

01.1;05.2;09.2;15.2

Резонансы рельефных треугольных решеток для ввода/вывода терагерцевого излучения в полупроводниках A_3B_5

© Л.И. Горай^{1–4}, Н.А. Костромин^{1,2}, А.С. Дашков^{1,2}, А.Д. Буравлев^{1,3–5}¹ Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет „ЛЭТИ“, Санкт-Петербург, Россия² Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет им. Ж.И. Алфёрова РАН, Санкт-Петербург, Россия³ Институт аналитического приборостроения РАН, Санкт-Петербург, Россия⁴ Университет при Межпарламентской Ассамблее ЕврАзЭС, Санкт-Петербург, Россия⁵ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: lig@pcgrate.com

Поступило в Редакцию 20 мая 2024 г.

В окончательной редакции 16 июня 2024 г.

Принято к публикации 17 июня 2024 г.

С помощью численного моделирования получены дифракционные эффективности рельефных полупроводниковых решеток в терагерцевом диапазоне, а также рассмотрены свойства рельефных полупроводниковых решеток с треугольным симметричным профилем штрихов. Показано, что в таких решетках поддерживаются три типа резонансов: плазмон-поляритонные, рэлеевский и связанный с глубиной штриха. Диэлектрическая проницаемость InSb, GaAs и $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ при заданной температуре бралась из литературных данных или расчетов с использованием модели Друде–Лоренца с учетом фононов. Установлено, что решетки данного типа в отличие от решеток с другими профилями штриха демонстрируют очень глубокие и узкие плазмон-поляритонные и рэлеевские резонансы.

Ключевые слова: терагерцевый диапазон, полупроводники A_3B_5 , треугольные дифракционные решетки, плазмон-поляритонный резонанс.

DOI: 10.61011/PJTF.2024.19.58659.19999

В настоящее время все бóльшую актуальность приобретает создание терагерцевых (THz) источников и приемников излучения и, особенно, компактных твердотельных приборов данного диапазона. Среди твердотельных THz-источников выделяются квантово-каскадные лазеры благодаря их малым габаритам, высокой эффективности и возможности создания устройств с требуемыми выходными характеристиками [1,2]. Другими перспективными перестраиваемыми источниками THz-излучения, работающими при комнатной температуре, являются сверхмногопериодные сверхрешетки на основе материалов A_3B_5 . В них межподзонные оптические переходы осуществляются между мини зонами в зоне проводимости (уровнями Ванье–Штарка) и вследствие последовательного туннелирования носителей через несколько периодов структуры [3].

Для управления THz-излучением в полупроводниковых структурах используются рельефные поверхности: дифракционные решетки и метаматериалы, поддерживающие плазмон-поляритонный резонанс (ППР) в ТМ-поляризации. При определенных температурах и концентрациях легирования граница раздела полупроводник/диэлектрик (аналогично границе металл/диэлектрик в видимом диапазоне [4–6]) может поддерживать ППР в THz-диапазоне благодаря взаимодействию света с колебаниями газа свободных электронов в полупроводнике при условии равенства волнового вектора поверхностного плазмона и проекции волнового вектора фотона на

границу раздела сред с учетом вектора дифракционной решетки (см. далее). Таким образом, все известные в оптике резонансные эффекты могут быть воспроизведены в THz-диапазоне. Заметим, что исследование этих явлений на решетках различного профиля следует проводить с помощью точных численных методов [7,8] и с использованием модели Друде–Лоренца для моделирования диэлектрической проницаемости [9]. Заметим, что недавно разработанная нами технология изготовления коротковолновых решеток [10] также применима для ИК- и THz-диапазонов, в том числе и на полупроводниках группы A_3B_5 [11–13]. Иными словами, для управления THz-излучением в полупроводниковых устройствах важно определить дизайн решеток и управлять различными видами резонансов: ППР, рэлеевским (пороговым), а также зависящим от глубины штриха.

