย่างยิ่ง เมื่อ k_E ที่เป็นพารามิเตอร์แสดงการขึ้นอยู่กับสนามไฟฟ้าของการถ่ายเทอนุภาค มี
ค่าสูงเพียงพอ. สำหรับกรณีที่ σ_0 , σ_{E0} และ k_E มีค่าเดียวกัน ผลของการถ่ายเทประจุจะมีความโดดเด่นกว่า
อนุภาคที่อัดประจุแบบบางส่วน เมื่อเปรียบเทียบกับอนุภาคที่อัดประจุแบบสม่ำเสมอ. หาก
ประจุบนอนุภาคมีการกระจายตัวอยู่บนบริเวณที่แคบลงไปอีก ณ จุดสัมผัส เราคาดว่าผลของการ
ถ่ายเทประจุจะมีความโดดเด่นเพิ่มขึ้นไป ซึ่งอาจทำให้แรงยึดไฟฟ้าสถิตมีขนาดลดลงได้ เมื่อเพิ่ม
สนามไฟฟ้าในทิศทางพุ่งขึ้นจากอนุภาค ดังที่ได้พบจากการทดลอง.

4. สรุปผลการศึกษาที่ได้จากโครงการวิจัย

การเคลื่อนที่อนุภาคทรงคล้ายทรงกลมแบนข้างภายใต้สนามไฟฟ้าสม่ำเสมอ

โครงการวิจัยนี้ได้ทำการทดลองกับอนุภาคตัวนำทรงคล้ายทรงกลมแบนข้าง และเปรียบเทียบผลการทดลองกับการวิเคราะห์ทางทฤษฎี. ผลที่ได้แสดงว่า สนามไฟฟ้าเริ่มเคลื่อนที่ของอนุภาคสอดคล้องกับค่าสนามไฟฟ้าวิกฤตสำหรับการหมุน. อนุภาคหมุนรอบจุดสัมผัสกับอิเล็กโทรดด้านล่างก่อนยกตัวขึ้นจากอิเล็กโทรด ซึ่งเป็นไปตามทฤษฎี. อย่างไรก็ตาม เราพบว่า การหมุนที่เกิดขึ้นพร้อมกับการเคลื่อนที่ในแนวตั้ง ทำให้มุมยกตัวของอนุภาคมีขนาดมากกว่าค่าที่ได้จากการทำนายทางทฤษฎี. ประจุไฟฟ้าบนอนุภาคได้ถูกศึกษาจากพฤติกรรมการยกตัวของอนุภาค. อนุภาคที่มีลักษณะยาวเรียวมีแนวโน้มที่จะสัมผัสกับอิเล็กโทรดด้านล่างช้าหลังจากแยกตัวออกจากอิเล็กโทรดไปแล้ว ทำให้มีประจุเพิ่มมากขึ้น. ดังนั้น การใช้แบบจำลองทรงกระบอกตัวนำวางนอนอยู่บนระนาบตัวนำจะเหมาะสมเฉพาะในกรณีที่ อนุภาคมีอัตราส่วนความยาวแกนไม่มากนัก หรือในกรณีที่สนามไฟฟ้ามีขนาดมากกว่าสนามไฟฟ้าวิกฤตสำหรับการหมุนมาก.

การเคลื่อนที่อนุภาคทรงรูปร่างไม่เป็นทรงกลมภายใต้สนามไฟฟ้าไม่สม่ำเสมอ

คณะผู้วิจัยได้ทำการทดลองเพื่อศึกษาการเคลื่อนที่เริ่มต้น ของอนุภาคที่มีรูปร่างไม่เป็นทรงกลม โดยใช้อนุภาคทรงคล้ายทรงกลมแบนข้าง และอนุภาคหลอด(รูปทรงกระบอก). อนุภาคทั้งสองชนิดแสดงพฤติกรรมการยกตัวขึ้นจากอิเล็กโทรดด้วยแรงคูลอมบ์ที่คล้ายคลึงกัน เมื่ออนุภาควางตัวอยู่บนอิเล็กโทรดเปลือย และมีแกนของอนุภาคเรียงตัวตามแนวของเกรเดียนต์ของสนามไฟฟ้า. เมื่อแกนของอนุภาคเรียงตัวตามเส้นสนามไฟฟ้าเท่ากับอิเล็กโทรดเปลือย อนุภาคลอดมีแนวโน้มที่จะแสดงการกึ่งหมุนบนอิเล็กโทรดได้ง่ายกว่า แต่อนุภาครูปทรงคล้ายทรงกลมแบนข้างมีความน่าจะเป็นที่จะเกิดการยกตัวขึ้นจากอิเล็กโทรดสูงกว่า. เมื่อเพิ่มระดับของความไม่สม่ำเสมอของสนามไฟฟ้า การเคลื่อนที่ของอนุภาคเกิดขึ้นที่สนามไฟฟ้าค่าต่ำลง เนื่องจากผลของแรงไฟฟ้าสถิต และแรงบิดไฟฟ้าสถิต. เมื่ออนุภาควางตัวอยู่บนอิเล็กโทรดหุ้มฉนวน อนุภาคลอดมักแสดงพฤติกรรมเคลื่อนที่แบบหมุนกึ่งในขณะทีอนุภาคทรงคล้ายทรงกลมแบนข้างอาจแสดงการหมุนในแนวระดับ. การหมุนในแนวระดับของอนุภาค ซึ่งขัดขวางการจัดการอนุภาคด้วยแรงเกรเดียนต์สนามไฟฟ้า ไม่สามารถขจัดให้หมดไปได้ แม้คณะผู้วิจัยได้ทดลองเพิ่มความเข้มสนามไฟฟ้าที่ใช้ป้อนให้กับอิเล็กโทรด.

การศึกษาผลของปลายอนุภาคที่มีต่อการเคลื่อนที่

คณะผู้วิจัยได้ประยุกต์ใช้วิธีคำนวณเชิงเลข ในการอธิบายการเคลื่อนที่เริ่มต้นของอนุภาค ที่สังเกตได้จากการทดลองในห้องปฏิบัติการ ภายใต้สนามไฟฟ้าแบบสม่ำเสมอในอากาศ. การเคลื่อนที่ของอนุภาคแสดงผลของการจัดวางของปลายแหลมของอนุภาค ซึ่งสอดคล้องกับแนวโน้มที่วิเคราะห์ได้จากการคำนวณเชิงเลข. สนามไฟฟ้าซึ่งมีค่าสูงที่ปลายแหลมทำให้ค่าสนามไฟฟ้ายกตัวของอนุภาคมีขนาดลดลง. เมื่อปลายแหลมของอนุภาคแยกห่างจากอิเล็กโทรด เราจะเห็นการเคลื่อนที่เริ่มต้นของอนุภาคเกิดขึ้นที่ด้านปลายแหลมเป็นส่วนใหญ่ ซึ่งเป็นลักษณะที่สอดคล้องกับผลของการวิเคราะห์แรงบิดไฟฟ้าสถิต และแรงบิดเนื่องจากแรงโน้มถ่วง. การเริ่มเคลื่อนที่ของอนุภาคเป็นปัจจัยที่กำหนด

ขนาดประจุบนอนุภาคหลังจากการยกตัวขึ้นจากอิเล็กโตรด และกำหนดสนามไฟฟ้าที่บริเวณผิวอนุภาค จึงควรนำมาพิจารณาในการศึกษาควบคุมอนุภาคในระบบฉนวนด้วย.

การเคลื่อนที่ของอนุภาคทรงกลมภายใต้สภาวะเงื่อนไขต่างๆ ของก๊าซฉนวน

คณะผู้วิจัยได้ทดลองศึกษาลักษณะสมบัติของสนามไฟฟ้ายกตัวของอนุภาคทรงกลม. ผลการศึกษาแสดงให้เห็นว่า การเพิ่มความดัน p ของก๊าซฉนวน ทำให้สนามไฟฟ้ายกตัวของอนุภาคมีค่าสูงขึ้น. ความแตกต่างระหว่างแรงไฟฟ้าสถิตและแรงโน้มถ่วงของอนุภาครัศมี R แปรผันโดยประมาณเป็นเชิงเส้นกับตัวประกอบ pR^2 ซึ่งสามารถพิจารณาได้ว่าเป็นตัวกำหนดพื้นที่ผิวสัมผัสประสิทธิผลระหว่างอนุภาค กับอิเล็กโตรด. เมื่อก๊าซฉนวนเป็นก๊าซผสมระหว่างอากาศกับไนโตรเจน หรือระหว่างอากาศกับ SF_6 ที่ความดันก๊าซฉนวนเท่ากับ 3 บาร์ สนามไฟฟ้ายกตัวของอนุภาคมีขนาดลดลงอย่างมาก เมื่อเทียบกับสนามไฟฟ้ายกตัวในอากาศ. ความแตกต่างที่เกิดขึ้นนี้อาจบ่งชี้ถึง การลดขนาดของพื้นที่ผิวสัมผัสประสิทธิผล ซึ่งเกี่ยวข้องกับความสัมพันธ์ของก๊าซฉนวน. การทดลองที่ใช้อนุภาคอลูมิเนียมและอนุภาคสเตนเลสแสดงให้เห็นถึง ผลเล็กน้อยของข้อประจุที่มีต่อสนามไฟฟ้ายกตัว โดยที่สนามไฟฟ้ายกตัวมีขนาดสูงกว่าในกรณีของการอัดประจุลบให้กับอนุภาค. โครงการวิจัยนี้พบว่า ผลของข้อประจุขึ้นอยู่กับวัสดุของอิเล็กโตรดและวัสดุของอนุภาคที่ใช้ โดยที่ผลของข้อประจุจะเพิ่มขึ้นตามความดันก๊าซ.

ผลของการถ่ายเทประจุที่มีต่อพฤติกรรมทางกลศาสตร์ไฟฟ้าของอนุภาค

คณะผู้วิจัยได้วิเคราะห์ผลที่มีต่อแรงยึดไฟฟ้าสถิต ของการถ่ายเทประจุระหว่างอนุภาคฉนวนกับระนาบตัวนำ. ในกรณีที่ปราศจากการถ่ายเทประจุ แรงยึดไฟฟ้าสถิตของอนุภาคที่ถูกอัดประจุ มีขนาดเพิ่มขึ้น เมื่อป้อนสนามไฟฟ้าภายนอกในทิศทางพุ่งขึ้นจากระนาบตัวนำ. อย่างไรก็ตาม การเปลี่ยนแปลงความหนาแน่นประจุไฟฟ้าเชิงผิว บนบริเวณเล็กๆ ณ จุดสัมผัส สามารถลดทอนผลของสนามไฟฟ้าภายนอก หรือแม้แต่ทำให้เกิดแนวโน้มการเปลี่ยนแปลงของแรงไฟฟ้าสถิตในทางตรงกันข้ามได้. นั่นคือ แรงยึดไฟฟ้าสถิตอาจมีขนาดลดลง ด้วยการป้อนสนามไฟฟ้าในทิศทางพุ่งขึ้นจากระนาบตัวนำได้ หากการถ่ายเทประจุระหว่างอนุภาคกับระนาบตัวนำเปลี่ยนแปลงอย่างมาก ตามขนาดของสนามไฟฟ้าภายนอก. ผลที่ได้การวิจัยในส่วนนี้ สามารถนำไปใช้อธิบายปรากฏการณ์ที่เกิดขึ้นจากการทดลองจริงกับอนุภาคได้.

5. รายการเอกสารอ้างอิง

- [1] S. Yanabu, E. Zaima, and T. Hasegawa, "Historical review of high voltage switchgear developments in the 20th century for power transmission and distribution system in Japan," *IEEE Transactions on Power Delivery*, vol. 21, no. 2, pp. 659-664, 2006.
- [2] A. Greenwood, *Electrical Transients in Power Systems*, 2nd ed. John Wiley and Sons, 1991.
- [3] T. Takuma and B. Techaumnat, "Electric Fields in Composite Dielectrics and their Applications," *Power Systems: Springer Netherlands*, 2010.
- [4] The-Electrostatic-Society, *Handbook of electrostatics: compact version*, 1st ed. Tokyo, Japan: Ohm Sha, 2006.
- [5] T. C. Jordan and M. T. Shaw, "Electrorheology," *Electrical Insulation, IEEE Transactions on*, vol. 24, no. 5, pp. 849-878, 1989.
- [6] M. Yavuz *et al.*, "Electrorheological behavior of biodegradable modified corn starch/corn oil suspensions," *Carbohydrate Polymers*, vol. 79, no. 2, pp. 318-324, 2010.
- [7] W. R. Smythe, *Static and dynamic electricity*, 3rd ed. New York: McGRAW-HILL BOOK COMPANY, 1968.
- [8] T. B. Jones, *Electromechanics of particles*. Cambridge University Press, 2005.
- [9] R. L. Ny, "The electrostatic problem of a portion of sphere protruding from a plane electrode in an electric field," *Journal of Physics A: Mathematical and General*, vol. 14, no. 4, p. 945, 1981.
- [10] N. N. Lebedev and I. P. Skal'skaya, "Force acting on a conducting sphere in the field of a parallel plate condenser," *Sov. Phys. Tech. Phys.*, vol. 7, pp. 268-270, 1962.
- [11] M. Hara, H. Tobata, K. Hidaka, and H. Yakahe, "Influence of Conducting Particles on Insulation Performance of Conical Spacer in SF₆, under DC Voltage," in *Proceedings of the 5th ISH*, Braunschweig, Germany, 1987.

- [12] R. D. Stoy, "Induced multipole strengths for two dielectric spheres in an external electric field," *Journal of Applied Physics*, vol. 69, no. 5, pp. 2800-2804, 1991/03/01 1991.
- [13] S. Banerjee, B. K. Hoffmeister, J. J. Svejkosky, and C. S. Badger, "Electrostatic charging of a conducting sphere using another conducting sphere at constant voltage," *Journal of Electrostatics*, vol. 69, no. 6, pp. 601-603, 2011.
- [14] M. H. Davis, "Electrostatic Field and Force on a Dielectric Sphere near a Conducting Plane---A Note on the Application of Electrostatic Theory to Water Droplets," *American Journal of Physics*, vol. 37, no. 1, pp. 26-29, 1969.
- [15] A. J. Hallock, P. L. Redmond, and L. E. Brus, "Optical forces between metallic particles," (in English), *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, vol. 102, no. 5, pp. 1280-1284, Feb 1 2005.
- [16] T. B. Jones, "Dipole moments of conducting particle chains," *Journal of Applied Physics*, vol. 60, no. 7, pp. 2226-2230, 1986.
- [17] T. B. Jones, "Basic theory of dielectrophoresis and electrorotation," *Engineering in Medicine and Biology Magazine, IEEE*, vol. 22, no. 6, pp. 33-42, 2003.
- [18] T. B. Jones and M. Washizu, "Multipolar dielectrophoretic and electrorotation theory," *Journal of Electrostatics*, vol. 37, no. 1-2, pp. 121-134, 1996.
- [19] T. B. Jones, R. D. Miller, K. S. Robinson, and W. Y. Fowlkes, "Multipolar interactions of dielectric spheres," *Journal of Electrostatics*, vol. 22, no. 3, pp. 231-244, 1989.
- [20] M. Washizu and T. B. Jones, "Generalized multipolar dielectrophoretic force and electrorotational torque calculation," *Journal of Electrostatics*, vol. 38, no. 3, pp. 199-211, 1996.
- [21] M. Washizu and T. B. Jones, "Dielectrophoretic interaction of two spherical particles calculated by equivalent multipole-moment method," *Industry Applications, IEEE Transactions on*, vol. 32, no. 2, pp. 233-242, 1996.
- [22] T. Matsuyama, H. Yamamoto, and M. Washizu, "Potential distribution around a partially charged dielectric particle located near a conducting plane," (in English), *Journal of Electrostatics*, vol. 36, no. 2, pp. 195-204, Dec 1995.

- [23] B. Techaumnat and T. Takuma, "Calculation of the electric field for lined-up spherical dielectric particles," *Dielectrics and Electrical Insulation, IEEE Transactions on*, vol. 10, no. 4, pp. 623-633, 2003.
- [24] B. Techaumnat, B. Eua-arporn, and T. Takuma, "Calculation of electric field and dielectrophoretic force on spherical particles in chain," *Journal of Applied Physics*, vol. 95, no. 3, pp. 1586-1593, 2004.
- [25] B. Techaumnat and T. Takuma, "Analysis of the electric field and force in an arrangement of a conducting sphere and a plane electrode with a dielectric barrier," *Dielectrics and Electrical Insulation, IEEE Transactions on*, vol. 13, no. 2, pp. 336-344, 2006.
- [26] B. Techaumnat and T. Takuma, "Electric field and force on a conducting sphere in contact with a dielectric solid," *Journal of Electrostatics*, vol. 64, no. 3-4, pp. 165-175, 2006.
- [27] B. Techaumnat and T. Takuma, "Electric field and dielectrophoretic force on particles with a surface film," *Journal of Applied Physics*, vol. 96, no. 10, pp. 5877-5885, 2004.
- [28] J. Q. Feng, E. A. Eklund, and D. A. Hays, "Electric field detachment of a nonuniformly charged dielectric sphere on a dielectric coated electrode," (in English), *Journal of Electrostatics*, vol. 40-1, pp. 289-294, Jun 1997.
- [29] B. Techaumnat, M. Kadonaga, and T. Takuma, "Analysis of Electrostatic Adhesion and Detachment of a Nonuniformly Charged Particle on a Conducting Plane," *Dielectrics and Electrical Insulation, IEEE Transactions on*, vol. 16, no. 3, pp. 704-709, 2009.
- [30] B. Techaumnat and T. Takuma, "Analysis of the electrostatic force on a dielectric particle with partial charge distribution," *Journal of Electrostatics*, vol. 67, no. 4, pp. 686-690, 2009.
- [31] B. Techaumnat and M. Kadonaga, "Electrostatic force behavior of a nonuniformly charged particle on a planar dielectric solid," *Dielectrics and Electrical Insulation, IEEE Transactions on*, vol. 18, no. 5, pp. 1366-1373, 2011.
- [32] L. B. Schein and W. Stanley Czarnecki, "Electrostatic proximity force, toner adhesion, and atomic force microscopy of insulating particles," *Journal of Electrostatics*, vol. 63, no. 6, pp. 699-704, 2005/06/01/ 2005.

- [33] R. Allan and S. Mason, "Particle behaviour in shear and electric fields. I. Deformation and burst of fluid drops," *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, vol. 267, no. 1328, p. 45, 1962.
- [34] G. Mitra and B. Salvage, "Electric stress in a circular cylindrical gaseous cavity in a solid dielectric, the axis of the cylinder being parallel to the field," *Electrical Engineers, Proceedings of the Institution of*, vol. 113, no. 5, pp. 931-935, 1966.
- [35] I. W. McAllister, "The axial dipole moment of two intersecting spheres of equal radii," *Journal of Applied Physics*, vol. 63, no. 6, pp. 2158-2160, 1988/03/15 1988.
- [36] A. Pedersen, G. C. Crichton, and I. W. McAllister, "The theory and measurement of partial discharge transients," *Electrical Insulation, IEEE Transactions on*, vol. 26, no. 3, pp. 487-497, 1991.
- [37] I. W. McAllister, "Electric field theory and the fallacy of void capacitance," *Electrical Insulation, IEEE Transactions on*, vol. 26, no. 3, pp. 458-459, 1991.
- [38] I. W. McAllister, "Partial discharges in spheroidal voids - Void orientation," (in English), *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 4, no. 4, pp. 456-461, Aug 1997.
- [39] A. Pedersen, G. C. Crichton, and I. W. McAllister, "The functional relation between partial discharges and induced charge," *Dielectrics and Electrical Insulation, IEEE Transactions on*, vol. 2, no. 4, pp. 535-543, 1995.
- [40] S. Zhang, R. Yang, W. Zhao, X. Hua, W. Zhang, and Z. Zhang, "Influence of Pulsed Electric Field Treatments on the Volatile Compounds of Milk in Comparison with Pasteurized Processing," *Journal of Food Science*, vol. 76, no. 1, pp. C127-C132, 2011.
- [41] M. M. Ramos-Tejada, M. J. Espin, R. Perea, and A. V. Delgado, "Electrorheology of suspensions of elongated goethite particles," *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, vol. 159, no. 1-3, pp. 34-40, 2009.
- [42] D. V. Redzć, "COMMENT ON "ELECTROSTATIC IMAGE THEORY FOR THE DIELECTRIC PROLATE SPHEROID" BY I. V. LINDELL AND K. I. NIKOSKINEN,"

- Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, vol. 17, no. 11, pp. 1625-1627, 2003/01/01 2003.
- [43] I. V. Lindell, G. Dassios, and K. I. Nikoskinen, "Electrostatic image theory for the conducting prolate spheroid," (in English), *Journal of Physics D-Applied Physics*, vol. 34, no. 15, pp. 2302-2307, Aug 7 2001.
- [44] I. V. Lindell and K. I. Nikoskinen, "Electrostatic Image Theory for the Dielectric Prolate Spheroid," *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, vol. 15, no. 8, pp. 1075-1096, 2001/01/01 2001.
- [45] D. V. Redžić and S. S. Redžić, "Image charge inclusions in the prolate dielectric spheroid," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 38, no. 21, p. 3991, 2005.
- [46] B. Techaumnat and M. Washizu, "Equivalent image charges of a prolate spheroid under an external electric field," (in English), *Journal of Electrostatics*, vol. 69, no. 4, pp. 388-393, Aug 2011.
- [47] M. Hara, T. Yamashita, and M. Akazaki, "Microdischarge characteristics in air gap between spherical particle and plane," *Physical Science, Measurement and Instrumentation, Management and Education - Reviews, IEE Proceedings A*, vol. 130, no. 6, pp. 329-335, 1983.
- [48] Y. Kudo, T. Sugimoto, and Y. Higashiyama, "DC corona discharge from a wire particle floated with a microgap in parallel plate electrodes," *Industry Applications, IEEE Transactions on*, vol. 42, no. 4, pp. 909-915, 2006.
- [49] K. Asano, K. Anno, and Y. Higashiyama, "The behavior of charged conducting particles in electric fields," in *Industry Applications Society Annual Meeting, 1994., Conference Record of the 1994 IEEE*, 1994, pp. 1353-1359 vol.2.
- [50] Y. Khan, K. I. Sakai, E. K. Lee, J. Suehiro, and M. Hara, "Motion behavior and deactivation method of free-conducting particle around spacer between diverging conducting plates under DC voltage in atmospheric air," *Dielectrics and Electrical Insulation, IEEE Transactions on*, vol. 10, no. 3, pp. 444-457, 2003.
- [51] M. E. Holmberg and S. M. Gubanski, "Motion of metallic particles in gas insulated systems," *Electrical Insulation Magazine, IEEE*, vol. 14, no. 4, pp. 5-14, 1998.

- [52] F. Endo, H. Goshima, M. Hanai, H. Hama, M. Hikita, and H. Okubo, "Metallic Particle Motion and Control under DC Voltages," in *Proceedings of the Symposium on Electrical and Electronic Insulating Materials and Applications in Systems*, Japan, 2004, vol. 35, pp. 49-52.
- [53] S. Birlasekaran, "The measurement of charge on single particles in transformer oil," *Electrical Insulation, IEEE Transactions on*, vol. 26, no. 6, pp. 1094-1103, 1991.
- [54] S. Birlasekaran, "The movement of a conducting particle in transformer oil in AC fields," *Electrical Insulation, IEEE Transactions on*, vol. 28, no. 1, pp. 9-17, 1993.
- [55] A. Khayari and A. T. Perez, "Charge acquired by a spherical ball bouncing on an electrode: comparison between theory and experiment," *Dielectrics and Electrical Insulation, IEEE Transactions on*, vol. 9, no. 4, pp. 589-595, 2002.
- [56] K. Sakai, S. Tsuru, D. L. Abella, and M. Hara, "Conducting particle motion and particle-initiated breakdown in dc electric field between diverging conducting plates in atmospheric air," *Dielectrics and Electrical Insulation, IEEE Transactions on*, vol. 6, no. 1, pp. 122-130, 1999.
- [57] K. Sakai, D. Labrado Abella, J. Suehiro, and M. Hara, "Charging and behavior of a spherically conducting particle on a dielectrically coated electrode in the presence of electrical gradient force in atmospheric air," *Dielectrics and Electrical Insulation, IEEE Transactions on*, vol. 9, no. 4, pp. 577-588, 2002.
- [58] K. I. Sakai, D. L. Abella, Y. Khan, J. Suehiro, and M. Hara, "Theoretical and Experimental Studies for Spherical Free-Conducting Particle Behavior between Non-parallel Plane electrodes with ac Voltages in Air," *Dielectrics and Electrical Insulation, IEEE Transactions on*, vol. 10, no. 3, pp. 404-417, 2003.
- [59] E. B. Cummings and A. K. Singh, "Dielectrophoresis in microchips containing arrays of insulating posts: Theoretical and experimental results," (in English), *Analytical Chemistry*, vol. 75, no. 18, pp. 4724-4731, Sep 15 2003.
- [60] T. P. Hunt, H. Lee, and R. M. Westervelt, "Addressable micropost array for the dielectrophoretic manipulation of particles in fluid," (in English), *Applied Physics Letters*, vol. 85, no. 26, pp. 6421-6423, Dec 27 2004.

- [61] H. Viet Quoc, B. Techaumnat, and K. Hidaka, "Analysis on electrostatic behavior of a conducting prolate spheroid under an electric field," *Dielectrics and Electrical Insulation, IEEE Transactions on*, vol. 20, no. 6, pp. 2230-2238, 2013.
- [62] H. Viet Quoc, "Study on The Electromechanics of Non-Spherical Particles Under Electric Field in Dielectric Systems," Doctor, Electrical Engineering Department, Chulalongkorn University, Bangkok, 2013.
- [63] B. Techaumnat, H. Viet Quoc, and K. Hidaka, "Three-dimensional electromechanical analysis of a conducting prolate spheroid on a grounded plane," *Dielectrics and Electrical Insulation, IEEE Transactions on*, vol. 21, no. 1, pp. 80-87, 2014.
- [64] S. Boggs, "On-axis field approximations for a (semi-)spheroid in a uniform field," *Dielectrics and Electrical Insulation, IEEE Transactions on*, vol. 10, no. 2, pp. 305-306, 2003.
- [65] T. Sangsri, B. Techaumnat, V. Q. Huynh, and K. Hidaka, "Experimental study on the motions of prolate spheroidal particles under electric field," *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 23, no. 5, pp. 2626-2632, 2016.
- [66] M. M. Morcos, S. Zhang, K. D. Srivastava, and S. M. Gubanski, "Dynamics of metallic particle contaminants in GIS with dielectric-coated electrodes," *Power Delivery, IEEE Transactions on*, vol. 15, no. 2, pp. 455-460, 2000.
- [67] K. Asano, R. Hishinuma, and K. Yatsuzuka, "Bipolar DC corona discharge from a floating filamentary metal particle," *Industry Applications, IEEE Transactions on*, vol. 38, no. 1, pp. 57-63, 2002.
- [68] K. Asano, K. Yatsuzuka, and Y. Higashiyama, "The motion of charged metal particles within parallel and tilted electrodes," *Journal of Electrostatics*, vol. 30, pp. 65-74, 1993/05/01 1993.
- [69] K. I. Sakai, D. L. Abella, Y. Khan, J. Suehiro, and M. Hara, "Experimental studies of free conducting wire particle behavior between nonparallel plane electrodes with AC voltages in air," *Dielectrics and Electrical Insulation, IEEE Transactions on*, vol. 10, no. 3, pp. 418-424, 2003.

- [70] C. A. Brebbia, L. C. Wrobel, and J. C. F. Telles, *Boundary Element Techniques: Theory and Applications in Engineering*. Berlin: Springer-Verlag, 1984.
- [71] N.-J. Félici, "Forces et charges de petites objets en contact avec une electrode affecte d'un champ électrique," *Rev. Gén. Elec.*, vol. 75, pp. 1145-1160, 1966.
- [72] S. Matsusaka, H. Maruyama, T. Matsuyama, and M. Ghadiri, "Triboelectric charging of powders: A review," *Chemical Engineering Science*, vol. 65, no. 22, pp. 5781-5807, 2010.
- [73] M. Tatsushi and Y. Hideo, "Charge-relaxation process dominates contact charging of a particle in atmospheric condition: II. The general model," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 30, no. 15, p. 2170, 1997.
- [74] T. Matsuyama and H. Yamamoto, "Charge relaxation process dominates contact charging of a particle in atmospheric conditions," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 28, no. 12, p. 2418, 1995.
- [75] J. S. Chang, A. J. Kelly, and J. M. Crowley, *Handbook of Electrostatic Processes*. CRC Press, 1995.
- [76] D. A. Hays, "Paper documents via the electrostatic control of particles," *Journal of Electrostatics*, vol. 51-52, no. 0, pp. 57-63, 2001.
- [77] K. Parker, *Electrical Operation of Electrostatic Precipitators*. Institution of Engineering and Technology, 2003.
- [78] J. Q. Feng, "Electrostatic interaction between two charged dielectric spheres in contact," (in English), *Physical Review E*, vol. 62, no. 2, pp. 2891-2897, Aug 2000.
- [79] M. Takeuchi, "Adhesion forces of charged particles," (in English), *Chemical Engineering Science*, vol. 61, no. 7, pp. 2279-2289, Apr 2006.
- [80] T. Matsuyama and H. Yamamoto, "The Electrostatic Force Between a Partially Charged Dielectric Particle and a Conducting Plane," *Particle & Particle Systems Characterization*, vol. 24, no. 2, pp. 79-84, 2007.
- [81] J. N. Israelachvili, "6 - Van der Waals Forces," in *Intermolecular and Surface Forces (Third Edition)* San Diego: Academic Press, 2011, pp. 107-132.
- [82] J. Q. Feng and D. A. Hays, "Relative importance of electrostatic forces on powder particles," *Powder Technology*, vol. 135-136, pp. 65-75, 10/2/ 2003.

- [83] B. A. Kwetkus, "Particle Triboelectrification and Its Use in The Electrostatic Separation Process," *Particulate Science and Technology*, vol. 16, no. 1, pp. 55-68, 1998/01/01 1998.
- [84] A. Zarrebini, M. Ghadiri, M. Dyson, P. Kippax, and F. McNeil-Watson, "Triboelectrification of powders due to dispersion," *Powder Technology*, vol. 250, pp. 75-83, 12// 2013.
- [85] K. Takagi, G. S. P. Castle, and M. Takeuchi, "Tribocharging mechanism of mono-component irregular and spherical toners in an electrophotographic development system," *Powder Technology*, vol. 135–136, pp. 35-42, 10/2/ 2003.
- [86] N. Toljic, G. S. P. Castle, and K. Adamiak, "Charge to radius dependency for conductive particles charged by induction," *Journal of Electrostatics*, vol. 68, no. 1, pp. 57-63, 2// 2010.
- [87] Y. Wu, G. S. P. Castle, I. I. Inculet, S. Petigny, and G. Swei, "Induction charge on freely levitating particles," *Powder Technology*, vol. 135–136, pp. 59-64, 10/2/ 2003.
- [88] M. Lackowski, A. Krupa, and D. Butrymowicz, "Dielectrophoresis flow control in microchannels," *Journal of Electrostatics*, vol. 71, no. 5, pp. 921-925, 2013.
- [89] I. Panich, "Corona discharge in a cylindrical triode charger for unipolar diffusion aerosol charging," *Journal of Electrostatics*, vol. 70, no. 1, pp. 136-143, 2012.
- [90] J. R. Melcher, *Continuum Electromechanics*. MIT Press, 1981.
- [91] B. A. Kemp and J. G. Whitney, "Nonlinear nature of micro-particle detachment by an applied static field," *Applied Physics Letters*, vol. 102, no. 14, p. 141605, 2013.
- [92] S. Matsusaka, D. Wei, M. Yasuda, and S. Sasabe, "Adhesive strength distribution of charged particles on metal substrate in external electric field," *Advanced Powder Technology*, vol. 26, no. 1, pp. 149-155, 2015.
- [93] S. Matsusaka, "Control of Particle Tribocharging," *KONA Powder and Particle Journal*, vol. 29, pp. 27-38, 2011.
- [94] G. S. P. Castle, "Contact charging between insulators," (in English), *Journal of Electrostatics*, vol. 40-1, pp. 13-20, Jun 1997.

- [95] P. Bunchatheeravate, J. Curtis, Y. Fujii, and S. Matsusaka, "Prediction of particle charging in a dilute pneumatic conveying system," *AIChE Journal*, vol. 59, no. 7, pp. 2308-2316, 2013.
- [96] M. Mizutani, M. Yasuda, and S. Matsusaka, "Advanced characterization of particles triboelectrically charged by a two-stage system with vibrations and external electric fields," *Advanced Powder Technology*, vol. 26, no. 2, pp. 454-461, 3// 2015.

