

CÔNG SUẤT NHIỆT-TỪ TRONG HỆ WS₂ ĐƠN LỚP

TRẦN NGỌC BÍCH^{1,2,*}, HUỖNH VĨNH PHÚC³, LÊ DÌNH²

¹Trường Đại học Quảng Bình

²Khoa Vật lý, Trường Đại học Sư phạm, Đại học Huế

³Trường Đại học Đồng Tháp

*Email: bichtn@quangbinhuni.edu.vn

Tóm tắt: Trong bài báo này chúng tôi khảo sát ảnh hưởng của từ trường, nhiệt độ và nồng độ electron lên công suất nhiệt-từ gây ra bởi hiệu ứng phonon kéo (phonon-drag), S_{xx}^g , trong hệ WS₂ đơn lớp. Biểu thức giải tích của S_{xx}^g được thu nhận từ phương pháp-Π. Kết quả tính số cho thấy rằng S_{xx}^g dao động theo từ trường với cường độ dao động tăng lên khi từ trường tăng. S_{xx}^g tăng đơn điệu theo nhiệt độ nhưng giảm theo nồng độ electron. Kết quả tính số cho S_{xx}^g được so sánh với kết quả thu được trong graphene đơn lớp.

Từ khóa: Công suất nhiệt-từ, hệ WS₂ đơn lớp, tương tác electron-phonon âm.

1 GIỚI THIỆU

Tungsten disulfide (WS₂) là một thành viên của lớp vật liệu 2 chiều quan trọng-nhóm bán dẫn kim loại chuyển tiếp dichalcogenides (TMDC), được phát triển gần đây và đã thu hút nhiều nhà khoa học quan tâm nghiên cứu do những tính chất ưu việt của nó. Trước tiên phải kể đến là WS₂ có tương tác spin-quỹ đạo (spin-orbit-coupling - SOC): với các giá trị $\lambda_v = 0.430$ eV và $\lambda_c = 0.029$ eV tương ứng cho vùng hóa trị và vùng dẫn [1]. Do đó WS₂ là một ứng viên tiềm năng cho công nghệ spintronic [2]. Thứ hai, tương tự như các thành viên khác của nhóm TMDC, cấu trúc vùng năng lượng của WS₂ có một cặp thung lũng (valley) không đối xứng tại các điểm K và K' , trong đó vùng dẫn và vùng hóa trị được phân tách bởi một khe năng lượng trực tiếp có độ lớn nằm trong khoảng từ vùng hồng ngoại gần đến vùng ánh sáng nhìn thấy. Những đặc trưng này đã làm cho WS₂ trở thành ứng viên tiềm năng trong việc ứng dụng công nghệ quang-điện tử và thu hút nhiều nhà khoa học nghiên cứu trong

những năm gần đây [1, 2, 3].

Chúng ta biết rằng có hai phần chính cho đóng góp vào công suất nhiệt: phần thứ nhất là do sự đóng góp của sự khuếch tán electron (electron diffusion), phần thứ hai là do sự đóng góp từ hiệu ứng phonon-kéo (phonon-drag) [4]. Công suất nhiệt khuếch tán, S^d , được hình thành từ chuyển động trôi của electron (electron drift motion) do tác dụng của gradient nhiệt hoặc điện trường. Trong khi đó công suất nhiệt từ hiệu ứng phonon-kéo, S^g , được hình thành do tương tác electron. Bài báo này chỉ giới hạn khảo sát công suất nhiệt do hiệu ứng phonon kéo do tính chất quan trọng của nó so với S^d . Có hai phương pháp để thu được biểu thức của S^g : phương pháp thứ nhất gọi là phương pháp Q (Q -method) được giới thiệu bởi Cantrell và Butcher [5], phương pháp thứ hai gọi là phương pháp Π (Π -method) được giới thiệu bởi Herring [6]. Bằng cách thiết lập mối quan hệ cơ bản giữa các công thức của hai phương pháp trên, Tsaousidou *và cs.* [7] đã chứng minh được rằng hai phương pháp nêu trên là tương đương. Tuy nhiên, vì phương pháp Π cho phép thiết lập mối quan hệ đơn giản giữa S^g và độ linh động do tương tác electron-phonon âm, μ_{ac} , nên công thức của Herring có thể được sử dụng để ước tính trực tiếp μ_{ac} từ dữ liệu S^g . Vì lý do này, phương pháp Π đã được nhiều nhà nghiên cứu sử dụng để nghiên cứu công suất nhiệt-từ do hiệu ứng phonon kéo trong các hệ hai chiều [4] và graphene đơn lớp [8].

