

e-ISSN: 2964-0849
Vol.5 No.1 November 2026
DOI :https://doi.org/10.59585/bajik

Barongko
Jurnal Ilmu Kesehatan

Model Komputasional Detektor Inframerah Tunneling Graphene/Hbn/Graphene Pada Panjang Gelombang 8–14 µm

Computational Modeling of a Graphene/hBN/Graphene Tunneling Infrared Detector in the 8–14 µm Wavelength Range

Shafara Kaylila Nareswari*, Rahmatsyah Handayani Ramadhan Nasution, Sovian Aritonang
*Fakultas Matematika dan Ilmu Pengetahuan Alam Militer, Universitas Pertahanan Republik Indonesia

shafarakaylila.nr5@gmail.com* , handanasution1000@gmail.com , sovian.aritonang@idu.ac.id

Abstract

Fast and compact long-wave infrared (LWIR) detectors operating in the 8–14 µm wavelength range are essential for thermal sensing; however, conventional HgCdTe detectors generally require cooling. This study aims to develop an integrated computational model of a vertical graphene/hBN/graphene tunneling detector that connects tunneling probability, dark current, optical absorption, bolometric photoresponse, and transient response within a unified Python-based numerical framework. Tunneling probability is calculated using the Wentzel–Kramers–Brillouin (WKB) approximation for a trapezoidal barrier, while the current is determined using an incoherent tunneling formalism between electrodes with Dirac density of states. Signal dynamics are modeled using a first-order thermal system followed by an RC circuit. The noise budget includes junction noise, series resistance noise, temperature fluctuation noise, readout noise, and flicker noise. The simulations indicate that each additional hBN layer reduces the tunneling current by approximately a factor of 50. The graphene sheet absorptance is only about 1.9% per layer at 10 µm under a bias voltage of 0.02 V and decreases with increasing bias, making an optical cavity a key design requirement. An air/Au cavity increases the total absorptance to 13.6%. For the nominal design (three hBN layers, 0.02 V bias, G_{th} = 10⁻⁸ W/K, and an area of 100 µm²), the model yields a TCR of 0.74%/K, a responsivity (R_I) of 58 mA/W, an NEP of 1.26 × 10⁻¹¹ W/√Hz, a white-noise-limited specific detectivity (D) of 8.0 × 10⁷, and a D* at 30 Hz of 1.7 × 10⁷ cm√Hz/W. The bandwidth is thermally limited (f_{th} = 228 Hz), well below the electrical cutoff frequency (f_e ≈ 8 MHz), while approximately 80% of the thermal conductance originates from the graphene electrodes. The model has been numerically verified and calibrated against a reference resistance–area (RA) value, but has not yet been validated against experimental data. Sobol sensitivity analysis indicates that approximately 92% of the variance in $D*$ at 30 Hz is attributable to the Hooge parameter, residual doping, and thermal conductance.*

Keywords **:** *Infrared Detector, Graphene, hBN, Tunneling, Numerical Simulation*

Abstrak

Detektor inframerah gelombang panjang (LWIR) 8–14 µm yang cepat dan kompak dibutuhkan untuk penginderaan termal, tetapi detektor HgCdTe konvensional umumnya memerlukan pendinginan. Penelitian ini bertujuan membangun model komputasional terintegrasi untuk detektor tunneling vertikal graphene/hBN/graphene yang menghubungkan probabilitas tunneling, arus gelap, absorpsi optik, respons foto bolometrik, dan respons transien dalam satu kerangka numerik berbasis Python. Probabilitas tunneling dihitung dengan pendekatan WKB pada penghalang trapezoid, arus dihitung dengan formalisme tunneling inkoheren antar elektroda berdensitas keadaan Dirac, dan dinamika sinyal dimodelkan dengan sistem termal orde pertama yang diikuti rangkaian RC. Anggaran noise mencakup junction, resistansi seri, fluktuasi temperatur, pembaca, dan flicker. Simulasi menunjukkan bahwa setiap penambahan satu lapis hBN menurunkan arus tunneling sekitar 50

Author@ This is an open-access article distributed under the terms of the Creative Commons Attribution 4.0 International License https://creativecommons.org/licenses/by-sa/4.0/

e-ISSN: 2964-0849
Vol.5 No.1 November 2026
DOI :https://doi.org/10.59585/bajik

Barongko
Jurnal Ilmu Kesehatan

kali lipat. Absorptansi lembaran graphene hanya sekitar 1,9% per lapis pada 10 µm (0,02 V) dan menurun dengan bias, sehingga rongga optik menjadi syarat desain; rongga udara/Au menaikkan absorptansi total menjadi 13,6%. Pada desain nominal (3 lapis hBN, 0,02 V, G_{th} = 10^{-8} W/K, luas 100 µm²) diperoleh TCR = 0,74 %/K, R_I = 58 mA/W, NEP = 1,26×10^{-11} W/√Hz, $D*_{putih}$ = 8,0×10^7 dan $D*(30\ Hz)$ = 1,7×10^7 cm√Hz/W. Bandwidth dibatasi secara termal (f_{th} = 228 Hz, jauh di bawah $f_e \approx 8$ MHz), dan sekitar 80% konduktansi termal berasal dari elektroda graphene. Model telah diverifikasi secara numerik dan dikalibrasi terhadap RA acuan, tetapi belum divalidasi terhadap data eksperimen. Analisis Sobol menunjukkan bahwa sekitar 92% variansi D*(30 Hz) berasal dari parameter Hooge, doping residu, dan konduktansi termal.

Kata Kunci: Detektor Inframerah, Graphene, hBN, Tunneling, Simulasi Numerik

Penulis Korespondensi : Shafara Kaylila Nareswari

I. PENDAHULUAN

Penginderaan termal pada jendela atmosfer 8–14 µm penting untuk pemantauan lingkungan, inspeksi infrastruktur, dan platform ringan seperti pesawat tanpa awak (UAV). Detektor LWIR berkinerja tinggi umumnya berbasis HgCdTe dan dioperasikan pada temperatur rendah untuk menekan arus gelap (Rogalski, 2011), sehingga menambah massa, volume, dan kebutuhan daya sistem. Kebutuhan akan detektor yang lebih ringkas mendorong eksplorasi material dua dimensi.

Graphene menarik karena penyerapannya yang lebar secara spektral dan mobilitas pembawa muatan yang tinggi, tetapi absorpsi satu lapis yang lemah (sekitar 2,3% pada cahaya tampak; Nair et al., 2008) dan tidak adanya celah pita membatasi kinerjanya sebagai detektor (Koppens et al., 2014). Respons foto pada graphene sering dijelaskan melalui pemanasan pembawa muatan (hot carrier) dan efek termoelektrik (Gabor et al., 2011; Song et al., 2011). Pendinginan elektron panas sendiri bergantung pada interaksi elektron–fonon (Bistritzer & MacDonald, 2009), sehingga skala waktu respons sangat dipengaruhi oleh jalur termal perangkat.

