

УДК 535.5+539.2

**АНИЗОТРОПНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ИНФРАКРАСНОГО  
ИЗЛУЧЕНИЯ В МОНОКРИСТАЛЛАХ ТЕЛЛУРА***Н.В. Хитрин, Г.А. Князев, В.Б. Волошинов***Аннотация**

Статья посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию поглощения инфракрасного излучения в монокристаллах теллура. Значения коэффициентов поглощения световой мощности  $\alpha_{\min} = 0.2 \text{ см}^{-1}$  и  $\alpha_{\max} = 4.1 \text{ см}^{-1}$  зарегистрированы в экспериментах соответственно для обыкновенно и необыкновенно поляризованного света на длине волны  $\lambda = 10.6 \text{ мкм}$  излучения лазера на двуокиси углерода. Определено оптическое пропускание образца теллура для света произвольной поляризации в зависимости от направления распространения инфракрасного излучения относительно оптической оси кристалла.

**Ключевые слова:** монокристалл теллур, анизотропное излучение, инфракрасное излучение, поляризованная волна,  $\text{CO}_2$ -лазер.

**Введение**

Эффективный контроль параметров инфракрасного излучения и совершенствование методов управления характеристиками инфракрасного (ИК) света является актуальной научно-технической задачей. Для пассивного управления инфракрасным светом на длинах волн  $2 \div 30 \text{ мкм}$  обычно применяются диэлектрические и полупроводниковые кристаллические материалы. При создании пассивных оптических элементов, например оптических линз, весьма часто используются монокристаллы бромида кальция, селенида цинка и др. Для решения специальных задач инфракрасной оптики особый интерес представляют материалы с большим значением показателя преломления. Например, в среднем и дальнем ИК-диапазонах спектра на длинах волн от 2 до 20 мкм нашли применение кристаллы германия с показателем преломления  $n = 4$  и арсенида галлия с  $n = 3.3$  [1–3].

Известно, что при разработке поляризационных устройств, например призм, поляризаторов или поляризационных делителей пучков, необходимо использование двулучепреломляющих материалов. При этом предпочтение отдается монокристаллам с большим значением двулучепреломления  $\Delta n$ . Одним из материалов, привлекающих внимание исследователей в последнее время и перспективных для применения в качестве не только пассивных, но и активных оптических элементов, является монокристаллический теллур. Данный кристаллический материал пропускает свет на длинах волн от 4 до 25 мкм. Кристаллы теллура являются оптически одноосными кристаллами с показателями преломления для обыкновенной и необыкновенной поляризации света, равными  $n_o = 4.8$  и  $n_e = 6.2$  соответственно. Эти значения показателей преломления были измерены на длине волны ИК-излучения 10.6 мкм. Кристалл характеризуется оптической активностью. Например, при распространении света вдоль оптической оси кристалла на длине волны  $\text{CO}_2$ -лазера ( $\lambda = 10.6 \text{ мкм}$ ) вращение плоскости поляризации достигает величины  $18^\circ$  на 1 мм [1, 2]

Особый интерес монокристаллический теллур представляет для акустооптики: по литературным данным акустооптическое качество материала достигает рекордно высокой величины  $M_2 = 500000 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3/\text{г}$  [4]. В режиме анизотропной дифракции акустооптическое качество кристалла в несколько раз меньше указанного в статье [4], однако даже в анизотропном варианте дифракции акустооптические характеристики теллура на один-два порядка превосходят соответствующие параметры всех известных акустооптических кристаллов [5, 6]. Следует отметить, что монокристаллический теллур, аналогично кристаллу кварца, принадлежит тригональной сингонии и классу симметрии 32 [2, 7].

Из литературных источников известно, что монокристаллический теллур обладает исключительно большой анизотропией поглощения электромагнитного излучения в оптическом диапазоне, причем это поглощение особенно велико для необыкновенно поляризованного света [8, 9]. Подобная особенность материала несомненно является существенным недостатком, сдерживающим или делающим в настоящее время невозможным активное применение кристалла в акустооптике. Однако в работах [5, 6, 10], вышедших в свет в последние годы, было предложено использовать в акустооптических устройствах «косые срезы» кристалла теллура. Оказалось, что при использовании косого среза световой пучок следует направлять в двулучепреломляющем материале под некоторым углом к оптической оси кристалла. В этом случае потери оптической энергии для необыкновенно поляризованного света могут быть значительно снижены без большого проигрыша в величине акустооптического качества материала. В настоящей работе изучены особенности поглощения ИК-света в теллуре и рассмотрена проблема снижения оптических потерь в акустооптических приборах за счет выбора оптимальных направлений распространения света в кристалле.

