

ионами. При ионной бомбардировке мишени наряду с процессами распыления поверхности, ионно-ионной эмиссии, образования радиационных дефектов и др. происходит проникновение ионов в глубь мишени. Внедренные ионы становятся существенным при энергии ионов $\mathcal{E} > 1$ кэВ. Движущиеся частицы в результате многократных столкновений постепенно теряют энергию, рассеиваются и в конечном итоге либо отражаются назад, либо останавливаются, распределяясь по глубине. Энергетич. потери обусловлены как взаимодействием с электронами мишени (неупругие столкновения), так и парными ядерными (упругими) столкновениями, при к-рых энергия передается атомам мишени в целом и резко изменяется направление движения частицы.

При высоких энергиях и малых прицельных параметрах ядра сталкивающихся частиц сближаются на расстояния, меньшие радиусов электронных орбит, и их взаимодействие описывается кулоновским потенциалом. При низких энергиях существенно экранирование ядер электронами и потенциал взаимодействия:

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \Phi\left(\frac{r}{a}\right), \quad (1)$$

где Z_1, Z_2 — ат. номера иона и атома мишени, r — расстояние между ядрами, a — параметр экранирования, $\Phi(r/a)$ — ф-ция экранирования.

В нек-ром приближении можно раздельно рассматривать взаимодействие движущегося иона с электронами (свободными и на внеш. оболочках атомов) и взаимодействие между ядрами иона и атома мишени, считая оба механизма потерь аддитивными, а среду однородной и изотропной (теория Л и н д х а р д а — Ш а р ф а — Ш и о т т а, ЛШШ). Если ввести приведенную безразмерную энергию ионов

$$\mathcal{E} = \frac{\mathcal{E}' n}{Z_1 Z_2 e^2} \frac{M_2}{M_1 + M_2} \quad (2)$$

и приведенный безразмерный пробег

$$\rho = 4\pi a^2 R n_0 M_1 M_2 (M_1 + M_2)^{-2}, \quad (3)$$

где \mathcal{E}' и R — энергия и пробег иона; M_1, M_2 — массы (в а. е. м.) бомбардирующего иона (1) и атомов мишени (2); n_0 — концентрация атомов мишени, то удельные потери энергии

$$\frac{d\mathcal{E}'}{dR} = \frac{d\mathcal{E}}{d\rho} \frac{\mathcal{E}'}{\mathcal{E}} \frac{\rho}{R}. \quad (4)$$

В теории ЛШШ $\Phi(r/a)$ — ф-ция Томаса — Ферми с параметром экранирования $a = 0,885 \hbar^2 (me^2 \sqrt{Z_1^{1/3} + Z_2^{1/3}})^{-1}$ (см. *Плазма твердых тел*). Удельные потери в упругих столкновениях $(d\mathcal{E}/d\rho)_n$ проходят через максимум

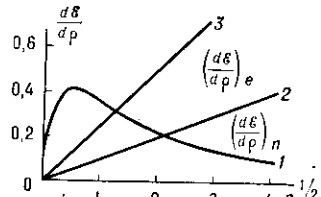


Рис. 1. Зависимости удельных потерь энергии $d\mathcal{E}/d\rho$ от $\mathcal{E}'^{1/2}$ по теории ЛШШ: 1 — упругие потери; 2, 3 — неупругие потери энергии для $K=0,1$ и $K=0,25$.

и убывают с ростом \mathcal{E} (кривая 1, рис. 1). Удельные потери в неупругих столкновениях

$$\left(\frac{d\mathcal{E}}{d\rho}\right)_e = -K\mathcal{E}^{1/2}; \quad K \approx \frac{0,08 Z_1^{1/2} Z_2^{1/2}}{(Z_1^{1/3} + Z_2^{1/3})^{3/4}} \cdot \frac{(M_1 + M_2)^{3/2}}{M_1^{3/2} M_2^{3/2}}. \quad (5)$$

Для большинства комбинаций ион — атом мишени K лежит в интервале $0,1-0,25$ (кривые 2 и 3, рис. 1). При очень больших скоростях v ($v \gg Z_1^{1/3} c/137$) теория ЛШШ неприменима, а при $v \gg Z_1^{1/3} c/137$ ион движется в мишени как голое ядро и удельные потери энергии убывают с дальнейшим её ростом.

