

Термостимулированное излучение в диапазоне 3–15 ТГц на частотах плазмон-фононов в полярных полупроводниках

© Ю. Пожела[¶], К. Пожела, А. Шиленас, Э. Ширмулис, И. Кашалинас, В. Юцене, Р. Венцкявичус

Институт физики полупроводников Центра физических и технологических наук,
01108 Вильнюс, Литва

(Получена 14 мая 2014 г. Принята к печати 20 мая 2014 г.)

Рассмотрены возможности выделения терагерцового (ТГц) излучения заданной частоты с высоким уровнем когерентности из некогерентного теплового излучения горячего тела. Экспериментально показано, что гладкая (без дифракционных направляющих) плоская поверхность нагретых пластин GaAs и AlGaAs испускает непрерывное направленное ТГц излучение на частотах связанных колебаний поверхностных плазмон-фононов. Измерение спектра коэффициента отражения ТГц излучения демонстрируется как метод идентификации частот плазмонов, оптических фононов и связанных плазмон-фононных колебаний в полупроводниках.

1. Введение

Исследования колебаний электронной плазмы и кристаллической решетки в полярных полупроводниках в последнее время наряду с академическим приобрели и технологический интерес [1–11]. Новые подходы для решения задач создания источников и приемников в диапазоне частот 1–10 ТГц предложены в последнее время [12–18]. Недавно излучение и поглощение в терагерцовом (ТГц) диапазоне частот нагретых полупроводников наблюдалось экспериментально [19–25].

Отметим, что мощность непрерывного теплового излучения нагретого до 10^3 К тела в диапазоне 1–10 ТГц достигает 10 мВт/см², что значительно превышает среднюю мощность, получаемую с помощью импульсных лазерных источников. Однако, в отличие от высокомонокроматического и точно направленного излучения лазера, излучение теплового источника является некогерентным, имеет широкий спектр (формула Планка), и излучение обычно изотропно во все стороны. Это делает его неприемлемым для использования во многих приложениях для целей ТГц спектроскопии.

Для выделения частот в ТГц диапазоне из спектра теплового излучения горячего тела используются системы селективных полупроводниковых отражателей [12,26]. В работах [13–21] для извлечения из теплового излучения горячего тела требуемого когерентного и направленного излучения в ТГц диапазоне частот на поверхность кристалла наносились направляющие дифракционные решетки и матрицы-фильтры.

В настоящей статье для регулирования эмиссии, отражения и пропускания теплового излучения через поверхность горячего полупроводника в вакуум рассмотрен альтернативный путь на базе использования особенностей диэлектрической функции на границе раздела полупроводник–вакуум.

Диэлектрическая функция бинарного полярного полупроводника с высокой проводимостью равна

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty \left(\frac{\omega^2 - \omega_L^2}{\omega^2 - \omega_T^2} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right), \quad (1)$$

где ε_∞ — оптическая диэлектрическая проницаемость, ω_L, ω_T — частоты продольных (ЛО) и поперечных (ТО) оптических фононов, ω_p — частота плазменных колебаний свободных электронов [10]. Диэлектрическая функция имеет ярко выраженные особенности в области частот так называемых остаточных лучей, которые для полупроводников A^{III}B^V лежат в диапазоне 3–15 ТГц. Диэлектрическая функция определяет спектр коэффициента отражения $R(\omega)$ ТГц излучения от поверхности полупроводника. Так, при частоте $\omega = \omega_L$ решеточная составляющая диэлектрической функции обращается в нуль, но при $\omega_p \neq 0$ диэлектрическая функция становится отрицательной. Соответственно коэффициент отражения $R(\omega) = 1$. При $\omega = \omega_T$ диэлектрическая функция $\varepsilon \rightarrow \infty$ и $R(\omega) = 1$.

На поверхности раздела проводящего материала с отрицательной диэлектрической проницаемостью ($\varepsilon < 0$) с воздухом возникают поверхностные волны — когерентные осцилляции зарядов свободных электронов и ионов кристаллической решетки [5,10], которые будем называть поверхностными плазмон-фононами (ППФ).