Trong bài báo này chúng tôi sẽ khảo sát công suất nhiệt-từ trong hệ WS_2 đơn lớp khi có mặt từ trường đặt vuông góc với mặt phẳng của hệ. Sử dụng phương pháp Π chúng tôi thu được biểu thức bán giải tích của công suất nhiệt-từ, S_{xx}^g . Sử dụng phương pháp tính toán số chúng tôi sẽ vẽ hình mô tả sự phụ thuộc của S_{xx}^g vào từ trường và nhiệt độ với các giá trị khác nhau của nồng độ electron. Kết quả thu được của chúng tôi được so sánh với kết quả thu được trong graphene khi có mặt từ trường [8].

2 BIỂU THỨC CỦA CÔNG SUẤT NHIỆT-TỪ TRONG WS_2 ĐƠN LỚP

Xét một hệ WS_2 đơn lớp được định hướng trong mặt phẳng (x, y) . Khi có mặt từ trường vuông góc $\mathbf{B} = (0, 0, B)$, Hamiltonian của hệ được mô tả như sau [3]

$$H = v_F(\tau\sigma_x\pi_x + \sigma_y\pi_y) + \Delta_{\tau,s}\sigma_z + \mathcal{P}_{\tau,s}, \quad (1)$$

trong đó $\tau = \pm 1$ là chỉ số vùng (valley) tương ứng với K và K' , các đại lượng σ_x, σ_y và σ_z là các ma trận Pauli matrices, $\boldsymbol{\pi} = (\mathbf{p} + \mathbf{eA})$ là xung lượng chuẩn tắc với $\mathbf{A} = (0, Bx, 0)$ là thế vectơ của từ trường. Các đại lượng khác trong phương

trình (1) được cho như sau: $\Delta_{\tau,s} = \Delta/2 - (\lambda_v - \lambda_c)\tau s/4$, $\mathcal{P}_{\tau,s} = (\lambda_v + \lambda_c)\tau s/4$, trong đó $s = \pm 1$ là chỉ số spin, Δ là khe năng lượng, λ_v và λ_c tương ứng là độ dịch chuyển năng lượng do tương tác spin ở vùng hóa trị và vùng dẫn. Sử dụng kí hiệu thu gọn $\eta = \{n, s, p, \tau\}$, ta viết biểu thức năng lượng cho trạng thái $|\alpha\rangle = |\eta, k_y\rangle$ như sau

$$E_\alpha \equiv E_\eta \equiv E_{n,s}^{p,\tau} = \mathcal{P}_{\tau,s} + pE_{n,s}^\tau, \quad (2)$$

trong đó $n = 0, 1, 2, \dots$ là chỉ số mức Landau, $p = \pm 1$ là chỉ số vùng dẫn và vùng hóa trị, và $E_{n,s}^\tau = [n(\hbar\omega_c)^2 + (\Delta_{\tau,s})^2]^{1/2}$ với $\omega_c = v_F\sqrt{2}/\alpha_c$ là tần số cyclotron và $\alpha_c = (\hbar/eB)^{1/2}$ bán kính cyclotron. Hàm sóng tương ứng của electron cho vùng K là $\psi_{n,s}^{p,\tau}(x, y) = \chi_s \otimes \varphi_{n,s}^{p,\tau}(x, y)$, trong đó χ_s là thành phần hàm sóng tương ứng của toán tử spin \hat{s}_z [3], và

