

## **СПЕКТРЫ ОТРАЖЕНИЯ КРИСТАЛЛОВ И ПЛЕНОК ПОЛУМЕТАЛЛОВ НА ОСНОВЕ ВИСМУТА В ОБЛАСТИ ПЛАЗМЕННЫХ ЧАСТОТ**

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках реализации Аналитической ведомственной целевой программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2009–2010 годы)» (грант № 2.1.1/3847) и Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (гос. контракт от 22 марта 2010 г. № 02.740.11.0544)

*Произведен расчет диэлектрической проницаемости электропроводящей среды, в которой наряду с основными возбуждениями плазмы в диэлектрическую проницаемость вносят заметный вклад возбуждения других подсистем, взаимодействующих с возбуждениями плазмы. Результаты расчета согласуются с экспериментальными данными по спектрам отражения многих полуметаллов и полупроводников. Результаты экспериментального исследования спектров отражения пленок висмута в области плазменных частот открывают новые возможности изучения размерных эффектов в процессах взаимодействия электромагнитного излучения с низкоразмерными структурами на основе полуметаллов.*

**Ключевые слова:** диэлектрическая функция, полуметаллы, тонкие пленки, плазменное отражение, спектры отражения, плазмоны, межзонные переходы.

*A. Maltsev, E. Demidov, A. Basov, K. Pankov*

### REFLECTANCE SPECTRA OF SEMIMETAL CRISTALS AND FILMS BASED ON BISMUTH IN PLASMA FREQUENCY RANGE

*Dielectric permeability of electroconductive medium in which excitation of other subsystems interacting with plasma excitations make a notable contribution to dielectric permeability along with the main plasma excitations is calculated. The calculation results agree with the experimental data on reflectance spectra of different semimetals and semiconductors. The results of reflectance spectra research of bismuth thin films in plasma frequency range provide new opportunities for size effect research in interacting processes between electromagnetic radiation and low-dimensional structures based on semimetals.*

**Keyword:** dielectric function, semimetal, thin film, plasma reflection, reflection spectrum, plasmon, interband transition.

#### Диэлектрическая функция электропроводящих кристаллов

Отклик кристалла  $\vec{D}(\omega, \vec{k})$  на внешнее электромагнитное возмущение  $\vec{E}(\omega, \vec{k})$  описывается диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon(\omega, \vec{k})$ , которая в общем случае является комплексной:

$$\vec{D}(\omega, \vec{k}) = \varepsilon(\omega, \vec{k}) \cdot \vec{E}(\omega, \vec{k}) \quad \varepsilon(\omega, \vec{k}) = \varepsilon_1(\omega, \vec{k}) + i \cdot \varepsilon_2(\omega, \vec{k}) \quad (1)$$

Для однородной среды в оптической области спектра можно пренебречь пространственной дисперсией, так что  $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_1(\omega) + i \cdot \varepsilon_2(\omega)$ .

Диэлектрическая проницаемость характеризует одно из важнейших свойств среды — поляризуемость под действием внешнего электрического поля. В каждом конкретном случае (металл, полупроводник, полуметалл, диэлектрик, плазма и т. п.) диэлектрические свойства рассматриваются на основании конкретной атомно-микроскопической модели вещества. Вместе с тем общие свойства функции диэлектрической проницаемости  $\varepsilon(\omega)$  следуют уже из первых принципов. В наиболее общем виде функцию  $\varepsilon(\omega)$  записывают следующим образом [4]:

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \int_0^{\infty} f(t) e^{i\omega t} dt, \quad (2)$$

где  $f(t)$  — функция памяти, зависящая от свойств среды.

