

Национальный исследовательский университет «МИЭТ»  
Дисциплина «Технология интегральных микросхем»  
Модуль 5. «Ионное легирование»

## Ионное легирование полупроводников.

Основные параметры процесса. Взаимодействие внедряемых ионов с материалом подложки. Распределение примеси. Образование дефектов и методы их устранения. Оборудование для ионной имплантации.

Лектор: Козлов Антон Викторович, к.т.н., доцент

# Лекция 5

# Содержание

- Определение понятия «ионное легирование»;
- Основные параметры процесса;
- Преимущества использования ионного легирования перед диффузией;
- Взаимодействие внедряемых ионов с материалом подложки;
- Вычисление потерь энергии на ядрах и электронах;
- Основные положения теории ЛШШ;
- Вычисление пробега иона и его проекции;
- Описание распределений примеси (нормальное и асимметричное распределения Гаусса, распределение Пирсон IV, распределение Монте-Карло);
- Эффект каналирования;
- Распределение примеси в двухслойной мишени;
- Распределение примеси при термическом отжиге;
- Образование дефектов и методы их устранения;
- Оборудование для ионной имплантации.

# Ионное легирование

- Ионное легирование (имплантация) - способ введения атомов примесей в поверхностный слой пластины или эпитаксиальной пленки путём бомбардировки его поверхности пучком ионов с высокой энергией (10—2000 КэВ).
- Широко используется при создании полупроводниковых приборов методом планарной технологии. В этом качестве применяется для образования в приповерхностном слое полупроводника областей с содержанием донорных или акцепторных примесей с целью создания р-n-переходов и гетеропереходов, а также низкоомных контактов.
- Ионную имплантацию также применяют как метод легирования металлов для изменения их физических и химических свойств (повышения твердости, износостойкости, коррозионной стойкости и т. д.).

## Основные параметры процесса ионного легирования

- 1) Тип примеси;
- 2) Доза ионов  $D$ , мкКл/см<sup>2</sup>;
- 3) Энергия ионов  $E$ , кэВ;
- 4) Угол загонки ионного пучка, град;
- 5) Материал мишени;
- 6) Кристаллографическая ориентация;
- 7) Температура загонки, град С;
- 8) Время загонки, мин.

## Преимущественное использование ионного легирования перед диффузионным позволяет обеспечить:

- **строгое задание количества примеси, определяемого током ионов во время внедрения;**
- **воспроизводимость и однородность распределения примеси;**
- **возможность использования в качестве маски при легировании слоев  $\text{SiO}_2$  и  $\text{Si}_3\text{N}_4$ ;**
- **внедрение через тонкие слои диэлектриков и резистивных материалов;**
- **пониженную в сравнении с диффузией температуру.**

Вместе с тем процесс ионного внедрения сопровождается рядом явлений, для устранения которых необходимо использование специальных технологических приемов. В результате взаимодействия с ионами в решетку полупроводника вносятся **радиационные повреждения, которые при последующих операциях могут исказить профили распределения примеси. Дефекты способствуют также увеличению токов утечки и изменению других характеристик приборов.** Устранение дефектов требует постимплантационной высокотемпературной обработки (отжига).

# Взаимодействие ионов с кристаллом

## Механизмы соударения:

- А) соударение с электронами (неупругое столкновение);
- Б) соударение с ядрами (упругое столкновение).

## При малых энергиях ионов:

- 1) Химическое распыление;
- 2) Перенос заряда (захват Оже-электрона с поверхности и рассеяние уже нейтрального атома);
- 3) Адсорбция ионов на поверхности подложки;
- 4) Возбуждение электрона на поверхности (с энергией больше энергии в вакууме происходит вторичная электронная и электронно-ионная эмиссия);

## При больших энергиях ионов:

- 1) Рассеяние иона на атомах;
- 2) Образование атомной поверхностной дислокации;
- 3) Образование внутренних дислокаций;
- 4) Распыление атомов с поверхности при передачи ионом большого импульса;
- 5) Проникновение в решетку и захват ею внедренного иона – ионное внедрение (ионная имплантация).

# Основные характеристики процесса имплантации

- Процесс ионной имплантации - формирование ионных пучков из атомов или молекул, которые внедряются в твердое тело с необходимыми концентрациями (дозами) и энергиями.
- Энергия приобретается под действием разности потенциалов  $U$ :
- $E_0 = meU$ ,  $m$  – кратность ионизации,  $m = 1,2,3$ .
- Если  $E_0 > E_d$ , то вакансии и междоузельный атом.
- Доза примеси определяется плотностью тока ионов  $j$  и временем  $t$ :  
$$D = j / t, \text{ Кл} / \text{м}^2 \text{ (см}^2\text{)},$$
- или ее можно выразить количеством частиц на единицу площади  $n$ :  
$$Q = D / ne = j / tne \text{ ион} / \text{м}^2 \text{ (см}^2\text{)}.$$
- При многократных соударениях ион тормозится, а затем останавливается.
- $R$  – пробег иона (длина полного пути, полная траектория)
- $R_p$  – проекция пробега иона на плоскость (ось  $x$ )
- $\Delta R_p$  – флуктуация проекции пробега.

Во многих случаях для получения необходимого профиля распределения легирующей примеси в подложке применяют метод, основанный на предварительной загонке ионов с их последующей термической разгонкой в мишени. При этом имплантация проводится с малой энергией ионов.

Общая траектория движения иона называется длиной пробега  $R$ , а расстояние, проходимое внедряемым ионом до остановки в направлении, перпендикулярном к поверхности мишени, проецированной длиной пробега  $R_p$ .

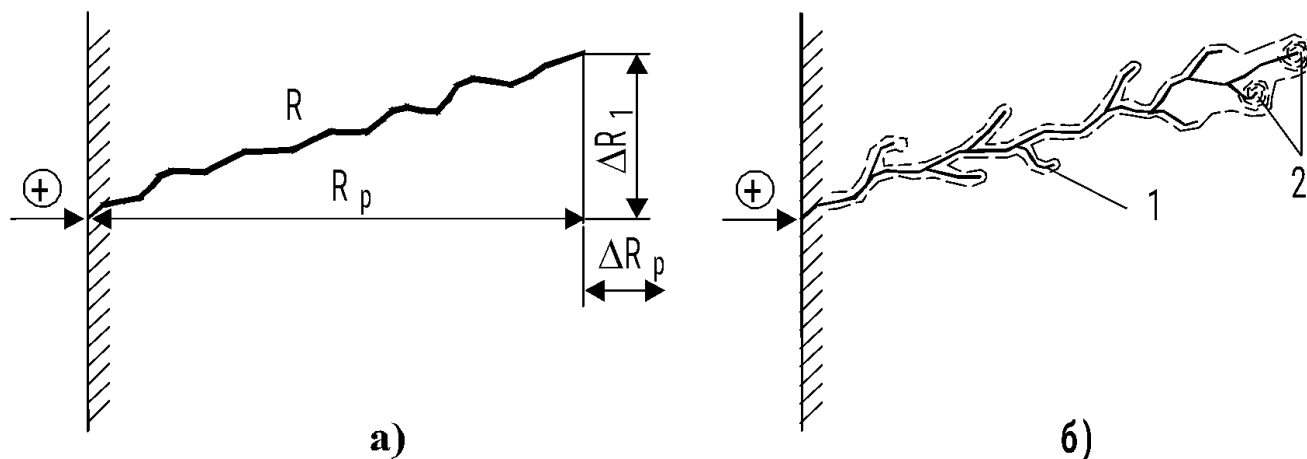


Схема движения внедряемого иона: а - пробег  $R$ , проекция пробега  $R_p$  и рассеяние пробегов  $\Delta R_p$  и  $\Delta R_1$ ; б - образование дефектных областей в подложке на пути иона. 1 - точечные дефекты; 2 - аморфные области