Heterostruktur van der Waals (Geim & Grigorieva, 2013) memungkinkan dua lapis graphene dipisahkan oleh heksagonal boron nitrida (hBN) yang rata secara atomik (Dean et al., 2010) sehingga arus tunneling vertikal dapat diatur oleh ketebalan penghalang (Britnell et al., 2012). Karena arus tunneling bergantung secara eksponensial pada ketebalan, struktur ini sangat peka terhadap pilihan desain. Studi terbaru melaporkan fotodeteksi inframerah pada heterostruktur berbasis graphene melalui efek bolometrik dan termoelektrik pada penghalang tunneling (Mylnikov et al., 2024) serta detektor tunneling van der Waals yang dikendalikan histeresis melalui pemanasan lapisan selektif (“Hysteresis-controlled Van der Waals tunneling infrared detector,” 2025).

Meskipun demikian, kinerja detektor ditentukan oleh trade-off: penghalang yang lebih tipis menaikkan arus dan kecepatan listrik tetapi juga arus gelap, sedangkan konduktansi termal yang besar mempercepat respons tetapi menurunkan responsivitas. Studi simulasi LWIR yang tersedia terutama untuk fotodioda HgCdTe (“Numerical analysis of long wavelength infrared HgCdTe photodiodes,” 2012; “Optoelectronic performance prediction of HgCdTe homojunction photodetector…”) berguna sebagai rujukan praktik simulasi, tetapi bukan validasi langsung untuk struktur graphene/hBN/graphene. Kontribusi yang diusulkan dalam artikel ini adalah model terintegrasi dengan parameter yang dinyatakan eksplisit, yang memisahkan hasil model ideal dari efek noise dan rangkaian, sebagai dasar analisis ketidakpastian desain. Penulis tidak mengklaim bahwa pendekatan serupa belum pernah dilakukan; klaim kebaruan memerlukan matriks tinjauan pustaka yang lebih lengkap.

Hipotesis penelitian ini adalah bahwa jumlah lapis hBN dan konduktansi termal menentukan trade-off antara responsivitas dan bandwidth, dengan batas kecepatan yang berpindah dari batas termal pada penghalang tipis ke batas RC pada penghalang tebal. Tujuan artikel ini adalah (1) memaparkan model komputasional

e-ISSN: 2964-0849
Vol.5 No.1 November 2026
DOI :https://doi.org/10.59585/bajik

Barongko
Jurnal Ilmu Kesehatan

terintegrasi detektor tunneling graphene/hBN/graphene pada 8–14 µm, (2) menunjukkan keluaran dasarnya berupa probabilitas tunneling, kurva arus–tegangan, arus foto, respons transien, dan bandwidth, serta (3) mengidentifikasi keterbatasan yang harus diselesaikan sebelum model dapat dipakai untuk optimasi.

II. METODE

Penelitian ini bersifat komputasional dengan satu unit analisis, yaitu satu piksel detektor vertikal graphene/hBN/graphene seluas 100 µm² pada panjang gelombang 8–14 µm. Tidak ada pengumpulan data eksperimen; data masukan berupa parameter material yang dinyatakan eksplisit pada Tabel 1. Model diimplementasikan dalam Python (NumPy, SciPy, Matplotlib) dan dapat dijalankan ulang. Analisis dilakukan dengan menghitung keluaran model, memvariasikan parameter desain (jumlah lapis hBN n = 2–5, konduktansi termal, bias, temperatur 77 K dan 300 K), dan membandingkan kecenderungannya.

1. Model tunneling.

Probabilitas tunneling dihitung dengan pendekatan WKB pada penghalang trapezoid yang tingginya turun secara linear akibat bias V:

$$T = \exp[-2\int_0^d \kappa(x)\,dx],\quad \kappa(x) = \sqrt{(2m^*[\Phi - qVx/d])}/\hbar \qquad (1)$$

dengan Φ tinggi penghalang, m^* massa efektif, dan $d = n \times 0{,}333$ nm tebal hBN. Integral diselesaikan secara analitik, mencakup regime direct tunneling ($qV < \Phi$) dan Fowler–Nordheim ($qV \geq \Phi$).

2. Arus tunneling.

Arus antar dua elektroda graphene dihitung dengan formalisme tunneling inkoheren:

$$I = (2\pi q/\hbar)\, A\, t_0^2\, T \int \rho_1(E)\,\rho_2(E)\,[f_1(E) - f_2(E)]\,dE \qquad (2)$$

dengan $\rho(\varepsilon) = 2|\varepsilon|/(\pi\hbar^2 v_F^2)$ densitas keadaan Dirac (degenerasi empat), f fungsi Fermi–Dirac, A luas piksel, dan t_0 prefaktor matriks tunneling yang berfungsi sebagai parameter kalibrasi. Titik Dirac kedua lapis ditentukan oleh level Fermi E_{F1} dan E_{F2}.

3. Absorpsi optik.

Absorptansi graphene diperkirakan dengan konduktivitas intraband Drude:

$$A_{abs} = Z_0\,\mathrm{Re}\,\sigma / |1 + Z_0\sigma/2|^2,\quad \sigma = (q^2 E_F/\pi\hbar^2)\cdot i/(\omega + i/\tau) \qquad (3)$$

Kontribusi interband tidak dimasukkan karena terblokir ketika $\hbar\omega < 2E_F$. Nilai A_{abs} pada 10 µm dipakai sebagai efisiensi η.

4. Respons foto, transien, dan bandwidth.

Penyerapan daya inframerah memanaskan lapis graphene pertama (temperatur elektron T_1 naik sebesar ΔT), dan arus berubah karena f_1 berubah (mekanisme bolometrik/termoelektrik). Dinamika pemanasan mengikuti model orde pertama, dan responsivitas sinyal kecil diperoleh dari turunan arus terhadap temperatur:

$$C_{th}\,d\Delta T/dt = \eta P - G_{th}\Delta T,\quad R_I = (\partial I/\partial T_1)\,\eta/G_{th} \qquad (4)$$

Sinyal kemudian melewati tapis RC listrik dengan $R_d = (dI/dV)^{-1}$ dan $C = \varepsilon_0\varepsilon_r A/d$. Bandwidth –3 dB dihitung dari fungsi transfer gabungan:

$$H(f) = [(1 + (f/f_{th})^2)(1 + (f/f_e)^2)]^{-1/2},\quad f_{th} = 1/(2\pi C_{th}/G_{th}),\quad f_e = 1/(2\pi R_d C) \qquad (5)$$

Implementasi diuji dengan pemeriksaan fisika sederhana: T menurun terhadap d dan Φ, arah arus mengikuti tanda bias, dan $I(0) \approx 0$ pada kesetimbangan. Hasil model ideal dilaporkan terpisah dari efek noise, yang belum dimasukkan pada versi ini.