Непосредственно из формулы (2) следует, что действительная часть диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_1(\omega)$  является четной, а мнимая часть  $\varepsilon_2(\omega)$  — нечетной функцией комплексной переменной  $\omega$ :

$$\varepsilon_1(-\omega) = \varepsilon_1(\omega) \quad \varepsilon_2(-\omega) = -\varepsilon_2(\omega).$$

Затухание электромагнитных колебаний в среде без внешних источников означает, что  $\varepsilon_2(\omega)$  всегда больше нуля для действительной частоты  $\omega > 0$ . Таким образом, в точке  $\omega = 0$  функция  $\varepsilon_2(\omega)$  меняет знак, проходя через нуль у диэлектриков или через бесконечность (расходимость вида  $1/\omega$ ) у металлов, а значение действительной части диэлектрической проницаемости дает величину статической восприимчивости  $\varepsilon_0 = \varepsilon(0)$ . Из определения (2) также следует, что при стремлении  $\omega$  к бесконечности предел функции  $\varepsilon(\omega)$  равен 1.

Для мнимой части диэлектрической проницаемости как диэлектрика, так и проводника справедливо правило сумм [1]:

$$\int_0^{\infty} \omega \varepsilon_2(\omega) d\omega = 2\pi^2 e^2 N / m,$$

где  $m$ ,  $e$  — масса и заряд электрона;  $N$  — полное число электронов в единице объема вещества. В основе этого правила лежит закон сохранения заряда.

Интересно также определение мнимой части  $\varepsilon^{-1}$  [5]:

$$Z(\omega) = -\text{Im}(\varepsilon^{-1}) = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2}, \quad (3)$$

представляющей собой функцию энергетических потерь при взаимодействии электромагнитного излучения с веществом [8], непосредственно связанную со скоростью производства энтропии в системе.

Величины  $\varepsilon_1(\omega)$  и  $\varepsilon_2(\omega)$  связаны с оптическими константами среды, показателем преломления и коэффициентом поглощения:

$$\varepsilon_1(\omega) = n^2 - k^2, \quad \varepsilon_2(\omega) = 2nk.$$

Для экспериментального определения оптических констант  $n$  и  $k$  часто исследуют отражение электромагнитного излучения от поверхности тела. При нормальном падении света на поверхность образца коэффициент отражения  $R$  связан с  $n$  и  $k$  или с  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  известными формулами:

$$R(\omega) = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2}, \quad R(\omega) = \frac{\sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2} - \sqrt{2(\varepsilon_1 + \sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2}) + 1}}{\sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2} + \sqrt{2(\varepsilon_1 + \sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2}) + 1}}. \quad (4)$$

В полном спектре диэлектрической проницаемости твердого тела обычно можно выделить три основных механизма поляризуемости: ориентационный, ионный и электронный. Ориентационная (дипольная) поляризуемость возникает у материалов, молекулы которых имеют дипольные моменты при отсутствии внешнего поля и могут изменять свою ориентацию во внешнем электрическом поле. Основная частотная дисперсия такого механизма поляризации приходится обычно на СВЧ область спектра. Ионная поляризуемость связана со смещением заряженных ионов друг относительно друга с характерными частотами, лежащими в инфракрасном диапазоне. Электронная поляризуемость, самая высокочастотная, с областью дисперсии в ультрафиолетовом диапазоне частот обусловлена смещением электронной оболочки относительно ядра.

Основная особенность проводящей среды — существование свободных носителей зарядов (в металлах — электроны, в полупроводниках и полуметаллах — электроны и дырки, в суперионных материалах — ионы).

Если в электропроводящих кристаллах в оптической области преобладающим является вклад плазмы свободных носителей заряда при практически не зависящим от частоты вкладом остальных подсистем  $\varepsilon_\ell = \varepsilon_\infty$ , то диэлектрическая проницаемость имеет вид [4]:

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_\ell \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \gamma^2} \right) \quad \varepsilon_2 = \varepsilon_\ell \frac{\omega_p^2}{\omega} \left( \frac{\gamma}{\omega^2 + \gamma^2} \right). \quad \omega_p^2 = \frac{e^2 N}{\varepsilon_0 \varepsilon_\ell m^*} \quad (3)$$

Если вклад других подсистем кристалла в рассматриваемой оптической области спектра обнаруживает заметную частотную зависимость, но их характерные частоты различаются между собой и существенно отличаются от плазменной частоты, то для диэлектрической проницаемости кристалла удовлетворительным приближением может быть аддитивный подход. Диэлектрическая проницаемость системы определяется как сумма вкладов отдельных подсистем: носителей заряда — свободных электронов и дырок, связанных (валентных) электронов, кристаллической решетки (фононов) [4, 5].

