

Обнаружение клиновидных нанокластеров золота на поверхности GaAs и их изучение с помощью поляризационной спектроскопии плазмонов

© В.Л. Берковиц¹, В.А. Кособукин¹, В.П. Улин¹, П.А. Алексеев¹, Ф.Ю. Солдатенков¹, А.В. Нащекин¹, С.А. Хахулин², О.С. Комков²

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

² Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет „ЛЭТИ“, 197376 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: vladimir.berkovits@mail.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 18 мая 2023 г.

В окончательной редакции 21 августа 2023 г.

Принята к публикации 25 августа 2023 г.

Методом высокотемпературного отжига тонких пленок золота, осажденных на поверхность (001) легированного кристалла *p*-GaAs с ультратонким слоем окисла, получены клинообразные нанокластеры золота (Au₂Ga). В кристалле GaAs кластеры Au, преимущественно в составе интерметаллида Au₂Ga, имеют форму клина, вытянутого в кристаллографическом направлении [110], с прямоугольным основанием на поверхности GaAs(001). Это подтверждается данными диагностики структур Au/*p*-GaAs(001). Методами оптической спектроскопии анизотропного отражения и спектроскопии отражения поляризованного света исследованы плазмоны, локализованные на одинаково ориентированных клиновидных кластерах Au (Au₂Ga). Показано, что спектральный пик, наблюдаемый в близкой инфракрасной области при энергии ~ 0.9 эВ, связан с плазмонами, поляризованными вдоль длинной стороны кластеров в направлении [110] кристалла. Другой пик (при энергии 1.8 эВ) обусловлен плазмонами с поляризацией в направлении [110].

Ключевые слова: Au-GaAs взаимодействие, клиновидные нанокластеры Au, анизотропные плазмоны, поляризационная спектроскопия.

DOI: 10.61011/FTP.2023.06.56478.5188

1. Введение

Для нанофотоники и ее приложений особое значение имеет сочетание оптических свойств полупроводника и плазмонов, локализованных на нанокластерах металла [1]. Это делает актуальным разработку технологий для создания и исследования плазмонных наноструктур металл-полупроводник с необычными оптическими свойствами. В этом направлении для традиционной в электронике пары Au/GaAs были разработаны способы приготовления нанокластеров химически чистого золота на поверхности GaAs [2,3]. Для этого использовался высокотемпературный отжиг пленок Au, напыленных на поверхность кристалла GaAs. В работах [2–4] было установлено, что характер образующихся кластеров Au (размер, анизотропия формы, ориентация в массиве) существенно зависит от состояния поверхности подложки GaAs(001).

В данной работе обсуждаются следующие вопросы: 1) создание нового типа нанокластеров золота путем отжига тонких пленок Au на поверхности GaAs *p*-типа; 2) диагностика кластеров Au; 3) спектроскопическое исследование их плазмонов. Особенностью новых кластеров являются кристаллографически детерминированная вытянутая форма, строгая ориентация в направлении [110] кристалла GaAs, а также наличие плазмонных

резонансов в близкой инфракрасной области. Методами атомно-силовой микроскопии (АСМ) и растровой электронной микроскопии (РЭМ) показано, что в результате отжига структур при температуре 350°C в кристалле GaAs непосредственно у поверхности формируются металлические кластеры на основе Au. Они имеют форму клина с лежащим на поверхности GaAs(001) прямоугольным основанием, длинная сторона которого параллельна направлению [110]. Оптическими методами показано, что нанокластеры золота обладают локализованными плазмонами, которые проявляют сильную анизотропию поляризации относительно направлений [110] и [110] в плоскости GaAs(001). Энергии плазмонов, поляризованных вдоль направления [110], в котором вытянуты кластеры, находятся в инфракрасной области.

2. Создание нанокластеров и их диагностика

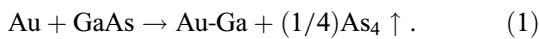
Исследуемые структуры приготавливались на окисленных поверхностях подложек *p*-GaAs(001), легированных цинком до концентрации акцепторов $N_a \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$, при которой GaAs покрывается ультратонким слоем окисла [5]. Перед нанесением золота поверхности подложек обрабатывались в водном растворе аммиака (NH₄OH) и промывались деионизованной

водой. Пленки Au толщиной 5–20 нм наносились на поверхности подложек путем термоиспарения в вакууме 10^{-7} Торр. Полученные структуры Au/p-GaAs отжигались при температуре 350 °С в течение 30 мин.

Характеризация поверхности структур Au/p-GaAs после отжига осуществлялась с помощью атомно-силового микроскопа Ntegra Aura производства компании NT-MDT и растрового электронного микроскопа JSM7001F (JEOL, Japan). Результаты представлены на рис. 1.