Теория ЛШШ даёт совпадение с экспериментом, как правило, с точностью не хуже 30%. Обнаруженные осцилляции электронных потерь в зависимости от Z_1 и Z_2 описываются более совершенной теорией, использующей волновые ф-ции Хартри — Фока — Слэтера.

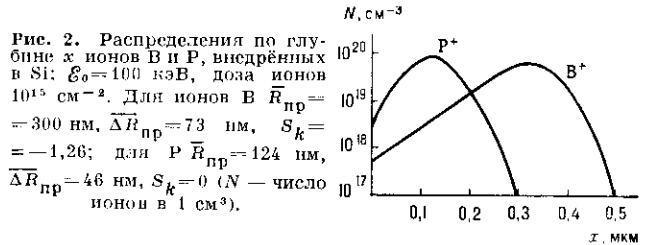
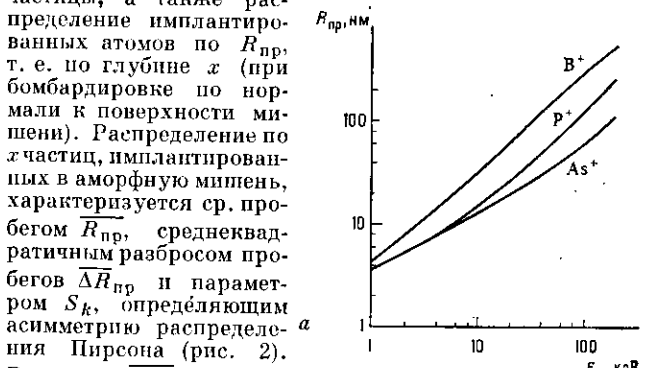


Рис. 2. Распределения по глубине x ионов В и Р, внедренных в Si: $\mathcal{E}_0=100$ кэВ, доза ионов 10^{15} см $^{-2}$. Для ионов В $\bar{R}_{пр} = 300$ нм, $\Delta\bar{R}_{пр} = 73$ нм, $S_k = -1,26$; для Р $\bar{R}_{пр} = 124$ нм, $\Delta\bar{R}_{пр} = 46$ нм, $S_k = 0$ (N — число ионов в 1 см 3).

$$R(\mathcal{E}_0) = \int_{\mathcal{E}_0}^0 \frac{d\mathcal{E}'}{(d\mathcal{E}'/dR)_n + (d\mathcal{E}'/dR)_e}. \quad (6)$$

Траектория иона представляет собой сложную ломаную линию, состоящую из отрезков пути между элементарными актами рассеяния на большие углы. В первом приближении траекторный пробег для частицы с нач. энергией \mathcal{E}_0 равен:



Важными характеристиками процесса И. и. являются т. н. проективный пробег иона $R_{пр}$ — проекция траекторного пробега на направление первонач. движения частицы, а также распределение имплантированных атомов по $R_{пр}$, т. е. по глубине x (при бомбардировке по нормали к поверхности мишени). Распределение по x частиц, имплантированных в аморфную мишень, характеризуется ср. пробегом $\bar{R}_{пр}$, среднеквадратичным разбросом пробегов $\Delta\bar{R}_{пр}$ и параметром S_k , определяющим асимметрию распределения Пирсона (рис. 2).

Величины $\bar{R}_{пр}$, $\Delta\bar{R}_{пр}$ и S_k зависят от M_1, M_2 и \mathcal{E}_0 (рис. 3). При $S_k=0$ распределение Пирсона переходит в гауссовское.

При И. и. в монокристаллы распределение внедренных частиц по глубине может видоизменяться из-за каналирования заряженных частиц. Изменяя в процессе И. и. энергию ионов, можно получить распределение внедренной примеси по глубине желаемой формы.

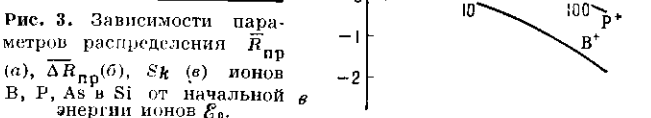


Рис. 3. Зависимости параметров распределения $\bar{R}_{пр}$ (а), $\Delta\bar{R}_{пр}$ (б), S_k (в) ионов В, Р, As в Si от начальной энергии ионов \mathcal{E}_0 .

Полное число атомов примеси $N_{п.к-рос}$ может быть имплантировано в твердотельную мишень через единичную поверхность, ограничивается распылением, если коэф. распыления S (число атомов мишени, выбиваемых одним ионом) больше доли внедряющихся частиц