6. OUTPUT ที่ได้จากการวิจัยในโครงการ

ผลงานจากโครงการวิจัยนี้ ได้รับการตีพิมพ์ ในวารสารทางวิชาการระดับนานาชาติ จำนวนทั้งสิ้น 4 บทความ โดยมีรายละเอียดดังต่อไปนี้

1. Tatchawin Sangsri, Boonchai Techaumnat, Viet Quoc Huynh, and Kunihiko Hidaka, Experimental study on the motions of prolate spheroidal particles under electric field, IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, **23** (2016), pp.2626–2632. มี impact factor ปี 2016 เท่ากับ 2.115
2. Boonchai Techaumnat and Shuji Matsusaka, Effect of charge transfer on electrostatic adhesive force under different conditions of particle charge and external electric field, Powder Technology, **301** (2016), pp.153–159. มี impact factor ปี 2016 เท่ากับ 2.942
3. Tatchawin Sangsri and Boonchai Techaumnat, Experimental study on the movement of non-spherical particles in nonuniform electric field, IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, **24** (2017), pp.861–868. มี impact factor ปี 2016 เท่ากับ 2.115
4. Boonchai Techaumnat, Viet Quoc Huynh and Kunihiko Hidaka, Numerical Analysis and Experiments on the Electromechanical Behavior of Wired-Shape Conducting Particles, IEEE Trans. on Magnetics, **In press**. มี impact factor ปี 2016 เท่ากับ 1.243

การประชุมทางวิชาการระดับชาติและระดับนานาชาติ

1. Tatchawin Sangsria, Viet Quoc Huynh, and Boonchai Techaumnat, “Experimental Study on the Movement of Conducting Spheroidal Particles under Electric Field in Air”, International Electrical Engineering Congress (IEECON 2015), March 18-20, 2015, Phuket, Thailand.
2. Chomrong Ou and B. Techaumnat, “Study on Particle-Induced Corona Discharge in Insulation Systems”, The 13th International Conference on Electrical Engineering/Electronics, Computer, Telecommunications and

Information Technology (ECTI-CON 2016), June 28 - July 1, 2016, Chiang Mai, Thailand.

3. Monekham Vilaisien and B. Techaumnat, "Study on the Effects of Gas Pressure and Particle Size on the Liftoff of Conducting Particles", The 13th International Conference on Electrical Engineering/Electronics, Computer, Telecommunications and Information Technology (ECTI-CON 2016), June 28 - July 1, 2016, Chiang Mai, Thailand.

รายละเอียดการได้รับเชิญเป็นวิทยากร

- Special lecture เรื่อง Electromechanical characteristics of charged particles: electrostatic adhesion and field-induced movement, December 2014, Nisshin Engineering Particle Technology International Seminar (NEPTIS-23), Tokyo, Japan
- Special lecture เรื่อง Electromechanics of particles under charged and uncharged conditions ใน International Symposium on Lightning Protection and High Voltage Engineering (ISLH 2015), มิถุนายน 2558, สถาบันเทคโนโลยีเจ้าคุณทหารลาดกระบัง.
- Special lecture เรื่อง Study on the Electromechanics of Particles in Dielectric Systems, December 2015, Fukuoka University, Fukuoka, Japan
- บทความรับเชิญเรื่อง Mechanics of non-spherical particles under electric field ในการประชุมวิชาการทางวิศวกรรมศาสตร์และเทคโนโลยี มทร.พระนคร ครั้งที่ 2, 19 พย. 2560, มหาวิทยาลัยเทคโนโลยีราชมงคลพระนคร
- Special talk เรื่อง Study on the Electromechanics of Particle, Central Research Institute of Electric Power Technology (CRIEPI), April 2017, Yokosuka, Japan

ภาคผนวก

ภาคผนวกนี้เป็นสำเนาของบทความ ที่ได้รับการตีพิมพ์ในวารสารทางวิชาการจำนวน 4 บทความ และบทความที่เผยแพร่ในการประชุมวิชาการระดับชาติ และระดับนานาชาติจำนวน 3 บทความ

Experimental Study on the Movement of Conducting Spheroidal Particles under Electric Field in Air

Tatchawin Sangsri^a, Viet Quoc Huynh^b and Boonchai Techaumnat^c

Department of Electrical Engineering, Faculty of Engineering, Chulalongkorn University, Bangkok, Thailand

^afusetatchawin@gmail.com, ^bhquocviet@hcmut.edu.vn, ^cboonchai.t@chula.ac.th

Keywords: electromechanics, prolate spheroidal particle, gas insulation system, particle contamination

Abstract. Study on the movement of conducting particle is useful for managing particles in gas insulation systems. The authors observed the movement of conducting prolate spheroidal particles under uniform electric field in air. From the experimental results, we found three patterns of the movement. The critical electric field results in particle rotating or lifting. The particles rotated about the contact point before lifting in most cases. The measured particle-rotating field was lower than the analytical ones by 6 and 21% for 9 and 18 mm gaps, respectively. From the experiment, the size of the particles and the gap distance affect the critical field. The voltage polarity has no effect on the critical field for particle movement because of little difference between the experimental values of positive and negative polarities.

Introduction

Gas insulation systems such as gas insulated switchgears (GIS) and gas insulated transmission lines (GITL) may be contaminated by free particles [1,2]. Due to electrostatic forces, conducting particles can move under an electric field [3]. The particle movement may bring about partial discharge near electrode surface due to locally high electric field strength, and may eventually result in complete breakdown. Study on the particle movement is a fundamental for managing the particle contamination problem. Many research works focus on the behavior of spherical and cylindrical particles. For a prolate spheroidal particle, it is important to investigate its movement due to the effect of the ends, which differ from the spherical and cylindrical particles. From the electromechanical analysis of prolate spheroidal particle, the electric field that can move a particle resting on a conducting plane was predicted [4]. The critical electric field that rotates or lifts a particle was denoted by E_R and E_L , respectively. E_R and E_L depend on the tilt angle that the particle makes with a conducting plane. This paper focuses on the movement under uniform electric field of charged spheroidal particles. The patterns of movement and the critical electric field for particle movement were investigated and compared with the analytical prediction.

Theory

The analytical electromechanics of a conducting prolate spheroidal particle on a conducting plane is shown in Fig. 1 [4,5]. In Fig. 1a, α is the tilt angle which the particle makes with the plane. Fig. 1b shows E_R and E_L of the aluminum particle having $b = 0.5$ mm and $c = 1$ mm. Based on the characteristics of E_R and E_L , there were three criteria. For the particle lying on the ground plane ($\alpha = 0^\circ$), it will not move if the electric field is smaller than $E_R(0^\circ) = 4.45$ kV/cm on the graph. If the electric field is between 4.45 kV/cm and $E_L(0^\circ) = 5.15$ kV/cm, it can rotate about the contact point. If the electric field is larger than $E_L(0^\circ)$, it can lift parallel with the plane without rotation.

For a conducting prolate spheroidal particle, E_L can be estimated from [6]

$$F_{e0} = 4\pi\epsilon_E b^2 E_L^2 \left(0.6 \frac{c}{b} + 0.76 \right) = mg \quad (1)$$

where F_{e0} is the electrostatic force which lift the particle parallel with the plane, ϵ_E is the permittivity of air and mg is the particle weight. E_L values of the particles are 8.0 and 10.1 kV/cm for small and large particles used in this experiment, respectively. Using the ratio of $E_R(0^\circ)/E_L(0^\circ)$ from [6], E_R values are 7.2 and 8.9 kV/cm for the small and large particles, respectively.

Experimental setup

The samples were conducting prolate spheroidal particles, as shown in Fig. 2. We used two sizes of the particles. The major semi-axis c was 2 mm, and the minor semi-axes b was 0.5 and 1 mm for the small and large particles, respectively. Fig. 3 shows the circuit used in the experiment. DC high voltage was generated by a test transformer and a rectifier circuit. A resistor was connected in series with the electrode system for reducing the breakdown current. The electrodes are two stainless-steel plates, which have 40 mm diameter and 15 mm thickness. To investigate the effect of the upper electrode, 9 mm and 18 mm gaps were used. The applied voltage was measured by a voltage divider. The particle movements were recorded by high-speed digital camera. 10 tests were carried out for a conducting particle. Before each test, the particle and electrodes were cleaned with ethanol. We placed the particle on the ground electrode. Then, we increased the voltage at the high-voltage electrode gradually until the particle moved. The critical field E_R and E_L were measured.

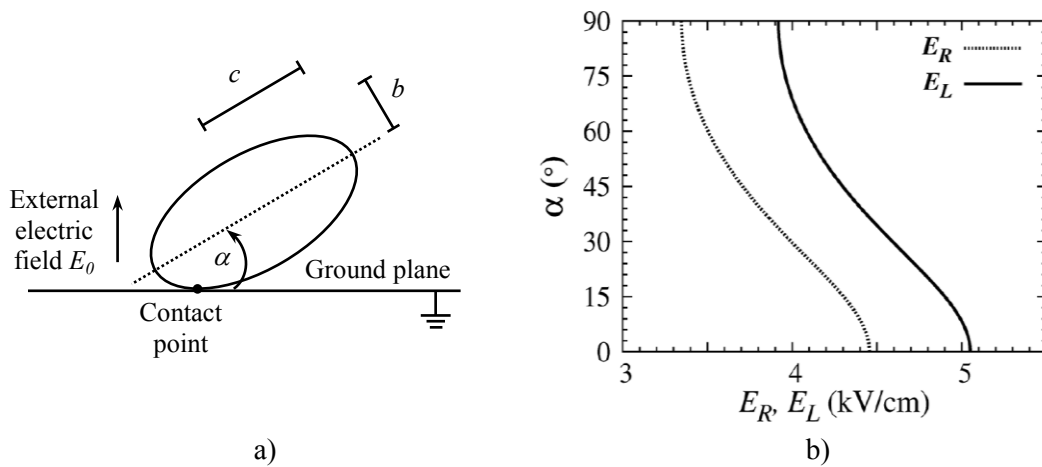


Fig. 1 The particle configuration (a) and its result of electromechanical analysis (b) [4].

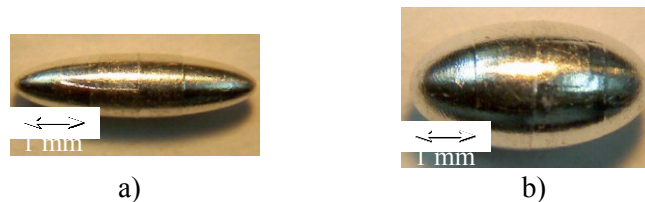


Fig. 2 (a) Small and (b) large spheroidal particles.

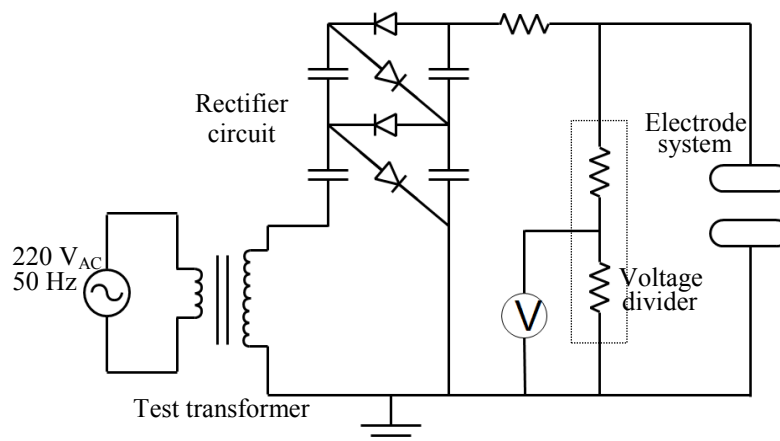


Fig. 3 Circuit used in the experiment.

Results and Discussion

Three patterns of particle movement were observed. For the first pattern, the particle initially moved at an end and rotated about its contact point, increasing the tilt angle α . After that, the particle lifted to the upper electrode. For the second pattern, the particle initially lifted parallel with the ground plane. Subsequently, it rotated while moving to the upper electrode. For the third pattern, the particle rotated and lifted from the ground plane (similar to the first pattern), but it fell back on the lower electrode before reaching the upper electrode. Table 1 shows the images of particle movement in a temporal sequence from a to d. The symbol * indicates a particle end during the movement.

For negative applied voltage, the particles exhibited the first pattern in most cases with 97%. The incident rates of the second and third patterns were 3% and 0%. For positive applied voltage, the incident rates were 88%, 8%, and 4% for first, second and third pattern, respectively. Because of increasing the voltage in each step (about 0.24 kV per step) from zero and $E_R(0^\circ) < E_L(0^\circ)$, the electric field that exerted on the particles reached the $E_R(0^\circ)$ before $E_L(0^\circ)$. The probabilities of first pattern were therefore higher than the other patterns.

Fig. 4 shows the particle-rotating field E_R from the experiments in comparison with the analytical values (— and – – indicate the analytical values for the small and large particles). The symbol ■ and Δ are referred to the gap of 9 and 18 mm. E_R in Fig. 4 is taken as the average of the results by both polarities as we found that the polarity hardly affects E_R values. From Fig. 4, the experimental values were higher than the analytical ones by about 8% and 12% for 9 and 18 mm gap,

Table 1 Patterns of particle movement.

First pattern				
Second pattern				
Third pattern				

respectively. There is an effect of the gap distance on the E_R values because the E_R values tended to increase with the gap distance. In case that the particles lifted parallel with the ground plane (second pattern), we found that the field was higher than the corresponding E_R in Fig. 4 by about 11%. This is in accordance with analytical prediction that $E_R(0^\circ) < E_L(0^\circ)$. However, there was a few cases showing second pattern.

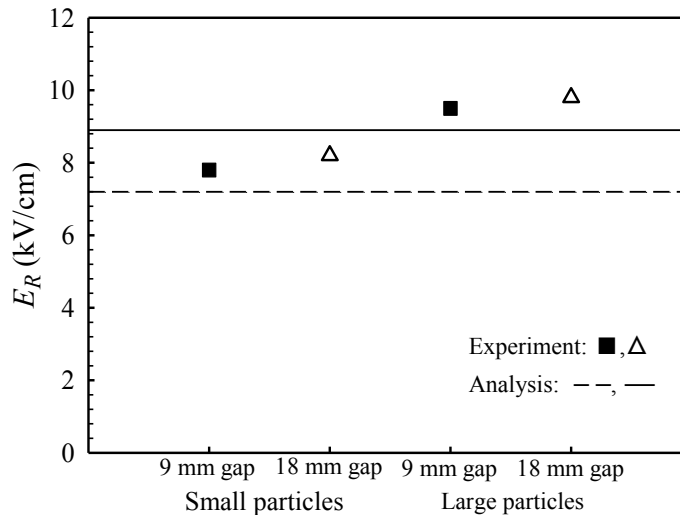


Fig. 4 The experimental results of E_R compared with the analytical ones.

Conclusion

In this work, we studied the movement of the conducting prolate spheroidal particles under electric field in air. From the results, we found that three patterns of particle movement were observed. In most cases, the particles rotated about contact point before lifting off. The movement is characterized by the particle-rotating and lifting electric fields. This experiment rather corresponds to the analytical prediction. The polarity of applied voltage hardly affects the particle-rotating electric field. There is an effect of gap distance on the field because the field tended to increase with the gap.

Acknowledgment

The work was supported by the Thailand Research Fund (TRF) and Chulalongkorn University. The authors thank Pro. Kunihiko Hidaka (University of Tokyo) and Mr. Kasipong Janpetch.

References

- [1] S.A. Boggs, IEEE Trans. PAS, Vol. PAS-101, No. 7 July 1982.
- [2] S.J. Dale and M.D. Hopkins, IEEE Trans. PAS, Vol. PAS-101, No. 6 June 1982.
- [3] K. Sakai, S. Tsuru, D. L. Abella and M. Hara, IEEE Trans. Dielectr. Insul., Vol. 6 No. 1, pp. 122-130, February 1999.
- [4] V.Q. Huynh, B. Techaumnat and K. Hidaka, IEEE Trans. Dielectr. Insul., Vol. 21, No. 1, pp. 80-87, February, 2014.
- [5] B. Techaumnat and M. Washizu, J. of Electrostat. 69, pp. 388-393, 2011.
- [6] V.Q. Huynh, Doctor's Thesis, Department of Electrical Engineering, Faculty of Engineering, Chulalongkorn University, 2013.
- [7] Viet Quoc Huynh, Tatchawin Sangsri, Boonchai Techaumnat and Kunihiko Hidaka, AUN/SEED-Net RC-EEE / ISMAC, 2014.

Study on the Effects of Gas Pressure and Particle Size on the Liftoff of Conducting Particles

Monekham Vilaisien and Boonchai Techaumnat

Department of Electrical Engineering, Faculty of Engineering
Chulalongkorn University, 254 Pathumwan,
Bangkok 10330, Thailand
vilaisien@yahoo.com, boonchai.t@chula.ac.th

Abstract—The existence of the particles has a critical effect on the insulation failures of gas insulated systems. This paper presents the experimental study on the lifting electric field of spherical particles under the different gas pressures in a uniform electric field between two parallel electrodes. The electrode gap was 10 mm. Three sizes of the spherical particles were used. We carried out the experiments in air under pressures of 1, 2 and 3 bar. The experimental results indicated that the particle liftoff depended on the voltage polarity, particle size and pressure. The lifting electric field under positive was higher than negative voltage for all conditions. However, the difference was clear only under 3 bar pressure or for the smallest particle radius (0.4 mm). The lifting electric field increased significantly with increasing size of particles and pressure. It is can be concluded that the effects of particle size and pressure are important for spherical particle liftoff.

Keywords—Lifting electric field; Gas insulated system; gas pressure; Particle liftoff.

I. INTRODUCTION

Gas insulated switchgear (GIS) is importance in high voltage system because it provides high reliability and small requires spacing. One of the major failure causes of gas insulated switchgears (GIS) is the existence of free particles in the gas. The particles can move freely within the GIS at high electric field regions [1]. The breakdown voltage of GIS is reduced remarkably by the presence of particles in the system [1-4] and affected by the movement of particles. In practical system, it is very difficult to avoid space particle contamination in the GIS. The most likely causes of contamination are the manufacture, assembly, or maintenance processes.

Previously several methods have been studied for deactivating particles in insulation system. The dielectric strength of insulating gases usually increases with the gas pressures [5]. For this reason, gas insulation systems operate at high pressure to achieve sufficient insulating capability in limited space included charge and force on spherical particles are analyzed [6-8]. The liftoff electric field is studied for spherical particles [9] and spheroidal particles [10]. However, only the effects electrostatic and gravitational force are usually considered in the analysis. The gas pressure may be an additional factor affecting the motion inception of particles. Needless to say that the pressure has an effect on particle motion after liftoff.

In this work, we carry out experiments on the liftoff of spherical conducting particles under DC electric field where the gas pressure and particle size are varied. The main objective of the study are to clarify the effect of the gas pressure on the critical field for the liftoff in relation with the particle size. The results from this work can be useful for particle deactivation in practice where pressurized conditions are typical.

II. EXPERIMENTS

Fig. 1 shows the schematic diagram of the experimental setup. The DC high voltage was generated from 220V 50 Hz AC voltage by using a test transformer (0.22/100 kV, 5 kVA) and a two-step full-wave rectifier circuit. The voltage was applied to the electrode system via a 13.9 M Ω current limiting resistor. A resistive divider was used to measure the applied voltage.

Fig. 2 shows the electrode system. The electrode system consisted of two parallel discs made of stainless steel. The electrodes had 20 mm radius and 15 mm thickness. Their edges were curved to prevent excessively high electric field. The upper electrode was connected to the applied voltage. The lower electrode one are grounded and placed on an adjustable stage from gap setting. The electrode gap was set to 10 mm for all the experiments.

Fig. 3(a) shows the schematic diagram of the test chamber used for experiments in the different gas pressures. The chamber was made from steel. It had two windows at the same height but separated by 90° for illumination and for observation. Fig. 3(b) shows the image of the test chamber. The lower electrode was set on the floor of the chamber. The upper electrode was attached to the chamber cover. The inlet and outlet of air and the pressure gauge were installed.

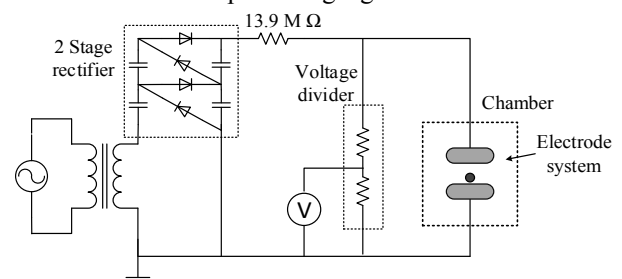


Fig. 1. Schematic diagram of the experimental setup.

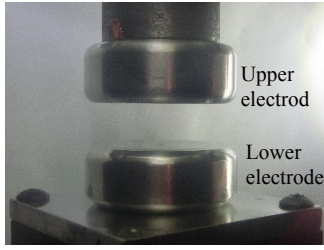
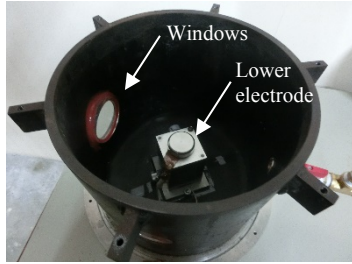
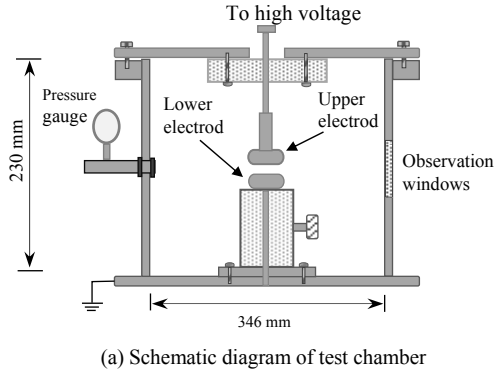


Fig. 2. Image of electrode system.



(b) Arrangement inside the chamber

Fig. 3. Test chamber for experiments in pressurized conditions.

The particle samples were aluminum spheres (Bal-Tec™). Three sizes of the particles were used. That is, the particle radius R were 0.4, 0.68 and 1.19 mm. Three samples were used for each particle size. All samples were cleaned with the acetone and dried at 65 °C before used in experiments.

In the experiments, a particle was placed on lower (ground) electrode. Then, we increased the applied voltage gradually with a step of about 0.06 kV until the particle lifted from plane. Air was used as the gas medium. The pressure of air (p) was varied to be 1, 2 and 3 bar with errors around $\pm 1.2\%$. The experiments were repeated 10 times on each particle for an applied voltage polarity (That is 30 times for a combination of particle size, gas pressure and voltage polarity). The particle and electrode surface were cleaned by ethanol prior and leaved to be completely dry before each experimental run.

III. RESULTS AND DISCUSSION

A. Effect of Voltage polarity

Fig. 4 shows the cumulative distribution of particle liftoff. The distribution is given separately by the solid and dashed lines for the positive and negative voltage application, respectively.

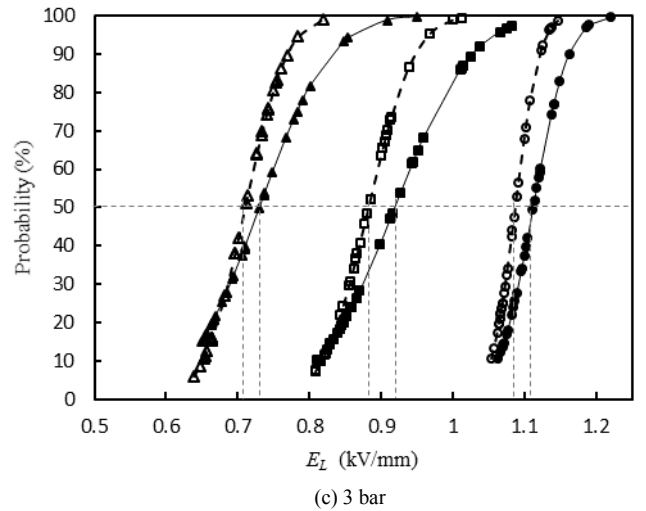
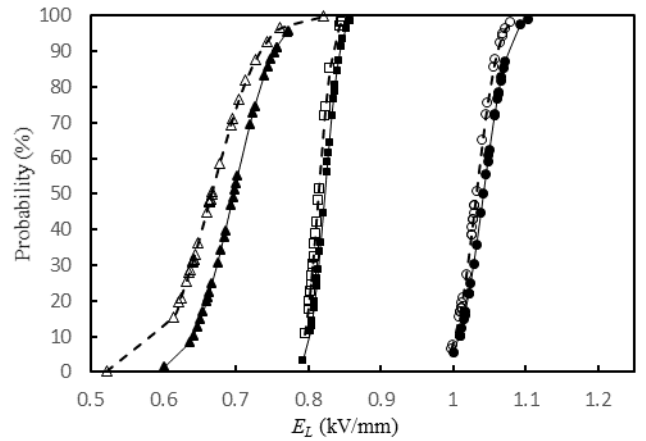
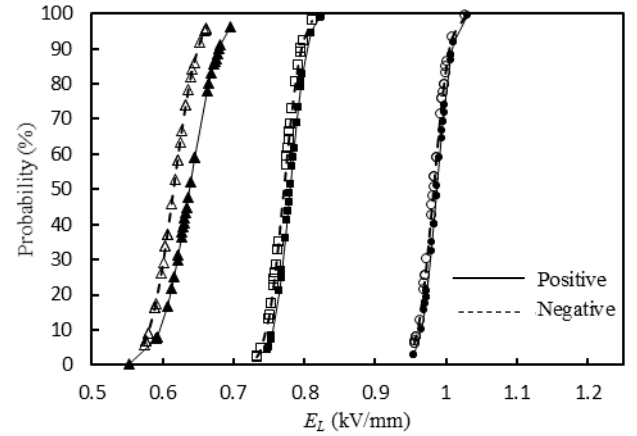


Fig. 4. Cumulative distribution of particle liftoff as a function of electric field. The symbols Δ , \square and \circ represent the cases of 0.4, 0.68 and 1.19 mm radius, respectively

Fig. 4(a) and 4(b) show that the effect of voltage polarity was small for the particle radius $R = 0.68$ and 1.19 mm under $p = 1$ or 2 bar although the particles tended to lift at slightly higher electric field for the positive voltage.

On the other hand, the smallest particle ($R = 0.4$ mm) exhibited noticeable dependency of the liftoff on the voltage polarity under all pressure values. With increasing pressure to 3 bar, the effect of the applied voltage becomes more prominent in Fig. 4(c) for all particle sizes. It can be also seen from Fig. 4 that most of the cases showing the effect of voltage polarity, the particles exhibited larger difference in the maximal lifting field than in the minimal field.

Fig. 5 summarizes the average values of the lifting electric field (E_L) for all particle sizes under $p = 3$ bar. The standard deviation of the measured data is also given on the graph. The graph illustrates the average values of the lifting electric field E_L for comparison between positive and negative polarity. From the graph, we can see small but consistent effect of voltage polarity for all the particle sizes. Even though the distributions in Fig. 4 are quite different between the polarities. The average E_L differs around 2.85, 4.14 and 2.29% for $R = 0.4$, 0.68 and 1.19 mm, respectively. On the other hand the maximal E_L in Fig. 4(c) differs around 16, 6.91 and 6.37% for the corresponding cases.

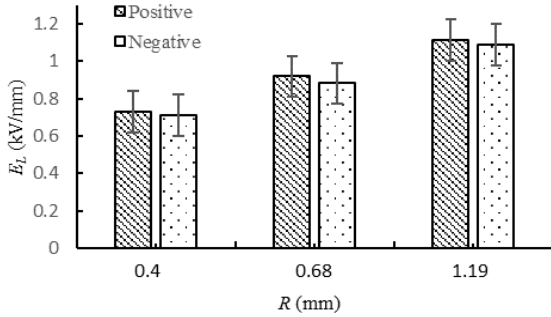


Fig. 5. Average values of E_L for $p = 3$ bar.

B. Effect of Particle Sizes

Fig. 6 shows the average lifting electric field as a function of the particle radius for each pressure value. Note that the average values are taken from the results of both voltage polarities. The analytical values of the liftoff electric field were also given in the figure (dashed) for comparison. The lifting electric field E_L is determined from the relationship [11]

$$E_L = \sqrt{\frac{g\rho R}{3 \times 1.369 \epsilon_0}} \approx 5.19 \times 10^5 \sqrt{\rho R} \quad (1)$$

where ρ and R denote the mass density and radius of the particle, g is the gravitational acceleration, and ϵ_0 is permittivity of gaseous dielectric.

Eq. (1) and the dashed line in Fig. 6 shows that theoretical E_L increases with the particle radius R . The measurement results exhibited the same tendency as the analytical E_L . However, all the measured E_L values were higher than the analytical ones. The difference was larger than with increasing the gas pressure. We consider that surface force, which depends on the contact condition, plays a role on the particle liftoff.

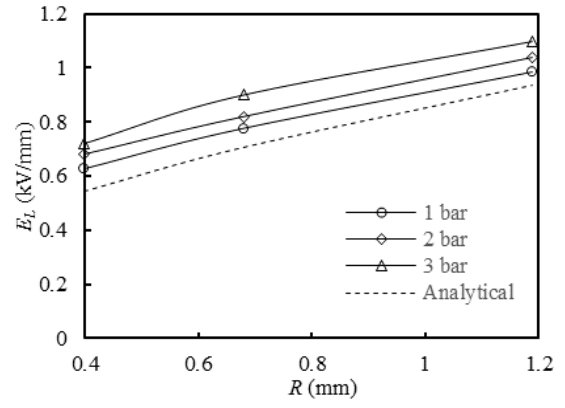


Fig. 6. Average of E_L as a function of R .

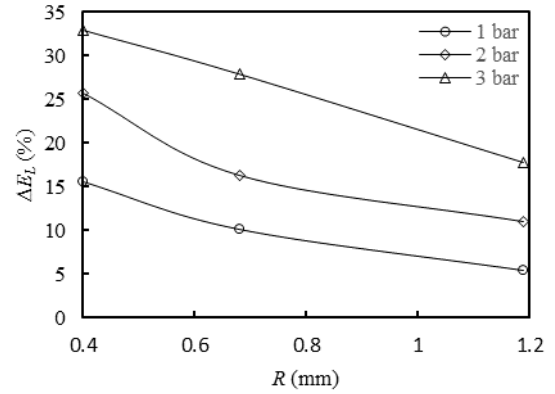


Fig. 7. ΔE_L as function of R .

As the surface force should depend on p , the pressure-dependency of E_L occurred. The difference between E_L from the experiments in comparison with the analytical one is presented in Fig. 7. Note that

$$\Delta E_L (\%) = \frac{E_{L,EXP} - E_{L,ANA}}{E_{L,ANA}} \times 100 \quad (2)$$

when the subscripts EXP and ANA denote the field from experiments and analysis, respectively.

Fig. 7 shows the different electric field ΔE_L as a function of the radius R for each pressure. It can be seen that the ΔE_L decreases nonlinearly with R . The effect of R on ΔE_L reduces with increasing particle sizes.

The particle weight W varies with R^3 whereas the electrostatic force is proportional to E_L^2 . Fig. 8 presents the variation of E_L^2 from the experiments with W . It is clear that although large particles required stronger electric field for liftoff, E_L^2 did not vary linearly with W . The same tendency is found for all the pressure values. However, additional data for different particle sizes may be needed for determining the relationship between the particle weight and the electrostatic force required for the liftoff.

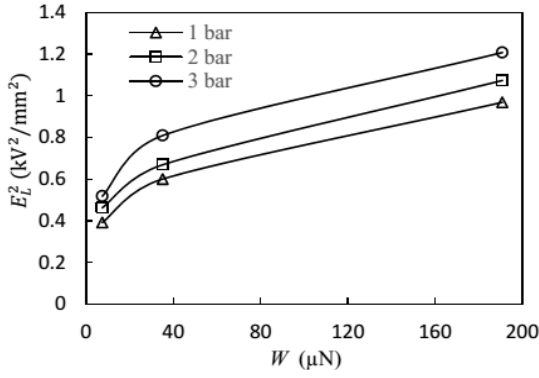


Fig. 8. Variation of E_L^2 with particle weight.

C. Effect of Pressure

Fig. 9 shows the average lifting electric field as a function of the pressure for each particle radius. The average values are taken from the results of both voltage polarities already on the graph. As can be seen from the graph, the effect of gas pressure is clear. The lifting electric field is increased steadily with for each particle size.

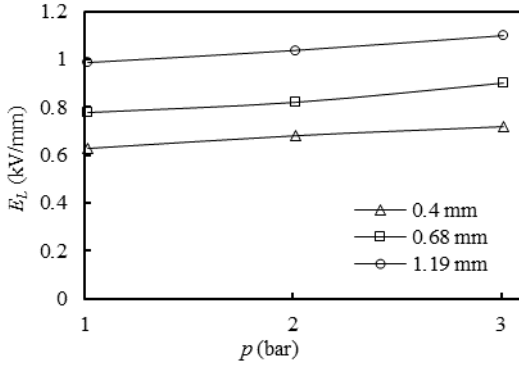


Fig. 9. Average lifting electric field as function of pressure.

The difference ΔF between the electrostatic force F_e and the particle weight W can be calculated from [11]

$$\Delta F = F_e - W \quad (3)$$

where

$$F_e = 1.369 \varepsilon_0 S E_L^2 \quad (4)$$

and S is surface area. Note that $W = 7.29, 35.05$ and $190.88 \mu\text{N}$ for $R = 0.4, 0.68$ and 1.19 mm, respectively.

Fig. 10 illustrates the force difference as a function of pressure. The figure shows that for each particle size, ΔF increases nonlinearly with p . The effect of the p on ΔF also increases with the particle sizes. Fig. 11 plots the variation of ΔF with $\pi p R^2$ of all particles and pressure values. Overall the figure shows that ΔF increases with the $\pi p R^2$ approximately by a linear relationship. This may imply that the contribution from pressure p on the surface force varies with the contact area, which depends on the particle surface area.