Первичная АСМ характеризация структур Au/p-GaAs показала, что до отжига поверхность пленки Au ровная. После отжига на АСМ- и РЭМ-изображениях поверхности пленки Au обнаруживаются области, вытянутые в направлении [110]. Такими областями на АСМ-изображении, показанном на рис. 1, *a*, являются пятна вытянутой формы длиной 50–150 нм в направлении [110] при поперечных размерах 20–30 нм; эти пятна обусловлены наличием углублений в пленке Au. Профиль углублений, образовавшихся при отжиге, виден из рис. 1, *b*, на котором представлено сечение пленки Au плоскостью (110), показанной на рис. 1, *a* штриховой линией.

Золото, образующее пленку, может взаимодействовать с кристаллом GaAs в местах их непосредственного контакта [2,4]. Этот процесс осуществляется благодаря тому, что при > 250 °С между Au и GaAs происходит реакция по схеме [6]



Начальным этапом является удаление атомов мышьяка из решетки кристалла при температуре, существенно пониженной из-за каталитического действия золота. Затем атомы золота могут образовывать с освободившимися атомами галлия сплав Au-Ga непосредственно у поверхности кристалла. Как показано в работе [7], при температуре отжига ~ 320 °С на поверхности GaAs наблюдаются вытянутые пирамидальные ямки (elongated pyramidal pits) от кластеров, имеющих преимущественно состав Au₂Ga.

В связи с этим прокомментируем использование формулы Au (Au₂Ga) для полученных кластеров, в которых золото является исходным и базовым элементом. Эта формула обозначает нанокластеры золота, включающие интерметаллиды со связями Au-Ga. Согласно данным работы [7], в условиях нашей технологии наиболее вероятно появление в кластерах, проникающих в GaAs, интерметаллического соединения Au₂Ga. С помощью спектроскопии плазмонно-невозможно различить внутри кластеров компоненты состава Au и Au₂Ga, так как Au и Ga имеют близкие диэлектрические проницаемости. Но оптическая спектроскопия надежно детектирует спектральные и поляризационные свойства плазмонно-обусловленные формой и ориентацией нанокластеров Au (Au₂Ga).

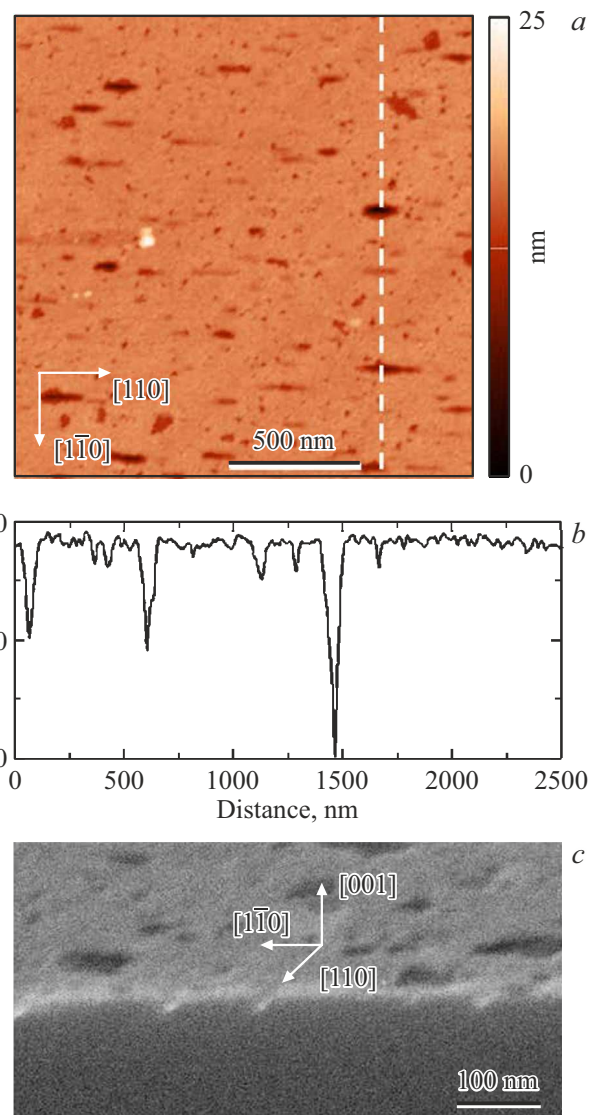


Рис. 1. *a* — АСМ-изображение участка (2,5–2,5 мкм) поверхности структуры Au/p-GaAs(001) после отжига при температуре 350 °С длительностью 30 мин. *b* — АСМ-профиль сечения пленки Au плоскостью (110) по штриховой линии, которая показана на рис. 1, *a*. *c* — РЭМ-изображение скола структуры Au/p-GaAs(001) по плоскости (110) с нанокластерами Au, вытянутыми в направлении [110].

