

МЕТОДЫ И ТЕХНИКА ИЗМЕРЕНИЙ MEASUREMENT METHODS AND TECHNOLOGY

УДК 621.315.592

Определение концентрации свободных носителей заряда в твердых растворах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ по спектрам отражения в дальней инфракрасной области

*А.Г. Белов¹, И.А. Денисов¹, В.Е. Каневский¹,
Н.В. Пашкова¹, А.П. Лысенко²*

¹АО «Государственный научно-исследовательский и проектный институт
редкометаллической промышленности «Гиредмет» (г. Москва)

²Национальный исследовательский университет
«Высшая школа экономики» (г. Москва)

Determination of Charge Free Carrier Concentration in $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ Solid Solutions By Far Infrared Reflection Spectra

*A.G. Belov¹, I.A. Denisov¹, V.E. Kanevskii¹,
N.V. Pashkova¹, A.P. Lysenko²*

¹State Scientific Research and Design Institute
of Rare Metal Industry GIREDMET, Moscow

²National Research University Higher School of Economics, Moscow

Предложен бесконтактный неразрушающий метод определения концентрации свободных носителей заряда в монокристаллических образцах твердых растворов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ и многослойных эпитаксиальных гетероструктурах на их основе по спектрам отражения в дальней инфракрасной области. На спектральной зависимости коэффициента отражения, полученной при комнатной температуре, определены характеристическая точка и отвечающее ей волновое число. С помощью рассчитанных градуировочных кривых получено значение концентрации тяжелых дырок. Показано, что при построении градуировочных кривых необходимо учитывать взаимодействие плазменных колебаний с продольными оптическими фононами.

Ключевые слова: спектры отражения; твердые растворы $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$; определение концентрации свободных носителей заряда; плазмон-фононное взаимодействие.

The contactless non-destructive method of charge free carrier concentration determination in monocrystalline samples of $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ solid solutions and

multilayer epitaxial heterostructures on their base by far infrared reflection spectra has been suggested. On the reflection coefficient dependence, obtained at the room temperature, the characteristic point and the corresponding wave number have been determined. Using the calculated calibration curves the concentration value of heavy holes has been determined. It has been shown that in constructing the calibration curves it is necessary to take into account the plasmon coupling with longitudinal optic phonons.

Keywords: reflection spectra; $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ solid solutions; free charge carrier concentration determination; plasma-phonon coupling.

Введение. Оптические методы определения концентрации свободных носителей заряда выгодно отличаются от электрофизических. Такие методы являются неразрушающими и не требуют изготовления контактов к образцу, что в ряде случаев само по себе представляет сложную техническую задачу. Метод определения концентрации свободных носителей заряда (КСНЗ), основанный на анализе инфракрасных спектров отражения (плазменном резонансе), наиболее перспективен. По характеристическим точкам на спектральной зависимости коэффициента отражения определяется значение плазменной частоты, по которому рассчитывается значение концентрации электронов или дырок в зависимости от типа электропроводности исследуемого образца. Метод давно и широко используется применительно к сильно легированным полупроводникам с КСНЗ порядка 10^{18} см^{-3} [1–5], а также к узкозонным твердым растворам.

Данный метод определения КСНЗ вообще вне конкуренции, если объектом исследования является эпитаксиальная структура (слой, выращенный на низкоомной подложке). Традиционные гальваномагнитные методы в этом случае оказываются неприменимыми, поскольку массивная подложка шунтирует эпитаксиальный слой. Наоборот, информация, получаемая оптическим методом, относится к тонкой приповерхностной области исследуемого образца (сотни нанометров). Поэтому путем послойного стравливания можно установить профиль распределения КСНЗ по глубине эпитаксиального слоя. Это особенно важно, если исследуемый образец представляет собой многослойную эпитаксиальную структуру.