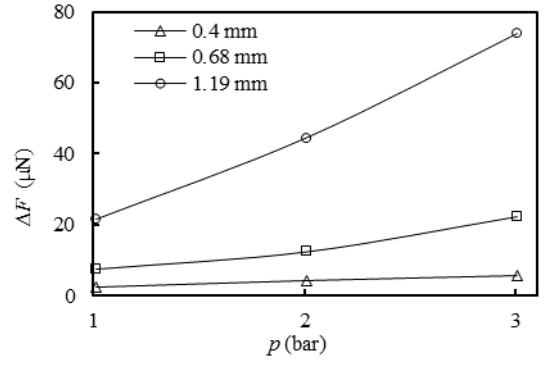


Fig. 10. Force difference as function of pressure.

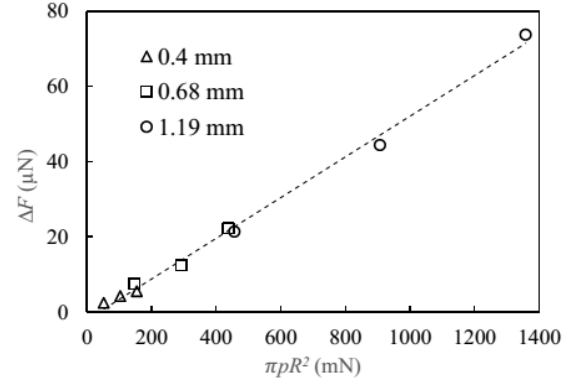


Fig. 11. Variation of ΔF with $\pi p R^2$ of all particles and pressures.

IV. CONCLUSION

In this work, we studied experimentally the liftoff of conducting spherical particles from the electrode by a uniform electric field under three different gas pressures. The experimental results can be summarized as follows.

- The effects of voltage polarity were clearly observed in the 3 bar pressure, where the lifting field E_L was higher for positive voltage application. Under 1 or 2 bar pressure, only the smallest particle ($R = 0.4$ mm) exhibited the difference between polarity.
- E_L increased significantly with the particle sizes, but the electrostatic force F_e was not proportional to the particle weight W .
- For each particle sizes, E_L becomes higher with increasing the pressure p .
- The difference ΔF between F_e and W increases nonlinearly with p but more or less linearly with $\pi p R^2$.

ACKNOWLEDGMENT

This work was supported by the AUN/SEED-Net program, JICA, and the Thailand Research Fund. The authors want to thank Prof. Kunihiko Hidaka, The University of Tokyo, for his help and discussion on the experiments.

REFERENCES

- [1] K. Sakai, D. L. Abella, Y. Khan, J. Suehiro and M. Hara, "Experimental studies of Free Conducting Wire Particle

Behavior between Non-Parallel Plane Electrodes with ac Voltage in Air,” IEEE Trans. DEI, Vol. 10, pp. 418-424, 2013.

- [2] K. Sakai, D. L. Abella, Y. Khan, J. Suehiro and M. Hara, “Charging and Behavior of a Spherically Conducting Particle on a Dielectrically Coated Electrode in the Presence of Electrical Gradient Force in atmospheric Air,” IEEE Trans. DEI, Vol. 9, pp. 577-588, 2002.
- [3] A. H. Cookson, O. Farish and G. M. L. Sommerman, “Effect of Conducting particles on ac Corona and Breakdown in Compressed SF₆,” IEEE Trans. PAS, Vol. 91, pp. 1329-1338, 1972.
- [4] B. Qi, C. R. Li, Z. Hao, B. B. Geng, D. G. Xu, S. Y. Liu, and C. Deng, “Surface discharge initiated by immobilized metallic particles attached to gas insulated substation insulators: process and features”, IEEE Tran. Dielectr. Electr. Insul., Vol. 18, pp. 792-800, 2011.
- [5] A. Hopf, M. Rossner, F. Berger, and U. Prucker, “Dielectric Strength of Alternative Insulation Gases at High Pressure in the Homogeneous Electric Field,” IEEE EIC, Seattle, Washington, UAS, pp. 131–136, June 2015.
- [6] N. J. Felici, “Forces et charges de petites objets en contact avec une electrode affect d’un champ eletrique”, Rev. Gen. Elec., Vol. 75, pp. 1145-1160, 1966.
- [7] N. N. Lebedev and I. P. Skal’skaya, “Force acting on the conducting sphere in the field of a parallel plate condenser”, Sov. Phys., Vol. 7, pp. 268-270, 1962.
- [8] M. Hara, T. Yamashita, and M. Akazaki, “Microdischarge characteristics in air gap between spherical particle and plane”, IEE Proc., Part A, Nol. 130, pp.329- 335, 1983.
- [9] K. Sakai, S. Tsuru, D. L. Abella and M. Hara “Conducting Particle Motion and Particle initiated Breakdown in dc Electric Field between Diverging Conducting Particle in Atmospheric Air,” IEEE Trans. DEI Vol. 6., pp. 122-130, 1999
- [10] H. Parekh, K. D. Srivastava, R.G. Van Heewijk, “Lifting Field of Free Conducting Particles in Compressed SF₆ with Dielectric Coated electrode ,” IEEE Trans. PAS, Vol. 98, pp. 748-758, 197
- [11] V. Q. Huynh, “Study on the electromechanics of nonspherical particles under electric field in dielectric system,” Doctor’s Thesis, Department of Electrical Engineering, Faculty of Engineering, Chulalongkorn University, 2013.

Study on Particle-Induced Corona Discharge in Insulation Systems

Chomrong Ou and Boonchai Techaumnat

Department of Electrical Engineering, Faculty of Engineering,
Chulalongkorn University, 254 Pathumwan, Bangkok 10330, Thailand.
ou_chomrong@yahoo.com

Abstract— Gas Insulation System (GIS) is in popular use because of its high reliability and recovery ability. Existing particles in GIS deteriorate the GIS performance due to their higher dielectric constant or conductivity than the gas medium. The objective of study is to investigate characteristic of corona discharge induced by particles of different shapes. In our experiments, the particles were set stand on the lower electrode in a parallel electrode system. The corona discharge was detected by $R_m = 50 \Omega$ or 500Ω resistor. The corona inception voltage U_i was calculated in the work to compare with the experimental results. The calculated U_i is highest for the rounded-end particle, and lowest for the very-sharp end particle. U_i is lower when the particle tip was sharper. Using the different R_m values did not give so much difference for the U_i , PD charge, and breakdown voltage U_b . The calculated U_i was higher than but followed the tendency of the measured one. In addition, the PD charges and number of pulses also followed the same tendency as U_i . The PD charges were found to vary approximately linearly with the particle charges calculated by the numerical simulation. The breakdown voltage was close to each other for all particles. The tip of particles did not affect strongly on breakdown voltage. The difference between U_b and U_i was highest for the very-sharp end particle, and lowest for the rounded-end particle.

Keywords—Gas insulation, partial discharge, corona, charged particle, breakdown.

I. INTRODUCTION

The insulation systems play an important role in high voltage engineering for various purposes such as preventing short circuit between conductors, protecting human from electric-shock hazard, inhibiting charging current flowing to other objects in their vicinity, and suppressing electromagnetic noises due to partial discharges (PD) [1]. Gas insulated system has advantages such as high reliability and their ability to recover the insulating capability after breakdown. For these reasons, they are veritably used in substations.

Although the gaseous dielectrics provide excellent insulation for the systems, it has been reported that the existence of particles is a major cause of insulation failure [2, 3]. The particles may be present in a gas insulated system by various means, including the operation of moving contacts to close or open circuits.

A particle usually intensifies electric field near its surface due to the higher dielectric constant or conductivity than the

gas dielectrics as generally explained in [4]. Excessively strong electric field may result in partial discharge in the gas medium, which has a critical effect on the breakdown of the insulation systems. Additionally, a conductive particle is charged where it is in contact with another conductor under an electric field. The charged particle can be moved by the force inserted from electric field. The movement of particle possibly promotes the harmful effect of the particle on the insulating performance, in particular, when the particle is attracted closer to an energized electrode. The dielectric strength of SF₆, which is a common gas in insulation systems, is remarkably reduced the presence of partial discharge.

Up to now, there are many works on the particle-induced discharges in gas insulation. Kudo et al used a configuration of hemispherical end particles with micro-gap in a parallel electrode system to study the corona onset and breakdown voltages [5]. They found that position of particle affected on corona onset and breakdown voltages. When the wire particle was close to negative electrode, the corona onset voltage was lower with smaller gap distance between the lower tip of particle and the lower electrode. The corona onset voltage was lowest when particle was in contact with the negative electrode. However, breakdown occurred without stable corona discharge when the particle was close to positive electrode. Comparatively, Asano et al studied on filamentary floating particles from both, positive and negative DC applied voltages [6]. Particles were chosen for various lengths and gaps. They clarified that bipolar corona current occurred from both negative and positive corona phenomenon. The corona onset voltage did not strongly depend on particle length, but the breakdown voltage did. Viet studied corona discharge on uncoated and coated end particles [7]. The particles were set to stand on the lower electrode. The corona inception voltage was found to be lower under positive than under negative applied voltages. The corona inception voltage was lower when the upper end of particle was sharper.

In this work, we have extended the study on the discharge induced by a particle standing on an electrode. We carried out experiments to observe the characteristic of corona discharge induced by non-spherical particles in air. Various kinds of particle profiles were used to observe their effect on the corona inception voltage and corona current. In addition, we also applied a numerical calculation to estimate the corona inception voltage based on the streamer breakdown criteria. The objective of this work is to clarify the existence of corona

discharge induced by small particles and to verify an agreement between the theoretical estimation and the experimental results.

II. EXPERIMENTS

A. Experiment setup

Experiments were set up to investigate characteristic of corona discharge. Fig. 1 shows the experimental setup, which consists of a HV test transformer (220 V/100 kV, 5 kVA), a control panel, a 2-stage Cockcroft-Walton rectifier circuit, a current limiting resistor, a resistive voltage divider, and two parallel electrodes. The upper electrode has diameter of 94 mm, and the shape of electrode follows Rogowski's profile to avoid breakdown on the edge of electrode. The lower electrode has a solid cylinder (4 mm diameter) at its center. An insulating film is used to separate the lower electrode from the solid cylinder to avoid partial-discharge current flowing directly to ground through the lower electrode. The solid cylinder is connected in series to R_m , which is equal to 50 Ω or 500 Ω to the ground. The details of the electrode system are shown in Fig. 2.

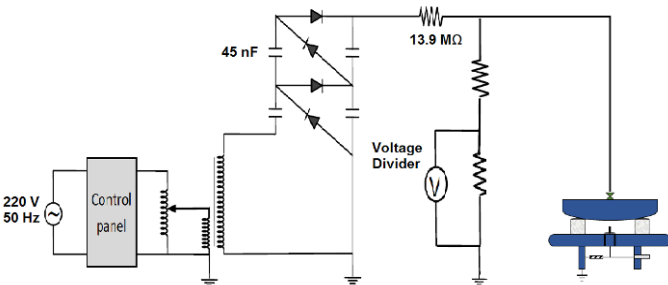


Fig. 1 Schematic diagram of experimental setup

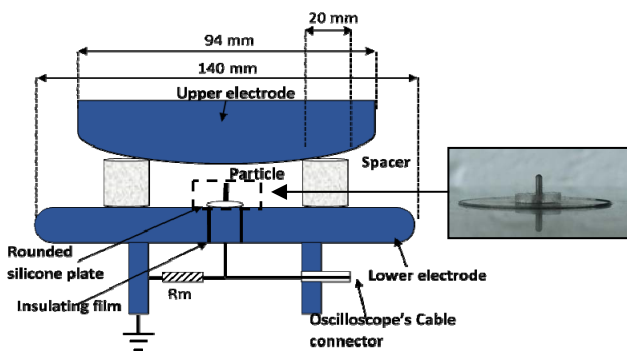


Fig. 2 Electrode system and standing wire particles

Four kinds of particles were used in this work. They had length of 4 mm and diameter of 1 mm. The first 3 kinds were aluminum wire particles (Nilaco) with one end cut perpendicularly. Another end was (a) rounded, (b) sharp, or (c) very sharp as shown in Figs. 3(a) to (c), respectively. The last kind of particles was the spheroidal particles as shown in Fig. 3(d). Three samples were used for each kind of particles. A 2.5 GS/s oscilloscope (Tektronix, TBS1202B-EDU) was used to detect and record the first pulse of corona inception voltage with 25 ns/div or 100 ns/div scale for R_m 50 Ω or 500 Ω ,

respectively. High voltage was measured by using resistive voltage divider.

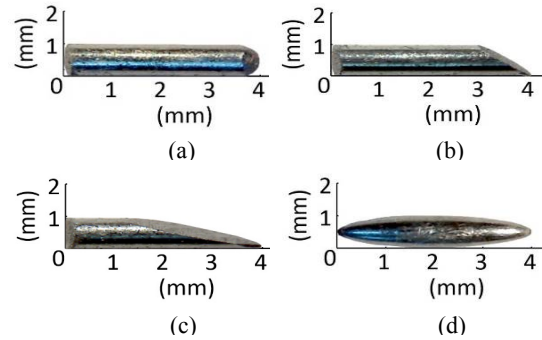


Fig. 3 Images and dimensions of particles

B. Procedure

The particles were set to stand perpendicular to the lower electrode by using a rounded silicon plate (1 mm thickness) as shown in the inset of Fig. 2. The perpendicular cut ends of particles were in contact with the solid cylinder. The lower electrode was separated from the upper electrode by 10 mm high spacers, while positive DC high voltage was applied to the upper electrode. The voltage was increased with a step of 0.06 kV approximately until corona discharge current was detected. The voltage of the first current waveform was recorded as the corona inception voltage. After the waveform was recorded, the time scale of the oscilloscope was increased in order to record number of pulses that occurred with 1 ms. Number of pulses was randomly recorded with a 1 ms interval. Then, the applied voltage was increased until breakdown occurred. Experiments were repeated 30 times for each kind of particles.

III. SIMULATION

A. Electric field

For the calculation of the corona inception voltage, the Elmer software based on the finite element analysis was employed to simulate the electric field. The GiD software was used for the pre-processing. Fig. 4(a) shows the axisymmetric model of a particle standing on the lower electrode of a parallel electrode system. Fig 4(b) shows the particle contours used for the simulation. 1 V potential was applied to the upper electrode, and the lower electrode was grounded. Note that the models were simplified to be axisymmetric in order to reduce the calculation time and memory resource. Up to 120,000 nodes and 57,000 elements were used in calculation. To attain accurate results, very fine grids were used on the particle contours and axis of symmetry.

B. Corona inception voltage

The condition for inception discharge in air under nonuniform field was applied [8].

$$\int_0^{x_c} \alpha dx = 9.15 \quad (1)$$

where x_c is the critical length, based on the value of critical electric field $E_c = 2.588$ kV/mm, and the ionization coefficient $\bar{\alpha}$.

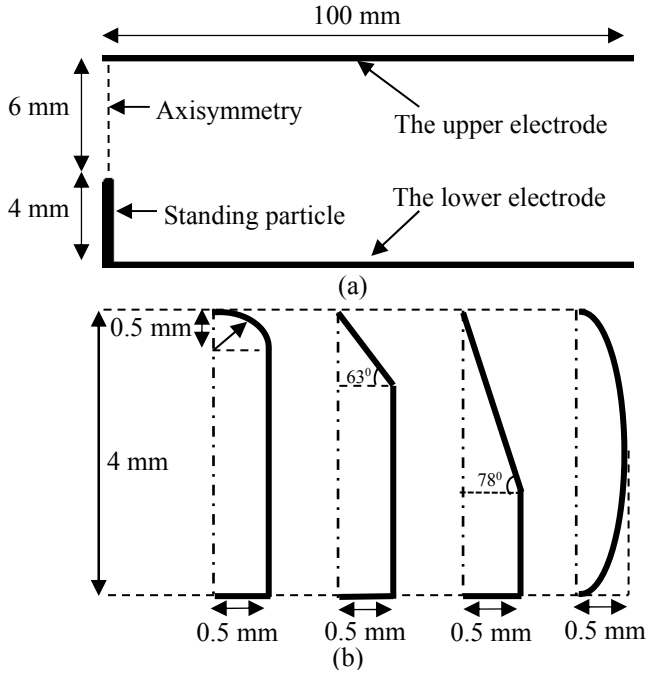


Fig. 4 Calculation models (a) electrode system and particle (b) particle contours (axisymmetric).

For the range of electric field $2.588 < E < 7.943$ kV/mm. It can be calculated by

$$\bar{\alpha} = Cp \left(\frac{E}{p} - \frac{E_M}{p} \right)^2 - Ap \quad (2)$$

where p is the pressure, E_M , A and C are constants equal to 2.165 kV/mm, 0.2873 (mm bar) $^{-1}$ and 1.6053 mm bar/ (kV) 2 , respectively. Pressure p is taken to be 1 bar in the calculation.

For the range $7.943 < E < 14$ kV/mm,

$$\bar{\alpha} = C_1 E - A_1 p \quad (3)$$

where A_1 and C_1 are equal to 80.0006 (mm bar) $^{-1}$, and 16.7766 (kV) $^{-1}$, respectively. Note that we also use equation (3) to calculate for the electric field greater than 14 kV/mm. Equations (2) and (3) are applicable for dry air (0 g/m 3 humidity). According to IEC-52, corona inception voltage calculated by using these equations is adjusted by humidity factor [9]. The typical humidity condition is 20 g/m 3 in our experiments. We suppose that calculated corona inception voltage increases around 5% from the calculated value.

The rectangle rule is used to approximate the integration in equation (1). The electric field was taken on the axis of symmetry from the tip of particle to the upper electrode. For evaluating the equation numerically, we divide x_c into N subintervals and write

$$\int_4^{x_c} \bar{\alpha} dx = \sum_{i=1}^N \bar{\alpha}_i \Delta x_i \quad (4)$$

where Δx_i is the width of the i -th subinterval and x_i is the position (Z) at the subinterval as show in Fig. 5. $\bar{\alpha}$ is calculated from equation (2) or (3) by using $E = E(x_i)$.

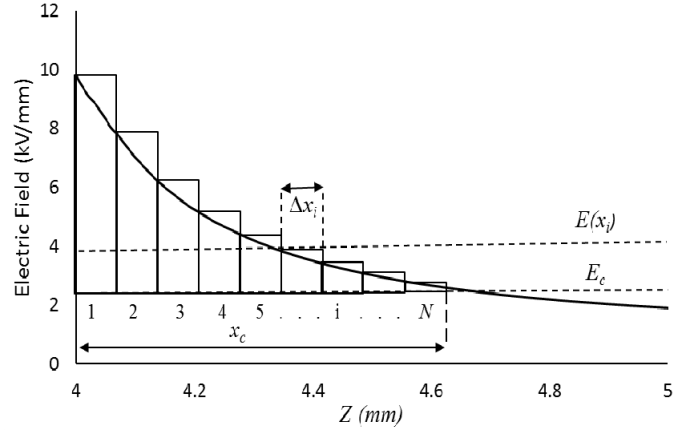


Fig. 5 Illustration of rectangle rule

Up to 618 subintervals were used in the calculation. We increase electric field by increasing voltage on the upper electrode until equation (1) is satisfied. Therefore, the corona inception voltage U_i is determined.

IV. RESULTS AND DISCUSSION

A. Calculated corona inception voltage

Fig. 6 shows the calculated electric field for different particle profiles. The field is given on the axisymmetric line from the particle tip ($z = 4$ mm). The vertical axis presents the electric field in log scale. It is clear that the electric field is highly nonuniform. The maximal electric field is at the particle tip, and the field decreases rapidly with increasing distance from the tip. The particle with a very-sharp end has the highest field maximum, and the rounded-end particle has the lowest field maximum. The calculated U_i values are shown in Fig. 7. It could be seen that the rounded-end particle has the highest U_i , and the very sharp-end particle has the lowest U_i . This implies that the lower U_i is caused by higher electric field on the axisymmetry, which satisfies the criteria in equation (1). The wire particles with sharp-end and very-sharp end have more or less the same U_i because the maximal field and distribution are quite the same in Fig. 6(b). The maximum electric field is not in axisymmetry for the rounded-end particle.

B. Measured corona inception voltage.

When a positive voltage was applied to the upper electrode, the ionization region took place at the particle tip. Electrons moved toward the upper electrode, while positive ions moved to the lower electrode. The corona inception was detected in the experiments with two values of R_m , 50 Ω and 500 Ω . The average values of U_i were taken from 30 experimental runs.

Fig. 8 compares the corona inception voltage U_i of the particles when $R_m = 50$ Ω or 500 Ω . The maximal and minimal U_i are also shown in the figure as the error bars. It could be seen that from the figure that the results from using 500 Ω R_m did not differ so much from these using 50 Ω . For the wire

particles, U_i was lower when the particle tip was sharper. U_i of the spheroidal particle was between those of the rounded-end and sharp-end particles.

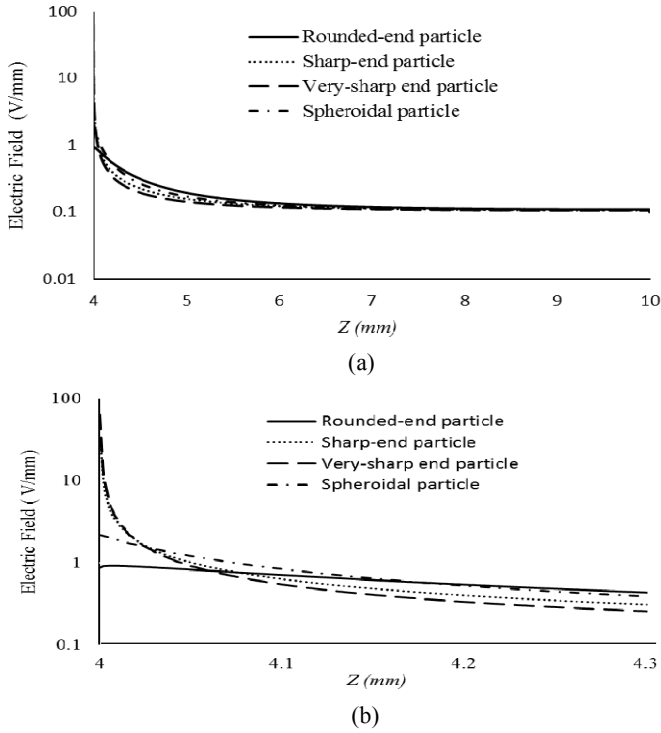


Fig. 6 Electric field along axis of asymmetry from the particle tips under 1-V application (a) 4 – 10 mm, and (b) 4 – 4.3 mm.

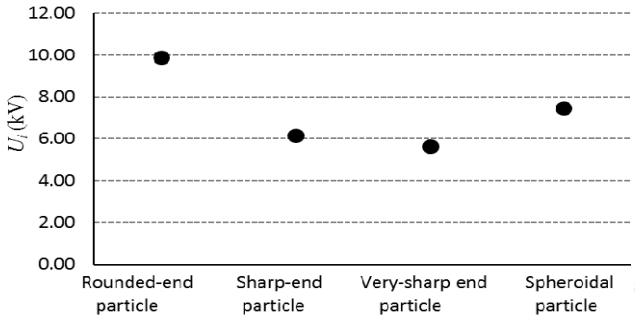


Fig. 7 Calculated corona inception voltage.

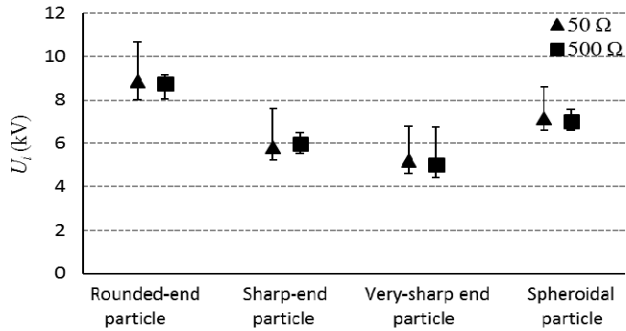


Fig. 8 Corona inception voltage measured with $R_m = 50 \Omega$ and 500Ω .

Comparing the measured results in Fig. 8 with the calculated U_i shown in Fig. 7, it could be seen that the measured U_i follows the same tendency as the calculated one. The difference ΔU_i (%) may be calculated by

$$\Delta U_i(\%) = \frac{U_{i,cal} - U_{i,meas}}{U_{i,cal}} \times 100 \quad (8)$$

where $U_{i,cal}$ and $U_{i,meas}$ were obtained from the calculation and the measurement, respectively. Fig. 9 shows the difference between the calculated and measured corona inception voltages. For all cases, the calculated U_i was higher than the measured one, but followed the same tendency. The wire particles have higher ΔU_i than the spheroidal particle. The rounded-end particles has the largest difference between the calculated and the measured U_i . The axisymmetric approximation is one of causes of the difference between the experiments and the analysis. The models of the very-sharp end and sharp-end particles have the largest different from the actual particle profiles.

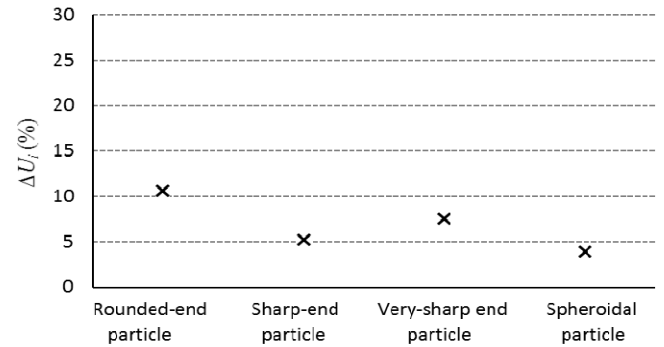


Fig. 9 Difference between the measured and the calculated corona inception voltages.

C. PD current and charge

Fig. 10 shows an example of the waveforms of the corona (partial) discharge currents. It could be seen that corona current is higher when U_i is higher. The current waveform obtained from $R_m = 500 \Omega$ is smoother, lower than but $R_m = 50 \Omega$ possibly because of resistance damping resonance. The larger resistance may damp higher resonance which is caused by shunt capacitance produced by the oscilloscope's cable with ground.

Fig. 11 presents the charge Q_{PD} associated with partial discharge on the particle at the corona inception voltage. The charge was obtained by integrating current waveform for an interval of $0.25 \mu s$ and $1 \mu s$ for cases of R_m , 50Ω and 500Ω , respectively. The error bars in the figure represent the maximal and minimal Q_{PD} . The average charge did not differ significantly between the cases of R_m 50Ω and 500Ω . The tendency of charge was the same as the corona inception voltage U_i . This means that a particle having higher U_i exhibits larger charge magnitude. We can calculate the total charge Q_{par} on the particle before the partial discharge by integrating the electric flux density over the particle surface. Fig. 12 shows the relation between the measured PD charge and the calculated particle charge. It could be seen that the PD charges vary more

or less linearly with particle charge. Q_{PD} increases with increasing of calculated particle charge Q_{par} .

Fig. 13 presents the average number of current pulses. Eventhough the error deviation is quite high from each experimental runs, the tendency of average current pulse number was the same as the tendency of U_i and PD charge. The average number of pulses was higher for the particle with a sharper end.

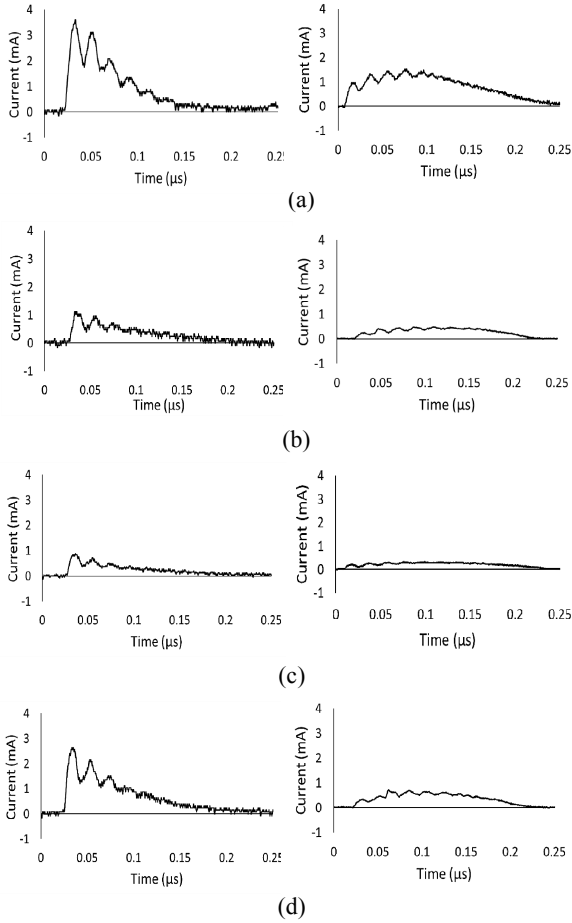


Fig. 10 Waveforms of the partial discharge current (a) rounded-end, (b) sharp-end, (c) very-sharp end and (d) spheroidal particles. Waveforms on the left and right hand sides were recorded with $R_m = 50 \Omega$ and 500Ω , respectively.

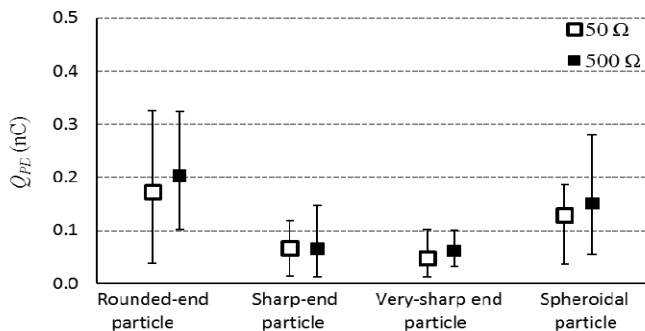


Fig. 11 PD charge obtained from $R_m = 50 \Omega$ and 500Ω .

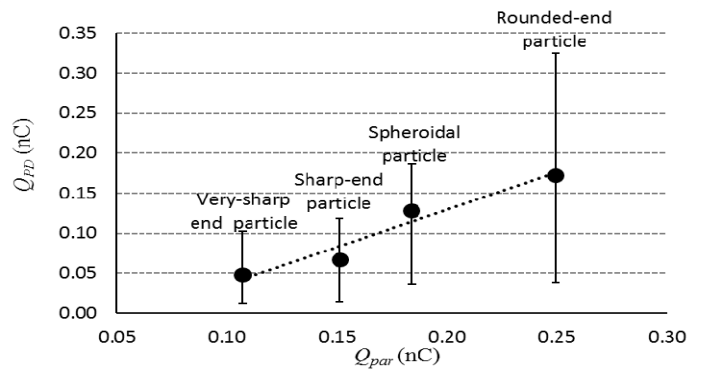


Fig. 12 Comparison of PD charge and calculated particle charge

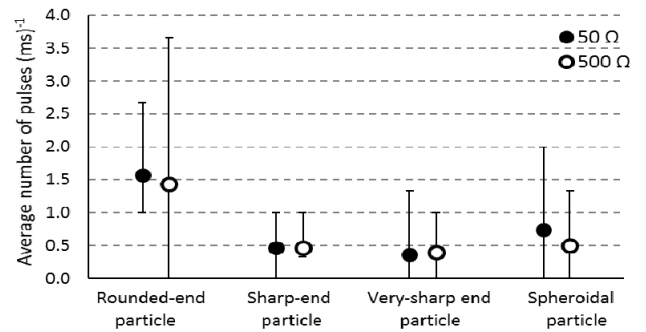


Fig. 13 Average number of pulses obtained from $R_m = 50 \Omega$ and 500Ω .

D. Breakdown voltage

The breakdown voltage U_b (obtained from the experiments) is presented together with corona inception voltage U_i in Fig. 14. For the wire particles, U_b of the rounded-end particle was greater than the sharp-end, and the very-sharp end particles. U_b of the spheroidal particles was close to U_b of the rounded-end particle. From Fig 14, it could be seen that the particle tip profiles affected more on the corona inception voltage than on the breakdown voltage in the 10 mm gap for the experiments. The difference between U_i and U_b was smallest for the rounded-end particle, and largest for the very-sharp end particle. The voltage between U_i and U_b is closer with higher U_i . Although not shown here, U_b obtained with $R_m = 500 \Omega$ was slightly higher than with $R_m = 50 \Omega$ by 0.8 – 7.0%.

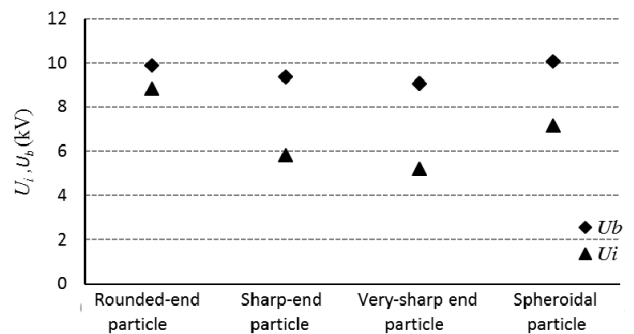


Fig. 14 Average values of the breakdown and corona inception voltages.

