

# Phổ plasmon trong graphene lớp kép ở nhiệt độ hữu hạn

Nguyễn Văn Mện\*



Use your smartphone to scan this QR code and download this article

## TÓM TẮT

Khoa học vật liệu mới luôn là một trong những lĩnh vực nhận được sự quan tâm nghiên cứu nhiều của các nhà khoa học trên thế giới. Trong những năm gần đây, các nhà khoa học vật liệu đã dành nhiều sự quan tâm cho vật liệu graphene do vật liệu này có những tính chất đặc biệt và khả năng ứng dụng tốt trong nhiều lĩnh vực công nghệ khác nhau. Phổ kích thích tập thể (hay phổ plasmon) trong graphene đã cho thấy rằng vật liệu này có tiềm năng ứng dụng trong các thiết bị dẫn quang với nhiều tính chất mong đợi nhưng lại tiêu tốn ít năng lượng hơn so với các vật liệu hiện tại. Bài báo này tính toán phổ kích thích tập thể trong một cấu trúc graphene lớp kép, có xét đến ảnh hưởng của nhiệt độ hữu hạn dựa trên hàm điện môi động trong gần đúng pha ngẫu nhiên. Kết quả tính toán cho thấy trong vùng lân cận các điểm Dirac (vector sóng nhỏ), khi nhiệt độ tăng lên từ không, tần số plasmon giảm nhẹ rồi lại tăng lên rất mạnh. Khi vector sóng nhận giá trị lớn hơn, tần số plasmon là một hàm tăng khi nhiệt độ tăng lên. Kết quả khảo sát cho thấy, đóng góp của mật độ hạt tải vào tần số plasmon bên trong hệ giảm đi đáng kể khi tính đến ảnh hưởng của nhiệt độ. Phổ kích thích tập thể trong graphene lớp kép phụ thuộc khá mạnh vào nhiệt độ và không nên bỏ qua trong các tính toán và đo đạc thực nghiệm.

**Từ khoá:** graphene lớp kép, hiệu ứng nhiệt độ, kích thích tập thể, gần đúng pha ngẫu nhiên

## GIỚI THIỆU

Graphene, một cấu trúc hai chiều chỉ gồm một lớp các nguyên tử sắp xếp trên mạng hình tổ ong, đã thu hút rất nhiều sự quan tâm nghiên cứu từ các nhà khoa học trong hai thập kỷ gần đây do chúng sở hữu những tính chất điện và tính chất quang đặc biệt cũng như khả năng ứng dụng cao trong công nghệ so với các vật liệu trước đó<sup>1-6</sup>. Các tính toán về graphene (graphene đơn lớp – monolayer graphene – MLG) cho thấy, các chuẩn hạt trong graphene là các fermion không khối lượng với phổ tán sắc năng lượng là hàm tuyến tính theo vector sóng và không tồn tại vùng cấm trong phổ năng lượng<sup>7-9</sup>. Đặc tính này hoàn toàn khác với phổ tán sắc parabol và vùng cấm hữu hạn trong khí điện tử hai chiều truyền thống (two-dimensional electron gas – 2DEG) đã được nghiên cứu trước đây<sup>10,11</sup>. Sự khác biệt này được cho là mở ra cho graphene một khả năng ứng dụng rộng rãi trong lĩnh vực quang tử, quang điện tử cũng như nhiều lĩnh vực khác nữa<sup>4,8,9,12-17</sup>.

Graphene lớp kép (bilayer graphene – BLG) là một cấu trúc gồm hai tấm MLG song song và rất gần nhau đến mức vẫn có thể xem BLG là hệ hai chiều lý tưởng. Với cách tiếp cận này, BLG có nhiều tính chất vật lý khác biệt so với các cấu trúc lớp đôi graphene (double-layer graphene – DLG), một cấu trúc gồm hai lớp MLG với khoảng cách đủ lớn<sup>18-21</sup>. Sự tương tác giữa các điện tử trong hai lớp MLG làm các chuẩn hạt trong BLG trở thành các chiral fermion có khối lượng với phổ tán sắc

parabol theo vector sóng trong vùng năng lượng thấp. Sự khác biệt về bản chất các chuẩn hạt trong BLG kéo theo sự xuất hiện của các đặc tính khác biệt của BLG như hàm phân cực, hàm điện môi, đặc tính chắn, phổ kích thích tập thể, ... so với MLG và cả 2DEG truyền thống<sup>8,9,22</sup>.

