

# Hiệu ứng chắn lên hệ số Seebeck phonon drag của đơn lớp và lớp đôi graphene lớp kép

Trương Văn Tuấn<sup>1,2,\*</sup>, Nguyễn Quốc Khánh<sup>1</sup>

## TÓM TẮT

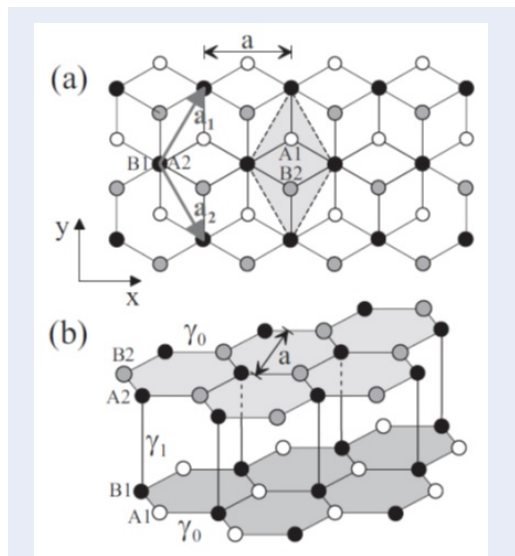
Bài báo trình bày việc khảo sát ảnh hưởng của hiệu ứng chắn phụ thuộc nhiệt độ lên hệ số Seebeck phonon drag  $S^S$  của đơn lớp graphene lớp kép (BLG) và của lớp đôi BLG–BLG đặt trong không khí. Đối với hệ đặt trong không khí, có thể giả thiết rằng các điện tử hai chiều của BLG chỉ tương tác với phonon âm thể biến dạng nội lớp trong BLG. Sau khi kiểm tra lại kết quả của Kubakaddi và Bhargavi công bố trong bài báo "Enhancement of phonon-drag thermopower in bilayer graphene", Phys. Rev. B 82, 155410 (2010) bài báo này trình bày việc mở rộng các kết quả đạt được từ bài báo nêu trên cho trường hợp có xét đến hiệu ứng chắn và lớp đôi. Kết quả chỉ ra rằng hiệu ứng chắn đã làm cho hệ số Seebeck phonon drag giảm rất mạnh, đến vài bậc độ lớn như đã tìm thấy đối với hệ đơn lớp BLG với hàm chắn nhiệt độ không trong một số công bố gần đây. Khi xem xét ảnh hưởng của hiệu ứng chắn của các điện tử ở lớp thứ hai lên tương tác điện tử–phonon ở lớp còn lại, thông qua so sánh với kết quả tính toán chỉ sử dụng hàm chắn nội lớp, kết quả đạt được cho thấy khi khoảng cách giữa hai lớp nhỏ, hiệu ứng chắn của lớp thứ hai làm giảm đáng kể độ lớn của hệ số Seebeck phonon drag  $S^S$  của lớp đôi BLG-BLG. Bài báo cũng trình bày việc khảo sát sự phụ thuộc của  $S^S$  vào nhiệt độ, khoảng cách giữa hai lớp và mật độ hạt cho cả hai trường hợp hệ đối xứng và hệ bất đối xứng với mật độ hai lớp khác nhau.

**Từ khoá:** Hệ số Seebeck phonon drag, graphene lớp kép (BLG), lớp đôi BLG-BLG

## GIỚI THIỆU

Trong vài thập kỷ gần đây, rất nhiều nghiên cứu về các tính chất của graphene và các cấu trúc tương tự đã được thực hiện kể cả thực nghiệm và lý thuyết<sup>1-6</sup>. Graphene lớp kép (BLG) được hình thành bằng cách xếp chồng hai lớp graphene. Có hai cách xếp chồng gọi là AA-stacking và AB stacking. Bài báo này trình bày việc xét BLG loại AB-stacking, như ở Hình 1.

BLG có cấu trúc năng lượng điện tử khác với graphene thí dụ như sự tán sắc năng lượng bậc hai và khối lượng hiệu dụng khác không tương tự như khi điện tử chuẩn hai chiều (Q2DEG). Một trong những tính chất của BLG được quan tâm nhiều đó là hệ số Seebeck phonon drag  $S^S$ . Hệ số Seebeck phonon drag của BLG đơn lớp, không xét đến hiệu ứng chắn đã được khảo sát bởi Kubakaddi và Bhargavi<sup>7</sup> cho tán xạ phonon âm thể biến dạng nội lớp. Ansari và Ashraf<sup>8</sup> đã xét đến hiệu ứng chắn lên  $S^S$  của BLG nhưng bỏ qua sự phụ thuộc nhiệt độ của hàm chắn. Đối với cấu trúc lớp đôi, Smith<sup>9</sup>, Vazifeshenas và các cộng sự<sup>10</sup> đã nghiên cứu hệ số Seebeck cho cấu trúc Q2DEG-Q2DEG có xét đến hiệu ứng chắn. Tuy nhiên hàm chắn sử dụng bởi các tác giả này là không chính xác vì nó không qui về hàm chắn đơn lớp khi mật độ hạt của lớp thứ hai tiến về không. Hiệu ứng chắn lên  $S^S$



**Hình 1:** Cấu trúc tinh thể của AB-stacked BLG. (a) cách nhìn phẳng với các nguyên tử A1 (trắng) và B1 (đen) ở lớp dưới và các nguyên tử A2 (đen) và B2 (xám) ở lớp trên. Vector  $a_1$  và  $a_2$  là các vector mạng nguyên tố với độ lớn vector là hằng số mạng  $a$  và phần hình thoi đậm được giới hạn bởi các đường đứt nét là ô nguyên tố. (b) cách nhìn từ bên với các tham số tương tác giữa các lân cận gần nhất  $\gamma_0, \gamma_1$ .