Целью представленной работы является исследование диэлектрической проницаемости электропроводящей среды, в которой наряду с основными возбуждениями плазмы в диэлектрическую проницаемость вносят заметный вклад возбуждения других подсистем, взаимодействующих между собой и с возбуждениями плазмы.

### **Спектры отражения нелегированных и легированных кристаллов висмута и сплавов висмут-сурьма**

Произведены экспериментальные исследования спектров отражения линейно поляризованного электромагнитного излучения кристаллами висмута и сплавов висмут-сурьма, нелегированными и легированными примесями донорного и акцепторного типов в интервале температур 80 — 300 К [2, 3, 9] с применением инфракрасного Фурье-спектрометра IFS-113 V фирмы Bruker, ФРГ. Анализируются спектры, в которых наблюдаются особенности, отличающие их от простейших спектров, соответствующих классической теории Друде (3) [4]. Наиболее характерными являются спектры отражения кристаллов висмута и сплавов висмут-сурьма, легированных акцепторной примесью олова.

На рис. 1 и 2 приведены экспериментальные спектры отражения линейно поляризованного излучения легированных акцепторной примесью олова, кристаллов висмута и сплавов висмут-сурьма от плоскости, содержащей оси  $C_1$ ,  $C_3$  или  $C_2$ ,  $C_3$ , т. е. при  $\vec{k} \perp C_3$ ,  $\vec{E} \parallel C_3$ , и  $\vec{E} \perp C_3$ . [5, 7, 8].

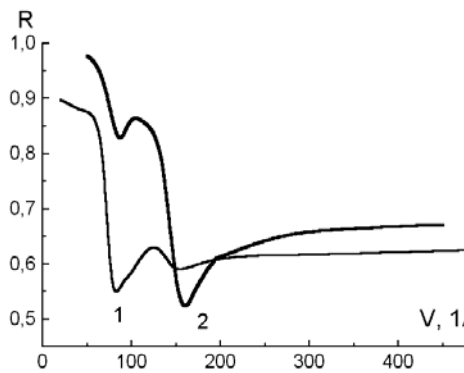


Рис. 1. Спектры отражения кристалла  $\text{Bi}_{0.97}\text{Sb}_{0.03}\langle\text{Sn}_{0.02}\text{at.}\%\rangle$  при  $T = 80 \text{ K}$   
 1 —  $\bar{E} \perp C_3$ , 2 —  $\bar{E} \parallel C_3, \bar{k} \perp C_3$

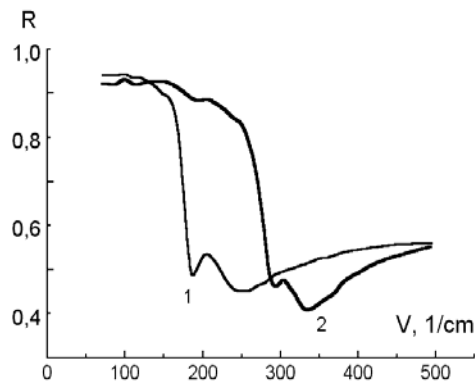


Рис. 2. Спектры отражения кристалла  $\text{Bi}\langle\text{Sn}_{0.05}\text{at.}\%\rangle$  при  $T = 80 \text{ K}$   
 1 —  $\bar{E} \perp C_3$ , 2 —  $\bar{E} \parallel C_3, \bar{k} \perp C_3$

Как видно из рис. 1, 2, спектральная зависимость  $R(\omega)$  существенно отличается от классической, описываемой формулами (3) и характеризуется возмущениями трех типов.