Phổ kích thích tập thể (hay phổ plasmon) trong vật liệu đã được nghiên cứu từ sớm và được ứng dụng vào việc chế tạo các thiết bị dẫn quang. Phổ kích thích tập thể trong MLG ở cả nhiệt độ không và nhiệt độ hữu hạn đã được nghiên cứu và công bố từ những năm đầu của thế kỷ này cùng với đó là những đề xuất ứng dụng trong nhiều lĩnh vực công nghệ khác nhau<sup>23-27</sup>. Theo sau đó, phổ plasmon trong các cấu trúc nhiều lớp MLG cũng được nghiên cứu và công bố<sup>28,29</sup>. Năm 2011, hiệu ứng chắn và kích thích tập thể trong BLG ở nhiệt độ không được nhóm của Sensarma và các cộng sự lần đầu tiên tính toán và công bố<sup>22</sup>. Các tác giả Wang và Chakraborty<sup>30</sup> đã khảo sát hiệu ứng chắn và phổ plasmon trong BLG không pha tạp, cho thấy nhiều kết quả thú vị. Trong những năm gần đây, các tính toán về phổ kích thích tập thể trong cấu trúc lớp có chứa BLG cũng được quan tâm, nghiên cứu<sup>31-33</sup>. Tuy nhiên, các công trình này bỏ qua ảnh hưởng của nhiệt độ vì nhiều nguyên nhân mặc dù các nghiên cứu trước đây đã chỉ ra sự đóng góp đáng kể của nhiệt độ vào phổ plasmon trong các cấu trúc lớp<sup>19,21,24,34,35</sup>. Bài báo này trình bày các tính toán về phổ plasmon trong BLG có xét đến hiệu ứng nhiệt độ trong gần

Trường Đại học An Giang, Đại học Quốc gia TP Hồ Chí Minh, Việt Nam

### Liên hệ

Nguyễn Văn Mện, Trường Đại học An Giang, Đại học Quốc gia TP Hồ Chí Minh, Việt Nam

Email: nvmen@agu.edu.vn

### Lịch sử

- Ngày nhận: 01/11/2020
- Ngày chấp nhận: 13/8/2021
- Ngày đăng: 19/8/2021

DOI: 10.32508/stdjns.v5i3.968



### 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: Mện N.V. Phổ plasmon trong graphene lớp kép ở nhiệt độ hữu hạn. *Sci. Tech. Dev. J. - Nat. Sci.*; 5(3):1455-1460.

đúng pha ngẫu nhiên bằng cách tìm điểm không của hàm điện môi động phụ thuộc nhiệt độ. Các kết quả tính toán bằng số được thực hiện bằng ngôn ngữ lập trình C++; các đồ thị được vẽ trên phần mềm Origin. Bài báo được trình bày thành bốn phần: Phần 2 (Lý thuyết) trình bày cơ sở lý thuyết về cách xác định phổ kích thích tập thể trong BLG; Phần 3 (Kết quả và thảo luận) trình bày những kết quả tính toán bằng số về phổ kích thích tập thể; những kết luận chính rút ra được trình bày trong Phần 4 (Kết luận).

## LÝ THUYẾT VÀ PHƯƠNG PHÁP NGHIÊN CỨU

Chúng tôi khảo sát các đặc tính của phổ kích thích tập thể trong hệ graphene lớp kép trên nền điện môi  $SiO_2$  ( $\kappa_{SiO_2} = 3, 8$ ), các tính toán có kể đến ảnh hưởng của nhiệt độ hữu hạn. Cũng cần chú ý rằng BLG được khảo sát trong bài báo này là cấu trúc BLG có kiểu xếp chồng AB (AB-stacked bilayer graphene), được xem là hệ hai chiều lý tưởng chứa các chuẩn hạt fermion có khối lượng với tán sắc parabol ở vùng năng lượng thấp<sup>7,22,30</sup>. Cấu trúc này có đặc tính khác hẳn so với cấu trúc BLG có kiểu xếp chồng AA<sup>36</sup> và với các cấu trúc lớp đôi graphene đã được nghiên cứu trong một số công trình trước đây<sup>18,19,21</sup>. Các công trình này xem xét các hệ gồm hai lớp MLG song song với khoảng cách đủ lớn (hàng chục nanomet) nên hệ được xem như hai lớp chuẩn hạt Dirac fermion không khối lượng với hệ thức tán sắc tuyến tính ở vùng năng lượng thấp.

