

В. И. Рыжий, Н. Л. Рябова, С. О. Юрченко,
Т. Отцуджи, М. В. Рыжий

ТЕРАГЕРЦОВЫЕ БОЛОМЕТРЫ НА ОСНОВЕ ГРАФЕНОВЫХ p - I - n -СТРУКТУР: КОНЦЕПЦИЯ, МОДЕЛЬ И ХАРАКТЕРИСТИКИ

Предложены новые терагерцовые (ТГц) неохлаждаемые болометры на основе графена n - и p -типов, поглощающего падающее ТГц-излучение, с барьерной областью между ними, образованной системой графеновых нанолент (ГНЛ). Принцип действия таких болометров основан на разогреве двумерных электронных и дырочных газов в n - и p -областях и соответствующем изменении электрического тока, протекающего через ГНЛ. Разработана физико-математическая модель данных болометров, используемых для вычисления зависимостей темнового тока и чувствительности болометров к напряжению смещения и энергии ТГц-фотонов. Показано, что предлагаемые болометры заметно превосходят неохлаждаемые электронные ТГц-болометры на основе традиционных полупроводниковых гетероструктур.

E-mail: st.yurchenko@mail.ru

Ключевые слова: конденсированное состояние, графен, электронно-дырочная плазма, терагерцовое излучение, болометр.

Введение. Графен поглощает электромагнитное излучение в широкой области спектра [1—4]: от ультрафиолетового до терагерцового (ТГц). Поэтому межзонное поглощение в графеновых гетероструктурах (и особенно в гетероструктурах с множественными графеновыми слоями [5]), а также в гетероструктурах с графеновыми нанолентами (ГНЛ)) используется в различных фотодетекторах, источниках и модуляторах излучения [6—16]. Однако возможно эффективное поглощение ТГц-излучения (в длинноволновой части его спектра) за счет внутризонных переходов. Этот механизм поглощения (поглощение Друде) можно также применять для детектирования ТГц-излучения путем разогрева электронов и дырок. Такие электронно-дырочные (болометрические) детекторы на гетероструктурах на базе химических соединений типа A_3B_5 , CdHgTe и других были реализованы ранее [17—19]. В данной работе проведен анализ неохлаждаемых ТГц-детекторов болометрического типа на основе графен—ГНЛ- p - I - n -гетероструктур. Показано, что предлагаемые ТГц-болометры могут обладать довольно высокой чувствительностью при комнатной температуре, превосходя неохлаждаемые электронные болометры на основе традиционных полупроводниковых структур.

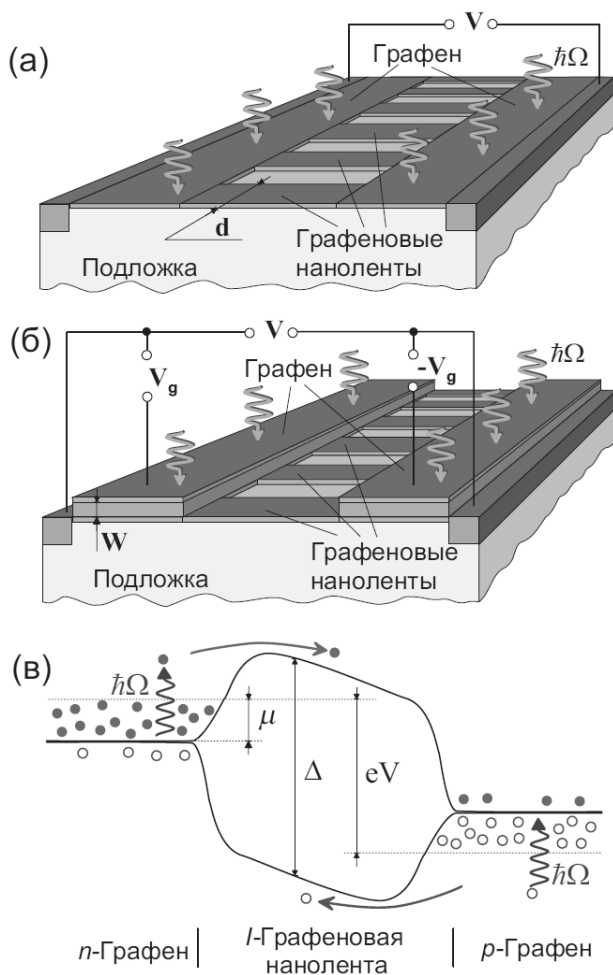
Схемы болометров и принцип их действия. Схемы предлагаемых болометров приведены на рисунке. Эти болометры состоят из двух графеновых областей n - и p -типов, поглощающих ТГц-излучение в основном за счет внутризонных переходов, соединенных между собой нелегированной ГНЛ-областью (I -областью). Эта область имеет достаточно большую ширину Δ запрещенной зоны вследствие размерного квантования электронного и дырочного спектров в направлении, перпендикулярном ГНЛ. Графеновые области могут быть легированы как химически (см. рисунок, поз. a), так и с использованием проводящих электродов (затворов), отделенных от слоев графена (см. рисунок, поз. b). В последнем случае между этими электродами и соответствующими слоями приложены напряжения смещения противоположной полярности $\pm V_g$. Электроды представляют собой также графеновые слои [20—23]. Предполагается, что поперечные размеры d каждой ГНЛ столь малы, что ширина запрещенной зоны $\Delta \sim v_W / d$ ($v_W \cong 10^8$ см/с — характерная скорость электронов и дырок в графене, \hbar — постоянная Планка) достаточно велика для эффективного ограничения электронов в n -графеновой и дырок в p -графеновой областях. Энергетический барьер в ГНЛ обеспечивает относительно сильную зависимость электронного и дырочного токов между n - и p -областями и, следовательно, повышенную чувствительность болометра к ТГц-излучению.