1. Случай, когда возмущение спектров располагается с низкочастотной стороны от плазменного края для обеих плазменных мод.
2. Возмущение расположено между плазменными частотами.
3. Оба спектра деформированы с высокочастотной стороны по отношению к плазменному краю.

Обнаруженные особенности в поведении оптических функций в висмуте и сплавах висмут-сурьма сопровождаются возрастанием затухания плазменных колебаний (рис. 3 [2, 8]).

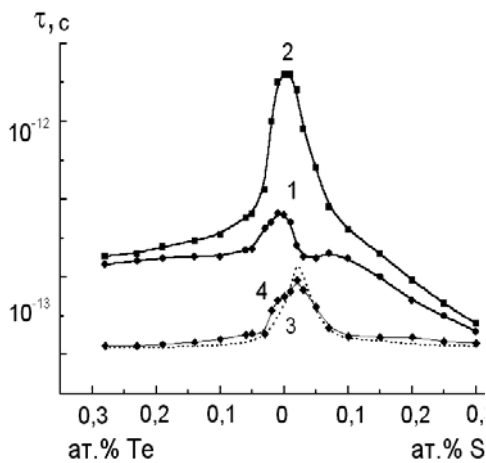


Рис. 3. Величина статического  $\tau_{st}$  (1) и оптического  $\tau_{opt}$  (2) времени релаксации в монокристаллах  $\text{Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$  в зависимости от концентрации и типа легирующей примеси при  $T = 80 \text{ K}$

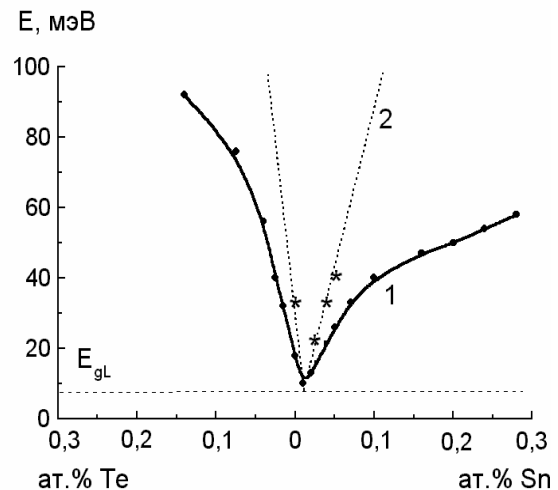


Рис. 4. Значения энергии плазменных колебаний в монокристаллах  $\text{Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$  ( $\bar{k} \perp C_3, \bar{E} \parallel C_3, T = 80 \text{ K}$ ) (1) и энергии межзонных переходов (определенной при моделировании) (2), от концентрации примеси

Сравнение энергии плазменных возбуждений свободных носителей заряда с величиной прямого энергетического зазора в L-точке зоны Бриллюэна (рис. 4) [2, 3, 9] и энергией продольных оптических фононов, в исследованных кристаллах висмута и висмут-сурьма позволяет утверждать, что особенности в поведении оптических функций, наблюдающиеся в ряде слаболегированных кристаллов, обусловлены сближением энергий элементарных возбуждений в электронном, плазменном и фононном спектрах [2, 3, 9].

### **Моделирование диэлектрической функции при наличии нескольких взаимодействующих возбуждений в кристалле**

В ходе моделирования экспериментальных спектров отражения в соответствии с выражением [4]  $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{\infty} + \varepsilon_{f.c.}(\omega) + \varepsilon_{v.c.}(\omega) + \varepsilon_{ph}$ , учитывающим в аддитивном приближении вклад в формирование диэлектрической функции от удаленных по энергии межзонных переходов —  $\varepsilon_{\infty}$ , свободных носителей заряда —  $\varepsilon_{f.c.}(\omega)$ , межзонных переходов —  $\varepsilon_{v.c.}(\omega)$  и колебаний кристаллической решетки  $\varepsilon_{ph}(\omega)$ , было показано, что удастся удовлетворительно описать особенности, наблюдающиеся в поведении оптических функций только в том случае, когда резонансные частоты возбуждений электронной и ионной системы сближаются не более чем на  $30\text{--}50\text{ см}^{-1}$  [2, 3, 9].