В случае если частоты плазмонов и продольных оптических (LO) фононов близки между собой, необходимо учитывать плазмон-фононное взаимодействие [6–8]. Это напрямую относится к монокристаллическим образцам $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (КРТ) и эпитаксиальным гетероструктурам $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}/\text{Cd}_{1-y}\text{Zn}_y\text{Te}$ (КРТ/КЦТ), а также к многослойным гетероструктурам на их основе. Кроме того, необходимо иметь в виду, что спектральная область, определяемая свойствами кристаллической решетки этих материалов (полоса остаточных лучей), характеризуется так называемым «двухмодовым поведением» [9, 10]. Это означает, что на спектре отражения в дальней инфракрасной (ИК) области присутствуют две полосы: одна из них обусловлена HgTe , другая – CdTe , следовательно, присутствуют два продольных (LO) и два поперечных (TO) фонона, обусловленных этими модами. Абсолютные значения коэффициента отражения вблизи максимумов этих мод зависят от состава твердого раствора и от температуры. То же самое относится и к частотам LO- и TO-фононов [10].

Наличие LO-фононов двух типов, каждый из которых взаимодействует с плазменными колебаниями, затрудняет интерпретацию спектров отражения рассматриваемых материалов. В связи с этим для определения КСНЗ приходится вводить некоторые упрощения, влияние которых на конечный результат является предметом самостоятельного исследования.

В настоящей работе предложен метод определения концентрации тяжелых дырок в материале $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \approx 0,17 - 0,30$) по спектрам отражения в дальней инфракрасной области, полученным при комнатной температуре. Построены расчетные градуировочные кривые, позволяющие по волновым числам, отвечающим точкам перегиба спектральной зависимости коэффициента отражения, определять значения концентрации тяжелых дырок. Метод пригоден для определения КСНЗ в монокристаллических образцах КРТ, а также в эпитаксиальных многослойных гетероструктурах на основе КРТ/КЦТ.

Теория метода. Типичные спектральные зависимости коэффициента отражения монокристаллических образцов материала $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \approx 0,2$) в дальней ИК-области при комнатной температуре представлены на рис.1. В полосе остаточных лучей явно просматриваются две моды: низкочастотная, которая определяется HgTe , и высокочастотная, определяемая CdTe . Интенсивность последней значительно меньше, так как концентрация CdTe в образце мала. На рис.1 указаны характеристические волновые числа, отвечающие смешанным плазмон-фононным модам ν_- и ν_+ .

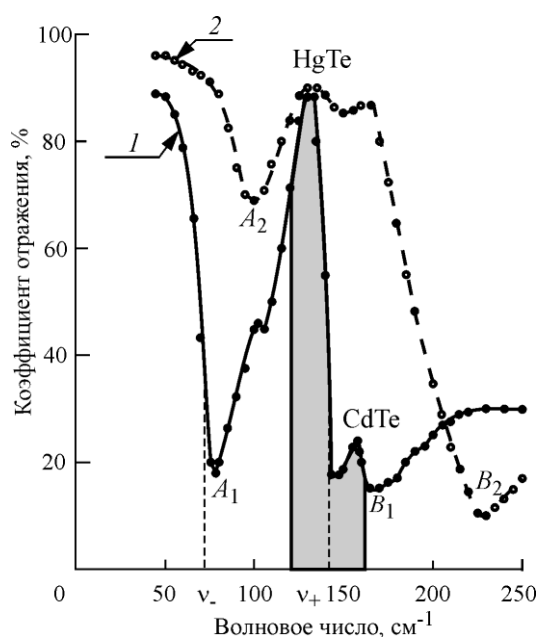


Рис.1. Типичные спектральные зависимости коэффициента отражения образцов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \approx 0,2$) при $T = 295 \text{ K}$: 1, 2 – соответственно образец с малой ($\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$) и большой ($\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$) концентрацией свободных носителей заряда (полоса остаточных лучей серого фона, значения волновых чисел ν_- и ν_+ отмечены вертикальными штриховыми линиями)

ется к частоте LO -фонона. В результате вместо ранее существовавших плазмона и LO -фонона возникают смешанные плазмон-фононные моды.

В работе [12] предложен метод расчета частот этих мод без учета затухания плазмонов и LO -фононов. В этом случае диэлектрическая проницаемость будет действительной функцией частоты и может быть записана в виде

$$\varepsilon(\nu) = \varepsilon_\infty \left[1 - \left(\frac{\nu_p}{\nu} \right)^2 \right] + (\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty) \left[1 - \left(\frac{\nu}{\nu_{LO}} \right)^2 \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_\infty} \right]^{-1}. \quad (1)$$

Здесь ε_0 и ε_∞ – соответственно статическая и высокочастотная диэлектрические проницаемости вещества; v_p и v_{LO} – волновые числа, отвечающие соответственно частотам плазмона и LO -фонона; v – волновое число, отвечающее частоте падающего излучения.