При наличии запрещенной зоны шириной Δ между валентной зоной и зоной проводимости в ГНЛ, а также приложенного напряжения смещения V зонная диаграмма болометра имеет вид, приведенный на рисунке, поз. b .

Ниже рассмотрен случай, когда энергия $\hbar\Omega$ ТГц-фотонов не слишком велика: $\hbar\Omega < 2\mu$ (где μ — химический потенциал электронов и дырок; Ω — циклическая частота излучения) и межзонные переходы запрещены в соответствии с принципом Паули.

При комнатной температуре (в отличие от низких температур [6]) взаимодействие с оптическими фононами в графене является доминирующим механизмом рекомбинации [24] и энергетической релаксации [25] электронно-дырочной пары.

Темновой и фототок. Исследуемые системы электронов и дырок в соответствующих графеновых областях характеризуются химическим потенциалом μ и эффективной температурой T . При облучении системы значения μ и T отличаются от их равновесных (темновых) значений μ_0 и T_0 . При одномерном движении электронов и дырок над барьером в ГНЛ с учетом распределения Ферми в графеновых областях сумму электронного и холловского токов между этими об-



Структура болометров с химически (а) и электрически (б) легированными графеновыми областями и энергетическая диаграмма при напряжении смещения $V > 2\mu/e$ (в) (волнистые стрелки соответствуют внутризонным переходам, связанным с поглощением ТГц-фотонов в графеновых областях, кривые стрелки указывают направление движения электронов и дырок, преодолевающих барьер в ГНЛ)

ластями, протекающих через систему N параллельных ГНЛ при $V > 2\mu_0/e = -V_{bi}$ (V_{bi} — внутреннее напряжение), можно записать в виде

$$J = \frac{8eN}{2\pi\hbar} \int_{\Delta/2}^{\infty} d\varepsilon_R \left\{ \left[\exp\left(\frac{\varepsilon_R - \mu}{T}\right) + 1 \right]^{-1} - \left[\exp\left(\frac{\varepsilon_R - \mu - eV}{T}\right) + 1 \right]^{-1} \right\}, \quad (1)$$

где e — заряд электрона; ε_R — кинетическая энергия электронов и дырок в ГНЛ. Интегрируя выражение (1) по ε_R , получаем

$$J = \frac{4eNT}{\pi\hbar} \ln \left[\frac{\exp\left(\frac{\mu - \Delta/2}{T}\right) + 1}{\exp\left(\frac{\mu - \Delta/2 - eV}{T}\right) + 1} \right] \approx \frac{4eNT}{\pi\hbar} \exp\left(\frac{\mu - \Delta/2}{T}\right). \quad (2)$$

