МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЕ И ТЕХНОЛОГИЯ. ПОЛУПРОВОДНИКИ

MATERIALS SCIENCE AND TECHNOLOGY. SEMICONDUCTORS

Известия высших учебных заведений. Материалы электронной техники. 2021. Т. 24, № 1. С. 27—33.
DOI: 10.17073/1609-3577-2021-1-27-33

УДК 621.315.592

Сравнение результатов оптических и электрофизических измерений концентрации свободных электронов в образцах *n*–GaAs, легированных теллуром

© *2021 г.* Т. Г. Югова§, А. Г. Белов, В. Е. Каневский, Е. И. Кладова, С. Н. Князев

АО «Гиредмет»,
Электродная ул., д. 2, Москва, 111524, Россия

Аннотация. Разработана теоретическая модель, позволяющая определять концентрацию свободных электронов в *n*–GaAs по характеристическим точкам на спектрах отражения в дальней инфракрасной области. Показано что при этом необходимо учитывать плазмон–фононное взаимодействие (в противном случае значение концентрации электронов оказывается завышенным). Получена расчетная зависимость концентрации электронов $N_{опт}$ от характеристического волнового числа ν_+, которая описывается полиномом второй степени.

На двадцати пяти образцах арсенида галлия, легированных теллуром, проведены измерения концентрации электронов двумя способами: по традиционной четырехконтактной методике (метод Ван дер Пау) и с помощью разработанного авторами оптического метода (измерения проводились при комнатной температуре). По результатам экспериментов построена зависимость значений концентрации электронов, полученных из холловских данных, $N_{холл}$ от значений концентрации электронов, полученных оптическим методом, $N_{опт}$. Показано, что эта зависимость описывается линейной функцией. Установлено, что данные оптических и электрофизических измерений совпадают, если концентрация электронов равна $N_{равн} = 1{,}07 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$. При меньших значениях холловской концентрации $N_{холл} < N_{опт}$, а при больших — $N_{холл} > N_{опт}$.

Предложена качественная модель, объясняющая полученные результаты. Высказано предположение, что атомы теллура связываются с вакансиями мышьяка в комплексы, вследствие чего концентрация электронов уменьшается. На поверхности кристалла концентрация вакансий мышьяка меньше и, следовательно, должно выполняться условие $N_{опт} > N_{холл}$. По мере увеличения уровня легирования все больше атомов теллура остается электрически активными, поэтому концентрация электронов в объеме начинает превалировать над поверхностной концентрацией. Однако при дальнейшем увеличении уровня легирования отношение $N_{холл}/N_{опт}$ опять убывает, стремясь к единице. Это, по–видимому, связано с тем, что интенсивность распада комплексов «атом теллура + вакансия мышьяка» при увеличении уровня легирования уменьшается.

Ключевые слова: арсенид галлия, концентрация электронов, эффект Холла, спектр отражения, плазмон–фононное взаимодействие

Введение

Если измерения значений одного и того же параметра проводятся разными методами, то ценность полученной информации заметно возрастает. Вместе с тем, можно ожидать, что результаты таких измерений будут отличаться между собой вследствие использования различных физических методов. В каждом конкретном случае эти различия необходимо учитывать, поскольку каждая методика

Югова Татьяна Георгиевна§ — канд. техн. наук, старший научный сотрудник, e–mail: P_Yugov@mail.ru; **Белов Александр Георгиевич** — канд. физ.–мат. наук, ведущий научный сотрудник, e–mail: iadenisov@giredmet.ru; **Каневский Владимир Евгеньевич** — канд. техн. наук, старший научный сотрудник, e–mail: iadenisov@giredmet.ru; **Кладова Евгения Исааковна** — научный сотрудник, e–mail: iadenisov@giredmet.ru; **Князев Станислав Николаевич** — канд. техн. наук, начальник лаборатории, e–mail: Snkniazev@Yandex.ru

§ Автор для переписки

выполнения измерений **(МВИ)** имеет свои пределы применимости и свои погрешности (случайные и систематические).

Ниже рассмотрены результаты измерений концентрации свободных электронов N (см$^{-3}$) в сильнолегированных теллуром образцах n–GaAs, полученные двумя методами: из электрофизических измерений по методу Ван дер Пау ($N_{холл}$) и по спектрам отражения в дальней инфракрасной **(ДИК)** области ($N_{опт}$). Отметим, что при измерении эффекта Холла образец подвергается воздействию магнитного поля. В последние годы этому вопросу уделяется большое внимание. Магнитопластический эффект — движение дислокаций в кристаллах под действием магнитного поля — один из эффектов, который был обнаружен и подробно исследован в ряде работ [1—5]. Кроме того, магнитное поле воздействует также на поверхность образцов, вызывая различные эффекты [6—7].

Образцы и методы исследования

Исследуемые образцы монокристаллического арсенида галлия, легированного теллуром, GaAs : Te представляли плоскопараллельные пластины квадратной формы с ориентацией (100), линейными размерами 6—10 мм и толщиной 1—2 мм. Из монокристаллических слитков GaAs(Te), полученных методом Чохральского, перпендикулярно к оси роста вырезали шайбы с ориентацией (100), из которых затем получали пластины. После резки плоские поверхности исследуемых образцов подвергались вначале механической шлифовке, а затем химической полировке.

Все измерения проводились при комнатной температуре.