$$\varphi_{n,s}^{p,\tau}(x, y) = \frac{e^{ik_y y}}{\sqrt{L_y}} \begin{pmatrix} A_{n,s}^{p,\tau} \phi_{n-1}(x - x_0) \\ ipB_{n,s}^{p,\tau} \phi_n(x - x_0) \end{pmatrix}, \quad (3)$$

trong đó $\phi_n(x - x_0)$ là hàm sóng dao động điều hòa đã chuẩn hóa với tâm dao động tại $x_0 = \alpha_c^2 k_y$, và $A_{n,s}^{p,\tau} = \{[pE_{n,s}^\tau + \Delta_{\tau,s}]/2pE_{n,s}^\tau\}^{1/2}$, $B_{n,s}^{p,\tau} = \{[pE_{n,s}^\tau - \Delta_{\tau,s}]/2pE_{n,s}^\tau\}^{1/2}$. Hàm sóng tương ứng cho vùng K' được suy ra từ phương trình (3) trong đó ϕ_{n-1} được thay thế bởi ϕ_n . Mật độ trạng thái (DoS) được cho như sau

$$\mathcal{D}(\epsilon) = \frac{1}{2\pi\alpha_c^2} \sum_\eta \delta(\epsilon - E_\eta) = \frac{1}{2\pi^2\alpha_c^2} \sum_\eta \frac{\gamma_L}{(\epsilon - E_\eta)^2 + \gamma_L^2}, \quad (4)$$

với $\gamma_L = \gamma\sqrt{B}$ là độ rộng Lorentz với γ được tính bởi đơn vị meV T^{-1/2}.

Khi xét đến tương tác electron-phonon, công suất nhiệt-từ, S_{xx}^g , gây ra bởi hiệu ứng phonon kéo, được cho như sau [4, 8]

$$S_{xx}^g = -\rho_{yx} M_{yx}/T, \quad (5)$$

trong đó ρ_{yx} là điện trở Hall, T là nhiệt độ tuyệt đối và

$$M_{yx} = \frac{e\alpha_c^2}{A_0 k_B T} \sum_{\mathbf{q}} v_s \tau_q \hbar \omega_q \left(\frac{q_y^2}{q} \right) W_{\alpha\alpha'}(q), \quad (6)$$

trong đó A_0 là diện tích của hệ, $\omega_q = v_s q$ là tần số của phonon với v_s vận tốc sóng âm, $\mathbf{q} = (q_x, q_y)$ vectơ sóng của phonon, τ_q là thời gian hồi phục của phonon, và

$$W_{\alpha\alpha'}(q) = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\alpha, \alpha'} f(E_\alpha, E_{\alpha'}) |C(q)|^2 |J_{\eta'\eta}(u)|^2 N_q \delta(E_{\alpha'} - E_\alpha - \hbar\omega_q) \delta_{k'_y, k_y + q_y}, \quad (7)$$

trong đó ta đã kí hiệu $f(E_\alpha, E_{\alpha'}) = f(E_\alpha)[1 - f(E_{\alpha'})]$, yếu tố ma trận $C(q)$ mô tả cường độ tương tác electron-phonon, $J_{\eta'\eta}(u)$ là thừa số dạng mô tả sự tương tác của electron giữa các trạng thái η và η' với $u = \alpha_c^2 q^2/2$, và $N_q = 1/(e^{\hbar\omega_q/k_B T} - 1)$ hàm phân bố của phonon cân bằng. Tại thang nhiệt độ thấp, tương tác electron-phonon âm là trội. Yếu tố ma trận tương tác electron-phonon âm được cho như sau [3]