Для удобства сравнения с экспериментом в формуле (1) вместо круговой частоты ω , с^{-1} , использовано соответствующее ей значение волнового числа v , см^{-1} .

Первое слагаемое в формуле (1) характеризует вклад в диэлектрическую проницаемость от свободных носителей заряда (плазмоны), второе – от кристаллической решетки (LO -фононы). Из условия $\varepsilon(v) = 0$ получим значения волновых чисел v_- и v_+ , отвечающих частотам смешанных плазмон-фононных мод:

$$v_{\pm} = \frac{1}{2} \left[(v_p^2 + v_{LO}^2) \pm \sqrt{(v_p^2 + v_{LO}^2)^2 - 4 \frac{\varepsilon_\infty}{\varepsilon_0} v_{LO}^2 v_p^2} \right]. \quad (2)$$

Необходимо учитывать затухание плазмонов и фононов, а также принять во внимание, что в рассматриваемом материале наличествуют два LO -фонона, но физическая сущность явления вполне удовлетворительно описывается формулами (1) и (2).

Для определения значения КСНЗ можно использовать любую из мод: низкочастотную v_- или высокочастотную v_+ в зависимости от свойств исследуемого образца и возможностей спектрального прибора. В настоящей работе для определения концентрации тяжелых дырок используется мода v_- .

Далее возникает вопрос: какой именно точке спектральной зависимости коэффициента отражения $R(v)$ соответствует искомое волновое число v_- . Заметим, что именно способ нахождения характеристических частот по спектрам отражения в значительной мере определяет эффективность применяемого метода. Можно с помощью компьютера смоделировать теоретическую кривую $R(v)$, построив соответствующую программу и варьируя значения подгоночных параметров. Такой подход, во-первых, весьма трудоемок, а во-вторых, неэффективен, поскольку при проведении расчетов приходится вводить очень много параметров, значения которых неизвестны даже приблизительно, следовательно, достоверность получаемых результатов снижается. Можно с помощью соотношений Крамерса–Кронига построить зависимость $f_1(v) = v \cdot \text{Im}(-1/\varepsilon)$, максимумы которой соответствуют частотам смешанных плазмон-фононных мод. Однако известно (и это можно показать аналитически), что в случае чисто решеточного отражения максимум данной зависимости в точности соответствует частоте продольного оптического фонона, а в случае плазмон-фононного взаимодействия такой ясности нет. Оба подхода требуют проведения громоздких машинных расчетов.

Предлагаемый в настоящей работе метод прост, не требует применения специальных компьютерных программ и основан на принципиально иных подходах к анализу спектров отражения исследуемых образцов.

В работе [13] на примере твердых растворов $\text{Cd}_{1-y}\text{Zn}_y\text{Te}$ показано, что, когда влияние свободных носителей заряда пренебрежимо мало, а спектр отражения определяется только свойствами кристаллической решетки вещества, точки перегиба спектральных зависимостей коэффициента отражения с хорошей степенью точности (меньше одного обратного сантиметра) совпадают с частотами фононов. Предположим, что это справедливо и в случае плазмон-фононного взаимодействия. Тогда, найдя на экспериментальной зависимости $R(v)$ искомую точку перегиба, можно определить соответствующее волновое число v_- . Далее с помощью формулы (2) определяется волновое число v_p ,

отвечающее плазменной частоте ω_p , после чего легко вычислить концентрацию тяжелых дырок p_t :

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi e^2}{\epsilon_\infty} \left(\frac{p_t}{m_{p_t}} + \frac{p_l}{m_{p_l}} \right). \quad (3)$$

Здесь p_t и p_l – концентрации соответственно тяжелых и легких дырок; m_{p_t} и m_{p_l} – эффективные массы тяжелых и легких дырок соответственно; e – заряд электрона.