V. CONCLUSION

The analysis and experiments on particle-induced discharge were done for particles having different shapes. From the results, it could be seen that the particles tips affected strongly on the corona inception voltage U_i . The calculated U_i is highest for the rounded-end particle, and lowest for the very sharp-end particle. The behavior of U_i can be explained from the field calculation results. U_i values measured by using $R_m = 50 \Omega$ did not differ so much from those by using $R_m = 500 \Omega$. The calculated U_i is greater than the measured one, but shows the same tendency. The difference between the calculation and the analysis is partly caused by the axisymmetry approximation used for the calculation. The PD charges and number of pulses also followed the same tendency as U_i . The PD charges were found to vary approximately linearly with the particle charge calculated by the numerical simulation. The breakdown voltage U_b for all particles was close to each other. The difference between U_b and U_i was largest for very sharp-end particle, and smallest for rounded-end particle. The tip of particles did not affect strongly on breakdown voltage.

ACKNOWLEDGMENT

This work has been supported by the Thailand Research Fund (TRF) and the AUN SEED-Net program, JICA. The authors want to thank Prof. K. Hidaka (University of Tokyo) for the help on the experiments and discussion.

REFERENCES

- [1] C.L. Wadhwa, High voltage engineering. University of Delhi, 2007.
- [2] Y. Kudo, T. Sugimoto and Y. Higashiyama, DC corona discharge from a wire particle floated with a microgap in parallel plate electrodes. Industry Applications, IEEE Transactions on, 2006. 42(4): pp. 909-915.
- [3] M. M. Morcos, H. Anis and K.D. Srivastava, Particle-initiated corona and breakdown in GITL systems. IEEE Transactions on Electrical Insulation Vol. 24 NO. 4, August 1989: pp. 561-572.
- [4] T. Takuma and B. Techaumnat, Electric field in composite dielectrics and their application, Springer, 2010.
- [5] Y. Kudo, T. Sugimoto and Y. Higashiyama, Corona and Micro-gap Discharge occurring at a Wire Particle in a Precessional Motion under a DC Electric Field. IEEJ Transactions on Fundamentals and Materials, 2005. 125(2): pp. 107-112.
- [6] K. Asano, R. Hishinuma and K. Yatsuzuka, Bipolar DC corona discharge from a floating filamentary metal particle. Industry Applications, IEEE Transactions on, 2002. 38(1): pp. 57-63.
- [7] H. Viet Quoc, Study on the electromechanics of non-spherical particles under electric field in dielectric system. Ph.D thesis, Chulalongkorn University, dissertation No. 5471440921, 2013.
- [8] P. Komson, Applicability of the streamer breakdown criterion to inhomogeneous gas gaps. PhD thesis, Swiss Federal Institute of Technology, dissertation No.11192, 1995.
- [9] IEC Publ. 52, recommendations for voltage measurement by means of sphere-gaps (one sphere earthed), 1960.

Experimental Study on the Motions of Prolate Spheroidal Particles under Electric Field

Tatchawin Sangsri, Boonchai Techaumnat

Chulalongkorn University
Department of Electrical Engineering, Faculty of Engineering
Bangkok 10330, Thailand

Viet Quoc Huynh

Ho Chi Minh City University of Technology
Department of Electrical Engineering, Faculty of Electrical and Electronic Engineering
Ho Chi Minh City, District 10, Vietnam

and **Kunihiko Hidaka**

The University of Tokyo
Department of Electrical Engineering and Information Systems
Tokyo, Japan

ABSTRACT

This paper presents a study on the electromechanics of prolate spheroidal conducting particles on a conducting plane. The objective of the study is to clarify the fundamental role of the non-spherical shape of particles on their behavior under electric field. We used two sizes of particles having the same major axial length but different diameter (minor axes) for the experiments. The electric field E_M initiating particle motion was measured, and we found that E_M was slightly higher than the theoretical field strength of the particle for rotation. The lift-off behavior of the particles at E_M was different from the theoretical prediction as the particles departed from the conducting plane at significantly larger angles than the theoretical prediction. The discrepancy of the departing angle was possibly due to the predominant rotating motion of particles. With higher electric field than E_M , the experimental results showed that the linear vertical motion of particles became dominant, resulting in virtually parallel lift-off of the particles. However, re-contact might occur after lift-off between the particles and the lower electrode, and increase the particle charge as a result. Charge estimation based on the lying cylindrical model is found appropriate only when a particle has a small aspect (length-to-diameter) ratio or when the field is much higher than the critical field for particle rotation.

Index Terms - Electromechanical effects, electrostatic force, electric fields, prolate spheroid, Insulation.

1 INTRODUCTION

A variety of high-voltage insulation systems utilize a gaseous dielectric or a mixture of gaseous dielectrics as the main insulating medium. Their advantage over systems with atmospheric air insulation is that size reduction can be realized as the dielectric strength of the gas insulated systems increases with gas pressure. In addition, due to the nature of closed systems, the influences from surroundings (pollution, etc.) are significantly reduced; thus, gas insulated systems do not require frequent maintenance.

With the miniaturization of insulation systems, the electric field becomes stronger inside. Small particles may exist in gas insulated systems due to the manufacturing or assembling processes. Particles may also result from mechanical operations of moving parts. The existence of conducting particles in gas insulated systems intensifies electric field near the particles [1]. The intensified electric field may lead to the occurrence of partial discharge at the high-field region. Space charges accompanying with the discharge process reduce the insulating capability of gaseous dielectrics such as SF₆. In addition to the field intensification, free particles can move from one surface to another by the electrical force. A conducting particle on an electrode under electric field acquires charge from the contact,

and the electrostatic force acts to lift or repulse the particle from the electrode. The movement of particle complicates the electric field and discharge behaviors, and promotes the discharge inception in insulation systems [2]. In fact, it has been reported that foreign conducting particles are a major cause of failures in gas insulated systems [3].

Up to now, there have been a number of analytical and experimental studies on particle behavior under electric field. Most of the works deal with spherical particles. The induced charge and electrostatic force on a conducting sphere were analyzed [4-6]. The measured lift-off electric field of spherical particles usually agreed well with the theoretical values [7-9]. The motion of uncharged spherical particle and the deactivation was also demonstrated in [10]. However, particles in practical insulation systems have a variety of shapes, not limited to spherical one. Experiments on wire or elongated particles showed complicated particle behavior under electric field such as firefly, spinning, and rotation on an electrode [11-13].

The complex behavior of nonspherical particles are mainly due to two factors: the particle profile and the corona discharge, which changes the charge amount on the particles. This paper presents an experimental study on the electromechanics of conducting prolate spheroidal particles under electric field in air. Owing to the curved surface of the spheroidal particles, it is possible to suppress the corona discharge at the particle tip. Thus, we can focus on the effects of particle shape on the motion exclusively. The use of prolate spheroidal particle also allows us to obtain the accurate solutions of electric field and force by using an analytical method [14, 15]. The main objective of this work is to compare the experimental results with the analytical prediction and to clarify the fundamental effect of particle profile on the movement of non-spherical particle under electric field.

2 EXPERIMENTS

2.1 EXPERIMENTAL SETUP

The schematic diagram of the experimental setup is shown in Figure 1. A spheroidal particle was placed on the lower electrode of a parallel-plate system. Each electrode has a diameter of 40 mm. The lower electrode was grounded and set on an XYZ stage (XYZLNG60, Misumi) for adjusting the alignment to the upper electrode. Figure 2 shows the parallel electrode. The gap between electrodes was set to 8 mm in the experiments. The electrode system was connected to a high-voltage dc supply through a 1 M Ω protective resistor. A high-voltage amplifier (610E, Trek) and a signal generator (AFG3021B, Tektronix) were used as the supply. The voltage was ramped from zero to the peak value in 30 ms and held for 270 ms at the peak (i.e., 300 ms duration in total). Movement of particles in the electrode system was observed by using a camera (EX-ZR200, Casio). Recorded images (up to 1,000 fps) were subsequently transferred to a computer for analysis.

2.2 SAMPLES

The conducting prolate spheroidal particles were made from aluminum. Two particle sizes were used in the experiments. The major axis or the axial length was 4 mm, the

same for both particle sizes. The minor axis or diameter was 1 mm and 2 mm for the smaller and larger particles, respectively. That is, the aspect (length-to-diameter) ratio was equal to 4 or 2 for the particles. Three samples were used for each particle size. Figures 3a and 3b show the images of the smaller and the larger particles, respectively.

2.3 PROCEDURES

Before each experiment run, the particle and the electrodes were cleaned with ethanol and leaved to be completely dry at room temperature. We applied the voltage in two manners. First, to measure the critical electric field E_M that initiated particle movement, the applied voltage was increased by a step of 0.1 kV until the particle moved. Second, the effect of applied field strength on the particle movement was investigated by applying a fixed voltage to the upper electrode, which produced electric field higher than E_M . We carried out at least 10 tests on every sample for an experimental condition. The relative humidity was kept below 60% in all experiments for the consistency of experimental results.

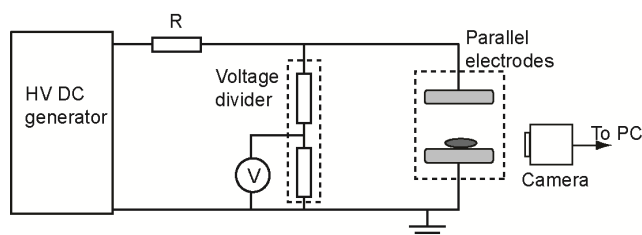


Figure 1. Schematic diagram of the experimental setup.

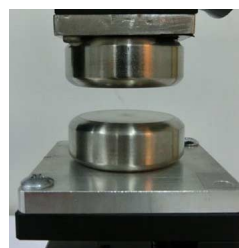


Figure 2. Parallel plate electrodes.



Figure 3. 4-mm long prolate spheroidal particles used in the experiments: (a) smaller particle having 1-mm diameter (minor axis) and (b) larger particle having 2-mm diameter.

3 RESULTS AND DISCUSSION

3.1 CRITICAL FIELD E_M FOR MOTION ONSET

From the experiments, we obtained the critical electric field E_M that initiated the particle motion. Figure 4 presents the average, minimum and maximum of E_M for each particle size and applied voltage polarity. The field will be referred

hereafter as “the motion onset voltage” of particle. The figure shows that E_M is lower for the smaller particle. The average value of E_M hardly depends on the polarity of the applied voltage although the deviation of the measurement results seems to be larger for positive voltage application (negatively charged particles).

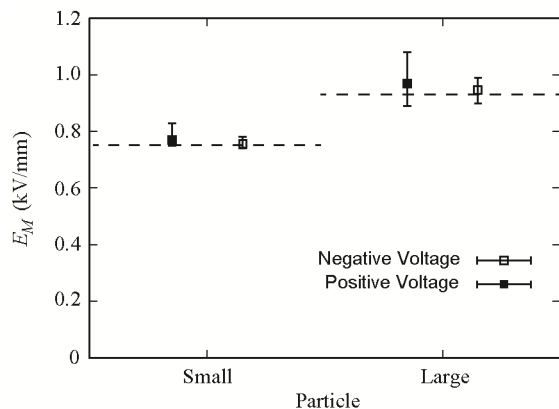


Figure 4. Critical electric field E_M for particle motion.

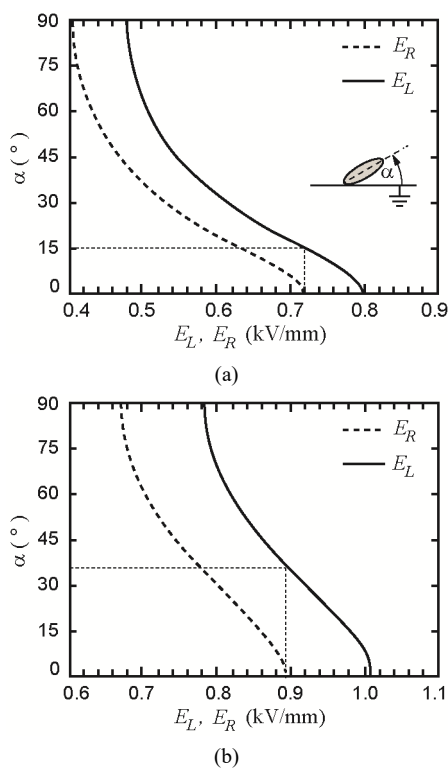


Figure 5. Analytical characteristics of electric field E_R for particle rotation and E_L for lift-off: (a) smaller particle and (b) larger particle.

The behavior of spheroidal particles on a conducting plane under an external electric field has been analyzed based on the characteristic of two critical fields: E_R for rotation about the contact point between the particle and plane and E_L for vertical lift-off from the plane [15]. For the spheroidal particles used in the experiments, we calculate E_R and E_L as a function of the tilt angle α between the major axis of the particle and the lower electrode. The method of multipole images, which is an analytical method, is used for calculating

the critical fields [15]. In the calculation, monopole and multipole images are repetitively applied to the spheroid and the grounded plane until the boundary conditions are fulfilled. Multipoles up to the 20th order are used to realize high accuracy. The calculated E_R and E_L curves are shown in Figure 5. With increasing electric field, the figure implies that a particle resting on the conducting plane ($\alpha = 0^\circ$) starts its movement by rotating about the contact point when the field is higher than $E_R(0^\circ)$, which is about 0.72 and 0.89 kV/mm for the smaller and larger particle, respectively. According to the rotation, the tilt angle α increases, thus reducing the field strength E_L needed for particle lift-off. For both particle sizes, the field $E_L(0^\circ)$ is higher than the minimal E_L at 90° . Therefore, the lift-off condition is satisfied by $E_R(0^\circ)$ when α increases to an angle between 0° and 90° . When subjected to the critical field magnitude $E_R(0^\circ)$, the smaller and larger particles are estimated to depart from the conducting plane at angle $\alpha_d = 15^\circ$ and 36° , respectively, as shown by the dotted lines in Figure 5.

When we increased the applied voltage gradually, the experimental results showed that the particles almost always rotated before lifting from the conducting plane. This motion behavior conformed to the prediction from the E_R and E_L curves. Figure 6 shows an example of the particle motion in a temporal sequence. The electrostatic force acting on a particle at lying position ($\alpha = 0^\circ$) or at standing position ($\alpha = 90^\circ$) is often used to estimate the motion onset voltage [11, 16]. However, the analytical and experimental results here indicate clearly that the critical field E_R for rotation should be the appropriate criteria for the motion onset. For comparison, E_R values for the spheroidal particles are shown as the dashed lines in Figure 4. The average values of the measured E_M are 6.9% and 7.9% higher than the analytical E_R for the smaller and larger particles, respectively. Note that the voltage drop caused by the series resistor in the test circuit can be neglected before the particle motion take place, as our preliminary experiments confirm that the voltage drop is much smaller than the total applied voltage. The difference between E_M and $E_R(0^\circ)$ values may be caused by surface forces between the particles and the lower electrode.



Figure 6. Temporal sequence of the smaller-particle motion (from left to right) when the applied voltage was gradually increased until particle moved.

3.2 ANGLE OF DEPARTURE

The departing angle α_d has an important contribution to the particle behavior after lift-off as it determines the charge amount on the particle. Although the measured E_M agrees quite well the prediction, we have found that the departing angle α_d of the particles significantly differs from the estimation obtained from the E_R and E_L curves. Figure 7 shows the cumulative distribution of α_d when the applied field was gradually increased to E_M . It is clear from the figure that

particles of both sizes departed from the electrode at angles that were considerably greater than the predicted values (15° and 36°) from Figure 5. For example, the median value of α_d for the smaller particle in Figure 7a was about 42° and no particle lifted from the conducting plane at angle smaller than 37° . For the larger particle, only a small portion of particles lifted at $\alpha_d \leq 36^\circ$.

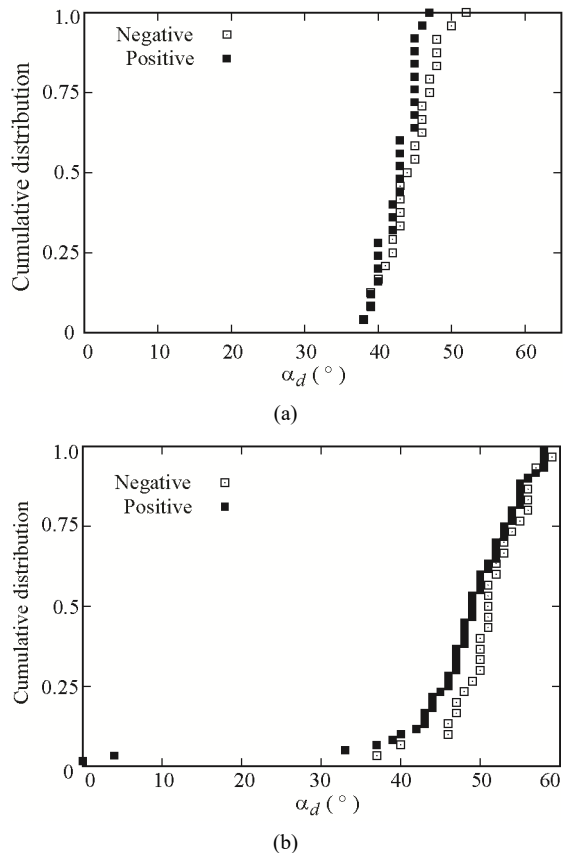


Figure 7. Cumulative distribution of the departing angle α_d of (a) smaller and (b) larger particles under critical field E_M .

We further investigated the lift-off behavior when the particles were subjected to higher electric field. The applied electric field was about 10, 20 and 30% higher than the critical field E_R for $\alpha = 0^\circ$. Figure 8 shows the cumulative distribution of the departing angle α_d of the smaller and larger particles under different applied electric fields. It can be seen from the figure that for $E = 1.1E_R$ the distribution was well similar to those in Figures 7 and 8, as most particles still departed at large tilt angles. With increasing electric field, the particles exhibited a higher possibility to lift from the lower electrode at small departing angles. The lift-off behavior at the intermediate field ($E = 1.2E_R$) of the smaller particles may be classified into two groups. That is, the particles either lifted parallel to the lower electrode (small α_d) or departed from the electrode at large α_d after rotation. On the other hand, the larger particles exhibited a transition to the parallel lift-off when $E = 1.2E_R$. When we further increased the electric field, almost all particles of both sizes lifted parallel to the lower electrode. Note that for all cases, we hardly observed departing angle α_d close to the estimated values.

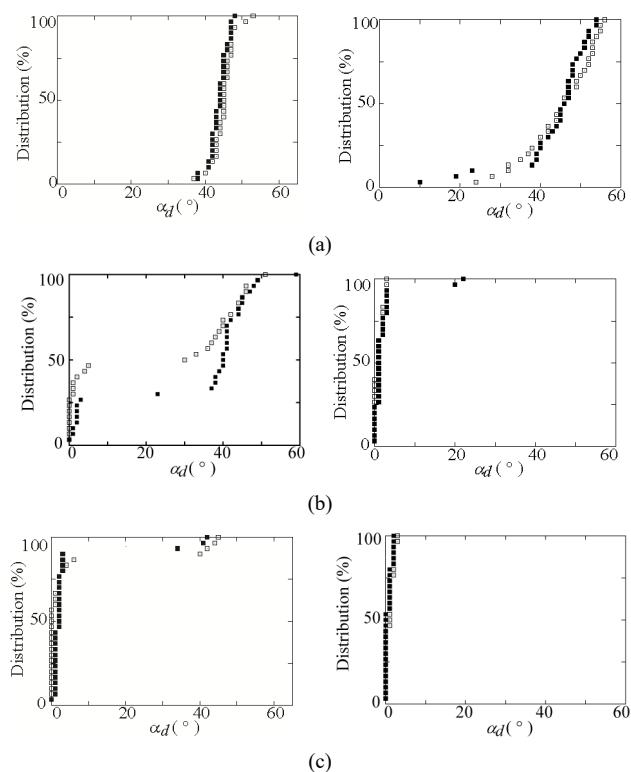


Figure 8. Cumulative distribution of the departing angle α_d of the smaller spheroid (left) and larger spheroid (right) for different applied field strengths: (a) $E/E_R = 1.1$, (b) $E/E_R = 1.2$, and (c) $E/E_R = 1.3$. The symbols \square and \blacksquare represent the cases of negative and positive voltage application, respectively.

The characteristic of α_d can be explained by considering the influences of electrostatic force and torque. Figure 5 implies that at any tilt angle α , when the electric field is higher than E_L corresponding to α , the rotating motion coexists with the vertical linear motion. While the vertical motion separates the particle from the lower electrode, the rotation keeps the particle in contact with the electrode. At the critical field E_M , the rotation is predominant over the vertical movement in the early state. Hence, the particle remains on the electrode even when the condition of lift-off (E_L) is satisfied. This results in a considerably large angle of departure. On the other hand, when the applied electric field is much higher than E_L , the vertical motion becomes predominant. As a result, the particle exhibits parallel or nearly parallel lift-off behavior.

It is also worth noting that the spheroidal particles moved to the upper electrode after lift-off. No particle exhibited firefly motion or spinning on an electrode. In addition, the average values of the motion onset electric field E_M did not depend significantly on the applied voltage polarity. Therefore, we consider that the effect of corona discharge on the E_M value was negligible in our experiments.

3.3 PARTICLE CHARGE

As already mentioned, the electric field and electrostatic force on a particle are closely related to the amount of charge on the particle. For simplicity, the induced charge may be estimated using the infinitely long cylindrical model for lying position or using the hemi-spheroidal model for standing position [17]. However, our experimental results showed that

the charge on non-spherical particles varied significantly from particle to particle due to the variation of the angle α_d . In addition, we also found that in the case of parallel lift-off, a particle might re-contact with the lower electrode after it departed from the electrode. Figure 9 illustrates the re-contact behavior in a temporal sequence. The particle already lifted from the lower electrode in the leftmost image, and twice made the re-contact with the electrode as can be seen from the second and fourth images from the left.



Figure 9. Re-contact of a smaller spheroidal particle after departing from the lower electrode. Particle images are shown in a temporal sequence from left to right.

From the recorded particle motion, we consider the re-contact between the particle and the electrode, and estimate the particle charge at the departing angle. Similarly to the force calculation, we determined the particle charge from the electric field analysis by the method of multipole images [15]. Figure 10 shows the charge distribution, which is nonuniform on the particle. The surface charge density σ is normalized by $\varepsilon_E E_0$ where ε_E is the permittivity of the surrounding medium. The normalized charge density is given along the contour l on the particle surface starting from the lower pole of the particle, as illustrated in the inset. The abscissa is normalized by the cord length L between the lower and upper poles of the particle. It is very clear that the surface charge is concentrated on the upper surface, and the distribution becomes more

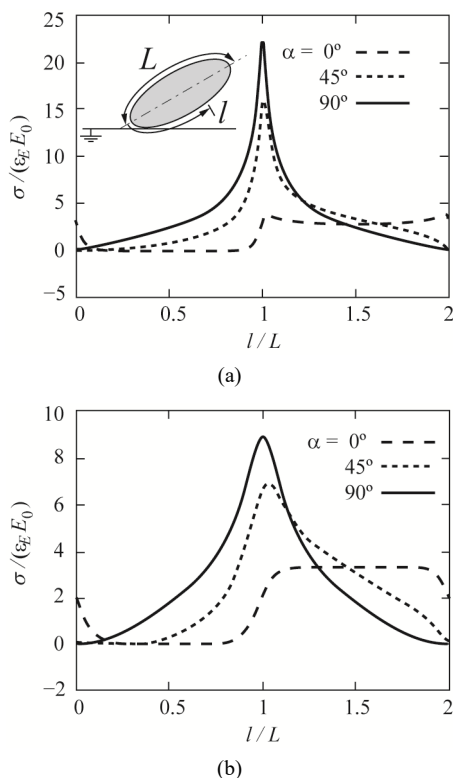


Figure 10. Distribution of charge on the surface of (a) smaller and (b) larger spheroidal particles.

nonuniform with increasing tilt angle. Note that the use of the method of images enables us to deduce the particle charge Q readily from the magnitude of the monopole image without a need to evaluate surface integral.

Figure 11 presents the cumulative distribution of the estimated particle charge Q . We normalize the charge by the maximal charge Q_{max} , which is obtained by using $\alpha = 90^\circ$. Note that the abscissa of the graphs in Figure 11 ranges from the minimal charge, corresponding to $\alpha = 0^\circ$, to the maximal charge. For $E = 1.1E_R$, we can see from the figure that the distribution of charge follows the tendency of α_d shown in Figure 8 because re-contact did not take place when the departing angle was large.

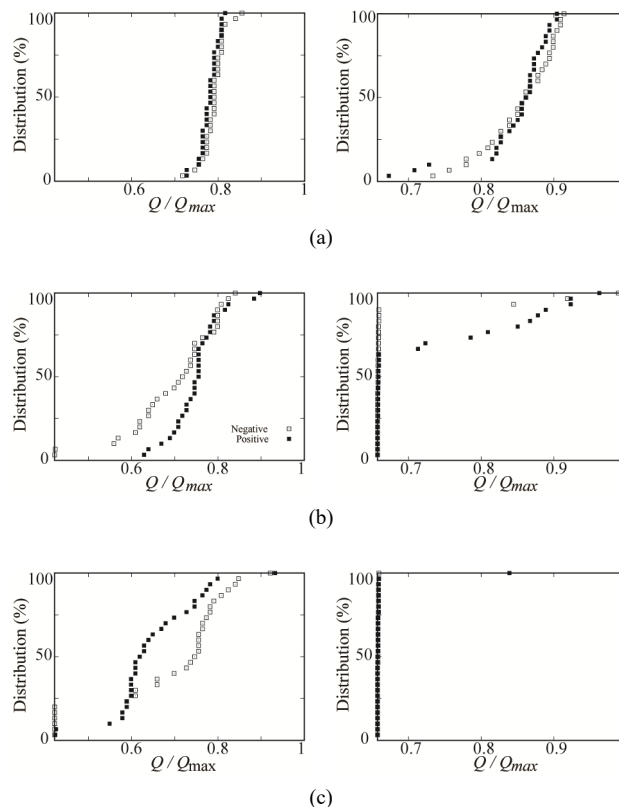


Figure 11. Cumulative distribution of the particle charge ratio Q/Q_{max} for the smaller spheroid (left) and larger spheroid (right) under different applied field strengths: (a) $E/E_R = 1.1$, (b) $E/E_R = 1.2$, and (c) $E/E_R = 1.3$. The symbols \square and \blacksquare represent the cases of negative and positive voltage application, respectively.

With higher electric field, we can see the role of the re-contact on the smaller particles. For $E = 1.2E_R$, most of the smaller particles that departed at a small tilt angle α_d acquired additional charge by the re-contact. Thus, the possibility of minimal charging was still very low. Even with $E = 1.3E_R$, a large portion of particles still made the re-contact and the particle charge was greater than Q_{min} by 40% or more.

On the other hand, the re-contact was less frequent for the larger particles. With $E = 1.2E_R$ More than 60% of the larger particles took the minimal charge (at $\alpha = 0^\circ$). Increasing E to $1.3E_R$ resulted in the minimal charge on almost all particles.

Note that difference between the distributions of particle charge under positive and negative applied voltages is

noticeable in Figure 11 for the smaller particle. A possible cause may be the influence of partial discharge whose behavior depends on the charge polarity. We have measured the corona inception electric field E_i where the smaller spheroidal particle is fixed to stand on the lower electrode ($\alpha = 90^\circ$). The measured E_i value was 0.71 kV/mm under a positive voltage application. This implies that while the corona discharge is negligible before the inception of particle motion, it may have an effect after the particle rotates to large angle α and departs from the electrode. However, further works are needed to make a conclusive explanation on the effect of voltage polarity.

The model of an infinitely long cylindrical lying on a conducting plane under an external electric field gives particle charge close to that for a lying prolate spheroid having the same axial length and radius [18]. Hence, our results demonstrate that the cylindrical model is appropriate when a particle has a small aspect (length-to-diameter) ratio or when the applied field is much higher than the critical field E_R . For slender particles, having large aspect ratios, the particle charge takes intermediate values between the minimum and the maximum, and can be significantly larger than the minimal charge.

4 CONCLUSIONS

In this work, we have carried out the experiments on conducting prolate spheroidal particles and compared the experimental results with the analytical prediction. The results showed that the motion onset field E_M of the particles agreed well with the analytical field E_R for particle rotation. The particles rotated on the lower electrode before lift-off as predicted from the analysis. However, we have found that the concurrent rotation with the vertical movement results in a departing angle considerably larger than the angle where the applied field theoretically satisfied the lift-off condition. The charge amount on the particles was investigated based on the lift-off behavior. Slender particles tended to make a re-contact with the lower electrode after lifting from the electrode, and acquired more charges from the re-contact. As a results, charge estimation from the model of lying cylinder was appropriate only when a particle has a small aspect ratio or when the external electric field is much higher than the critical field for particle rotation.

ACKNOWLEDGMENT

B. Techaumnat and T. Sangsri thanks the Thailand Research Fund (TRF) for the financial support. This research is also partially support by the AUN/SEED-Net program, JICA.

REFERENCES

- [1] T. Takuma and B. Techaumnat, *Electric Fields in Composite Dielectrics and their Applications*, Springer, Netherlands, 2010.
- [2] M. Hara, T. Yamashita, and M. Akazaki, "Microdischarge characteristics in air gap between spherical particle and plane", IEE Proc. A - Physical Sci., Measurement and Instrumentation, Management and Education - Reviews, Vol. 130, pp. 329-335, 1983.
- [3] M. M. Morcos, S. Zhang, S. M. Gubanski, and K. D. Srivastava, "Performance of particle contaminated GIS with dielectric coated electrodes", Industry Applications Conf., Vol. 2, pp. 725-731, 2000.

- [4] N.-J. Félici, "Forces et charges de petites objets en contact avec une electrode affecte d'un champ électrique", Rev. Gén. Elec., Vol. 75, pp. 1145-1160, 1966.
- [5] M. Hara and M. Akazaki, "Analysis of microdischarge threshold conditions between a conducting sphere and plane", J. Electrostat., Vol. 13, pp. 105-118, 1982.
- [6] B. Techaumnat and T. Takuma, "Analysis of the electric field and force in an arrangement of a conducting sphere and a plane electrode with a dielectric barrier", IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul., Vol. 13, pp. 336-344, 2006.
- [7] S. Birlasekaran, "The measurement of charge on single particles in transformer oil", IEEE Trans. Electr. Insul., Vol. 26, pp. 1094-1103, 1991.
- [8] A. Khayari and A. T. Perez, "Charge acquired by a spherical ball bouncing on an electrode: comparison between theory and experiment", IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul., Vol. 9, pp. 589-595, 2002.
- [9] K. Sakai, S. Tsuru, D. L. Abella, and M. Hara, "Conducting particle motion and particle-initiated breakdown in dc electric field between diverging conducting plates in atmospheric air", IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul., Vol. 6, pp. 122-130, 1999.
- [10] N. Phansiri and B. Techaumnat, "Study on the Electromechanics of a Conducting Particle under Nonuniform Electric Field", IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul., Vol. 20, pp. 488-495, Apr 2013.
- [11] K. I. Sakai, D. L. Abella, Y. Khan, J. Suehiro, and M. Hara, "Experimental studies of free conducting wire particle behavior between nonparallel plane electrodes with AC voltages in air", IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul., Vol. 10, pp. 418-424, 2003.
- [12] K. Asano, K. Anno, and Y. Higashiyama, "The behavior of charged conducting particles in electric fields", Industry Applications Society Annual Meeting, Vol.2., pp. 1353-1359, 1994.
- [13] K. Asano, R. Hishinuma, and K. Yatsuzuka, "Bipolar DC corona discharge from a floating filamentary metal particle", IEEE Trans. Ind. Appl., Vol. 38, pp. 57-63, 2002.
- [14] H. Viet Quoc, B. Techaumnat, and K. Hidaka, "Analysis on electrostatic behavior of a conducting prolate spheroid under an electric field", IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul., Vol. 20, pp. 2230-2238, 2013.
- [15] B. Techaumnat, H. Viet Quoc, and K. Hidaka, "Three-dimensional electromechanical analysis of a conducting prolate spheroid on a grounded plane", IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul., Vol. 21, pp. 80-87, 2014.
- [16] Y. Khan, K. I. Sakai, E. K. Lee, J. Suehiro, and M. Hara, "Motion behavior and deactivation method of free-conducting particle around spacer between diverging conducting plates under DC voltage in atmospheric air", IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul., Vol. 10, pp. 444-457, 2003.
- [17] S. Boggs, "On-axis field approximations for a (semi-)spheroid in a uniform field", IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul., Vol. 10, pp. 305-306, 2003.
- [18] H. Viet Quoc, *Study on The Electromechanics of Non-Spherical Particles Under Electric Field in Dielectric Systems*, Doctoral thesis, Electr. Eng. Dept., Chulalongkorn University, Bangkok, Thailand, 2013.



Tatchawin Sangsri was born in Nakhon Si Thammarat, Thailand, in 1990. He received the B.Sc. degree in physics from Chulalongkorn University, Thailand, in 2012. He is now studying in the M Eng. degree at the Department of Electrical Engineering, Chulalongkorn University. His research area is high-voltage engineering.