# Вычисление потерь энергии

Потери энергии:

$$|dE / dx| = |dE / dx|_n + |dE / dx|_e + |dE / dx|_f = N [ S_n (E) + S_e (E) ]$$

Средняя длина пробега

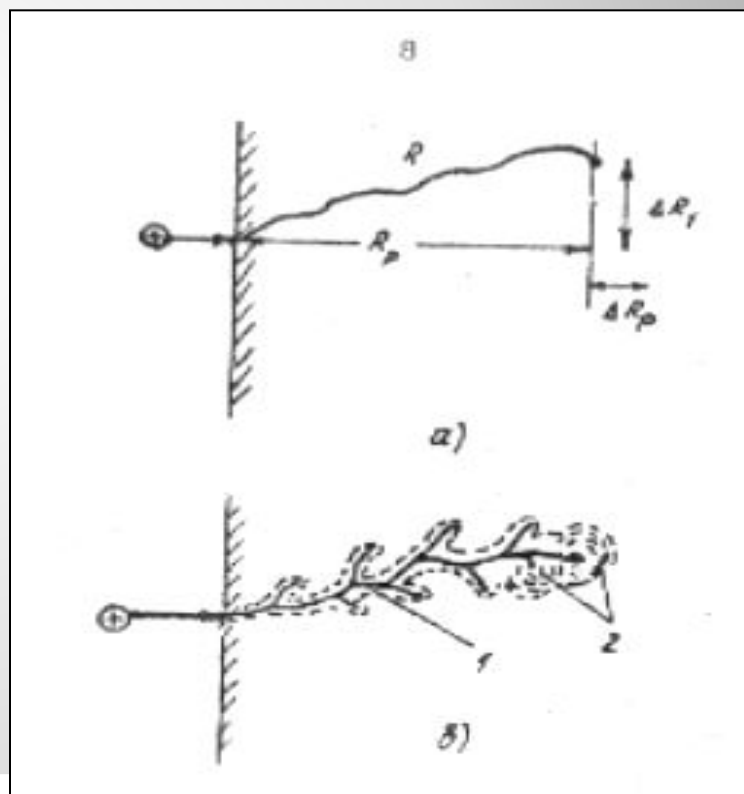
равна:

$$R = \frac{1}{N} \int_0^{E_0} \frac{dE}{S_n (E) + S_e (E)}$$

$E_0$  – начальная энергия иона,  $S_n (E)$ ,  
 $S_e (E)$  – тормозные способности ядер  
и электронов, то есть потери энергии  
в твердом теле с единичной  
плотностью атомов на отрезке  
 $|x, (x + dx)|$ .

$$S_n (E) = - \frac{1}{N} (dE / dx)_n$$

$$S_e (E) = - \frac{1}{N} (dE / dx)_e$$



# Потери энергии на ядрах атомов

При столкновении с ядром атома ион передает ему энергию  $T$ .  
Тормозная способность ядер в этом случае равна:

$$S_n(E) = \int_0^{T_m} T d\sigma_n,$$

поперечное сечение рассеяния  
(вероятность упругого рассеяния  
на угол  $\Theta$ ,  $+d$ )

$$d\sigma = d\sigma(E, p, V(r))$$

Соотношение между величинами  
Углов отклонения частиц:

$$\operatorname{tg} \phi = \frac{\sin \Theta}{M_1/M_2 + \cos \Theta}, \quad \psi = \frac{\pi - \Theta}{2}$$

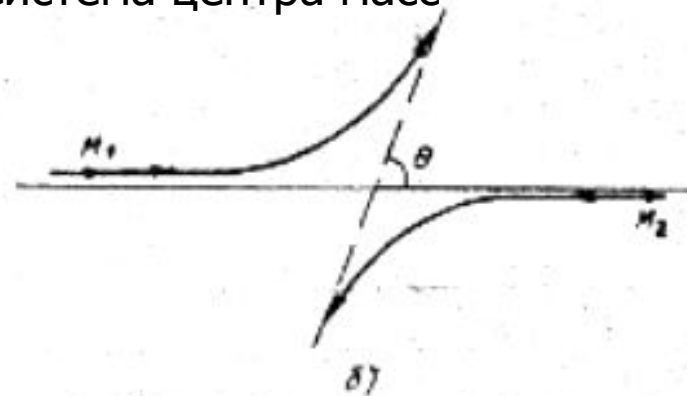
Энергия, переданная атому:

$$T = T_m \sin^2 \Theta / 2.$$

Лабораторная система



Система центра масс



# Энергия, переданная атому

Максимальная энергия при столкновении частиц будет при этом равна:

$$T_{\max} = \frac{4M_1M_2}{(M_1 + M_2)^2} E_0,$$

а начальная энергия иона

$$E_0 = (M_1V_1^2) / 2.$$

Угол равен:

$$\Theta = 2\pi - 2p \int_{r_{\min}}^{\infty} \frac{(1/r^2)dr}{[1 - V(r)/E_\gamma] - p^2/r^2}$$

Эффективное поперечное сечение рассеяния:

$$d\sigma = \frac{p(\Theta)}{\sin\Theta} \frac{dp}{d\Theta} 2\sin\Theta d\Theta$$

# Основные положения теории ЛШШ

**1** - Твердое тело, в которое внедряются ионы, однородно, изотропно, аморфно (приближение аморфной мишени – т.е. нет упорядоченной структуры).

**2** – Упругие и неупругие столкновения происходят независимо друг от друга и потери энергии при столкновении иона с атомами мишени аддитивны.

**3** – Потеря энергии ионом при столкновении с атомом решетки много меньше начальной энергии иона, что позволяет использовать статистический подход к расчету пробега иона.