### 1. Поглощение светового излучения в анизотропных средах

Известно, что физические свойства кристаллов описываются с помощью тензоров [1, 7]. Для описания закономерностей распространения и поглощения света обычно используются понятия тензоров диэлектрической проницаемости  $\hat{\varepsilon}$  и проводимости  $\hat{\sigma}$ . В одноосных кристаллах данные тензоры диагональны в диэлектрической системе координат, которая совпадает с кристаллофизической [3, 7, 11], поэтому рассмотрение оптического поглощения может быть проведено с использованием диэлектрической системы координат, когда ось  $c$  направлена вдоль оптической оси  $Z$  материала.

В диэлектрической системе координат тензоры  $\hat{\varepsilon}$  и  $\hat{\sigma}$  имеют диагональный вид:

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_3 \end{pmatrix}, \quad \hat{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_1 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_2 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_3 \end{pmatrix},$$

причем в кристаллах теллура как в одноосных кристаллах компоненты тензора диэлектрической проницаемости и тензора проводимости связаны соотношениями  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$  и  $\sigma_1 = \sigma_2$ .

В соответствии с законами электродинамики и исходя из уравнений Максвелла [1, 3], можно утверждать, что поглощение в диэлектрическом материале описывается с помощью мнимой части диэлектрической проницаемости. Тогда в тензорном виде выражение для диэлектрической проницаемости кристалла принимает следующий вид:

$$\hat{\varepsilon} = \hat{\varepsilon}' + i\hat{\varepsilon}'' = \hat{\varepsilon}' + \frac{4\pi i}{\omega} \hat{\sigma}, \quad (1)$$

где через  $\tilde{\varepsilon}'$  обозначена действительная часть тензора диэлектрической проницаемости, которая совпадает с введенным ранее в соотношении (1) тензором  $\hat{\varepsilon}$  (данное обозначение введено для наглядности и разделения действительных и мнимых величин),  $\tilde{\varepsilon}''$  – мнимая часть тензора диэлектрической проницаемости,  $\omega$  – частота световой волны.

При рассмотрении была выбрана плоская монохроматическая световая волна с волновым числом  $k$ , распространяющаяся вдоль некоторой оси  $\xi$  в кристалле. Амплитуда колебаний этой волны зависит от координаты и времени и записывается в виде

$$A(\xi, t) = A_0 \exp[i(k\xi - \omega t)]. \quad (2)$$

Волновое число для указанной волны выражается через показатель преломления среды, зависящий от выбранного направления распространения и поляризации света:

$$\tilde{k} = \frac{2\pi}{\lambda} n.$$

По аналогии с комплексной диэлектрической проницаемостью удобно ввести понятие комплексного показателя преломления кристалла  $\tilde{n}$ , обозначив его действительную и мнимую часть как  $n'$  и  $n''$  соответственно:

$$\tilde{n} = n' - in'' = \sqrt{\tilde{\varepsilon}} = \sqrt{\varepsilon' - i\varepsilon''}, \quad n'^2 - n''^2 = \varepsilon', \quad n'' = \varepsilon''/(2n').$$

Из приведенных соотношений следует, что действительная часть показателя преломления кристалла в общем случае зависит от поглощения среды. Однако в немагнитических средах поглощение света можно считать достаточно малым. Тогда можно пренебречь поправкой, обусловленной поглощением световой мощности. Поэтому далее при рассмотрении проблемы полагается, что  $n' = \sqrt{\varepsilon'}$ .

Известно, что коэффициент поглощения оптической энергии  $\alpha$  входит в соотношение Бугера [3]

$$I(\xi) = I_0 \exp[-\alpha\xi],$$

где  $I$  – интенсивность световой волны. Сопоставляя данное выражение с соотношением (2), можно получить следующую формулу для коэффициента поглощения световой энергии  $\alpha$ :

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\varepsilon''}{n'}. \quad (3)$$

Таким образом, коэффициент затухания электромагнитной волны в кристаллической среде зависит от таких физических параметров среды, как действительная часть ее показателя преломления и мнимая часть диэлектрической проницаемости.