При проведении электрофизических измерений контакты припаивались с помощью микропаяльника оловом по углам образцов. В качестве контактных проводников использовали медную луженую проволоку диаметром 0,05 мм. Исследуемые образцы размещались на двустороннем держателе (по одному с каждой стороны); проволоки припаивали к соответствующим контактным площадкам держателя.

Электрофизические измерения проводились с использованием традиционной четырехконтактной геометрии (метод Ван дер Пау). Держатель с двумя исследуемыми образцами помещался между полюсами сердечника электромагнита перпендикулярно к вектору индукции магнитного поля. Измерения проводись при фиксированном значении индукции магнитного поля (B = 0,5 Тл); через исследуемые образцы пропускался ток 100 мА. Далее рассчитывались значения удельного электрического сопротивления ρ, концентрации $N_{холл}$ и подвижности μ свободных электронов. Случайная относительная погрешность определения значения $N_{холл}$ не превышала ±7 %.

Спектры отражения исследуемых образцов записывались с помощью фурье–спектрометра Tensor–27 в интервале значений волнового числа ν = 340÷5000 см$^{-1}$. Далее с помощью дисперсионных соотношений Крамерса—Кронига вычислялись зависимости действительной ε_1 и мнимой ε_2 частей диэлектрической проницаемости ($\varepsilon = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2$) от волнового числа ν и строилась зависимость

$$f(\nu) = \mathrm{Im}\left(-\frac{1}{\varepsilon}\right) = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1^2 \div \varepsilon_2^2}.$$

Эта зависимость имеет характерный колоколообразный вид с явно выраженным максимумом. Определялось волновое число ν_+, отвечающее этому максимуму, и далее по полученному значению вычислялось значение концентрации электронов $N_{опт}$.

Отметим, что при вычислении $N_{опт}$ по известному значению ν_+ необходимо учитывать плазмон–фононное взаимодействие, поскольку в материале с заметной долей ионной связи (GaAs), кроме продольных коллективных колебаний системы свободных носителей заряда (плазмонов), присутствуют также продольные колебания кристаллической решетки (LO–фононы). Частота плазменных колебаний ω_p связана с концентрацией свободных носителей заряда (в данном случае — электронов) $N_{опт}$ простым соотношением [8—12]:

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi N_{опт} e^2}{\varepsilon_\infty m^*}. \qquad (1)$$

Здесь e — заряд электрона; ε_∞ — высокочастотная диэлектрическая проницаемость; m^* — эффективная масса электрона.

Как видно из формулы (1), частота плазменных колебаний для данного материала зависит только от концентрации электронов $N_{опт}$, изменяя которую, можно варьировать значение ω_p. Если значения плазменной частоты и частоты продольных оптических фононов ω_{LO} заметно отличаются, то оба продольных колебания существуют как независимые. Частота продольных оптических фононов ω_{LO} определяется упругими свойствами кристаллической решетки полупроводника и не зависит от уровня легирования материала. Наоборот, значением ω_p легко управлять, изменяя $N_{опт}$ (см. формулу (1)).

Если значения частот ω_p и ω_{LO} оказываются близкими, то вместо ранее существовавших независимых плазмонов и продольных оптических фононов теперь возникают смешанные плазмон–фононные моды [13—26], частоты которых (ω_+ — высокочастотная; ω_- — низкочастотная) легко вычислить,

используя следующую формулу (затухания плазмонов и LO–фононов при этом не учитываются):

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

Здесь ε_0 — статическая диэлектрическая проницаемость.

Следовательно, на спектре отражения будут присутствовать два минимума, отвечающие частотам смешанных плазмон–фононных мод: ω_+ и ω_-. Для нахождения значения $N_{опт}$ можно использовать любую из них; все определяется возможностями спектрального прибора (в данной работе использовали ω_+).

В работе [1] применительно к полупроводниковому материалу InSb подробно изложена суть метода расчета частот ω_+ и ω_- и отвечающих им значений волновых чисел ν_+ и ν_-. В InSb [1] из–за непараболичности зоны проводимости эффективная масса электронов зависит от энергии. В случае с GaAs ситуация упрощается: эффективная масса электрона считалась не зависящей от энергии и принималась равной $m^* = 0{,}067m_0$, где m_0 — масса свободного электрона ($9{,}11 \cdot 10^{-31}$ кг). Значения остальных параметров, входящих в формулы (1) и (2), выбирались равными следующим значениям: $\varepsilon_0 = 12{,}9$, $\varepsilon_\infty = 10{,}9$, $\nu_{LO} = 246$ см$^{-1}$, ($\omega_{LO} = 2\pi c\nu_{LO}$, где $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/с — скорость света в вакууме).

Необходимость учета плазмон–фононного взаимодействия иллюстрирует рис. 1. Из рис. 1 видно, что чем меньше значение характеристического волнового числа, тем больше расхождение между кривыми *1* и *2*. Для значения $\nu_+ = 340$ см$^{-1}$ (край спектрального диапазона фурье–спектрометра Tensor–27) это расхождение составляет 20 %. Если не учитывать плазмон–фононное взаимодействие, то значение $N_{опт}$ оказывается завышенным.