Наличие нанокластеров и их форма устанавливаются на основе РЭМ-изображений, пример которых приведен на рис. 1, *c*. На данном рисунке представлено изображение скола структуры Au/p-GaAs по плоскости (110), которая перпендикулярна направлению [110] вытянутости образующихся нанокластеров золота. Верхняя часть рис. 1, *c* показывает горизонтальную поверхность GaAs(001) с остаточной пленкой Au, а нижняя дает сечение структуры (скол) вертикальной плоскостью (110). На рис. 1, *c* видны треугольные сечения нанокластеров, которые в кристалле GaAs вытянуты в направлении [110] перпендикулярно плоскости скола.

Мы установили, что после полного химического удаления золота из образца Au/*p*-GaAs на поверхности GaAs(001) остаются множественные ямки (pits) от нанокластеров Au (Au₂Ga). На поверхности кристалла ямки имеют форму прямоугольников с ориентацией длинных сторон ($b = 40\text{--}150\text{ нм}$) в направлении [110], при этом длина коротких сторон $a \leq 40\text{ нм}$. При характеристике методом АСМ наблюдаются треугольные сечения этих ямок на поверхности плоскости скола (110). Их глубина $h = 30\text{--}35\text{ нм}$ оценена из АСМ ($\bar{1}\bar{1}0$) профилей ямок в согласии с поперечными сечениями кластеров на РЭМ-изображениях (рис. 1, *c*).

С учетом проведенной диагностики и результатов изучения клиновидных образований Au (Au₂Ga) в GaAs [7] приходим к кристаллографической модели нанокластеров, представленной на рис. 2, *a*. В согласии с рис. 1, *c* и данными работы [7] кластеры Au (Au₂Ga) имеют форму клина с треугольным поперечным сечением и прямоугольным основанием, удлинненным в направлении [110] на поверхности GaAs(001). Торцевые грани клина, образованные плоскостями (11 $\bar{1}$) и ($\bar{1}\bar{1}1$), плотно заполнены атомами Ga, а боковые грани, соответствующие плоскостям ($\bar{1}\bar{1}\bar{1}$) и (1 $\bar{1}\bar{1}$), так же плотно заполнены атомами As. Такая модель кластеров подтверждается измеренным нами методом АСМ значением 55° двугранного угла между боковыми гранями ямки от кластера, которая остается в GaAs на сколе по плоскости (110) после удаления Au. Таким образом, клиновидная форма нанокластеров Au (Au₂Ga) и их ориентация в кристалле GaAs детерминированы кристаллографией. Вытянутость

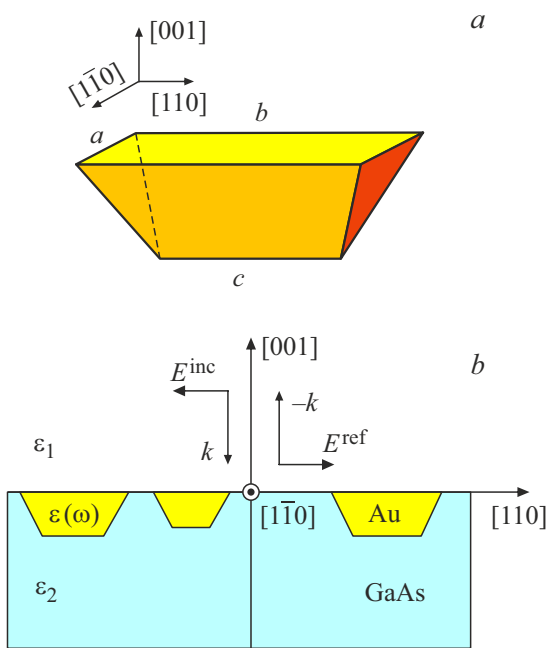


Рис. 2. *a* — клиновидная форма одиночного кластера. *b* — схема нормального отражения линейно поляризованного света от поверхности GaAs(001) с массивом клиновидных нанокластеров Au, вытянутых в направлении [110].

кластера в направлении [110] можно связать с большой скоростью роста кластера Au по схеме (1) в направлении заполненных галлием торцевых граней.

3. Поляризационная оптическая спектроскопия плазмонов

3.1. Эксперимент

Спектроскопические исследования плазмонов, локализованных в нанокластерах золота, проводились аналогично [2,3] в схеме, представленной на рис. 2, *b*. Наличие анизотропии плазмонов в структурах Au/GaAs однозначно устанавливается методом спектроскопии анизотропного отражения. Этим методом измеряется зависимость сигнала анизотропии

$$\frac{\Delta R}{R} = 2 \frac{R_x - R_y}{R_x + R_y} \quad (2)$$

от частоты ω при нормальном падении света. Здесь R_α коэффициент нормального отражения света, поляризованного по оси α (x или y), лежащей в плоскости поверхности GaAs(001).