Но в ряде случаев характерные частоты (энергии) элементарных возбуждений различных подсистем (плазмонов, фононов, межзонных переходов и др.) оказываются близкими по величине. В этом случае существенным оказывается взаимодействие указанных элементарных возбуждений и вклад этого взаимодействия в диэлектрическую проницаемость среды.

В данном исследовании предлагается модель диэлектрической проницаемости электропроводящей среды, в которой наряду с основными возбуждениями плазмы в диэлектрическую проницаемость вносят заметный вклад возбуждения других подсистем, взаимодействующих между собой и с возбуждениями плазмы. При этом дополнительные возбуждения могут характеризоваться электрическим дипольным моментом и активно взаимодействовать с электромагнитным полем (носители заряда, участвующие в межзонных переходах, плазмоны носителей заряда дополнительных экстремумов зон, оптические фононы ионных кристаллов) или могут быть «пассивными» возбуждениями (фононы в ковалентных кристаллах).

Рассмотрим две взаимодействующие системы носителей заряда. В системе свободных носителей заряда носители характеризуется зарядом  $q_1$ , эффективной массой  $m_1$ , частотой плазменных возбуждений  $\omega_p$  (3) и коэффициентом затухания  $\gamma_1$ . В системе связанных носителей заряда носители характеризуется зарядом  $q_2$ , эффективной массой  $m_2$  собственной частотой возбуждений  $\omega_2$  и коэффициентом затухания  $\gamma_2$ . Связь колебательных систем учитывается коэффициентом  $\gamma_{12}$  (через скорость). Отклик системы на внешнее гармоническое электромагнитное воздействие может быть описан системой двух дифференциальных уравнений второго порядка относительно  $X_1(t)$  и  $X_2(t)$  — смещений зарядов:

$$m_1 \frac{d^2}{dt^2}(X_1) + \gamma_1 m_1 \frac{d}{dt}(X_1) + \gamma_{12} m_1 \frac{d}{dt}(X_1) - \gamma_{12} m_1 \frac{d}{dt}(X_2) = -q_1 E_0 \exp(-i\omega t),$$

$$m_2 \frac{d^2}{dt^2}(X_2) + \gamma_2 m_2 \frac{d}{dt}(X_2) + \gamma_{12} m_2 \frac{d}{dt}(X_2) - \gamma_{12} m_2 \frac{d}{dt}(X_1) = -q_2 E_0 \exp(-i\omega t).$$

Формулу для диэлектрической проницаемости можно получить из решения системы на основе соотношения:

$$\varepsilon_0 \varepsilon(\omega) E(\omega) = \varepsilon_0 \varepsilon_l E(\omega) + P(\omega).$$

Результаты расчета диэлектрической проницаемости для двух характерных случаев приведены ниже.

1. Существенный вклад вносят плазменные возбуждения двух подсистем носителей заряда с характерными частотами  $\omega_{p1}$  и  $\omega_{p2}$ .

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_l \left( 1 + \frac{\omega_{p1}^2 (bF - a\omega^2) + \omega_{p2}^2 (bR - a\omega^2) - bL(\omega_a^2 + \omega_b^2)}{a^2 + b^2} \right), \quad (4)$$

$$\varepsilon_2 = \varepsilon_l \left( \frac{\omega_{p1}^2 (aF + b\omega^2) + \omega_{p2}^2 (aR + b\omega^2) - aL(\omega_a^2 + \omega_b^2)}{a^2 + b^2} \right). \quad (5)$$

В выражениях (3, 4)  $\omega_{p1}^2 = \frac{N_1 q_1^2}{\varepsilon_0 \varepsilon_l m_1^*}$   $\omega_{p2}^2 = \frac{N_2 q_2^2}{\varepsilon_0 \varepsilon_l m_2^*}$   $\omega_a^2 = \omega_{p1}^2 \frac{q_2 m_1^*}{q_1 m_2^*}$