При анализе распространения света в произвольной двулучепреломляющей среде удобно использовать уравнение Френеля [1, 3, 7]

$$\frac{S_x^2}{v_p^2 - v_x^2} + \frac{S_y^2}{v_p^2 - v_y^2} + \frac{S_z^2}{v_p^2 - v_z^2} = 0, \quad (4)$$

где  $S_i$  – проекция единичного вектора направления распространения световой волны на орт  $i$ ,  $v_p$  – фазовая скорость световой волны, распространяющейся вдоль направления  $\vec{S}$ ,  $v_i$  – фазовая скорость световой волны, распространяющейся вдоль направления  $i$ .

В одноосных кристаллах уравнение (4) распадается на два независимых уравнения, соответствующих обыкновенно и необыкновенно поляризованным световым волнам:

$$S_x^2(v_p^2 - v_e^2) + S_z^2(v_p^2 - v_o^2) = 0, \quad v_p^2 = v_o^2.$$

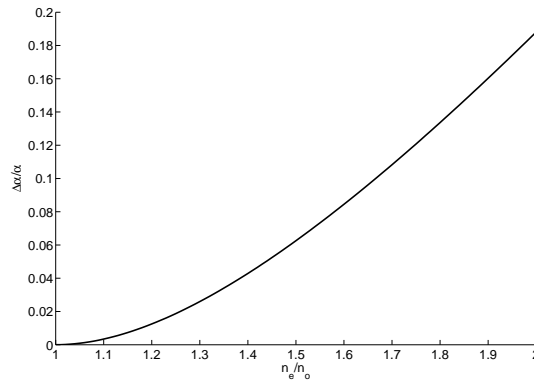


Рис. 1. Зависимость отношения максимального и минимального коэффициентов поглощения от отношения показателей преломления

Известно, что обыкновенно поляризованная световая волна распространяется во всех направлениях в кристалле с одинаковым значением показателя преломления. Аналогично, в одноосном кристалле для этой волны во всех направлениях одинаков и коэффициент поглощения света [1, 3, 7]. Поэтому в настоящей работе сделано следующее ограничение: исходя из того, что оптическое поглощение в теллуре для обыкновенной поляризованного света невелико, дальнейшее рассмотрение в основном ограничивается анализом необыкновенно поляризованной световой волны. Тогда, решая уравнение (4), получаем:

$$v_p^2 = \frac{c^2}{\tilde{n}^2},$$

где

$$\tilde{n}^2 = \varepsilon' + i\varepsilon'' = \left( \frac{\sin^2 \varphi}{\tilde{n}_e^2} + \frac{\cos^2 \varphi}{\tilde{n}_o^2} \right)^{-1}. \quad (5)$$

Из представленных соотношений (3) и (5) следует, что зависимость коэффициента поглощения  $\alpha$  от направления распространения необыкновенно поляризованной световой волны в одноосном кристалле описывается нелинейной и достаточно сложной функцией. Поэтому дальнейшее рассмотрение и определение конкретных значений коэффициента поглощения  $\alpha$  в зависимости от направления распространения света в кристалле проводилось с помощью численных методов анализа.

Рассматривая зависимость коэффициента  $\alpha$  от направления и параметров среды следует также отметить, что необыкновенная волна в анизотропной среде не может иметь одинаковый коэффициент поглощения для всех направлений распространения, однако данный эффект является очень малым и обычно не учитывается в расчетах. На рис. 1 приведена зависимость отношения минимального и максимального коэффициентов поглощения от отношения показателей преломления  $n_o$  и  $n_e$  в случае, когда коэффициенты поглощения по главным осям совпадают.

## 2. Оптические свойства монокристаллов теллура

При исследовании поглощения светового излучения в кристалле теллура был использован образец материала в форме куба, вырезанный вдоль кристаллографических осей. В этом образце были измерены зависимости коэффициентов поглощения световой энергии от длины волны оптического излучения. Измерения

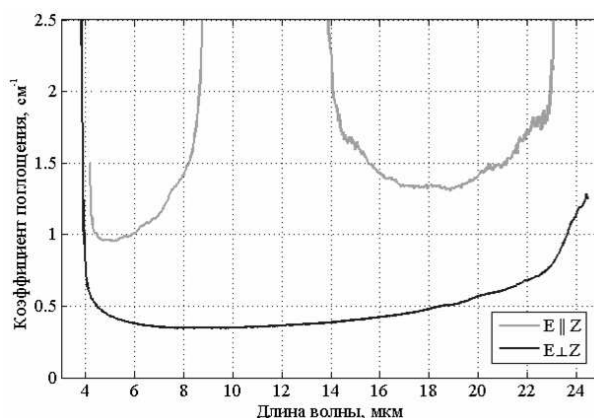


Рис. 2. Зависимость коэффициента поглощения теллура от поляризации и длины волны света

проводились для обыкновенно поляризованного света, когда вектор напряженности электрического поля световой волны  $\mathbf{E}$  был ортогонален оси  $Z$  кристалла теллура (для обыкновенно поляризованной световой волны), а также параллелен оптической оси (для необыкновенно поляризованного света).