Tabel 1. Parameter masukan model (seluruhnya asumsi awal atau parameter kalibrasi).

e-ISSN: 2964-0849
Vol.5 No.1 November 2026
DOI :https://doi.org/10.59585/bajik

Barongko
Jurnal Ilmu Kesehatan

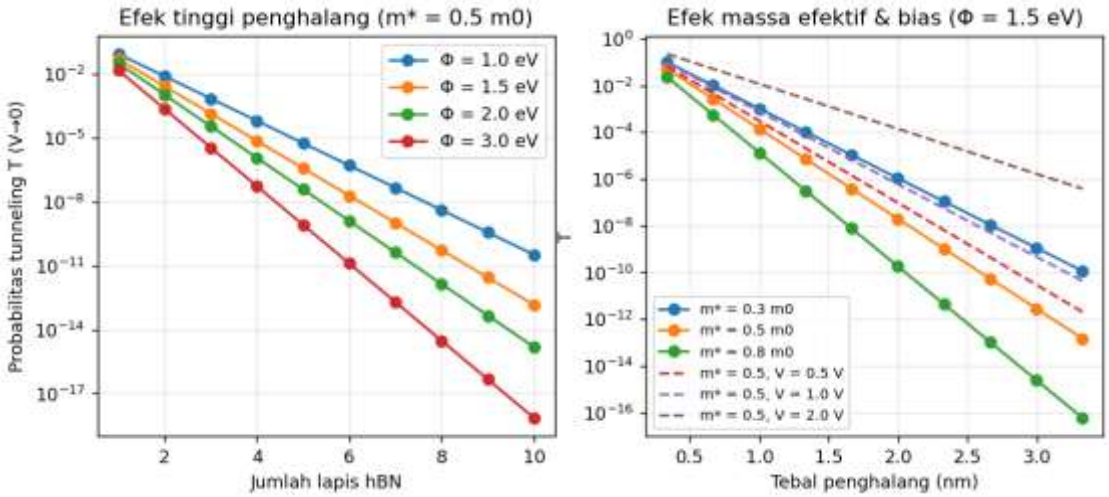
Parameter	Nilai	Status
Jumlah lapis hBN, n	3 (variasi 2–5)	Variabel desain
Tebal per lapis hBN	0,333 nm	Asumsi
Tinggi penghalang, Φ	1,5 eV	Asumsi
Massa efektif tunneling, m^*	0,5 m_0	Asumsi
Permitivitas relatif hBN, ε_r	3,5	Asumsi
Prefaktor tunneling, t_0	0,02 eV·nm	Kalibrasi
Level Fermi E_{F1} / E_{F2}	0,10 / 0,05 eV	Asumsi
Luas piksel, A	100 µm²	Asumsi
Temperatur kisi	300 K (dan 77 K)	Skenario
Panjang gelombang; waktu hamburan Drude	10 µm; 50 fs	Asumsi
Konduktansi termal, G_{th}	2 µW/K	Asumsi
Kapasitansi termal, C_{th}	0,2 pJ/K	Asumsi

III. HASIL DAN PEMBAHASAN

Seluruh angka pada bagian ini adalah keluaran model dengan parameter asumsi (Tabel 1); angka tersebut belum tervalidasi eksperimen dan hanya dipakai untuk membandingkan kecenderungan.

1. Probabilitas tunneling terhadap ketebalan hBN

Gambar 1 menunjukkan bahwa T menurun secara eksponensial terhadap ketebalan. Untuk Φ = 1,5 eV dan $m^* = 0{,}5\ m_0$, T turun dari $2{,}71\times10^{-3}$ (2 lapis) menjadi $3{,}83\times10^{-7}$ (5 lapis); setiap tambahan satu lapis (0,333 nm) mengurangi T sekitar 19 kali lipat, sesuai dengan $\exp(2\kappa d_{lapis})$ dengan $\kappa \approx 4{,}4\ nm^{-1}$. Pada 3 lapis, menaikkan Φ dari 1,0 ke 3,0 eV menurunkan T dari $7{,}19\times10^{-4}$ menjadi $3{,}59\times10^{-6}$. Bias menaikkan T: dari $1{,}41\times10^{-4}$ pada 0 V menjadi $1{,}19\times10^{-2}$ pada 2 V, ketika regime Fowler–Nordheim tercapai. Kepekaan eksponensial ini berarti ketidakpastian pada Φ, m^*, dan d akan sangat memengaruhi kinerja, sehingga analisis ketidakpastian desain perlu dilakukan pada tahap berikutnya.



Gambar 1. Probabilitas tunneling terhadap jumlah lapis dan tebal hBN untuk beberapa tinggi penghalang,

e-ISSN: 2964-0849
Vol.5 No.1 November 2026
DOI :https://doi.org/10.59585/bajik

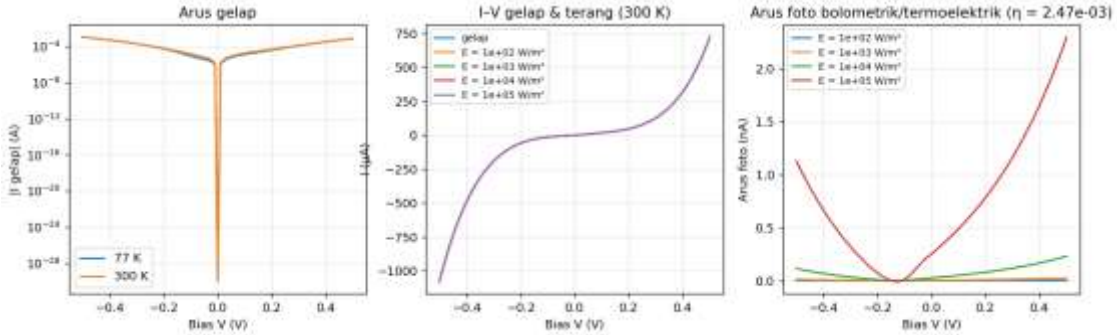
Barongko
Jurnal Ilmu Kesehatan

massa efektif, dan bias.

2. Arus gelap, kurva arus–tegangan, dan arus foto

Kurva *I–V* bersifat superlinear (Gambar 2). Pada 0,2 V arus gelap untuk 2–5 lapis hBN masing-masing $8{,}15\times10^{-4}$, $4{,}70\times10^{-5}$, $2{,}70\times10^{-6}$, dan $1{,}56\times10^{-7}$ A (Tabel 2), dengan resistansi dinamis 132 Ω hingga 592 kΩ. Pada 77 K arus gelap hanya sekitar 18% lebih rendah daripada pada 300 K. Hasil ini perlu ditafsirkan hati-hati: pada model ini temperatur hanya masuk melalui fungsi Fermi di graphene, sehingga arus yang diaktifkan secara termal, pembangkitan–rekombinasi, dan kebocoran lain belum terwakili, dan manfaat pendinginan kemungkinan tidak tertangkap sepenuhnya.