Таким образом, используя кривую *1* в качестве градуировочной зависимости, можно по известному значению ν_+ (в см$^{-1}$) вычислить значение $N_{опт}$ (в см$^{-3}$). Эта зависимость описывается полиномом второй степени:

$$N_{опт} = 6{,}33 \cdot 10^{12}(\nu_+)^2 + 2{,}11 \cdot 10^{15}(\nu_+) - 6{,}81 \cdot 10^{17}. \quad (3)$$

Результаты и их обсуждение

Типичный спектр отражения образца *n*–GaAs $R(\nu)$ (кривая *1*) представлен на рис. 2. На спектре отражения присутствует явно выраженный минимум; характеристическая точка расположена левее — на участке возрастания зависимости $R(\nu)$. Здесь же приведена полученная с помощью соотношений Крамерса—Кронига зависимость $f(\nu) = \mathrm{Im}(-1/\varepsilon)$ (кривая *2*). Ее максимум соответствует значению характеристического волнового числа ν_+ (отмечено вертикальной линией). Заметим, что значение ν_+ может быть найдено с большой точностью; абсолютная случайная погрешность определения ν_+ обусловлена только разрешением спектрального прибора и составляет ±1 см$^{-1}$; соответственно, случайная относительная погрешность определения $N_{опт}$ не превосходит ±0,3 %.

На рис. 3 представлено соотношение полученных данных по измерениям концентрации электронов $N_{опт}$ и $N_{холл}$.

Из рис. 3 видно, что экспериментальная зависимость хорошо описывается линейной зависимостью:

$$N_{холл} = 1{,}1973N_{опт} - 2{,}1033. \quad (4)$$

Из формулы (4) видно, что равенство концентраций $N_{опт}$ и $N_{холл}$ достигается при значении $N_{равн} \approx 1{,}07 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$. При меньших значениях холловской концентрации $N_{холл} < N_{опт}$, а при больших — $N_{холл} > N_{опт}$.

Для наглядности на рис. 4. представлен график зависимости отношения $N_{холл}/N_{опт}$ от значений $N_{холл}$.

Из рис. 4 видно, что разброс значений отношения $N_{холл}/N_{опт}$ значителен, но в качестве линии тренда лучше всего подходит полином второй степени с параметрами:

$$\frac{N_{холл}}{N_{опт}} = -0{,}0005N_{холл}^2 + 0{,}028N_{холл} + 0{,}7442. \quad (5)$$

Исследуя магнитопластический эффект в монокристаллах GaAs, легированных теллуром, мы об-

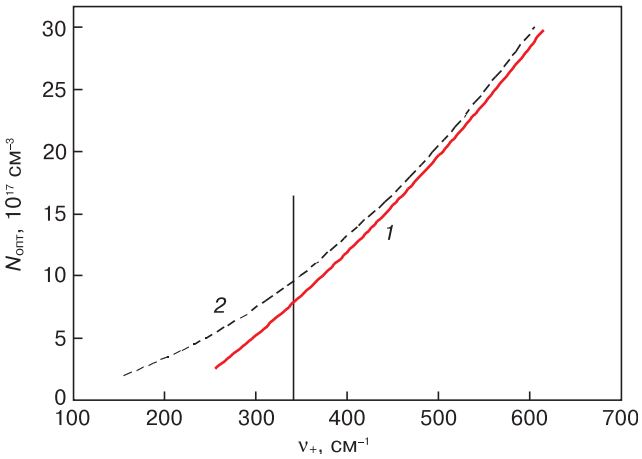

Рис. 1. Расчетные зависимости концентрации электронов $N_{опт}$ от характеристического волнового числа ν_+ с учетом (*1*) и без учета (*2*) плазмон–фононного взаимодействия.
Вертикальная линия — край рабочего диапазона фурье–спектрометра Tensor–27 (340 см$^{-1}$)

Fig. 1. Calculated dependences of the electron concentration N_{opt} on the characteristic wave number ν_+ taking into account (*1*) and disregarding (*2*) the plasmon–phonon conpling. Vertical line is the edge of the working range of the Tensor–27 Fourier spectrometer (340 cm^{-1})

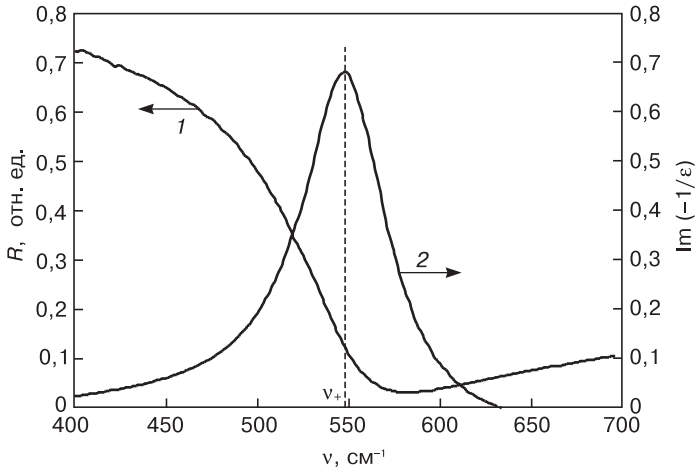

Рис. 2. Типичный спектр отражения образца *n*–GaAs (*1*) и зависимость $f(\nu) = \mathrm{Im}\,(-1/\varepsilon)$ (*2*). Вертикальной линией отмечено значение характеристического волнового числа ν_+

Fig. 2. Typical reflection spectrum of an *n*–GaAs sample (*1*) and dependence $f(\nu) = \mathrm{Im}\,(-1/\varepsilon)$ (*2*). Vertical line marks the value of the characteristic wavenumber ν_+

ратили внимание на систематическое расхождение в значениях концентрации свободных электронов, причем выполнялось неравенство $N_{\text{холл}} > N_{\text{опт}}$ [28]. Для всех исследованных в этой работе образцов значения $N_{\text{холл}}$ относились к диапазону $N_{\text{холл}} > N_{\text{равн}} = 1{,}07 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$, для которого $N_{\text{холл}} > N_{\text{опт}}$, так что полученные ранее результаты [28] вписываются в общую картину. Однако следует иметь в виду, что результаты, полученные в работе [28], связаны с движением дислокаций в магнитном поле.