<sup>1</sup>Trường Đại học Khoa học Tự nhiên, ĐHQG-HCM

<sup>2</sup>Trường Đại học Trần Đại Nghĩa

### Liên hệ

**Trương Văn Tuấn**, Trường Đại học Khoa học Tự nhiên, ĐHQG-HCM

Trường Đại học Trần Đại Nghĩa

Email: [truongtuanphysics@gmail.com](mailto:truongtuanphysics@gmail.com)

### Lịch sử

- Ngày nhận: 20-8-2023
- Ngày chấp nhận: 27-12-2023
- Ngày đăng: 31-12-2023

### DOI:

<https://doi.org/10.32508/stdjns.v7i4.1306>



### Bản quyền

© ĐHQG Tp.HCM. Đây là bài báo công bố mở được phát hành theo các điều khoản của the Creative Commons Attribution 4.0 International license.



**Trích dẫn bài báo này:** Tuấn T.V., Khánh N.Q. Hiệu ứng chắn lên hệ số Seebeck phonon drag của đơn lớp và lớp đôi graphene lớp kép. *Sci. Tech. Dev. J. - Nat. Sci.* 2023; 7(4):2763-2769.

của Q2DEG đã được xem xét trong các công trình của Smith và Butcher<sup>11</sup> và của chúng tôi<sup>12</sup>. Gần đây Chinnappagoudra và cộng sự<sup>13</sup> chỉ ra rằng hiệu ứng chắn làm giảm các tính chất nhiệt điện của BLG đến vài bậc.

Theo sự tìm hiểu, cho đến nay chưa có sự khảo sát nào về hệ số Seebeck phonon drag của lớp đôi BLG-BLG. Ngoài ra việc xét đến hiệu ứng chắn thông qua hàm phân cực ở nhiệt độ khác không cho BLG và BLG-BLG cũng chưa được nghiên cứu. Do đó, bài báo này trình bày việc khảo sát chi tiết về  $S^s$  của BLG và của lớp đôi BLG-BLG, lưu ý xem xét sự phụ thuộc của  $S^s$  vào nhiệt độ, mật độ điện tử của các lớp và khoảng cách  $d$  giữa hai lớp.

### PHƯƠNG PHÁP

BLG là cấu trúc gồm hai lớp graphene xếp chồng lên nhau, có chiều dày bằng kích thước hai lớp nguyên tử<sup>14</sup>. Trong lân cận của các điểm  $K$ , BLG là một bán kim loại không có khe năng lượng với hệ thức tán sắc dạng parabolic,

$$E_{sk} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \quad (1)$$

Các tính chất điện của điện tử trong các vùng năng lượng thấp có thể được mô tả bằng một Hamiltonian hiệu dụng cho hạt có khối lượng với hàm sóng tựa Dirac,

$$\Psi_{sk} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} e^{-i2\theta_k} \\ s \end{pmatrix} \quad (2)$$

trong đó  $s = +1$  và  $-1$  tương ứng với vùng dẫn và vùng hóa trị.

Một trong những đặc tính quan trọng của khí điện tử hai chiều là sự phản hồi của nó với trường điện từ. Gần đúng đơn giản nhất mô tả sự phản hồi của một hệ đối với bước sóng ngắn là gần đúng tự hợp, trong đó mỗi điện tử được giả thiết là chuyển động trong trường ngoài cộng với trường cảm ứng của tất cả các điện tử của hệ<sup>15,16</sup>. Hàm điện môi đặc trưng cho hiệu ứng chắn trong gần đúng pha ngẫu nhiên (RPA) có công thức<sup>16,17</sup>,

$$\epsilon(q, T) = 1 + \frac{2\pi e^2}{\bar{k}} \Pi(q, T) \quad (3)$$

với  $\Pi(q, T)$  là hàm phân cực ở nhiệt độ  $T$ ,

$$\begin{aligned} \Pi(q, T) = & \frac{g_s g_v m^*}{2\pi \hbar^2} \int_0^\infty \frac{dk}{k^3} \{ \sqrt{4k^4 + q^4} - k^2 \\ & - |k^2 - q^2| + [f(E_k) + f(E_k + 2\mu)] [2k^2 - \\ & \sqrt{4k^4 + q^4} + \frac{(2k^2 - q^2)^2}{q\sqrt{q^2 - 4k^2}} \theta(q - 2k)] \} \end{aligned} \quad (4)$$

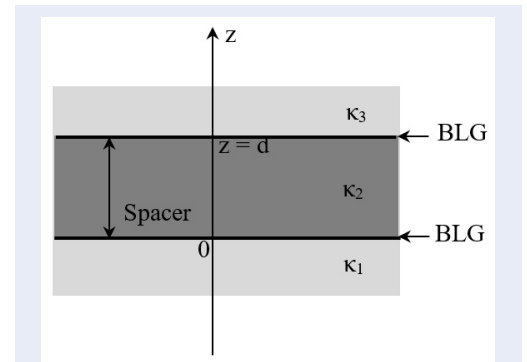
Khi có sự hiện diện của gradient nhiệt độ  $\nabla T$ , các hạt tải điện và phonon khuếch tán trong vật liệu, gây ra