Заметим, что дифракционные свойства рельефных решеток с треугольным профилем штриха в полупроводниках еще не исследовались. Для эффективного ППР необходимо симметричное распределение поля вдоль штриха. Поэтому в работе рассмотрены решетки на основе InSb, GaAs и AlGaAs с симметричным треугольным профилем и исследовано несколько типов резонансов, которые часто находятся рядом и переходят один в другой [14].

Условие ППР для n -го дифракционного порядка решетки с периодом d , длиной волны падающего излучения в вакууме λ (ТМ-поляризация) и углом паде-

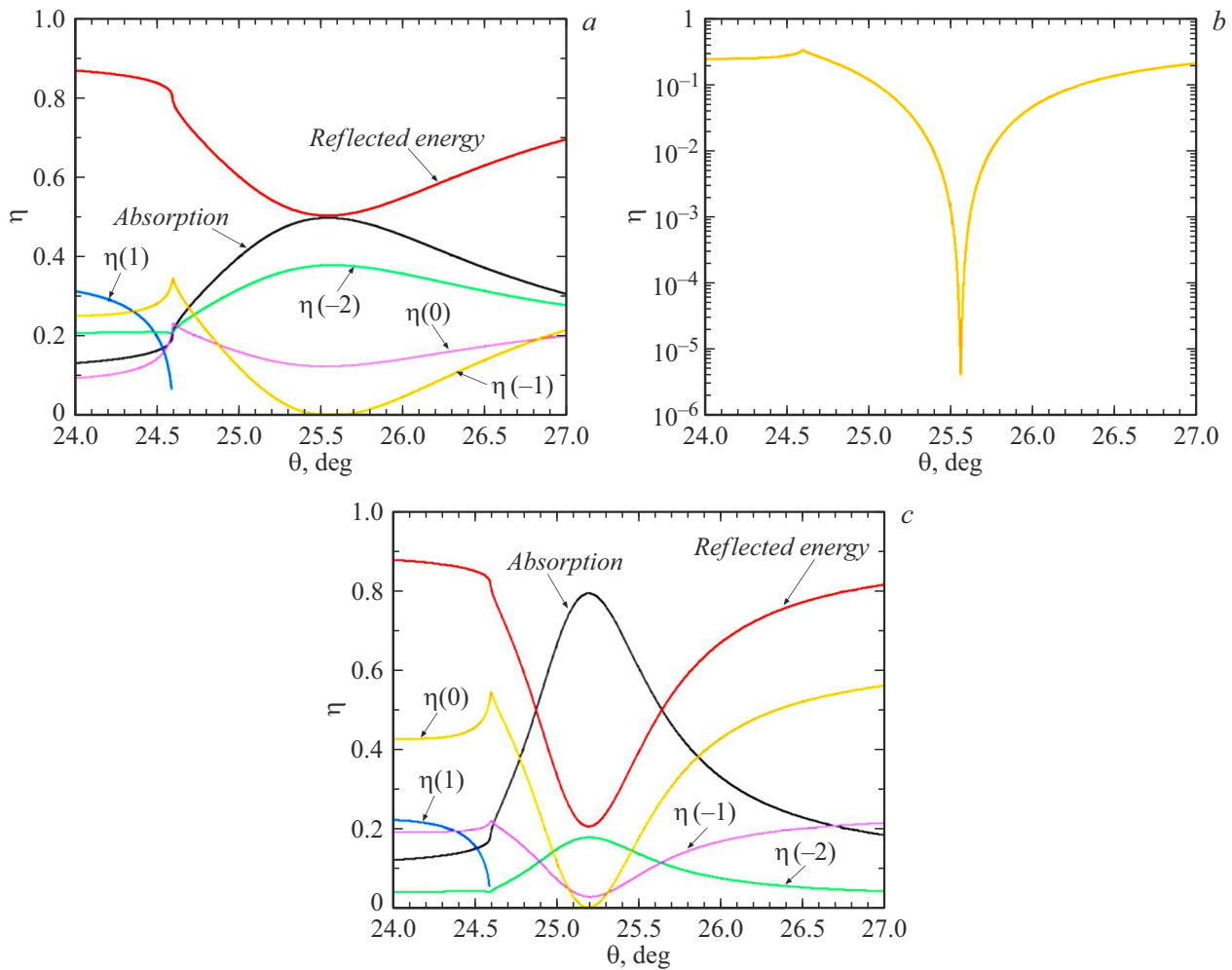


Рис. 1. Абсолютная дифракционная эффективность порядков (η) InSb-решетки 1.946 mm^{-1} с симметричными треугольными штрихами на длине волны $300 \mu\text{m}$ в ТМ-поляризации в зависимости от угла падения θ . *a* — $\eta(n)$ для угла треугольника $\alpha = 21.6^\circ$; *b* — $\eta(-1)$ в логарифмическом масштабе, угол треугольника $\alpha = 21.6^\circ$; *c* — $\eta(n)$ для угла треугольника $\alpha = 13.1^\circ$.

ния θ находится из приблизительного равенства суммы проекции волнового вектора $k \sin \theta$ и обратного вектора решетки $2\pi n/d$ величине волнового вектора ППР $q_{\text{SPP}} \cong k \sqrt{1 + (\xi'')^2}$, где $k = 2\pi/\lambda$, $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$, $\xi = \sqrt{\frac{1}{\varepsilon}}$ — импеданс, $|\xi| \ll 1$, $\xi'' < 0$, $\xi' > 0$ [7,14]. Для первой решетки (с $\varepsilon = -66.6 + i27.1$), рассчитанной для нелегированного InSb с учетом фонованого взаимодействия и $T = 300 \text{ K}$, при $\theta = 24.76^\circ$ наблюдается распространение поверхностного