Итак, можно считать установленным наличие расхождения между значениями $N_{\text{холл}}$ и $N_{\text{опт}}$, причем оно не является односторонним, т. е. в одном диапазоне концентраций электронов $N_{\text{холл}}$ меньше $N_{\text{опт}}$, а в другом — наоборот. Случайный фактор (разброс значений в ту или другую сторону относительно некоего среднего) также отсутствует.

Необходимо иметь в виду, что информация, получаемая из спектров отражения, относится к узкому (толщиной десятые доли микрометра) приповерхностному слою образца. Наоборот, при электрофизических измерениях задействован весь объем образца. В этом случае систематическое расхождение между значениями $N_{\text{холл}}$ и $N_{\text{опт}}$ можно было бы объяснить различием физических свойств поверхности и объема образца. Вторым фактором, обусловливающим систематическое различие между данными, полученными оптическим и электрофизическим методами, могло бы быть несовершенство используемой математической модели, по которой рассчитываются значения $N_{\text{опт}}$. Однако тот факт, что наблюдаемое различие в значениях $N_{\text{холл}}$ и $N_{\text{опт}}$ не является односторонним, требует отдельного осмысления.

Из данных работы [28] следует, что при измерении эффекта Холла магнитопластический эффект не наблюдается и, следовательно, возрастание $N_{\text{холл}}$ не может быть объяснено отрывом примеси от дислокаций.

В работе [29] высказано предположение, что эффект магнитной обработки связан с активацией дефектов в твердых телах. Показано, что влияние магнитных полей на физические свойства реальных твердых тел связано с релаксационной перегруппировкой дефектов, находящихся в метастабильном состоянии, и не зависит от природы материала.

С этих позиций попытаемся объяснить полученные нами результаты. Не совсем понятно соотношение концентраций $N_{\text{холл}}/N_{\text{опт}}$ в диапазоне концентраций $N < 1{,}07 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$. Можно предположить, что из–за большой концентрации вакансий мышьяка в объеме кристалла атомы теллура связываются с вакансиями мышьяка в комплексы, уменьшая тем самым концентрацию электронов в объеме исследуемого образца. Однако на поверхности кристалла концентрация вакансий мышьяка меньше, и, следовательно, значение $N_{\text{опт}}$ должно быть больше. По мере роста

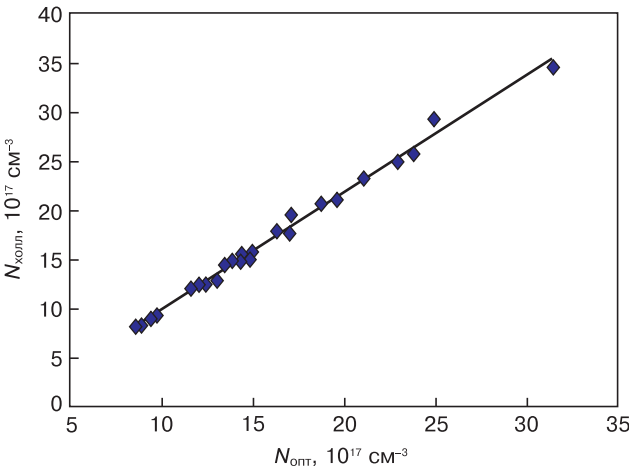

Рис. 3. Зависимость $N_{\text{холл}}$ от $N_{\text{опт}}$

Fig. 3. Dependence of N_{Hall} on N_{opt}

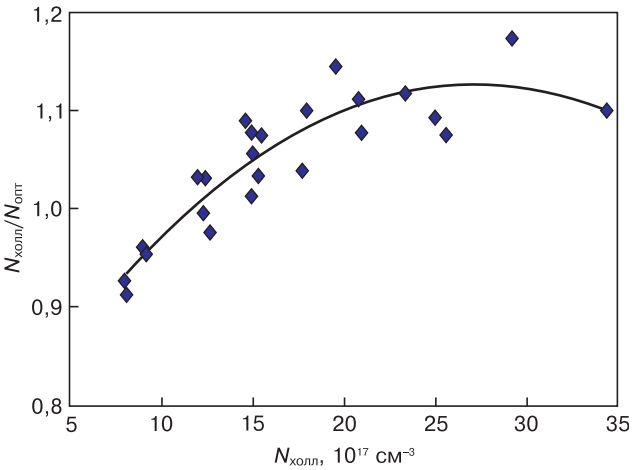

Рис. 4. Зависимость отношения $N_{\text{холл}}/N_{\text{опт}}$ от $N_{\text{холл}}$

Fig. 4. Dependence of the ratio $N_{\text{Hall}}/N_{\text{opt}}$ on N_{Hall}

концентрации теллура все большая часть атомов теллура остается в электрически активном состоянии в объеме кристалла. Кроме того, в результате магнитной обработки часть атомов теллура переходит в активное состояние в результате развала комплексов с вакансиями мышьяка в объеме кристалла. Все это приводит к тому, что $N_{холл}$ становится больше $N_{опт}$ и кривая $N_{холл}/N_{опт}$ стремиться к своему максимуму, что хорошо видно на рис. 4. При дальнейшем увеличении концентрации теллура (более $2{,}5 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$) отношение $N_{холл}/N_{опт}$ опять убывает. Это, по–видимому, связано с тем, что интенсивность распада комплексов с увеличением концентрации теллура уменьшается.