các dòng điện và nhiệt. Mối liên hệ giữa hiện tượng nhiệt và điện này gọi là hiệu ứng nhiệt điện. Suất nhiệt điện là một đại lượng đặc trưng của hiệu ứng nhiệt điện<sup>12,18,19</sup>. Ở nhiệt độ thấp, gradient nhiệt độ  $\nabla T$  sinh ra dòng xung lượng phonon kéo theo hạt tải điện do tương tác phonon-hạt tải, gây ra suất nhiệt điện phonon drag  $S^s$ <sup>7</sup>,

$$\begin{aligned} S^s = & - \frac{m^* \frac{3}{2} D^2 l_p}{2\sqrt{2} N_s e k_B T^2 \rho \pi^2 \hbar^3 v_s^3} \int_0^\infty dq \\ & \times (h\omega_q)^3 \int_\gamma^\infty dE_k G(E_k, \omega_q) \frac{1}{\epsilon^2(q, T)} \times \\ & N_q \frac{f_0(E_k) [1 - f_0(E_k + h\omega_q)]}{\sqrt{E_k - \gamma}} \end{aligned} \quad (5)$$

với  $\gamma = (\hbar^2/2m^*) [(q/2) - (m^* v_s/\hbar)]^2$ ,  $G(E_k, \omega_q) = [1 - (h\omega_q)^2/4m^* v_s E_k]^2$ ;  $D, \rho, v_s$  lần lượt là hằng số thể biến dạng, mật độ khối lượng và vận tốc của phonon âm. Hàm phân bố điện tử được cho bởi thống kê Fermi-Dirac  $f_0(E_k) = \{ \exp[(E_k - E_F)/k_B T] + 1 \}^{-1}$ , với  $E_F = \hbar^2 k_F^2/2m^*$  là năng lượng Fermi cho điện tử hai chiều,  $l_p$  là quãng đường tự do trung bình của phonon.

Lớp đôi BLG-BLG là cấu trúc gồm hai lớp BLG song song đặt cách nhau một đoạn  $d$  (Hình 2).



**Hình 2:** Cấu tạo lớp đôi BLG-BLG với các nền điện môi khác nhau.

Hệ số Seebeck phonon drag của hệ ghép đôi có dạng<sup>9,10</sup>,

$$S^s = \frac{\sigma_u S_u^s + \sigma_l S_l^s}{\sigma_u + \sigma_l} \quad (6)$$

trong đó  $\sigma$  là độ dẫn điện,  $\sigma = N_s e^2 \tau_l(E_k)/m^*$ ;  $u, l$  ứng với lớp trên và lớp dưới.

Nghiên cứu trong bài báo này được giới hạn ở mô hình BLG-BLG đặt trong không khí với  $\kappa_1 = \kappa_2 = \kappa_3 = 1$ . Trong trường hợp này, chỉ cần xét phonon

lớp và hệ số Seebeck phonon drag của lớp thứ  $i$  có hệ thức:

$$S_i^g = -\frac{m^{*3/2} D^2 l_p}{2\sqrt{2} N_i e k_B T^2 \rho \pi^2 h^3 v_s^3} \int_0^\infty dq \times (h\omega_q)^3 \int_\gamma^\infty dE_k G(E_k, \omega_q) \left( \frac{W_{ii}(q, T)}{V_{ii}(q)} \right)^2 \times N_q \frac{f_0(E_k) [1 - f_0(E_k + h\omega_q)]}{\sqrt{E_k - \gamma}} \quad (7)$$

trong đó  $W_{ii}(q, T)$  là thế chắn nội lớp<sup>20-23</sup>,

$$W_{ii}(q, T) = [V_{ii}(q) + [V_{ii}(q)V_{jj}(q) - V_{ij}^2(q)]\Pi_{jj}(q, T)] / [1 + V_{ii}(q)\Pi_{ii}(q, T)] [1 + V_{jj}(q)\Pi_{jj}(q, T)] - V_{ij}^2(q)\Pi_{ii}(q, T)\Pi_{jj}(q, T) \quad (8)$$

với  $V_{ij}(q)$  là thế tương tác Coulomb,

$$V_{ij}(q) = \frac{2\pi e^2}{q} f_{ij}(q) \quad (9)$$

và  $\Pi_{ii}(q, T)$  là hàm phân cực ở nhiệt độ  $T$  của lớp thứ  $i$  được cho bởi (4). Đối với hệ lớp đôi như Hình 2,  $f_{ij}(q)$  có dạng,

$$f_{11}(q_1) = [2(\kappa_2) \cosh(q_1 d) + \kappa_3 \sinh(q_1 d)] / [\kappa_2(\kappa_1 + \kappa_3) \cosh(q_1 d) + (\kappa_1 \kappa_3 + \kappa_2^2) \sinh(q_1 d)] \quad (10)$$

$$f_{22}(q_2) = 2[(\kappa_2) \cosh(q_2 d) + \kappa_1 \sinh(q_2 d)] / [\kappa_2(\kappa_1 + \kappa_3) \cosh(q_2 d) + (\kappa_1 \kappa_3 + \kappa_2^2) \sinh(q_2 d)] \quad (11)$$

$$f_{11}(q_1) = 2\kappa_2 / [\kappa_2(\kappa_1 + \kappa_3) \cosh(q_1 d) + (\kappa_1 \kappa_3 + \kappa_2^2) \sinh(q_1 d)] \quad (12)$$

$$f_{22}(q_2) = 2\kappa_2 / [\kappa_2(\kappa_1 + \kappa_3) \cosh(q_2 d) + (\kappa_1 \kappa_3 + \kappa_2^2) \sinh(q_2 d)] \quad (13)$$

## KẾT QUẢ VÀ THẢO LUẬN

Hệ số Seebeck Coulomb drag với các tham số của BLG được khảo sát như sau:  $m^* = 0.033m_e$ ,  $D = 20$  eV,  $7.6 \times 10^{-8}$  g/cm<sup>2</sup>,  $v_s = 2 \times 10^6$  cm/s,  $10 \mu\text{m}^7$ . Trong các Hình 3–Hình 5, xem xét lớp đôi đối xứng. Lớp đôi với mật độ các hạt tải khác nhau được khảo sát và trình bày ở Hình 6.