$$|C(q)|^2 = \frac{\hbar\Xi^2 q}{2A_0 \rho v_s}, \quad (8)$$

trong đó ρ là mật độ khối lượng, Ξ là hằng số tương tác. Thực hiện tính toán rồi thay vào phương trình (6) ta được

$$M_{yx} = \frac{e\tau_q \hbar v_s \Xi^2}{8\pi \rho k_B T} \sum_{\eta} \int_0^{\infty} dq q^4 N_q |J_{\eta\eta}(u)|^2 \mathcal{G}_{\eta\eta}(\hbar\omega_q), \quad (9)$$

trong đó ta đã kí hiệu

$$\mathcal{G}_{\eta\eta'}(\hbar\omega_q) = \int d\epsilon \delta(\epsilon - E_\eta) \delta(\epsilon - E_{\eta'} + \hbar\omega_q) f(\epsilon) [1 - f(\epsilon + \hbar\omega_q)], \quad (10)$$

$$|J_{\eta\eta}(u)|^2 = e^{-u} [|A_{n,s}^{p,\tau}|^2 L_{n-1}(u) + |B_{n,s}^{p,\tau}|^2 L_n(u)]^2, \quad (11)$$

với $L_n(u)$ là đa thức Laguerre liên kết bậc n . Cuối cùng, thay phương trình (9) vào phương trình (5) đồng thời sử dụng kết quả bán cổ điển cho điện trở Hall $\rho_{yx} = B/(n_e e)$ với n_e là nồng độ electron, ta được

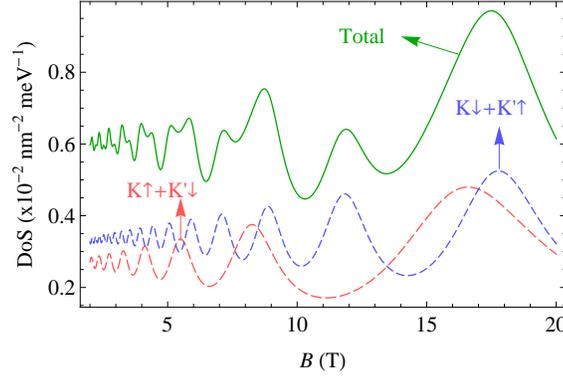
$$S_{xx}^g = -\frac{\Lambda_p \hbar \Xi^2 B}{8\pi n_e \rho k_B T^2} \sum_{\eta} \int_0^{\infty} dq q^4 N_q |J_{\eta\eta}(u)|^2 \mathcal{G}_{\eta\eta}(\hbar\omega_q), \quad (12)$$

trong đó $\tau_q = \Lambda_p/v_s$ với Λ_p là quãng đường tự do của phonon. Ta thấy rằng kết quả thu được cho S_{xx}^g ở phương trình (12) có dạng tương tự như kết quả thu được trong graphene đơn lớp [8].

3 KẾT QUẢ TÍNH SỐ VÀ THẢO LUẬN

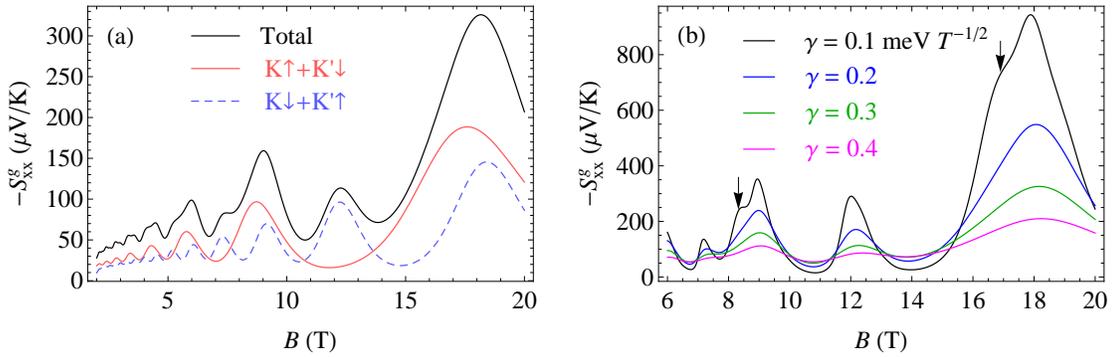
Trong phần này chúng tôi sẽ trình bày kết quả tính số cho công suất nhiệt-từ trong WS₂ đơn lớp. Các tham số được sử dụng là [1, 3]: $\hbar v_F = 4.38 \text{ eV \AA}$, $\Delta = 0.90 \text{ eV}$, $\lambda_v = 430 \text{ meV}$, $\lambda_c = 29 \text{ meV}$, $\Xi = 3.2 \text{ eV}$, $\rho = 2.36 \times 10^{-6} \text{ kg m}^{-2}$, $v_s = 4.3 \times 10^3 \text{ m s}^{-1}$, và $\Lambda_p = 10^{-5} \text{ m}$.