Волновой вектор поверхностной волны равен [5]

$$k_s = \frac{\omega}{c} \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_1 + 1} \right)^{1/2}.$$

Для существования действительного значения k'_s нужно, чтобы диэлектрическая функция полупроводника $\varepsilon'_1 < 0$ и $|\varepsilon'_1| > 1$. Частота этих осцилляций ППФ ω_s определяется дисперсионным уравнением [5]

$$\varepsilon(\omega_s) = -1. \quad (2)$$

Уравнение (2) в биполярном полупроводнике GaAs имеет два корня: низкочастотный ω_{s1} в области

[¶] E-mail: pozela@pfi.lt

$\omega_{S1} < \omega_T$ и высокочастотный $\omega_{S2} > \omega_L$, соответствующие двум модам колебаний ППФ. Эти частоты близки к частотам минимумов в спектрах отражения падающего ТГц излучения, $R(\omega_S) \approx 0$, и соответствуют максимумам термостимулированной эмиссии $I_{em}(\omega_S)$, которые легко выделить из измерений спектров отражения и эмиссии, и таким образом можно экспериментально определить частоты ω_{S1} и ω_{S2} .

Заметим, что определение частоты ω_S при известных ω_L и ω_T позволяет определить ω_P и тем самым плотность свободных электронов вблизи поверхности полупроводника. Следовательно, измерение спектра отражения $R(\omega)$ полупроводников в диапазоне остаточных лучей ($\omega \approx \omega_T$) позволяет найти все основные параметры, определяющие состояние кристаллической решетки: частоты ТО и ЛО фононов, плазмон-фононов, ω_{S1} и ω_{S2} и плотность электронов в поверхностном слое полупроводника.

Интенсивность термостимулированной эмиссии горячего тела можно рассматривать как

$$I_{em}(T) = [1 - R(\omega)][I_{bb}(T) - I_{bb}(T_0)], \quad (3)$$

где T и T_0 — температуры горячего тела и окружающей среды соответственно, I_{bb} — интенсивность теплового излучения горячего тела (формула Планка).

При $R(\omega_S) \approx 0$ интенсивность эмиссии максимальна. При частоте $\omega = \omega_T$ $R(\omega_T) \approx 1$, и эмиссия $I_{em}(\omega_T) \approx 0$. Следовательно, спектр и интенсивность термостимулированного излучения управляются параметрами диэлектрической функции материала.

2. Спектры отражения и поглощения терагерцового излучения $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$

Образцы $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ представляли собою слои толщиной 10 мкм, выращенные методом жидкофазной эпитаксии на подложке из GaAs толщиной 350 мкм.

Измерения спектра отражения ТГц излучения и эмиссии нагретых пропусканием тока до 100–300°C плоских пластин GaAs и $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ выполнены на инфракрасном фурье-спектрометре (Nicolet 8700). Температура окружающей среды была $T_0 = 20^\circ\text{C}$.

На рис. 1 показаны спектры отражения $R(\omega)$ ТГц излучения от тройного соединения $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с различной долей Al в составе сплава, $x = 0.2, 0.4, 0.6$.

Можно видеть, что спектр отражения тройного соединения $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ определяется раздельным вкладом бинарных GaAs- и AlAs-мод фононных осцилляций. Два максимума $R(\omega_T)$ соответствуют частотам колебаний ТО фононов в объеме бинарных соединений GaAs и AlAs, $\omega_T(\text{GaAs})$ и $\omega_T(\text{AlAs})$ соответственно.

Ярко выраженные минимумы $R(\omega_S)$ в спектре отражения соответствуют низкочастотным ветвям колебаний ППФ в бинарных составляющих GaAs и AlAs соединений $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$: $\omega_{S1}(\text{GaAs})$ и $\omega_{S1}(\text{AlAs})$.

