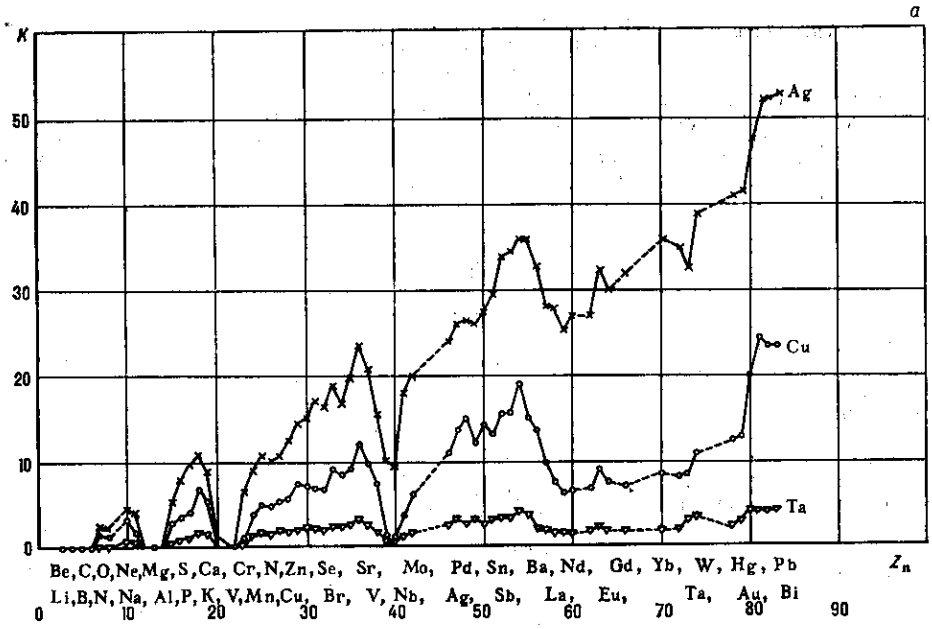

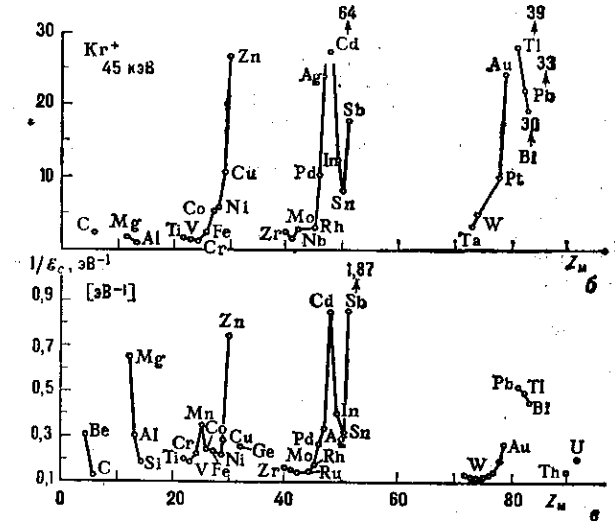

Рис. 2. Зависимость K от атомного номера иона $Z_н$ (*а*), от атомного номера $Z_м$ атома мишени (*б*) и зависимость обратной величины энергии сублимации $\mathscr{E}_c$ от $Z_м$ (*в*).

Рис. 3. Зависимость K от угла падения θ ионов на мишень.

Угл. распределение вылетающих частиц в случае аморфных и поликристаллич. мишеней широкое. Если энергия бомбардирующих частиц $\mathscr{E}_0$ не слишком мала и углы падения θ не слишком велики, то распределение слабо зависит от сорта частиц, $\mathscr{E}_0$, θ, и в первом приближении число распылённых частиц $N \sim \cos\varphi$ (φ — угол вылета относительно нормали к поверхности мишени). При высоких энергиях распределение частиц более узкое, при низких — более широкое, чем $N \sim \cos\varphi$. При увеличении θ максимум распределения сдвигается в направлении пучка бомбардирующих ионов. В случае монокристаллич. мишеней наблюдается преимуществ. выход распылённого вещества вдоль наиб. плотно упакованных направлений мишени (п я т н а В е н е р а).

Энергетич. распределение распылённых частиц $N(\mathscr{E})$ широкое. Среди распылённых частиц имеются частицы как с тепловыми энергиями ($\mathscr{E} \sim kT$), так и с энергиями $\mathscr{E} \sim \mathscr{E}_0$. Максимум распределения наблюдается при $\mathscr{E}_{макс} \sim 1$—10 эВ; его положение зависит от энергии сублимации $\mathscr{E}_c$ атомов мишени. При $\mathscr{E} \gg \mathscr{E}_{макс}$ $N(\mathscr{E}) \sim \mathscr{E}^{-2}$ (рис. 4). Ср. энергия $\bar{\mathscr{E}}$ распылённых частиц тем меньше, чем больше K (для монокристаллич. мишеней $\bar{\mathscr{E}}$ зависит также от кристаллографич. направления).

При бомбардировке молекулярными ионами, а также при бомбардировке тяжёлых мишеней тяжёлыми ионами могут наблюдаться нелинейные эффекты. В частности, коэф. Р. двухатомными молекулярными ионами может превышать $2K$ для атомарных ионов той же скорости,

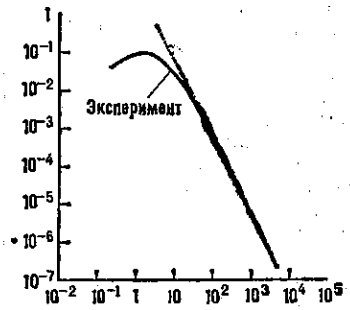

Рис. 4. Энергетическое распределение распылённых частиц.

а энергетич. распределение распылённых частиц может обогащаться частицами с энергиями $\mathscr{E} \sim kT$.

В процессе Р. могут происходить изменения состава, структуры и топографии поверхности. Под действием тяжёлых ионов образуются конусы и пирамиды размером порядка мкм, гребни, канавки и ямки. При облучении лёгкими ионами в приповерхностном слое могут появляться пузырьки газа, что приводит к вспучиванию поверхности (б л и с т е р и н г у), шелушению и отслаиванию.

Теории столкновительного Р. (напр., теория Зигмунда) основаны на рассмотрении каскадов упругих столкновений, вызванных передачей кинетич. энергии от бомбардирующей частицы атомам мишени. Различают 3 режима столкновительного Р. Р е ж и м п р я м о г о в ы б и в а н и я реализуется вблизи порога $\mathscr{E}_п$ при бомбардировке лёгкими ионами и при скользящем падении; протяжённость каскадов невелика, значит. вклад дают первично выбитые атомы (рис. 5). Р е ж и м л и н е й н ы х к а с к а д о в (реализуется для всех ионов, кроме самых тяжёлых — с энергиями $\mathscr{E}_0$ от 1 до неск. десятков кэВ и для нейтронов) характеризуется малой плотностью распределения выбитых атомов, так что преобладают столкновения движущихся атомов с неподвижными, а столкновения движущихся