Hình 1 mô tả sự phụ thuộc của mật độ trạng thái (DoS) vào từ trường. Kết quả được tính cho các đóng góp từ các trạng thái khác nhau: $\tau s = 1$ (là tổ hợp của hai



Hình 1: Sự phụ thuộc của mật độ trạng thái tại mức Fermi, \mathcal{D}_F , vào từ trường tại $\gamma = 0.3 \text{ meV T}^{-1/2}$ và $n_e = 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

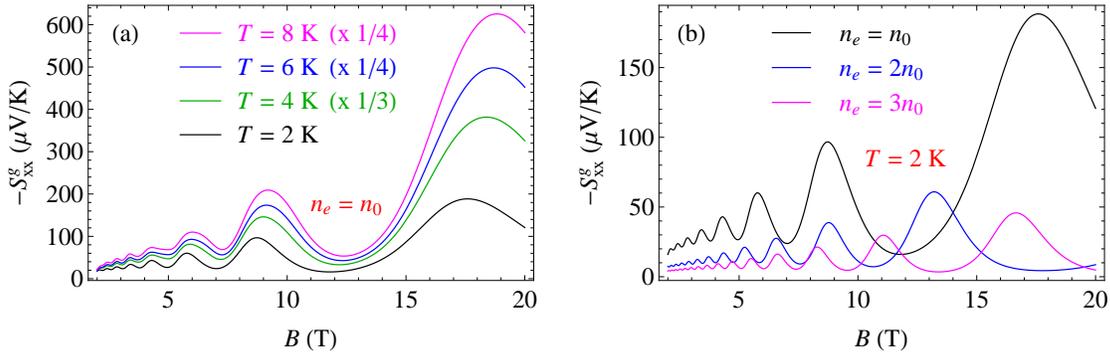
trạng thái $K\uparrow$ và $K'\downarrow$), $\tau s = -1$ (là tổ hợp của hai trạng thái $K\downarrow$ và $K'\uparrow$) và trạng thái tổng hợp. Kết quả cho thấy rằng mật độ trạng thái dao động với từ trường với biên độ tăng lên trong khoảng từ trường lớn. Kết quả này phù hợp với kết quả thu được trong silicene [9]. Ngoài ra, do tương tác spin-quỹ đạo trong WS_2 là lớn nên mật độ trạng thái ứng với các trạng thái $\tau s = 1$ và $\tau s = -1$ là tương đối tách biệt. Do năng lượng ứng với $\tau s = -1$ có giá trị nhỏ hơn so với năng lượng ứng với $\tau s = 1$ nên số lượng của đỉnh dao động của mật độ trạng thái ứng với $\tau s = -1$ lớn hơn so với trạng thái ứng với $\tau s = 1$.



Hình 2: Sự phụ thuộc của công suất nhiệt-từ, S_{xx}^g , vào từ trường: (a) đóng góp từ các trạng thái khác nhau với $\gamma = 0.3 \text{ meV T}^{-1/2}$, (b) với các giá trị khác nhau của γ . Kết quả được tính cho $n_e = 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ và $T = 2 \text{ K}$.