$\omega_b^2 = \omega_{p2}^2 \frac{q_1 m_2^*}{q_2 m_1^*}$  — плазменные частоты подсистем носителей заряда с концен-

трациями  $N_1, N_2$ , электрическими зарядами  $q_1, q_2$ , эффективными массами  $m_1^*, m_2^*$ ;

$$a = \omega^2 (\omega^2 - (\gamma_1 + \gamma_{12})(\gamma_2 + \gamma_{12}) + \gamma_{12}^2) \quad R = -\omega(\gamma_1 + \gamma_{12}) \quad F = -\omega(\gamma_2 + \gamma_{12})$$

$$b = (\omega^3 (\gamma_1 + \gamma_2 + 2\gamma_{12})) \quad L = -\omega\gamma_{12} \text{ коэффициенты затухания обратно}$$

пропорциональны соответствующим временам релаксации:

$$\gamma_j = \frac{1}{\tau_j}, \gamma_{12} = \frac{1}{\tau_{12}} = \frac{1}{\tau_{21}}.$$

Наряду с плазменным возбуждением  $\omega_{p1}$  существенный вклад вносят «пассивные» возбуждения (колебания решетки) с характерной частотой  $\omega_2$ :

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_l \left( 1 + \frac{\omega_{p1}^2 (aT + bF)}{a^2 + b^2} \right) \quad (6)$$

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_l \left( \frac{\omega_{p1}^2 (aF - bT)}{a^2 + b^2} \right) \quad (7)$$

В выражениях (6, 7):

$$\omega_{p1}^2 = \frac{N_1 e_1^2}{\varepsilon_0 \varepsilon_l m_1^*} \quad T = \omega_2^2 - \omega^2 \quad R = -\omega(\gamma_1 + \gamma_{12}) \quad F = -\omega(\gamma_2 + \gamma_{12})$$

$$a = \omega^2 (\omega^2 - \omega_2^2 - (\gamma_1 + \gamma_{12})(\gamma_2 + \gamma_{12}) + \gamma_{12}^2) \quad L = -\omega\gamma_{12}$$

$$b = \omega (\omega^2 (\gamma_1 + \gamma_2 + 2\gamma_{12}) - \omega_2^2 (\gamma_1 + \gamma_{12}))$$

В соответствии с формулами 4 и 5 проведено моделирование спектров плазменного отражения ряда кристаллов.

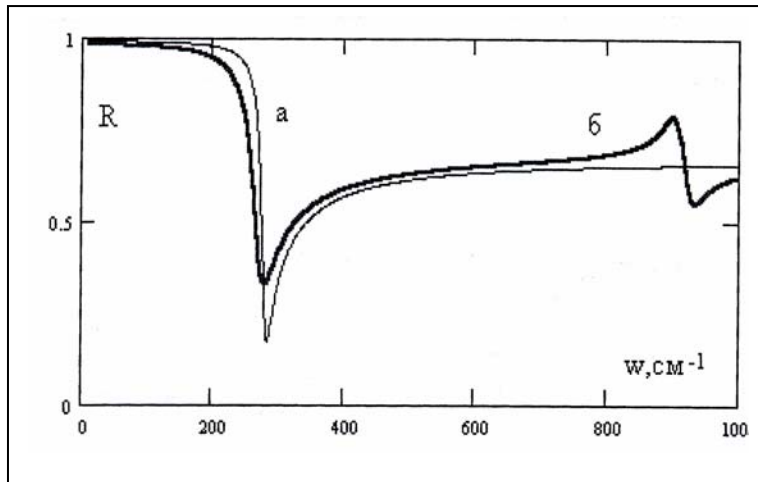


Рис. 5. Результаты расчета модельных спектров:  
*a* — по функции Друде,  
*б* — с учетом взаимодействия с ИК активной модой

На рис. 5. приведен пример моделирования спектра отражения кристалла по соотношениям (4, 5) для случая, когда наряду с плазменными возбуждениями в кристалле имеется активная мода с частотой, превышающей плазменную частоту, в сравнении с результатами расчета по простейшей модели Друде (3). Заметным является различие спектров не только в окрестности частоты дополнительного возбуждения, но и в окрестности плазменного минимума.