плазмон-поляритона при $\lambda = 300 \mu\text{m}$ (1 THz, падение из вакуума) и $n = 1$. Возможное значение $d = 513.9 \mu\text{m}$, которое находится из уравнения решетки, было взято из работы [5]. Соответствующее значение рэлеевского резонанса для $n = 1$ будет при $\theta = 24.6^\circ$. Следовательно, с учетом полученной величины ε можно ожидать наличия резонансов порядков решетки в диапазоне углов вблизи $\theta = 25^\circ$. Угловые зависимости абсолютной дифракционной эффективности $\eta(n)$, поглощения и отраженной энергии были рассчитаны с помощью программного обеспече-

ния PCGrateTM [15], разработанного на основе строгого метода граничных интегральных уравнений (см. гл. 12 в [14]).

Так, моделирование показывает глубокий резонанс при $\theta = 25.56^\circ$ (рис. 1, *a*) для симметричного треугольного профиля штриха с углом $\alpha = 21.6^\circ$, определяемый ППР (рис. 1, *b*). При этом минимум $\eta(-1) = 4.2 \cdot 10^{-6}$. Точность расчетов составила $\sim 0.001\%$ при 800 точек дискретизации. После рэлеевского порога наблюдается минимум $\eta(0)$ и максимум поглощения. Однако полная отраженная энергия велика ($\sim 50\%$) из-за большой величины $\eta(-2)$ и $\eta(0)$. Для оптимальной синусоидальной решетки полная отраженная энергия может быть в разы меньше. Для эквивалентной синусоидальной решетки глубокого резонанса в порядке -1 не наблюдается. Глубина оптимального треугольного штриха $h = 101.53 \mu\text{m}$ более чем в 2 раза превышает глубину оптимального синусоидального профиля $h = 46.65 \mu\text{m}$. Угловое распределение η вблизи ППР слабо зависит от глубины решетки.