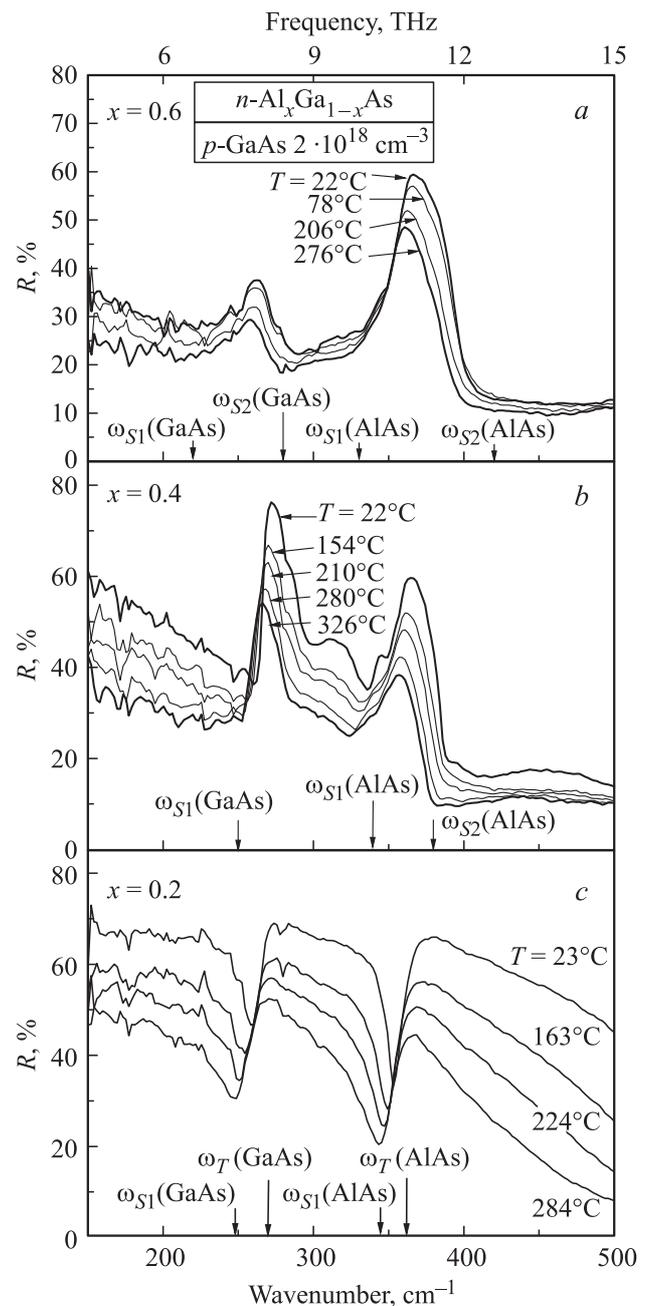


Рис. 1. Спектры отражения $R(\omega)$ ТГц излучения (угол падения 26°) при различных температурах нагрева (указаны) образцов $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ трех составов: $x = 0.6$ (a), 0.4 (b), 0.2 (c).

Важно отметить, что экспериментально наблюдаемые в образце с $x = 0.4$ значения $\omega_{S1}(\text{GaAs}) = 250 \text{ cm}^{-1}$ и $\omega_{S1}(\text{AlAs}) = 340 \text{ cm}^{-1}$ совпадают с вычисленными согласно $\epsilon(\omega_S) = -1$ значениями частот ППФ, если полагать $\omega_P = 355 \text{ cm}^{-1}$. Это означает, что в образце с $x = 0.4$ плотность свободных электронов в поверхностном слое $n_e = 2.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

В таблице приведены измеренные значения частот ППФ и ТО фононов и соответствующие им плотности свободных электронов в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ для составов с

Состав и измеренные параметры $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$

$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	ω_p, cm^{-3}	$n_e, 10^{16} \text{cm}^{-3}$	ω_T, cm^{-1}	$\omega_{S1}, \text{cm}^{-1}$	$\omega_{S2}, \text{cm}^{-1}$	γ, cm^{-1} при 20°C	γ, cm^{-1} ($T, ^\circ\text{C}$)
$x = 0$	164	0.5	270	130	295	2.7	24.3 (315)
$x = 0.4$, GaAs-фонон	355	2.5	270	250	340	2.7	32.4 (326)
AlAs-фонон			361	340	380	7.2	50.5 (326)
$x = 0.6$, GaAs-фонон	366	2.6	270	220	280	2.7	18.9 (276)
AlAs-фонон			361	330	420	7.2	25.3 (276)
$x = 0.2$, GaAs-фонон	466	4.3	270	260	476	2.7	32.3 (284)
AlAs-фонон			370	345	714	5.3	37.7 (284)

$x = 0.2, 0.4$ и 0.6 . Таким образом, измерение спектра отражения ТГц излучения $R(\omega)$ является эффективным инструментом, позволяющим определить основные параметры, характеризующие тепловые колебания кристаллической решетки.