Результаты расчета спектров отражения многих кристаллов Bi, BiSb [2, 3, 9], PbSe и др. [7], включая кристаллы, легированные донорными и акцепторными примесями, хорошо согласуются с экспериментальными спектрами, которые не описываются простейшими соотношениями Друде.

### Спектры отражения кристаллов и пленок висмута

Проведено экспериментальное исследование спектров плазменного отражения пленок висмута на ориентирующих подложках из слюды, так что пленка состоит из кристаллитов, для которых ось  $C_3$  перпендикулярна подложке и при нормальном падении луча на поверхность пленки  $\varepsilon = \varepsilon_{\perp}$ .

Спектры отражения получены при комнатной температуре с использованием модернизированного ИК-Фурье-спектрометра ФСМ-1202 в диапазоне 150–600  $\text{см}^{-1}$ .

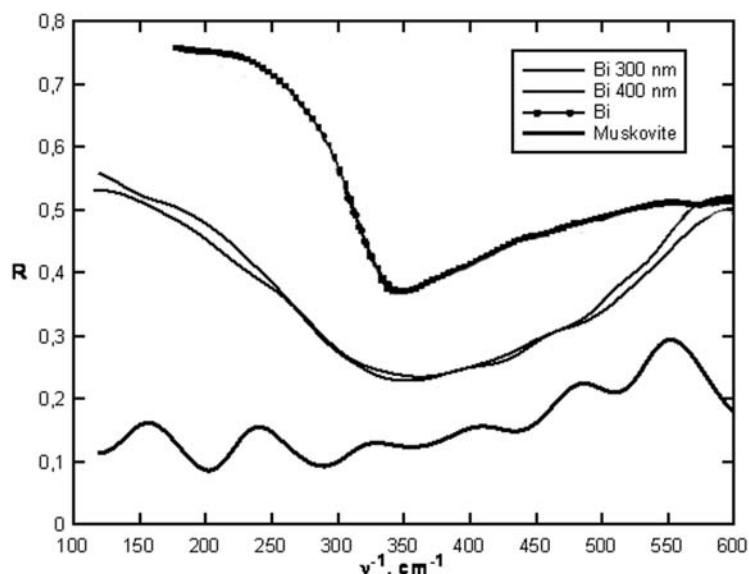
Спектры отражения кристалла висмута, пленок висмута (толщиной 300 и 400 нм) на подложках из слюды приведены на рис. 6. Для сравнения результатов



в этом же диапазоне приведены спектры отражения слюдяной подложки при отсутствии пленки.

Спектры отражения монокристаллов висмута, рис. 6, совпадают с имеющимися экспериментальными данными и хорошо согласуются с результатами моделирования [9], что подтверждает применимость теории свободных электронов к описанию спектров отражения кристаллов висмута в окрестности плазменных частот (плазменного отражения).

Рис. 6. Спектры отражения монокристалла висмута, пленок висмута и слюды



Необходимо отметить, что в спектрах пленок частотное положение плазменного минимума существенно не изменяется, что обусловлено таким же значением концентрации носителей заряда в пленках висмута, как и в массивном образце. Плазменный минимум в пленках по сравнению с монокристаллами оказывается более размытым, что обусловлено более высоким электрическим сопротивлением и меньшим временем релаксации носителей заряда в пленках [6]. Кроме того, во всем измеренном диапазоне длин волн коэффициент отражения пленок висмута меньше, чем монокристалла, и приближается к нему в области коротких длин волн. Различие коэффициентов отражения в пленке и монокристалле висмута, сравнение коэффициентов отражения пленок и подложки из слюды позволяет сделать вывод о влиянии толщины пленки на величину коэффициента отражения. Для количественного описания данного размерного эффекта требуются дополнительные исследования как коэффициентов отражения, так и коэффициентов пропускания пленок.