Результаты измерения оптического поглощения в теллуре показаны на рис. 2. Из рисунка следует, что исследованный образец был в достаточной степени прозрачен в диапазоне длин волн инфракрасного света  $4 \div 24$  мкм. Измерения показали, что в широком диапазоне длин волн коэффициент поглощения в теллуре для обыкновенно поляризованного излучения равнялся  $\alpha_{\min} = 0.3 \text{ см}^{-1}$ . С другой стороны, эксперимент показал также, что коэффициент поглощения необыкновенно поляризованного излучения оказался значительно больше, причем на длинах волн 8–16 мкм этот коэффициент превышал значение  $\alpha = 1.5 \text{ см}^{-1}$ . К сожалению, точного значения коэффициента поглощения оптической энергии на этих длинах волн напрямую измерить не удалось из-за сильного поглощения ИК-излучения в исследуемом образце.

Для того чтобы обойти указанную трудность, был изготовлен образец теллура толщиной 1.2 см, вырезанный под углом  $22^\circ$  к оптической оси кристалла. В этом образце на длине волны излучения  $\text{CO}_2$ -лазера ( $\lambda = 10.6$  мкм) было зарегистрировано пропускание образца  $T = 78\%$  для обыкновенной световой волны и  $T = 56\%$  для необыкновенной поляризации светового пучка. Измерения проводились при относительно низких уровнях световой мощности для устранения нежелательных тепловых или нелинейных эффектов.

Зарегистрированное в эксперименте значение пропускания  $T = 78\%$  позволило определить коэффициент пропускания теллура для обыкновенно поляризованной волны  $\alpha = 0.2 \text{ см}^{-1}$ . Очевидно, что такое же значение коэффициента поглощения следует ожидать и для необыкновенно поляризованного света, когда излучение направлено по оптической оси кристалла. А значение коэффициента поглощения для необыкновенной волны света, распространяющейся перпендикулярно оптической оси было рассчитано на основе выводов теоретического рассмотрения, представленного во первом разделе настоящей работы. Оказалось, что для ортогонального направления распространения излучения коэффициент поглощения оказался равным  $\alpha = 4.1 \text{ см}^{-1}$ . Таким образом, на основании результатов измерений коэффициента  $\alpha$  для трех углов распространения света  $0^\circ$ ,  $22^\circ$  и  $90^\circ$  удалось установить общую зависимость пропускания образца теллура от угла распространения необыкновенно

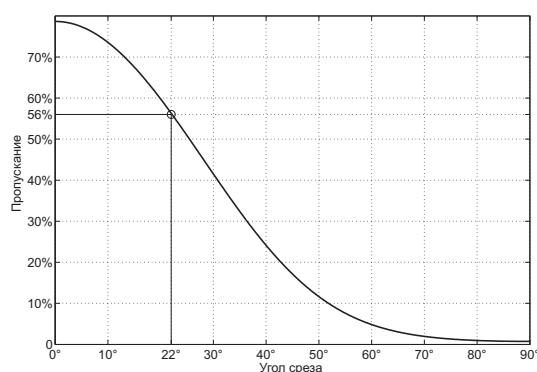


Рис. 3. Зависимость пропускания теллура от угла среза для образца толщиной 12 мм

поляризованной световой волны относительно оптической оси кристалла. Эта зависимость представлена на рис. 3. Из графика может быть определено пропускание кристалла теллура для произвольного направления распространения необыкновенно поляризованного светового луча. Эти данные можно использовать при создании акустооптических устройств на кристалле теллура, работающих на основе анизотропной дифракции света [1, 5, 6].

### 3. Обсуждение результатов и выводы

Анализ литературных данных показывает, что значения коэффициента поглощения ИК-излучения в монокристаллах теллура заключены в пределах от 6 до  $100 \text{ см}^{-1}$ . Однако полученные в настоящей работе значения этого коэффициента оказались существенно лучше известных из литературы как для обыкновенно, так и для необыкновенно поляризованных световых лучей. Полученные результаты позволяют сделать вывод о необходимости дальнейшего исследования оптических характеристик кристаллов теллура.