Phổ plasmon của hệ có thể xác định từ phương trình điểm không của hàm điện môi động phụ thuộc nhiệt độ<sup>19,21,28,31,37,38</sup>:

$$\varepsilon = (q, \omega_p - i\gamma, T) = 0. \quad (1)$$

Trong phương trình (1),  $\omega_p$  là tần số plasmon ứng với vector sóng  $q$  còn  $\gamma$  là hệ số hấp thụ của các dao động plasma tương ứng. Trong trường hợp hấp thụ yếu, ta có thể xác định phổ một cách gần đúng từ điều kiện bằng không của phần thực hàm điện môi<sup>19,21,28,31,37,38</sup>:

$$\text{Re}\varepsilon(q, \omega_p, T) = 0. \quad (2)$$

Trong phương pháp gần đúng pha ngẫu nhiên, hàm điện môi động của BLG được xác định bằng biểu thức

$$\varepsilon(q, \omega, T) = 1 - v(q)\Pi(q, \omega, T), \quad (3)$$

trong đó,  $v(q) = 2\pi e^2 / (\kappa q)$  là thế tương tác Coulomb trong không gian xung lượng,  $\kappa$  là hằng số điện môi trung bình của lớp nền ( $SiO_2$ ) và không khí.

$\Pi(q, \omega, T)$  là hàm phản hồi mật độ của BLG ở nhiệt độ hữu hạn, có biểu thức<sup>8,9,22</sup>:

$$\Pi(\vec{q}, \omega, T) = g \sum_{\lambda, \lambda', \vec{k}} \left| \left( g_{\vec{k}, \lambda, \lambda'} \right) (\vec{q}) \right|^2 \frac{f\left(\frac{E_{\vec{k}, \lambda}}{\hbar \omega + E_{\vec{k}, \lambda}}\right) - f\left(\frac{E_{\vec{k} + \vec{q}, \lambda'}}{\hbar \omega + E_{\vec{k} + \vec{q}, \lambda'}}\right)}{\omega + E_{\vec{k}, \lambda} - E_{\vec{k} + \vec{q}, \lambda'} + i\eta} \quad (4)$$

Ở đây,  $\left| \left( g_{\vec{k}, \lambda, \lambda'} \right) (\vec{q}) \right|^2 = [1 + \lambda, \lambda' \cos 2(\theta_{\vec{k}} - \theta_{\vec{k} + \vec{q}})]/2$  là hàm xen phù trạng thái và  $E_{\vec{k}, \lambda} = \lambda \hbar^2 k^2 / (2m^*)$  là năng lượng của điện tử trong BLG ( $m^* = 0,033m_0$  là khối lượng hiệu dụng của điện tử,  $m_0$  là khối lượng nghỉ của điện tử).  $g = 4$  chỉ thừa số suy biến,  $\lambda = \pm 1$  tương ứng với vùng dẫn và vùng hóa trị.  $f(x)$  là hàm phân bố Fermi - Dirac, có dạng:

$$f(x) = \left( e^{\frac{x - \mu}{k_B T}} + 1 \right)^{-1}, \quad (5)$$

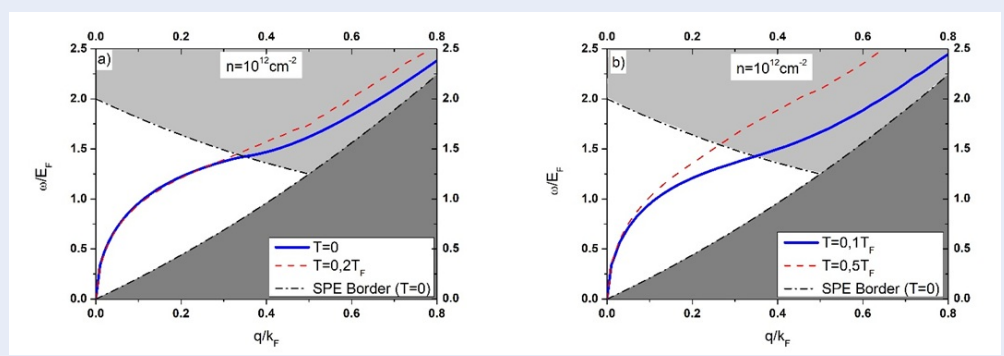
với  $\mu$  là thế hóa học. Đối với BLG thì  $\mu = E_F$ <sup>8,9,22</sup>.