В материале КРТ имеются дырки двух типов: легкие и тяжелые, причем соотношение между p_l и p_t зависит от состава материала и положения уровня Ферми. В работе [14] рассчитаны значения концентраций и эффективных масс электронов, легких и тяжелых дырок, а также плазменной частоты для материала КРТ различного состава при температурах 295 и 77 К для разных значений приведенного уровня Ферми. Показано, что для материала $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($0,17 \leq x \leq 0,30$) вклад в плазменную частоту от легких дырок составляет (10–15)% (3).

Для вычисления v_- и v_+ по формуле (2) необходимо знать значения ϵ_0 , ϵ_∞ и v_{LO} , которые зависят от состава и температуры. В работе [15] приведены эмпирические зависимости $\epsilon_0(x)$ и $\epsilon_\infty(x)$, усредненные по температуре в интервале 77–300 К. Строго говоря, данное усреднение некорректно, так как эти величины сильно зависят от температуры. Однако в [15] показано, что отношение $\epsilon_0/\epsilon_\infty \approx 1,38$ и практически не зависит от состава в диапазоне $0 \leq x \leq 0,8$. Поэтому, зная ϵ_∞ , легко вычислить ϵ_0 . В работе [10] приведена зависимость волнового числа, отвечающего частоте поперечного оптического фонона моды HgTe v_{TO} , от состава при $T = 300$ К. Для вычисления v_{LO} следует воспользоваться соотношением Лиддейна–Сакса–Теллера [16]:

$$\left(\frac{v_{LO}}{v_{TO}} \right)^2 = \frac{\epsilon_0}{\epsilon_\infty}. \quad (4)$$

В настоящей работе значение ϵ_∞ вычислялось с помощью линейной интерполяции между крайними значениями: $\epsilon_\infty(\text{HgTe}) = 14,0$ и $\epsilon_\infty(\text{CdTe}) = 7,21$ [17].

Точка перегиба зависимости $R(v)$ может быть определена путем нахождения нулей второй производной d^2R/dv^2 , что требует применения специальной компьютерной программы. По аналогии с [13] точка перегиба определялась как середина прямолинейного участка графика $R(v)$.

Построение градуировочной кривой. Все расчеты проводились для фиксированной температуры $T = 295$ К с учетом следующих упрощающих предположений:

- вклад LO -фонона моды CdTe в плазмон-фононное взаимодействие не учитывался;
- затухание плазмонов и LO -фононов считалось пренебрежимо малым.

Алгоритм построения градуировочной кривой сводится к следующему.

1. Задать значение параметра x .
2. Для заданного значения x определить значения ϵ_0 , ϵ_∞ , v_{LO} [10, 15, 17].
3. Задать положение уровня Ферми.
4. Для заданного положения уровня Ферми вычислить значения концентрации электронов, легких и тяжелых дырок, а также их эффективные массы [14].
5. Вычислить значение частоты плазмона ω_p (3) и отвечающее ей волновое число

$$v_p = \frac{\omega_p}{2\pi c} \text{ [см}^{-1}\text{]}, \text{ где } c \text{ – скорость света в вакууме.}$$

6. По формуле (2) вычислить значения волновых чисел ν_- и ν_+ , см^{-1} .
7. Задать другое положение уровня Ферми и повторить операции 4–6.
8. Построить зависимости волновых чисел, отвечающих низкочастотной (ν_-) и высокочастотной (ν_+) плазмон-фононным модам, от концентрации тяжелых дырок.

На рис.2 представлены зависимости волновых чисел $\nu_- = f_2(p_T)$ (кривая 1); $\nu_+ = f_3(p_T)$ (кривая 2), построенные по описанной схеме для $x = 0,25$. Для сравнения приведена зависимость волнового числа плазмона от концентрации тяжелых дырок $\nu_p = f_4(p_T)$ (кривая 3). Видно, что кривые 1 и 3 заметно отличаются друг от друга, что подтверждает необходимость учета плазмон-фононного взаимодействия.