В эксперименте вначале применяется метод спектроскопии анизотропного отражения, обеспечивающий быстрое установление анизотропии поверхности ($\Delta R/R \neq 0$ означает, что $R_x \neq R_y$) [2]. Затем обнаруженная анизотропия плазмонов в массиве кластеров Au детально исследуется методом отражения света, поляризованного по осям x и y . С учетом направления вытянутости кластеров Au, как на рис. 1, в формуле (2) и далее для индексов α поляризации света принимаем $y \parallel [110]$ и $x \parallel [\bar{1}\bar{1}0]$.

Для структуры Au/*p*-GaAs (рис. 1) независимо измеренные спектры анизотропного отражения $\Delta R/R$ и спектры поляризованного отражения R_α представлены на рис. 3, *a* и *b* соответственно. Все спектры получены после отжига образца при температуре 350°C длительностью 30 мин. В спектре $\Delta R/R$ на рис. 3, *a* наблюдается отрицательная особенность в инфракрасной области при $0.4\text{--}1.3\text{ эВ}$, т.е. при много меньших энергиях, чем характерны для Au-нанокластеров других типов, образующихся на поверхности GaAs(001) [2,3]. Отрицательный знак и сравнительно низкая энергия, соответствующая минимуму $\Delta R/R$, позволяют приписать данную особенность дипольным плазмонам, имеющим поляризацию в направлении [110] вытянутости кластеров Au. В том же спектре $\Delta R/R$ на рис. 3, *a* имеется положительная особенность в области $1.3\text{--}2.2\text{ эВ}$, которую мы связываем с плазмонами, поляризованными в кластерах Au в направлении [110].

Показанные на рис. 3, *b* спектры 1 и 2 выражают коэффициенты R_α отражения света, поляризованного в направлениях $y \parallel [110]$ и $x \parallel [\bar{1}\bar{1}0]$ соответственно. Спектр 1 для поляризации света $E \parallel [110]$ на рис. 3, *b* имеет максимум при энергии фотонов $\sim 1\text{ эВ}$, как и минимум в спектре $\Delta R/R$ на рис. 3, *a*. Аналогично широкая особенность

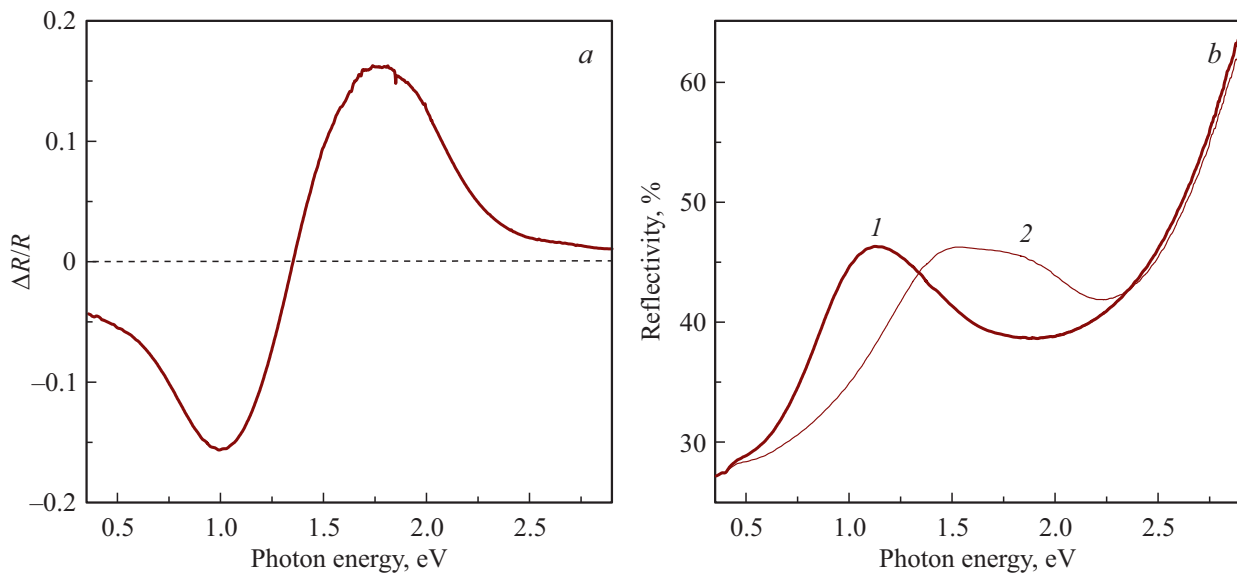


Рис. 3. *a* — спектр анизотропного отражения $\Delta R/R$ и *b* — коэффициенты нормального отражения поляризованного света R_α с $\alpha = y \parallel [110]$ (1) и $\alpha = x \parallel [1\bar{1}0]$ (2), измеренные независимо после отжига структуры Au/*p*-GaAs при температуре 350°C длительностью 30 мин. Толщина исходной осажденной пленки золота равна 5 нм.