Ảnh hưởng của hiệu ứng chắn lên hệ số Seebeck Coulomb drag của BLG, được mô tả trong Hình 3a, cho ba giá trị của mật độ hạt. Hiệu ứng chắn có thể làm giảm  $S^g$  đến hai bậc độ lớn. Kết quả này cũng được Ansari và Ashraf<sup>8</sup> tìm thấy ở vùng nhiệt độ thấp với hàm chắn không phụ thuộc nhiệt độ. Chú ý rằng kết quả không chắn của bài báo này trùng với kết quả của Kubakaddi và Bhargavi ở vùng nhiệt độ cao (30–70 K)<sup>7</sup>. Hình 3b trình bày việc so sánh kết quả  $S^g$  của lớp đôi BLG-BLG trong hai trường hợp: chỉ xét đến chắn nội lớp và xét cả ảnh hưởng chắn của lớp thứ hai cho khoảng cách  $d = 10$  Å. Hình chèn ở Hình 3b cho thấy lớp thứ hai làm tăng hiệu ứng chắn lên khoảng 10%

và do đó làm giảm độ lớn của hệ số Seebeck Coulomb drag của lớp đôi BLG-BLG. Hình 3 cũng cho thấy khi xét đến hiệu ứng chắn, ở nhiệt độ thấp (cao) độ lớn của  $S^g$  giảm (tăng) khi mật độ điện tử tăng.

Hình 4a trình bày ảnh hưởng của hiệu ứng chắn lên  $S^g$  của BLG. Hình 4a cho thấy hiệu ứng chắn làm giảm  $S^g$  rất mạnh đối với mọi giá trị mật độ điện tử khảo sát. Lý thuyết không chắn cho độ lớn của  $S^g$  giảm khi mật độ tăng cho cả ba giá trị nhiệt độ  $T = 5$  K, 10 K, và 50 K. Tuy nhiên lý thuyết có xét đến hiệu ứng chắn cho thấy khi  $T = 50$  K thì độ lớn của  $S^g$  tăng khi mật độ hạt tải tăng. Hình 4b trình bày sự phụ thuộc mật độ của  $S^g$  cho trường hợp lớp đôi với  $d = 10$  Å với ba giá trị nhiệt độ như ở Hình 4a. Hình 4b cho thấy, khi xét đến hiệu ứng chắn gây bởi hạt tải của cả hai lớp, độ lớn của  $S^g$  giảm so với trường hợp chỉ xét hiệu ứng chắn nội lớp đặc biệt là đối với trường hợp nhiệt độ thấp.

Hình 5 trình bày ảnh hưởng của khoảng cách  $d$  giữa 2 lớp BLG trong lớp đôi BLG-BLG lên  $S^g$  cho một số giá trị của mật độ điện tử và nhiệt độ. Hình 5 cho thấy độ lớn  $S^g$  tăng khi  $d$  tăng và độ lớn của  $S^g$  ứng với hàm chắn  $W_{11}/V_{11}(q, T)$  chỉ nhỏ hơn đáng kể so với trường hợp chỉ xét hiệu ứng chắn nội lớp khi  $d$  nhỏ. Đó là vì hiệu ứng chắn của lớp thứ hai lên tương tác hạt tải–phonon của lớp còn lại là hàm giảm của  $d$ .

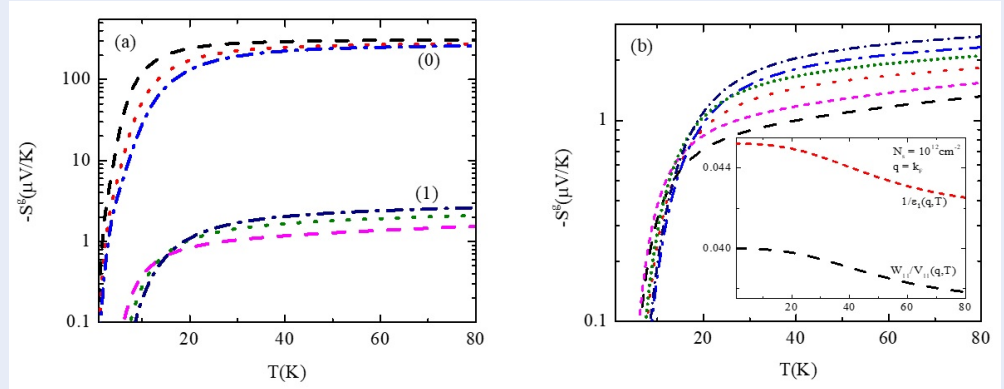
Cuối cùng xem xét lớp đôi không đối xứng với mật độ điện tử của hai lớp là khác nhau. Hình 6 biểu diễn kết quả  $S^g$  của lớp đôi BLG-BLG, với  $N_{s1} = 2 \times 10^{12}$  cm<sup>-2</sup>,  $N_{s2} = 5 \times 10^{11}$  cm<sup>-2</sup>, tính bởi các hàm chắn  $W_{ii}/V_{ii}(q, T)$  và  $1/\varepsilon_i(q, T)$  cho hai trường hợp  $d = 10$  Å và 100 Å. Hình 6 cho thấy chỉ xét đến hiệu ứng chắn nội lớp thì  $S^g$  của lớp đôi không phụ thuộc khoảng cách  $d$ , còn khi xét đến hiệu ứng chắn của cả hai lớp thì sự khác biệt giữa các kết quả ứng với hai hàm chắn càng lớn đối với  $d$  càng nhỏ.