Arus foto dihitung sebagai selisih arus pada temperatur elektron yang dinaikkan $\Delta T = \eta EA / G_{th}$. Pada irradiansi 10^5 W/m² (sekitar 10 µW pada 100 µm²) dan $\eta = 2{,}47\times10^{-3}$, $\Delta T \approx 12$ mK dan arus foto mencapai sekitar 2,3 nA pada 0,5 V. Arus foto bernilai tidak nol pada bias nol (sekitar 0,25 nA pada irradiansi yang sama) karena asimetri level Fermi antar lapis, yang menunjukkan kontribusi termoelektrik dalam model. Responsivitas sinyal kecil pada 3 lapis adalah $2{,}5\times10^{-5}$ A/W pada 0 V dan $7{,}8\times10^{-5}$ A/W pada 0,2 V; nilai ini rendah dan ditentukan terutama oleh η dan G_{th} yang diasumsikan.



Gambar 2. Arus gelap (77 K dan 300 K), kurva I–V gelap dan terang, serta arus foto pada beberapa irradiansi (3 lapis hBN).

Tabel 2. Keluaran model untuk variasi jumlah lapis hBN (bias 0,2 V, 300 K, G_{th} = 2 µW/K)

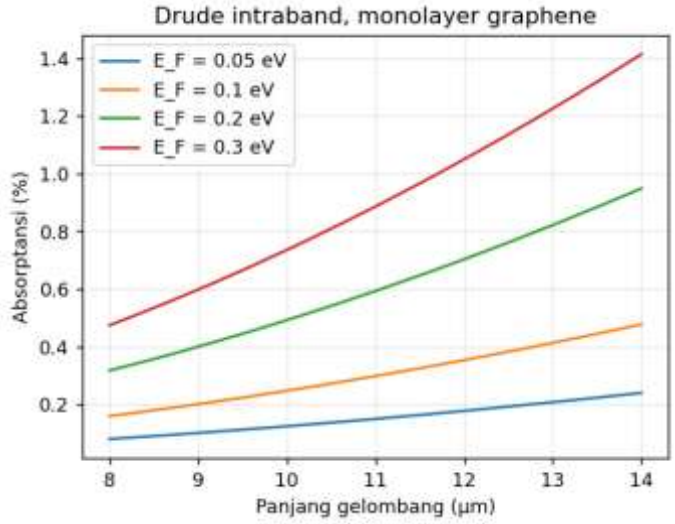
n	*d* (nm)	*T*(0 V)	I_{gelap} 300 K (A)	I_{gelap} 77 K (A)	R_d (Ω)	R_I (A/W)	f_e (MHz)	f_{-3dB} (MHz)
2	0,666	$2{,}7\times10^{-3}$	$8{,}2\times10^{-4}$	$6{,}7\times10^{-4}$	$1{,}3\times10^{2}$	$1{,}4\times10^{-3}$	258,91	1,59
3	0,999	$1{,}4\times10^{-4}$	$4{,}7\times10^{-5}$	$3{,}8\times10^{-5}$	$2{,}2\times10^{3}$	$7{,}8\times10^{-5}$	23,62	1,58
4	1,332	$7{,}4\times10^{-6}$	$2{,}7\times10^{-6}$	$2{,}2\times10^{-6}$	$3{,}6\times10^{4}$	$4{,}5\times10^{-6}$	1,91	1,12
5	1,665	$3{,}8\times10^{-7}$	$1{,}6\times10^{-7}$	$1{,}3\times10^{-7}$	$5{,}9\times10^{5}$	$2{,}6\times10^{-7}$	0,14	0,14

3. Absorptansi inframerah

Model Drude memberikan absorptansi sekitar 0,25% pada 10 µm untuk E_F = 0,1 eV, naik dari 0,16% pada 8 µm menjadi 0,48% pada 14 µm, dan mencapai 0,74% pada E_F = 0,3 eV (10 µm) (Gambar 3). Nilai ini sekitar satu orde lebih kecil daripada absorpsi interband satu lapis pada cahaya tampak (Nair et al., 2008), sehingga struktur penguat absorpsi (misalnya rongga optik atau plasmonik) menjadi prasyarat desain; efeknya belum dimodelkan di sini.

e-ISSN: 2964-0849
Vol.5 No.1 November 2026
DOI :https://doi.org/10.59585/bajik

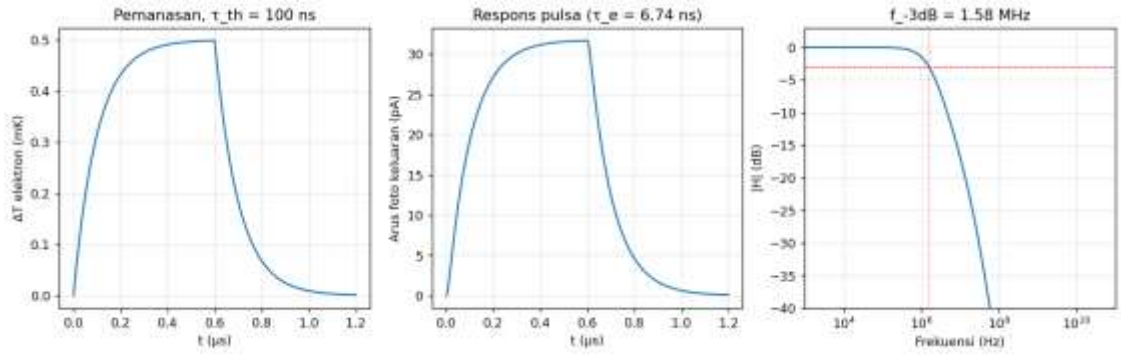
Barongko
Jurnal Ilmu Kesehatan



Gambar 3. Absorptansi intraband (Drude) satu lapis graphene pada 8–14 μm untuk beberapa level Fermi.

4. Respons transien dan bandwidth

Untuk 3 lapis hBN, C_{th}/ G_{th} memberi τ_{th} = 100 ns (f_{th} = 1,59 MHz), sedangkan $\tau_e = R_dC$ = 6,7 ns (f_e = 23,6 MHz), sehingga bandwidth gabungan 1,58 MHz dibatasi oleh pemanasan (Gambar 4). Pada 2 lapis f_e mencapai 259 MHz, sedangkan pada 5 lapis f_e turun menjadi 0,14 MHz dan bandwidth dibatasi oleh rangkaian RC (Tabel 2). Jadi batas kecepatan berpindah dari batas termal ke batas RC antara 4 dan 5 lapis, sesuai hipotesis. Nilai τ_{th} = 100 ns adalah asumsi; pendinginan elektron panas pada graphene dapat jauh lebih cepat (Bistritzer & MacDonald, 2009), sehingga bandwidth sebenarnya sangat bergantung pada jalur termal yang dominan.