Boonchai Techaumnat (M'02) was born in Bangkok, Thailand in 1970. He received the B.Eng. in 1990, M.Eng. degrees in 1995 from Chulalongkorn University, Thailand, and the doctoral degree in electrical engineering from Kyoto University in 2001. He joined the Faculty of Engineering, Chulalongkorn University as a lecturer in 1995. He is now a professor at the faculty. Dr. Techaumnat received the medal prize for new scholars from the Thailand Research

Fund in 2005, the Nanobiotechnology Premium from the Institution of Engineering and Technology (IET) in 2009, and the book prize from the Institute of Electrical Engineers Japan in 2011 for "Electric Fields in Composite Dielectrics and their Applications". His research interests include numerical field analysis, electrical insulation, bioelectromagnetics, and particle electrokinetics.



Viet Quoc Huynh was born in Ben Tre, Vietnam in 1985. He received the B.Sc. degree from Ho Chi Minh city University of Technology, Vietnam in 2008, and the M.Sc. degree from Chulalongkorn University, Thailand in 2011. He received his doctoral degree in 2014 from the Faculty of Engineering, Chulalongkorn University. He is now a lecturer at the Faculty of Electrical and Electronic Engineering, the Ho Chi Minh City University of Technology. His research interest is the analysis of electric field in high voltage engineering.



Kunihiko Hidaka (M'76-SM'04-F'12) received the B.E., M.E., and D.Eng. degrees from the University of Tokyo in 1976, 1978, and 1981 respectively. Since 1987 he has been with the Department of electrical engineering of the University of Tokyo and is now a professor of electrical engineering. He has been engaged in the development of electric field sensors, research on electrical breakdown phenomena concerned with high voltage technology, and has specialized in computer simulation of high-voltage structures. His work has won premiums and awards from both the Japanese and British IEE and the Institute of Electrostatics Japan. He is Fellow of IEE of Japan (IEEJ) and the Japan Federation of Engineering Societies (JFES). He was acting as the 100th President of IEEJ.



Effect of charge transfer on electrostatic adhesive force under different conditions of particle charge and external electric field



Boonchai Techaumnat^{a,*}, Shuji Matsusaka^b

^a Department of Electrical Engineering, Faculty of Engineering, Chulalongkorn University, Bangkok 10330, Thailand

^b Department of Chemical Engineering, Kyoto University, Kyoto 615-8510, Japan

ARTICLE INFO

Article history:

Received 18 March 2016

Received in revised form 16 May 2016

Accepted 4 June 2016

Available online 5 June 2016

Keywords:

Electric field

Charged particle

Electrostatic force

Charge transfer

Numerical field calculation

ABSTRACT

The electrostatics of charged particles are utilized for various applications. This paper presents an analysis of the electric field and electrostatic adhesive force on a charged dielectric particle lying on a conducting plane under an externally applied electric field. The purpose of the analysis is to quantitatively investigate the force variation when there is charge transfer between the particle and the conducting plane. We treat the distribution of charges as either uniform on the particle or partially on the lower half. The transferred charge density is assumed to be dependent on the applied electric field. The results show that the electric field is very strong near the contact point, where the charge transfer may occur. Without the charge transfer, the electrostatic adhesive force on a negatively charged particle increases when the applied field is in the upward direction from the plane. However, in the presence of charge transfer, the force may vary only slightly with the applied field or even show a reverse tendency if the transfer charge density depends significantly on the applied field.

© 2016 Elsevier B.V. All rights reserved.

1. Introduction

The electrostatics of particles are used in a variety of powder-related industry applications, such as electrostatic precipitators, painting, coating and separation [1]. In many cases, particles are charged and their movement is controlled by inserting an electric field. We sometimes need to transfer charged particles from one surface to another. For example, toner particles are detached from a photoconductor to a transfer belt or to a paper in electrophotography [2]. On the other hand, re-entrainment of particles is regarded as a problematic issue in electrostatic precipitation [3]. The detachment of charged particles from a substrate involves the Coulomb force inserted by an electric field [4,5], the electrical image force between the particle charges and their images with respect to the substrate [6–8] and other surface forces, such as the van der Waals force [9,10]. For electrostatic applications related to particle manipulation such as the transfer of toner particles, the electrostatic force is predominant over the van der Waals force and the effect of the liquid bridge force is usually small by a hydrophobic treatment of particle surface.

Typically, charges are introduced on particles by triboelectricity [11–14], induction charging [15,16] or corona discharge [17–19]. For dielectric particles, the condition of the equipotential does not hold on the particle surface. For this reason, the particles may have various forms of charge distribution on the surface, depending on the charging

method and the amount of particle charges [20]. The charge distribution has an effect on the behavior of the electrostatic force acting on the particles. The electrostatic adhesion does not take place directly at the contact surface, but is a result from the long-range electrostatic image force acting on particle charge, which attracts a charged particle to the substrate. The electrostatic adhesive force increases remarkably if charges are nonuniformly concentrated near the contact point between a particle and a substrate [5,21,22]. Nonuniform charging can cause significant discrepancy between the measured adhesive force and the estimated one based on the point-charge model. The behavior of electrical force on a charged particle when subjected to an applied electric field also varies with the charge distribution on particle surface [5,21,23,24].

Electrostatic adhesive force was recently investigated using air flow to detach dielectric particles from a conducting plane under an electric field where the particles were charged by tribocharging [25]. The results showed that the particles, which were negatively charged, exhibited a consistent increase in adhesion with increasing electric field in the downward direction. The opposite tendency was observed when the field was in the upward direction. These results contradict typical expectations because a downward electric field tends to lift a negatively charged particle from the substrate, thus reducing the adhesion. The effect of charge transfer between the particle and the conductor was suggested to be a possible cause of the aforementioned variation of the electrostatic adhesion in the experiments.

In this paper, we present an analysis of the electrostatic adhesive force between a charged dielectric particle and a conducting plane under an externally applied electric field. The charge is distributed

* Corresponding author.

E-mail address: boonchai.t@chula.ac.th (B. Techaumnat).

either uniformly over the entire particle surface or partially on the lower half of the particle. A field-dependent charge transfer is assumed to occur on the particle surface near the conducting plane. The charge transfer may arise from the contact between different materials, as described in [12,26,27]. Nonlinear volume or surface resistivity of particle may also cause charge leakage. We apply a numerical field calculation to obtain the variation of the electrostatic force. The main objective of this work is to quantitatively study the effects of the charge transfer on the electrostatic adhesion under different conditions of particle charges and external field magnitudes.

2. Configuration of analysis

Fig. 1 shows the configuration used for the analysis in this work. A charged dielectric particle of radius R lies on a grounded conducting plane under a uniform electric field \mathbf{E}_{ext} . The electric field is taken to be positive in the upward direction. We assume the dielectric constant $\epsilon_r = 3$ for the particle and $\epsilon_r = 1$ for the surrounding medium (air).

We consider two types of charge distribution on the particle before charge transfer occurs. Surface charge density σ is equal to σ_0 and is uniform over the particle surface for the first type. For the second kind, the charge density is zero on the upper half and constant ($\sigma = \sigma_0$) on the lower half of the particle surface, that is, the particle is partially charged in the latter case.

The change of the surface charge density due to charge transfer between the particle and the conducting plane is taken into account by designating Patch A that occupies $0 \leq \theta \leq \alpha$, where θ is the zenith angle measured from the contact point (See Fig. 1.). We assume that the charge density σ_A on Patch A follows a relationship

$$\sigma_A = \sigma_0 + \sigma_{E0} + k_E E_{ext} \quad (1)$$

where σ_{E0} is the transferred charge density in the absence of the externally applied electric field E_{ext} and k_E is a coefficient representing the effect of the field E_{ext} on the charge transfer. This concept results from the previous studies [26,28,29].

In the calculation, the particle radius R is equal to $2.5 \mu\text{m}$. We consider the original charge density $\sigma_0 = -10, -20$ and $-30 \mu\text{C}/\text{m}^2$. The applied field E_{ext} is between -3 and $3 \text{ kV}/\text{cm}$. These values are based on the recently reported experiment [25], where corrections are needed. That is, the actual unit of electric field is kV/m (not V/m) for Figs. 11 and 13 in [25]. The patch angle $\alpha = 15^\circ$. For the charge transfer, we use σ_{E0} values between -10 and $-30 \mu\text{C}/\text{m}^2$ and k_E equal to $10, 20$ or $30 (\mu\text{C}/\text{m}^2)(\text{kV}/\text{cm})^{-1}$.

The model of charge transfer in the current work assumes a change in particle charge near the contact point, which is not limited to a specific physical mechanism of charge transfer. For example, in the case of negatively charged toner particles, the contact point of the particle has

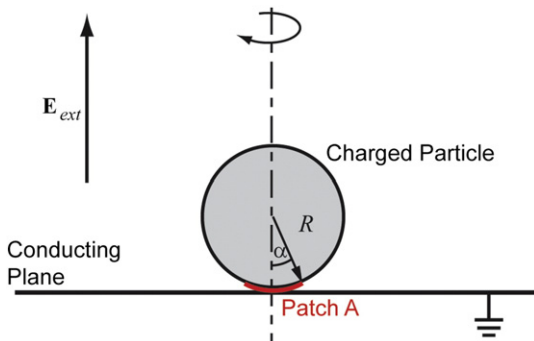


Fig. 1. Configuration of a charged dielectric particle under an externally applied field \mathbf{E}_{ext} .

a negative charge caused by the charge transfer. The parameters in Eq. (1) basically depend on the material properties such as work function, surface conductivity, and the energy states of charges. In addition, the patch angle α also depends on several factors such as particle geometry, field distribution, and the surface conductivity. However, it is still difficult to accurately estimate the values of σ_{E0} and k_E . In this work, we try to investigate how the values can affect the electrostatic force under the application of external electric field. First, we assume that the dielectric particle acquires negative charge by contacting with conducting plane; thus, the value of σ_{E0} arising from charge transfer is negative. The positive field in the upward direction should hinder the transfer of negative charge from the plane to the particle, and positive k_E is then chosen here. The surface charge density is supposed to be the order of $10^2 \mu\text{C}/\text{m}^2$ taking into account gas discharge of fine particles with surface roughness. In this condition, the absolute values of σ_{E0} and k_E are tentatively assigned to the model.

Particle deformation can occur when a particle makes a contact with a substrate. The deformation has an effect on the contact area, and hence the charge transfer. However, under the application of strong electric field, the electric field alters significantly near the contact point. We expect that the influence of the electric field takes place on a wider area than the contact area, and the charge distribution based on the surface conductivity is more significant. Therefore, the contribution from the deformation may be negligible in this study.

3. Calculation method

We apply the boundary element method [30], which is a numerical field calculation method, to determine the electric field distribution in the configuration of Fig. 1. The method is based on an integral relationship between the potential ϕ and the normal component E_n of the electric field on the boundary of a domain. For potential ϕ_i at point i in domain Ω enclosed by boundary Γ ,

$$C_i \phi_i = \int_{\Gamma} \psi(\mathbf{r}, \mathbf{r}_r) E_n d\Gamma + \int_{\Gamma} \frac{\partial \psi(\mathbf{r}, \mathbf{r}_r)}{\partial n} \phi d\Gamma \quad (2)$$

In the equation, \mathbf{r} is the position of i , \mathbf{r}_r is the position on boundary Γ , ψ is the fundamental solution, and C_i is a constant. For a smooth boundary Γ , $C_i = 1/2$ if i is on Γ and $C_i = 1$ if i is in Ω but not on Γ . For the configuration and the charging condition considered in this work, the potential is axisymmetric about the z axis in Fig. 1. The calculation is carried out using the axisymmetric coordinates shown in the figure. That is, \mathbf{r} is defined by (ρ, z) coordinates and \mathbf{r}_r by (ρ_r, z_r) . Note that E_n is taken to be positive in the direction outward from Ω . The fundamental solution is expressed as

$$\psi(\mathbf{r}, \mathbf{r}_r) = \frac{K(\sqrt{2n/(m+n)})}{\sqrt{m+n}} \quad (3)$$

where K is the complete elliptic integral of the first kind, and

$$m = \rho^2 + \rho_r^2 + (z - z_r)^2 \quad (4)$$

$$n = 2\rho\rho_r \quad (5)$$

For the interior of the particle, Eq. (2) becomes

$$C_i \phi_i = \int_S \psi(\mathbf{r}, \mathbf{r}_r) E_n^I d\Gamma + \int_S \frac{\partial \psi(\mathbf{r}, \mathbf{r}_r)}{\partial n} \phi d\Gamma \quad (6)$$

where S is the particle surface, and the superscript I denotes the field component inside the particle. For the exterior of the particle, we take

the normal component E_n^E in the same direction as E_n^I and modify Eq. (2) to include the contribution of \mathbf{E}_{ext} as

$$C_i \varphi_i = - \int_S \psi(\mathbf{r}, \mathbf{r}_r) E_n^E d\Gamma + \int_S \frac{\partial \psi(\mathbf{r}, \mathbf{r}_r)}{\partial n} \varphi d\Gamma - \mathbf{E}_{ext} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) \quad (7)$$

The superscript E denotes the normal field component on S in the exterior of the particle, and \mathbf{r}_0 is the position of the reference potential. The relationship between the normal electric field on both sides of the particle surface S can be written as

$$\epsilon_0 (E_n^E - \epsilon_r E_n^I) = \sigma \quad (8)$$

For the boundary element method, the contour of the particle is discretized into elements. The potential ϕ and normal electric field E_n are interpolated as a function of the corresponding nodal values on each element. The existence of the conducting plane and the induced charges on the plane is taken into account by using image elements of the particle surface below the conducting plane to fulfill the condition of constant potential. Eqs. (6)–(8) are applied to each node position to construct a linear equation system, which is solved for the nodal ϕ and E_n values on the particle. An in-house program is used for the calculation. Approximately 1440 2nd-order curved elements are utilized for the particle contour to attain high accuracy of the calculation results. After obtaining the field solution, we determine the electrostatic force \mathbf{F} acting on the particle by integrating the Maxwell stress over particle surface S ,

$$\mathbf{F} = \epsilon_0 \int_S \mathbf{E} E_n^E - \frac{1}{2} E^2 \mathbf{n} ds \quad (9)$$

where \mathbf{n} is the unit normal vector on S . The electric fields are taken from the exterior side for the integration.

4. Results and discussion

4.1. Uniformly charged particle without charge transfer

Fig. 2 shows the distribution of the normal component E_n of the electric field (in the exterior) on the surface of a uniformly charged particle when the applied field does not exist. The angle θ is measured from the contact point. The electric field is very strong near the contact point where $\theta = 0^\circ$. The calculated electric field is significantly higher than the typical dielectric strength of air. However, the field decreases rapidly with distance from the particle and cannot induce electrical discharge by the streamer mechanism. However, such a strong electric field in

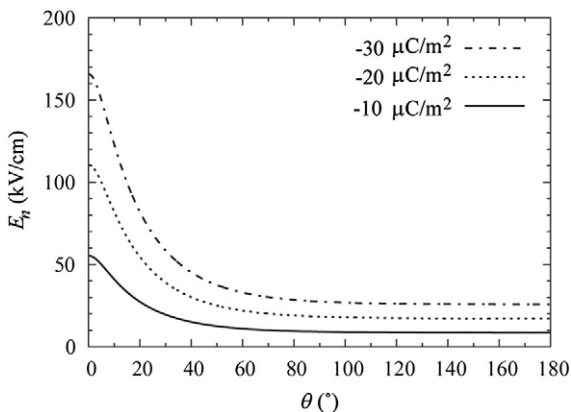


Fig. 2. Distribution of the normal electric field on a uniformly charged particle in the absence of applied field \mathbf{E}_{ext} .

Fig. 2 may lead to the transfer of charge between the particle and the conducting plane, which are very close to each other near the contact point.

Insertion of an external field \mathbf{E}_{ext} may increase or decrease the electric field distribution near the contact point. Fig. 3 shows the variation of the normal electric field E_n with applied field \mathbf{E}_{ext} for a particle uniformly charged to $\sigma_0 = -10 \mu\text{C}/\text{m}^2$. A positive electric field (i.e., in the upward direction) intensifies the electric field near the contact point but mitigates the field on the upper half of the particle. A negative field value has the opposite effect on the field distribution.

Fig. 4(a) and (b) show the distribution of the tangential electric field E_t on the particle surface for a uniformly charged particle with $\sigma_0 = -10$ and $-30 \mu\text{C}/\text{m}^2$, respectively. A positive tangential field is defined in the direction of increasing θ , i.e., away from the contact point. We can see from the figure that E_t is strongly positive near the contact point with the peak located around $\theta = 15^\circ$. On this area, the Coulomb force due to positive E_t acts on a negative charge in the $-\theta$ direction. Therefore, E_t tends to move the particle charges to the vicinity of the contact point. The tangential field and the force due to E_t are enhanced by the application of positive E_{ext} .

Comparison between Figs. 3 and 4(a) shows that the magnitudes of the tangential field are much smaller than those of the normal electric field. We may consider the roles of the normal and tangential field components as follows. The normal field E_n makes a major contribution to the transfer of charge between the particle and the plane, whereas the tangential field indirectly assists the charge transfer by moving charges along the particle surface to the vicinity of the contact point. The movement of charges along a surface may require a lower electric field than that required for a direct detachment of charges from the surface.

Fig. 5 shows the electrostatic adhesive force F_a , the downward component of \mathbf{F} , on uniformly charged particles with different charge density σ_0 as a function of the applied field E_{ext} . The electrostatic force becomes stronger with increasing field magnitude in the upward direction. The contribution of E_{ext} to F_a can be considered from the Coulomb force acting on the surface charges for the range of E_{ext} in this figure because negative charges on the particle are attracted to the plane by an upward electric field. The F_a - E_{ext} relationships are approximately linear for the considered σ_0 and E_{ext} values.

4.2. Partially charged particle without charge transfer

Fig. 6 shows the distribution of E_n as a function of θ on a particle partially charged from $\theta = 0$ to 90° in the absence of an applied field. The field distribution is similar to that in Fig. 2 on the lower half, but the field is very small on the upper half due to the absence of surface charge. For the same σ_0 value, the total charge amount on the partially charged particle is equal to half of that on the uniform charge. Therefore, Figs. 6

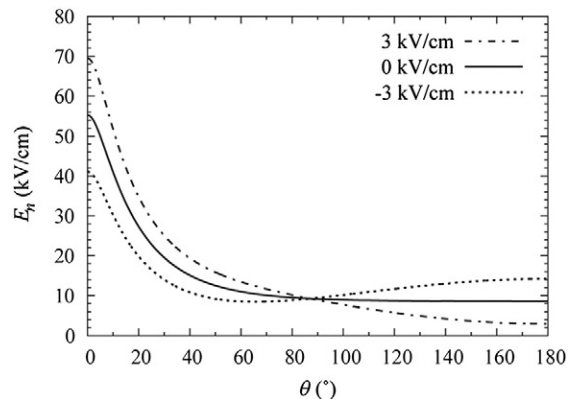


Fig. 3. Variation with the applied field \mathbf{E}_{ext} of the normal electric-field distribution on a particle uniformly charged to $-10 \mu\text{C}/\text{m}^2$.

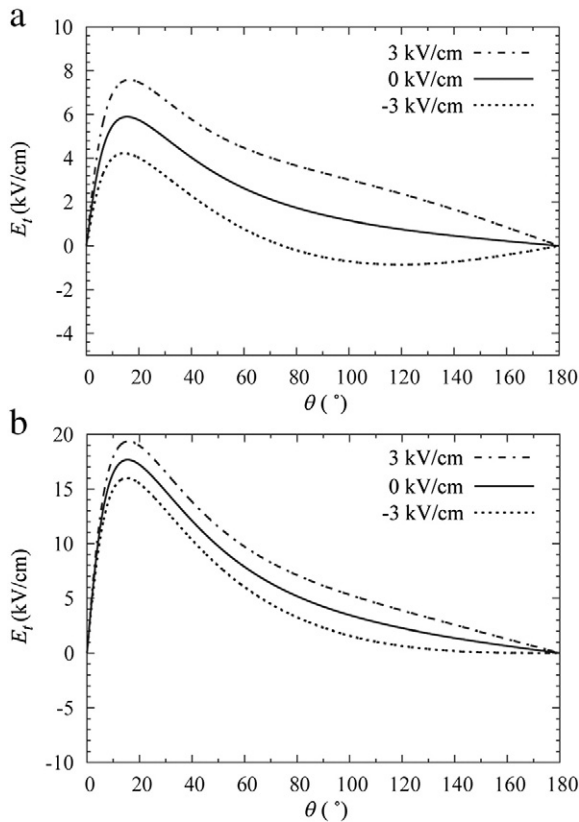


Fig. 4. Tangential electric field on a uniformly charged particle with σ_0 equal to (a) -10 and (b) $-30 \mu\text{C}/\text{m}^2$.

and 2 imply that the electric field will be stronger in the case of partial charging if the total charge amounts are the same.

The effects of the external field E_{ext} on the normal electric field for the partially charged particle are not shown here, but they are similar to those for the uniformly charged particle. Fig. 7 shows the variation of the tangential field E_t on the partially charged particle. On most of the charged area, E_t still acts to move negative charges along the surface to the contact point. Near the edge of the charged area, the negative E_t repulses charges to the upper half. An application of positive (upward) E_{ext} increases the field value and reduces the area of negative E_t .

Fig. 8 shows the variation of the adhesive force F_a with the magnitude E_{ext} of the externally applied electric field on the partially charged particle. The force behavior is similar to that in Fig. 5 for the uniformly charged particle, that is, the adhesion increases with increasing upward electric field E_{ext} , and the F_a - E_{ext} relationships are approximately linear for the considered ranges of σ_0 and E_{ext} . The electrostatic force varies

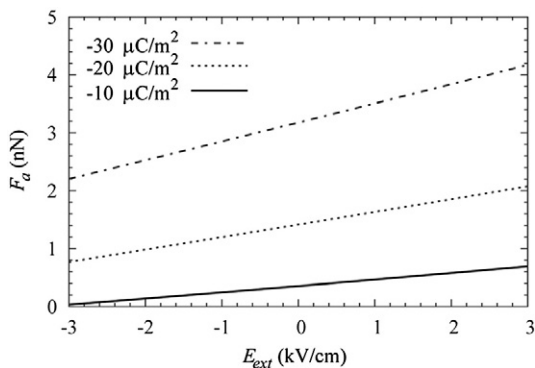


Fig. 5. Adhesive electrostatic force F_a as a function of E_{ext} on a uniformly charged particle for different σ_0 values.

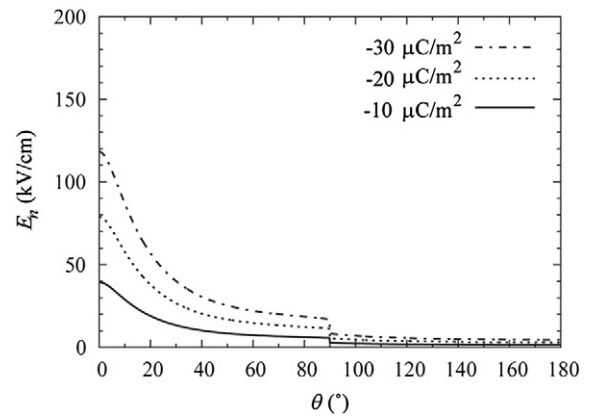


Fig. 6. Distribution of the normal electric field on a partially charged particle in the absence of applied field E_{ext} .

linearly with the square of the electric field on the particle surface. Therefore, the adhesion is usually stronger on a partially charged particle than on a uniformly charged particle for the same total amount of charge and applied electric field. For example, in the absence of E_{ext} , F_a magnitude is 0.61 nN on the partially charged particle with $\sigma_0 = -20 \mu\text{C}/\text{m}^2$, higher than 0.35 nN on the uniformly charged particle with $\sigma_0 = -10 \mu\text{C}/\text{m}^2$.

4.3. Force variation due to charge transfer

The aforementioned results show that both uniform and partial charge distributions exhibit an increase of electrostatic adhesion when applying an upward electric field, and vice versa. The adhesive force behavior varies linearly with the applied field for the considered ranges of

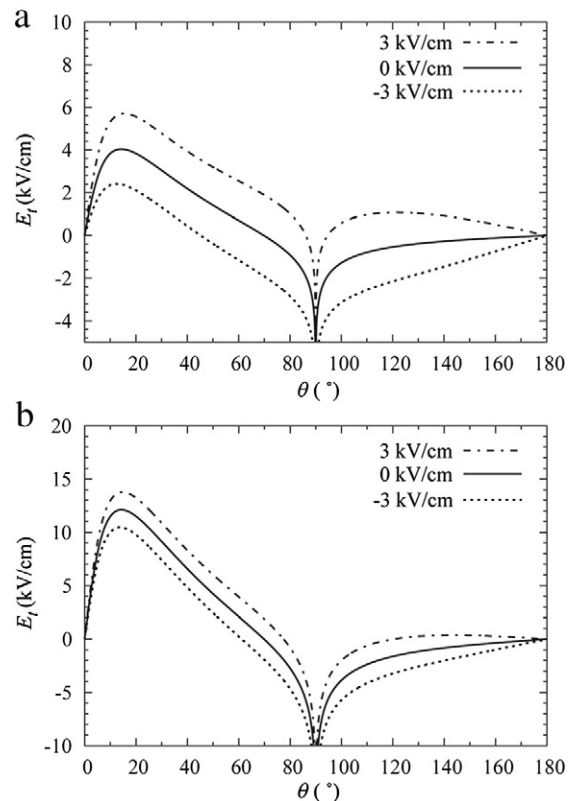


Fig. 7. Tangential electric field on a partially charged particle with σ_0 equal to (a) -10 and (b) $-30 \mu\text{C}/\text{m}^2$.

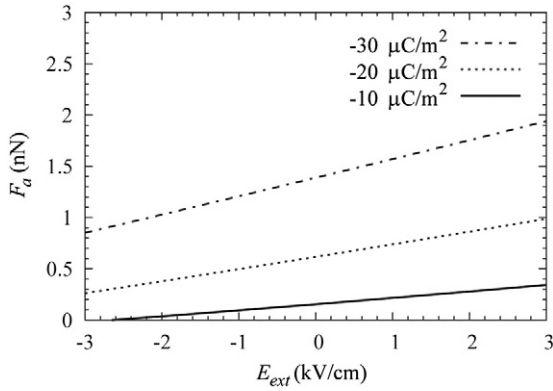


Fig. 8. Adhesive electrostatic force F_a as a function of E_{ext} on a partially charged particle for different σ_0 values.

σ_0 and E_{ext} . This section investigates the variation of the adhesive force behavior when there are charges transferred between the particle and the conducting plane. We consider that the charge transfer is dependent on the applied electric field E_{ext} , as given in Eq. (1). We assume a patch angle $\alpha = 15^\circ$, which is approximately the angle of the peak tangential field before charge transfer occurs.

Fig. 9(a) and (b) show the calculation results of the uniformly charged particle when $\sigma_{E0} = -10$ and $-30 \mu\text{C}/\text{m}^2$, respectively, and $k_E = 20 (\mu\text{C}/\text{m}^2) (\text{kV}/\text{cm})^{-1}$. The F_a - E_{ext} characteristics are given on each graph for three values of the original charge density σ_0 . Fig. 9 shows that the behavior of F_a changes significantly from that in Fig. 5 for the uniformly charged particle. The adhesive force increases or decreases only slightly with the change in the applied electric field E_{ext} . Although the force magnitudes depend on the original charge density σ_0 , the F_a - E_{ext} characteristics are similar for the same σ_{E0} and k_E values. A comparison between Fig. 9(a) and (b) shows that the larger σ_{E0} value

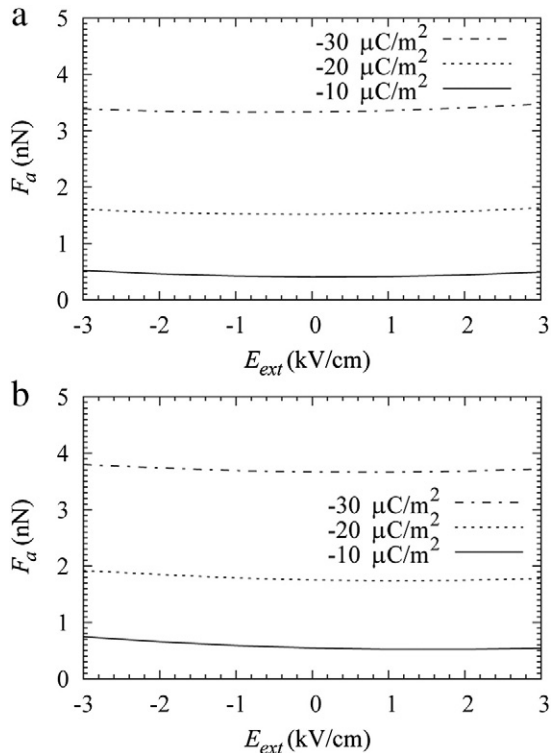


Fig. 9. Variation of F_a with E_{ext} on a uniformly charged particle in the presence of charge transfer with $k_E = 20 (\mu\text{C}/\text{m}^2) (\text{kV}/\text{cm})^{-1}$ and $\sigma_{E0} =$ (a) -10 and (b) $-30 \mu\text{C}/\text{m}^2$.

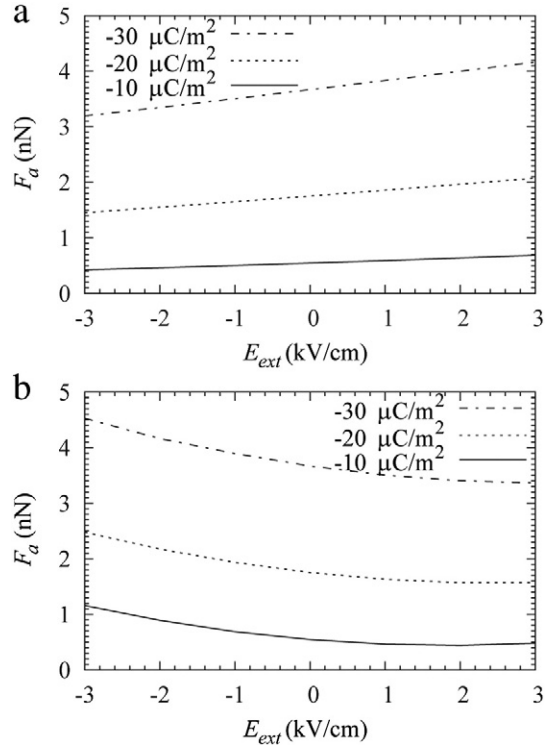


Fig. 10. Variation of F_a with E_{ext} on a uniformly charged particle with $\sigma_{E0} = -30 \mu\text{C}/\text{m}^2$ and $k_E =$ (a) 10 or (b) 30 $(\mu\text{C}/\text{m}^2) (\text{kV}/\text{cm})^{-1}$.

results in stronger adhesive force. However, the effect of σ_{E0} is small for positive E_{ext} values.

Fig. 10 shows the variation of F_a with E_{ext} on the uniformly charged particle when $\sigma_{E0} = -30 \mu\text{C}/\text{m}^2$ and $k_E = 10$ or $30 (\mu\text{C}/\text{m}^2) (\text{kV}/\text{cm})^{-1}$ are used as the charge transfer parameters. For the smaller k_E value in Fig. 10(a), the particle exhibits an increase of adhesive force with increasing applied field E_{ext} . The F_a - E_{ext} characteristics in the figure are similar to the corresponding cases without charge transfer shown in Fig. 5.

With the higher k_E value, the adhesive force in Fig. 10(b) is weakened with increasing electric field. From $E_{ext} = -3 \text{ kV}/\text{cm}$, the decrease of the adhesive force is moderate but consistent. The force reaches its minimum at an E_{ext} value between 2 and 3 kV/cm. We may observe the roles of the charge transfer from the change in the normal electric field E_n , which makes a major contribution to the electrostatic force (as E_n is much larger than E_t). Fig. 11 illustrates the variation of E_n on

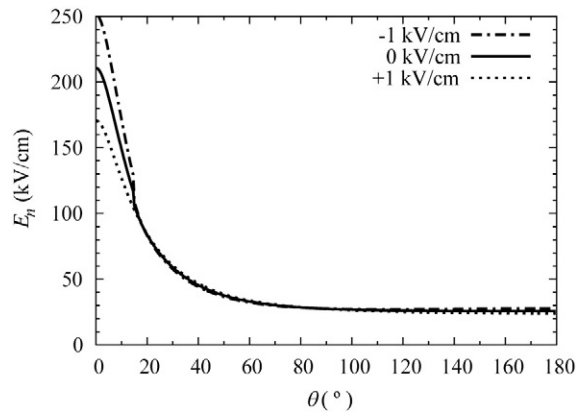


Fig. 11. Distribution of the normal electric field E_n for different E_{ext} in the case of uniform charging with σ_0 equal to $-30 \mu\text{C}/\text{m}^2$ and the charge transfer given by $\sigma_{E0} = -30 \mu\text{C}/\text{m}^2$ and $k_E = 30 (\mu\text{C}/\text{m}^2) (\text{kV}/\text{cm})^{-1}$.

the particle with E_{ext} corresponding to a case in Fig. 10(b), i.e., $\sigma_0 = -30 \mu\text{C}/\text{m}^2$, $\sigma_{E0} = -30 \mu\text{C}/\text{m}^2$ and $k_E = 30 (\mu\text{C}/\text{m}^2) (\text{kV}/\text{cm})^{-1}$. It is clear that the charge transfer reduces E_n near the contact point with increasing E_{ext} from -1 to $1 \text{ kV}/\text{cm}$. The change of E_n with E_{ext} shows an opposite tendency in comparison with that in Fig. 3. The reduction of E_n weakens the electrostatic attractive force on the particle.