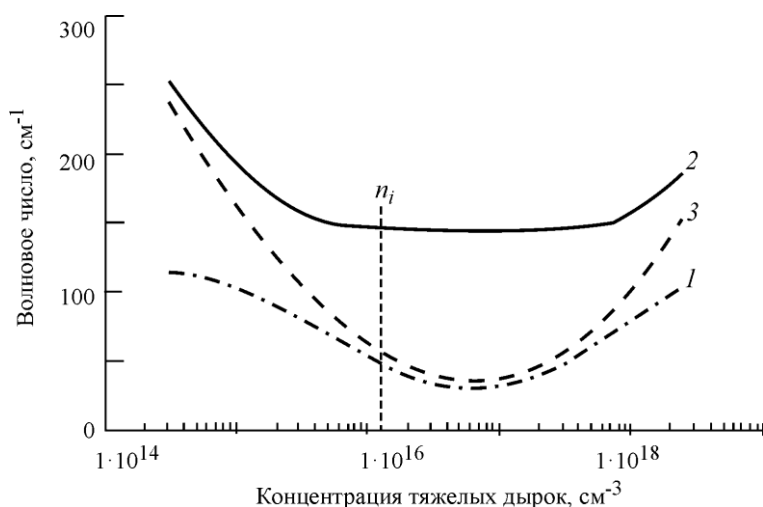


Рис.2. Зависимость волнового числа от концентрации тяжелых дырок для образца $\text{Cd}_{0,25}\text{Hg}_{0,75}\text{Te}$ при $T = 295 \text{ K}$: 1, 2 – соответственно низкочастотная (ν_-) и высокочастотная (ν_+) плазмон-фононная мода; 3 – плазменная частота ν_p (n_i – значение собственной концентрации)

На кривых 1–3 рис.2 имеются явно выраженные минимумы. Иначе говоря, одному и тому же значению ν соответствуют два значения p_T , что затрудняет интерпретацию полученных данных. Например, значению $\nu_- = 50 \text{ см}^{-1}$ соответствуют два значения концентрации тяжелых дырок: $1,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $4,0 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (кривая 1), т.е. разница больше, чем на порядок. В этом случае для определения значения p_T необходимы результаты независимых измерений (например, данные, связывающие значения КСНЗ с технологическими режимами получения материала).

На рис.3 представлены расчетные зависимости волнового числа ν_- , отвечающего низкочастотной плазмон-фононной моде, от концентрации тяжелых дырок для образцов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ различного состава при $T = 295 \text{ K}$. Видно, что при $p_T \geq 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ все кривые практически совпадают друг с другом. Это означает, что в этой области легкие дырки практически не вносят вклад в плазменную частоту (эффективная масса тяжелых дырок считалась не зависящей от состава и равна $0,78 m_0$, где m_0 – масса свободного электрона [18]). Из рис.3 видно также, что при меньших концентрациях тяжелых дырок кривые заметно расходятся. На всех кривых минимумы лежат правее значений собственной концентрации.

Таким образом, процедура определения концентрации тяжелых дырок по экспериментальной зависимости $R(\nu)$ состоит из следующих операций:

- находится точка перегиба спектральной зависимости $R(\nu)$;
- определяется волновое число ν_{-} , см^{-1} , отвечающее точке перегиба;
- по градуировочной кривой $\nu_{-} = f_2(p_T)$ определяется значение концентрации тяжелых дырок.

Предлагаемый бесконтактный и неразрушающий метод не требует применения специальных компьютерных программ, быстр и удобен для экспрессного определения концентрации тяжелых дырок в исследуемом образце.