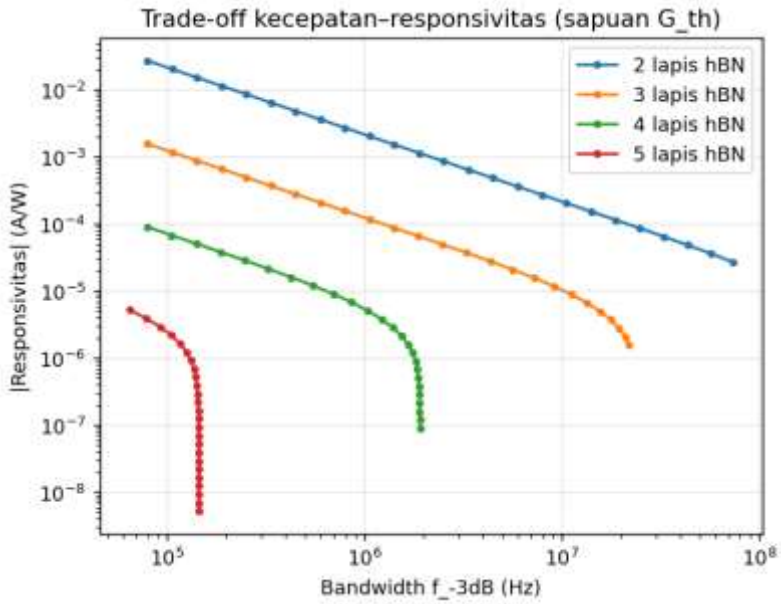
Gambar 4. Pemanasan elektron, respons pulsa arus foto, dan respons frekuensi (3 lapis hBN, 0,2 V).

5. Trade-off responsivitas–bandwidth

Dengan C_{th} tetap, menyapu G_{th} dari 0,1 hingga 100 μW/K pada 3 lapis menurunkan R_I dari 1,57×10^{-3} ke 1,57×10^{-6} A/W sementara f_{-3dB} naik dari 0,08 ke 21,9 MHz (Gambar 5). Pada regime dibatasi termal hasil kali $R_I \cdot f_{-3dB}$ hampir konstan (sekitar 125 A·Hz/W), konsisten dengan $R_I \cdot f_{th} = \eta(\partial I / \partial T_1)/(2\pi C_{th})$ yang tidak bergantung pada G_{th}. Artinya, memperbaiki kecepatan lewat G_{th} hanya menukar responsivitas; peningkatan nyata memerlukan η yang lebih besar, $\partial I / \partial T_1$ yang lebih besar, atau C_{th} yang lebih kecil. Kurva untuk 4 dan 5 lapis melengkung ke bawah karena bandwidth jenuh pada batas RC.

e-ISSN: 2964-0849
Vol.5 No.1 November 2026
DOI :https://doi.org/10.59585/bajik

Barongko
Jurnal Ilmu Kesehatan



Gambar 5. Trade-off responsivitas dan bandwidth pada sapuan konduktansi termal untuk 2–5 lapis hBN.

Keterbatasan :

Pertama, model hanya mencakup satu piksel tanpa optik dan elektronik pembacaan, sehingga hasilnya tidak boleh dibaca sebagai kinerja kamera termal. Kedua, noise (Johnson, shot, 1/f) belum dimasukkan, sehingga detectivity dan NEP belum dapat dilaporkan. Ketiga, prefaktor t_0 dikalibrasi untuk memperoleh resistansi yang masuk akal, bukan dicocokkan terhadap data. Keempat, bentuk tunneling bersifat inkoheren dengan κ yang tidak bergantung energi dan mengabaikan efek momentum serta penyelarasan kisi graphene/hBN. Studi HgCdTe tidak dapat menjadi validasi langsung. Untuk aplikasi UAV, tahap ini hanya menilai potensi komponen detektor; kelayakan sistem juga bergantung pada massa, volume, daya, stabilitas temperatur, dan kemampuan fabrikasi.

6. Hasil Model Terkalibrasi (Kode Python Terintegrasi)

Seluruh angka bagian ini berasal dari kode Python terintegrasi (lwir_tunnel_detector.py) dengan parameter pada Tabel 1. Angka ini menggantikan angka model awal (Bagian 3) bila berbeda, dan tetap bersifat komputasional serta belum tervalidasi eksperimen.

a. Verifikasi dan Arus Gelap

Semua 21 uji verifikasi lulus (galat terbesar 2,6%, toleransi 5%); uji ini memeriksa konsistensi numerik dan limit analitik, bukan validasi eksperimen. Pada 0,2 V, arus gelap untuk n = 2–5 adalah $1{,}31\times10^{-3}$, $2{,}61\times10^{-5}$, $5{,}32\times10^{-7}$, dan $1{,}11\times10^{-8}$ A (RA = $3{,}9\times10^{4}$ hingga $5{,}0\times10^{9}$ $\Omega\cdot\mu m^2$), yaitu turun 49–51 kali per lapis hBN, sesuai $\exp(2\kappa c) \approx 54$ untuk $\kappa = 6$ nm^{-1}.

b. Absorptansi

Absorptansi lembaran per lapis pada 10 µm turun dari 1,91% (0,02 V, μ = 8,5 meV) ke 0,45% (0,5 V, μ = 170,7 meV). Rongga udara/Au menaikkan absorptansi total desain tersuspensi menjadi 13,6% (rata-rata pita 8–14 µm; puncak 14,8% pada 9,51 µm; absorpsi parasit 0,54%), sedangkan spacer hBN padat hanya 8,0% (parasit 4,38%; 0,2% pada 8 µm). Doping residu menurunkan η dari 13,6% ($n_0 = 0$) ke 8,2% (5×10^{11} cm^{-2}).

e-ISSN: 2964-0849
Vol.5 No.1 November 2026
DOI :https://doi.org/10.59585/bajik
Barongko
Jurnal Ilmu Kesehatan

c. Desain Nominal

Tabel 3. Desain nominal (3 lapis, 0,02 V, G_th = 10^{-8} W/K, elektroda 2×50 µm, SiNx 30 nm).