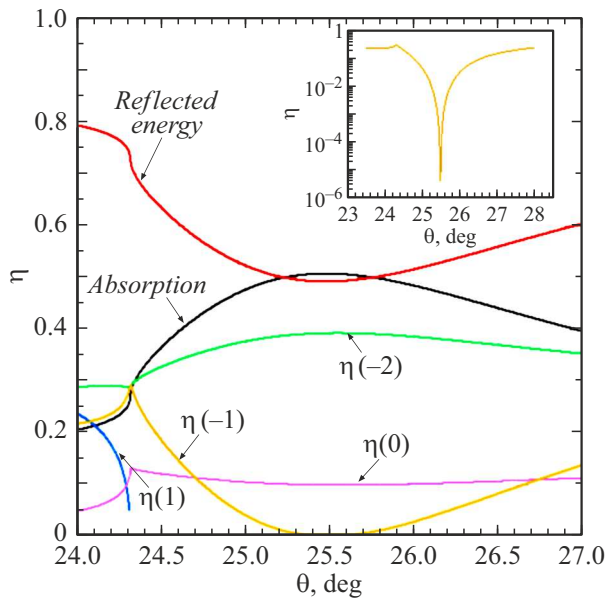


Рис. 2. Абсолютная дифракционная эффективность (η) GaAs-решетки 0.588 mm^{-1} с симметричными треугольными штрихами с углом 24.7° на длине волны $1000 \mu\text{m}$ в ТМ-поляризации при температуре 30 К в зависимости от угла падения θ . На вставке — $\eta(-1)$ в логарифмическом масштабе.

Моделирование также показывает глубокий резонанс для InSb при $T = 300 \text{ K}$ с минимумом $\eta(0) = 5.6 \cdot 10^{-6}$ для $\theta = 25.19^\circ$ и $\alpha = 13.1^\circ$ (рис. 1, c). Величина отраженной энергии для этого резонанса в несколько раз меньше, что связано с одновременной минимизацией $\eta(0)$ и $\eta(-1)$ и невысоким значением $\eta(-2)$. Для дальнейшей минимизации величины отраженной энергии требуется использовать решетку с меньшим периодом.

Для рельефной решетки GaAs с уровнем легирования $N = 1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ при $T = 30 \text{ K}$ и $d = 1.7 \text{ mm}$ (рис. 2) представлены угловые зависимости энергетических характеристик для $\lambda = 1000 \mu\text{m}$ (0.3 THz). При $\theta = 25.49^\circ$ наблюдается очень глубокий резонанс с минимумом $\eta(-1) = 3.5 \cdot 10^{-6}$ для треугольного штриха с $\alpha = 24.7^\circ$. Полная отраженная энергия велика ($\sim 50\%$) из-за большой величины $\eta(-2)$ и $\eta(0)$. Для эквивалентной синусоидальной решетки глубокого резонанса в порядке -1 не наблюдается. Глубина оптимального треугольного профиля примерно в 2 раза превышает глубину оптимального синусоидального профиля. Угловое и спектральное положение $\eta(-1)$ слабо зависит от глубины решетки.

Последней рассмотрена решетка, работающая на той же частоте, что и в предыдущем случае, но полученная в $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ с уровнем легирования $N = 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ при $T = 30 \text{ K}$. При угле падения $\theta = 23.69^\circ$ наблюдается глубокий резонанс с минимумом $\eta(-1) = 2.7 \cdot 10^{-6}$ для треугольного профиля штриха с $\alpha = 18.3^\circ$ (рис. 3, a). Этот резонанс представляет собой совпадение двух резонансов (рэлеевского и ППР). Угловое и спектральное положение $\eta(-1)$ слабо зависит от глубины решетки. Для эквивалентной модели идеально проводящей решетки, т.е. в отсутствие ППР, глубокого резонанса в порядке -1 не наблюдается, имеется только рэлеевский резонанс с минимумом $\eta(-1) = 0.027$ (рис. 3, b).