### Выводы

Предложенный подход к моделированию спектров отражения позволяет описать особенности экспериментальных спектров, обусловленные наличием различных элементарных возбуждений в кристалле, из взаимодействия и различных механизмов затухания.

Исследование спектров отражения пленок висмута в области плазменных частот представляет собой эффективный метод изучения проявления размерных эффектов в процессах взаимодействия электромагнитного излучения с низко-размерными структурами на основе полуметаллов типа висмута.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ансельм А. И. Введение в теорию полупроводников. М.: Наука, 1978. 615 с.
2. Грабов В. М., Кудачин В. В., Мальцев А. С., Степанов Н. П. Диэлектрическая проницаемость висмута и сплавов  $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ , легированных донорными примесями // Известия вузов. Физика. 1990. № 1. С. 76–79.
3. Грабов В. М., Степанов Н. П., Вольф Б. Е., Мальцев А. С. Диэлектрическая функция сплавов висмут-сурьма в дальней ИК области // Оптика и спектроскопия. 1990. Т. 69. № 1. С.134–138.
4. Гроссе П. Свободные электроны в твердых телах. М.: Мир, 1982. 270 с.
5. Займан Дж. Современная квантовая теория. М.: Мир, 1971. 288 с.
6. Комаров В. А., Климантов М. М., Логунцова М. М., Пылина С. Н., Демидов Е. В. Кинетические явления и структура пленок висмута // Известия РГПУ им. А. И. Герцена. Физика. Научный журнал. 2006. № 6 (15). С. 131-143.
7. Оптические свойства полупроводников: Справочник / Сост. В. И. Гавриленко, А. М. Грехов, Д. В. Котрубяк, В. Г. Литовченко. Киев: Наукова думка, 1987. 607 с.
8. Слэтер Дж. Диэлектрики. Полупроводники. Металлы. М.: Мир, 1969. 647 с.
9. Степанов Н. П., Грабов В. М. Взаимодействие электромагнитного излучения с кристаллами висмута и сплавов висмут-сурьма в области плазменных эффектов. СПб.: РГПУ им. А. И. Герцена. 2003. 169 с.

### REFERENCES

1. Ansel'm A. I. Vvedenie v teoriyu poluprovodnikov. M.: Nauka, 1978. 615 s.
2. Grabov V. M., Kudachin V. V., Mal'cev A. S., Stepanov N. P. Dielektricheskaya pronicaemost' vismuta i splavov  $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ , legirovannyh donornymi primesyami // Izvestiya vuzov. Fizika. 1990. № 1. S. 76–79.
3. Grabov V. M., Stepanov N. P., Vol'f B. E., Mal'cev A. S. Dielektricheskaya funkciya splavov vismut-sur'ma v dal'nei IK oblasti // Optika i spektroskopiya. 1990. T.69. № 1. S. 134–138.
4. Grosse P. Svobodnye elektrony v tverdyh telah. M.: Mir, 1982. 270 s.
5. Zaiman Dj. Sovremennaya kvantovaya teoriya. M.: Mir, 1971. 288 s.
6. Komarov V. A., Klimantov M. M., Loguncova M. M., Pylina S. N., Demidov E. V. Kineticheskie yavleniya i struktura plenok vismuta // Izvestiya RGPU im. A. I. Gercena. Fizika. Nauchnyi jurnal. 2006. № 6 (15). S. 131–143.
7. Opticheskie svoistva poluprovodnikov. Spravochnik / Sost. V. I. Gavrilenko, A. M. Grehov, D. V. Kotrbyak, V. G. Litovchenko. Kiev: Naukova dumka, 1987. 607 s.
8. Sleter Dj. Dielektriki. Poluprovodniki. Metally. M.: Mir, 1969. 647 s.
9. Stepanov N. P., Grabov V. M. Vzaimodeistvie elektromagnitnogo izlucheniya s kristallami vismuta i splavov vismut-sur'ma v oblasti plazmennyh effektov. SPb.: RGPU im. A. I. Gercena. 2003 169 s.