Следует отметить, что в результате магнитной обработке концентрация электронов $N_{опт}$ на поверхности образца не меняется. Этот результат согласуется с тем, что концентрация комплексов атомов теллура и вакансий мышьяка на поверхности образцов минимальна.

Заключение

Разработана теоретическая модель, позволяющая определять концентрацию свободных электронов, $N_{опт}$, по характеристическим точкам на спектрах отражения в дальней инфракрасной области.

Показано, что при определении значения $N_{опт}$ необходимо учитывать плазмон–фононное взаимодействие; без этого значение $N_{опт}$ оказывается завышенным (до 20 %).

Проведены измерения концентрации свободных электронов по спектру отражения ($N_{опт}$) и с использованием традиционной четырехконтактной методики (метод Ван дер Пау), $N_{холл}$.

Установлено, что при значении концентрации электронов $N_{равн} \approx 1{,}07 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$ отношение $N_{холл}/N_{опт} = 1$; при меньших значениях холловской концентрации $N_{холл} < N_{опт}$, а при больших — $N_{холл} > N_{опт}$. Расхождение превышает погрешность измерений.

Показано, что зависимость $N_{холл}/N_{опт} = f(N_{холл})$ удовлетворительно описывается полиномом второй степени.

Предложена модель, объясняющая полученные экспериментальные данные развалом комплексов «теллур — вакансия мышьяка» при магнитной обработке образцов арсенида галлия.

Библиографический список

1. Tsmots V. M., Shakhovtsov V. I., Shindich V. L., Shpinar L. I., Shubak M. I., Stym V. S., Yaskovets L. N. Magnetism of plactically deformd Ge and Si crystals // Solid State Communication. 1987. V. 63, N 1. P. 1—3. DOI: 10.1016/0038-1098(87)90053-6

2. Pavlov V. A., Pereturina I. A., Pecherkina Î. L. The effect of constant magnetic field on mechanical properties and dislocation structure of Nb and Mo // Phys. Status Solidi (a). 1980. V. 57, Iss. 1. P. 449—456. DOI: 10.1002/pssa.2210570151

3. Альшиц В. И., Даринская Е. В., Перекалина Т. М., Урусовская А. А. О движении дислокаций в кристаллах NaCl под действием постоянного магнитного поля // ФТТ. 1987. Т. 29, № 2. С. 467—471. URL: https://journals.ioffe.ru/articles/viewPDF/35609

4. Alshits V. I., Darinskaya E. V., Petrzhik E. A. Effects of magnetic fields on the dislocation unlocking from paramagnetic centers in non–magnetic crystals // Materials Science and Engineering. 1993. V. A164. P. 322—326. DOI: 10.1016/0921-5093(93)90686-9

5. Darinskaya E. V., Petrzhik E. A., Erofeeva S. A. Dislocation motion in InSb crystals under a magnetic field // J. Phys.: Condens. Matter. 2002. V. 14, N 48. P. 12883—12886. DOI: 10.1088/0953-8984/14/48/328

6. Левин М. Н., Татаринцев А. В., Косцова О. А., Косцов А. М. Активация поверхности полупроводников воздействием импульсного магнитного поля // ЖТФ. 2003. Т. 73, Вып. 10. С. 85—87. URL: https://journals.ioffe.ru/articles/viewPDF/8096

7. Стебленко Л. П., Плющай И. В., Калиниченко Д. В., Курилюк А. Н., Крит А. Н., Трачевский В. В. Вызванная магнитным воздействием обогащение поверхности кремния магниточувствительными примесями // Материалы и структуры современной электроники: сб. науч. тр. V Междунар. науч. конф. Минск: Издательский центр БГУ, 2012. С. 91—94. URL: http://elib.bsu.by/handle/123456789/38078

8. 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, Вып. 3. С. 93—96. URL: http://www.jetpletters.ac.ru/ps/833/article_12795.pdf

9. Белогорохов А. И., Белов А. Г., Петрович П. Л., Рашевская **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.

10. Белогорохов А. И., Белогорохова Л. И., Белов А. Г., Рашевская Е. П. Плазменный резонанс свободных носителей заряда и оценка некоторых параметров зонной структуры материала $Cd_xHg_{1-x}Te$ // ФТП. 1991. Т. 25, Вып. 7. С. 1196—1203. URL: https://journals.ioffe.ru/articles/viewPDF/23491

11. Шаров М. К. Плазменный резонанс в твердых растворах $Pb_{1-x}Ag_xTe$ // ФТП. 2014. Т. 48, Вып. 3. С. 315—317. URL: https://journals.ioffe.ru/articles/viewPDF/27003

12. 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.