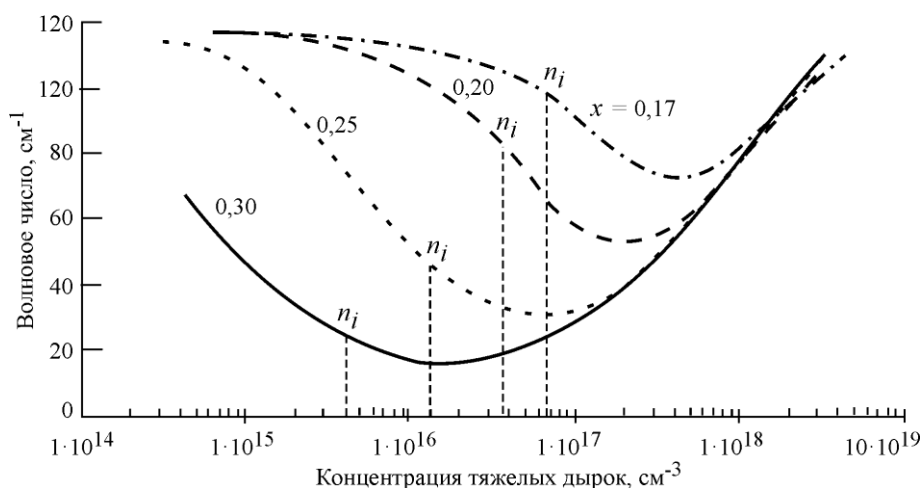


Рис.3. Зависимости волнового числа ν_{-} от концентрации тяжелых дырок для образцов КРТ различного состава при $T = 295 \text{ K}$ (n_i – значения собственной концентрации)

Отметим, что при проведении расчетов вклад LO -фонона моды CdTe во внимание не принимался. Не учитывалось и влияние разного рода структурных дефектов, наличие которых в материале КРТ может приводить к изменению спектра отражения в области полосы остаточных лучей. Для того чтобы этот эффект имел место, количество структурных дефектов должно быть достаточно большим. Структурные дефекты, изменяя свойства кристаллической решетки, могут влиять и на частоты смешанных плазмон-фононных мод.

Проведены также исследования спектров отражения монокристаллических образцов КРТ и эпитаксиальных гетероструктур КРТ/КЦТ. Основываясь на большом экспериментальном материале, можно утверждать, что не наблюдались какие-либо особенности на спектрах отражения, обусловленные дефектами кристаллической структуры.

Заметим, что использование любых упрощающих предположений влияет в конечном счете на точность определения концентрации свободных носителей заряда, т.е. изменяет метрологические характеристики применяемого метода, влияя на его систематическую погрешность. Все эти вопросы являются предметом самостоятельного исследования, выходящего за рамки настоящей работы.

Заключение. Предложенный экспрессный бесконтактный неразрушающий метод определения концентрации тяжелых дырок в образцах $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ различного состава при комнатной температуре по спектрам отражения в далекой инфракрасной области учитывает взаимодействие между плазменными колебаниями и продольными оптическими фононами.

На спектральной зависимости коэффициента отражения определена точка перегиба и отвечающее ей волновое число ν_- , которое соответствует низкочастотной плазмон-фононной моде. Концентрация тяжелых дырок определена с помощью расчетной градиентной зависимости $\nu_- = f_2(p_T)$.

Метод может быть распространен на образцы материала КРТ n -типа электропроводности.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России (соглашение № 14.576.21.0055, уникальный идентификатор RFMEFI57614X0055).