Hình 2(a) mô tả sự phụ thuộc của công suất nhiệt-từ vào từ trường từ sự đóng góp của các trạng thái khác nhau của electron. Ta thấy rằng S_{xx}^g đối với các trạng thái có $\tau s = \pm 1$ đều dao động theo từ trường với cường độ tăng dần đồng thời số lượng đỉnh dao động giảm dần khi từ trường tăng lên. Kết quả này phù hợp với kết quả thu

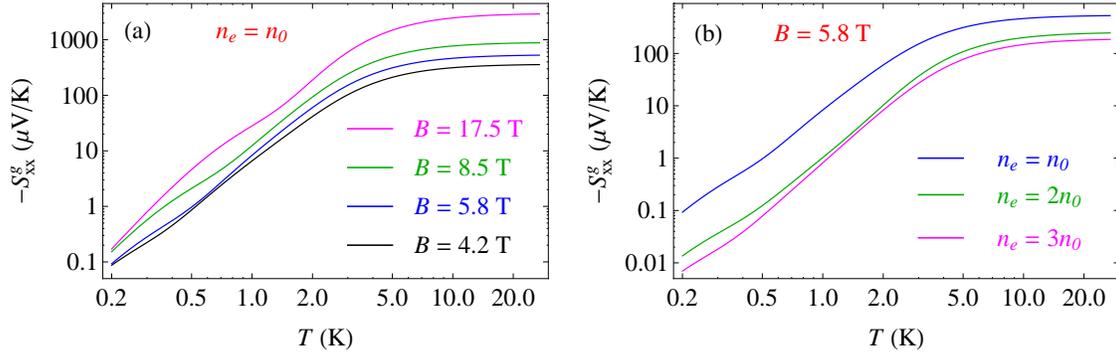
được đối với S_{xx}^g trong hệ hai chiều truyền thống [4] và trong graphene đơn lớp [8]. Do ảnh hưởng của tương tác spin-quỹ đạo mạnh, đóng góp vào S_{xx}^g từ các trạng thái ứng với $\tau s = \pm 1$ là hoàn toàn tách biệt, điều này không được quan sát trong hệ graphene đơn lớp [8]. S_{xx}^g do đóng góp từ trạng thái có $\tau s = 1$ lớn hơn nhưng có số lượng đỉnh dao động nhỏ hơn so với đóng góp từ trạng thái có $\tau s = -1$. Kết quả này là hệ quả của sự thay đổi của mật độ trạng thái theo từ trường, như được minh họa ở Hình 1. Ảnh hưởng của độ rộng Lorentz lên công suất nhiệt-từ được minh họa ở Hình 2(b). Ta thấy rằng khi γ tăng lên bề rộng của đỉnh được mở rộng đồng thời độ cao của đỉnh giảm xuống. Với các giá trị γ nhỏ, các đỉnh phụ (được chỉ định bằng các mũi tên dọc màu đen) được quan sát tương đối rõ. Tuy nhiên các đỉnh phụ này sẽ biến mất khi γ tăng lên. Các kết quả sau đây được tính cho $\gamma = 0.3 \text{ meV T}^{-1/2}$.



Hình 3: Sự phụ thuộc của công suất nhiệt-từ đối với trạng thái có $\tau s = 1$, S_{xx}^g , vào từ trường: (a) với các giá trị khác nhau của nhiệt độ tại $n_e = n_0$ với $n_0 = 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, (b) với các giá trị khác nhau của nồng độ electron tại $T = 2 \text{ K}$.