13. Varga B. B. Coupling of plasmons to polar phonons in degenerate semiconductors // Phys. Rev. 1965. V. 137, Iss. 6A. P. 1896—1901. DOI: 10.1103/PhysRev.137.A1896

14. Singwi K. S., Tosi M. P. Interaction of plasmons and optical phonons in degenerate semiconductors // Phys. Rev. 1966. V. 147, Iss. 2. P. 658—662. DOI: 10.1103/PhysRev.147.658

15. 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 // Phys. Status Solidi (b). 2014. V. 251, Iss. 4. P. 882—891. DOI: 10.1002/pssb.201350039

16. Ishioka K., Brixius K., Höfer U., Rustagi A., Thatcher E. M., Stanton C. J., Petek H. Dynamically coupled plasmon–phonon modes in GaP: An indirect–gap polar semiconductor // Phys. Rev. B. 2015. V. 92, Iss. 20. P. 205203. DOI: 10.1103/PhysRevB.92.205203

17. Володин В. А., Ефремов М. Д., Преображенский В. В., Семягин Б. Р., Болотов В. В., Сачков В. А., Галактионов Е. А., Кретинин А. В. Исследование фонон–плазмонного взаимодействияв туннельных сверхрешетках GaAs/AlAs // Письма в ЖЭТФ. 2000. Т. 71, Вып. 11. С. 698—704. URL: http://www.jetpletters.ac.ru/ps/909/article_13947.pdf

18. Kulik L. V., Kukushkin I. V., Kirpichev V. E., Klitzing K. V., Eberl K. Interaction between intersubband Bernstein modes and coupled plasmon–phonon modes // Phys. Rev. B. 2000. V. 61, Iss. 19. P. 12717—12720. DOI: 10.1103/PhysRevB.61.12717

19. Mandal P. K., Chikan V. Plasmon–phonon coupling in charged n–type CdSe quantum dots: a THz time–domain spectroscopic study // Nano Letters. 2007. V. 7, N 8. P. 2521—2528. DOI: 10.1021/nl070853q

20. Степанов Н. П., Грабов В. М. Оптические свойства кристаллов висмут–сурьма, обусловленные электрон–плазмонным и плазмон–фононным взаимодействием // Изв. РГПУ им. Герцена. 2004. Т. 4, № 8. С. 52—64.

21. Trajic J., Romcevic N., Romcevic M., Nikiforov V. N. Plasmon–phonon and plasmon–two different phonon interaction in

$Pb_{1-x}Mn_xTe$ mixed crystals // Materials Research Bulletin. 2007. V. 42, Iss. 12. P. 2192—2201. DOI: 10.1016/j.materresbull.2007.01.003

22. Chudzinski P. Resonant plasmon–phonon coupling and its role in magneto–thermoelectricity in bismuth // Europian Physical J. B. 2015. V. 88, N 12. P. 344. DOI: 10.1140/epjb/e2015-60674-3

23. Belov A. G., Denisov I. A., Kanevskii V. E., Pashkova N. V., Lysenko A. P. Determining the free carrier density in $Cd_xHg_{1-x}Te$ solid solutions from far–infrared reflection spectra // Semiconductors. 2017. V. 51, N 13. P. 1732—1736. DOI: 10.1134/S1063782618150034

24. Ю П. Ю., Кардона М. Основы физики полупроводников. М.: Физматгиз, 2002. 560 с.

25. 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.

26. Белогорохов А. И., Белогорохова Л. И. Оптические фононы в цилиндрических нитях пористого GaP // ФТТ. 2001. Т. 43, № 9. С. 1693—1697. URL: https://journals.ioffe.ru/articles/viewPDF/38320

27. Belova I. M., Belov A. G., Kanevskii V. E., Lysenko A. P. Determining the concentration of free electrons in n–InSb from far–infrared reflectance spectra with allowance for plasmon–phonon coupling // Semiconductors. 2018. V. 52, N 15. P. 1942—1946. DOI: 10.1134/S1063782618150034

28. Югова Т. Г., Белов А. Г., Князев С. Н. Магнитопластический эффект в монокристаллах GaAs, легированных теллуром // Кристаллография. 2020. Т. 65, № 1. С. 11—16. DOI: 10.31857/S0023476120010270

29. Семенова Г. В., Сушкова Т. П. Дефекты структуры и физические свойства кристаллов. Воронеж: Издательско–полиграфический центр Воронежского государственного университета, 2007. 52 с.

Статья поступила в редакцию 26 декабря 2019 г.

Izvestiya vuzov. Materialy elektronnoi tekhniki = Materials of Electronics Engineering. 2021, vol. 24, no. 1, pp. 27—33. DOI: 10.17073/1609-3577-2021-1-27-33

Comparison of the results of optical and electrophysical measurements of free electron density in *n*-GaAs samples doped with tellurium

T. G. Yugova[1,§], A. G. Belov[1], V. E. Kanevskii[1], E. I. Kladova[1], S. N. Knyazev[1]

[1] ***Federal State Research and Develpment Institute of Rare Metal Industry ("Giredmet"),***
2 Elektrodnaya Str., Moscow 111524, Russia

Abstract. A theoretical model has been developed that allows one to determine free electron density in n–GaAs from the characteristic points on far–infrared reflection spectra. It was shown that, in this case, it is necessary to take into account the plasmon–phonon coupling (otherwise, the electron density is overestimated). The calculated dependence of electron density, N_{opt}, on the characteristic wave number, ν_+, which is described by a second degree polynomial, has been obtained.

Twenty–five tellurium–doped gallium arsenide samples were used to measure the electron density in two ways: according to traditional four–contact Hall method (Van der Pauw method) and using the optical method we developed (measurements were carried out at room temperature). Based on the experimental results, the dependence was constructed of the electron density values obtained from the Hall data, N_{Hall}, on the electron density obtained by the optical method, N_{opt}. It is shown that this dependence is described by linear function. It is established that the data of optical and electrophysical measurements coincide if the electron density is $N_{eq} = 1.07 \cdot 10^{18}$ cm^{-3}, for lower values of the Hall density $N_{Hall} < N_{opt}$, and for large values $N_{Hall} > N_{opt}$.