Главным достижением теории ЛШШ было введение для расчета безразмерных величин энергии взаимодействия и пробега иона :

$$\varepsilon = \frac{aM_2 E_0}{Z_1 Z_2 e^2 (M_1 + M_2)^2} = \varepsilon_1 E_0, \quad \rho = 4RN M_2 a^{2\pi} \frac{M_1}{(M_1 + M_2)^2} = \rho_1 R$$

$$a = \frac{0,88a_0}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}} - \text{радиус экранирования, } a_0 - \text{радиус Бора, равный } 0,529 \text{ \AA}.$$

# Вычисление потерь на ядрах (продолжение)

Универсальный вид потерь энергии:

$$S_n = (d\varepsilon/d\rho)_n, S_e = (d\varepsilon/d\rho)_e.$$

Параметр рассеяния:

$$t = \varepsilon^2 \sin^2 \Theta / 2 = \varepsilon^2 T / T_m.$$

Сечение рассеяния в теории ЛШШ:

$$d\sigma_n = - \pi a^2 dt / t^{3/2} f(t^{1/2}),$$

Ядерная тормозная способность с учетом заданного сечения рассеяния:

$$S_n = \pi a^2 T_m \varepsilon^{-2} \int_{\varepsilon}^U t^{-1/2} f(t^{1/2}) dt$$

# Вычисление потенциала взаимодействия и ядерной тормозной способности

Статистическая модель атома Томаса-Ферми:

$$V(r) = \frac{e^2 Z_1 Z_2}{r} \Phi(r/a)$$

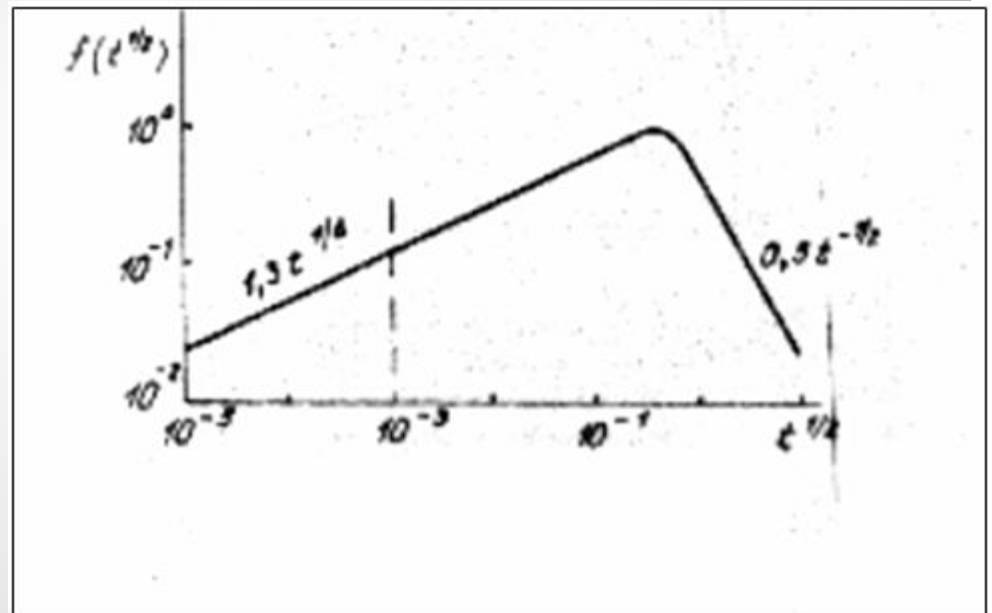
$$\Phi(r/a) = [0,35 \exp(-0,3 r) + 0,55 \exp(-1,2 r) + 0,1 \exp(-6r)]$$

Аппроксимация потенциала взаимодействия:

$$V(r) = \frac{e^2 Z_1 Z_2}{r} 1/b (a/r)^{b-1}$$

Тогда приведенное сечение рассеяния:

$$f(t^{1/2}) = \lambda_s t^{(b-2)/2b}$$



Для потенциала Фирсова приближение получено Уинтерборном в виде:

$$f(t^{1/2}) = \lambda t^{1/2-m} [1 + (2 \lambda t^{1-m})^q]^{-1/q}, \text{ где } \lambda = 1,309, m = 1/3, q = 2/3.$$

Для высоких энергий:

$$\lambda = 2,54; m = 0,25; q = 0,475.$$

При малых энергия ионов ядерное торможение растет до максимальных значений:

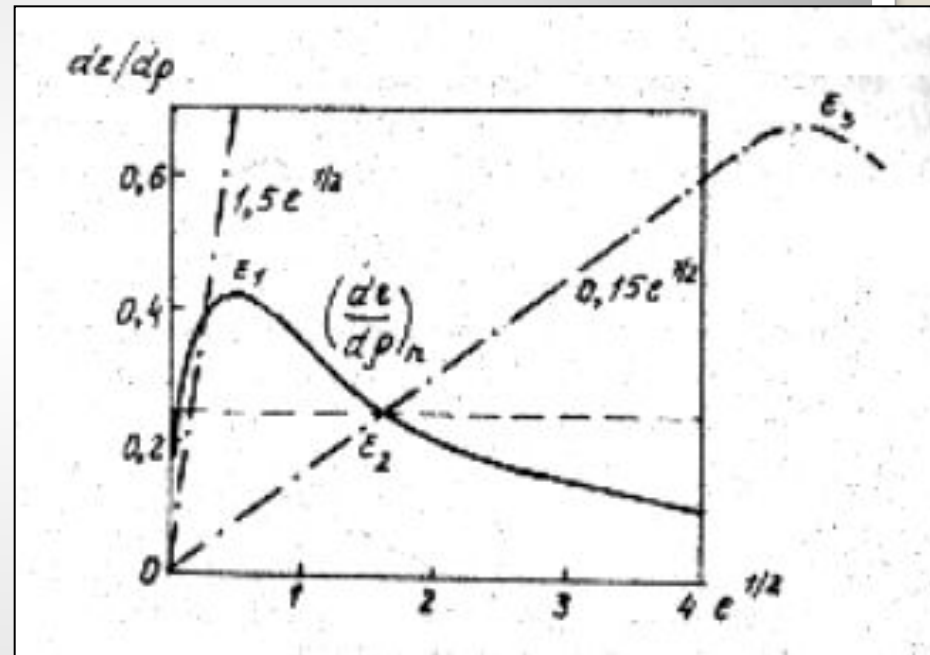
$$\varepsilon = 0,35$$

С ростом энергии уменьшается время взаимодействия иона, пролетающего мимо ядра с большой скоростью.

Самым простым методом вычисления потерь энергии на ядрах является приближение Гиббонса, в котором  $S_n$  не зависит от энергии:

$$S_n = \frac{Z_1 Z_2}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}} \frac{M_1}{M_1 + M_2} N$$

Очень простая аппроксимация получена Юдиным:  $(d\varepsilon / d\rho)_n = A \varepsilon^{1/2} / (B + \varepsilon)$ , где  $A = 0,45$ ,  $B = 0,3$ , для значений  $\varepsilon$  от 0,05 до 10. Таким образом, можно построить зависимость потерь энергии для любых пар ион – атом.