Hình 3(a) mô tả sự phụ thuộc của công suất nhiệt-từ vào từ trường. Kết quả được tính cho các giá trị khác nhau của nhiệt độ tại $n_e = n_0$ và đối với trạng thái có $\tau s = 1$. Để thuận tiện cho việc quan sát, các kết quả đối với $T = 4, 6$ và 8 K được nhân với một hệ số tương ứng. Ta thấy rằng khi nhiệt độ tăng lên độ rộng và cường độ của đỉnh dao động đều tăng. Kết quả này phù hợp với kết quả thu được trong graphene đơn lớp [8]. Hình 3(b) mô tả sự phụ thuộc của công suất nhiệt-từ vào từ trường với các giá trị khác nhau của nồng độ electron tại $T = 2 \text{ K}$. Ta thấy rằng khi nồng độ electron tăng lên thì độ lớn của S_{xx}^g giảm xuống do S_{xx}^g tỉ lệ nghịch với n_e như được mô tả ở phương trình (12). Bên cạnh đó số lượng đỉnh dao động của S_{xx}^g cũng giảm khi n_e tăng. Kết quả này phù hợp với kết quả thu được đối với hệ 2 chiều thông thường [4] và graphene đơn lớp [8].

Trong hình 4(a) chúng tôi mô tả sự phụ thuộc của công suất nhiệt-từ vào nhiệt



Hình 4: Sự phụ thuộc của công suất nhiệt-từ đối với trạng thái có $\tau s = 1$, S_{xx}^g , vào nhiệt độ: (a) với các giá trị khác nhau của từ trường tại $n_e = n_0$ với $n_0 = 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, (b) với các giá trị khác nhau của nồng độ electron tại $B = 5.8 \text{ T}$.

độ với các giá trị khác nhau của từ trường tại $n_e = n_0$. Các giá trị của từ trường $B = 4.2, 5.8, 8.5$ và 17.5 T tương ứng với các đỉnh được mô tả ở hình 3(a). Ta thấy rằng S_{xx}^g tăng theo nhiệt độ: ở khoảng nhiệt độ thấp S_{xx}^g tăng nhanh, trong khoảng nhiệt độ cao hơn S_{xx}^g tăng chậm theo nhiệt độ và đạt giá trị bão hòa khi $T > 10 \text{ K}$. Kết quả này phù hợp với kết quả thu được trong graphene đơn lớp [8]. Bên cạnh đó, giá trị của S_{xx}^g lớn hơn tại các giá trị lớn hơn của từ trường, như được mô tả rõ ràng ở hình 3(a). Hình 4(b) mô tả sự phụ thuộc của công suất nhiệt-từ vào nhiệt độ với các giá trị khác nhau của nồng độ electron tại $B = 5.8 \text{ T}$. Ta thấy rằng công suất nhiệt-từ giảm khi nồng độ electron trong hệ tăng lên, tương tự như kết quả được minh họa ở hình 3(b).

4. KẾT LUẬN

Trong bài báo này chúng tôi đã khảo sát sự ảnh hưởng của từ trường, nhiệt độ và nồng độ electron lên công suất nhiệt-từ trong WS₂ đơn lớp. Chúng tôi đã tìm thấy sự dao động của S_{xx}^g theo từ trường với cường độ của S_{xx}^g tăng lên khi từ trường tăng. Bên cạnh đó S_{xx}^g tăng theo nhiệt độ và giảm theo nồng độ electron. Các kết quả thu được là phù hợp với kết quả thu được trong graphene [8]. Bên cạnh đó, khác với trong graphene, do tương tác spin-quỹ đạo trong WS₂ là tương đối lớn nên các đỉnh dao động do các trạng thái spin hướng lên và hướng xuống là tách biệt nhau. Đáng tiếc là hiện nay chưa có kết quả thực nghiệm về công suất nhiệt-từ trong WS₂ đơn lớp để so sánh với kết quả lý thuyết của chúng tôi. Tuy nhiên, với kết quả thu được về công suất nhiệt-từ lên đến vài $\mu\text{V/K}$, kết quả của chúng tôi phù hợp tốt với kết quả thực nghiệm đo được trong MoS₂ đơn lớp [10], một thành viên khác thuộc nhóm vật liệu TMDC.

