

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 537.533.8

ДЛИНЫ СВОБОДНОГО ПРОБЕГА ЭЛЕКТРОНОВ  
ДЛЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ ОБЪЕМНЫХ  
И ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОНОВ В ГЕРМАНИИЮ. Н. Крынько, С. П. Кулик, П. В. Мельник,  
Н. Г. Находкин, Е. Г. Приходько

Ранее в [1] нами предложена методика экспериментального определения длин свободного пробега электронов относительно возбуждения объемных  $\lambda_v$  и поверхностных  $\lambda_s$  плазмонов, глубины локализации поверхностных плазмонов  $d_s$  и определены значения  $\lambda_v$ ,  $\lambda_s$ ,  $d_s$  для Al в диапазоне энергий первичных электронов 100—1500 эВ.

В настоящей работе эта методика используется для определения в этом же диапазоне энергий электронов значений  $\lambda_v$ ,  $\lambda_s$  и  $d_s$  для германия.

Эксперимент проводился в приборе, описанном в [2]. Мишень из германия в аморфном состоянии изготавливалась путем термического напыления на оптическое стекло, имеющее класс чистоты поверхности не ниже одиннадцатого. Контроль элементного состава поверхности мишени осуществлялся методом электронной Оже-спектроскопии. При чувствительности Оже-анализа по кислороду  $(2-5) \cdot 10^{15}$  ат/см<sup>2</sup> загрязнений пленок германия обнаружено не было.

Для определения  $\lambda_v$ ,  $\lambda_s$  и  $d_s$  для Ge в соответствии [1] были измерены спектры характеристических потерь энергии электронов (ХПЭЭ), отраженных от германиевой мишени, при разных значениях параметра  $\varphi$ , где  $\varphi = (1/\sin \alpha) + (1/\sin \beta)$ , а  $\alpha$  и  $\beta$  — углы скольжения первичных и выхода регистрируемых отраженных электронов. Геометрия рассеяния схематически показана на рис. 1. Диапазон изменения значений  $\varphi$  в наших экспериментах составлял 2.31—6.9. На рис. 1 в качестве примера приведены спектры ХПЭЭ, отраженных от германиевой мишени, при энергии первичных электронов  $E_p = 400$  эВ и нескольких значениях  $\varphi$ .

Измеренные спектры ХПЭЭ разделялись на составные пики с использованием ЭВМ по методу наименьших квадратов. Предполагалось, что в диапазоне потерь 0—40 эВ спектры ХПЭЭ состоят из упругоотраженных электронов, групп электронов, испытавших одно- и двукратные потери энергии на возбуждение поверхностных и объемных плазмонов, группы электронов, испытавших хотя бы одну потерю энергии в электрон-электронном взаимодействии. Интенсивности этих групп электронов мы обозначили соответственно  $J_{упр}$ ,  $J_s$ ,  $J_v$ ,  $J_{ss}$ ,  $J_{sv}$ ,  $J_{vv}$ ,  $J_{\Sigma(s-e)}$  (смысл обозначений ясен из рис. 1). Перечисленные выше группы электронов и представляют собой искомые составляющие спектра ХПЭЭ.

При определении параметров пиков спектра ХПЭЭ (интенсивность, полуширина, положение пика и т. д.) предполагалось, что пики, обусловленные потерями энергии на возбуждение коллективных колебаний электронов, имеют форму Гаусса. Вид распределения по потерям энергии группы электронов  $J_{\Sigma(s-e)}$  определялся с учетом того, что эта группа включает в себя электроны, испытавшие потери энергии в однократных ( $J_{ss}$ ) и двукратных ( $J_{ss-ss}$ ) электрон-электронных взаимодействиях, а также

последовательных электрон-электронном и коллективном взаимодействии ( $J_{ee-e}$  и  $J_{e-ee}$ ). Распределение по потерям энергии группы электронов  $J$  описывалось функцией электрон-электронных потерь, рассчитанной в [8] для Si, так как для Ge такая функция нам неизвестна. Вид распределений по потерям энергии групп электронов  $J_{ee-ee}$ ,  $J_{ee-e}$  и  $J_{e-ee}$  определялся путем самосвертки функции однократных электрон-электронных потерь и свертки функций однократных электрон-электронных и коллективных потерь энергии.