в спектре 2 для поляризации $E \parallel [1\bar{1}0]$ находится, как и максимум на рис. 3, *a*, в области 1.3–2.2 эВ, характерной для локализованных плазмонов, поляризованных ортогонально направлению вытянутости кластеров Au. Так как плазмоны одной поляризации имеют разные частоты в кластерах разной длины, спектральные особенности на рис. 3, наблюдаемые для массива кластеров, считаются неоднородно уширенными (это свойство спектров обсуждается далее). Заметим также, что для пленок Au с исходными толщинами в диапазоне 5–20 нм увеличение толщины пленки приводит к небольшому красному сдвигу пика с $\alpha = y \parallel [110]$ и небольшому синему сдвигу пика с $\alpha = x \parallel [1\bar{1}0]$. Это означает, что средняя длина образующихся клинообразных кластеров Au (Au₂Ga) при одинаковом режиме отжига оказывается несколько больше для структур с более толстыми исходными пленками.

3.2. Интерпретация

Наблюдаемые оптические спектры интерпретируются на основе теории отражения поляризованного света при нормальном падении в схеме, показанной на рис. 2, *b*. Учитывается наличие у поверхности полупроводника слоя вытянутых плазмонных нанокластеров. Диэлектрическая проницаемость материала кластеров Au в актуальном диапазоне частот ω аппроксимируется формулой

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\gamma(\omega)}. \quad (3)$$

Плазменная частота ω_p , обратное время релаксации электронов $\gamma(\omega)$ и фоновая диэлектрическая проницаемость ε_∞ находятся из данных спектроскопии для Au [8].

В плазме нанокластера субволновых размеров $\bar{a} \ll c/\omega$ электрическое поле \mathbf{E} индуцирует дипольный момент $\mathbf{p} = \hat{\chi}(\omega)\mathbf{E}$, где $\hat{\chi} = \hat{\chi}' + i\hat{\chi}''$ — тензор плазмонной поляризуемости. В главных осях тензор 2-го ранга $\hat{\chi}$ диагонален, его компоненты $\chi^{(\alpha)}(\omega - \omega_{\alpha,n})$ зависят от частоты, где $\omega_{\alpha,n}$ — частота плазмона, поляризованного по α -й оси в кластере с номером n .

Коэффициенты отражения поляризованного света, падающего нормально на двумерный массив одинаково ориентированных дипольных плазмонов с поляризуемостями $\chi^{(\alpha)}(\omega - \omega_{\alpha,n})$, вычислялись как описано в работе [9]. При учете поля $\mathbf{E}^{(0)}$, действующего на диполи в слое, для компонент поля излучения по нормали света с поляризациями $\alpha = x$ или y имеем уравнение

$$E_\alpha(z) = E_\alpha^{(0)}(z) + g_{\alpha\alpha}^{(0)}(z, \tilde{h}) \frac{1}{L^2} \sum_n \chi^{(\alpha)}(\omega - \omega_{\alpha,n}) E_\alpha^{(0)}(\tilde{h}). \quad (4)$$

Здесь $g_{\alpha\alpha}^{(0)}(z, \tilde{h})$ — функция Грина и $E_\alpha^{(0)}(z)$ — электрическое поле с $\alpha = x$ или y в слоистой среде без кластеров, $1/L^2$ — характерная плотность кластеров в слое, $\tilde{h} \ll c/\omega$ — расстояние от слоя кластеров до поверхности. Вследствие малого размера кластеров ($ab \ll L^2$ на рис. 2) в (4) пренебрежено прямыми диполь-дипольными взаимодействиями, а эффект изображения α -поляризованного дипольного плазмона n -го кластера формально включен в его частоту $\omega_{\alpha,n}$. С учетом вида входящих в (4) полевых функций [9] для амплитудного коэффициента нормального отражения света с поляризацией α из (4) получаем выражение $r_\alpha = r^{(0)} + \Delta r_\alpha$. Оно включает коэффициент $r^{(0)}$ отражения света от изотропной поверхности вакуум-кристалл без нанокластеров и анизотропный вклад $\Delta r_\alpha \sim \sum_n \chi^{(\alpha)}(\omega - \omega_{\alpha,n})$,

обусловленный плазмонами кластеров с номерами n . Конечной целью расчета являются наблюдаемые оптические величины: коэффициент нормального отражения α -поляризованного света $R_\alpha(\omega) = |r_\alpha|^2$ и сигнал анизотропии (2).