Để thu được phổ kích thích plasmon trong hệ, ta cần giải phương trình (2) với dạng hàm điện môi trong phương trình (3) và dạng hàm phân cực được cho bởi phương trình (4). Trong bài báo này, phương trình (2) được giải số trên ngôn ngữ lập trình C++ bằng phương pháp chia đôi khoảng cách. Các kết quả thu được làm dữ liệu đầu vào để vẽ đồ thị biểu diễn phổ trên phần mềm Origin, sẽ được trình bày trong phần tiếp theo của bài báo.

## KẾT QUẢ VÀ THẢO LUẬN

Trong phần này, chúng tôi trình bày các kết quả tính toán bằng số về phổ kích thích tập thể trong BLG có xét đến ảnh hưởng của nhiệt độ. Các ký hiệu  $E_F, k_F, T_F$  lần lượt dùng để chỉ năng lượng Fermi, vector sóng Fermi và nhiệt độ Fermi trong BLG.

Hình 1 biểu diễn phổ plasmon trong BLG với mật độ hạt tải  $n = 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  ở những nhiệt độ khác nhau  $T = 0, T = 0, 1T_F, T = 0, 2T_F$  và  $T = 0, 5T_F$ . Hình 1a cho thấy, nhiệt độ làm giảm nhẹ tần số plasmon trong vùng vector sóng nhỏ nhưng lại làm tăng rất mạnh tần số plasmon trong vùng vector sóng có giá trị lớn. Trong vùng vector sóng nhỏ, nhánh phổ trong hai trường hợp  $T = 0$  (đường liền nét) và  $T = 0, 2T_F$  (đường đứt nét) hầu như không phân biệt được. Chúng chỉ tách nhau ra khi vector sóng nhận giá trị từ khoảng  $0, 3k_F$  trở lên. Khi nhiệt độ tăng lên đáng kể, sự thay đổi tần số của phổ plasmon cũng thay đổi đáng kể hơn như có thể thấy trên Hình 1b. Các nhánh phổ đã tách nhau ra tại vị trí vector sóng khá nhỏ, chỉ khoảng  $0, 05k_F$ . Sự khác biệt của tần



**Hình 1:** Phổ plasmon trong BLG, mật độ hạt tải  $n = 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  tại một số giá trị nhiệt độ khác nhau  $T = 0, T = 0, 1T_F, T = 0, 2T_F$  và  $T = 0, 5T_F$ . Vùng tô màu xám chỉ vùng kích thích đơn hạt (single-particle excitation – SPE) của hệ ở nhiệt độ không.

số plasmon tại cùng một giá trị vector sóng ứng với hai nhiệt độ khác nhau ( $T = 0, 1T_F$  và  $T = 0, 5T_F$ ) có thể lên tới gần 20%, ở vị trí khoảng  $0, 5k_F$ . Điều này cho thấy cũng tương tự như trong các cấu trúc lớp khác<sup>18,19,21,24,35</sup>, sự ảnh hưởng của nhiệt độ lên phổ plasmon trong BLG là khá mạnh, không thể bỏ qua, đặc biệt là đối với vùng vector sóng lớn.

Để tìm hiểu kỹ hơn ảnh hưởng của nhiệt độ lên phổ plasmon, Hình 2 vẽ tần số plasmon như một hàm theo nhiệt độ ở một vài giá trị vector sóng ứng với hai mật độ hạt tải khác nhau  $n = 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  (a) và  $n = 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  (b). Trên Hình 2a, tại các vị trí  $q = 0, 1k_F$  và  $q = 0, 3k_F$ , khi nhiệt độ tăng dần từ không thì tần số plasmon giảm đi chút ít nhưng khi nhiệt độ tiếp tục tăng thì tần số plasmon tăng lên rất mạnh. Tại vị trí vector sóng có giá trị lớn hơn ( $q = 0, 4k_F$ ) thì tần số plasmon là một hàm tăng dần theo nhiệt độ với mọi giá trị nhiệt độ được khảo sát. Các kết quả này hoàn toàn phù hợp với kết quả đã được trình bày trên Hình 1. Sự phụ thuộc như trên của tần số plasmon vào nhiệt độ cũng tương tự như trường hợp MLG trong các cấu trúc lớp đã được nghiên cứu trước đây<sup>21,35</sup>. Có thể nhận thấy rằng, dạng của các đường cong biểu diễn phổ plasmon trên Hình 2b cũng không khác nhiều so với Hình 2a mặc dù mật độ hạt tải đã được tăng lên 10 lần. Tuy nhiên, sự giảm xuống của tần số plasmon khi nhiệt độ tăng trong vùng lân cận nhiệt độ không là rất khó nhận ra. Nói cách khác, sự tăng lên của mật độ hạt tải trong BLG đã làm suy yếu ảnh hưởng của nhiệt độ lên phổ plasmon trong BLG. Cuối cùng, chúng tôi xem xét ảnh hưởng của mật độ hạt tải trong BLG lên phổ kích thích tập thể trong hệ, so sánh trường hợp nhiệt độ hữu hạn và trường hợp nhiệt độ không. Trên Hình 3, chúng tôi vẽ phổ kích thích tập thể trong BLG ở nhiệt độ hữu hạn ( $T = 0, 2T_F$ ) và nhiệt độ không với hai mật độ hạt tải