При измерениях спектров отражения, показанных на рис. 1, падающее излучение было направлено под углом 26° к плоскости поверхности образцов. Был обнаружен эффект сильного уменьшения величины отражения излучения от температуры, которое мы связываем с увеличением поглощения падающего излучения под углом к поверхности AlGaAs.

На рис. 1 хорошо виден эффект понижения экспериментально наблюдаемого отражения с ростом температуры кристалла для всех трех типов образцов — с $x = 0.2, 0.4, 0.6$. Сравнение экспериментально наблюдаемого значения $R(T)$ на частоте ω_T с вычисленным коэффициентом отражения в отсутствие поглощения $R(\omega_T) = 1$ позволяет приблизительно оценить величину константы затухания излучения $\gamma(T)$ и ее зависимость от температуры [10]. Константа затухания $\gamma(T)$ — это обратное время жизни фонона, ответственного за поглощение падающего на образец излучения. Результаты этих оценок приведены в таблице.

Несмотря на приближенность оценок абсолютной величины константы затухания, нельзя не отметить, что $\gamma(T)$ резко растет с температурой T и что при частотах $\omega_T(\text{GaAs})$ она много ниже, чем при частотах $\omega_T(\text{AlAs})$. Важно отметить рост $\gamma(T)$ в 5–8 раз при росте температуры на $250\text{--}300^\circ\text{C}$.

3. Эмиссия термостимулированного излучения

На рис. 2 показаны спектры эмиссии $I_{em}(\omega)$ термостимулированного излучения из $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$.

Коэффициент отражения определялся при близком к нормальному (угол 10°) к плоскости поверхности кристалла направлению падающего излучения. Детектировалась эмиссия $I_{em}(\omega)$ излучения, падающего в конус с углом 10° перпендикулярно к плоскости поверхности кристалла $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$.

Хорошо наблюдаются два пика эмиссии $I_{em}(\omega)$ на частотах двух мод $\omega_{S1}(\text{GaAs})$ и $\omega_{S1}(\text{AlAs})$ поверхностных колебаний плазмон-фононов. Частоты пиков $I_{em}(\omega)$ совпадают с частотами экспериментально наблюдаемых минимумов отражения. Важно отметить, что вычисленные корни уравнения (2) $\omega_{S1}(\text{GaAs}) = 255 \text{cm}^{-1}$ и $\omega_{S1}(\text{AlAs}) = 345 \text{cm}^{-1}$ совпадают с экспериментально наблюдаемыми частотами пиков эмиссии и минимального отражения ТГц излучения.

Экспериментально наблюдаются пики ТГц излучения на частотах ППФ, направленного перпендикулярно к

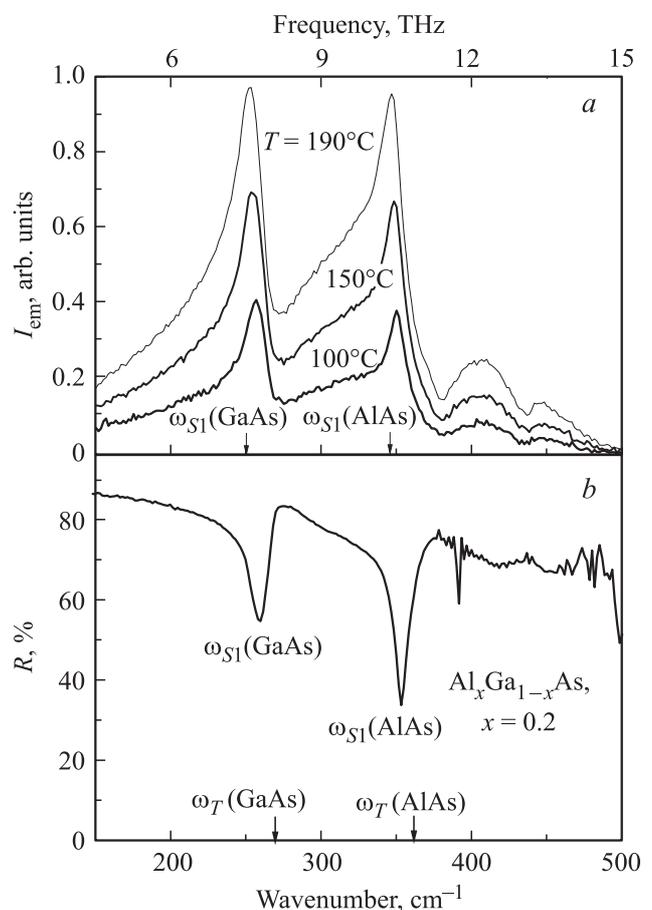


Рис. 2. Спектры термостимулированной эмиссии $I_{em}(\omega)$ (a) и отражения ТГц излучения $R(\omega)$ (b) образца $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$.