## KẾT LUẬN

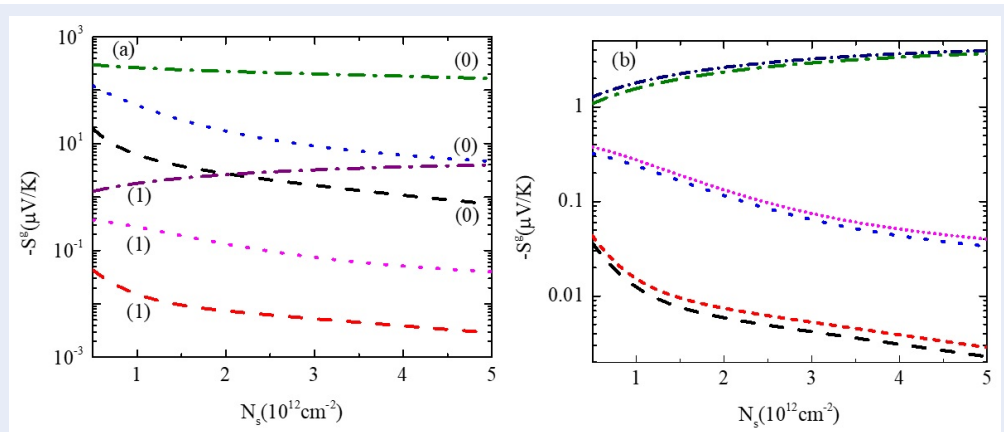
Bài báo này trình bày việc thực hiện khảo sát hiệu ứng chắn lên  $S^g$  của BLG và lớp đôi BLG-BLG, sau khi kiểm tra hàm chắn phụ thuộc nhiệt độ<sup>16</sup> và hệ số Seebeck phonon drag  $S^g$ <sup>7</sup> của graphene lớp kép BLG đã được công bố trong các công trình trước đây.

Kết quả khảo sát đối với hệ lớp đôi cho thấy sự không chính xác của hàm chắn trong các công trình<sup>9,10</sup>, vì thế đã sử dụng hàm chắn chính xác hơn, như đã được sử dụng bởi nhiều tác giả<sup>6,20-22</sup> trên cơ sở kỹ thuật giải đồ Feymann cho hệ hai thành phần.

Khảo sát này chỉ xem xét hệ đặt trong không khí, do đó có thể giới hạn ở phonon nội lớp như trong công trình<sup>7</sup>, bởi vì nếu hệ được đặt trong môi trường điện môi, cần phải khảo sát các loại phonon khác khiến



**Hình 3:**  $S^S$  biến thiên theo nhiệt độ  $T$  (1–80 K). Ở Hình 3a, đường nét đứt để biểu diễn cho  $N_s = 0.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ , đường nét chấm biểu diễn cho  $N_s = 1.0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  và đường nét đứt-chấm biểu diễn cho  $N_s = 1.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ . Hai ký hiệu (0) (1) mô tả kết quả không (có) xét đến hiệu ứng chắn. Hình 3b mô tả sự biến thiên theo nhiệt độ của  $S^S$  cho trường hợp lớp đôi BLG-BLG trong đó đường nét dài là kết quả với hàm chắn  $W_{11}/V_{11}(q, T)$ , đường nét ngắn là kết quả với hàm chắn cho ba giá trị mật độ như ở Hình 3a. Hình chèn trong Hình 3b biểu diễn sự phụ thuộc nhiệt độ của hai hàm chắn  $W_{11}/V_{11}(q, T)$  và  $1/\epsilon_1(q, T)$  cho  $d = 10 \text{ \AA}$ .



**Hình 4:**  $S^S$  biến thiên theo mật độ điện tử  $N_s$  ( $5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2} - 5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ). Hình 4a biểu diễn kết quả của đơn lớp BLG: đường nét đứt biểu diễn cho  $T = 5 \text{ K}$ , đường nét chấm biểu diễn cho  $T = 10 \text{ K}$  và đường nét đứt-chấm biểu diễn cho  $T = 50 \text{ K}$ . Hình 4b mô tả kết quả cho lớp đôi BLG-BLG có  $d = 10 \text{ \AA}$  với đường nét dài ứng với hàm chắn  $W_{11}/V_{11}(q, T)$ , đường nét ngắn ứng với hàm chắn  $1/\epsilon_1(q, T)$  cho các nhiệt độ như ở Hình 4a.

cho việc tính toán thêm phức tạp và sẽ được trình bày trong các bài báo tiếp theo. Kết quả khảo sát chỉ ra rằng hiệu ứng chắn làm cho  $S^S$  của BLG và lớp đôi BLG-BLG bị giảm đến vài bậc độ lớn. Đối với BLG và tán xạ phonon âm, kết quả tương tự đã được tìm thấy cho  $S^S$  trong công trình<sup>8</sup> khi sử dụng hàm chắn nhiệt độ không và cho độ dẫn nhiệt điện tử<sup>13</sup> khi sử dụng hàm chắn nhiệt độ. Đối với lớp đôi BLG–BLG, khi xem xét cả hai trường hợp là lớp đôi đối xứng và không đối xứng, khi mật độ điện tử ở hai lớp là khác nhau và chỉ ra tầm quan trọng của hiệu ứng chắn của lớp thứ hai lên tương tác điện tử–phonon ở lớp còn lại. Cần lưu ý rằng các khảo sát trong bài báo đã bỏ

qua tương quan nhiễu hạt lên hiệu ứng chắn. Tuy nhiên đối với trường hợp mật độ hạt thấp, đóng góp của tương quan nên được xem xét.