Note that the external field induces polarization in the dielectric particle. The interaction between the polarization charge and its image on the conducting plane yields an increase in the attractive electrostatic force. The effect of polarization becomes more important with increasing the external electric field. As a result, a further increase of E_{ext} higher than $2\text{--}3 \text{ kV}/\text{cm}$ results in stronger adhesive force in Fig. 10(b) due to the predominant attractive force on the polarization charge [31].

Figs. 12 and 13 show the variation of the adhesive force on the partially charged particle when charge transfer occurs. For $k_E = 20 (\mu\text{C}/\text{m}^2) (\text{kV}/\text{cm})^{-1}$, the adhesive force in Fig. 12 is reduced by increasing the electric field for both values of σ_{E0} . The change in σ_{E0} has a more prominent effect on the adhesive force under a strong negative field than under a positive field. Comparing Fig. 12 with Fig. 9, we can see that the contribution of the charge transfer is more clearly seen on the partially charged particle.

Fig. 13 shows the F_a - E_{ext} behavior for different k_E , which demonstrates that the k_E value significantly affects the behavior of F_a . For the partially charged particle having σ_0 between -10 and $-30 \mu\text{C}/\text{m}^2$, the force minimally varies with the electric field when the smaller k_E value is used in Fig. 13(a). On the other hand, with the larger k_E value, there is a clear reduction of the adhesive force with increasing applied electric field. The adhesive force reaches its minimum when E_{ext} is approximately $2\text{--}3 \text{ kV}/\text{cm}$, similar to the cases of the uniformly charged particle.

In summary, our calculation results in this work demonstrate that charge transfer between the particle and the plane may have a significant role in the electrostatic adhesion of the particle if the parameter k_E , representing the dependency on the electric field, is sufficiently large. For the same σ_0 , σ_{E0} and k_E values, the effect of charge transfer is more prominent on the partially charged particle than on the

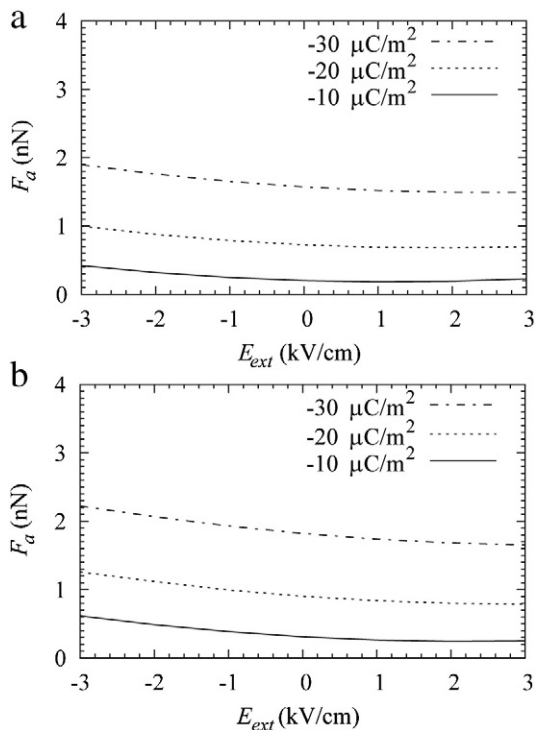


Fig. 12. Variation of F_a with E_{ext} on a partially charged particle with $k_E = 20 (\mu\text{C}/\text{m}^2) (\text{kV}/\text{cm})^{-1}$ and $\sigma_{E0} =$ (a) -10 and (b) $-30 \mu\text{C}/\text{m}^2$.

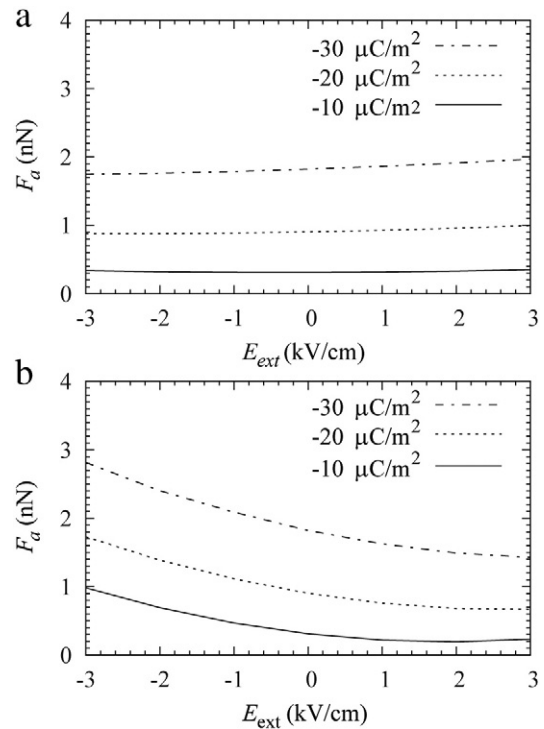


Fig. 13. Variation of F_a with E_{ext} on a partially charged particle with $\sigma_{E0} = -30 \mu\text{C}/\text{m}^2$ and $k_E =$ (a) 10 or (b) $30 (\mu\text{C}/\text{m}^2) (\text{kV}/\text{cm})^{-1}$.

uniformly charged particle. If charge is distributed on a smaller area of the particle surface, the charge transfer is expected to have a greater role in the adhesion, which causes the reduction of electrostatic adhesion with increasing electric field in the experiments.

5. Conclusions

In this work, we analyzed the effects on the electrostatic adhesion of the charge transfer between a charged dielectric particle and a conducting plane. In the absence of charge transfer, the adhesion of a negatively charged particle becomes stronger with an application of external electric field upward from the plane. However, a change in the surface in a small area near a contact point mitigates the effect of the applied field or even reverses the tendency of the force variation with the applied field, that is, the electrostatic adhesion may be weakened by the upward electric field, provided the degree of the charge transfer varies significantly with the magnitude of the external field.

Acknowledgments

BT wants to thank the Thailand Research Fund (TRF) for the support of this work.

References

- [1] J.S. Chang, A.J. Kelly, J.M. Crowley, Handbook of Electrostatic Processes, CRC Press, 1995.
- [2] D.A. Hays, Paper documents via the electrostatic control of particles, J. Electrostat. 51-52 (2001) 57–63.
- [3] K. Parker, Electrical Operation of Electrostatic Precipitators, Institution of Engineering and Technology, 2003.
- [4] J.Q. Feng, D.A. Hays, A finite-element analysis of the electrostatic force on a uniformly charged dielectric sphere resting on a dielectric-coated electrode in a detaching electric field, IEEE Trans. Ind. Appl. 34 (1998) 84–91.
- [5] J.Q. Feng, E.A. Eklund, D.A. Hays, Electric field detachment of a nonuniformly charged dielectric sphere on a dielectric coated electrode, J. Electrostat. 40-1 (1997) 289–294.
- [6] J.Q. Feng, Electrostatic interaction between two charged dielectric spheres in contact, Phys. Rev. E 62 (2000) 2891–2897.

- [7] M. Takeuchi, Adhesion forces of charged particles, *Chem. Eng. Sci.* 61 (2006) 2279–2289.
- [8] T. Matsuyama, H. Yamamoto, The electrostatic force between a partially charged dielectric particle and a conducting plane, *Part. Part. Syst. Charact.* 24 (2007) 79–84.
- [9] J.N. Israelachvili, 6 – Van Der Waals Forces, Intermolecular and Surface Forces, third ed. Academic Press, San Diego, 2011 107–132.
- [10] J.Q. Feng, D.A. Hays, Relative importance of electrostatic forces on powder particles, *Powder Technol.* 135–136 (2003) 65–75.
- [11] B.A. Kwetkus, Particle triboelectrification and its use in the electrostatic separation process, *Part. Sci. Technol.* 16 (1998) 55–68.
- [12] S. Matsusaka, H. Maruyama, T. Matsuyama, M. Ghadiri, Triboelectric charging of powders: a review, *Chem. Eng. Sci.* 65 (2010) 5781–5807.
- [13] A. Zarrebini, M. Ghadiri, M. Dyson, P. Kippax, F. McNeil-Watson, Tribo-electrification of powders due to dispersion, *Powder Technol.* 250 (2013) 75–83.
- [14] K. Takagi, G.S.P. Castle, M. Takeuchi, Tribocharging mechanism of mono-component irregular and spherical toners in an electrophotographic development system, *Powder Technol.* 135–136 (2003) 35–42.
- [15] N. Toljic, G.S.P. Castle, K. Adamiak, Charge to radius dependency for conductive particles charged by induction, *J. Electrostat.* 68 (2010) 57–63.
- [16] Y. Wu, G.S.P. Castle, I.I. Inculet, S. Petigny, G. Swei, Induction charge on freely levitating particles, *Powder Technol.* 135–136 (2003) 59–64.
- [17] M. Lackowski, K. Adamiak, A. Jaworek, A. Krupa, Electrostatic charging of particulates by ionic current in alternating electric field, *Powder Technol.* 135–136 (2003) 243–249.
- [18] M. Jędrusik, A. Świerczok, The correlation between corona current distribution and collection of fine particles in a laboratory-scale electrostatic precipitator, *J. Electrostat.* 71 (2013) 199–203.
- [19] I. Panich, Corona discharge in a cylindrical triode charger for unipolar diffusion aerosol charging, *J. Electrostat.* 70 (2012) 136–143.
- [20] J.R. Melcher, *Continuum Electromechanics*, MIT Press, 1981.
- [21] B. Techaumnat, M. Kadonaga, Electrostatic force behavior of a nonuniformly charged particle on a planar dielectric solid, *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.* 18 (2011) 1366–1373.
- [22] B. Techaumnat, T. Takuma, Analysis of the electrostatic force on a dielectric particle with partial charge distribution, *J. Electrostat.* 67 (2009) 686–690.
- [23] B. Techaumnat, M. Kadonaga, T. Takuma, Analysis of electrostatic adhesion and detachment of a nonuniformly charged particle on a conducting plane, *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.* 16 (2009) 704–709.
- [24] B.A. Kemp, J.G. Whitney, Nonlinear nature of micro-particle detachment by an applied static field, *Appl. Phys. Lett.* 102 (2013) 141605.
- [25] S. Matsusaka, D. Wei, M. Yasuda, S. Sasabe, Adhesive strength distribution of charged particles on metal substrate in external electric field, *Adv. Powder Technol.* 26 (2015) 149–155.
- [26] S. Matsusaka, Control of particle tribocharging, *Kona Powder Part. J.* 29 (2011) 27–38.
- [27] G.S.P. Castle, Contact charging between insulators, *J. Electrostat.* 40-1 (1997) 13–20.
- [28] P. Bunchatheeravate, J. Curtis, Y. Fujii, S. Matsusaka, Prediction of particle charging in a dilute pneumatic conveying system, *AIChE J.* 59 (2013) 2308–2316.
- [29] M. Mizutani, M. Yasuda, S. Matsusaka, Advanced characterization of particles triboelectrically charged by a two-stage system with vibrations and external electric fields, *Adv. Powder Technol.* 26 (2015) 454–461.
- [30] C.A. Brebbia, L.C. Wrobel, J.C.F. Telles, *Boundary Element Techniques: Theory and Applications in Engineering*, Springer-Verlag, Berlin, 1984.
- [31] T.B. Jones, *Electromechanics of Particles*, Cambridge University Press, 2005.

Experimental Study on the Movement of Non-Spherical Particles in Nonuniform Electric Field

Tatchawin Sangsri and Boonchai Techaumnat

Chulalongkorn University
Faculty of Engineering, Department of Electrical Engineering
254 Phyathai Road, Pathumwan
Bangkok 10330, Thailand

ABSTRACT

The deactivation of free particles is an important issue for improving the insulating capability and reliability of high-voltage systems. In this work, we carry out experiments to investigate the electromechanical behavior of the non-spherical conducting particles for different particle orientations on either bare or coated electrode. Spheroidal and wire-shaped particles are used for the experiments. The particle motion is observed for two principal orientations with respect to the applied electric field in air. The results show that on a bare electrode, both kinds of particles exhibit the liftoff motion when the particle axis is aligned with electric field gradient. The field nonuniformity enhances the upward rotation of the particle tip subjected to the higher electric field. When the particle axis is parallel with a constant field line, the wire-shaped particle is more readily to make a rolling motion to the region of stronger electric field in comparison with the spheroidal particle, which shows higher occurrence rate of liftoff. The motion onset electric field decreases with increasing field nonuniformity. On the insulated electrode, the wire-shaped particle shows exclusively the rolling motion, whereas the spheroidal particle may make a rolling motion or rotate horizontally so as to align its axis with electric field gradient.

Index Terms — Gas insulation, particle, electric fields, electromechanical effects, spheroids.

1 INTRODUCTION

HIGH voltage systems are an essential component for the transmission, generation and distribution of electric power. Vacuum and gas dielectrics are widely used to achieve insulation between conductors in systems including moving elements such as circuit breakers and other gas insulated switchgears. Gas insulation systems have advantages such as high reliability, small sizing and infrequent need for maintenance due to the closed structure. However, the presence of particles inside the systems is a critical cause of insulating failures [1, 2]. The electric field is intensified in the gas or vacuum medium by a particle, as generally explained in [3]. Electric field and electrostatic force are also analyzed for specific configurations of conducting spherical and spheroidal particles [4-8]. The high electric field possibly causes partial discharge, and the breakdown may follow. In addition, a conducting particle can acquire charges from an electrode, and move to another electrode by electrostatic force. The movement of particle is also critical in HVDC systems where the movement is not neutralized in the absence of the voltage-

polarity change. Therefore, particle deactivation is an important issue to be addressed for improving the insulating performance of gas insulation systems.

There exist a number of works on the movement of particles in insulation systems. The basics of particle movement and its effects on gas insulation systems were studied [9]. Hara and his group extensively studied the particle motion and the related breakdown phenomena [10-14]. It was found that a particle might liftoff from an electrode due to the Coulomb force or exhibit lateral motion along the electric field gradient force. A particle might adhere to a spacer by the electrostatic force, and significantly affect the charge accumulation on the spacer and the surface discharge characteristic [15, 16]. The motion of charged and uncharged spherical particle under electric field was studied analytically and experimentally, and a particle manipulation technique was demonstrated [17].

However, actual particles in insulation systems have a variety of profiles not limited to the spherical one. The movement of metallic wire particles in a coaxial electrode system was studied by experiments and numerical simulation [18]. The simulation was also applied to investigate the motion of particles in a 3-phase common enclosure system

[19]. The behavior of non-spherical particles under electric field is remarkably complicated than that of the spherical particle [2, 20, 21]. Analytical and experimental studies have demonstrated that both electrostatic force and torque have a role in the particle movement [8, 22]. Therefore, the electromechanical fundamentals of non-spherical particles must be well understood in order to achieve a successful particle deactivation for gas insulation systems. In particular, the effects of particle orientation with respect to electric field and charging condition are still not fully clear for non-spherical particles.

This work presents an experimental study on the electromechanical behavior of non-spherical particles under electric field in air. The main purpose of the experiments is to obtain important fundamentals for particle deactivation. For this reason, we want to clarify the effects of field nonuniformity and particle geometries on (a) motion-inception electric field and (b) initial motion of the particles including the behavior prior to particle liftoff. The experiments were carried out for conducting spheroidal and wire-shaped particles, representing a variation of particle profiles. Different from spherical particles, the orientation of a non-spherical particle with respect to electric field may significantly alter the electrostatic force. To our knowledge, the difference in electromechanical behavior between the nonspherical particle shapes has not been reported. We utilized two principal arrangements of particle to examine particle behavior. The particles were set to be in contact with or insulated from an electrode, corresponding to the cases of bare and coated electrode systems, respectively. The latter system was used to investigate particle manipulation by using the electric field gradient force.

2 MATERIALS AND METHODS

2.1 PARTICLES

Figure 1 shows the aluminum spheroidal and wire-shaped particles used for the experiments. The spheroidal particle presents deviation from spherical shape whereas the wire-shaped one represents a case of cylinder-like profile. The spheroidal particle was fabricated to have 1 mm minor axis and 4 mm major axis. The wire-shaped particle was cut from 1 mm diameter aluminum wire to have 4 mm length. That is, both particles had the same diameter and axial length. In order to ensure good contact with a planar electrode, the ends of the wire-shaped particle were subjected to minimal finishing. The mass of the spheroidal and the wire-shaped particles was 5.7 and 8.5 mg, respectively.



Figure 1. Particles used for experiments: (a) spheroidal and (b) wire-shaped particles.

Note that the different particle shapes represent a variation of electromechanical properties. The difference in electric field distribution contributes to electrostatic force and torque behavior. In addition, the spheroidal particle theoretically makes a contact with the electrode on a point, whereas the contact is on a line for the wire-shaped particle. The contact condition also affects the non-electrostatic force and the basics of particle movement.

2.2 EXPERIMENTAL SETUP

Figure 2 shows the experimental setup. A high-voltage amplifier (610E, Trek) and a signal generator (AFG 3021B, Tektronix) were used as the high voltage source. The high-voltage output from the amplifier was connected to the upper electrode via a protective resistor. The particle behavior was observed under nonuniform electric field between diverging plate electrodes. The stainless steel electrodes had a diameter of 40 mm and the edge was rounded to avoid excessively high electric field. The lower electrode was grounded and set on a 3-directional linear stage for gap adjustment. The upper high-voltage electrode was attached to an angle-adjustable stage, which allowed setting tilt angle α between 0 and 15° with the lower electrode. For the case of insulated electrode, we placed a 1.1 mm thick PDMS (KE-106, Shin-Etsu) sheet on the lower electrode, and laid a 75 μm polyimide film over the PDMS surface to reduce the friction force. Particle motion was recorded by a camera, which was attached to a linear stage. We used the setup to generate nonuniform field distribution with different degrees of field nonuniformity, which can be referred for general cases where the region under consideration has a varying gap. Atmospheric air was the medium for convenience. The behavior of the electric field and electrostatic force is invariant of gas medium and pressure, provided no discharge occurs in the system.

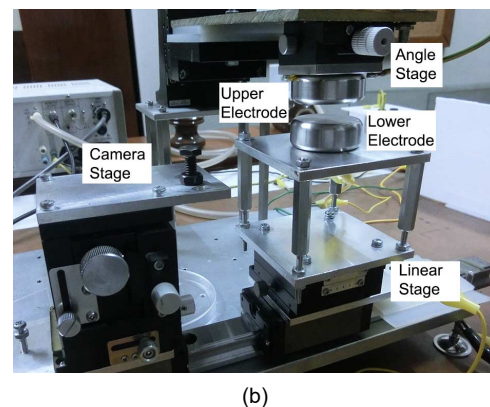
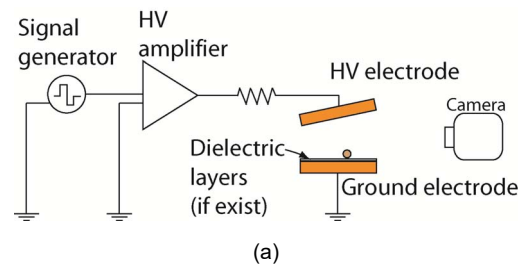


Figure 2. Experimental setup: (a) schematic diagram and (b) photograph.

2.3 ARRANGEMENT OF PARTICLES

The arrangement of particle axis (or the major axis for the case of a spheroidal particle) has an influence on the electric field and electrostatic force on the particle. For the experiments in this work, we consider two principal arrangements of the particles as shown in Figure 3. For the first arrangement in Figure 3a, the axis of the particle is aligned approximately with the electric field gradient. That is, electric field is varied on the particle axis. The left particle tip in Figure 3a is subjected to higher electric field, and is referred as the HF tip. For the second arrangement in Figure 3b, the particle axis is aligned parallel with a line of constant electric field. The arrangements in Figures 3a and 3b are hereafter referred as Arrangements A and B, respectively.

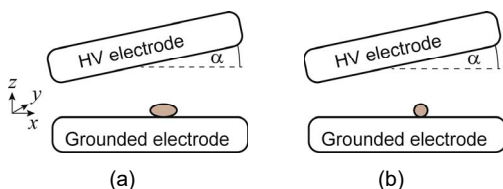


Figure 3. Particle with the axis parallel to (a) electric field gradient in Arrangement A and (b) line of constant electric field in Arrangement B.

2.4 PROCEDURES

For the case of bare electrode, we set the vertical gap at the particle position between the lower and upper electrodes to 8 mm, the same as our previous work using uniform electric field by parallel electrodes [22]. A preliminary experiment showed that the configuration of insulated electrode required stronger electric field to initiate particle motion. Therefore, a shorter gap of 6 mm was used for experiments with the insulated electrode. Before each experimental run, the particle, insulation surface (if existed), and electrodes were cleaned by ethanol and allowed to be completely dry. A particle was placed on the lower electrode, and subjected to dc electric field in the case of bare electrode or ac field in the case of insulated electrode. Electric field magnitude was increased by a gradual step until particle motion took place. We recorded the motion of particle with a frame rate up to 1000 fps. The images were subsequently transferred to a computer for analysis. Three samples were used for each particle type, and 10 tests were carried out for each sample and each voltage polarity in the cases of dc voltage application.

3 RESULTS AND DISCUSSION

3.1 BARE ELECTRODE

When a particle is placed directly on the electrode, the observed initial motion of the particle can be classified into two main categories as follows.

1. Liftoff motion. The particle lifts from the lower electrode toward the upper electrode. The liftoff is typically preceded by a vertical rotation as shown in Figure 4.
2. Rolling motion. The particle rolls on the lower electrode to the higher electric-field region, as shown in Figure 5.

The experiments clearly showed that particle behavior and the motion inception field depended heavily on the particle arrangement with respect to the electric field gradient. In the following sections, the results are discussed separately for each arrangement.



Figure 4. Temporal sequence of vertical rotation from the lying position preceding the particle liftoff.

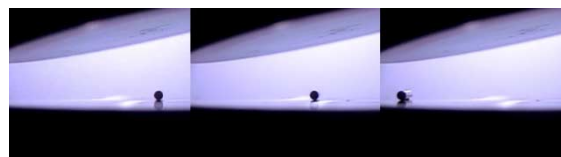


Figure 5. Rolling motion in temporal sequence of particle to the region of higher electric field (smaller gap).

3.1.1 PARTICLE AXIS ALIGNED WITH ELECTRIC FIELD GRADIENT

For Arrangement A, the experimental results showed that the particles always exhibited the liftoff motion whereas no lateral motion was observed. We have found that the motion-onset electric field varied in a wide range and depended closely on the motion behavior.

From the observed particle motion, we separate the case in which the HF tip was rotated upward from the other motion behaviors (such as the parallel liftoff or the upward rotation of the low-field tip). The classified occurrence rates of both kinds of particles are shown in Figure 6. In Figure 6a for $\alpha = 4^\circ$, the spheroidal particles show only a moderate role of field nonuniformity as the occurrence rate of the HF tip rotation is slightly higher than 0.5. On the other hand, the wire-shaped particle exhibits much higher probability for the upward rotation of the HF tip.

With higher degree of field nonuniformity by $\alpha = 12^\circ$, the upward rotation of HF tip becomes predominant in Figure 6b for both particle types in comparison with Figure 6a. The occurrence rates of the HF tip rotation are more or less the same (≈ 0.9) for both particles. This predominant motion is considered to be the result of the enlarged unbalance between the torque magnitudes in the clockwise and counterclockwise directions, as to be discussed in Section 3.1.3.

For nonuniform electric field, the motion-onset electric field E_M is taken from the applied field at the particle center (in the absence of particle). As E_M varied on a wide range, Figure 7 also presents the field separately for the HF-tip rotation and the other motions. The median value of E_M and the range between the average value \pm the standard deviation from the experiments are given on the graphs. For the same tilt angle and motion behavior, the figure shows that the wire-

shaped particle required stronger electric field for motion inception.

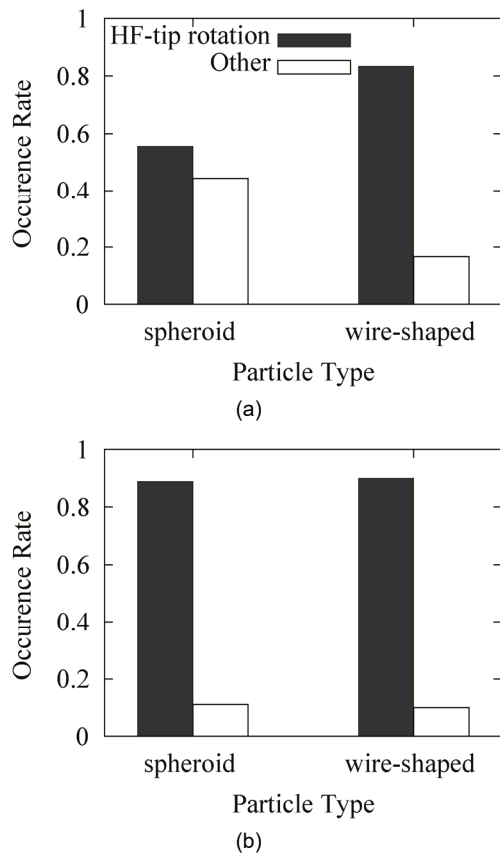


Figure 6. Occurrence rate of motion behaviors for Arrangement A with tilt angle $\alpha =$ (a) 4° and (b) 12° .

Figure 7 illustrates the dependency of E_M on the motion behavior. For the same particle type and tilt angle, the upward rotation of the HF tip took a smaller field magnitude than the other motion. The results were similar to those observed in uniform electric field [22]. By comparing Figures 7a and 7b, we can see the effects of the field nonuniformity. The measured E_M of each particle is significantly reduced with increasing tilt angle α . The analytical liftoff electric field, obtained from the balance between the electrostatic and gravitational forces, is equal to 8.0 kV/cm for the spheroidal particle [8] and 10.2 kV/cm for the wire-shaped particle [4]. Both particles moved at electric field well lower than the analytical values for $\alpha = 12^\circ$.

The aforementioned results can be explained from the differences in particle mechanics. Nonuniform electric field produces a net electrostatic force T_E on a particle. T_E tends to rotate upward the high-field (HF) tip in the smaller gap on the left side of the particle. However, the rotation is restrained by the gravitation torque. The particle is also subjected to the surface adhesion, which is non-negligible. According to the mass and contact condition, the gravitational force and the surface force are stronger on the wire-shaped particle. Therefore, the measured E_M values in Figure 7 is higher for the wire-shaped particle than for the spheroidal particle.

The contact condition also has an implication on particle motion. The spheroidal particle rotates about the contact point whereas the wire-shaped particle rotates about one of its end. The smaller contact area of the spheroidal particle permits random motions by mechanical disturbances. For these reasons, the spheroidal particle exhibited a lower occurrence rate of HF tip rotation under slightly nonuniform electric field ($\alpha = 4^\circ$) in Figure 6a. When $\alpha = 12^\circ$, the role of nonuniform field dominated the particle motion, activating the rotation at lower field magnitudes.

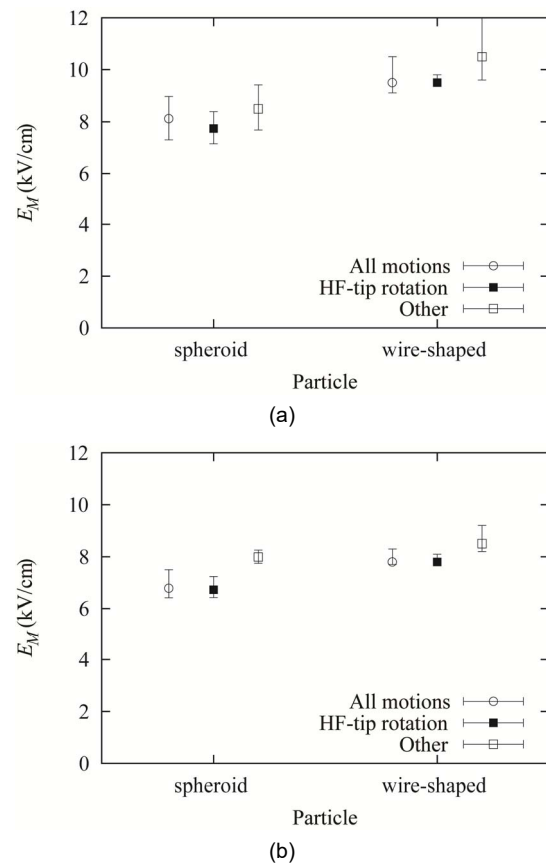


Figure 7. Motion-onset electric field for Arrangement A: (a) $\alpha = 4^\circ$ and (b) $\alpha = 12^\circ$.

3.1.2 PARTICLE AXIS ALIGNED WITH CONSTANT ELECTRIC-FIELD LINE

For Arrangement B, we observed both rotation and liftoff for both particles. Figures 8a and 8b show the occurrence rates when the tilt angle $\alpha = 4^\circ$ and 12° , respectively. Under the slightly nonuniform field ($\alpha = 4^\circ$), neither kind of motion was clearly predominant. The occurrence rate of rolling motion was slightly lower than the liftoff motion for the spheroidal particle, but higher for the wire-shaped particle.

With higher degree of field nonuniformity ($\alpha = 12^\circ$), the occurrence rate of rolling motion increased significantly for both kinds of particles, as shown in Figure 8b. In particular, the wire-shaped particle exhibited exclusively the rolling motion. Still, the spheroidal particle sometimes lifted from the electrode although the rolling motion was predominant for this tilt angle.

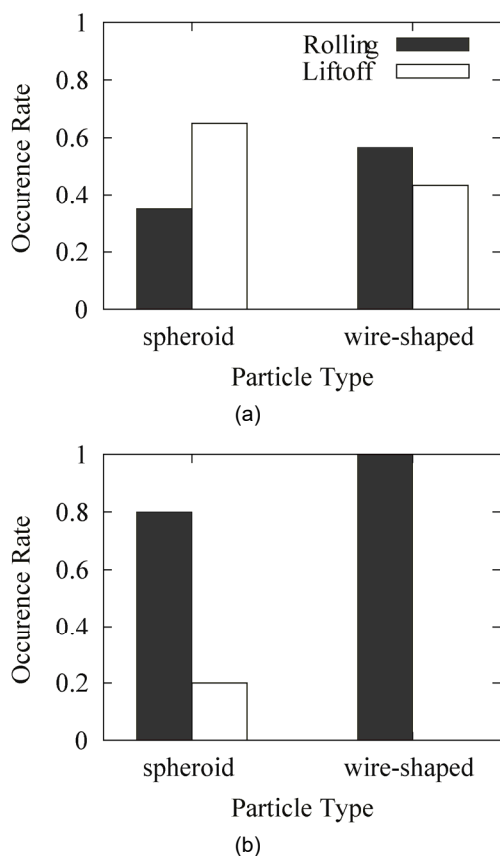


Figure 8. Occurrence rate of motion behaviors for Arrangement B with $\alpha =$ (a) 4° and (b) 12° .

The measured E_M in this arrangement also depended on the initial motion. Figure 9 shows the motion-onset electric field E_M associated with each motion behavior. For each particle type and tilt angle, it is obvious that E_M of the rolling motion was smaller than that for the liftoff motion, which was comparable to the analytical E_L values (8.0 kV/cm for the spheroidal particle and 10.2 kV/cm for the wire-shaped).

Comparing Figure 9b with Figure 9a, we can see that the liftoff field magnitudes of the spheroidal particle changed only slightly with the increase of α from 4° to 12° . On the other hand, it is clear that the electric field for the rolling-motion onset was reduced by increasing α . In particular, the onset field remarkably decreased for the wire-shaped particle. The margin between the field for rolling and that for liftoff was then magnified with increasing α . Therefore, the particles exhibited higher probability of rolling motion when α increases from 4° to 12° in Figure 8. This indicates the predominance of the electric-field gradient force, which corresponds to the lateral motion.

It is also worth noting that in many cases of initial rolling motion, the spheroidal particle subsequently made a horizontal rotation to align with the electric field gradient and eventually lifted from the lower electrode. Figure 10 illustrates the particle motion in a temporal sequence. On the other hand, the horizontal rotation was hardly found for the wire-shaped particle during the rolling motion.

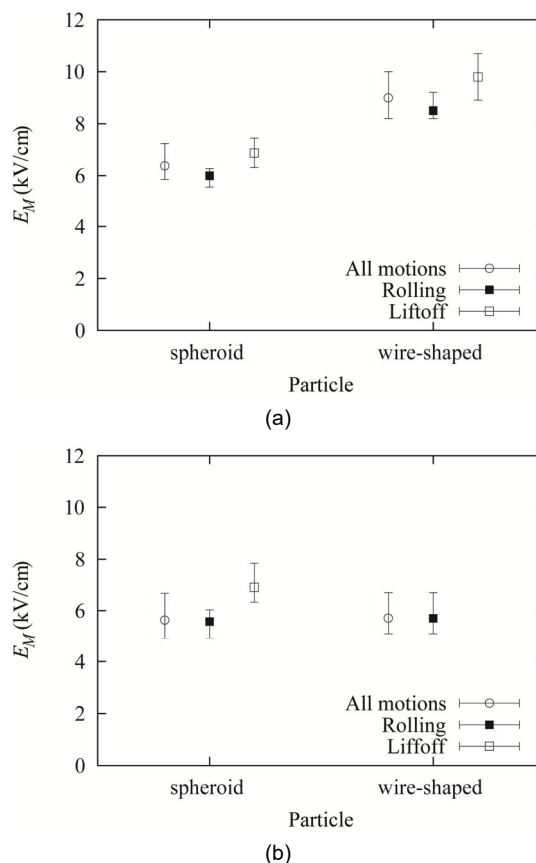


Figure 9. Motion-onset electric field for Arrangement B: (a) $\alpha = 4^\circ$ and (b) $\alpha = 12^\circ$.