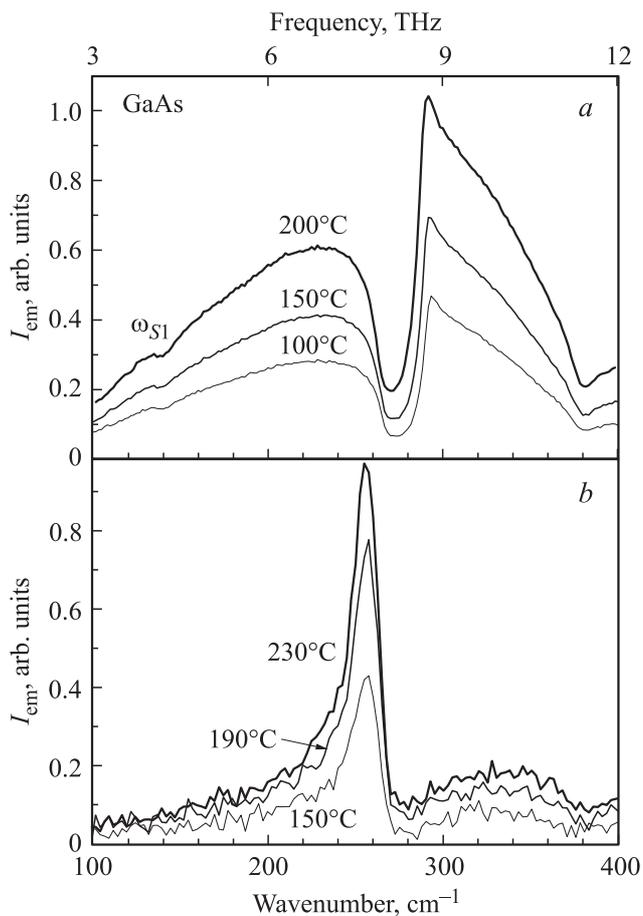


Рис. 3. Тепловая эмиссия ТГц излучения: *a* — слабо легированный GaAs ($n = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$), *b* — сильно легированный GaAs ($n = 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$).

плоскости поверхности полупроводника. Это пики когерентного ТГц излучения, выделенные из теплового некогерентного излучения нагретого кристалла $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Частоты ППФ определяют окна селективного пропускания и степень когерентности теплового излучения горячего тела через границу раздела кристалл–воздух.

Можно сказать, что эмитируемое тепловое излучение при выходе из кристалла принимает когерентность колебаний поверхностных плазмон-фононов. Фононы — это кванты когерентных во времени и пространстве колебаний атомов кристаллической решетки с определенной частотой. Когерентные колебания фононов обеспечивают когерентность изменения диэлектрической постоянной $\varepsilon(\omega_S)$, а значит, и коэффициента отражения по всей плоскости поверхности полупроводника. Важно отметить, что частоту ППФ можно регулировать путем изменения плотности свободных электронов в кристалле. Тем самым можно задавать нужные частоты эмиссии излучения.

На рис. 3, *a* показан спектр эмиссии ТГц излучения кристалла GaAs со слабым легированием (плотность электронов в объеме $n \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$).

Интенсивность эмиссии $I_{\text{em}}(\omega)$ растет из-за роста $I_{bb}(\omega)$ с частотой излучения и на частоте 295 см^{-1} достигает максимального значения. На частоте ω_{S2} излучение оказывается когерентным и направленным перпендикулярно к плоскости измеряемой пластины. Четко выраженный высокочастотный максимум эмиссии $\omega_{S2} = 295 \text{ см}^{-1}$ позволяет определить и частоту плазменных колебаний свободных электронов, и найти плотность электронов на поверхности образца $n_e = 0.52 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, и определить частоту $\omega_{S1} = 130 \text{ см}^{-1}$ низкочастотного минимума отражения.