Как следует из формулы (2), при отсутствии облучения, т. е. при $\mu = \mu_0$ и $T = T_0$, темновой ток

$$J_{dark} \approx \frac{4eT_0N}{\pi\hbar} \exp\left(\frac{\mu_0 - \Delta/2}{T_0}\right). \quad (3)$$

Полагая $\Delta = 150$ мэВ, $\mu_0 = 50$ мэВ и $N = 1$, при $T_0 = 200 \dots 300$ К из формулы (3) находим $J_0 \approx (1, 25 \dots 3, 10) 10^{-6}$ А. При больших значениях ширины запрещенной зоны в ГНЛ (или при низких температурах) темновой ток оказывается еще меньше.

При низких интенсивностях ТГц-излучения изменения эффективной температуры и химического потенциала относительно малы: $|T - T_0| \ll T_0$, $|\mu - \mu_0| \ll T_0$. Учитывая последние неравенства, изменение тока, протекающего через ГНЛ-область ($J - J_{dark}$), т. е. фототок, можно представить в следующем виде:

$$J - J_{dark} \approx J_{dark} \left[\left(\frac{\Delta/2 - \mu_0}{T_0} + 1 \right) \frac{(T - T_0)}{T_0} + \frac{(\mu - \mu_0)}{T_0} \right]. \quad (4)$$

Как следует из формулы (4), для вычисления фототока необходимо найти вариации эффективной температуры ($T - T_0$) и энергии Ферми ($\mu - \mu_0$) в результате облучения.

Вычисление вариаций эффективной температуры и энергии Ферми. Характерная концентрация Σ_0 электронов (дырок), химический потенциал μ и температура T связаны между собой следующим соотношением (уравнение состояния):

$$\Sigma_0 = \frac{2}{\pi\hbar^2 v_W^2} \int_0^\infty \frac{d\varepsilon \varepsilon}{1 + \exp\left(\frac{\varepsilon - \mu}{T}\right)} - \frac{2}{\pi\hbar^2 v_W^2} \int_0^\infty \frac{d\varepsilon \varepsilon}{1 + \exp\left(\frac{\varepsilon + \mu}{T}\right)}. \quad (5)$$

Для случая сильного вырождения электронной и дырочной систем в соответствующих графеновых областях ($\mu_0 \gg T_0$) из формулы (5) следует, что

$$\mu_0 \approx \hbar v_W \sqrt{\pi \Sigma_0}. \quad (6)$$

При химическом легировании концентрация Σ_0 близка к концентрации доноров (акцепторов). При электрическом легировании Σ_0 определяется из следующего выражения:

$$\Sigma_0 = \frac{kV_g}{4\pi eW}, \quad (7)$$

где k , W — диэлектрическая постоянная и толщина слоя, разделяющего графеновые слои и электроды (затворы) соответственно; V_g — напряжение на затворах (см. рисунок, поз. б). При этом

$$\mu_0 = \hbar v_W \sqrt{\frac{kV_g}{4eW}}. \quad (8)$$

Как следует из уравнения (5), при $\mu_0 \gg T_0$ справедливо неравенство $|\mu - \mu_0| \ll |T - T_0|$ вследствие малости параметра $(T_0 / \mu_0) \exp(-\mu_0 / T_0)$. Тогда, учитывая, что взаимодействие с оптическими фононами является главным механизмом энергетической релаксации и пренебрегая межзонными переходами, находим, что эффективная температура T , энергия Ферми μ и число оптических фононов N_0 удовлетворяют уравнениям баланса в виде [26,27]

$$R_0^{intra}(T, \mu, N_0) = \hbar\Omega I_\Omega \beta g_\Omega^{intra}; \quad (9)$$

$$\hbar\omega_0 R^{decay}(N_0) = \hbar\Omega I_\Omega \beta g_\Omega^{intra}. \quad (10)$$