Таким образом, в работе впервые представлены дифракционные свойства рельефных полупроводниковых решеток A_3B_5 с треугольным симметричным профилем штрихов, поддерживающие три типа резонансов: ППР, рэлеевский и связанный с оптимальной глубиной штриха. Решетки данного типа демонстрируют очень глубокие и узкие ППР и рэлеевские резонансы, а также широкие резонансы оптимальной глубины. Эти резонансы часто близко располагаются и перетекают

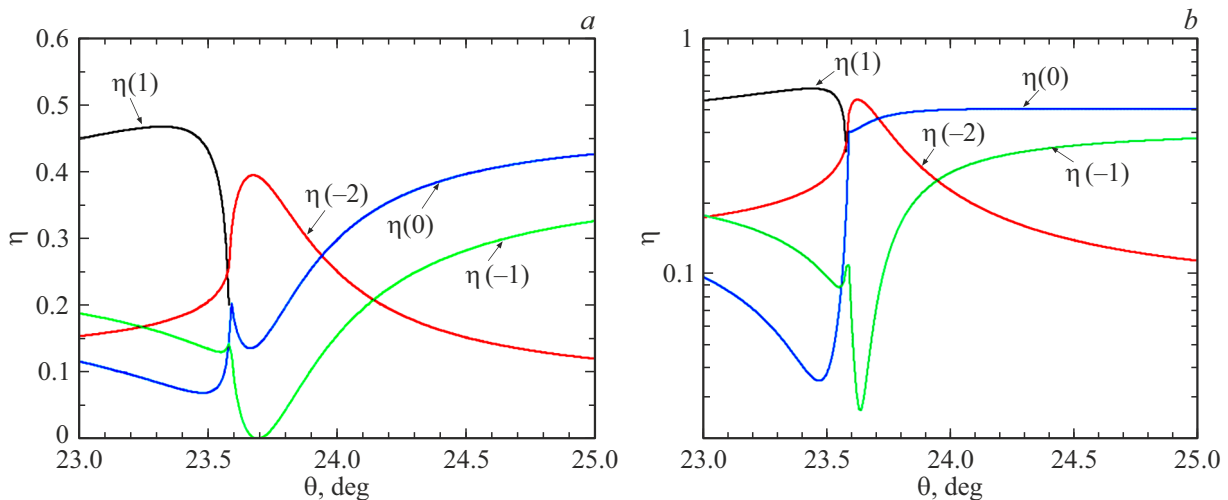


Рис. 3. a — абсолютная дифракционная эффективность (η) $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -решетки 0.6 mm^{-1} с симметричными треугольными штрихами с углом 18.3° на длине волны $1000 \mu\text{m}$ в ТМ-поляризации при температуре 30 К в зависимости от угла падения θ ; b — $\eta(n)$ той же решетки, но с идеальной проводимостью материала.