На частоте ω_T поперечного оптического фонона имеет место максимум коэффициента отражения, $R(\omega_T) = 0.9$, и соответственно отсутствует эмиссия излучения. При частоте выше ω_{S2} диэлектрическая проницаемость становится положительной, излучение оказывается некогерентным и изотропным по направлению распространения. Это приводит к снижению величины детектированной в конусе 10° перпендикулярной к поверхности эмиссии ТГц излучения (рис. 3, *a*). Пик излучения на частоте 230 см^{-1} в диапазоне $(\omega_{S1} - \omega_T)$ (рис. 3, *a*) также оказывается некогерентным и изотропным по направлению.

С целью формирования селективно-направленного ТГц излучения была повышена путем легирования GaAs до $n = 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ величина ω_{S1} вплоть до частот ω_T ТО фонона. Рассчитанные согласно уравнению (2) частоты ППФ для сильно легированного образца GaAs равны $\omega_{S1} = 250 \text{ см}^{-1}$ и $\omega_{S2} = 700 \text{ см}^{-1}$. В результате образовалось окно пропускания с узкой ($\Delta\omega = \omega_{S1} - \omega_T$) полосой излучения вблизи частоты поперечного фонона.

На рис. 3, *b* показан спектр термостимулированной эмиссии излучения нагретого сильно легированного образца GaAs ($n = 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$). На частоте $\omega_{S1} = 250 \text{ см}^{-1}$ наблюдается узкий пик эмиссии излучения в сравнении с широким спектром эмиссии в слабо легированном образце ($n \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$).

Наблюдаемое излучение когерентно по всей поверхности плоской пластины GaAs и направлено перпендикулярно к ней.

Таким образом, из некогерентного теплового излучения нагретой пластины сильно легированного образца GaAs выделено когерентное излучение на частоте 7.6 ТГц.

Подобный источник селективного и направленного непрерывного ТГц излучения большой мощности может быть реализован и на высоколегированных полупроводниках InSb, GaAs, AlAs, GaN. Частоты ППФ для высоколегированных InSb, GaAs, AlAs, GaN равны 5, 7.8, 10 и 15 ТГц соответственно.

4. Заключение

На примере GaAs и $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ экспериментально обнаружена возможность выделения из некогерентного теплового излучения селективного когерентного ТГц

излучения на частотах поверхностных плазмон-фононов. Экспериментально показано, что спектр тепловой эмиссии излучения чистой (без дифракционных направляющих) плоской поверхности разогретых сильно легированных проводящих кристаллов GaAs и $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ содержит резонансные линии когерентного направленного излучения на частотах поверхностных плазмон-фононов в диапазоне 3–15 ТГц.

Работа поддержана проектом Совета науки Литвы № MIP-059/2013.