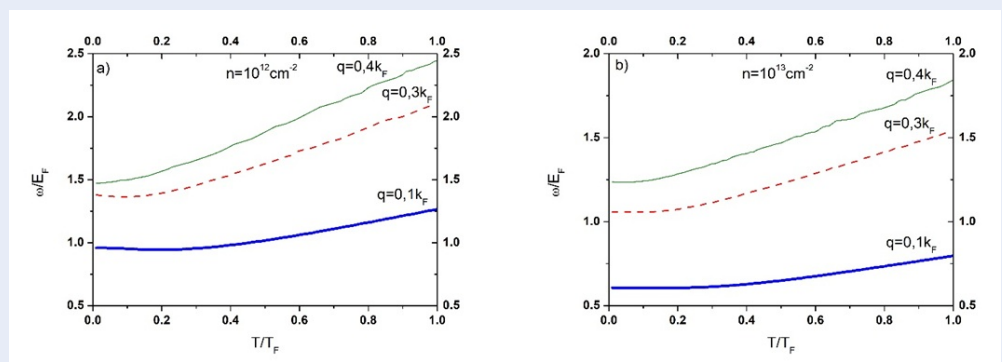
khác nhau là  $n = 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  và  $n = 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  để có sự so sánh. Các hình vẽ cho thấy mật độ hạt tải tăng lên làm giảm đi đáng kể tần số plasmon trong hệ ở cả nhiệt độ không và nhiệt độ hữu hạn. Sự thay đổi tần số xảy ra nhiều hơn đối với trường hợp nhiệt độ không. Kết quả này là do sự phụ thuộc của tham số tương tác  $r_s$  trong BLG vào mật độ hạt tải ( $r_s \sim n^{-1/2}$ , tương tự như trong 2DEG thông thường). Khi mật độ hạt tải tăng lên thì tham số tương tác giảm đi, làm cho năng lượng plasmon cũng giảm theo<sup>9,22</sup>. Có thể nói rằng, nhiệt độ đã làm giảm ảnh hưởng của mật độ hạt tải lên đặc tính plasmon bên trong BLG.

## KẾT LUẬN

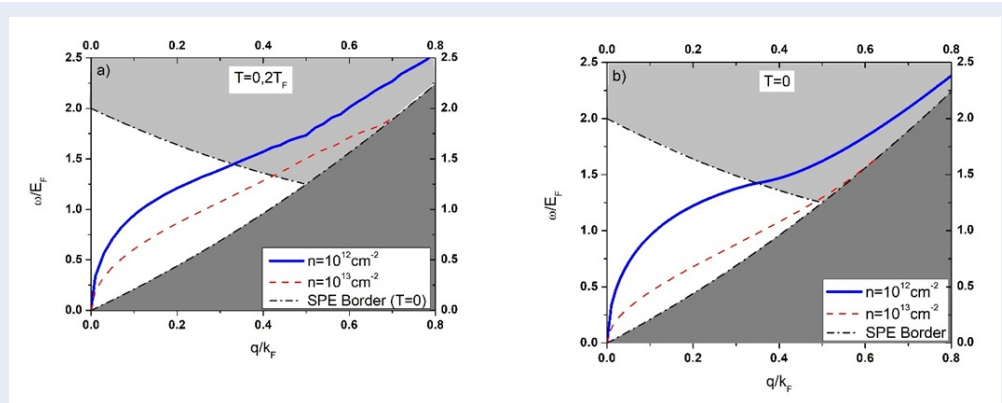
Bài báo đã trình bày những tính toán bằng số về phổ kích thích tập thể trong cấu trúc graphene lớp kép trong gần đúng pha ngẫu nhiên có xét đến hiệu ứng nhiệt độ. Kết quả cho thấy, sự phụ thuộc của tần số plasmon vào nhiệt độ khi vector sóng lớn và nhỏ là khác nhau. Trong vùng vector sóng lớn, nhiệt độ tăng làm tần số plasmon tăng lên đáng kể trong khi tần số này lại giảm đi chút ít khi nhiệt độ tăng nhẹ từ không trong vùng vector sóng đủ nhỏ. Bên cạnh đó, mật độ hạt tải trong BLG tăng lên làm giảm mạnh tần số plasmon và khi đó, phổ kích thích tập thể cũng phụ thuộc yếu hơn vào sự thay đổi của nhiệt độ. Như vậy, phổ kích thích tập thể trong BLG có xét đến ảnh hưởng của nhiệt độ khác nhiều so với trường hợp nhiệt độ không đã được khảo sát và trình bày trong các công trình trước đây. Do đó, để cải thiện mô hình lý thuyết thì việc tính đến ảnh hưởng của nhiệt độ khi khảo sát đặc tính plasmon trong graphene lớp kép là điều cần thiết.