Квадратичная аппроксимация потерь энергии

$$(dE / dR)_n = (d\varepsilon / d\rho)_n (E / \varepsilon) (\rho / R).$$



# Потери энергии на электронах

**Теория Фирсова:** образование квазимолекулы с непрерывным обменом электронами.

$$(dE/dR)_e = - 2,34 \cdot 10^{-23} n_0 (Z_1 + Z_2) v,$$

где  $v$  – в см/с,  $n_0$  - число электронов в см<sup>-3</sup>, потери энергии в эВ/см.

**Теория Линхарда-Шарфа:** совокупность электронов – свободный электронный газ.

$$S_e(\varepsilon) = k_1 \varepsilon^{1/2}$$

При малых скоростях электронов торможение ионов подобно торможению в вязкой среде:

$$S_e = k_e E_0^{1/2}$$

$$k_e = Z_1^{1/6} 0,0793 \frac{Z_1^{1/2} Z_2^{1/2} (M_1 + M_2)^{3/2}}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{3/4} M_1^{3/2} M_2^{1/2}}$$

Для тяжелых ионов  $k$  от 0,1 до 0,25.

Для легких ионов  $k$  приблизительно равен 1.



# Характеристические энергии ионов в кремнии

Ион примеси	B	P	As	Sb
$E_{1, \text{кЭВ}}$	3	17	73	180
$E_{2, \text{кЭВ}}$	17	140	800	2000
$E_{3, \text{кЭВ}}$	$3 \times 10^3$	$3 \times 10^4$	$2 \times 10^5$	$6 \times 10^5$

При сложении кривых потерь энергии за счет ядерного и электронного торможения оказывается, что суммарная величина потери энергии постоянна в широком диапазоне падающих ионов.

В результате полная длина пробега ионов примерно пропорциональна первоначальной энергии внедряемого иона.

# Вычисление пробега иона и его проекции

В чистом виде пробег иона в расчетах не применяется, используется проекция пробега иона на первоначальное движение и флуктуации проекции пробега.

Рассеяние только на ядрах (аппроксимация Гиббонсона):

$$R_n = E_0 / S_n = 2 k_n E_0$$

$$k_n = \frac{1,8(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}}{NZ_1Z_2} \frac{M_1 + M_2}{M_1}$$

Полный пробег иона по теории Гиббонсона

$$R = \frac{dE}{k_n / 2 + k_e E^{1/2}} = \frac{2E_0^{1/2}}{k_e} - \frac{1}{k_n k_e^2} \ln(1 + k_n k_e E_0^{1/2})$$

используя приближение  $\ln(1 + x) = x - (1/2)x^2 + \dots$ , получим:

$$R = 2 k_n E_0 (1 - 4/3 k_n k_e E_0).$$

## Связь энергии ионов с проекцией пробега и флуктуацией проекции пробега

		Энергии	ионов	примеси,	кэВ
Примесь	Параметр, нм	20	40	100	200
В	$R_p$	79	153	344	595
	$\Delta$	32	50	83	110
Р	$R_p$	28,5	53	132	269
	$\Delta$	13	22	46	82
As	$R_p$	18	30	62	116
	$\Delta$	7	11,5	22	37
Sb	$R_p$	16	25	49	87
	$\Delta$	9	9	16	26
	$\Delta$				

## Описание распределений примеси

- распределения примеси методом Гаусса (нормальное и асимметричное);
- распределение Пирсон-IV;
- метод Монте-Карло.

# Нормальное распределение Гаусса

Описывает поведение атомов примеси, схожих по массе и радиусу с атомами основного вещества.

Распределение примеси может быть описано:

$$N(x) = \frac{\Phi}{\sqrt{2\pi} \Delta R_p} \exp \left[ -\frac{(x - \bar{R}_p)^2}{2\Delta R_p^2} \right]$$

Связь между длиной пробега и его средней проекцией:

$$\bar{R}_p = \bar{R} / (1 + 1/3 M_2/M_1),$$

Связь между среднеквадратичным отклонением проекцией пробега и квадратичной проекцией пробега:

$$\Delta \bar{R}_p^2 / \bar{R}_p^2 = 2/3 M_1 M_2 / (M_1 + M_2)^2.$$

Максимум распределения будет лежать при

$$x = \bar{R}_p.$$

# Асимметричное распределение примеси

Расчет спада концентрации:

$$N(x) = \frac{2\Phi}{\sqrt{2\pi} (\Delta R_{p1} + \Delta R_{p2})} \exp \left[ -\frac{(x - R_M)^2}{2\Delta R_{p1}^2} \right], \quad x \geq R_M$$

Расчет нарастания концентрации:

$$N(x) = \frac{2\Phi}{\sqrt{2\pi} (\Delta R_{p1} + \Delta R_{p2})} \exp \left[ -\frac{(x - R_M)^2}{2\Delta R_{p2}^2} \right], \quad 0 \leq x \leq R_M.$$

Величины вычисляются по таблице, рассчитанной Гиббонсоном:

$$R_p = R_M + 0,8 (\Delta R_{p2} - \Delta R_{p1}),$$

$$\Delta R_p^2 = -0,64 (\Delta R_{p2} - \Delta R_{p1})^2 + (\Delta R_{p1}^2 - \Delta R_{p1} \Delta R_{p2} + \Delta R_{p2}^2),$$

$$\gamma = \Delta R_p^{-3} (\Delta R_{p2} - \Delta R_{p1}) (0,218 \Delta R_{p1}^2 + 0,362 \Delta R_{p1} \Delta R_{p2} + 0,218 \Delta R_{p2}^2).$$

Таблица – Значение сопряженных гауссовских функций.

$\gamma$	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
$\Delta R_{p1}/R_p$	1	1,062	1,123	1,182	1,241	1,301	1,360	1,422	1,986	1,554	1,60
$\Delta R_{p2}/R_p$	1	0,936	0,871	0,802	0,729	0,653	0,570	0,478	0,374	0,248	0,0

# Распределение Пирсона-IV

Распределение концентрации:

$$f(x) = k [ b_2(x - R_p)^2 + b_1(x - R_p) + b_0 ] \exp \left[ \frac{b_1/b_2 + 2a}{4b_2b_0 - b_1^2} \operatorname{arctg} \frac{2b_2(x - R_p) + b_1}{4b_2b_0 - b_1^2} \right]$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(x) dx = 1,$$

средний пробег  $\mu_1 = R_p = \int_{-\infty}^{+\infty} x f(x) dx$ , три других момента  $\mu_i = \int_{-\infty}^{+\infty} (x - R_p)^i f(x) dx$ ,  $i = 2, 3, 4$ :

- рассеяние  $\mu_2 = (\Delta R_p)^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} (x - R_p)^2 f(x) dx$ ,

- нормированная асимметрия  $\gamma = \mu_3 / \Delta R_p^3 = \int_{-\infty}^{+\infty} (x - R_p)^3 f(x) dx / \Delta R_p^3$ ,

- эксцесс (нормированное заужание) - изгиб профиля вблизи максимума -

$$\beta = \mu_4 / \Delta R_p^4 = \int_{-\infty}^{+\infty} (x - R_p)^4 f(x) dx / \Delta R_p^4.$$

$$\begin{aligned} a &= -\gamma \mu_2 (\beta + 3) / A; \\ b_0 &= -\mu_2^2 (4\beta - 3\gamma^2) / A; \\ b_1 &= a; \\ b_2 &= (2\beta - 3\gamma^2 - 6) / A, \\ A &= 10\beta - 12\gamma^2 - 18. \end{aligned}$$

$$\gamma = 1 - (E_e / E_n)^{2/3}$$

# Метод Монте-Карло

Для расчета одномерного распределения требуется количество частиц  $10^{13}$ , для двумерного – значительно больше.