Besaran	Nilai
I_gelap / R_d	1,050 µA / 18,51 kΩ
TCR / η	0,743 %/K / 13,57%
R_I	58,3 mA/W
f_{th} / f_e	228 Hz / 8,23 MHz
ΔT_{self}	3,76 K (gain umpan balik 0,016)
NEP	1,26×10^{-11} W/√Hz
$D*_{putih}$ / $D*(30\ Hz)$	7,96×10^{7} / 1,69×10^{7} cm√Hz/W
$D*_{TF}$ / $D*_{BF}$	6,01×10^{8} / 6,68×10^{9} cm√Hz/W

Noise putih terdiri dari junction 52,3%, resistansi seri 41,9%, pembaca 4,1%, dan fluktuasi temperatur 1,8%; pada 30 Hz flicker sekitar 20 kali total noise putih. Sekitar 80% G_{th} berasal dari elektroda graphene (8,0×10^{-9} W/K; kaki SiNx 1,8×10^{-9}; radiasi 1,2×10^{-10}), dan $C_{th} = 6{,}98\ pJ/K$ hampir seluruhnya dari SiNx. Pemanasan sendiri 3,76 K berasal dari R_s efektif 15,1 kΩ, terutama elektroda. Pada bias dan G_{th} yang sama, n = 2 mengalami thermal runaway, sedangkan n = 4 dan 5 memberi $D*_{putih}$ $1{,}65 \times 10^{7}$ dan ,53×10^{6} (D*(30 Hz) 1,23×10^{7} dan 2,49×10^{6}); optimum untuk n ≥ 4 bergeser ke bias 0,05–0,1 V.

d. Dampak Koreksi Bertahap

Tabel 4. Maksimum D* pada grid desain untuk setiap tahap koreksi.

Tahap	$D*_{putih}$	$D*(30\ Hz)$	Desain Optimum
S0 Model awal	6,99×10^{7}	6,99×10^{7}	6,99×10^{7}
S1 + absorptansi rata-rata pita	4,95×10^{5}	4,95×10^{5}	4,95×10^{5}
S2 + satu simpul termal	n=2, 0,10 V, G=10^{-7} W/K	n=2, 0,10 V, G=10^{-7} W/K	n=2, 0,10 V, G=10^{-7} W/K
S3 + d=(n+1)c, elektrostatika T-hingga	3,93×10^{7}	3,93×10^{7}	3,93×10^{7}
S4 + R_s = 100 Ω	2,78×10^{5}	2,78×10^{5}	2,78×10^{5}
S5 + pemanasan Joule (ΔT_self ≤ 5 K)	sama	sama	sama
S6a spacer hBN padat di atas Au	6,85×10^{7}	6,85×10^{7}	6,85×10^{7}
S6b celah udara + SiNx 30 nm	5,56×10^{5}	5,56×10^{5}	5,56×10^{5}

Koreksi bekerja dua arah: S1 menurunkan $D*_{putih}$ dan S2 menaikkannya kembali. Penurunan terbesar terjadi pada S5, ketika pemanasan Joule memaksa desain ke n = 3 dan bias lebih rendah. Arsitektur padat (S6a) tidak layak karena G sekitar 10^{-4} W/K. Pada 30 Hz, D* naik sekitar 30 kali dari

e-ISSN: 2964-0849
Vol.5 No.1 November 2026
DOI :https://doi.org/10.59585/bajik

Barongko
Jurnal Ilmu Kesehatan

S0 ke S7, terutama karena G turun dari 10^{-7} ke 10^{-8} W/K pada arsitektur tersuspensi. Tahap S0–S5 memakai $C_{th} = 0{,}2\ pJ/K$ ($f_{th} = 79{,}6\ kHz$), sedangkan S6b dan S7 memakai SiNx nyata sehingga f_{th} turun menjadi 0,7 dan 0,2 kHz.

e. Panjang Elektroda dan Sensitivitas Per Lapis

Memperpanjang elektroda graphene dari 25 ke 400 µm menurunkan G_{floor} dari $1{,}62\times10^{-8}$ ke $1{,}13\times10^{-9}$ W/K dan menaikkan $D*_{putih}$ optimum dari $7{,}86\times10^{7}$ ke $2{,}89\times10^{8}$, tetapi f_{th} turun dari 370 ke 26 Hz, sehingga pada L = 400 µm sudah di bawah 30 Hz; $D*(30\ Hz)$ optimum naik dari $1{,}06\times10^{7}$ ke $8{,}68\times10^{7}$. Pada L = 50–100 µm, menurunkan R_{sq} ke batas Wiedemann–Franz (75 Ω/sq) menaikkan $D*_{putih}$ sekitar 46–48%. Nilai nominal ($7{,}96\times10^{7}$) lebih rendah daripada optimum L = 50 µm ($9{,}71\times10^{7}$) karena nominal memakai $G_{total} = 10^{-8}\ W/K$ termasuk kaki SiNx, sedangkan sapuan panjang memakai G_{floor} tanpa kaki. Pada desain nominal, memanaskan hanya lapis 1 memberi respons 1,62 kali kasus simetris ($\rho_1 = +1{,}62$) dan hanya lapis 2 memberi respons berlawanan tanda ($\rho_2 = -0{,}62$); ini batas atas untuk desain asimetris, karena model nominal memakai satu simpul isotermal.

f. Ketidakpastian Global

Analisis Sobol dilakukan pada desain nominal untuk $log_{10}\,D*(30\ Hz)$ dan $log_{10}D*_{putih}$ dengan sepuluh parameter (distribusi pada Tabel 1; N = 256, yaitu 3.072 evaluasi model per keluaran). Interval kepercayaan 95% untuk indeks dominan sekitar ±0,1.

Tabel 5. Indeks Sobol orde pertama (S_1) dan total (S_T) pada desain nominal.

Parameter	S_1, D*(30 Hz)	S_1, D*(30 Hz)	S_1, D*(30 Hz)	$S_T, D*_{putih}$
S0 Model awal	0,00	0,02	0,01	0,02
S1 + absorptansi rata-rata pita	0,02	0,00	0,01	0,01
S2 + satu simpul termal	0,01	0,00	0,00	0,00
S3 + d=(n+1)c, elektrostatika T-hingga	0,02	0,00	0,00	0,00
S4 + R_s = 100 Ω	0,00	0	0,46	0
S5 + pemanasan Joule (ΔT_self ≤ 5 K)	0,00	0,44	0,28	0,46
S6a spacer hBN padat di atas Au	0,01	0,01	0,00	0,03
S6b celah udara + SiNx 30 nm	0,01	0,00	0,01	0,04