Здесь I_Ω — плотность потока ТГц-фотонов; $\hbar\omega_0 \approx 200$ мэВ — энергия оптических фононов в графене; $\beta = \pi\alpha$, $\alpha = e^2 / c\hbar$; c — скорость света ($\beta \approx 0,023$ [3,4]); $R_0^{intra}(T, \mu, N_0)$ — темп внутризонных переходов, обусловленных эмиссией и поглощением оптических фононов; $R^{decay}(N_0)$ — темп распада оптических фононов; g_Ω^{intra} — высокочастотная проводимость графена [28,29], причем

$$g_\Omega^{intra} = \frac{4T_0\tau_F}{\pi\hbar(1 + \Omega^2\tau_F^2)} \ln \left[1 + \exp\left(\frac{\mu_0}{T_0}\right) \right] \approx \frac{4\mu_0\tau_F}{\pi\hbar(1 + \Omega^2\tau_F^2)}, \quad (11)$$

где τ_F — время релаксации электронов и дырок с энергией $\varepsilon = \mu_0$ ($\tau_F \sim \mu_0^{-1}$).

Уравнение (9) описывает баланс энергий в системе оптических фононов в графеновых областях, в то время как в уравнении (10) яв-

но учитывается, что энергия, полученная электронной и дырочной системами, переходит в итоге в термостат.

В соответствии с работами [26,27] и с учетом (в практически важных случаях) $\mu_0, T_0 \ll \hbar\omega_0$ для R_0^{intra} используем следующее упрощенное выражение:

$$R_0^{intra} = \frac{\Sigma_0}{\tau_0^{intra}} \left[(N_0 + 1) \exp\left(-\frac{\hbar\omega_0}{T}\right) - N_0 \right], \quad (12)$$

в котором τ_0^{intra} — время, пропорциональное характерному времени взаимодействия τ_0 электронов и дырок с оптическими фононами.

С учетом уравнений (9), (10) и (12) темп R_0^{intra} межзонных переходов, связанных с эмиссией и поглощением оптических фононов под действием слабого ТГц-излучения, можно представить в следующем виде:

$$R_0^{intra} = \frac{\Sigma_0}{\tau_0^{intra}} \exp\left(-\frac{\hbar\omega_0}{T_0}\right) \left[\frac{T_0}{\hbar\omega_0} \frac{(T-T_0)}{T_0} - \frac{(N_0 - N_0^{eq})^{eq}}{N_0} \right], \quad (13)$$

где

$$N_0^{eq} = \left[\exp\left(\frac{\hbar\omega_0}{T_0}\right) - 1 \right]^{-1} \approx \exp\left(-\frac{\hbar\omega_0}{T_0}\right).$$

Для темпа распада оптических фононов, связанного с ангармонизмом колебаний решетки и приводящего к рассеянию фононов на фононах, можно использовать следующее упрощенное выражение:

$$R_0^{decay} = \frac{\Sigma_0(N_0 - N_0^{eq})}{\tau_0^{decay}}, \quad (14)$$

где τ_0^{decay} — время жизни оптических фононов. Учитывая большую теплопроводность графена [30], можно принять температуру акустических фононов равной температуре термостата T_0 , т. е. температуре боковых контактов к графеновым областям.

В результате из уравнений (10), (12—14) находим

$$\frac{T-T_0}{T_0} = \beta I_\Omega \frac{T_0}{\hbar\omega_0} \frac{\Omega}{\omega_0} \frac{g_\Omega^{intra} (\eta_0 + \eta_0^{decay})}{G_0^{eq}}. \quad (15)$$

В уравнение (15) введен темп генерации электронно-дырочных пар, обусловленный поглощением оптических фононов,

$$G_0^{eq} = \frac{\Sigma_0}{\tau_0^{inter}} \exp\left(-\frac{\hbar\omega_0}{T_0}\right),$$

где τ_0^{inter} — характерное время межзонных переходов; $\eta_0 = \tau_0^{intra} / \tau_0^{inter}$, $\eta_0 \approx (\hbar\omega_0 / \mu_0)^2 / 6$ [26]; $\eta_0^{decay} = \tau_0^{decay} / \tau_0^{inter}$. Величина G_0^{eq} незначительно возрастает при увеличении концентрации основных носителей (если $\mu_0 \ll \hbar\omega_0$) и резко (экспоненциально) падает с уменьшением температуры. При комнатной температуре и $\Sigma_0 \approx 10^{12} \text{ см}^{-2}$ $G_0^{eq} \approx 10^{21} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ [24].