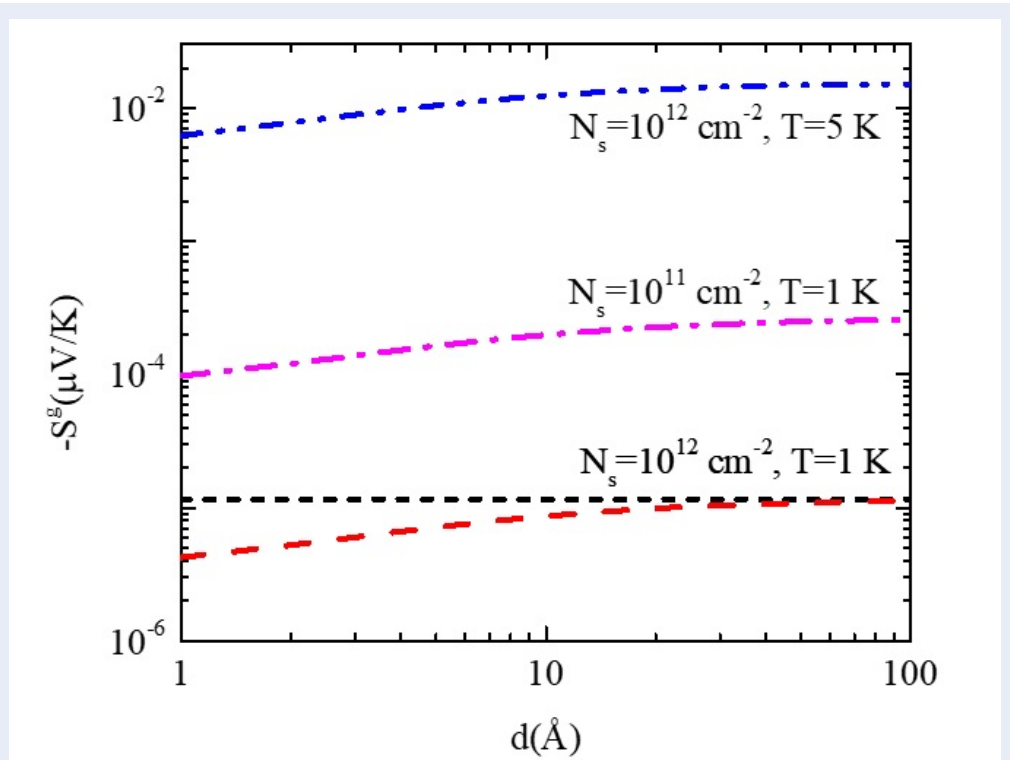
### XUNG ĐỘNG LỢI ÍCH

Các tác giả đồng ý không có bất kỳ xung đột lợi ích nào liên quan đến các kết quả đã công bố.

### ĐÓNG GÓP CỦA CÁC TÁC GIẢ

**Trương Văn Tuấn:** tính toán số, giải thích, viết và gửi bài.

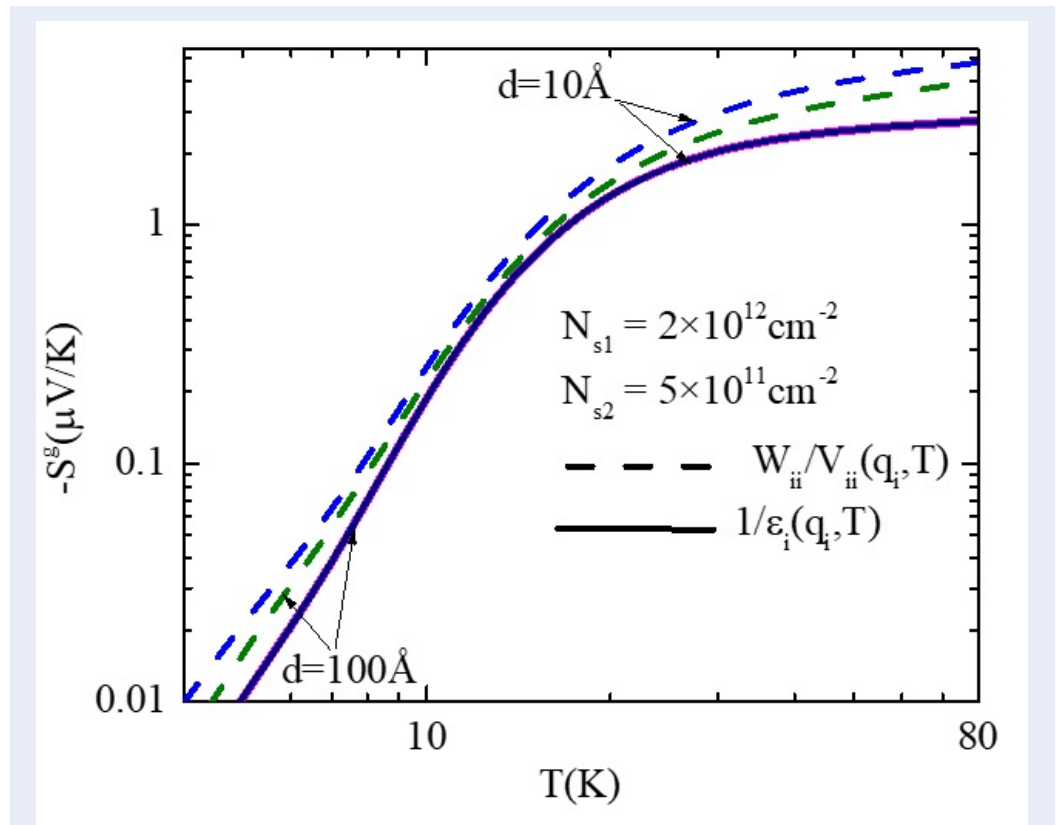
**Nguyễn Quốc Khánh:** hiệu chỉnh các giải thích và bài viết.