A qualitative model is proposed to explain the results. It has been suggested that tellurium atoms bind to vacancies of arsenic into complexes, as a result of which the electron density decreases. On the surface of the crystal, the concentration of arsenic vacancies is lower and, therefore, the condition $N_{opt} > N_{Hall}$ should be satisfied. As the doping level increases, more and more tellurium atoms remain electrically active, so electron density in the volume begins to prevail over the surface one. However, with a further increase in the doping level, the ratio N_{Hall}/N_{opt} again decreases, tending to unity. This, probably, is due to the fact that the rate of decomposition of the complexes "tellurium atom + arsenic vacancy" decreases with increasing doping level.

Keywords: gallium arsenide, electron density, Hall effect, reflection spectra, plasmon–phonon coupling

References

1. Tsmots V. M., Shakhovtsov V. I., Shindich V. L., Shpinar L. I., Shubak M. I., Stym V. S., Yaskovets L. N. Magnetism of plactically deformd Ge and Si crystals. *Solid State Communication*, 1987, vol. 63, no. 1, pp. 1—3. DOI: 10.1016/0038-1098(87)90053-6

2. Pavlov V. A., Pereturina I. A., Pecherkina Î. L. The effect of constant magnetic field on mechanical properties and dislocation structure of Nb and Mo. *Phys. Status Solidi (a)*, 1980, vol. 57, no. 1, pp. 449—456. DOI: 10.1002/pssa.2210570151

3. Alshits V. I., Darinskaya E.V., Perekalina T. M., Urutsovskaya A. A. On the motion of dislocations in NaCl crystals under the influence of a constant magnetic field. *Fizika tverdogo tela = Physics of the Solid State*, 1987, vol. 29, no. 2, pp. 467—471. (In Russ.). URL: https://journals.ioffe.ru/articles/viewPDF/35609

4. Alshits V. I., Darinskaya E. V., Petrzhik E. A. Effects of magnetic fields on the dislocation unlocking from paramagnetic centers in non–magnetic crystals. *Materials Science and Engineering*, 1993, vol. A164, pp. 322—326. DOI: 10.1016/0921-5093(93)90686-9

5. Darinskaya E. V., Petrzhik E. A., Erofeeva S. A. Dislocation motion in InSb crystals under a magnetic field. *J. Phys.: Condens. Matter.*, 2002, vol. 14, no. 48, pp. 12883—12886. DOI: 10.1088/0953-8984/14/48/328

Information about authors:
Tatyana G. Yugova[1,§]: Cand. Sci. (Eng.), Senior Researcher (P_Yugov@mail.ru); **Aleksandr G. Belov[1]:** Cand. Sci. (Phys.–Math.), Leading Researcher (iadenisov@giredmet.ru); **Vladimir E. Kanevskii[1]:** Cand. Sci. (Eng.), Senior Researcher (iadenisov@giredmet.ru); **Evgeniya I. Kladova[1]:** Researcher (iadenisov@giredmet.ru); **Stanislav N. Knyazev[1]:** Cand. Sci. (Eng.), Head of Laboratory (Snkniazev@Yandex.ru)

§ Corresponding author

6. Levin M. N., Tatarintsev A. V., Kostsova O. A., Kostsov A. M. Semiconductor surface activation by impulse magnetic field. *Zhurnal tekhnicheskoi fiziki = Technical Physics*, 2003, vol. 73, no. 10, pp. 85—87. (In Russ.). URL: https://journals.ioffe.ru/articles/viewPDF/8096

7. Steblenko L. P., Plyushchay I. V., Kalinichenko D. V., Kurilyuk A. N., Krit A. N., Trachevsky V. V. Magnetic–induced enrichment of the silicon surface with magnetically sensitive impurities. In: *Materialy i struktury sovremennoi elektroniki: sbornik trudov V mezhdunarodnoi nauchnoi konferentsii = Materials and Structures of Modern Electronics: Proc. V International Scientific Conference*. Minsk: Izdatel'skii tsentr BGU, 2012, pp. 91—94. (In Russ.). URL: http://elib.bsu.by/handle/123456789/38078

8. Galkin G. N., Blinov L. M., Vavilov V. S., Solomatin A. G. Plasma resonance on nonequilibrium carriers in semiconductors. *Pis'ma v zhurnal tekhnicheskoi fiziki = Technical Physics Letters*, 1968, vol. 7, no. 3, pp. 93—96. (In Russ.). URL: http://www.jetpletters.ac.ru/ps/833/article_12795.pdf

9. Belogorokhov A. I., Belov A. G., Petrovitch P. L., Rashevskaya E. P. Determination of the concentration of free charge carriers in $Pb_{1-x}Sn_xTe$ taking into account the damping of plasma oscillations. *Optika i spectroskopiya*, 1987, vol. 63, no. 6, pp. 1293—1296. (In Russ.)

10. Belogorokhov A. I., Belogorokhova L. I., Belov A. G., Rashevskaya E. P. Plasma resonance of free charge carriers and estimation of some parameters of the band structure of the material $Cd_xHg_{1-x}Te$. *Fizika i tekhnika poluprovodnikov = Semiconductors*, 1991, vol. 25, no. 7, pp. 1196—1203. (In Russ.). URL: https://journals.ioffe.ru/articles/viewPDF/23491

11. Sharov M. K. Plasma resonance in $Pb_{1-x}Ag_xTe$ alloys. *Semiconductors*. 2014, vol. 48, no. 3, pp. 299—301. DOI: 10.1134/S1063782614030245

12. Rokakh A. G., Shishkin M. I., Skaptsov A. A., Puzynya V. A. On the possibility of the plasma resonance in CdS–PbS films in the middle infrared region. *Prikladnaya Fizika*, 2014, no. 5, pp. 58—60. (In Russ.)