## Моделируются:

- траектория иона;
- пространственное распределение энергии, выделившейся при столкновении каждой частицы;
- пробеги вторичных ионов.

## Для этого нужно определить:

- потенциал взаимодействия иона с атомом решетки  $V(r)$ ;
- координаты точек взаимодействия;
- прицельное расстояние  $p$ ;
- угол рассеяния (в системе центра масс);
- угол отклонения иона от предыдущего направления его движения ;
- угол движения атома отдачи ;
- потери энергии ионом на электронах атома  $T_e$ ;
- энергию, переданную атому решетки при столкновении  $T_n$ .

$$V(r) = Z_1 Z_2 e^2 (4 \pi \epsilon_0 r) \Phi(y);$$

$$\Phi(y) = 0,35y + 0,55y^4 + 0,1y^{-20};$$

$$y = [ - 0,3r (128/9 \pi^2)^{1/3} (\sqrt{Z_1} + \sqrt{Z_2})^{2/3} / a_0,$$

$$\varphi = \arctg \{ (M_1 / M_2) F \sin \Theta / [ 1 + (M_2 / M_1) F \cos \Theta ] \};$$

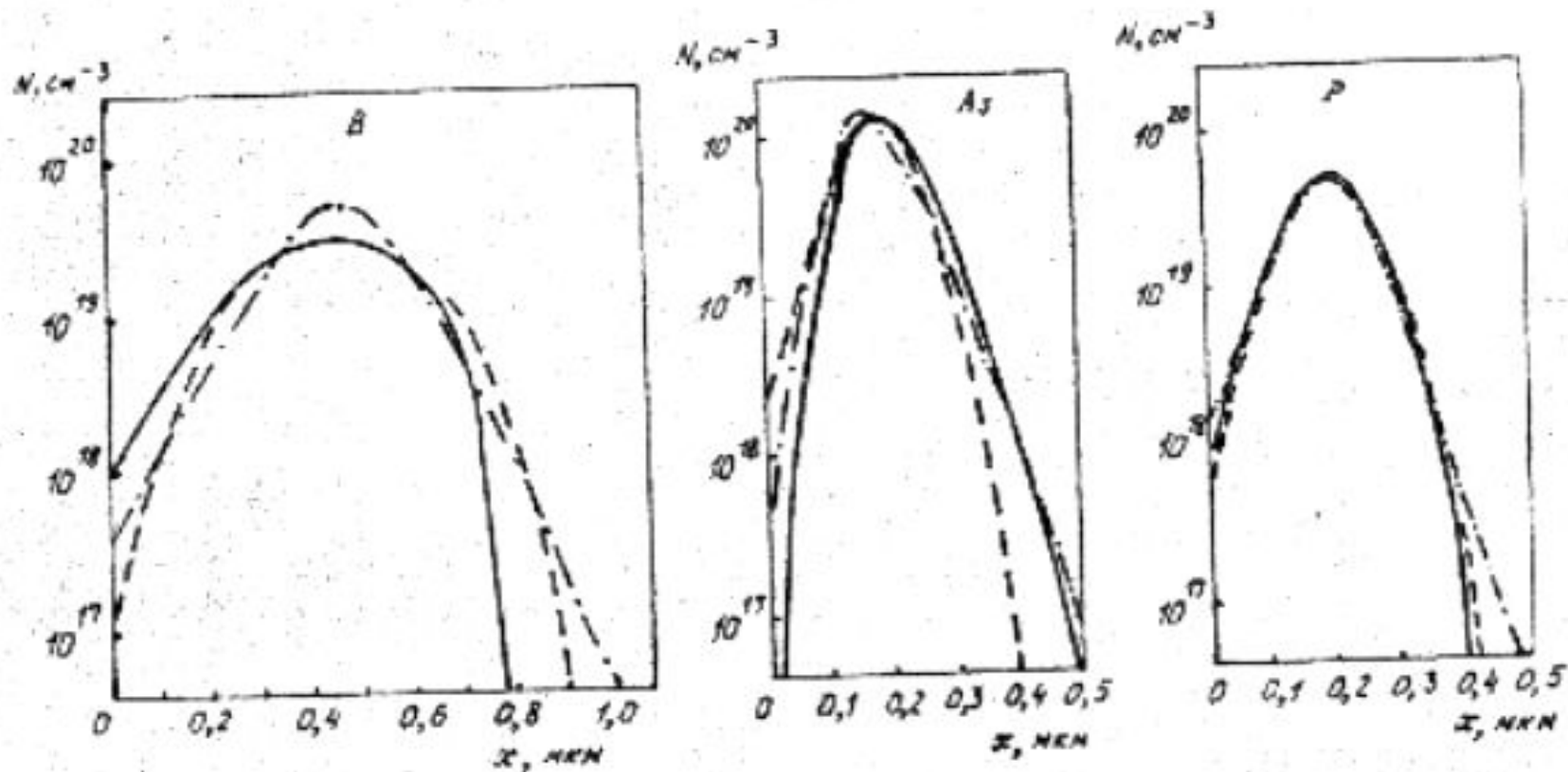
$$\psi = \arctg \{ F \sin \Theta / (1 - F \cos \Theta) \}; \quad F = [ 1 - T_e(p, E_0) / E_r ]^{1/2};$$

$$T_n = 4 [ F \sin^2(\Theta / 2) + 1/4 (1 - F)^2 ] x [ E_r / (1 + M_2 / M_1) ],$$