## LỜI CẢM ƠN

Nghiên cứu này được tài trợ bởi Quỹ Phát triển khoa học và công nghệ Quốc gia (NAFOSTED) trong đề tài



**Hình 2:** Tần số plasmon trong BLG như một hàm theo nhiệt độ tại các giá trị vector sóng khác nhau với mật độ hạt tải  $n = 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  (a) và  $n = 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  (b).



**Hình 3:** Phổ plasmon BLG ở nhiệt độ  $T = 0, 2T_F$  và  $T = 0$  với hai giá trị mật độ khác nhau:  $n = 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  và  $n = 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ . Các đường chấm – gạch biểu diễn đường biên vùng SPE ở nhiệt độ không.

mã số 103.01-2020.11.

## DANH MỤC TỪ VIẾT TẮT

2DEG: two-dimensional electron gas  
 BLG: bilayer graphene  
 DLG: double-layer graphene  
 MLG: monolayer graphene  
 SPE: single-particle excitation

## XUNG ĐỘT LỢI ÍCH

Tác giả cam kết không có xung đột về lợi ích.

## ĐÓNG GÓP CỦA TÁC GIẢ

Nguyễn Văn Mện: tiếp cận lý thuyết, lập trình, thu thập và xử lý số liệu, viết bản thảo, chỉnh sửa bản thảo.

## TÀI LIỆU THAM KHẢO

1. Garcia-de-Abajo FJ. Graphene plasmonics: challenges and opportunities. *ACS Photonics*. 2014;1:135; Available from: <https://doi.org/10.1021/ph400147y>.

2. Geim AK, MacDonald AH. Graphene: Exploring carbon flatland. *Physics Today*. 2007;60:35; Available from: <https://doi.org/10.1063/1.2774096>.

3. Geim AK, Novoselov KS. The rise of graphene. *Nature Mater*. 2007;6:183; Available from: <https://doi.org/10.1038/nmat1849>.

4. González PA, Nikitin AY, Gao Y, Woessner A, Lundeberg MB, Principi A, et al. Acoustic terahertz graphene plasmons revealed by photocurrent nanoscopy. *Nature Nanotechnology*. 2017;12:31; Available from: <https://doi.org/10.1038/nnano.2016.185>.

5. Grigorenko AN, Polini M, Novoselov KS. Graphene plasmonics. *Nature Photonics*. 2012;6:749; Available from: <https://doi.org/10.1038/nphoton.2012.262>.

6. Gosciniak J, Tan DTH. Graphene-based waveguide integrated dielectric-loaded plasmonic electro-absorption modulators. *Nanotechnology*. 2013;24:185202; Available from: <https://doi.org/10.1088/0957-4484/24/18/185202>.

7. CastroNeto AH, Guinea F, Peres NMR, Novoselov KS, Geim AK. The electronic properties of graphene. *Reviews of Modern Physics*. 2009;81:109; Available from: <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.81.109>.

8. DasSarma S, Adam S, Hwang EH, Rossi E. Electronic transport in two dimensional graphene. *Reviews of Modern Physics*. 2011;83:407; Available from: <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.83.407>.