13. Varga B. B. Coupling of plasmons to polar phonons in degenerate semiconductors. *Phys. Rev.*, 1965, vol. 137, no. 6A, pp. 1896—1901. DOI: 10.1103/PhysRev.137.A1896

14. Singwi K. S., Tosi M. P. Interaction of plasmons and optical phonons in degenerate semiconductors. *Phys. Rev.*, 1966, vol. 147, no. 2, pp. 658—662. DOI: 10.1103/PhysRev.147.658

15. 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. *Phys. Status Solidi (b)*, 2014, vol. 251, no. 4, pp. 882—891. DOI: 10.1002/pssb.201350039

16. Ishioka K., Brixius K., Höfer U., Rustagi A., Thatcher E. M., Stanton C. J., Petek H. Dynamically coupled plasmon–phonon modes in GaP: An indirect–gap polar semiconductor. *Phys. Rev. B*, 2015, vol. 92, no. 20, pp. 205203. DOI: 10.1103/PhysRevB.92.205203

17. Volodin V. A., Efremov M. D., Preobrazhensky V. V., Semyagin B. R., Bolotov V. V., Sachkov V. A., Galaktionov E. A., Kretinin A. V. Investigation of phonon–plasmon interaction in GaAs/AlAs tunnel superlattices. *Pis'ma v zhurnal tekhnicheskoi fiziki = Technical Physics Letters*, 2000, vol. 71, no. 11, pp. 698—704. (In Russ.). URL: http://www.jetpletters.ac.ru/ps/909/article_13947.pdf

18. Kulik L. V., Kukushkin I. V., Kirpichev V. E., Klitzing K. V., Eberl K. Interaction between intersubband Bernstein modes and coupled plasmon–phonon modes. *Phys. Rev. B*, 2000, vol. 61, no. 19, pp. 12717—12720. DOI: 10.1103/PhysRevB.61.12717

19. Mandal P. K., Chikan V. Plasmon–phonon coupling in charged n–type CdSe quantum dots: a THz time–domain spectroscopic study. *Nano Letters*, 2007, vol. 7, no. 8, pp. 2521—2528. DOI: 10.1021/nl070853q

20. Stepanov N., Grabov V. Optical properties $Bi_{1-x}Sb_x$ crystals, related electron–plasmon and plasmon–phonon interactions. *Izv. RGPU im. Gertsena*, 2004, vol. 4, no. 8, pp. 52—64. (In Russ.)

21. Trajic J., Romcevic N., Romcevic M., Nikiforov V. N. Plasmon–phonon and plasmon–two different phonon interaction in $Pb_{1-x}Mn_xTe$ mixed crystals. *Materials Research Bulletin*, 2007, vol. 42, no. 12, pp. 2192—2201. DOI: 10.1016/j.materresbull.2007.01.003

22. Chudzinski P. Resonant plasmon–phonon coupling and its role in magneto–thermoelectricity in bismuth. *Europian Physical J. B*, 2015, vol. 88, no. 12, pp. 344. DOI: 10.1140/epjb/e2015–60674–3

23. Belov A. G., Denisov I. A., Kanevskii V. E., Pashkova N. V., Lysenko A. P. Determining the free carrier density in $Cd_xHg_{1-x}Te$ solid solutions from far–infrared reflection spectra. *Semiconductors*, 2017, vol. 51, no. 13, pp. 1732—1736. DOI: 10.1134/S1063782618150034

24. Yu P. Y., Cardona M. Fundamentals of Semiconductors. Berlin; Heidelberg: Springer–Verlag 2010, 778 p. DOI: 10.1007/978–3-642-00710-1

25. Vinogradov E. A., Vodopyanov L. K. Graphical method for determining phonon frequencies from reflection spectra of crystals in the far infrared region of the spectrum. *Kratkie soobtsheniya po fizike*, 1972, no. 11, pp. 29—32. (In Russ.)

26. Belogorokhov A.I., Belogorokhova L. I. Optical phonons in cylindrical filaments of porous GaP. *Fizika tverdogo tela = Physics of the Solid State*, 2001, vol. 43, no. 9, pp. 1693—1697. (In Russ.). URL: https://journals.ioffe.ru/articles/viewPDF/38320

27. Belova I. M., Belov A. G., Kanevskii V. E., Lysenko A. P. Determining the concentration of free electrons in n–InSb from far–infrared reflectance spectra with allowance for plasmon–phonon coupling. *Semiconductors*, 2018, vol. 52, no. 15, pp. 1942—1946. DOI: 10.1134/S1063782618150034

28. Yugova T. G., Belov A. G., Knyazev S. N. Magnetoplastic effect in Te–doped GaAs single crystals. *Crystallography Reports*. 2020, vol. 65, no. 1, pp. 7—11. DOI: 10.1134/S1063774520010277

29. Semenova G. V., Sushkova T. P. *Defekty struktury i fizicheskie svoistva kristallov* [Structural defects and physical properties of crystals]. Voronezh: Izdatel'sko–poligraficheskii tsentr Voronezhskogo gosudarstvennogo universiteta, 2007, 52 p. (In Russ.)

Received December 26, 2019

* * *