**Hình 5:**  $S^B$  của lớp đôi BLG-BLG như là hàm của khoảng cách  $d$  giữa hai lớp. Các đường nét dài, nét đứt và nét đứt-chấm biểu diễn cho kết quả khi sử dụng hàm chắn  $W_{ii}/V_{ii}(q, T)$  tương ứng với các giá trị của mật độ điện tử, nhiệt độ lần lượt là  $N_s = 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ,  $T = 1 \text{ K}$ ;  $N_s = 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ,  $T = 1 \text{ K}$  và  $N_s = 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ,  $T = 5 \text{ K}$ . Đường nét ngắn biểu diễn kết quả khi sử dụng hàm chắn nội lớp  $1/\epsilon_i(q, T)$  cho trường hợp  $N_s = 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ,  $T = 1 \text{ K}$ .

## TÀI LIỆU THAM KHẢO

- Principi A, Carrega M, Asgari R, Pellegrini V, Polini M. Plasmons and Coulomb drag in Dirac-Schrödinger hybrid electron systems. *Phys Rev B*. 2012;86(8):085421; Available from: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.86.085421>.
- Gonzalez de la Cruz G. 'Role of metallic substrate on the plasmon modes in double-layer graphene structures', *Sol. Stat Commun*. 2015;213-214:6; Available from: <https://doi.org/10.1016/j.ssc.2015.03.021>.
- Van Men N, Khanh NQ, Kim Phuong DT. Collective excitations in spin-polarized bilayer graphene. *J Phys Condens Matter*. 2021;33(10):105301; Available from: <https://doi.org/10.1088/1361-648X/abc01>.
- Linh DK, Khanh NQ. Charged impurity scattering in bilayer-graphene double layers. *Int J Mod Phys B*. 2020;34(27):2050254; Available from: <https://doi.org/10.1142/S0217979220502549>.
- Gamucci A, Spirito D, Carrega M, Karmakar B, Lombardo A, Bruna M et al. Anomalous low-temperature Coulomb drag in graphene-GaAs heterostructures. *Nat Commun*. 2014;5:5824; Available from: <https://doi.org/10.1038/ncomms6824>.
- Scharf B, Matos-Abiague A. Coulomb drag between massless and massive fermions. *Phys Rev B*. 2012;86(11):115425; Available from: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.86.115425>.
- Kubakaddi SS, Bhargavi KS. Enhancement of phonon-drag thermopower in bilayer graphene. *Phys Rev B*. 2010;82(15):155410; Available from: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.82.155410>.
- Ansari M, Ashraf SSZ. Chirality effect on electron phonon relaxation, energy loss, and thermopower in single and bilayer graphene in BG regime. *J Appl Phys*. 2017;122(16):164302; Available from: <https://doi.org/10.1063/1.5008961>.
- Smith T, Tsaousidou M, Fletcher R, Coleridge PT, Wasilewski ZR, Feng Y. Thermopower of a double quantum well based on GaAs. *Phys Rev B*. 2003;67(15):155328; Available from: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.67.155328>.
- Vazifehshenas T, Rahnama S, Salavati-fard T. Geometry effects on the phonon-drag contribution to thermopower in a coupled-quantum-well system at low temperature. *J Low Temp Phys*. 2015;181(3-4):160-70; Available from: <https://doi.org/10.1007/s10909-015-1334-6>.
- Smith MJ, Butcher PN. A calculation of the effect of screening on phonon drag thermopower in a Si MOSFET. *J Phys.: Condens Matter*. 1989;1(7):1261-73; Available from: <https://doi.org/10.1088/0953-8984/1/7/010>.
- Van Tuan T, Khanh NQ, Van Tai V, Linh DK. Barrier penetration effects on the hole mobility and thermopower in a Si/Si1-xGex/Si finite square quantum well. *Indian J Phys*. 2023;97(10):2961-9; Available from: <https://doi.org/10.1007/s12648-023-02662-7>.
- Chinnappagoudra RF, Kamatagi MD, Patil NR. Thermoelectric properties of bilayer graphene: effect of screening. *AIP Conf Proc*. 2021;2369:020161; Available from: <https://doi.org/10.1063/5.0061104>.
- McCann E. Electronic properties of monolayer and bilayer graphene. In: *Graphene Nanoelectronics*. Berlin, Heidelberg: Springer Verlag; 2011. p. 237-75; Available from: [https://doi.org/10.1007/978-3-642-22984-8\\_8](https://doi.org/10.1007/978-3-642-22984-8_8).
- Van Tuan T, Khanh NQ, Van Tai V, Linh DK. The theoretic-