9. DasSarma S, Hwang EH, Rossi E. Theory of carrier transport in bilayer graphene. *Physical Review B*. 2010;81:161407; Available from: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.81.161407>.
10. Bruus H, Flensberg K. *Introduction to Many-Body Theory in Condensed Matter Physics*: Oxford University Press; 2002;.
11. Czachora A, Holas A, Sharma SR, Singwi KS. Dynamical correlations in a two-dimensional electron gas: First-order perturbation theory. *Phys Rev B*. 1982;25(4):2144; Available from: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.25.2144>.
12. Ju L, Geng B, Horng J, Girit C, Martin M, Hao Z, et al. Graphene plasmonics for tunable terahertz metamaterials. *Nature Nanotechnology*. 2011;6:630; Available from: <https://doi.org/10.1038/nnano.2011.146>.
13. Ni GX, McLeod AS, Sun Z, Wang L, Xiong L, Post KW, et al. Ultrafast optical switching of infrared plasmon polaritons in high-mobility graphene. *Nature Photonics*. 2016;10:244; Available from: <https://doi.org/10.1038/nphoton.2016.45>.
14. Lundberg MB, Gao Y, Asgari R, Tan C, Duppen BV, Autore M, et al. Thermoelectric detection and imaging of propagating graphene plasmons. *Nature Materials*. 2017;16:204; Available from: <https://doi.org/10.1038/nmat4755>.
15. Jiang BY, Ni G-X, Addison Z, Shi JK, Liu X, Zhao SYF, et al. Plasmon reflections by topological electronic boundaries in bilayer graphene. *Nano Letters* 2017;17:7080; Available from: <https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.7b03816>.
16. Sunku SS, Ni GX, Jiang BY, Yoo H, Sternbach A, McLeod AS, et al. Photonic crystals for nano-light in moire graphene superlattices. *Science*. 2018;362:1153; Available from: <https://doi.org/10.1126/science.aau5144>.
17. Ni GX, McLeod AS, Sun Z, Wang L, Xiong L, Post KW, et al. Fundamental limits of graphene plasmonics. *Nature*. 2018;557:530; Available from: <https://doi.org/10.1038/s41586-018-0136-9>.
18. Hwang EH, DasSarma S. Exotic plasmon modes of double layer graphene. *Physical Review B*. 2009;80:205405; Available from: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.80.205405>.
19. Vazifeshenas T, Amlaki T, Farmanbar M, Parhizgar F. Temperature effect on plasmon dispersions in double-layer graphene systems. *Physics Letters A*. 2010;374(48):4899-903; Available from: <https://doi.org/10.1016/j.physleta.2010.10.026>.
20. Badalyan SM, Peeters FM. Effect of nonhomogenous dielectric background on the plasmon modes in graphene double-layer structures at finite temperatures. *Physical Review B*. 2012;85(19):195444; Available from: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.85.195444>.
21. Tuan DV, Khanh NQ. Plasmon modes of double-layer graphene at finite temperature. *Physica E*. 2013;54:267-72; Available from: <https://doi.org/10.1016/j.physe.2013.07.010>.
22. Sensarma R, Hwang EH, DasSarma S. Dynamic screening and low energy collective modes in bilayer graphene. *Physical Review B*. 2011;82:195428; Available from: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.82.195428>.
23. Hwang EH, DasSarma S. Dielectric function, screening, and plasmons in two-dimensional graphene. *Physical Review B*. 2007;75:205418; Available from: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.75.205418>.
24. Ramezanali MR, Vazifeh MM, Asgari R, Polini M, MacDonald AH. Finite-temperature Screening and the Specific Heat of Doped Graphene Sheets. *Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical*. 2009;42:214015; Available from: <https://doi.org/10.1088/1751-8113/42/21/214015>.
25. Politano A, Argurio P, Profio GD, Sanna V, Cupolillo A, Chakraborty S, et al. Photothermal Membrane Distillation for Seawater Desalination. *Advanced Materials*. 2017;29(2):201603504; Available from: <https://doi.org/10.1002/adma.201603504>.
26. Politano A, Cupolillo A, Profio GD, Arafat HA, Chiarello G, Curcio E. When plasmonics meets membrane Technology. *J Phys Condens Matter*. 2016;28:363003; Available from: <https://doi.org/10.1088/0953-8984/28/36/363003>.
27. Yan H, Li X, Chandra B, Tulevski G, Y.Wu, Freitag M, et al. Tunable infrared plasmonic devices using graphene/insulator stacks. *Nature Nanotech*. 2012;7:330; Available from: <https://doi.org/10.1038/nnano.2012.59>.
28. Zhu J-J, Badalyan SM, Peeters FM. Plasmonic excitations in Coulomb-coupled N-layer graphene structures. *Physical Review B*. 2013;87:085401; Available from: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.87.085401>.
29. Phuong DTK, Men NV. Plasmon modes in 3-layer graphene structures: Inhomogeneity effects. *Physics Letters A*. 2019;383:125971; Available from: <https://doi.org/10.1016/j.physleta.2019.125971>.
30. Wang X-F, Chakraborty T. Coulomb screening and collective excitations in a graphene bilayer. *Physical Review B* 2007;75:041404(R); Available from: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.75.041404>.
31. Men NV, Khanh NQ, Phuong DTK. Plasmon modes in double bilayer graphene heterostructures. *Solid State Communications*. 2019;294:43-8; Available from: <https://doi.org/10.1016/j.ssc.2019.03.008>.
32. Men NV, Khanh NQ, Phuong DTK. Plasmon modes in N-layer bilayer graphene structures. *Solid State Communications*. 2019;298:113647; Available from: <https://doi.org/10.1016/j.ssc.2019.113647>.
33. Men NV, Phuong DTK. Plasmon modes in bilayer-graphene-GaAs heterostructures including layer-thickness and exchange-correlation effects. *International Journal of Modern Physics B*. 2018;32(23):1850256; Available from: <https://doi.org/10.1142/S0217979218502569>.
34. Digish KP. *Transport properties of monolayer and bilayer graphene*. India: The Maharaja Sayajirao University Of Baroda; 2015;.
35. Men NV, Khanh NQ, Phuong DTK. Plasmon modes in MLG-2DEG heterostructures: Temperature effects. *Physics Letters A*. 2019;183:1364; Available from: <https://doi.org/10.1016/j.physleta.2019.01.043>.
36. Rold'an R, Brey L. Dielectric screening and plasmons in AA-stacked bilayer graphene. *PHYSICAL REVIEW B*. 2013;88:115420; Available from: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.88.115420>.
37. Men NV, Khanh NQ. Plasmon modes in Dirac-Schrödinger hybrid electron systems including layer-thickness and exchange-correlation effects. *Can J Phys*. 2018;96:615; Available from: <https://doi.org/10.1139/cjp-2017-0542>.
38. Men NV, Phuong DTK. Plasmon modes in graphene GaAs heterostructures at finite temperature. *Int J Mod Phys B*. 2019;33(16):1950174; Available from: <https://doi.org/10.1142/S0217979219501741>.