Необходимо остановиться на особенностях тензора плазменной поляризуемости $\hat{\chi}$ клина, изображенного на рис. 2, *a*. Для клина, как и для других неправильных многогранников [10], численный расчет $\hat{\chi}$ был бы очень громоздким, а результаты имели бы частный характер. Здесь мы рассматриваем задачу качественно, используя теоретико-групповые соображения. Группа точечной симметрии клина C_{2v} имеет единственную ось 2-го порядка C_2 , которая задает одну $z \parallel C_2$ из трех ортогональных главных осей тензора $\hat{\chi}$. Две другие главные оси, лежащие в плоскостях симметрии ($1\bar{1}0$) и (110) , направим вдоль сторон b и a в основании клина. Диагональные компоненты тензора $\chi^{(\alpha)}$ в этих главных осях различны. Такими же свойствами обладают главные оси и величины $\chi^{(\alpha)}$ эллипсоида (точечная группа D_{2h}). Поэтому далее при интерпретации спектральных и поляризационных свойств плазмонов в клине используем известные выражения [10] для поляризуемости эллипсоида или даже сфероида с учетом того, что поперечное сечение клина на рис. 2, *a* — почти равносторонний треугольник. Неоднородность окружающей клин среды рис. 2, *b* моделируется с помощью эффективной проницаемости $\varepsilon^{(\alpha)}$ по осям α путем ее варьирования в интервале $\varepsilon_1 < \varepsilon^{(\alpha)} < \varepsilon_2$.

Для описанной модели компоненты поляризуемости приводятся к виду:

$$\chi^{(\alpha)}(\omega - \omega_{\alpha,n}) = \frac{B^{(\alpha)}\omega_{\alpha,n}^2}{\omega_{\alpha,n}^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_\alpha}, \quad (5)$$

где $\omega_{\alpha,n}$ — частота плазмона, поляризованного по α -й оси в кластере с номером n , $\gamma_\alpha = \gamma(\omega_{\alpha,n})$, причем $\gamma_\alpha \ll \omega_\alpha$, а $B^{(\alpha)}$ учитывает „фоновую“ поляризуемость кластера и преобразование света на поверхности кристалла при отражении [9].

Имея представление (5), получим оценки неоднородно уширенных спектров отражения от массива нанокластеров с относительными размерами $b/a > 1$. Сумма по номерам n кластеров в (4) с плазмонными поляризуемостями (5) выражает по существу усреднение по частотам плазмонов $\omega_{\alpha,n}$, которые далее считаем случайными величинами ξ при заданной поляризации α . Для плазмонных частот постулируем функцию распределения $w^{(\alpha)}(\xi - \bar{\omega}_\alpha)$ с нормировкой $\int d\xi w^{(\alpha)}(\xi - \bar{\omega}_\alpha) = 1$, со средним значением $\bar{\omega}_\alpha$ и с шириной δ_α . При усреднении поправки Δr_α , обусловленной плазмонами, используем правило

$$\sum_n \chi^{(\alpha)}(\omega - \omega_{\alpha,n}) \cong \bar{B}^{(\alpha)}\omega^2 \int d\xi \frac{w^{(\alpha)}(\xi - \bar{\omega}_\alpha)}{(\omega - \xi)^2 + (\gamma_\alpha/2)^2}. \quad (6)$$

Характерное значение $\bar{B}^{(\alpha)} \sim 1$ коэффициента $B^{(\alpha)}$ и $\gamma_\alpha = \gamma(\bar{\omega}_\alpha)$ слабо зависят от частоты вблизи $\bar{\omega}_\alpha$.

Оценки неоднородно уширенных спектров с функциями $w^{(\alpha)}(\xi - \bar{\omega}_\alpha)$, соответствующими распределениям Гаусса, Коши и даже равномерному распределению в интервале, показывают двухпиковую структуру объясняющую в основном вид наблюдаемых спектров (рис. 3). Проиллюстрируем это аналитическим расчетом в случае распределения Коши

$$w_\alpha(\xi - \bar{\omega}_\alpha) = (1/\pi)(\delta_\alpha/2)/[(\xi - \bar{\omega}_\alpha)^2 + \delta_\alpha^2/4].$$

Используя (6), усредним спектры $R_\alpha \approx |r^{(0)}|^2 + 2 \operatorname{Re}(r^{(0)}\Delta r_\alpha^*)$ и $\Delta R/R$, линеаризованные по Δr_α при $|\Delta r_\alpha| \ll |r^{(0)}|$. В результате получаем следующие выражения для неоднородно уширенных спектров поляризованного отражения

$$R_\alpha(\omega) \approx R_0(\omega) + A_\alpha^{(+)} \frac{\omega(\Delta_\alpha/2)}{(\omega - \bar{\omega}_\alpha)^2 + (\Delta_\alpha/2)^2} \quad (7)$$

с $\alpha = x, y$ и анизотропного отражения

$$\frac{\Delta R}{R}(\omega) = A_x^{(-)} \frac{\omega(\Delta_x/2)}{(\omega - \bar{\omega}_x)^2 + (\Delta_x/2)^2} - A_y^{(-)} \frac{\omega(\Delta_y/2)}{(\omega - \bar{\omega}_y)^2 + (\Delta_y/2)^2}. \quad (8)$$