**Hình 6:**  $S^g$  của lớp đôi BLG-BLG, với  $N_{s1} = 2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ,  $N_{s2} = 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ , như là hàm của nhiệt độ  $T$  cho hai giá trị của khoảng cách giữa hai lớp  $d = 10 \text{ \AA}$  và  $100 \text{ \AA}$ . Đường nét liền ứng với trường hợp chỉ xét đến hiệu ứng chắn nội lớp, đường nét đứt mô tả kết quả khi xét đến cả hiệu ứng chắn của lớp thứ hai lên tương tác điện tử-phonon trong lớp còn lại.

- cal study of the mobility of a two-dimensional electron gas in AlGaIn/GaN/AlGaIn double heterostructures. *Eur Phys J B*. 2021;94(5):103; Available from: <https://doi.org/10.1140/epjbs10051-021-00111-0>.
16. Das Sarma S, Adam S, Hwang EH, Rossi E. Electronic transport in two-dimensional graphene. *Rev Mod Phys*. 2011;83(2), April-June:407-70; Available from: <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.83.407>.
  17. Lv M, Wan S. Screening-induced transport at finite temperature in bilayer graphene. *Phys Rev B*. 2010;81(19):195409; Available from: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.81.195409>.
  18. Cantrell DG, Butcher PN. A calculation of the phonon-drag contribution to the thermopower of quasi-2D electrons coupled to 3D phonons: II. Applications. *J Phys C: Solid State Phys*. 1987;20(13):1985-92; Available from: <https://doi.org/10.1088/0022-3719/20/13/014>.
  19. Cantrell DG, Butcher PN. A calculation of the phonon-drag contribution to the thermopower of quasi-2D electrons coupled to 3D phonons: II. Applications. *J Phys C: Solid State Phys*. 1987;20(13):1993-2003; Available from: <https://doi.org/10.1088/0022-3719/20/13/015>.
  20. Parhizgar F, Asgari R. Magnetoresistance of a double-layer hybrid system in a tilted magnetic field. *Phys Rev B*. 2014;90(3):035438; Available from: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.90.035438>.
  21. Jishi Radi A. Feynman diagram techniques in condensed matter physics. Cambridge: Cambridge University Press; 2013; Available from: <https://doi.org/10.1017/CBO9781139177771>.
  22. Badalyan SM, Peeters FM. Effect of nonhomogenous dielectric background on the plasmon modes in graphene double-layer structures at finite temperatures. *Phys Rev B*. 2012;85(19):195444; Available from: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.85.195444>.
  23. Van Men N, Khanh NQ, Kim Phuong DT. Plasmon modes in double bilayer graphene heterostructures. *Solid State Commun*. 2019;294:43-8; Available from: <https://doi.org/10.1016/j.ssc.2019.03.008>.

# Study the effects on the phonon drag Seebeck coefficient of bilayer graphene and bilayer graphene–bilayer graphene double layers

Truong Van Tuan<sup>1,2,\*</sup>, Nguyen Quoc Khanh<sup>1</sup>

## ABSTRACT

This paper presented the investigation of the influence of the temperature–dependent screening effect on the Seebeck phonon drag coefficient  $S^g$  of a monolayer of bilayer graphene (BLG) and a BLG–BLG double layer placed in an air environment. For a system in an air environment, the two-dimensional electrons of the BLG was assumed to interact only with the intralayer deformation acoustic potential phonons in the BLG. After reviewing the results published by Kubakaddi and Bhargavi, "Enhancement of phonon-drag thermopower in bilayer graphene" in Phys. Rev. B 82, 155410 (2010), this paper expanded the mentioned-results to encompass the screening and double layers and found that the phonon drag coefficient in the BLG monolayer system was strongly reduced by the screening effect, even up to several orders of magnitude compared to the zero temperature screening function, as shown in some recent publications. When comparing the effect of electron screening in the second layer on electron-phonon interaction in the remaining layer, or on the intralayer screening function, the distance between the two layers was small. The screening effect of the second layer significantly reduced the magnitude of the phonon drag Seebeck coefficient  $S^g$  in the BLG-BLG double layer. The effect of temperature, layer spacing and particle density on  $S^g$  for symmetric and asymmetric systems with varying layer densities were also investigated.

**Key words:** Phonon drag coefficient, Bilayer graphene (BLG), Double bilayer graphene (BLG-BLG)

<sup>1</sup>University of Science, VNU-HCM

<sup>2</sup>Tran Dai Nghia University

## Correspondence

Truong Van Tuan, University of Science, VNU-HCM

Tran Dai Nghia University

Email: [truongtuanphysics@gmail.com](mailto:truongtuanphysics@gmail.com)

## History

- Received: 20-8-2023
- Accepted: 27-12-2023
- Published Online: 31-12-2023

## DOI :

<https://doi.org/10.32508/stdjns.v7i4.1306>



## Copyright

© VNUHCM Press. This is an open-access article distributed under the terms of the Creative Commons Attribution 4.0 International license.



Cite this article : Tuan T V, Khanh N Q. Study the effects on the phonon drag Seebeck coefficient of bilayer graphene and bilayer graphene–bilayer graphene double layers. *Sci. Tech. Dev. J. - Nat. Sci.* 2023; 7(4):2763-2769.