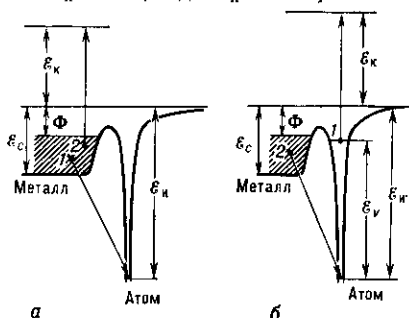


1, а). В результате этого ион нейтрализуется, высвобождающаяся энергия передаётся др. электрону металла (напр., 2), к-рый получает возможность покинуть металл. В этом случае И.-э. э. может иметь место, если соблюдается условие $\epsilon_n > 2\Phi$, где ϵ_n — энергия ио-

Рис. 1. а — оже-нейтрализация положительного иона на металлической поверхности; ϵ_n — энергия ионизации; Φ — работа выхода металла; ϵ_c — дно зоны проводимости; ϵ_k — кинетическая энергия электрона в вакууме; б — оже-деактивация.



низации атомов, ионы к-рых направляются на металл, Φ — работа выхода металла. Для неметаллов вместо Φ в граничное условие входит энергия наивысшего заполненного электронами уровня; напр., для совств. полупроводника — «потолок» валентной зоны.

Коэф. потенц. вырывания γ_n , равный ср. числу уходящих в вакуум электронов, приходящихся на 1 ион, возрастает с увеличением ϵ_n и для однозарядных ионов инертных газов достигает неск. десятков %. В случае многозарядных ионов захват электронов ионом происходит последовательно со ступенчатым понижением кратности заряда иона до 0. При этом γ_n может превышать 1. При энергии ионов $\epsilon_n \ll 1$ кэВ коэф. γ_n от ϵ_n зависит слабо (уменьшается с ростом ϵ_n ; рис. 2). При больших ϵ_n величины γ_n снижаются до 0.

В отд. случаях, когда возможна нейтрализация ионов в возбуждённом состоянии атома, вырывание электронов осуществляется путём оже-деактивации (рис. 1, б). Энергия, выделяющаяся при переходе

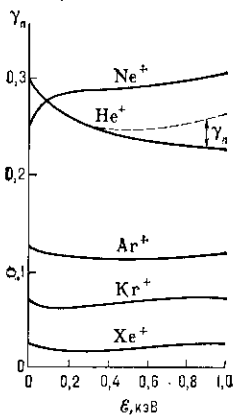


Рис. 2. Зависимость коэффициента потенциального вырывания электронов γ_n из Мо от энергии ϵ_n ионов инертных газов; при $\epsilon_n > 0,4$ кэВ ионы He+ вызывают кинетическое выбивание электронов; пунктирная кривая описывает полный коэффициент ионно-электронной эмиссии $\gamma = \gamma_n + \gamma_k$.

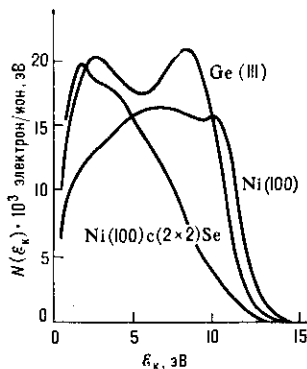


Рис. 3. Энергетический спектр электронов при потенциальном вырывании их ионами He+ с энергией 5 эВ. Надпись Ni(100) с (2x2) Se означает, что на грани (100)Ni адсорбирован Se, образующий кубическую решётку (с) с размерами 2x2.

второго электрона мишени (напр., 2) в осн. состоянии возбуждённого атома, передаётся электрону 1, оказавшемуся на возбуждённом уровне. При этом условие появления эмиссии: $\epsilon v > \Phi$, где ϵv — энергия возбуждения атома. Вырывание электронов путём оже-деактивации осуществляется при облучении мишени из тугоплавких металлов ионами Ne, что обуславливает особый вид кривых $\gamma_n(\epsilon)$ (рис. 2). При

ϵ_n , близких к 2Φ , или ϵv , близких к Φ , коэф. γ_n может заметно зависеть от темп-ры T мишени. В случае монокристаллич. мишени γ_n в значительной мере определяется гранью кристалла. Форма энергетич. спектра эмитируемых электронов (рис. 3), макс. энергия к-рых обычно приближается к $\epsilon_n - 2\Phi$, зависит от распределения электронов по энергиям в зоне проводимости металла (или в валентной зоне полупроводника) и может быть использована для её определения.