$$E_r = M_2 E_0 / (M_1 + M_2)$$



# Профили распределения основных примесей в кремнии

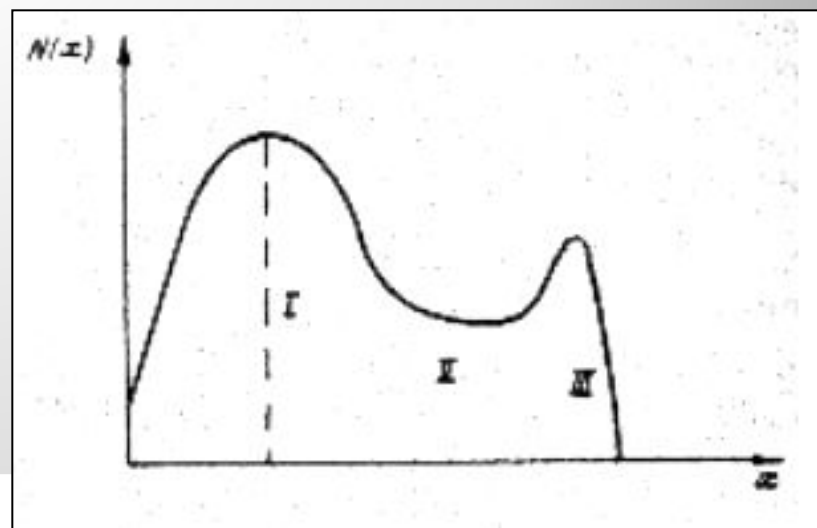
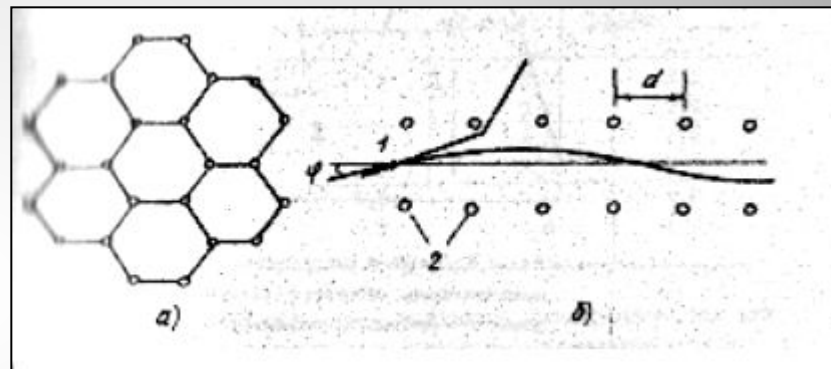


# Эффект каналирования

$$\varphi_c = \left( \frac{a}{\sqrt{2}d} \sqrt{\frac{Z_1 Z_2 e^2}{E 2\pi \epsilon_0 d}} \right)^{1/2}$$

$d$  - расстояние между атомами вдоль канала.

С ростом дозы примеси эффект уменьшается из-за возможной аморфизации подложки. Повышение температуры процесса также способствует уменьшению каналирования, поскольку при этом растет амплитуда тепловых колебаний атомов и, следовательно, увеличивается рассеяние ионов на этих колебаниях.



# Распределение примеси в двухслойной мишени

Допущения:

- -толщина маски большая;
- -распределение примеси по Гауссу;
- - пробеги ионов известны.

# Распределение примеси в двухслойной мишени

Количество примеси в маскирующем слое:

$$\Phi_1 = \int_0^{d_1} N(x) dx = \Phi/2 \left[ 1 + \operatorname{erf} \frac{d_1 - \overline{R}_{p1}}{\sqrt{2\Delta R_{p1}}} \right]$$

В системе маска / полупроводник кол-во примеси в маске должно соответствовать кол-ву примеси в полупроводнике:

$$\Phi_2 = \Phi_1 = \int_0^{d_2} N(x) dx = \frac{\Phi}{2} \left[ 1 + \operatorname{erf} \frac{d_2 - \overline{R}_{p2}}{\sqrt{2\Delta R_{p2}}} \right]$$

Связь толщин маски и полупроводника:

$$(d_1 - \overline{R}_{p1}) / \sqrt{2\Delta R_{p1}} = (d_2 - \overline{R}_{p2}) / \sqrt{2\Delta R_{p2}}$$

Толщина легированного слоя полупроводника:

$$d_2 = \overline{R}_{p2} + (d_1 - \overline{R}_{p1}) \overline{\Delta R_{p2}} / \overline{\Delta R_{p1}}$$

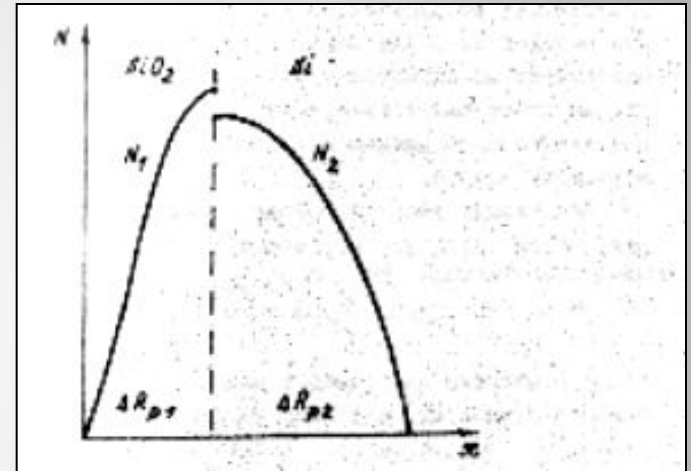
# Распределение примеси в двухслойной мишени

Концентрация примеси в маске:

$$N_1(x) = \frac{\Phi}{\sqrt{2\pi} \Delta R_{p1}} \exp \left[ -\frac{(x - \overline{R}_{p1})^2}{2\Delta R_{p1}^2} \right],$$

Концентрация примеси в полупроводнике:

$$N_2(x) = \frac{\Phi}{\sqrt{2\pi} \Delta R_{p2}} \exp \left[ -\frac{\left\{ (x - d_1) + (d_1 - \overline{R}_{p1}) \frac{\Delta R_{p2}}{\Delta R_{p1}} \right\}^2}{2\Delta R_{p2}^2} \right]$$



Следует отметить, что на границе маска-подложка концентрация примеси будет меняться не плавно, а скачком, т.к. тормозные способности диэлектрика и полупроводника различны.

# Распыление полупроводника

Распыление возможно:

- -низкие энергии;
- -большие дозы.

Чтобы поверхностный атом покинул решетку необходима энергия выше энергии связи поверхностных атомов 7,81 эВ.

# Распыление полупроводника

При низких (меньше 1 кэВ) энергиях ионов коэффициент распыления зависит от энергии и массы иона, а так же угла, под которым ион внедряется в кристалл, и может определяться приближенным равенством

$$S = E^{2/3} / \cos \varphi$$

При бомбардировке поверхности по нормали важно соотношение масс иона и атома решетки и коэффициент распыления равен:

$$S = 0,042 \alpha (M_2 / M_1) S_n (E) / U_0,$$

Связь параметра и масс:

$M_2 / M_1$	0,01	0,5	1,0	5,0	10,0
$\alpha$	0,17	0,20	0,23	0,98	5,0

Для больших энергий (несколько кэВ) и больших масс ионов коэффициент распыления равен:

$$S = 0,042 \alpha \frac{4\pi Z_1 Z_2 e^2 a}{U_0} \left( \frac{M_1}{M_1 + M_2} \right) S_n(E)$$

Коэффициент распыления обычно имеет величину от 1 до 5. Заметным эффект распыления становится при дозах выше  $10^{16} \text{ см}^{-2}$  и энергиях, превышающих 50 кэВ.