Как следует из формулы (15), внутризонное поглощение ТГц-излучения обуславливает увеличение эффективной температуры T .

Чувствительность. Подставляя $T - T_0$ из формулы (15) в формулу (4), получаем следующее выражение для фототока:

$$\begin{aligned} \frac{J - J_{dark}}{J_{dark}} &\approx \beta I_\Omega \frac{\Omega}{\omega_0} \frac{T_0}{\hbar\omega_0} \frac{g_\Omega^{intra} (\eta_0 + \eta_0^{decay})}{G_0^{eq}} \frac{\Delta / 2 - \mu_0}{T_0} + 1 \approx \\ &\approx \beta I_\Omega \frac{\hbar\Omega T_0}{6\mu_0^2} \frac{g_\Omega^{intra} H}{G_0^{eq}}, \end{aligned} \quad (16)$$

в котором

$$H = 1 + \frac{\eta_0^{decay}}{\eta_0} \frac{\Delta / 2 - \mu_0}{T_0} + 1.$$

Для вольтовой чувствительности болометра $R_V = (J - J_{dark})V / J_{dark}\hbar$ с учетом уравнения (6) получаем

$$R_V \cong R_B \frac{H}{1 + \Omega^2 \tau_F^2} \left(\frac{eV}{\mu_0} \right), \quad (17)$$

$$R_B \cong \frac{2\alpha}{3} \frac{\tau_F T_0}{e\hbar G_0^{eq} S}, \quad (18)$$

где S — площадь графеновых областей; R_B — амплитудный коэффициент вольтовой чувствительности. Рассматривая, например, ква-

зиоптический ТГц-болومتر, интегрированный со спиральной антенной, можно принять $S = 4 \text{ мкм}^2$ (приблизительно как в работах [31, 32]), а также $\tau_F = 10^{-13} \text{ с}$, $G_0^{eq} = 10^{21} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$, $T_0 = 300 \text{ К}$, в результате получаем $R_B \cong 2,5 \cdot 10^3 \text{ В/Вт}$, что значительно превосходит чувствительность неохлаждаемых электронных болометров на основе CdHgTe [31].

Как следует из формул (17) и (18), вольтовая чувствительность болометров не зависит от числа N ГНЛ. Напротив, токовая чувствительность $R_J = (J - J_{dark}) / \hbar \Omega I_\Omega S$ пропорциональна N :

$$R_J \cong R_T \frac{H}{1 + \Omega^2 \tau_F^2}, \quad (19)$$

где R_T — амплитудный коэффициент токовой чувствительности.

Тогда

$$R_T \cong \frac{8\alpha e T_0}{3\pi \hbar \mu_0} \frac{T_0 \tau_F}{\hbar G_0^{eq} S} \exp\left(\frac{\mu_0 - \frac{\Delta}{2}}{T_0}\right) N \sim N. \quad (20)$$

Полагая $\Delta = 150 \text{ мэВ}$, $\mu_0 = 50 \text{ мэВ}$, $N = 1$ (значения остальных параметров те же, что и в предыдущем случае), находим $R_T = 0,2 \text{ А/Вт}$.

Такие большие значения R_B и R_T могут быть достигнуты при частотах ТГц-излучения $f = \Omega / 2\pi$. При реальном значении $\tau_F = 10^{-13} \text{ с}$ $f < 1,6 \text{ ТГц}$.

Так как $R_T \sim N$ и $J_{dark} \sim N$, обнаружительная способность болометра, ограниченная темновым током, характеризуется величиной $D^* \sim R_J / \sqrt{J_{dark}} \sim \sqrt{N}$. Увеличение числа ГНЛ в структурах рассматриваемых болометров может привести к дополнительному возрастанию токовой чувствительности и обнаружительной способности.

Таким образом, предлагаемые новые неохлаждаемые ТГц-болometry на основе графен — ГНЛ- p - I - n -гетероструктур могут значительно превосходить электронные болометры на основе традиционных гетероструктур.

Авторы признательны проф. В.Е. Карасику, проф. В.В. Митину и проф. М.С. Шуру за полезные дискуссии.