друг в друга, что должно учитываться при разработке THz-источников и приемников излучения.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (№ 75-01438-22-06, FSEE-2022-0018).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] A. Khalatpour, A.K. Paulsen, C. Deimert, Z.R. Wasilewski, Q. Hu, *Nat. Photon.*, **15** (1), 16 (2020). DOI: 10.1038/s41566-020-00707-5
- [2] Т.А. Багаев, М.А. Ладугин, А.А. Мармалюк, А.И. Данилов, Д.В. Ушаков, А.А. Афоненко, А.А. Зайцев, К.В. Маремьянин, С.В. Морозов, В.И. Гавриленко, Р.Р. Галиев, А.Ю. Павлов, С.С. Пушкарев, Д.С. Пономарев, Р.А. Хабибуллин, *Письма в ЖТФ*, **48** (10), 16 (2022). DOI: 10.21883/PJTF.2022.10.52550.19162 [Т.А. Bagaev, M.A. Ladugin, A.A. Marmalyuk, A.I. Danilov, D.V. Ushakov, A.A. Afonenko, A.A. Zaytsev, K.V. Maremyanin, S.V. Morozov, V.I. Gavrilenko, R.R. Galiev, A.Yu. Pavlov, S.S. Pushkarev, D.S. Ponomarev, R.A. Khabibullin, *Tech. Phys. Lett.*, **48** (5), 45 (2022). DOI: 10.21883/TPL.2022.05.53479.19162].
- [3] A.S. Dashkov, S.A. Khakhulin, D.A. Shapran, G.F. Glinskii, N.A. Kostromin, A.L. Vasiliev, S.N. Yakunin, O.S. Komkov, E.V. Pirogov, M.S. Sobolev, L.I. Goray, A.D. Bouravleuv, *J. Semicond.*, **45** (2), 022901 (2024). DOI: 10.1088/1674-4926/45/2/022701
- [4] R. Parthasarathy, A. Bykhovski, B. Gelmont, T. Globus, N. Swami, D. Woolard, *Phys. Rev. Lett.*, **98** (15), 153906 (2007). DOI: 10.1103/PhysRevLett.98.153906
- [5] N.A. Balakhonova, A.V. Kats, V.K. Gavrikov, *Appl. Phys. Lett.*, **91** (11), 113102 (2007). DOI: 10.1063/1.2783183
- [6] M. Kuttge, H. Kurz, J.G. Rivas, J.A. Sánchez-Gil, P.H. Bolívar, *J. Appl. Phys.*, **101** (2), 023707 (2007). DOI: 10.1063/1.2409895
- [7] I.S. Spevak, M.A. Timchenko, V.K. Gavrikov, V.M. Shulga, J. Feng, H.B. Sun, A.V. Kats, *Appl. Phys. B*, **104** (4), 925 (2011). DOI: 10.1007/s00340-011-4575-3
- [8] J. Tong, F. Suo, T. Zhang, Z. Huang, J. Chu, D.H. Zhang, *Light Sci. Appl.*, **10** (1), 58 (2021). DOI: 10.1038/s41377-021-00505-w
- [9] J.S. Blakemore, *J. Appl. Phys.*, **53** (10), R123 (1982). DOI: 10.1063/1.331665
- [10] Л.И. Горай, Т.Н. Березовская, Д.В. Мохов, В.А. Шаров, К.Ю. Шубина, Е.В. Пирогов, А.С. Дашков, *ЖТФ*, **91** (10), 1538 (2021). DOI: 10.21883/JTF.2021.10.51368.81-21 [L.I. Goray, T.N. Berezovskaya, D.V. Mokhov, V.A. Sharov, K.Yu. Shubina, E.V. Pirogov, A.S. Dashkov, *Tech. Phys.*, **67** (13), 2097 (2022). DOI: 10.21883/TP.2022.13.52229.81-21].
- [11] J.P. Marsh, D.J. Mar, D.T. Jaffe, *Appl. Opt.*, **46** (17), 3400 (2007). DOI: 10.1364/AO.46.003400
- [12] S. Zha, D. Li, Q. Wen, Y. Zhou, H. Zhang, *Micromachines*, **13** (7), 1000 (2022). DOI: 10.3390/mi13071000
- [13] Б.В. Егоров, С.Ю. Карпов, М.Н. Мизеров, Е.Л. Портной, В.Б. Смирницкий, *ЖТФ*, **54** (10), 1948 (1984). https://www.mathnet.ru/php/archive.phtml?wshow=paper&jrnid=jtf&paperid=2001&option_lang=rus
- [14] T. Antonakakis, F.I. Baida, A. Belkhir, K. Cherednichenko, S. Cooper, R. Craster, G. Demésy, J. Desanto, G. Granet, B. Gralak, L. Goray, L. Li, D. Maestre, B. Stout, F. Zolla, G. Schmidt, E. Skeleton, S. Guenneau, A. Nicolet, E. Popov, B. Vial, *Gratings: theory and numerical applications* (Universitaires de Provence, Marseille, 2014). <https://hal.science/hal-00785737>
- [15] *International Intellectual Group, Inc.* [Электронный ресурс]. www.pcgrate.com