Figure 10. Horizontal rotation of the spheroidal particle during the rolling motion leading to the liftoff. Images are shown in a temporal sequence from the left hand side.

3.1.3 NUMERICAL ANALYSIS

We employed the boundary element method (BEM) to numerically analyze the electric field and electrostatic force. The upper electrode and the spheroidal particle were modeled with second-order curved elements by using the GiD software. 512 elements were used for the particle surface. The BEM calculation was carried out by an in-house program. We treated the lower electrode by applying image elements. The electrostatic force and torque were determined from the calculated electric field on particle surface when 8 kV potential was applied to the upper electrode.

Figure 11 displays an example of electric field distribution on particle surface for $\alpha = 12^\circ$ in Arrangement A, i.e., the axis is aligned with the field gradient. The field magnitude is given on the grey scale in kV/cm. It is clear from the figure that the electric field is stronger on the particle surface in the smaller gap region (at the front tip in the figure). The maximal electric field is located at the particle tip (not the highest point on the surface), indicating a role of particle ending profile on the electrostatic force and torque.

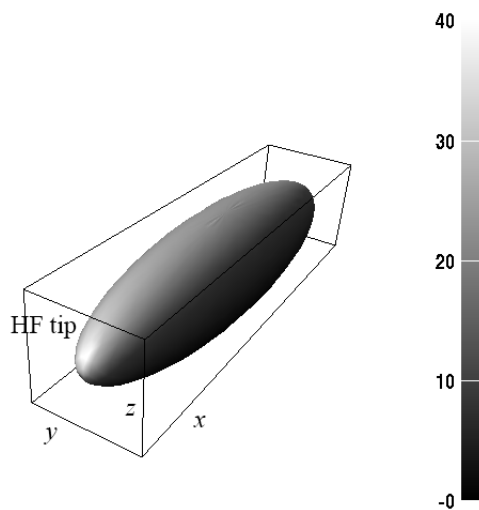


Figure 11. Electric field distribution on the spheroidal particle in Arrangement A for $\alpha = 12^\circ$.

Figures 12a and 12b show the force magnitudes $|F_x|$ in the lateral direction and $|F_z|$ in the vertical direction, respectively. The x - and z -axis directions are referred to the inset on Figure 3. The force magnitudes are compared between the cases of $\alpha = 4^\circ$ and 12° in Arrangements A and B.

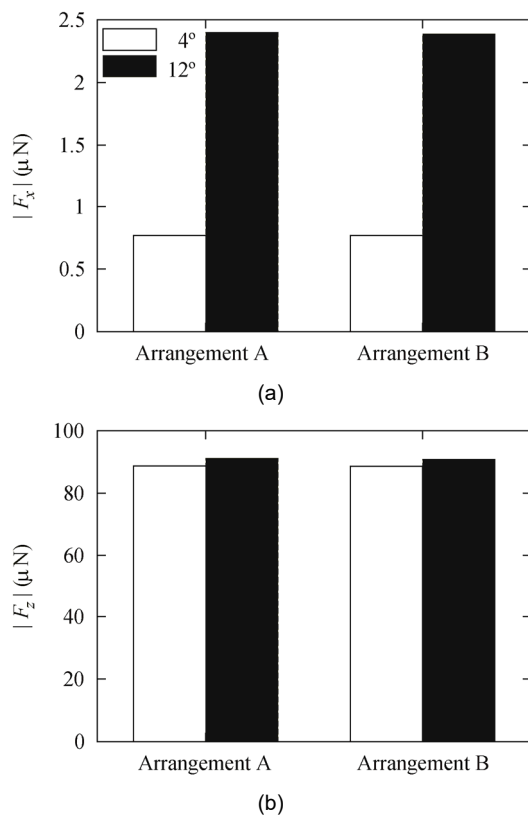


Figure 12. Calculated electrostatic force: (a) F_x in the lateral direction and (b) F_z in the vertical direction under 8 kV applied voltage.

Figure 13 presents the electrostatic torque T_y acting on each half of the particle surface for Arrangement A where the particle axis is aligned with the electric field gradient. T_y on

the left and right halves rotate upward the tips subjected the higher and lower electric field, respectively. The total torque can then be deduced from the difference between the grey and black bars. The total torque is rather small for $\alpha = 4^\circ$ and significantly enhanced with increasing α to 12° . Therefore, the occurrence rate of rotation of the HF tip is higher in Figure 8b than in Figure 8a.

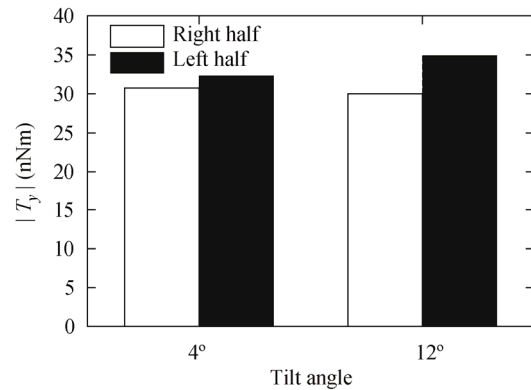


Figure 13. Calculated electrostatic torque acting on the left half and the right half of the spheroidal particle in Arrangement A.

From Figure 12, the force magnitudes $|F_x|$ and $|F_z|$ are more or less the same for the spheroidal and wire-shaped particles in the same arrangement. The lateral force in Figure 12a is significantly enhanced with increasing α . On the other hand, the variation of the vertical force with α is small. Therefore, it is implied that the rolling motion of the particle in Arrangement A is prohibited fundamentally by particle mechanics. The decrease in the motion inception electric field with increasing α is due to the torque variation (Figure 13) for Arrangement A but due to the increased lateral force (Figure 12a) for Arrangement B.

3.2 INSULATED ELECTRODE

For the case of the insulated electrode, our interest is on the lateral motion of particles. The motion may have an application to particle manipulation techniques such as the induction of particle to a trapping position. Hence, experiments were carried out for Arrangement B to investigate whether particle activation is possible. On an uncharged conducting particle, the electric-field gradient force acts in the lateral direction, attracting the particle to the higher-field region [24]. The tilt angle was 15° to increase the electric field gradient. In order to restrict the effect of space charge, 50 Hz ac voltage was applied to the electrodes.

The experimental results with the insulated electrode showed significant difference in the motion behavior between the spheroidal and the wire-shaped particles. The wire-shaped particle behaved similarly to the case of the bare electrode, as the particle rolled to region of higher field (smaller gap) in almost all tests. The median of the motion onset field E_M is $12.2 \text{ kV}_p/\text{cm}$. To observe the probability of liftoff motion, we applied a fixed electric field magnitude $17.3 \text{ kV}_p/\text{cm}$, considerably stronger than E_M . It was found that the wire-shaped particle still practically exhibited the rolling motion

under the stronger field. The vertical rotation occurred only once from 30 tests under the stronger electric field. Therefore, the wire-shaped particle can be activated to move laterally for a wide range of applied electric field.

On the other hand, the spheroidal particle showed two main motion behaviors on the coated electrode. It either rolled to the higher field region or rotated horizontally so as to align its major axis with the electric field gradient, as shown in Figure 14. When we gradually increased the applied voltage, the occurrence rate of the horizontal rotation was higher than that of the rolling motion. It is worth noting that after the horizontal rotation took place, the rolling motion of the particle could not be activated even with increasing applied electric field until discharge. Hence, the horizontal rotation presents a problem for the manipulation of the spheroidal particle.



Figure 14. Horizontal rotation of a spheroidal particle on an insulated electrode after electric field application. Images are shown in a temporal sequence from the left hand side.

The average E_M values of the spheroidal particle were 9.5 kV_p/cm for the rolling motion and 7.8 kV_p/cm for the horizontal rotation. These values indicate that the spheroidal particle tends to make a horizontal rotation at lower electric field. In order to enhance the rolling motion, we applied a stronger field magnitude, 14.4 kV_p/cm, to the particle. Figure 15 compares the occurrence rate of each particle motion obtained by the fixed 14.4 kV_p/cm electric field with that by gradually increasing electric field to E_M , i.e. until the particle exhibited motion. Under the stronger electric field, the results show that the occurrence of rolling motion significantly increased. However, the horizontal rotation was still not eliminated.

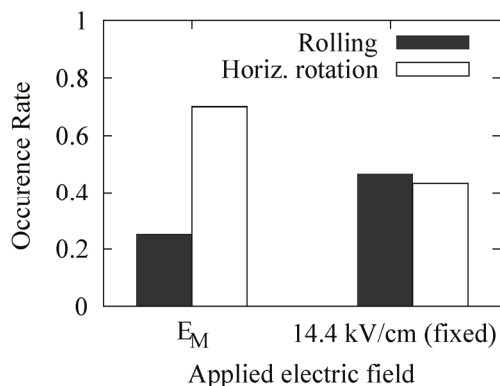


Figure 15. Occurrence rate of the motions of a spheroidal particle on the insulated electrode.

The initial movement of particles on the coated electrode is governed mainly by the electric-field gradient force. As the

dielectric layers prevent the particles from acquiring charge directly from the electrode, the Coulomb force is significantly reduced from that in the case of bare electrode. On the other hand, the electrostatic interaction of the polarization charge on the particle and the lower substrate makes a downward force, increasing the adhesive force. In addition, the non-electrostatic adhesion on the particle is expected to be stronger. The 14.4 kV_p/cm applied electric field was the limit in experiments, as we observed the liftoff of all spheroidal particles after an initial motion. The liftoff was possibly due to the Coulomb force on the particle when charge was acquired by a partial discharge due to high electric field at the particle tip.

7 CONCLUSION

In this work, we carried out experiments to investigate the initial motion of the non-spherical particles. The spheroidal and wire-shaped particles exhibited similar liftoff behavior by the Coulomb force when they were on a bare electrode and the axis was aligned with electric field gradient. When the particle axis was aligned with a line of constant electric field on the bare electrode, the wire-shaped particle was more readily to make a rolling motion, but the spheroidal particle showed higher liftoff probability. With increasing the field nonuniformity, the particles motion took place at lower electric field due to the contribution from electrostatic force and torque. On the insulated electrode, the wire-shaped particle practically showed the rolling motion whereas the spheroidal particle might make a horizontal rotation. The horizontal rotation, which impeded the particle manipulation by electric field gradient force, could not be completely eliminated even with increasing the applied field strength.

ACKNOWLEDGMENT

This work was supported by the Thailand Research Fund, and the AUN SEED-Net Program, JICA. The authors also want to thank Prof. Kunihiko Hidaka, University of Tokyo, for his helps on the experiments and comments.

REFERENCES

- [1] M.M. Morcos, S. Zhang, K.D. Srivastava and S.M. Gubanski, "Dynamics of metallic particle contaminants in GIS with dielectric-coated electrodes", *IEEE Trans. Power Delivery*, Vol. 15, pp. 455-460, 2000.
- [2] K.I. Sakai, D.L. Abella, Y. Khan, J. Suehiro and M. Hara, "Experimental studies of free conducting wire particle behavior between nonparallel plane electrodes with AC voltages in air", *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, Vol. 10, 418-424, 2003.
- [3] T. Takuma and B. Techaumnat, *Electric Fields in Composite Dielectrics and their Applications*, Springer Netherlands, 2010.
- [4] N.-J. Félici, "Forces et charges de petites objets en contact avec une electrode affecte d'un champ électrique", *Rev. Gén. Elec.*, Vol. 75, pp. 1145-1160, 1966.
- [5] S. Boggs, "On-axis field approximations for a (semi-)spheroid in a uniform field", *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, Vol. 10, pp. 305-306, 2003.
- [6] S.A. Boggs, K. Nojima and T. Yasuoka, "Computation of horizontal force normal to the axis of a spheroidal conducting particle in a field gradient", *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, Vol. 23, pp. 1649-1651, 2016.

- [7] V.Q. Huynh, B. Techaumnat and K. Hidaka, "Analysis on electrostatic behavior of a conducting prolate spheroid under an electric field", *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, Vol. 20, pp. 2230-2238, 2013.
- [8] B. Techaumnat, V.Q. Huynh and K. Hidaka, "Three-dimensional electromechanical analysis of a conducting prolate spheroid on a grounded plane", *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, Vol. 21, pp. 80-87, 2014.
- [9] M.E. Holmberg and S.M. Gubanski, "Motion of metallic particles in gas insulated systems", *IEEE Electr. Insulat. Mag.*, Vol. 14, Issue 4, pp. 5-14, 1998.
- [10] M. Hara, K. Adachi, H. Tobata, M. Akazaki, and F.L. Mao, "Particle-initiated breakdown characteristics of conical insulator in N₂ gas and N₂/O₂ mixture under DC voltage", *IEEE Trans. Electr. Insul.*, Vol. 22, pp. 87-96, 1987.
- [11] K. Sakai, S. Tsuru, D.L. Abella and M. Hara, "Conducting particle motion and particle-initiated breakdown in dc electric field between diverging conducting plates in atmospheric air", *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, Vol. 6, pp. 122-130, 1999.
- [12] K. Sakai, D.L. Abella, J. Suehiro, M. Hara, "Lateral motion of wire particles toward decreasing electrode gap regions in atmospheric air", *IEEE 6th Int'l. Conf. Properties and Applications of Dielectr. Materials (ICPADM)*, pp. 817-820, 2000.
- [13] Y. Khan, K.I. Sakai, E.K. Lee, J. Suehiro and M. Hara, "Motion behavior and deactivation method of free-conducting particle around spacer between diverging conducting plates under DC voltage in atmospheric air", *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, Vol. 10, pp. 444-457, 2003.
- [14] K.I. Sakai, D.L. Abella, Y. Khan, J. Suehiro and M. Hara, "Theoretical and experimental studies for spherical free-conducting particle behavior between non-parallel plane electrodes with ac voltages in air", *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, Vol. 10, pp. 404-417, 2003.
- [15] H. Iwabuchi, S. Matsuoka, A. Kumada, K. Hidaka, Y. Hoshina, T. Yasuoka and M. Takei, "Influence of tiny metal particles on charge accumulation phenomena of GIS model spacer in high-pressure SF₆ gas", *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, Vol. 20, pp. 1895-1901, 2013.
- [16] Q. Bo, L.C. Rong, H. Zhen, G.B. Bo, X.D. Guo, L.S. Yu and D. Chun, "Surface discharge initiated by immobilized metallic particles attached to gas insulated substation insulators: process and features", *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, Vol. 18, pp. 792-800, 2011.
- [17] N. Phansiri and B. Techaumnat, "Study on the electromechanics of a conducting particle under nonuniform electric field", *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, Vol. 20, pp. 488-495, 2013.
- [18] S. Zhang, M. M. Morcos, H. Anis, S. M. Gubanski and K. D. Srivastava, "The impact of electrode dielectric coating on the insulation integrity of GIS/GITL with metallic particle contaminants", *IEEE Trans. Power Delivery*, Vol. 17, pp. 318-325, 2002.
- [19] G.V. N. Kumar, J. Amarnath, B. P. Singh and K. D. Srivastava, "Electric Field Effect on Metallic Particle Contamination in a Common Enclosure Gas Insulated Busduct", *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, Vol. 14, pp. 334-340, 2007.
- [20] F. Endo, H. Goshima, M. Hanai, H. Hama, M. Hikita and H. Okubo, "Metallic particle motion and control under DC voltages", *Sympos. Electrical and Electronic Insulating Materials and Applications in Systems*, pp. 49-52, 2004.
- [21] K. Asano, K. Anno and Y. Higashiyama, "The behavior of charged conducting particles in electric fields", *Proc. Annual Meeting Indus. Applicat. Soc.*, Vol. 2, pp.1353-1359, 1994.
- [22] T. Sangsri, B. Techaumnat, V.Q. Huynh and K. Hidaka, "Experimental Study on the Motions of Prolate Spheroidal Particles under Electric Field", *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, Vol. 23, pp. 2626-2632, 2016.
- [23] V.Q. Huynh, *Study on the Electromechanics of Non-spherical Particles under Electric Field in Dielectric Systems*, Doctoral Thesis, Electr. Eng. Dept., Chulalongkorn Univ., Bangkok, Thailand, 2013.
- [24] T.B. Jones, *Electromechanics of Particles*, Cambridge University Press, 2005.



Tatchawin Sangsri was born in Nakhon Si Thammarat, Thailand, in 1990. He received the B.Sc. degree in physics from Chulalongkorn University, Thailand, in 2012. He studied for the M.Eng. degree at the Department of Electrical Engineering, Chulalongkorn University, and graduated in 2016. His research area is high-voltage engineering.



Boonchai Techaumnat (M'02) was born in Bangkok, Thailand in 1970. He received the B.Eng. in 1990 and M.Eng. degree in 1995 from Chulalongkorn University, Thailand, and the doctoral degree in electrical engineering from Kyoto University in 2001. He joined the Faculty of Engineering, Chulalongkorn University as a lecturer in 1995. He is now a professor at the faculty. Dr. Techaumnat received the medal prize for new scholars from the Thailand Research Fund in 2005, the Nanobiotechnology Premium from the Institution of Engineering and Technology (IET) in 2009, and the book prize from the Institute of Electrical Engineers Japan in 2011 for "Electric Fields in Composite Dielectrics and their Applications". His research interests include numerical field analysis, electrical insulation, bioelectromagnetics, and particle electrokinetics.

Numerical Analysis and Experiments on the Electromechanical Behavior of Wired-Shape Conducting Particles

Boonchai Techaumnat¹, Viet Q. Huynh², and Kunihiko Hidaka³, *Fellow, IEEE*

¹Department of Electrical Engineering, Chulalongkorn University, Bangkok 10330, Thailand

²Department of Electrical Engineering, Ho Chi Minh City University of Technology, Ho Chi Minh City, Vietnam

³Department of Electrical Engineering and Information Systems, University of Tokyo, Tokyo 113-8654, Japan

This paper presents the numerical analysis and experiments on the electromechanical behavior of conducting wired-shape particles. We investigate the effects of particle ending profiles and orientation on the initial motion. The boundary element method is used to analyze the electric field, forces, and torques on the particles. The calculated liftoff electric field is smaller than the estimated value based on a model of infinitely long cylinder, and slightly decreases for a particle with a sharp end when the sharp tip is separated from the electrode. The measured liftoff electric field agrees with the tendency obtained from the numerical analysis. Particles mostly began the motion at either end. When the sharp tip was separated from the electrode, the initial motion almost exclusively took place at the sharp end. On the other hand, the probability was slightly higher for the motion at the rounded end when the sharp tip was close to the electrode. The numerical calculation clarifies that the electrostatic and gravitational torques contribute to such liftoff behavior.

Index Terms—Electromechanics, electrostatic, force, insulation system, particle, torque.

I. INTRODUCTION

IT IS well known that the presence of particles, particularly conducting ones, decreases the insulating capability of the gas insulation system and is a main cause of the insulation failures [1]. A particle significantly intensifies electric field in its proximity [2], lowering partial-discharge (PD) onset or breakdown voltage of the system. The corona onset and breakdown in the presence of particles were investigated theoretically or experimentally [3], [4]. Conducting particles are charged by a contact with an electrode and tend to move between electrodes. The movement magnifies the undesirable PD activities, as experimentally studied [5], [6]. A spherical conducting particle lifts from an electrode when the electric field is sufficiently strong. The measured liftoff electric field of spherical particles was in good agreement with the theoretical prediction [7]. Dynamics of spherical particle were also simulated and verified experimentally [8]. The role of the dielectrophoretic force was investigated using a diverging electrode system [9] and applied to particle deactivation [10].

In actual insulation systems, particles have a variety of shapes. Non-spherical particles exhibit complicated behavior under electric field [11], [12]. The dependence of particle motion on the profiles was found in the experiment using wire particles [13]. However, the role of the particle end and orientation has not been fully analyzed.

This paper presents experimental and analytical studies on the behavior of wired-shape particles having different end profiles under an electric field in air. Whereas, the other works observed the particle behavior after liftoff, we focus on the initial motion that the particles exhibit when subjected to electric field. The initial motion is highly important as it

Manuscript received June 21, 2017; accepted July 20, 2017. Corresponding author: B. Techaumnat (e-mail: boonchai.t@chula.ac.th).

Color versions of one or more of the figures in this paper are available online at <http://ieeexplore.ieee.org>.

Digital Object Identifier 10.1109/TMAG.2017.2734742

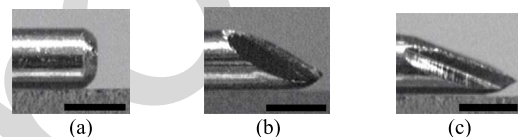


Fig. 1. Ending profiles of the 0.5 mm diameter particles. (a) R. (b) S1. (c) S2. (The horizontal bars indicate 0.5 mm length.)



Fig. 2. Orientation of the particle with a sharp end. (a) Tip close to electrode surface. (b) Tip well separated from electrode surface.

determines the particle charge and the field intensification, thus governing the subsequent behavior. Our aim is to employ a numerical method to clarify fundamentals related to the initial motion of the particles in the experiments.

II. METHODS

Particles were prepared from aluminum wires (AL-01135, Nilaco) of 0.5 mm diameter and 4 mm length. Their ends were either sharp or rounded by sandpaper. Fig. 1 shows an example of the ending profiles. The rounded ends are referred hereafter as R, and the sharp ends with tip angle 35° and 27° as S1 and S2, respectively. The particles are then identified by their ends. For example, an R-R particle has two rounded end, and an R-S1 particle has a rounded end and an S1 sharp end.

A. Configuration

We consider the configuration of a particle lying on a grounded electrode under an external electric field. For a particle with one sharp end, Fig. 2 shows two orientations of particle treated in this work. That is, the tip is either close to the electrode surface [Fig. 2(a)] or well separated from the surface [Fig. 2(b)].

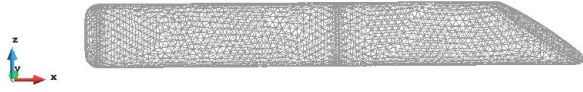


Fig. 3. Example of meshes used on the R-S1 particle for field calculation.

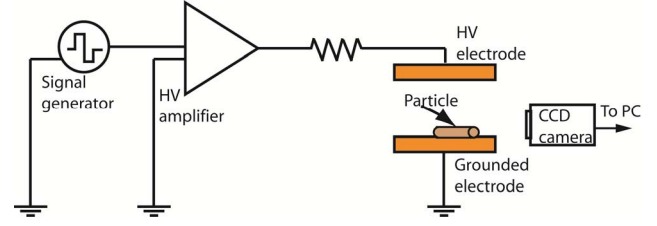


Fig. 4. Schematic of experimental setup.

B. Numerical Analysis

We used the boundary element method (BEM) to analyze the electric field on the particles. The BEM has advantages over domain subdivision methods that we need only the particle surface to be discretized and the open region is readily treated [14]. The method directly gives the field values on the particle surface which is used to calculate the force and torque. The BEM is based on the relationship between potential ϕ and the normal outward component E_n of the electric field on the boundary of a domain. For potential, ϕ_i at point i in domain Ω enclosed by boundary Γ

$$C_i \phi_i = \int_{\Gamma} \psi(\mathbf{r}, \mathbf{r}_{\Gamma}) E_n \, d\Gamma + \int_{\Gamma} \frac{\partial \psi(\mathbf{r}, \mathbf{r}_{\Gamma})}{\partial n} \phi \, d\Gamma - \mathbf{E}_0(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) \quad (1)$$

where \mathbf{r} is the position of i , \mathbf{r}_{Γ} is the position on boundary Γ , \mathbf{r}_0 is the reference point of zero potential, ψ is the fundamental solution, and C_i is a constant. For a smooth boundary Γ , $C_i = 1/2$ if i is on Γ and $C_i = 1$ if i is in Ω but not on Γ . We omitted the upper electrode by using a condition of an applied vertical electric field \mathbf{E}_0 in (1). The presence of the upper electrode is negligible while the particle still lies on the lower electrode for the considered gap length. The lower grounded electrode was treated by using image elements.

A commercial software (GiD) was utilized for modeling the wire particles in 3-D configurations. The BEM calculation was done by using an in-house program for calculation flexibility and for post-processing. Fig. 3 shows an example of the triangular meshes on a particle surface. The numbers of elements were between 5000 and 7000 for all cases.

After the electric field calculation, we determined the electrostatic force \mathbf{F}_E on a particle from an integral over particle surface of the Maxwell stress \mathbf{f}_E . \mathbf{F}_E acts in the upward direction, i.e., tending to lift the particle from the lower electrode. The downward gravitational force \mathbf{F}_G is calculated from a volume integral. The liftoff electric field E_L is then obtained from \mathbf{F}_E to \mathbf{F}_G .

We determine electrostatic torque \mathbf{T}_E about point \mathbf{c} from the following integration on particle surface S :

$$\mathbf{T}_E = \oint_S \mathbf{r}_c \times \mathbf{f}_E \, ds \quad (2)$$

where r_c is a vector from \mathbf{c} to the point of integration. We calculate \mathbf{T}_E and the gravitational torque \mathbf{T}_G about the left and right ending points of the contact line between the particle and the electrode. Total torque \mathbf{T}_{TOT} is then obtained from

$$\mathbf{T}_{TOT} = \mathbf{T}_E + \mathbf{T}_G. \quad (3)$$

C. Experiments

Fig. 4 shows the schematic of the experimental setup for observing particle movement. A parallel electrode system of 10 mm gap was used. The lower electrode was set on a three-axis positioning stage whereas the upper one was also vertically adjustable. High voltage was supplied by using a signal generator (AFG3021, Tektronix) and an HV amplifier (610E, Trek). A series resistor was used to limit current in case of discharges. The particle motion under electric field was recorded by frame rates up to 1000 frames/s (EX-ZR200, Casio) for analysis. Before each experiment, a particle was cleaned with ethanol and allowed to dry completely.

Positive or negative dc high voltage was applied to the upper electrode when a particle was laid on the lower grounded electrodes. To examine the particle motion induced by the critical liftoff electric field, we increased the voltage magnitude gradually by about 0.5 kV/s until the particle began to move. At least three samples were used for each particle type. The liftoff behavior was observed 10 times for a sample under each voltage polarity. Separated experiments were also carried out by applying a fixed voltage magnitude to compare the particle behavior under the same electric field strength.

III. RESULTS AND DISCUSSION

A. Electric Field

Fig. 5 compares the calculated electric field, normalized by the applied field E_0 for generalizing the results, on the particles. The electric field is clearly higher on the upper half than on the lower half of the particle. The electric field is highly nonuniform at the upper tip, which contributes the large electrostatic force on the particle. We have found that the field maximum is smallest on the R-R particle and largest on the R-S2 particle when the sharp tip is separated from the lower electrode. Note that the electric field distribution of the R-S2 particle is similar to that of the R-S1 particle in Fig. 5, but the maximum field is slightly higher due to the smaller tip angle.

The unsymmetrical distribution of electric field between the left and right halves of a particle implies a rotating behavior of particle from the lying position. At the time that a particle begins to rotate, the surface force acts at the center of the rotation, and has no contribution to the torque. However, we must consider the gravitational torque, which depends on the tip profile and orientation.

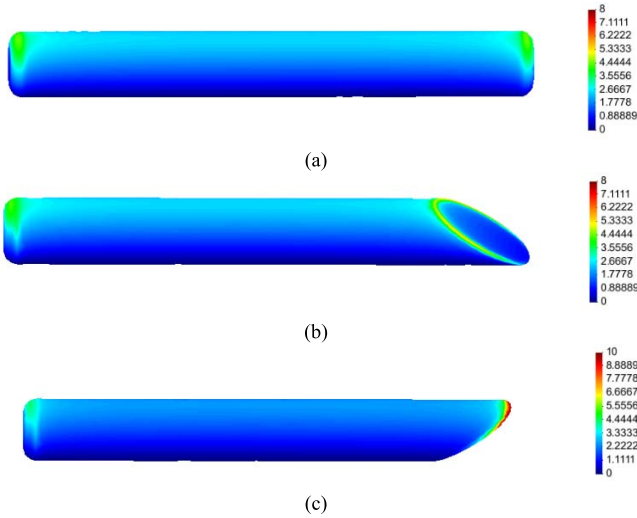


Fig. 5. Normalized electric field, E/E_0 (dimensionless) on the particle surface. (a) R-R particle. (b) R-S1 particle with the tip close to the electrode. (c) R-S1 particle with the tip separated from the electrode.

TABLE I
CALCULATED LIFTOFF ELECTRIC FIELD E_L

Particle type	Tip position	E_L (kV/cm)
R-R	N/A	6.62
R-S1	Close to electrode	6.60
R-S1	Separated from electrode	6.40

B. Liftoff Electric Field

As the liftoff electric field E_L of wire particles was discussed in the literature, we briefly present our results here. For an infinitely long cylinder of radius R and mass density ρ , the analytical E_L in air is independent of particle length [15]

$$E_L = 8.8 \times 10^5 \sqrt{\rho R}. \quad (4)$$

With $\rho = 2700 \text{ kg/m}^3$ for aluminum, $E_L = 7.2 \text{ kV/cm}$ for the 0.5 mm-diameter wire particles.

For a finite particle length, Table I shows E_L values obtained from the numerical calculation results for different particle ends and orientations. E_L is highest for the R-R particle. For the R-S1 particle, the liftoff field hardly differs from that of the R-R particle if the sharp end is close to the electrode. On the other hand, E_L is lower when the sharp tip of the particle is separated from the electrode than when the tip is close to the electrode. However, the difference in E_L due to the tip orientation is rather small ($\approx 3\%$) and maybe insignificant in practice. All E_L values for the finite length particles are smaller than 7.2 kV/cm obtained from (3) by 8%–9%, indicating the contribution from high electric field at particle ends.

We measured the liftoff electric field in the experiments for the particles by gradually increasing the applied voltage. Fig. 6 shows the measured E_L of the R-R and R-S1 particles for each polarity of particle charge. The measured E_L values for a specific particle and orientation were slightly higher when the particles were negatively charged. For the R-S1 particles, the average E_L from both polarities was 7.4 and 7 kV/cm when the tip was close to and well separated from the electrode,

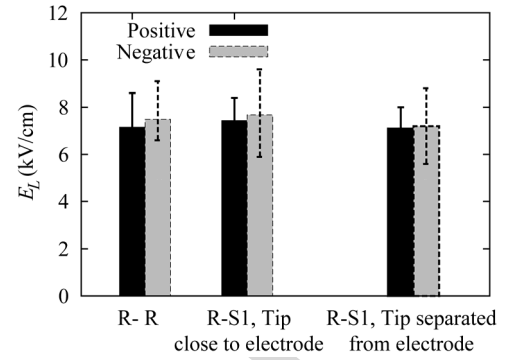


Fig. 6. Measured liftoff electric field for positive and negative charging.

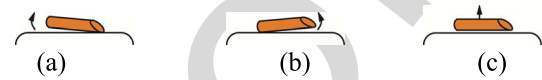


Fig. 7. Schematic illustration of initial motion of particle at (a) rounded end, (b) sharp end, and (c) both ends.

TABLE II
PROBABILITY OF INITIAL MOTION OF THE R-S1 PARTICLE
AT THE CRITICAL LIFTING FIELD

Orientation	Probability of initial motion (%)		
	Rounded end	Sharp end	Both ends
Fig. 2a	53	40	7
Fig. 2b	3	97	0

respectively. The reduction of E_L when the sharp tip was separated from the electrode follows the tendency of the calculation results in Table I. Higher values of the measured E_L than the calculated ones imply the effects of the surface force between the particles and the electrode.

C. Initial Motion

When the electric field was sufficiently high, the wire particle began its motion in different manners. Based on the recorded images with an interval of 1 ms, we classify the particle behavior as the initial motion at (a) rounded end, (b) sharp end, and (c) both ends or a parallel liftoff, as illustrated schematically in Fig. 7.

Table II summarizes the probability of each kind of the initial motion for the R-S1 particle when the applied voltage was gradually increased until the particle moved. Table II clearly shows that the probability of the initial motion at both ends was very small when the ending profiles were different. When the sharp tip was close to the electrode, the probability that the rounded end moved first was slightly higher. On the other hand, when the tip was well separated from the electrode, the particles raised the sharp end first in almost all tests. The results were similar to those in [13]. However, our results under the critical (liftoff) field strength showed considerably lower probability of the initial motion at the rounded end when the tip was placed close to the electrode, and showed higher probability of the initial motion at the sharp end when the tip was separated from the electrode.