Tiga parameter (α_H, n_0, faktor G_{th}) menjelaskan sekitar 92% variansi D*(30 Hz), dan $S_T \approx S_1$ menunjukkan interaksi yang kecil. Untuk $D*_{putih}$, α_H dan C_{th} tidak berpengaruh secara konstruksi (indeks nol), dan variansi didominasi n_0 (0,44) dan faktor G_{th} (0,39). Parameter tunneling dan optik ($\kappa, \Phi, \varepsilon_r, \tau$), R_{sq}, dan faktor RA masing-masing $S_T \leq 0{,}05$. Rendahnya sensitivitas terhadap κ dan RA terjadi karena responsivitas jenuh oleh resistansi seri ($s = 1 + R_s/R_d$ naik dari 1,3 ke 3,4 saat κ naik dari 4,5 ke 7,5 nm^{-1}) dan, ketika flicker mendominasi, $D*(30\ Hz) \propto \eta \cdot TCR/(G_{th} \cdot \sqrt{\alpha_H})$ tidak bergantung pada besar arus. Sampel dengan $\Delta T_{self} > 5\ K$ tidak difilter.

e-ISSN: 2964-0849
Vol.5 No.1 November 2026
DOI :https://doi.org/10.59585/bajik

Barongko
Jurnal Ilmu Kesehatan

Simulasi Monte Carlo (N = 1.024, sampel Sobol terskrambel dengan distribusi yang sama seperti analisis Sobol) memberi sebaran $D*(30\,Hz)$ dengan P5 = 1,2×10⁶, P50 = 8,9×10⁶, dan P95 = 5,5×10⁷ cm√Hz/W, sedangkan $D*_{putih}$ memiliki P5 = 6,2×10⁶, P50 = 2,6×10⁷, dan P95 = 1,1×10⁸ cm√Hz/W. Rentang P5–P95 mencakup faktor sekitar 46 untuk $D*(30\,Hz)$ dan 18 untuk $D*_{putih}$. Nilai nominal (1,7×10⁷ dan 8,0×10⁷) berada di atas median, sekitar persentil ke-70 untuk $D*(30\,Hz)$, karena doping residu nominal ($n_0 = 0$) adalah ujung terbaik rentang yang diuji. Korelasi peringkat Spearman memberi urutan yang sama dengan indeks Sobol: untuk $D*(30\,Hz)\alpha_H$ $(\rho = -0{,}67), n_0$ $(-0{,}53)$, dan faktor G $(-0{,}44)$, dan untuk D*_putih n_0 (−0,71) dan faktor G_{th} $(-0{,}60)$. Sebanyak 38% sampel memiliki $\Delta T_self > 5\,K$ dan 1,7% mengalami thermal runaway.

Pembahasan :

Perbandingan dengan model awal. Model terkalibrasi mengubah sebagian besar angka model awal, dan setiap perubahan dapat ditelusuri ke satu koreksi. Penurunan arus sekitar 49–51 kali per lapis hBN (bukan 19 kali) berasal dari κ = 6 nm⁻¹ (bukan 4,4 nm⁻¹) dan d = (n+1)c. Absorptansi total 13,6% (bukan 0,25%) berasal dari konduktivitas Kubo penuh dan rongga udara/Au. Responsivitas 58,3 mA/W pada 3 lapis (bukan 2,5×10⁻⁵ A/W) terutama berasal dari η yang lebih besar dan G_{th} yang jauh lebih kecil (10⁻⁸ W/K, bukan 2 μW/K) pada arsitektur tersuspensi. Pengaruh tiap koreksi terhadap D* ditelusuri melalui analisis koreksi bertahap.

Bandwidth dan hipotesis batas RC. Pada model awal bandwidth sekitar 1,6 MHz dan batas kecepatan berpindah dari termal ke RC antara 4 dan 5 lapis. Pada model terkalibrasi C_{th} = 6,98 pJ/K (sekitar 96% berasal dari membran SiNx 30 nm, bukan 0,2 pJ/K) dan $G_{th} = 10^{-8}\,W/K$ memberi $f_{th} = 228\,Hz$, sedangkan f_e (sekitar 6–8 MHz untuk n ≥ 3) ditentukan oleh $R_s \approx 15\,k\Omega$, bukan R_d. Akibatnya batas RC tidak tercapai pada n = 3–5 dan perangkat dibatasi secara termal; kesimpulan model awal bahwa batas berpindah ke RC bergantung pada asumsi C_{th} dan R_s yang dipakai saat itu. Hasil kali $R_I \cdot f_{th}$ pada desain nominal sekitar 13 A·Hz/W (bukan sekitar 125 A·Hz/W) dan hampir tidak bergantung pada G_{th}; memperbesarnya memerlukan C_{th} yang lebih kecil, η yang lebih besar, atau ∂I/∂T yang lebih besar, sejalan dengan argumen trade-off pada model awal.

Temuan utama pertama adalah bahwa elektroda graphene, bukan junction, menentukan batas desain. Sekitar 80% konduktansi termal mengalir lewat elektroda, dan resistansi serinya menyumbang 41,9% noise putih serta hampir seluruh pemanasan sendiri. Hasil kali $G_{lead} \cdot R_{lead}$ $(1{,}2 \times 10^{-4}\,W \cdot \Omega/K)$ berada sekitar empat kali di atas batas Wiedemann–Franz (2,9×10⁻⁵), sehingga pengurangan resistansi lembar elektroda adalah jalur peningkatan yang konkret. Pada L = 50–100 μm potensi kenaikan $D*_{putih}$ ke batas W–F sekitar 46–48%.

Kedua, absorptansi bergantung pada bias. Kenaikan V_j dari 0,02 ke 0,5 V menaikkan μ dari 8,5 ke 170,7 meV dan menurunkan absorptansi lembaran per lapis dari 1,91% ke 0,45%. Jadi bias yang lebih tinggi untuk memperbesar arus dan TCR sekaligus mengurangi penyerapan. Desain optimum harus mempertimbangkan trade-off ini, dan toleransi doping residu (η turun ke 8,2% pada 5×10¹¹ cm⁻²) menjadi persyaratan fabrikasi.

Ketiga, perangkat ini dibatasi secara termal, bukan secara listrik. Untuk n ≥ 3 frekuensi potong listrik (6–8 MHz) jauh di atas f_{th} (sekitar 228 Hz), dan f_e ditentukan oleh R_s, bukan R_d. Karena itu dugaan bahwa batas kecepatan berpindah ke batas RC pada penghalang tebal tidak didukung model terkoreksi. Konstanta waktu termal sekitar 0,7 ms masih cukup untuk laju video, tetapi optimum $D*(30\,Hz)$ pada elektroda panjang (L ≥ 200 μm) mendekati batas respons.