Кинетич. выбивание обусловлено ударной ионизацией атомов поверхностного слоя мишени и бомбардирующей частицы. Для него характерен энергетич. порог ϵ_n (рис. 4). При бомбардировке тугоплавких металлов ионами Li+ (и более тяжёлыми) $\epsilon_n > 1$ кэВ; для диэлектриков, напр. телуочно-галогидных кристаллов, $\epsilon_n \sim 0,4 \div 0,2$ кэВ. За порогом коэф. кинетич. выбивания γ_k растёт, выходит на плато и далее уменьшается (рис. 4). Для ионов H+ максимум эмиссии наблюдается при $\epsilon_n = 100$ кэВ (для металлов $\gamma_k^{\text{макс}} \approx 1,5$); для более тяжё-

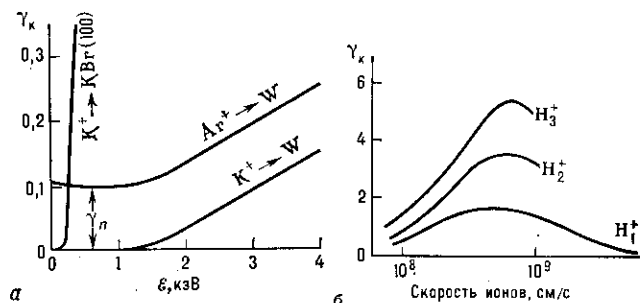


Рис. 4. Вид зависимости коэффициента кинетического выбивания γ_k от энергии ионов ϵ_n для W, KBr (а) и Cu (б) при бомбардировке ионами.

лых ионов ϵ_n — порядка неск. МэВ, а γ_k может достигать десятков и зависит от состояния поверхности.

В вакуум выходят как электроны атомов мишени, так и самих бомбардирующих частиц. Нек-рое кол-во электронов возбуждается быстрыми атомами отдачи. В случае монокристаллов γ_k различны для разных граней и немонотонно зависят от угла падения ионов. Распределение эмитируемых электронов по энергиям имеет максимум ($\sim 1 \div 3$ эВ) и протяжённый спад, на к-ром выделяются пики и ступеньки, связанные с оже-переходами в соударяющихся частицах и др. процессами (рис. 5). На анализе этих особенностей спектров основана т. н. ионная оже-спектроскопия поверхности твёрдого тела.

Потенц. и кинетич. И.-э. э. металлов пространственно и во времени разделены. При подлёте ионов к поверхности сначала происходит их нейтрализация и испускаются электроны, обуславливающие потенц. И.-э. э. Затем при соударениях атомных частиц возникают электроны, обуславливающие кинетич. И.-э. э. Обычно обе И.-э. э. аддитивны: $\gamma = \gamma_n + \gamma_k$ (рис. 2). Аддитивность может не иметь места при облучении ионами диэлектриков и плёнок сложного состава.

Разогревание материала интенсивным ионным пучком, зарядка им поверхности плёнок и т. п. могут приводить к появлению термоэлектронной и полевой электронной эмиссии.

Лит.: Петров Н. Н., Аброян И. А., Диагностика поверхности с помощью ионных пучков, Л., 1977; Хагс-

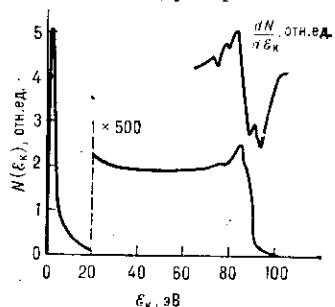


Рис. 5. Энергетический спектр электронов при кинетическом выбивании.