Так как интенсивность группы электронов  $J_{\Sigma(e-e)}$  и вид ее функции потерь зависят от искомой длины свободного пробега электронов относи-

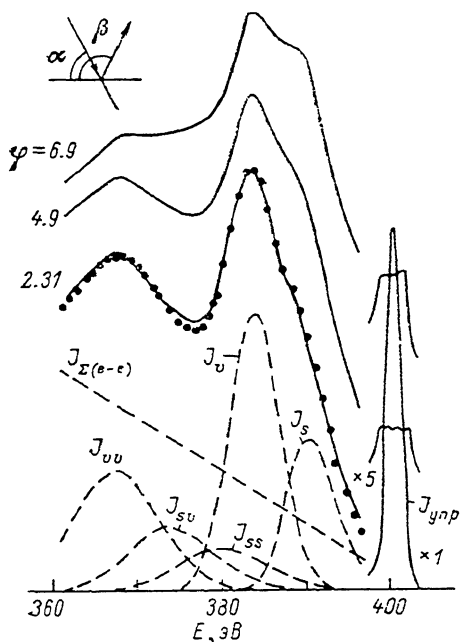


Рис. 1. Спектры ХПЭЭ, отраженных от Ge мишени, при  $E_p=400$  эВ и нескольких значениях  $\varphi$ .

Сплошные линии — эксперимент, штриховые линии — составляющие спектры ХПЭЭ при  $\varphi=2.31$ , точки — аппроксимирующая спектр ХПЭЭ кривая.

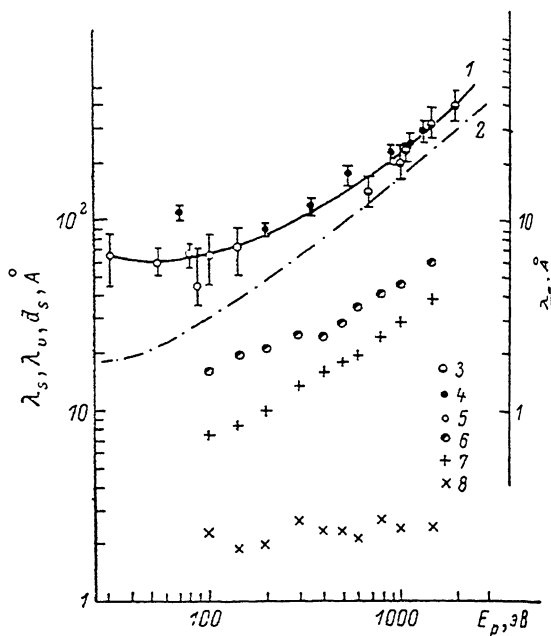


Рис. 2. Значения  $\lambda_0$ ,  $\lambda_e$ ,  $\lambda_s$  и  $d_s$  для Ge.

1 —  $\lambda^{\text{эксп}}(E)$ , 2 —  $\lambda^{\text{теор}}(E)$  из [8]; экспериментальные значения:  $\lambda_0$  (3 — [2], 4 — [6], 5 — [1],  $\lambda_e$  (6),  $\lambda_s$  (7),  $d_s$  (3).

тельно возбуждения объемных плазмонов, то определение параметров составных пиков осуществлялось путем последовательных разделений спектра ХПЭ до выполнения условия

$$\frac{J_r}{J_{yup}} + \frac{J_{ee}}{J_{yup}} \approx 1$$

при  $\varphi=2.31$  (при этом значении  $\varphi$  влияние возбуждения поверхностных плазмонов на интенсивность пиков минимально [1]). Это условие следует из [4] и означает, что длина свободного пробега электронов относительно неупругих взаимодействий в объеме мишени  $\lambda_0$  определяется в виде

$$\frac{1}{\lambda_0} \approx \frac{1}{\lambda_e} + \frac{1}{\lambda_{ee}},$$

где  $\lambda_{ee}$  — длина свободного пробега электронов относительно электрон-электронных взаимодействий. Важно подчеркнуть, что при изменении интенсивности группы электронов  $J_{\Sigma(e-e)}$  даже на 30 % интенсивности  $J_e$  и  $J_v$  изменяются не более чем на 5 и 7 %, в то время как интенсивности  $J_{ss}$ ,  $J_{sr}$  и  $J_{vv}$  могут изменяться на 50—100 %.