Torque on the R-S1 and R-S2 particles is calculated by taking the rounded or the sharp end of the particle-electrode

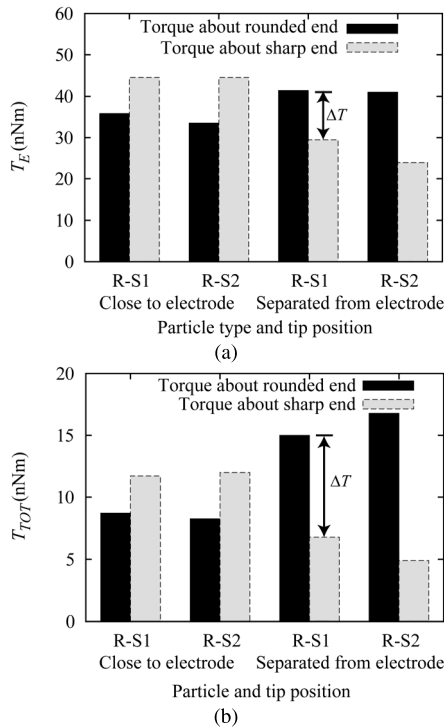


Fig. 8. Torque values on the R-S particle under 7 kV/cm electric field. (a) Electrostatic torque T_E . (b) Total torque T_{TOT} .

209 contact line as the center of rotation. The torque magnitude
 210 is referred to be positive if it rotates the opposite end upward
 211 from the electrode. Fig. 8 shows the calculated electrostatic T_E
 212 and total torque T_{TOT} for each orientation of the particles under
 213 7 kV/cm applied electric field, approximately the experimental
 214 liftoff field. For the same particle, T_E and T_{TOT} in Fig. 8 are
 215 larger about the sharp end when the sharp tip is close to the
 216 electrode. On the contrary, with the tip separated from the
 217 electrode, the torques about the rounded end become larger,
 218 implying initial motion at the sharp end.

219 From Fig. 8, we may consider the difference ΔT between
 220 the torques about the rounded and sharp ends as an index indi-
 221 cating the tendency of the rotation. Comparing ΔT magnitudes
 222 between cases where the tip is close to and separated from the
 223 electrode, we can see the discrepancy of ΔT magnitudes more
 224 clearly from Fig. 8(b) than from Fig. 8(a). This indicates the
 225 non-negligible role of gravitational torque T_G on the particle
 226 behavior. The larger ΔT discrepancy corresponds to the high
 227 probability of the initial motion at the sharp end of particle
 228 when the tip is separated from the electrode.

229 Under electrical transients, particles on an electrode may be
 230 subjected to electric field stronger than E_L . Fig. 9 shows the
 231 probability of each kind of the initial motions observed for the
 232 R-S1 and R-S2 particles under higher electric field (8 kV/cm).
 233 When the tip was close to the electrode, the results were
 234 similar those in Table II, which is for particles under critical
 235 liftoff field. The initial motion at the rounded end had a higher
 236 probability than at the sharp end for both particles. However,
 237 when applying higher electric field, the probability of the initial
 238 motion at both ends increases to approximately 20%–25%.

239 On the other hand, when the tip was separated from the
 240 lower electrode, the initial motion was still predominantly at

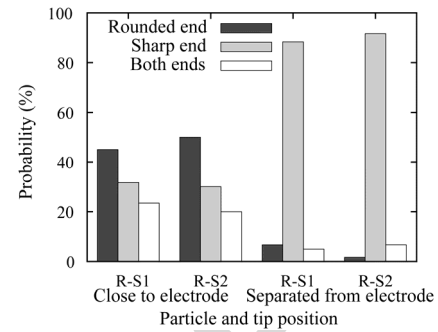


Fig. 9. Probability of the initial motions under 8 kV/cm electric field.

241 the sharp end under 8 kV/cm electric field. Compared to the
 242 R-S1 particle, the R-S2 particle exhibited a slightly larger
 243 probability of initial movement at the sharp end. The tendency
 244 can be explained by comparing ΔT magnitudes in Fig. 8(b).

IV. CONCLUSION

245 We have applied the numerical analysis to clarify the
 246 experimental results of the initial particle motion in an electric
 247 field. The motion of the particles shows the effects of the tip
 248 orientation that agree with the analytical tendency. The high
 249 electric field at a sharp end reduces the liftoff electric field E_L .
 250 When the tip is separated from electrode, the prominent initial
 251 motion at the sharp end can be explained by considering
 252 both electrostatic and gravitational torques. The initial motion
 253 determines particle charge and electric field after liftoff, and
 254 must be considered for particle manipulation.

ACKNOWLEDGMENT

255 This work was supported by the Thailand Research Fund
 256 and the AUN/SEED-Net program, JICA.

REFERENCES

- 257
258
259
- [1] M. M. Morcos, S. Zhang, S. M. Gubanski, and K. D. Srivastava, "Performance of particle contaminated GIS with dielectric coated electrodes," in *Proc. Ind. Appl. Conf.*, vol. 2, Oct. 2000, pp. 725–731.
 - [2] T. Takuma and B. Techaumnat, *Electric Fields in Composite Dielectrics and Their Applications*. The Netherlands: Springer, 2010.
 - [3] T. Hattori, M. Honda, H. Aoyagi, N. Kobayashi, and K. Terasaka, "A study on effects of conducting particles in SF₆ GAS and test methods for GIS," *IEEE Trans. Power Del.*, vol. PWRD-3, no. 1, pp. 197–204, Jan. 1988.
 - [4] A. P. Purnomoadi, M. A. G. Al-Suhaily, S. Meijer, J. J. Smit, S. Burrow, and S. Tenbohlen, "The influence of free moving particles on the breakdown voltage of GIS under different electrical stresses," in *Proc. Int. Conf. Condition Monitor. Diagnosis*, Sep. 2012, pp. 383–386.
 - [5] B. Qi, C. Li, Z. Xing, and Z. Wei, "Partial discharge initiated by free moving metallic particles on GIS insulator surface: Severity diagnosis and assessment," *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 21, no. 2, pp. 766–774, Apr. 2014.
 - [6] S. Okabe, G. Ueta, and T. Utsumi, "Behavior of metallic particles in GIS under DC voltage," *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 22, no. 5, pp. 2889–2897, Oct. 2015.
 - [7] S. P. Hornfeldt, "Lifting force on metallic particles in GIS systems," *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 13, no. 4, pp. 838–841, Aug. 2006.
 - [8] K. H. Lee, M. K. Baek, S. G. Hong, Y. S. Kim, H. S. Choi, and I. H. Park, "Numerical analysis and experiment of floating conductive particle motion due to contact charging in high-voltage system," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 52, no. 3, Mar. 2016. Art. no. 7208404.
 - [9] K. Sakai, S. Tsuru, D. L. Abella, and M. Hara, "Conducting particle motion and particle-initiated breakdown in dc electric field between diverging conducting plates in atmospheric air," *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 6, no. 1, pp. 122–130, Feb. 1999.
- 260
261
262
263
264
265
266
267
268
269
270
271
272
273
274
275
276
277
278
279
280
281
282
283
284
285
286
287
288
289
290

- 291 [10] N. Phansiri and B. Techaumnat, "Study on the electromechan- 301
292 ics of a conducting particle under nonuniform electric field," 302
293 *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 20, no. 2, pp. 488–495, 303
294 Apr. 2013.
- 295 [11] F. Endo *et al.*, "Metallic particle motion and control under DC voltages," 304
296 in *Proc. Symp. Electr. Electron. Insul. Mater. Appl. Syst., Jpn.*, 2004, 305
297 pp. 49–52.
- 298 [12] H. You *et al.*, "Motion and discharge characteristics of metal particles 306
299 existing in GIS under DC voltage," *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, 307
300 vol. 24, no. 2, pp. 876–885, Apr. 2017.
- [13] K. Asano, K. Anno, and Y. Higashiyama, "The behavior of charged 301
conducting particles in electric fields," in *Proc. Conf. Rec. Ind. Appl. 302
Soc. Annu. Meet.*, vol. 2, Oct. 1994, pp. 1353–1359. 303
- [14] C. A. Brebbia, L. C. Wrobel, and J. C. F. Telles, *Boundary Element 304
Techniques: Theory and Applications in Engineering*. Berlin, Germany: 305
Springer-Verlag, 1984. 306
- [15] K.-I. Sakai, D. L. Abella, Y. Khan, J. Suehiro, and M. Hara, "Experimen- 307
tal studies of free conducting wire particle behavior between nonparallel 308
plane electrodes with AC voltages in air," *IEEE Trans. Dielectr. Electr. 309
Insul.*, vol. 10, no. 3, pp. 418–424, Jun. 2003. 310

IEEE PROOF

AUTHOR QUERIES

AUTHOR PLEASE ANSWER ALL QUERIES

PLEASE NOTE: We cannot accept new source files as corrections for your paper. If possible, please annotate the PDF proof we have sent you with your corrections and upload it via the Author Gateway. Alternatively, you may send us your corrections in list format. You may also upload revised graphics via the Author Gateway.

AQ:1 = Please provide the postal code for “Ho Chi Minh City University of Technology, Ho Chi Minh City, Vietnam.”

AQ:2 = Please provide the expansion for “HV.”

AQ:3 = Please provide the city name for ref. [2].

AQ:4 = Please confirm the author names, article title, conference title, year, and page range for ref. [11].

Answers

AQ:1

Please add "distr. 10," before "Ho Chi Minh City".

AQ:2

Please replace "an HV" with "a high-voltage".

AQ:3

Change "The Netherlands" to "Dordrecht, Netherlands"

AQ:4

The reference details are correct.

Numerical Analysis and Experiments on the Electromechanical Behavior of Wired-Shape Conducting Particles

Boonchai Techaumnat¹, Viet Q. Huynh², and Kunihiko Hidaka³, *Fellow, IEEE*

¹Department of Electrical Engineering, Chulalongkorn University, Bangkok 10330, Thailand

²Department of Electrical Engineering, Ho Chi Minh City University of Technology, Ho Chi Minh City, Vietnam

³Department of Electrical Engineering and Information Systems, University of Tokyo, Tokyo 113-8654, Japan

This paper presents the numerical analysis and experiments on the electromechanical behavior of conducting wired-shape particles. We investigate the effects of particle ending profiles and orientation on the initial motion. The boundary element method is used to analyze the electric field, forces, and torques on the particles. The calculated liftoff electric field is smaller than the estimated value based on a model of infinitely long cylinder, and slightly decreases for a particle with a sharp end when the sharp tip is separated from the electrode. The measured liftoff electric field agrees with the tendency obtained from the numerical analysis. Particles mostly began the motion at either end. When the sharp tip was separated from the electrode, the initial motion almost exclusively took place at the sharp end. On the other hand, the probability was slightly higher for the motion at the rounded end when the sharp tip was close to the electrode. The numerical calculation clarifies that the electrostatic and gravitational torques contribute to such liftoff behavior.

Index Terms—Electromechanics, electrostatic, force, insulation system, particle, torque.

I. INTRODUCTION

IT IS well known that the presence of particles, particularly conducting ones, decreases the insulating capability of the gas insulation system and is a main cause of the insulation failures [1]. A particle significantly intensifies electric field in its proximity [2], lowering partial-discharge (PD) onset or breakdown voltage of the system. The corona onset and breakdown in the presence of particles were investigated theoretically or experimentally [3], [4]. Conducting particles are charged by a contact with an electrode and tend to move between electrodes. The movement magnifies the undesirable PD activities, as experimentally studied [5], [6]. A spherical conducting particle lifts from an electrode when the electric field is sufficiently strong. The measured liftoff electric field of spherical particles was in good agreement with the theoretical prediction [7]. Dynamics of spherical particle were also simulated and verified experimentally [8]. The role of the dielectrophoretic force was investigated using a diverging electrode system [9] and applied to particle deactivation [10].

In actual insulation systems, particles have a variety of shapes. Non-spherical particles exhibit complicated behavior under electric field [11], [12]. The dependence of particle motion on the profiles was found in the experiment using wire particles [13]. However, the role of the particle end and orientation has not been fully analyzed.

This paper presents experimental and analytical studies on the behavior of wired-shape particles having different end profiles under an electric field in air. Whereas, the other works observed the particle behavior after liftoff, we focus on the initial motion that the particles exhibit when subjected to electric field. The initial motion is highly important as it

Manuscript received June 21, 2017; accepted July 20, 2017. Corresponding author: B. Techaumnat (e-mail: boonchai.t@chula.ac.th).

Color versions of one or more of the figures in this paper are available online at <http://ieeexplore.ieee.org>.

Digital Object Identifier 10.1109/TMAG.2017.2734742

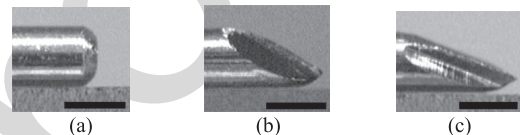


Fig. 1. Ending profiles of the 0.5 mm diameter particles. (a) R. (b) S1. (c) S2. (The horizontal bars indicate 0.5 mm length.)



Fig. 2. Orientation of the particle with a sharp end. (a) Tip close to electrode surface. (b) Tip well separated from electrode surface.

determines the particle charge and the field intensification, thus governing the subsequent behavior. Our aim is to employ a numerical method to clarify fundamentals related to the initial motion of the particles in the experiments.

II. METHODS

Particles were prepared from aluminum wires (AL-01135, Nilaco) of 0.5 mm diameter and 4 mm length. Their ends were either sharp or rounded by sandpaper. Fig. 1 shows an example of the ending profiles. The rounded ends are referred hereafter as R, and the sharp ends with tip angle 35° and 27° as S1 and S2, respectively. The particles are then identified by their ends. For example, an R-R particle has two rounded end, and an R-S1 particle has a rounded end and an S1 sharp end.

A. Configuration

We consider the configuration of a particle lying on a grounded electrode under an external electric field. For a particle with one sharp end, Fig. 2 shows two orientations of particle treated in this work. That is, the tip is either close to the electrode surface [Fig. 2(a)] or well separated from the surface [Fig. 2(b)].

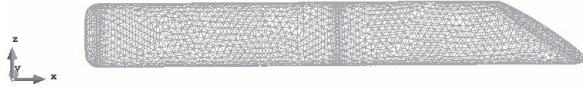


Fig. 3. Example of meshes used on the R-S1 particle for field calculation.

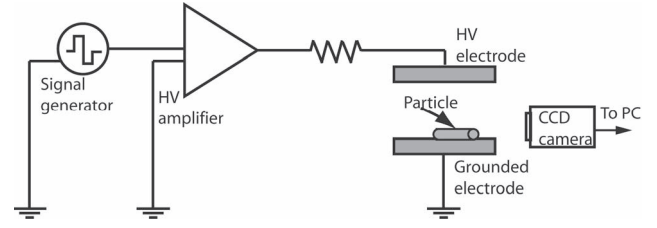


Fig. 4. Schematic of experimental setup.

B. Numerical Analysis

We used the boundary element method (BEM) to analyze the electric field on the particles. The BEM has advantages over domain subdivision methods that we need only the particle surface to be discretized and the open region is readily treated [14]. The method directly gives the field values on the particle surface which is used to calculate the force and torque. The BEM is based on the relationship between potential ϕ and the normal outward component E_n of the electric field on the boundary of a domain. For potential, ϕ_i at point i in domain Ω enclosed by boundary Γ

$$C_i \phi_i = \int_{\Gamma} \psi(\mathbf{r}, \mathbf{r}_{\Gamma}) E_n \, d\Gamma + \int_{\Gamma} \frac{\partial \psi(\mathbf{r}, \mathbf{r}_{\Gamma})}{\partial n} \phi \, d\Gamma - \mathbf{E}_0(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) \quad (1)$$

where \mathbf{r} is the position of i , \mathbf{r}_{Γ} is the position on boundary Γ , \mathbf{r}_0 is the reference point of zero potential, ψ is the fundamental solution, and C_i is a constant. For a smooth boundary Γ , $C_i = 1/2$ if i is on Γ and $C_i = 1$ if i is in Ω but not on Γ . We omitted the upper electrode by using a condition of an applied vertical electric field \mathbf{E}_0 in (1). The presence of the upper electrode is negligible while the particle still lies on the lower electrode for the considered gap length. The lower grounded electrode was treated by using image elements.

A commercial software (GiD) was utilized for modeling the wire particles in 3-D configurations. The BEM calculation was done by using an in-house program for calculation flexibility and for post-processing. Fig. 3 shows an example of the triangular meshes on a particle surface. The numbers of elements were between 5000 and 7000 for all cases.

After the electric field calculation, we determined the electrostatic force \mathbf{F}_E on a particle from an integral over particle surface of the Maxwell stress \mathbf{f}_E . \mathbf{F}_E acts in the upward direction, i.e., tending to lift the particle from the lower electrode. The downward gravitational force \mathbf{F}_G is calculated from a volume integral. The liftoff electric field E_L is then obtained from \mathbf{F}_E to \mathbf{F}_G .

We determine electrostatic torque \mathbf{T}_E about point \mathbf{c} from the following integration on particle surface S :

$$\mathbf{T}_E = \oint_S \mathbf{r}_c \times \mathbf{f}_E \, ds \quad (2)$$

where r_c is a vector from \mathbf{c} to the point of integration. We calculate \mathbf{T}_E and the gravitational torque \mathbf{T}_G about the left and right ending points of the contact line between the particle and the electrode. Total torque \mathbf{T}_{TOT} is then obtained from

$$\mathbf{T}_{TOT} = \mathbf{T}_E + \mathbf{T}_G. \quad (3)$$

C. Experiments

Fig. 4 shows the schematic of the experimental setup for observing particle movement. A parallel electrode system of 10 mm gap was used. The lower electrode was set on a three-axis positioning stage whereas the upper one was also vertically adjustable. High voltage was supplied by using a signal generator (AFG3021, Tektronix) and an HV amplifier (610E, Trek). A series resistor was used to limit current in case of discharges. The particle motion under electric field was recorded by frame rates up to 1000 frames/s (EX-ZR200, Casio) for analysis. Before each experiment, a particle was cleaned with ethanol and allowed to dry completely.

Positive or negative dc high voltage was applied to the upper electrode when a particle was laid on the lower grounded electrodes. To examine the particle motion induced by the critical liftoff electric field, we increased the voltage magnitude gradually by about 0.5 kV/s until the particle began to move. At least three samples were used for each particle type. The liftoff behavior was observed 10 times for a sample under each voltage polarity. Separated experiments were also carried out by applying a fixed voltage magnitude to compare the particle behavior under the same electric field strength.

III. RESULTS AND DISCUSSION

A. Electric Field

Fig. 5 compares the calculated electric field, normalized by the applied field E_0 for generalizing the results, on the particles. The electric field is clearly higher on the upper half than on the lower half of the particle. The electric field is highly nonuniform at the upper tip, which contributes the large electrostatic force on the particle. We have found that the field maximum is smallest on the R-R particle and largest on the R-S2 particle when the sharp tip is separated from the lower electrode. Note that the electric field distribution of the R-S2 particle is similar to that of the R-S1 particle in Fig. 5, but the maximum field is slightly higher due to the smaller tip angle.

The unsymmetrical distribution of electric field between the left and right halves of a particle implies a rotating behavior of particle from the lying position. At the time that a particle begins to rotate, the surface force acts at the center of the rotation, and has no contribution to the torque. However, we must consider the gravitational torque, which depends on the tip profile and orientation.

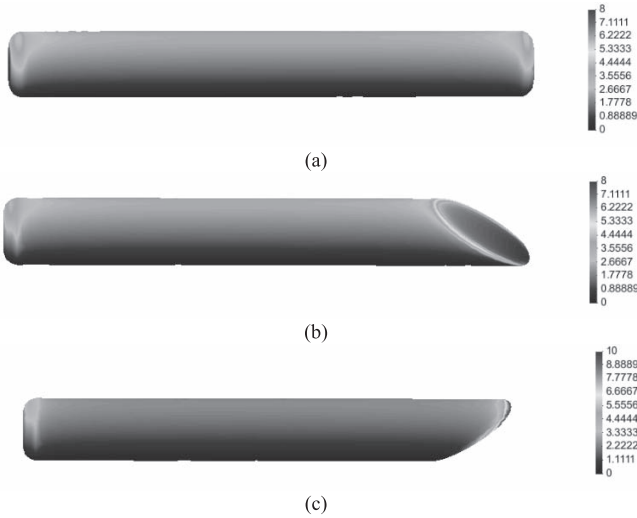


Fig. 5. Normalized electric field, E/E_0 (dimensionless) on the particle surface. (a) R-R particle. (b) R-S1 particle with the tip close to the electrode. (c) R-S1 particle with the tip separated from the electrode.

TABLE I
CALCULATED LIFTOFF ELECTRIC FIELD E_L

Particle type	Tip position	E_L (kV/cm)
R-R	N/A	6.62
R-S1	Close to electrode	6.60
R-S1	Separated from electrode	6.40

B. Liftoff Electric Field

As the liftoff electric field E_L of wire particles was discussed in the literature, we briefly present our results here. For an infinitely long cylinder of radius R and mass density ρ , the analytical E_L in air is independent of particle length [15]

$$E_L = 8.8 \times 10^5 \sqrt{\rho R}. \quad (4)$$

With $\rho = 2700 \text{ kg/m}^3$ for aluminum, $E_L = 7.2 \text{ kV/cm}$ for the 0.5 mm-diameter wire particles.

For a finite particle length, Table I shows E_L values obtained from the numerical calculation results for different particle ends and orientations. E_L is highest for the R-R particle. For the R-S1 particle, the liftoff field hardly differs from that of the R-R particle if the sharp end is close to the electrode. On the other hand, E_L is lower when the sharp tip of the particle is separated from the electrode than when the tip is close to the electrode. However, the difference in E_L due to the tip orientation is rather small ($\approx 3\%$) and maybe insignificant in practice. All E_L values for the finite length particles are smaller than 7.2 kV/cm obtained from (3) by 8%–9%, indicating the contribution from high electric field at particle ends.

We measured the liftoff electric field in the experiments for the particles by gradually increasing the applied voltage. Fig. 6 shows the measured E_L of the R-R and R-S1 particles for each polarity of particle charge. The measured E_L values for a specific particle and orientation were slightly higher when the particles were negatively charged. For the R-S1 particles, the average E_L from both polarities was 7.4 and 7 kV/cm when the tip was close to and well separated from the electrode,

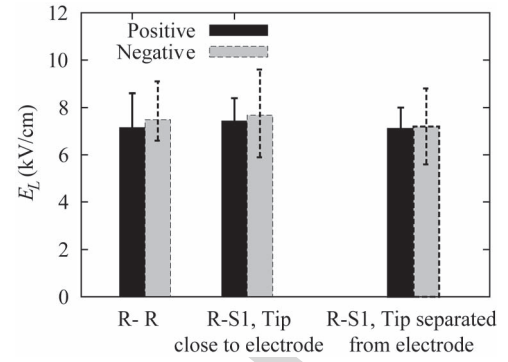


Fig. 6. Measured liftoff electric field for positive and negative charging.

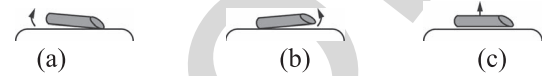


Fig. 7. Schematic illustration of initial motion of particle at (a) rounded end, (b) sharp end, and (c) both ends.

TABLE II
PROBABILITY OF INITIAL MOTION OF THE R-S1 PARTICLE
AT THE CRITICAL LIFTING FIELD

Orientation	Probability of initial motion (%)		
	Rounded end	Sharp end	Both ends
Fig. 2a	53	40	7
Fig. 2b	3	97	0

respectively. The reduction of E_L when the sharp tip was separated from the electrode follows the tendency of the calculation results in Table I. Higher values of the measured E_L than the calculated ones imply the effects of the surface force between the particles and the electrode.

C. Initial Motion

When the electric field was sufficiently high, the wire particle began its motion in different manners. Based on the recorded images with an interval of 1 ms, we classify the particle behavior as the initial motion at (a) rounded end, (b) sharp end, and (c) both ends or a parallel liftoff, as illustrated schematically in Fig. 7.

Table II summarizes the probability of each kind of the initial motion for the R-S1 particle when the applied voltage was gradually increased until the particle moved. Table II clearly shows that the probability of the initial motion at both ends was very small when the ending profiles were different. When the sharp tip was close to the electrode, the probability that the rounded end moved first was slightly higher. On the other hand, when the tip was well separated from the electrode, the particles raised the sharp end first in almost all tests. The results were similar to those in [13]. However, our results under the critical (liftoff) field strength showed considerably lower probability of the initial motion at the rounded end when the tip was placed close to the electrode, and showed higher probability of the initial motion at the sharp end when the tip was separated from the electrode.

Torque on the R-S1 and R-S2 particles is calculated by taking the rounded or the sharp end of the particle-electrode

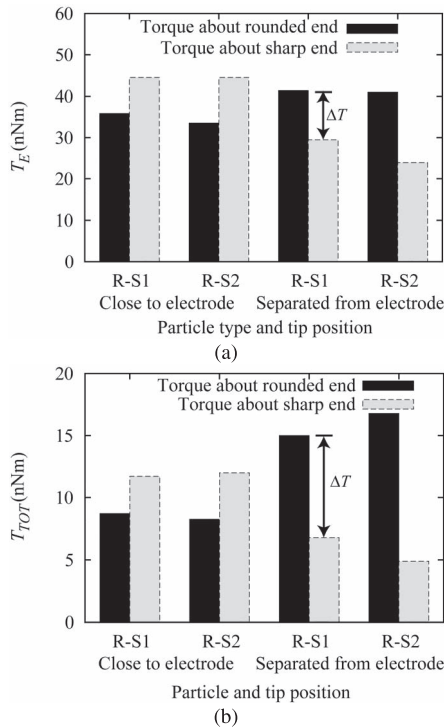


Fig. 8. Torque values on the R-S particle under 7 kV/cm electric field. (a) Electrostatic torque T_E . (b) Total torque T_{TOT} .

209 contact line as the center of rotation. The torque magnitude
 210 is referred to be positive if it rotates the opposite end upward
 211 from the electrode. Fig. 8 shows the calculated electrostatic T_E
 212 and total torque T_{TOT} for each orientation of the particles under
 213 7 kV/cm applied electric field, approximately the experimental
 214 liftoff field. For the same particle, T_E and T_{TOT} in Fig. 8 are
 215 larger about the sharp end when the sharp tip is close to the
 216 electrode. On the contrary, with the tip separated from the
 217 electrode, the torques about the rounded end become larger,
 218 implying initial motion at the sharp end.

219 From Fig. 8, we may consider the difference ΔT between
 220 the torques about the rounded and sharp ends as an index indi-
 221 cating the tendency of the rotation. Comparing ΔT magnitudes
 222 between cases where the tip is close to and separated from the
 223 electrode, we can see the discrepancy of ΔT magnitudes more
 224 clearly from Fig. 8(b) than from Fig. 8(a). This indicates the
 225 non-negligible role of gravitational torque T_G on the particle
 226 behavior. The larger ΔT discrepancy corresponds to the high
 227 probability of the initial motion at the sharp end of particle
 228 when the tip is separated from the electrode.

229 Under electrical transients, particles on an electrode may be
 230 subjected to electric field stronger than E_L . Fig. 9 shows the
 231 probability of each kind of the initial motions observed for the
 232 R-S1 and R-S2 particles under higher electric field (8 kV/cm).
 233 When the tip was close to the electrode, the results were
 234 similar those in Table II, which is for particles under critical
 235 liftoff field. The initial motion at the rounded end had a higher
 236 probability than at the sharp end for both particles. However,
 237 when applying higher electric field, the probability of the initial
 238 motion at both ends increases to approximately 20%–25%.

239 On the other hand, when the tip was separated from the
 240 lower electrode, the initial motion was still predominantly at

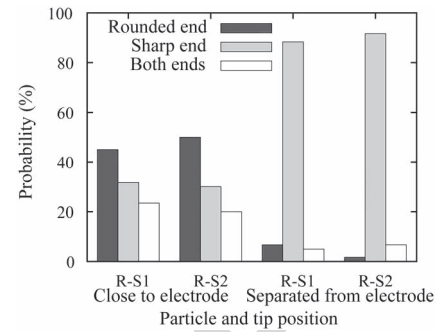


Fig. 9. Probability of the initial motions under 8 kV/cm electric field.

241 the sharp end under 8 kV/cm electric field. Compared to the
 242 R-S1 particle, the R-S2 particle exhibited a slightly larger
 243 probability of initial movement at the sharp end. The tendency
 244 can be explained by comparing ΔT magnitudes in Fig. 8(b).

IV. CONCLUSION

245 We have applied the numerical analysis to clarify the
 246 experimental results of the initial particle motion in an electric
 247 field. The motion of the particles shows the effects of the tip
 248 orientation that agree with the analytical tendency. The high
 249 electric field at a sharp end reduces the liftoff electric field E_L .
 250 When the tip is separated from electrode, the prominent initial
 251 motion at the sharp end can be explained by considering
 252 both electrostatic and gravitational torques. The initial motion
 253 determines particle charge and electric field after liftoff, and
 254 must be considered for particle manipulation.
 255

ACKNOWLEDGMENT

256 This work was supported by the Thailand Research Fund
 257 and the AUN/SEED-Net program, JICA.
 258

REFERENCES

- 259
- [1] M. M. Morcos, S. Zhang, S. M. Gubanski, and K. D. Srivastava, "Performance of particle contaminated GIS with dielectric coated electrodes," in *Proc. Ind. Appl. Conf.*, vol. 2, Oct. 2000, pp. 725–731. 260
 - [2] T. Takuma and B. Techaumnat, *Electric Fields in Composite Dielectrics and Their Applications*. The Netherlands: Springer, 2010. 261
 - [3] T. Hattori, M. Honda, H. Aoyagi, N. Kobayashi, and K. Terasaka, "A study on effects of conducting particles in SF₆ GAS and test methods for GIS," *IEEE Trans. Power Del.*, vol. PWRD-3, no. 1, pp. 197–204, Jan. 1988. 262
 - [4] A. P. Purnomoadi, M. A. G. Al-Suhaily, S. Meijer, J. J. Smit, S. Burov, and S. Tenbohlen, "The influence of free moving particles on the breakdown voltage of GIS under different electrical stresses," in *Proc. Int. Conf. Condition Monitor. Diagnosis*, Sep. 2012, pp. 383–386. 263
 - [5] B. Qi, C. Li, Z. Xing, and Z. Wei, "Partial discharge initiated by free moving metallic particles on GIS insulator surface: Severity diagnosis and assessment," *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 21, no. 2, pp. 766–774, Apr. 2014. 264
 - [6] S. Okabe, G. Ueta, and T. Utsumi, "Behavior of metallic particles in GIS under DC voltage," *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 22, no. 5, pp. 2889–2897, Oct. 2015. 265
 - [7] S. P. Hornfeldt, "Lifting force on metallic particles in GIS systems," *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 13, no. 4, pp. 838–841, Aug. 2006. 266
 - [8] K. H. Lee, M. K. Baek, S. G. Hong, Y. S. Kim, H. S. Choi, and I. H. Park, "Numerical analysis and experiment of floating conductive particle motion due to contact charging in high-voltage system," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 52, no. 3, Mar. 2016. Art. no. 7208404. 267
 - [9] K. Sakai, S. Tsuru, D. L. Abella, and M. Hara, "Conducting particle motion and particle-initiated breakdown in dc electric field between diverging conducting plates in atmospheric air," *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 6, no. 1, pp. 122–130, Feb. 1999. 268
- 269
270
271
272
273
274
275
276
277
278
279
280
281
282
283
284
285
286
287
288
289
290

- 291 [10] N. Phansiri and B. Techaumnat, "Study on the electromechan- 301
292 ics of a conducting particle under nonuniform electric field," 302
293 *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 20, no. 2, pp. 488–495, 303
294 Apr. 2013.
- 295 [11] F. Endo *et al.*, "Metallic particle motion and control under DC voltages," 304
296 in *Proc. Symp. Electr. Electron. Insul. Mater. Appl. Syst., Jpn.*, 2004, 305
297 pp. 49–52.
- 298 [12] H. You *et al.*, "Motion and discharge characteristics of metal particles 306
299 existing in GIS under DC voltage," *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, 307
300 vol. 24, no. 2, pp. 876–885, Apr. 2017.
- [13] K. Asano, K. Anno, and Y. Higashiyama, "The behavior of charged 301
conducting particles in electric fields," in *Proc. Conf. Rec. Ind. Appl. 302
Soc. Annu. Meet.*, vol. 2, Oct. 1994, pp. 1353–1359. 303
- [14] C. A. Brebbia, L. C. Wrobel, and J. C. F. Telles, *Boundary Element 304
Techniques: Theory and Applications in Engineering*. Berlin, Germany: 305
Springer-Verlag, 1984. 306
- [15] K.-I. Sakai, D. L. Abella, Y. Khan, J. Suehiro, and M. Hara, "Experimen- 307
tal studies of free conducting wire particle behavior between nonparallel 308
plane electrodes with AC voltages in air," *IEEE Trans. Dielectr. Electr. 309
Insul.*, vol. 10, no. 3, pp. 418–424, Jun. 2003. 310

IEEE PROOF

AUTHOR QUERIES

AUTHOR PLEASE ANSWER ALL QUERIES

PLEASE NOTE: We cannot accept new source files as corrections for your paper. If possible, please annotate the PDF proof we have sent you with your corrections and upload it via the Author Gateway. Alternatively, you may send us your corrections in list format. You may also upload revised graphics via the Author Gateway.

AQ:1 = Please provide the postal code for “Ho Chi Minh City University of Technology, Ho Chi Minh City, Vietnam.”

AQ:2 = Please provide the expansion for “HV.”

AQ:3 = Please provide the city name for ref. [2].

AQ:4 = Please confirm the author names, article title, conference title, year, and page range for ref. [11].

IEEE PROOF