Keempat, $D*_{putih}$ desain nominal sekitar 13% dari batas fluktuasi temperatur $(D*_{TF} = 6{,}0 \times 10^8)$ dan jauh di bawah batas background (6,7×10⁹). Nilai $D*(30\,Hz) = 1{,}7 \times 10^7$ sangat dipengaruhi flicker, sehingga ketidakpastian α_H harus ditampilkan bersama hasil.

e-ISSN: 2964-0849
Vol.5 No.1 November 2026
DOI :https://doi.org/10.59585/bajik

Barongko
Jurnal Ilmu Kesehatan

Kelima, pilihan jumlah lapis bergantung pada bias dan batas pemanasan. n = 2 mengalami runaway pada $G = 10^{-8}\,W/K$, n = 3 optimum pada bias rendah, dan n ≥ 4 memerlukan bias 0,05–0,1 V. Terakhir, analisis bertahap menunjukkan bahwa keunggulan pada 30 Hz berasal dari arsitektur tersuspensi dengan G rendah, bukan dari koreksi model yang optimistis.

Ketidakpastian dan prioritas. Analisis Sobol menunjukkan bahwa sekitar 92% variansi $D*(30\,Hz)$ berasal dari parameter Hooge α_H, doping residu n_0, dan konduktansi termal G_{th}, sedangkan parameter tunneling (κ, Φ) dan optik (τ) berpengaruh kecil pada rentang yang diuji. Karena itu angka $D*$ absolut sebaiknya dibaca sebagai kisaran, bukan nilai titik, dan prioritas penelitian lanjutan adalah mengukur noise flicker junction, mengendalikan doping residu graphene, serta menetapkan konduktansi termal sebenarnya dari struktur tersuspensi.

Keterbatasan Model Terkalibrasi :

Hasil ini sepenuhnya komputasional dan belum divalidasi eksperimen. Transport diasumsikan inkoheren, dan optik dihitung $1D$ pada datang tegak lurus. Jaringan termal berupa satu simpul isotermal, tanpa gradien di dalam graphene. Beberapa parameter $(R_{sq}, \alpha_H, RA\ acuan, \kappa)$ tidak pasti, dan RA acuan $10^8\,\Omega \cdot \mu m^2$ masih perlu diverifikasi terhadap sumber primer. Noise pembaca diasumsikan konstan, dan model belum mencakup susunan piksel, perilaku multiplexing, atau drift jangka panjang.

IV. KESIMPULAN

Model komputasional terintegrasi yang dikembangkan berhasil menghubungkan tunneling, arus gelap, absorpsi, respons foto, dan dinamika waktu dalam satu kode terdokumentasi, dan menunjukkan bahwa kinerja detektor graphene/hBN/graphene ditentukan oleh trade-off: ketebalan hBN menggeser batas kecepatan dari termal ke RC dan mengubah arus gelap berorde-orde besar, sedangkan konduktansi termal menukar responsivitas dengan bandwidth. Absorpsi intraband yang rendah pada 8–14 μm menandakan bahwa penguatan absorpsi adalah syarat desain.

DAFTAR PUSTAKA

Bistritzer, R., & MacDonald, A. H. (2009). 'Electronic cooling in graphene', *Physical Review Letters, 102*(20), 206410.

Britnell, L. et al. (2012). 'Field-effect tunneling transistor based on vertical graphene heterostructures', *Science, 335*(6071), 947–950.

Castro Neto, A.H. et al. (2009). 'The electronic properties of graphene', *Reviews of Modern Physics, 81*(1), 109–162.

Dean, C. R., Young, A. F., Meric, I., Lee, C., Wang, L., Sorgenfrei, S., Watanabe, K., Taniguchi, T., Kim, P., Shepard, K. L., & Hone, J. (2010). Boron nitride substrates for high-quality graphene electronics. *Nature Nanotechnology, 5*(10), 722–726.

Gabor, N. M., Song, J. C. W., Ma, Q., Nair, N. L., Taychatanapat, T., Watanabe, K., Taniguchi, T., Levitov, L. S., & Jarillo-Herrero, P. (2011). 'Hot carrier–assisted intrinsic photoresponse in graphene', *Science, 334*(6056), 648–652.

Geim, A. K., & Grigorieva, I. V. (2013). 'Van der Waals heterostructures', *Nature, 499*(7459), 419–425.

Mylnikov, D. A., Safonov, I. V., Kashchenko, M. A., Novoselov, K. S., Bandurin, D. A., Chernov, A. I., et al. (2025). 'Hysteresis-controlled Van der Waals tunneling infrared detector enabled by selective layer heating', *npj 2D Materials and Applications*, 9, Article 93. https://doi.org/10.1038/s41699-025-00612-x

Koppens, F. H. L., Mueller, T., Avouris, P., Ferrari, A. C., Vitiello, M. S., & Polini, M. (2014). 'Photodetectors based on graphene, other two-dimensional materials and hybrid systems', *Nature Nanotechnology, 9*(10), 780–793.

Mylnikov, D. A., Kashchenko, M. A., Kapralov, K. N., Ghazaryan, D. A., Vdovin, E. E., Morozov, S. V., Novoselov, K. S., Bandurin, D. A., Chernov, A. I., & Svintsov, D. A. (2024). 'Infrared photodetection in graphene-based heterostructures: Bolometric and thermoelectric effects at the tunneling barrier', npj 2D Materials and Applications, 8, Article 34. https://doi.org/10.1038/s41699-024-00470-z

Nair, R. R., Blake, P., Grigorenko, A. N., Novoselov, K. S., Booth, T. J., Stauber, T., Peres, N. M. R., & Geim, A. K. (2008).

e-ISSN: 2964-0849
Vol.5 No.1 November 2026
DOI :https://doi.org/10.59585/bajik

Barongko
Jurnal Ilmu Kesehatan

'Fine structure constant defines visual transparency of graphene', *Science, 320*(5881), 1308.

Kocer, H., Arslan, Y., & Beşikci, C. (2012). 'Numerical analysis of long wavelength infrared HgCdTe photodiodes', Infrared Physics & Technology, 55(1), 49–55. https://doi.org/10.1016/j.infrared.2011.09.002

Bansal, S., Jain, A., Kumar, S., Kumar, A., Rajendra Kumar, P., Prakash, K., Soliman, M. S., Islam, M. S., & Islam, M. T. (2024). 'Optoelectronic performance prediction of HgCdTe homojunction photodetector in long wave infrared spectral region using traditional simulations and machine learning models', Scientific Reports, 14, Article 28230. https://doi.org/10.1038/s41598-024-79727-y

Rogalski, A. (2011). 'Recent progress in infrared detector technologies', *Infrared Physics & Technology, 54*(3), 136–154.

Simmons, J. G. (1963). 'Generalized formula for the electric tunnel effect between similar electrodes separated by a thin insulating film', *Journal of Applied Physics, 34*(6), 1793–1803.

Song, J. C. W., Rudner, M. S., Marcus, C. M., & Levitov, L. S. (2011). 'Hot carrier transport and photocurrent response in graphene', *Nano Letters, 11*(11), 4688–4692.