Пример разделения спектра ХПЭЭ в Ge на составные пики показан на рис. 1. По составляющим спектра ХПЭ для разных энергий первичных

электронов с погрешностью, не превышающей 15—20 %, определялись отношения интенсивностей  $J_s/J_{\text{упр}}$  и  $J_v/J_{\text{упр}}$  при разных значениях  $\varphi$ . Полученные при разных  $\varphi$  значения  $J_s/J_{\text{упр}}$  и  $J_v/J_{\text{упр}}$  аппроксимировались приведенными в [1] расчетными выражениями  $J_s/J_{\text{упр}}$  и  $J_v/J_{\text{упр}}$ , параметрами которых являются отношения  $\lambda_0/\lambda_v$ ,  $\lambda_0/\lambda_s$  и  $d_s/\lambda_0$ . Варьируя параметры расчетных выражений, добивались по методу наименьших квадратов наилучшего согласия расчетных и экспериментальных зависимостей  $J_s/J_{\text{упр}} = f_1(\varphi)$  и  $J_v/J_{\text{упр}} = f_2(\varphi)$ . Таким образом, в диапазоне энергий электронов 100—1500 эВ были получены значения отношений  $\lambda_0/\lambda_v$ ,  $\lambda_0/\lambda_s$  и  $d_s/\lambda_0$ . Среднеквадратичные отклонения значений этих отношений составляют 15—20 %.

Для определения непосредственно значений параметров  $\lambda_v$ ,  $\lambda_s$  и  $d_s$ , характеризующих возбуждение объемных и поверхностных плазмонов в Ge, использовались значения  $\lambda_0$ , экспериментально определенные для Ge в [5—7]. Эти значения  $\lambda_0$  и построенная на их основе зависимость  $\lambda_0^{\text{теор}}(E)$  приведены на рис. 2. Для сравнения на этом же рисунке приведена расчетная зависимость  $\lambda_0^{\text{теор}}(E)$  для Ge из [8], которая, как видно, расположена ниже экспериментальных значений  $\lambda_0$ . Полученные значения  $\lambda_v$ ,  $\lambda_s$  и  $d_s$  приведены на рис. 2. Относительные ошибки определения этих параметров определяются суммой относительных ошибок используемых величин и составляют примерно 30—50 %.

Сравнивая полученные значения параметров  $\lambda_v$ ,  $\lambda_s$  и  $d_s$  для Ge со значениями этих параметров для Al, приведенными в [1], можно отметить, что в исследуемом диапазоне энергий электронов 100—1500 эВ: 1) величина  $d_s$  для Ge практически не зависит от энергии электронов, среднее ее значение составляет 2.4 Å, что заметно превышает среднее значение  $d_s$  для Al, равное 0.8 Å; 2) значения  $\lambda_s$  для Ge изменяются от 8 до 38 Å, превышая (примерно в 3 раза) значения  $\lambda_s$  для Al; 3) экспериментально определенные значения  $\lambda_v$  для Ge практически совпадают со значениями  $\lambda_v$  для Al; превышая расчетные, полученные по формуле (26) из [9], примерно во столько же раз, во сколько экспериментальные значения  $\lambda_0$  превышают рассчитанные в [8] значения  $\lambda_0$  для Ge.

Таким образом, в настоящей работе впервые в диапазоне энергий электронов 100—1500 эВ определены длины свободного пробега электронов для возбуждения объемных  $\lambda_v$  и поверхностных  $\lambda_s$  плазмонов, а также глубина локализации поверхностного плазмона  $d_s$  в германии. Показано, что значения  $\lambda_s$  и  $d_s$  зависят от вещества мишени. Обнаружено существенное превышение экспериментально определенных значений  $\lambda_s$  над расчетными.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Крынько Ю. Н., Мельник П. В., Находкин Н. Г. ФТТ, 1980, т. 22, № 5, с. 1294—1301.
- [2] Крынько Ю. Н., Мельник П. В., Находкин Н. Г. Изв. АН СССР, Сер. физ., 1969, т. 33, № 3, с. 481—488.
- [3] Emerson L. C., Birkhoff R. D., Anderson V. E., Ritchie R. H. Phys. Rev. B., 1973, vol. 7, №5, p. 1798—1811.
- [4] Коваль И. Ф., Крынько Ю. Н., Кошевая С. В., Мельник П. В., Находкин Н. Г. ФТТ, 1975, т. 17, № 4, с. 1138—1141.
- [5] Крынько Ю. Н., Коваль И. Ф., Мельник П. В. УФЖ, 1975, т. 20, № 3, с. 508—510.
- [6] Szajman J., Jenkin J. G., Liesegang J. Leckey. J. Electron. Spectrosc. Related Phenom., 1978, vol. 14, p. 41—48.
- [7] Gant H., Mönch W. Surf. Sci., 1981, vol. 105, p. 217—224.
- [8] Penn D. R. J. Electron. Spectrosc. Related Phenom., 1976, vol. 9, p. 29—40.
- [9] Quinn J. J. Phys. Rev., 1962, vol. 126, № 4, p. 1453—1457.

Киевский государственный  
университет им. Т. Г. Шевченко

Поступило в Редакцию  
29 апреля 1985 г.