Список литературы

- [1] D.N. Mirlin. In: *Surface Polaritons*, ed. by V.M. Agranovich, D.L. Mills (Amsterdam, North-Holland Publishing Company, 1982) p. 3.
- [2] W. Knap, H. Videliere, S. Nadar, D. Coquillat, N. Dyakonova, F. Teppe, M. Bialek, M. Grynberg, K. Karpierz, J. Lusakowski, K. Nogajewski, D. Seliuta, I. Kašalynas, G. Valušis. *Opto-Electronics Rev.*, **18** (3), 225 (2010).
- [3] A.V. Muravjov, D.B. Veksler, V.V. Popov, O. Polischuk, X. Hu, R. Gaska, N. Pala, H. Saxena, R.E. Peale, M.S. Shur. *Appl. Phys. Lett.*, **96**, 042 105 (2010).
- [4] W.L. Barnes, A. Dereux, W. Ebbesen. *Nature*, **424**, 824 (2003).
- [5] H. Raether. *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings* (Berlin, Springer, 1988).
- [6] I. Balin, N. Dahan, V. Kleiner, E. Hasman. *Appl. Phys. Lett.*, **94**, 111 112 (2009).
- [7] I.A. Dorofeyev, E.A. Vinogradov. *Phys. Rep.*, **504**, 75 (2011).
- [8] M.P. Hasselbeck, D. Stalaker, L.A. Schlie, T.J. Rotter, A. Stintz, M. Sheik-Bahae. *Phys. Rev. B*, **65**, 233 203 (2002).
- [9] A.V. Shchegrov, K. Joulain, R. Carminati, J.-J. Greffet. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 1548 (2000).
- [10] P.Y. Yu, M. Cardona. *Fundamentals of Semiconductors* (Berlin, Springer, 2005) p. 298, 339.
- [11] M. Cardona. *Am. J. Phys.*, **39**, 1277 (1971).
- [12] J. Požela, E. Širmulis, K. Požela, A. Šilėnas, V. Jucienė. *Phys. Status Solidi C*, **9**, 1696 (2012).
- [13] S. Vassant, F. Marquier, J.J. Greffet, F. Pardo, J.L. Pelouard. *Appl. Phys. Lett.*, **97**, 161 101 (2010).
- [14] J.J. Ibanes, M.H. Balgos, R. Jaculbia, A. Salvador, A. Somintac, E. Estacio, C.T. Que, S. Tsuzuki, K. Yamamoto, M. Tani. *Appl. Phys. Lett.*, **102**, 063 101 (2013).
- [15] J. Ibanez, E. Tarhan, A.K. Ramdas, S. Hernandez, R. Cusco, L. Artus, M.R. Melloch, M. Hopkinson. *Phys. Rev. B*, **69**, 075 314 (2004).
- [16] P.K. Jha, X. Yin, X. Zhang. *Appl. Phys. Lett.*, **102**, 091 111 (2013).
- [17] J.-J. Greffet, R. Carminati, K. Joulain, J.-P. Mulet, S. Mainguy, Y. Chen. *Nature*, **416**, 61 (2002).
- [18] R. Carminati, J.-J. Greffet. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 1660 (1999).
- [19] M. Geiser, G. Scalari, F. Castellano, M. Beck, J. Faist. *Appl. Phys. Lett.*, **101**, 141 118 (2012).
- [20] D.V. Seletskiy, M.P. Hasselbeck, J.G. Cederberg, A. Katzenmeyer, M.E. Toimil-Molaes, F. Leonard, A.A. Talin, M. Sheik-Bahae. *Phys. Rev. B*, **84**, 115 421 (2011).
- [21] J. Le Gall, M. Olivier, J.-J. Greffet. *Phys. Rev. B*, **55**, 10 105 (1997).
- [22] E. Širmulis, A. Šilėnas, K. Požela, J. Požela, V. Jucienė. *Appl. Phys. A*, **115**, 199 (2014).
- [23] J. Požela, K. Požela, A. Šilėnas, E. Širmulis, V. Jucienė. *Appl. Phys. A*, **110**, 153 (2013).
- [24] P.M. Nikolić, K.M. Paraskevopoulos, E. Pavlidou, T.T. Zorba, T. Ivetić, S.S. Vujatović, O.S. Aleksić, N. Nikolić, O. Cvetković, V. Blagojević, M.V. Nikolić. *Mater. Chem. Phys.*, **125**, 72 (2011).
- [25] A.R. Davoyan, V.V. Popov, S.A. Nikitov. *Phys. Rev. Lett.*, **108**, 127 401 (2012).
- [26] J. Požela, E. Širmulis, K. Požela, A. Šilėnas, V. Jucienė. *Lithuan. J. Phys.*, **53**, 163 (2013).

Редактор Л.В. Шаронова

Thermally stimulated radiation in 3–15 THz range at frequencies of surface plasmon-phonons in polar semiconductors

J. Požela, K. Požela, A. Šilėnas, E. Širmulis, I. Kašalynas, V. Jucienė, R. Venckevicius

Semiconductor Physics Institute,
Center for Physical Sciences and Technology,
LT-01108 Vilnius, Lithuania

Abstract The possibility to extract the selected frequency radiation with high temporal and spatial coherence level from non-coherent black-body radiation are considered. It is experimentally demonstrated that the flat surface (without grating and arrays) of the heated GaAs and AlGaAs crystals emits the continuous wave directional and coherent radiation at the coupled surface plasmon-phonon (SPP) frequencies. The measurements of THz radiation reflectance are demonstrated as a method for identification of plasmons, polar optical phonons and coupled SPP frequencies.