В формуле (7) $R_0(\omega) = |r^{(0)}|^2$ — коэффициент нормального отражения света поверхностью кристалла GaAs без кластеров. Ширина $\Delta_\alpha = \gamma_\alpha + \delta_\alpha$ каждого плазмонного пика α в (7) и (8) складывается из констант однородного γ_α и неоднородного δ_α уширения спектра плазмонов. Коэффициенты в выражениях (7) и (8) имеют структуру $A_\alpha^{(\pm)} = (k_0V/L^2)|r^{(0)}|^{\pm 1}F_\alpha$, где $k_0 = \omega/c$, V — объем кластера, $F_\alpha \sim 1$ связано с $B^{(\alpha)}$ из (6).

Теоретические спектры (7) и (8), представленные на рис. 4, показывают согласие с экспериментальными спектрами, приведенными на рис. 3. Теоретические спектры вычислены при следующих значениях параметров (эВ): $\hbar\bar{\omega}_y = 1$, $\hbar\bar{\omega}_x = 1.7$, $\hbar\gamma_y = 0.05$, $\hbar\gamma_x = 0.1$, $\hbar\delta_y = 0.4$, $\hbar\delta_x = 0.5$. Эти оценки сделаны в рамках описанной выше модели отдельно для каждой поляризации плазмонов с учетом данных эксперимента о размерах кластеров Au (рис. 1). Для количественного согласия теории с оптическим экспериментом (рис. 2 и 4) необходимо постулировать соотношение $k_0V/L^2 \sim 10^{-2}$, которое получается при найденных из эксперимента размерах a, b и h нанокластера, если $1/L^2 \sim (10^{-2} \div 10^{-1})/ab$ и $\hbar\omega = 1.5$ эВ.

Таким образом, показано, что клиновидные нанокластеры Au в структурах Au/*p*-GaAs вытянуты в направлении $[110]$ на поверхности GaAs(001). Для сравнения отметим, что на поверхностях GaAs(001), которые перед нанесением пленки золота были пассивированы монослоями атомов азота или серы, образуются цепочки нанокластеров Au, вытянутые в направлении $[1\bar{1}0]$ [3]. Различие в этих случаях направлений вытянутости нанокластеров Au объясняется разными механизмами их

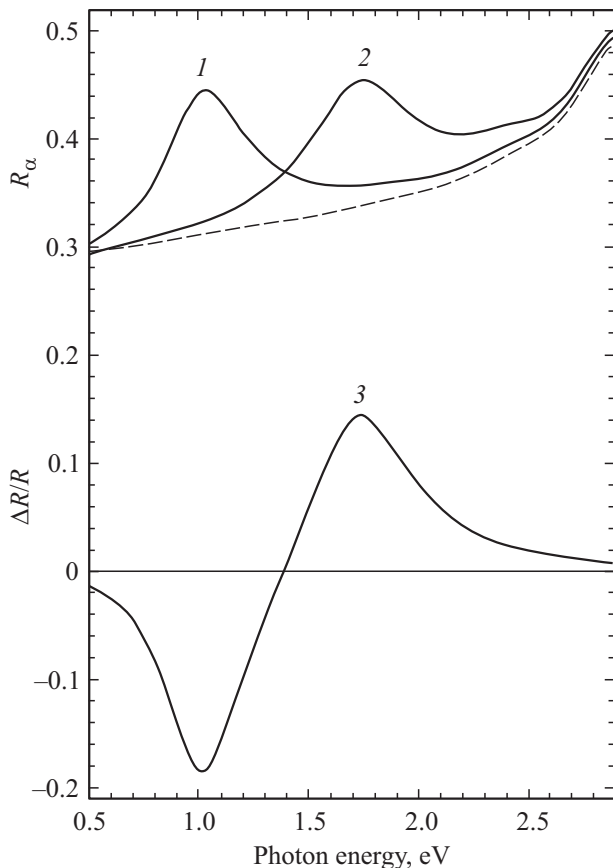


Рис. 4. Результаты моделирования неоднородно уширенных спектров поляризованного отражения R_x (1), R_y (2) и анизотропного отражения света $\Delta R/R$ (3) от поверхности GaAs со случайным массивом вытянутых нанокластеров Au. Штриховой линией показан спектр отражения R_0 от поверхности GaAs без кластеров.

образования. Так, вытянутость кластеров Au на пассивированных поверхностях GaAs обусловлена тем, что скорость поверхностной диффузии атомов золота максимальна в направлении $[1\bar{1}0]$. Вытянутость кластеров Au, исследованных в данной работе, связана с тем, что скорость реакции (1) золота с GaAs, определяющая рост нанокластеров, максимальна в направлении $[110]$.