## Боковое уширение профиля легирования

- Маски - диэлектрики:

- Оксид кремния;
- Нитрид кремния;
- Фоторезист.

Также поликремний и тугоплавкие металлы.

Толщина маски должна обеспечивать уменьшение концентрации ионов примеси под ней не менее, чем на 2 – 3 порядка величины. Минимальную толщину маски, считая распределение примеси гауссовым, можно определить следующим образом:

$$d_{\min} = R_p + \alpha \Delta R_p,$$

Например, для бора  $\alpha = 4,7$ , если  $N_s/\Phi = 10^{-5}$  и 2,3, если  $N_s/\Phi = 10^{-2}$ .

$$N(x, y) = \frac{\Phi/2}{\sqrt{2\pi\Delta R_p}} \exp\left[-\frac{(x - R_p)^2}{2\Delta R_p^2}\right] \left[ \operatorname{erfc} \frac{y-a}{\sqrt{2\Delta R_{pL}}} - \operatorname{erfc} \frac{y+a}{\sqrt{2\Delta R_{pL}}} \right]$$

Если размер окна в маске равен  $2a \leq R_p$ , то концентрация примеси на краю маски на глубине  $R_p$  оказывается ниже максимальной в 2 раза.



# Радиационные дефекты

- - точечные дефекты (вакансии  $V$ , междоузельные атомы кремния  $I$  или примеси  $IA$  );
- - ассоциации точечных дефектов (дивакансии  $V^2$ , три- и тетравакансии  $V^3$ ,  $V^4$ );
- - более сложные дефекты (E – центры – вакансия и атом примеси, обычно атом V группы, чаще всего фосфор ( $V - P$ ), A – центры ( $V - O$ ) - вакансия с атомом кислорода, k - центры ( $I - O$ ) - междоузельный атом кремния и кислород, дивакансия ( $V - V - O$ ) с атомом кислорода);
- - сложные дефекты (кластеры).

## Модели образования аморфной области

- накопление и слияние мелких аморфных областей;
- накопление простых дефектов и их коагуляция;
- слияние в аморфную область зародышей, состоящих из многовакансионных образований ( $V_2$ ,  $V_3$ ,  $V_4$ ), называемых  $V - V$  центрами. С ростом дозы размеры аморфной зоны увеличиваются.

# Распределение дефектов по глубине

Число смещенных атомов при энергии иона  $E_0$  равно:  $N_d(E) = E_0 / 2 E_d$

При использовании в расчетах потенциала взаимодействия Томаса-Ферми, получено простое соотношение:

$$N_d(E) = 0,42 E_0 / E_d$$

Распределение дефектов описывается обычным распределением Гаусса:

$$N_D(x) = \frac{N_d \Phi}{\sqrt{2\pi} \Delta R_{pd}} \exp \left[ -\frac{(x - \overline{R}_{pd})^2}{2\Delta R_{pd}^2} \right]$$

Причем, можно использовать следующие соотношения между двумя моментами распределения примеси и дефектов:

$$\begin{aligned} R_{pd} &= C_1 R_p; \\ \Delta R_{pd} &= C_2 \Delta R_p \end{aligned}$$

Приближенно можно считать, что

$$N_D(x) = N_d \Phi / R_p, \text{ см}^{-3}.$$

## Распределение примеси при термическом отжиге

При не очень высокой дозе внедрения и температуре отжига не выше 1000 °С распределение примеси после отжига можно описать простым выражением:

$$N(x) = \frac{\Phi}{\sqrt{2\pi(\overline{\Delta R_p^2} + 2Dt)}} \exp\left[-\frac{(x - \overline{R_p})^2}{2\overline{\Delta R_p^2} + 4Dt}\right],$$

где  $D$  – коэффициент диффузии примеси,  $t$  – время отжига.

При быстром термическом отжиге производится нагрев (быстрое расплавление в течение нескольких десятков секунд с плотностью энергии 1–100 Дж/см<sup>2</sup>) и рекристаллизация нарушенных слоев. При этом расплывание профиля минимально.

В некоторых случаях нет возможности использовать быстрый постимплантационный отжиг. Тогда в целях предотвращения радиационно-стимулированной диффузии отжиг проводят при пониженной (650–900 °С) температуре. Но несмотря на сравнительно низкую температуру, РУ диффузия может наблюдаться и здесь.