LỜI CẢM ƠN

Nghiên cứu sinh Trần Ngọc Bích được tài trợ bởi Tập đoàn Vingroup-Công ty CP và hỗ trợ bởi Chương trình học bổng đào tạo thạc sĩ, tiến sĩ trong nước của Quỹ Đổi mới sáng tạo Vingroup (VINIF), Viện Nghiên cứu Dữ liệu lớn (VINBIGDATA), code VINIF.2020.TS.72.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

- [1] G.-B. Liu, W.-Y. Shan, Y. Yao, W. Yao, D. Xiao (2013), “Three-band tight-binding model for monolayers of group-VIB transition metal dichalcogenides”, *Phys. Rev. B*, 88, 085433.
- [2] S. Ulstrup, A. G. Čabo, D. Biswas, J. M. Riley, M. Dendzik, C. E. Sanders, M. Bianchi, C. Cacho, D. Matselyukh, R. T. Chapman, E. Springate, P. D. C. King, J. A. Miwa, P. Hofmann (2017), “Spin and valley control of free carriers in single-layer WS_2 ”, *Phys. Rev. B*, 95, 041405(R).
- [3] T. N. Bich, S. S. Kubakaddi, L. Dinh, N. N. Hieu, H. V. Phuc (2021), “Oscillations of the electron energy loss rate in two-dimensional transition-metal dichalcogenides in the presence of a quantizing magnetic field”, *Phys. Rev. B*, 103, 235417.
- [4] T. Biswas, T. K. Ghosh (2013), “Phonon-drag magnetothermopower in Rashba spin-split two-dimensional electron systems”, *J. Phys.: Condens. Matter*, 25, 415301.
- [5] D. G. Cantrell, P. N. Butcher (1987), “A calculation of the phonon-drag contribution to the thermopower of quasi-2D electrons coupled to 3D phonons. I. General theory”, *J. Phys. C: Solid State Phys.*, 20, 1985–1992.
- [6] C. Herring (1954), “Theory of the thermoelectric power of semiconductors”, *Phys. Rev.*, 96 1163–1187.
- [7] M. Tsaousidou, P. N. Butcher, G. P. Triberis (2001), “Fundamental relationship between the Herring and Cantrell-Butcher formulas for the phonon-drag thermopower of two-dimensional electron and hole gases”, *Phys. Rev. B*, 64 165304.
- [8] S. S. Kubakaddi, T. Biswas, T. Kanti Ghosh (2017), “Phonon-drag magnetoquantum oscillations in graphene”, *J. Phys.: Condens. Matter*, 29, 305301.
- [9] K. Shakouri, P. Vasilopoulos, V. Vargiamidis, F. M. Peeters (2014), “Integer and half-integer quantum Hall effect in silicene: Influence of an external electric field and impurities”, *Phys. Rev. B*, 90, 235423.

- [10] M. Buscema, M. Barkelid, V. Zwiller, H. S. J. van der Zant, G. A. Steele, A. Castellanos-Gomez (2013), “Large and tunable photothermoelectric effect in single-layer MoS₂”, *Nano Lett.*, 13, 358–363.

Title: MAGNETO-THERMOPOWER IN WS₂ MONOLAYER

Abstract: In this work, we study the influence of the magnetic field, temperature, and electron concentration on the magneto-thermopower due to the phonon-drag effect, S_{xx}^g , in WS₂ monolayer. The analytical expression for S_{xx}^g is found from Π -method. The numerical results show that S_{xx}^g displays an oscillation as a function of a magnetic field with its amplitude increase in the large magnetic field region. S_{xx}^g increases with the temperature but decreases with the electron concentration. The numerical calculations for S_{xx}^g are compared with that in graphene monolayer.

Keywords: Magneto-thermopower, WS₂ monolayer, electron-acoustic phonon interaction.