Отдельные результаты работы получены при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 12-08-33104 мол-а, 12-08-33112 мол-а-вед).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Castro Neto A. H., Guinea F., Peres N. M. R. et al. *Rev. // Mod. Phys.* 2009. Vol. 81. 109.
2. Bonnaccorso F., Sun Z., Hasan T. et al. *// Nature Photonics*, 2010. Vol. 4.611.
3. Nair R. R., Blake P., Grigorenko A. N. et al. *// Science*. 2008. Vol. 320. P. 1308.
4. Dawlaty J. M., Shivaraman S. et al. *// Appl. Phys. Lett.* , 131905 (2008).
5. Orlita M., Potemski M. *// Semicond. Sci. Technol.* 2010. Vol. 25. 063001.
6. Vasko F. T., Ryzhii V. *// Phys. Rev.* 2008. B. Vol. 77. 195433.
7. Satou A., Vasko F. T., Ryzhii V. *// Phys. Rev. B.* 2008. Vol. 78. 115431.
8. Ryzhii V., Mitin V., Ryzhii M. et al. *// Appl. Phys. Express.* 2008. Vol. 1. 063002.
9. Ryzhii V., Ryzhii M. *// Phys. Rev. B.* 2009. Vol. 79. 245311.
10. Park J., Ahn Y. H., Ruiz-Vargas C. *// Nano Lett.* 2009. Vol. 9. 1742.
11. Xia F., Murller T., Lin Y. -M. et al. *// Nanotechnol.* 2009. Vol. 839.
12. Ryzhii V., Ryzhii M., Mitin V. et al. *// Appl. Phys.* 2009. Vol. 106. 084512.
13. Mueller T., Xia F., Avouris P. *// Nat. Photon.* 2010. Vol. 4. 297.
14. Ryzhii V., Ryzhii M., Ryabova N. et al. *// Phys. and Technol.* 2011. Vol. 54. 302.
15. Ryzhii M., Otsuji T., Mitin V. et al. *// Jpn. J. Appl. Phys.* 2011. Vol. 50. 070117.
16. Ryzhii V., Ryabova N., Ryzhii M. et al. *// Optoelectronics Review.* 2012. Vol. 20. 15.
17. Peralta X. G., Allen S. J., Wanke M. C. *// Appl. Phys. Lett.* 2002. Vol. 81. 1627.
18. Shaner E. A., Lee M., Wanke M. C. et al. *// Appl. Phys. Lett.* 2005. Vol. 87. 193507.
19. Ryzhii V., Satou A., Otsuji T. et al. *// J. Appl. Phys.* 2008. Vol. 103. 014504.
20. Liu M., Yin X., Zhang X. *// Nano Lett.* 2012. Vol. 12. 1482.
21. Britnel L., Gorbachev R. V., Jalil R., et al. *// Science.* 2012. Vol. 335. 947.
22. Kharche N., Nayak S. K. *// Nano Lett.* 2011. Vol. 11. 5274.
23. Ryzhii V., Otsuji T., Ryzhii M., and M. S. Shur *// J. Phys.* 2012. D. 302001 ().
24. Rana F., George P. A., Strait J. H. *// Phys. Rev. B.* 2009. Vol. 79. 115447.
25. Shishir R. S., Ferry D. K., Goodnick S. M. *// J.Phys.: Conf. Ser.* 2009. Vol. 193. 012118.
26. Ryzhii V., Ryzhii M., Mitin V. et al. *// Jpn. J. Appl. Phys.* 2011. Vol. 50. 094001.

27. Ryzhii V., Ryzhii M., Mitin V., Otsuji T. // J. Appl. Phys. 2011. 094503.
28. Falkovsky L. A., Varlamov A. A. // Eur. Phys. J. B. 2007. Vol. 56. 281.
29. Ryzhii V., Ryzhii M., Satou A. et al. // J. Appl. Phys. 2009. Vol. 106. 084507.
30. Balandin A. A., Ghosh S., Nika D. L., Pokatilov E. P. Fullerenes, Nanotubes and Carbon Nanostructures, 474 (2010).
31. Dobrovolsky A., Sizov F., Zabudsky V., Momot N. // Terahertz Sci. Technol. 2010. Vol. 3. 33.
32. Hammar A., Bevilacqua S., Drakinsky V. et al. IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol. 2011. Vol. 1. 395.

Статья поступила в редакцию 28.09.2012.