# Plasmon modes in bilayer graphene at finite temperature

Nguyen Van Men\*



Use your smartphone to scan this QR code and download this article

## ABSTRACT

New material technology is always one of the areas attracting a lot of attention from scientists over the world. In recent years, material scientists have been paid a large amount of interest in graphene because this material has unique properties and application abilities in lots of technological fields. Collective excitations (or plasmon dispersions) in graphene show that this material can be applied in plasmonic devices with potential properties and less energy consumption, compared to recent materials. This paper calculates collective excitations in bilayer graphene, taking into account the effects of temperature within the random-phase approximation. The results demonstrate that in the nearby Dirac points region (small wave vectors), as temperature increases from zero, plasmon frequency decreases slightly and then increases significantly. With the larger wave vectors, the plasmon frequency behaves as an increasing function of temperature. Numerical calculations present that the contribution of the carrier density to plasmon frequency in the system noticeably decreases as taking into account the temperature effects. Collective excitations in bilayer graphene depend strongly on temperature, therefore this factor should not be neglected in calculations to improve the model and to make a better agreement with experimental results.

**Key words:** bilayer graphene, temperature effects, collective excitations, random-phase approximation

---

An Giang University, Viet Nam National University - Ho Chi Minh City, Vietnam

## Correspondence

**Nguyen Van Men**, An Giang University, Viet Nam National University - Ho Chi Minh City, Vietnam

Email: nvmen@agu.edu.vn

## History

- Received: 01/11/2020
- Accepted: 13/8/2021
- Published: 19/8/2021

DOI : 10.32508/stdjns.v5i3.968



## Copyright

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



Cite this article : Men N V. Plasmon modes in bilayer graphene at finite temperature. *Sci. Tech. Dev. J. - Nat. Sci.*, 5(3):1455-1460.