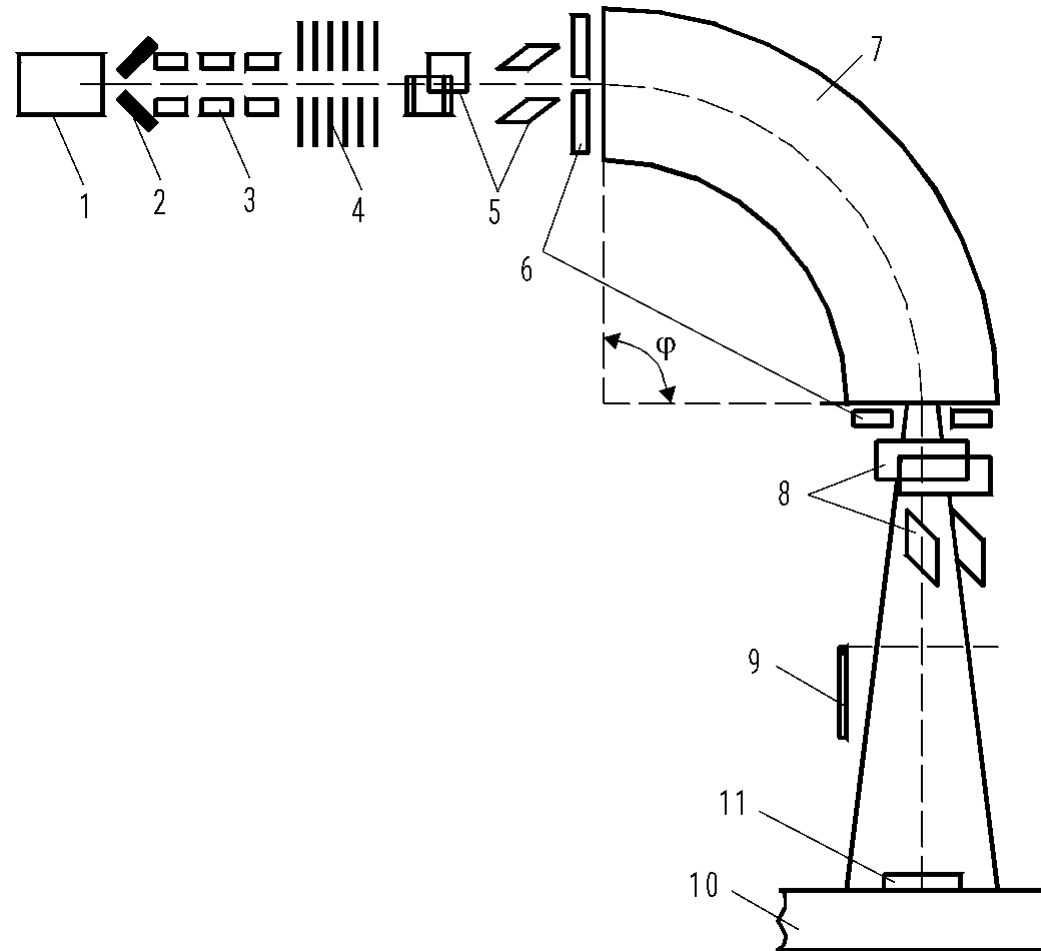
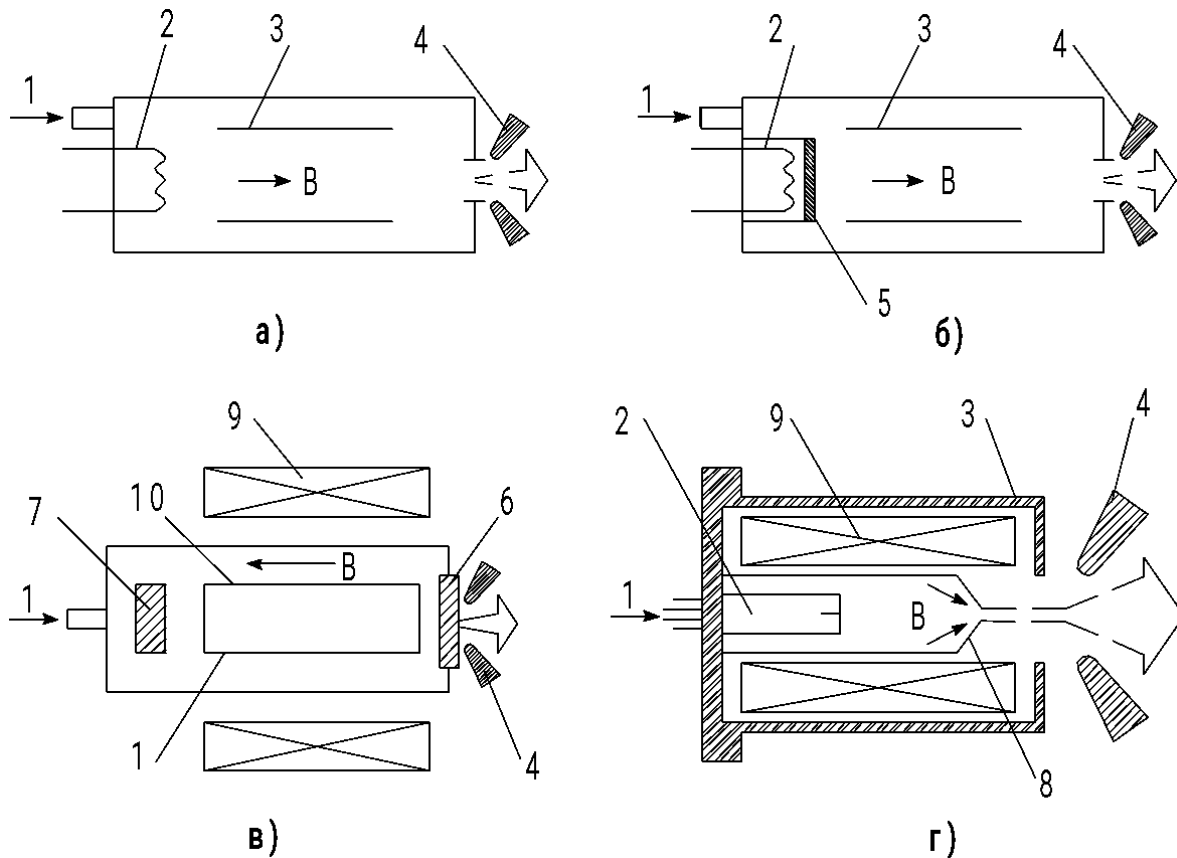


Схема установки для ионного легирования: 1 - источник ионов; 2 - вытягивающий электрод; 3 - фокусирующие линзы; 4 - ускоритель; 5 - устройство коррекции пучка ионов; 6 - диафрагмы; 7 - электронный масс-сепаратор; 8 - система отклонения (сканирования) пучка; 9 - заслонки; 10 - коллектор; 11 - облучаемые мишени



Конструкции ионных источников различного типа: с горячим катодом прямого (а) и косвенного (б) канала; с холодным катодом (в); дуоплазматрон (г). 1 - газ, 2 - катод, 3 - анод, 4 - экстрактор, 5 - косвенный катод, 6 - верхний катод, 7 - нижний катод, 8 - промежуточный электрод, 9 - электромагнит, 10 - плазма

## Контрольные вопросы по четвертой теме:

1. Дайте определение понятию «ионное легирование»?
2. Какие основные параметры процесса ионного легирования Вам известны?
3. В чем заключаются преимущества использования ионного легирования перед диффузией?
4. Опишите механизм взаимодействия внедряемых ионов с материалом подложки.
5. Как вычисляются потери энергии внедряемых ионов на ядрах и электронах?
6. Сформулируйте основные положения теории ЛШШ.
7. Как осуществляется вычисление пробега иона и его проекции?
8. Дайте описание распределений примеси (нормальное и асимметричное распределения Гаусса, распределение Пирсон IV, распределение Монте-Карло).
9. В чем заключается суть «эффекта каналирования»?
10. Особенность распределения примеси в двухслойной мишени.
11. Особенность распределения примеси при термическом отжиге.
12. Как образуются дефекты в полупроводнике и в чем заключаются методы их устранения?
13. Изобразите схематично и поясните принцип действия оборудования для ионной имплантации.

## Список источников литературы по теме:

1. Королев М.А. Технология, конструкции и методы моделирования кремниевых интегральных микросхем: Учеб. пособие: В 2-х ч. Ч. 1 : Технологические процессы изготовления кремниевых интегральных схем и их моделирование / М. А. Королев, Т. Ю. Крупкина, М. А. Ревелева; Под ред. Ю. А. Чаплыгина. - 3-е изд., электронное. - М. : Бинوم. Лаборатория знаний, 2015. - 400 с.
2. Королев М.А. Технология, конструкции и методы моделирования кремниевых интегральных микросхем: Учеб. пособие: В 2-х ч. Ч. 2 : Элементы и маршруты изготовления кремниевых ИС и методы их математического моделирования / М. А. Королев; Под ред. Ю.А. Чаплыгина. - 3-е изд., электронное.
3. А.А. Голишников, А.Ю. Красюков, С.А. Поломошнов, М.Г. Путря, В.И. Шевяков / Лабораторный практикум «Основы технологии электронной компонентной базы, под ред. Ю.А. Чаплыгина, М., МИЭТ, 2013. 176 с.
4. [ru.wikipedia.org](http://ru.wikipedia.org)



# Спасибо за внимание!

Козлов Антон Викторович

*Следите за информацией на сайте [orioks.miet.ru](http://orioks.miet.ru)*