4. Заключение

В данной работе представлены результаты исследования нанокластеров золота (Au_2Ga) клиновидной формы, созданных при высокотемпературном отжиге пленки Au на слабо окисленной поверхности $p\text{-GaAs}(001)$. Клиновидная форма и ориентация кластеров Au кристаллографически детерминированы: скорость взаимодействия золота с галлием максимальна в направлении $[110]$, которое определяет плоскости семейства $\{111\}$, плотно заполненные атомами Ga. Предложена модель кластеров в форме клина с прямоугольным основанием на поверхности GaAs(001) и гранями по плоскостям

семейства $\{111\}$ в кристалле GaAs. В оптических спектрах нормального отражения света от структур Au/ $p\text{-GaAs}(001)$ установлено наличие сильной анизотропии резонансных и поляризационных свойств плазмонов, локализованных на нанокластерах Au. Поляризационные оптические спектры объяснены при учете их неоднородного уширения из-за случайной относительной длины кластеров, вытянутых в направлении $[110]$. Найдено, что в клиновидных кластерах энергии плазмонов с продольной $[110]$ -поляризацией находятся в близкой инфракрасной области, а энергии плазмонов с $[1\bar{1}0]$ -поляризацией попадают в видимый диапазон.

Благодарности

Электронно-микроскопические исследования выполнены с использованием оборудования федерального ЦКП „Материаловедение и диагностика в передовых технологиях“, поддержанного Министерством образования и науки России.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] A.A. Toropov, T.V. Shubina. *Plasmonic Effects in Metal-Semiconductor Nanostructures* (Oxford University Press, 2015).
- [2] V.L. Berkovits, V.A. Kosobukin, V.P. Ulin, P.A. Alekseev, F.Yu. Soldatenkov, V.S. Levitskii. *Phys. Status Solidi B*, **259**, 2100394 (2022). <https://doi.org/10.1002/pssb.202100394>
- [3] В.Л. Берковиц, В.А. Кособукин, В.П. Улин, П.А. Алексеев, Ф.Ю. Солдатенков, В.А. Левицкий. *ФТП*, **56**, 613 (2022). DOI: 10.21883/FTP.2022.07.52746.01
- [4] A. Janas, B.R. Jany, K. Szajna, A. Kryshtal, G. Cempura, A. Kruk, F. Krok. *Appl. Surf. Sci.*, **492**, 703 (2019). <https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2019.06.204>
- [5] D. Yan, E. Look, X. Yin, F.H. Pollak, J.M. Woodall. *Appl. Phys. Lett.*, **65**, 186 (1994). <https://doi.org/10.1063/1.113035>
- [6] A.J. Barcz, E. Kaminska, A. Piotrowska. *Thin Sol. Films*, **149**, 251 (1987). [https://doi.org/10.1016/0040-6090\(87\)90301-4](https://doi.org/10.1016/0040-6090(87)90301-4)
- [7] T. Yoshiie, C.L. Bayer, A.G. Milnes. *Thin Sol. Films*, **111**, 149 (1984). [https://doi.org/10.1016/0040-6090\(84\)90483-8](https://doi.org/10.1016/0040-6090(84)90483-8)
- [8] P.B. Johnson, R.W. Christy. *Phys. Rev. B*, **6**, 4370 (1972). DOI:10.1103/PhysRevB.6.4370
- [9] В.А. Кособукин, А.В. Коротченко. *ФТТ*, **58**, 2446 (2016). DOI: 10.21883/ftt.2016.12.43871.164
- [10] В.В. Климов. *Наноплазмоника* (М., Физматлит, 2010).

Редактор А.Н. Смирнов

Finding the wedge-shaped Au nanoclusters at the surface of GaAs and investigating them with the polarization spectroscopy of plasmons

V.L. Berkovits¹, V.A. Kosobukin¹, V.P. Ulin¹,
P.A. Alekseev¹, F.Yu. Soldatenkov¹, A.V. Nashchekin¹,
S.A. Khakhulin², O.S. Komkov²

¹ Ioffe Institute,
194021 St. Petersburg, Russia

² St. Petersburg Electrotechnical University „LETI“,
197376 St. Petersburg, Russia

Abstract Using high-temperature annealing of thin gold nanofilms deposited onto the (001) surface of doped *p*-GaAs crystal with an ultrathin oxide layer, the nanoclusters of gold (Au₂Ga alloy) are fabricated. The gold clusters have the wedge shapes with rectangular bases elongated in direction [110] at GaAs(001) surface. This assertion is confirmed by the data of diagnostics of Au/*p*-GaAs(001) structures. Anisotropic plasmons localized on equally oriented wedge-shaped Au clusters are investigated with the optical reflectance anisotropy spectroscopy and spectroscopy of polarized light reflection. It is shown that the spectral peak at the energy about 0.9 eV in the near infrared range is associated with plasmons polarized along the longest side of clusters in crystallographic direction [110]. Another peak — at the energy of 1.8 eV — is due to plasmons having polarization in direction [110].