Литература

1. Галкин Г.Н., Блинов Л.М., Вавилов В.С., Соломатин А.Г. Плазменный резонанс на неравновесных носителях в полупроводниках // Письма в ЖЭТФ. – 1968. – Т. 7. – №3. – С. 93–96.
2. Белогорохов А.И., Белов А.Г., Петрович П.Л., Раиевская Е.П. Определение концентрации свободных носителей заряда в $Pb_{1-x}Sn_xTe$ с учетом затухания плазменных колебаний // Оптика и спектроскопия. – 1987. – Т. 63. – №6. – С. 1293–1296.
3. Белогорохов А.И., Белогорохова Л.И., Белов А.Г., Раиевская Е.П. Плазменный резонанс свободных носителей заряда и оценка некоторых параметров зонной структуры материала $Cd_xHg_{1-x}Te$ // Физика и техника полупроводников. – 1991. – Т. 25. – № 7. – С. 1196–1203.
4. Шаров М.К. Плазменный резонанс в твердых растворах $Pb_{1-x}Ag_xTe$ // Физика и техника полупроводников. – 2014. – Т. 48. – №3. – С. 315–317.
5. Роках А.Г., Шишкин М.И., Скапцов А.А., Пузыня В.А. О возможности плазменного резонанса в пленках $CdS-PbS$ в средней инфракрасной области спектра // Прикладная физика. – 2014. – №5. – С. 58–60.
6. Shkerdin G., Rabbaa S., Stiens J., Vounckx R. Influence of electron scattering on phonon-plasmon coupled modes dispersion and free-electron absorption in n -doped GaN semiconductors at mid-IR wavelengths // Physica Status Solidi (b). – 2014. – Vol. 251. – N.4. – P. 882–891.
7. Dynamically coupled plasmon-phonon modes in GaP: An indirect-gap polar semiconductor // K. Ishioka, K. Brixius, U. Hofer et al. // Phys. Rev. B. – 2015. – Vol. 92. – P. 205203.
8. Chudzinski P. Resonant plasmon-phonon coupling and its role in magneto-thermoelectricity in bismuth // European Physical J. B. – 2015. – Vol. 88. – P. 344.
9. Kim R.-S., Narita S. Infrared reflection spectra of lattice vibrations in mixed crystals $Cd_xHg_{1-x}Te$ // J. Phys. Soc. of Japan. – 1971. – Vol. 31. – P. 613–614.
10. Baars J., Sorger F. Reststrahlen spectra of HgTe and $Cd_xHg_{1-x}Te$ // Solid State Com. – 1972. – Vol. 10. – P. 875–878.
11. Grinberg M., Le Toullec R. Experimental and theoretical studies of dielectric function of pure HgTe in far infrared // Proc. of the 11th Int. Conf. on the Phys. of Semiconductors. – Warszawa, 1972. – P. 931–937.
12. Varga B.B. Coupling of plasmons to polar phonons in degenerate semiconductors // Phys. Rev. – 1965. – Vol. 137. – N.6. – P. A1896–A1901.
13. Виноградов Е.А., Водопьянов Л.К. Графический метод определения частот фононов из спектров отражения кристаллов в далекой инфракрасной области спектра // Краткие сообщения по физике. – 1972. – № 11. – С. 29–32.
14. Белогорохов А.И., Белов А.Г., Виноградов Е.А., Раиевская Е.П. Расчет параметров свободных носителей заряда для твердых растворов $Cd_xHg_{1-x}Te$. – М.: ФИАН, 1988.
15. Rolland S. Dielectric constant and refractive index of HgCdTe // Properties of Narrow Gap Cadmium-based Compounds. – London, 1994.
16. Ю П., Кардона М. Основы физики полупроводников: пер. с англ. – М.: Физматлит, 2002. – 560 с.
17. Scott M.W. Energy gap in $Hg_{1-x}Cd_xTe$ by optical absorption // J. of Appl. Phys. – 1969. – Vol. 40. – N. 10. – P. 4077–4081.
18. Эффективная масса тяжелых дырок в твердых растворах $Cd_xHg_{1-x}Te$ / А.И. Белогорохов, А.Г. Белов, Г.М. Зингер и др. // Физика и техника полупроводников. – 1987. – Т. 21. – № 3. – С. 568–570.

Статья поступила
24 ноября 2015 г.

Белов Александр Георгиевич – кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник АО «Гиредмет» (г. Москва). *Область научных интересов:* физика полупроводников, метрология.

Денисов Игорь Андреевич – кандидат технических наук, заведующий лабораторией АО «Гиредмет» (г. Москва). *Область научных интересов:* технология и физика полупроводников.

Каневский Владимир Евгеньевич – кандидат технических наук, старший научный сотрудник АО «Гиредмет» (г. Москва). *Область научных интересов:* физика полупроводников, метрология, стандартизация, менеджмент качества.

Пашкова Наталья Викторовна – научный сотрудник АО «Гиредмет» (г. Москва). *Область научных интересов:* физика полупроводников.

Лысенко Александр Павлович – доктор технических наук, профессор департамента электронной инженерии МИЭМ НИУ ВШЭ. *Область научных интересов:* физика полупроводников и полупроводниковых приборов. **E-mail:** aplysenko@hse.ru

**Вниманию читателей журнала
«Известия высших учебных заведений. Электроника»**

Оформить годовую подписку на электронную
копию журнала можно на сайтах

- Научной электронной библиотеки: www.elibrary.ru
- Национального цифрового ресурса «Рукопт»: www.rucont.ru
- Урал-Пресс: www.ural-press.ru