Показано, что оптическое поглощение необыкновенно поляризованной волны в теллуре вызвано дырками в этом полупроводниковом материале. В настоящее время нам не известны работы, в которых удалось бы получить теллур с собственным или электронным типом проводимости. Таким образом, все известные до сих пор образцы теллура принадлежат к р-типу полупроводника. Считается, что оптические потери связаны с механическими напряжениями в кристаллической решетке теллура, для уменьшения которых целесообразно введение некоторого количества акцепторных примесей. Таким образом, на основании полученных экспериментальных данных можно сделать вывод о сравнительно малой концентрации примесей в исследованных образцах кристалла теллура и, следовательно, о значительном улучшении технологии выращивания материала по сравнению с технологией, используемой ранее.

На основании полученных результатов можно также сделать вывод, что уже при современном уровне развития технологии выращивания монокристаллов кристаллов теллура, а особенно при дальнейшем совершенствовании технологии роста материала, этот полупроводниковый кристалл уже сегодня может быть рекомендован для использования в среднем и дальнем ИК-диапазонах длин волн оптического излучения, включая длину волны излучения  $\text{CO}_2$ -лазера.

### Summary

*N.V. Khitrin, G.A. Khyazev, V.B. Voloshinov.* Anisotropic Absorption of Infrared Radiation in Tellurium Single Crystals.

The paper deals with theoretical and experimental investigation of infrared radiation absorption in tellurium single crystals. Optical attenuation coefficients ( $\alpha_{\min} = 0.2 \text{ cm}^{-1}$  and  $\alpha_{\max} = 4.1 \text{ cm}^{-1}$ ) were recorded for ordinary and extraordinary polarized radiation, respectively, at a wavelength of  $\lambda = 10.6 \text{ mkm}$  of carbon dioxide laser radiation. Optical transmission of the tellurium samples was determined for arbitrary polarized radiation depending on the propagation angles against the optical axis of the crystal.

**Key words:** tellurium single crystal, anisotropic absorption, infrared radiation, polarized wave, CO<sub>2</sub> laser.

### Литература

1. Яриш А., Юх П. Оптические волны в кристаллах. – М.: Мир, 1987. – 616 с.
2. Акустические кристаллы / Под ред. М.П. Шаскольской. – М.: Наука, 1982. – 632 с.
3. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. – М.: Наука, 1970. – 856 с.
4. Oliveira J., Adler E. Analysis of off-axis anisotropic diffraction in tellurium at 10.6 mkm // IEEE Trans. Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control. – 1987. – V. 34, No 1. – P. 86–94.
5. Voloshinov V.B., Balakshy V.I., Kulakova L.A., Gupta N. Acousto-optic properties of tellurium that are useful in anisotropic diffraction of light // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. – 2008. – V. 10, No 9. – P. 095002-1–095002-9.
6. Балакиши В.И., Волошинов В.Б., Кулакова Л.А., Князев Г.А. Исследование акусто-оптических характеристик кристалла теллура в режиме анизотропной дифракции // ЖТФ. – 2008. – Т. 105, № 10. С. 118–125.
7. Най Дж. Физические свойства кристаллов. – М.: Мир, 1967. – 386 с.
8. Caldwell R.S., Fan H.Y. Optical Properties of Tellurium and Selenium // Phys. Rev. – 1959. – V. 114, No 3. – P. 664–675.
9. Корсунский В.М., Лисица М.П. Инфракрасное поглощение и строение дырочной зоны теллура // Физ. тверд. тела. – 1960. – Т. 2, № 7. – С. 1619–1623.
10. Князев Г.А., Волошинов В.Б. Дифракция инфракрасного излучения на ультразвуке в кристаллах теллура // Изв. РАН. Сер. физ. – 2008. – Т. 72, № 12. – С. 1741–1745.
11. Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П. Основы кристаллофизики. – М.: Наука, 1979. – 640 с.

Поступила в редакцию  
28.12.09

---

**Хитрин Николай Владимирович** – студент физического факультета Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова.

E-mail: [khitrin@gmail.com](mailto:khitrin@gmail.com)

**Князев Григорий Алексеевич** – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник физического факультета Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова.

**Волошинов Виталий Борисович** – кандидат физико-математических наук, доцент физического факультета Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова.