

## Ионное легирование полупроводников

Внедрение ионов (ионная имплантация) в кремниевую подложку для формирования слоев с нужной проводимостью стало в последнее время основным методом легирования полупроводниковых материалов при создании интегральных схем и других элементов.

### Характеристики процесса имплантации

Суть процесса ионного внедрения заключается в формировании пучков ионов с одинаковой массой и зарядом, обладающих необходимой заданной энергией, и внедрении их в подложку или мишень в определенном количестве, называемом дозой. Таким образом, основными характеристиками процесса являются энергия и доза пучка ионов.

Нужная энергия  $E_0$  приобретается ионом под действием разности потенциалов  $U$ :

$$E_0 = neU$$

где  $n$  - кратность ионизации,  $n=1, 2, 3$ ;  $e$  - заряд электрона. (Например,  $^{31}\text{P}^+$  означает, что внедряется однократно ионизованный (+) ион фосфора с атомной массой 31;  $\text{BF}_2^+$  - однократно ионизованная молекула фторида бора.)

Доза ионов определяется либо плотностью тока ионов  $j$  в единицу времени  $t$

$$Q = j/t [\text{Кл}/\text{см}^2]$$

либо количеством частиц на единицу площади

$$N_0 = Q/ne = j/tne [\text{ион}/\text{см}^2]$$

(1 мкКл/см<sup>2</sup> для  $n = 1$  соответствует примерно  $6,25 \cdot 10^{12}$  ион/см<sup>2</sup>).

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 искажать профили распределения примеси. Дефекты способствуют также увеличению токов утечки и изменению других характеристик приборов. Устранение дефектов требует постимплантационной высокотемпературной обработки (отжига).

### Пробег ионов

При движении в твердом теле быстрый ион в результате столкновений с ядрами и электронами теряет свою энергию и останавливается. Полная длина пути, пройденного ионом, и ее проекция на направление первоначального движения иона называются соответственно пробегом  $R$  и проекцией  $R_p$  пробега (рис.1,а). По всей длине пробега образуются дефектные области (рис.1,б).

Вследствие того, что число столкновений и энергия, передаваемая при столкновении, являются переменными величинами, характеризующими случайный процесс, пробег ионов данного типа с одной и той же начальной энергией не будет одинаковым. Другими словами, движущиеся ионы после торможения останавливаются в точках, разбросанных по всему объему твердого тела, что приводит к распределению

пробегов и их проекций, для описания которых требуются такие характеристики функции распределения, как средний пробег ионов и средне-квадратичное отклонение пробега ионов (или проекций пробегов).

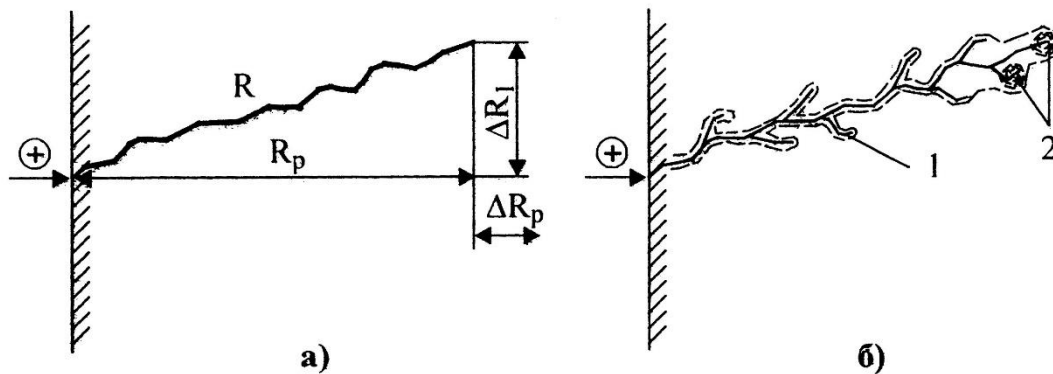


Рис. 1 Схема движения внедряемого иона: а – пробег  $R$ , проекция пробега  $R_p$  и рассеяние пробегов  $\Delta R_p$  и  $\Delta R_1$ ; б – образование дефектных областей в подложке на пути иона.  
1 – точечные дефекты, 2 – аморфные области.

Распределение пробегов имеет исключительно важное значение с точки зрения применения ионного внедрения для проектирования и изготовления полупроводниковых приборов и интегральных микросхем. Нужно знать, во-первых, какое распределение пробегов ожидается для пучка заданной энергии, если известны материал подложки и ионы, которые требуется внедрить, и, во-вторых, каким образом можно осуществить модуляцию энергии пучка в процессе внедрения, чтобы получить желаемое распределение пробегов.

Все подложки можно разделить на два типа: аморфные и монокристаллические. Аморфными мишенями служат маски из окислов или других диэлектриков. Монокристаллические подложки - сам кремний и другие полупроводники.

Распределение пробегов в аморфной мишени зависит главным образом от энергии, масс и атомных номеров бомбардирующих ионов и атомов мишени, плотности и температуры мишени во время ионной бомбардировки, дозы внедренных ионов. Для монокристаллической мишени распределение пробегов, кроме того, сильно зависит от ориентации кристалла относительно ионного пучка, условий на поверхности мишени и ее предыстории.

Теоретический расчет распределения пробегов в мишени того или иного типа является столь сложной задачей, что ни одним теоретическим приближением нельзя пользоваться для всех случаев, представляющих практический интерес, из-за слишком широких пределов изменения наиболее существенных переменных величин. В случае внедрения ионов в аморфные и неориентированные кристаллические мишени обычно используется теория Линдхарда, Шарфа и Шиотта (называемая теорией ЛШШ), которая позволяет рассчитать ряд параметров, характеризующих измеряемые распределения пробегов с точностью, вполне удовлетворительной с точки зрения основных практических применений.

Для расчета зависимости пробега от энергии частицы в случае ионного внедрения рассматриваются два основных вида потерь энергии: в результате взаимодействия с электронами твердого тела (как связанными, так и свободными) и при столкновении с ядрами мишени.

Считается, что эти два вида потерь энергии не зависят друг от друга. Такое допущение позволяет выразить среднюю величину удельных потерь энергии для одной бомбардирующей частицы в виде суммы:

$$-\frac{dE}{dx} = N[S_N(E) + S_E(E)] \quad (1)$$

где  $E$  - энергия частицы в точке  $x$ , расположенной на ее пути;  $S_N(E)$  - ядерная тормозная способность;  $S_E(E)$  - электронная тормозная способность;  $N$  - среднее число атомов в единице объема мишени.

Ядерная тормозная способность  $S_N(E)$  - это энергия, теряемая движущимся ионом с энергией  $E$  на интервале пути  $\Delta x$  при столкновении с ядрами мишени, плотность которой равна единице.

Электронная тормозная  $S_E(E)$  - это энергия, теряемая движущимся ионом с энергией  $E$  при столкновении с электронами.

При известных  $S_N(E)$  и  $S_E(E)$  интегрирование (1) дает общее расстояние  $R$ , пройденное движущимся ионом с начальной энергией  $E_0$  до его остановки,

$$R = \int_0^R dx = \frac{1}{N} \int_0^{E_0} \frac{dE}{[S_E(E) + S_N(E)]}$$

Было показано, что в первом приближении ядерная тормозная способность  $S_N(E)$  может не зависеть от энергии движущегося иона и равна

$$S_N^0 = A \frac{Z_1 Z_2}{Z^{1/3}} \cdot \frac{M_1}{M_1 + M_2} [\hat{y} \hat{A} \cdot \hat{n} \hat{v}^2],$$

где

$$Z^{1/3} = (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}$$

Здесь  $Z_1$  и  $Z_2$  - атомные номера движущейся частицы и атома мишени соответственно, а  $M_1$  и  $M_2$  - их массы.

В предположении, что все электроны твердого тела образуют свободный электронный газ, электронная тормозная способность пропорциональна скорости  $v$  движущегося иона, если только  $v$  меньше скорости электрона, соответствующей энергии Ферми  $E_F$  свободного электронного газа. Тогда

$$S_E(E) = kE^{1/2}. \quad (2)$$

Коэффициент пропорциональности  $k$  определяется природой как движущегося иона, так и материала подложки. Однако в приближенных расчетах для аморфной подложки следует считать, что величина  $k$  почти не зависит от свойств движущейся частицы. Для аморфного кремния она составляет

$$k \cong 0,2 \cdot 10^{-15} \text{ эВ}^{1,2} \cdot \text{см}^2$$

Если величины  $S_E$  и  $S_N$  определяются выражениями (1) и (2), то  $S_E$  с увеличением  $E$  возрастает, а  $S_N$ , меняется мало. Тогда существует некоторая критическая энергия  $E_K$  при которой  $S_N^0$  и  $S_E$  будут равны:

$$E_K^{1/2} = B \frac{Z_1 Z_2}{Z^{1/3}} \cdot \frac{M_1}{M_1 + M_2}$$

Величина  $E_K$  для бомбардирующих ионов бора ( $Z_1 = 5$ ,  $M_1 = 10$ ) составляет около 10 кэВ, в случае ионов фосфора ( $Z_1 = 15$ ,  $M_1 = 30$ ) она равна приблизительно 200 кэВ.

Если начальная энергия бомбардирующего атома значительно меньше  $E_b$ , то преобладающим механизмом потерь энергии будет ядерное торможение. В этом случае соотношение можно заменить на следующее:

$$\frac{dE}{dx} \cong NS_N$$

Оценка соответствующего пробега для кремниевой мишени ( $N = 5 \cdot 10^{22} \text{ н\AA}^{-3}$ ) дает

$$R = D \frac{Z^{1/3}}{Z_1 Z_2} \frac{M_1 + M_2}{M_1} E_0 [\text{см}], \quad (3)$$

где  $E_0$  - начальная энергия, выраженная в электрон-вольтах. Если взять более точные значения  $S_N^0$ , то для

$E_0 \ll E_K$  пробег будет все еще приблизительно пропорционален энергии, однако коэффициент пропорциональности станет гораздо более сложным.

Значения  $R$  для легких ионов (бор, углерод и азот) в кремниевой мишени, найденные с помощью (3), примерно в два раза выше экспериментальных; однако для более тяжелых бомбардирующих ионов это соотношение позволяет определить значения  $R$  в пределах 10 % (германий, мышьяк).

Если начальная энергия движущегося иона гораздо больше  $E_K$ , то электронное торможение преобладает над ядерным и соответствующий пробег для кремниевой мишени равен

$$R = CE_0^{1/2} [\text{н\AA}]; C = \frac{1}{Nk}$$

Радиационные нарушения мишени создаются преимущественно в той области энергии бомбардирующих ионов, где  $S_N \ll S_E$ . При внедрении ионов малых энергий радиационные дефекты образуются вдоль всей траектории частицы, а в случае бомбардировки ионами высокой энергии - только в конце пробега. При ориентации кристалла в произвольном направлении иону трудно избегать близких ядерных столкновений. Соответственно движущийся атом, влетая в решетку, теряет в результате большого числа ядерных столкновений значительную часть своей энергии (выбивая атомы из узлов решетки), так что кристалл предстает в виде почти аморфной мишени. В этом случае для оценки распределений пробегов можно использовать изложенную теорию.

В том случае, когда кристалл ориентирован точно по направлению с низкими кристаллографическими индексами, для движущегося иона ряды

атомов кристалла образуют как бы канал (рис.2,а), а траектория иона совпадает с осью канала (рис,2,б).

Движение частиц строго по центру канала маловероятно, однако вполне может существовать траектория, осциллирующая около оси канала, из-за последовательных легких соударений иона с рядами атомов, образующих стенки канала.

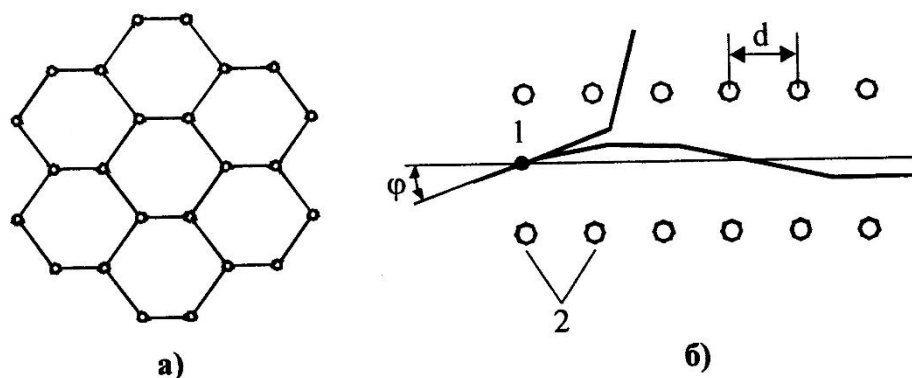


Рис. 2 Эффект каналирования: а- расположение атомов в кремнии в плоскости, перпендикулярной направлению  $[110]$ ; б – движение внедрённого иона вдоль канала 1, образованного атомами мишени 2.

Максимальный угол  $\varphi$ , при котором исчезает направляющее действие ряда атомов, называется критическим углом каналирования  $\varphi_k$ .

Значения критического угла в зависимости от энергии некоторых бомбардирующих ионов, представляющих практический интерес, приведены в табл.1 для трех основных ориентации кремниевой мишени.

Таблица 1

Критические углы каналирования в кремнии

Ионы	Энергия, кэВ	$\varphi_k, \text{град}$		
		$\langle 110 \rangle$	$\langle 111 \rangle$	$\langle 100 \rangle$
В	30	4,2	3,5	3,3
	50	3,7	3,2	2,9
Р	30	5,2	4,3	4,0
	50	4,5	3,8	3,5
As	30	5,9	5,0	4,5
	50	5,2	4,4	4,0

Если падающий пучок ориентирован вдоль кристаллографической оси в пределах угла каналирования, то существенная часть падающих ионов будет направлена по каналам; в противном случае кристаллическая мишень окажется по существу неотличимой от аморфной.

Часть ионов может в результате столкновений выйти из канала - такие ионы принято называть деканализованными.

Каптированные ионы образуют иногда явно выраженный пик. Качественно теория ЛШШ представляет окончательное распределение ионов в виде суперпозиции двух гауссовых распределений, обладающих двумя максимумами (рис.3).

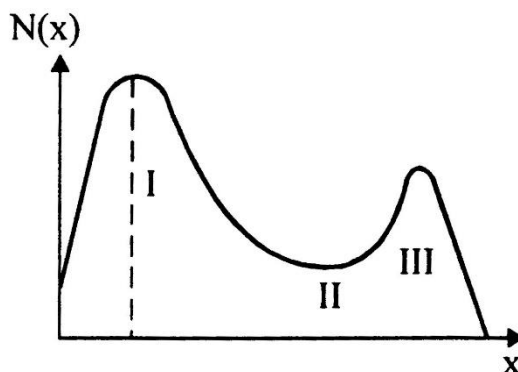


Рис. 3 Распределение примеси при каналировании:

I – основное распределение,  
 II – деканализованные ионы,  
 III – каналированные ионы.

### **Дефекты структуры в полупроводниках при ионном легировании**

Процесс ионного легирования в отличие от процесса термической диффузии сопровождается возникновением в материале мишени большого количества разнообразных структурных дефектов, называемых радиационными. Число дефектов может достигать нескольких сотен на один внедренный ион. От наличия дефектов и их концентрации зависят многие свойства полупроводника. Например, электропроводность легированных полупроводниковых слоев определяется концентрацией не только введенной примеси, но и дефектов. Радиационные дефекты приводят к появлению энергетических уровней в запрещенной зоне полупроводника, которые способствуют росту скорости рекомбинации и снижению концентрации и подвижности свободных носителей заряда.

В настоящее время путем отжига при повышенной температуре удастся восстановить исходную структуру кристалла и почти полностью ионизировать примесные атомы, введенные в полупроводник в процессе ионного легирования. Это обусловлено большой подвижностью первичных точечных радиационных дефектов - междоузельных атомов и вакансий.

Поскольку монокристалл обладает тепловой энергией, в нем имеются дефекты решетки, определяемые условиями теплового равновесия. Если в кристалл внедряются ионы, то возникающие в нем дефекты решетки отличаются от дефектов, возникающих при тепловом равновесии.

Внедряемые ионы, сталкиваясь с атомами мишени, передают им кинетическую энергию. Если передаваемая ионом энергия превышает некоторую пороговую энергию  $E_{\text{пор}}$ , то атом мишени выбивается из узла решетки и может двигаться через кристалл. Пороговой энергией называется

наименьшая энергия, которую надо сообщить колеблющемуся около положения равновесия атому, чтобы он оказался в междоузлии. Обычно пороговая энергия заключена в пределах 15 - 80 эВ (например, 16 эВ для кремния). Смещенный атом мишени может в свою очередь сместить другие атомы. Таким образом, первичный ион вызывает при подходящей энергии каскад атомных столкновений, в результате которого возникают разнообразные дефекты.

Качественно картина образования области радиационных нарушений при движении иона в кристалле показана на рис.1,б. Вдоль движущегося иона образуется сильно разупорядоченная область, которая находится в метастабильном состоянии. Размеры этой разупорядоченной области зависят от массы и энергии иона, массы атомов мишени, ее температуры и структуры кристалла.

### **Основные типы дефектов, образующихся при ионном легировании полупроводника**

При ионном легировании характерными являются дефекты по Френкелю, представляющие собой совокупность выбитого из узла в междоузлие атома полупроводника и образовавшегося пустого узла - вакансии V. Вакансии мигрируют по кристаллу, при этом энергия их миграции в кремнии р-типа равна 0,33 эВ, а в кремнии n-типа -0,18 эВ. Междоузельные атомы также подвижны: в кремнии р-типа их энергия миграции составляет 0,01 эВ, а в кремнии n-типа - 0,4 эВ.

Вакансии при своем движении по кристаллу могут объединяться в пары - дивакансии или более сложные комплексы - тривакансии, тетравакансии и даже гексавакансии. Эти дефекты устойчивы при комнатной температуре. Вакансии образуют также комплексы с атомами примесей:  $V + P$ ,  $V + Sb$ ,  $V + Al$ ,  $V + O$ . При этом вакансия занимает узел, соседний с примесным атомом.

В результате объединения простых дефектов, например под действием механических напряжений, возникают линейные и плоскостные дефекты - дислокации, дефекты упаковки. Плотность дислокаций, подсчитанная по фигурам травления в кремнии при дозе ионов  $3 \cdot 10^{16}$  ион/см<sup>2</sup>, составляет  $3 \cdot 10^5$  см<sup>-2</sup>. В процессе отжига линейные дефекты могут изменять свою длину, форму и местоположение в кристалле. Характер возникающих дефектов зависит от массы иона, полной дозы и температуры мишени. Простейшие дефекты, например дефекты по Френкелю, возникают в кремнии при внедрении легких и средних ионов малыми дозами при комнатной температуре. Условно легкими и средними считают ионы, с атомной массой  $M < 60$ , тяжелыми - с  $M > 60$ . При внедрении тяжелых ионов малыми дозами при комнатной температуре в кристаллической решетке возникают разупорядоченные области, называемые кластерами. Кластер в кремнии представляет собой отдельную разупорядоченную область, которая состоит из центральной области нарушенной структуры диаметром, равным примерно 50 нм, окруженной областью объемного заряда, создаваемого благодаря захвату основных носителей дефектами центральной области.



При больших дозах ионов разупорядоченные области, т.е. кластеры, перекрываются, концентрация дефектов может превысить предельную. В этом случае происходит аморфизация полупроводника.

Таким образом, при малых дозах внедрения ионов области разупорядочения, прилегающие к отдельным трекам ионов, пространственно отделены друг от друга, при больших дозах внедрения ионов отдельные области разупорядочения перекрываются, образуя в кристалле сплошной аморфный слой.

Распределение дефектов по глубине кристалла, их концентрация зависят от числа и распределения первоначально смещенных атомов. При вычислении числа смещенных атомов обычно учитывают лишь упругие ядерные столкновения, так как они в основном приводят к разупорядочению решетки вблизи траектории иона и ответственны за эффекты радиационного повреждения. Зная энергию, теряемую ионами в ядерных столкновениях, можно оценить среднее число смещенных атомов, их усредненное пространственное распределение.

Число смещенных атомов  $N_d$  в твердом теле обычно находят по формуле, выведенной Кинчином и Пизом:

$$N_d(E) = \frac{E}{2E_d} \gg E_d$$

где  $E$  - энергия иона;  $E_d$  - эффективная пороговая (т.е. наименьшая) энергия смещения атома мишени из узла кристаллической решетки. При этом предполагается, что атомы при соударении ведут себя как твердые шары и все соударения упругие, т.е. на электронное возбуждение энергия не расходуется. Указанная формула выведена для случая равных масс иона и атома мишени, но и для случая неравных масс это выражение удовлетворительно согласуется с экспериментом.

Имеются теоретические расчеты распределений дефектов (смещенных атомов) по глубине при бомбардировке неориентированных мишеней различными ионами. На рис.4 показано распределение концентрации бора  $N$  и дефектов  $N_d$  по глубине при бомбардировке Si ионами  $B^+$  (расчет методом Монте-Карло). Расчеты, выполненные по этому методу,

показывают, что распределение вакансий соответствует распределению потерь энергии в процессе торможения.

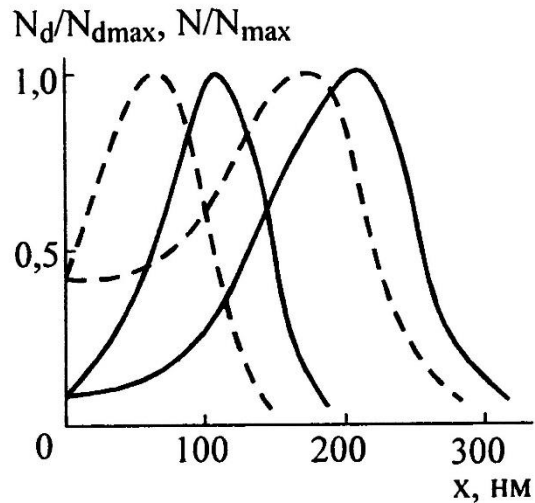


Рис. 4 Распределение внедренных ионов бора  $N$  (сплошные кривые) и дефектов  $N_d$  (штриховые кривые) в кремнии.  
(Энергии ионов бора 20 и 40 кэВ).

Характерной особенностью распределения дефектов является смещение их максимума в сторону меньших глубин относительно максимума концентрации примесных атомов. Это объясняется тем, что слои, расположенные в районе максимума концентрации примесей, экранируются вышележащими слоями кремния и испытывают смещения от меньшего числа ионов по сравнению со слоями, расположенными ближе к поверхности. Действительно, прежде чем ион в процессе столкновений потеряет значительную часть своей кинетической энергии и прекратит перемещение внутри кристаллической решетки кремния, он создаст на пути своего движения область с высокой концентрацией радиационных дефектов. Это сильно разупорядоченная область оказывает экранирующее действие по отношению к лежащему ниже слою, задерживая часть ионов с энергией  $E \geq E_d$  и уменьшая тем самым вероятность образования дефектов в этом слое.

Возникновение двух пространственно разделенных областей с высокой концентрацией радиационных дефектов и высокой концентрацией примеси может привести к тому, что сильно легированный слой полупроводника окажется отделенным от поверхности образца высокоомным аморфным слоем. Последующий отжиг полупроводника с такой структурой приведет к смещению профиля концентрации примеси ближе к поверхности из-за диффузии атомов примеси в область с наибольшей концентрацией вакансий. Концентрация радиационных дефектов для ионов одинаковой энергии увеличивается с ростом массы иона. Это происходит как за счет уменьшения толщины поврежденного слоя (сокращается длина пробега более тяжелого иона), так и вследствие роста доли энергии, затрачиваемой на упругие столкновения.

Число дефектов зависит также от дозы легирования. При дозах менее  $10^{14}$  ион/см<sup>2</sup> число дефектов линейно растет с увеличением концентрации внедренных ионов, причем максимум дефектов совпадает с областью торможения ионов. Дальнейшее увеличение дозы приводит к переходу кремния в аморфное состояние, при этом концентрация дефектов остается постоянной. Если пучок ионов ориентирован относительно кристаллографической оси, то при малых дозах (менее  $10^{14}$  ион/см<sup>2</sup>) образуется в два-три раза меньше дефектов, чем при неориентированном пучке. С ростом дозы легирования это различие быстро уменьшается вследствие увеличения вероятности деканалирования на накапливающихся дефектах решетки.

### Распределение внедренных ионов

При ионном легировании первичным процессом является проникновение ускоренных ионов в вещество и их торможение до тепловых скоростей. Установившееся в результате этого распределение внедренных атомов примеси по глубине называют профилем торможения. Окончательное распределение примесных атомов, в которое часто вносят вклад диффузионные процессы, а также распределение носителей тока не всегда совпадают с профилем торможения.

Основными характеристиками профиля торможения примесных атомов являются средняя проекция пробега  $\bar{R}_p$  и среднеквадратичный разброс проецированных пробегов или среднее нормальное отклонение проекции пробега  $\Delta\bar{R}_p$ . По теории ЛШШ  $\bar{R}_p$  связана с полным пробегом  $\bar{R}$  приближенным соотношением

$$\bar{R}_p \cong \frac{\bar{R}}{1 + \frac{2}{3} \frac{M_2}{M_1}}$$

где  $M_1$ , - масса иона;  $M_2$  - масса атома мишени.

Среднеквадратичное отклонение (дисперсия) проекции пробега можно вычислить по формуле

$$\frac{\Delta\bar{R}_p^2}{\bar{R}_p^2} \cong \frac{2}{3} \frac{M_1 M_2}{(M_1 + M_2)}$$

При столкновениях с атомами мишени ион отклоняется на углы, зависящие от прицельного расстояния и масс сталкивающихся частиц. Если  $M_1 \gg M_2$ , то отклонения малы и ион движется почти прямолинейно, поэтому его полный пробег  $R_p$  слабо отличается от проекции пробега  $\bar{R}_p$ . Если же  $M_1 \leq M_2$ , а энергия иона не слишком велика, то траектория иона извилиста и  $\bar{R}_p$  значительно меньше  $R_p$ .

Распределение проекций пробегов считается гауссовым. Поскольку рассматривается проекция пробега на направление движения ионов до их столкновения и остановки в мишени, то это распределение совпадает с распределением внедренных ионов по глубине пластины.

Профиль торможения имеет вид гауссовой кривой и распределение внедренных ионов в единице объема мишени можно записать следующим образом:

$$N(x) = \frac{N_0}{\sqrt{2\pi}\Delta\bar{R}_p} \exp\left[-\frac{(x - \bar{R}_p)^2}{2\Delta\bar{R}_p^2}\right] \quad (4)$$

где  $x$  - глубина от поверхности мишени;  $N_0$  - количество легирующих ионов на единицу площади, ион/см<sup>2</sup> (3.19).

Средняя величина проекций пробега и среднее нормальное отклонение проекций пробега для ионов III и V групп таблицы Менделеева с различной энергией в кремниевой мишени приведены в табл.2.

Таблица 2

Средние величины пробегов и нормальных отклонений в кремнии, нм

Ион		Энергия иона, кэВ					
		20	40	80	100	140	200
<sup>11</sup> B <sup>+</sup>	$R_p$	73	161	324	398	573	725
	$\Delta R_p$	32	54	84	94	110	126
<sup>31</sup> P <sup>+</sup>	$R_p$	29	49	98	123	175	254
	$\Delta R_p$	9,4	16,4	30	35	47	61
<sup>15</sup> As <sup>+</sup>	$R_p$	16	27	48	58	79	110
	$\Delta R_p$	3,7	6,2	10,5	12,5	16	22

Используя данные табл.2 для любой примеси в кремнии и зная дозу внедренных ионов, можно расчетным путем найти профиль торможения ионов в кристалле.

На рис.5 показаны типичные кривые распределения фосфора и бора при ионном легировании кремния. Как следует из рисунка, максимум концентрации внедренной примеси  $N_{MAX}$  не соответствует поверхностной концентрации (что было характерно для диффузионных процессов), а наблюдается в глубине полупроводника. С увеличением энергии ионов максимум концентрации ионов перемещается в глубь полупроводника, а поверхностная концентрация уменьшается.

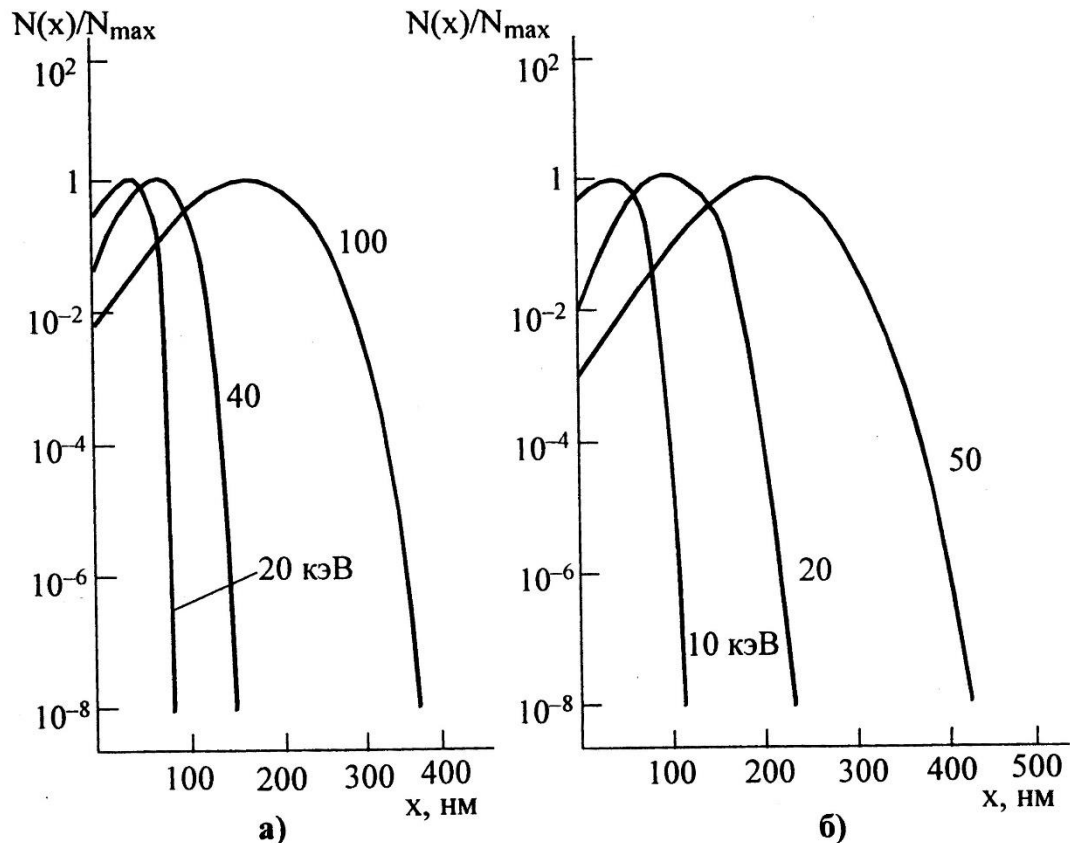


Рис. 5 Распределение фосфора (а) и (б) в кремнии при имплантации с различными энергиями.

Максимум концентрации внедренных ионов отстоит от поверхности мишени на расстоянии  $\bar{R}_p$ , а его величина, как следует из (4), равна

$$N_{\max} = \frac{N_0}{\sqrt{2\pi\Delta\bar{R}_p}} \cong \frac{N_0}{2,5\Delta\bar{R}_p} \cong \frac{0,4N_0}{\Delta\bar{R}_p}$$

### Распределение примеси в интегральных структурах

#### Распределение примеси в двухслойной мишени

В планарной технологии внедрение ионов проводится локально с использованием масок из различных материалов. Чаще всего маской служит слой диоксида или нитрида кремния. Используются также металлы, например, молибден и вольфрам, пленки фоторезиста. Ясно, что для защиты кремния необходимо знать, какой должна быть толщина маскирующей пленки.

Кроме того, для предотвращения каналирования внедрение ионов часто проводят через тонкий слой аморфного диэлектрика ( $SiO_2, Si_3N_4$ ), который в этом случае служит рассеивающим слоем, т.е. поток ионов в сам полупроводник внедряется уже под некоторым углом к поверхности, так что кристалл для этих ионов представляет собой как бы аморфное образование. В этом случае необходимо учесть влияние второго слоя на распределение ионов.

Для точного вычисления профилей такого распределения нужно либо пользоваться методом Монте-Карло, либо решать транспортное уравнение Больцмана. Оба метода сложны и требуют неоправданно больших затрат машинного времени. Для практических задач можно использовать простой прием, пригодный для материалов, имеющих близкие атомные номера и массы, как в случае  $SiO_2, Si_3N_4$  для кремния. Считая распределение гауссовым, предполагается, что пробеги в каждом из этих слоев известны. В маскирующем слое толщиной  $d_1$ , будет находиться количество примеси  $\Phi_1$

$$\hat{O}_1 = \int_0^{d_1} N(x) dx = \frac{\hat{O}}{2} \left[ 1 + \operatorname{erf} \frac{d_1 - \bar{R}_{P1}}{\sqrt{2\Delta\bar{R}_{P1}}} \right]$$

В полупроводник попадает примесь, количество которой равно  $\hat{O} = \hat{O} - \hat{O}_1$ . Если толщину полупроводника  $d_2$  выбрать так, чтобы в ней содержалось количество примеси  $\hat{O}_1$ , как и в маскирующем слое, то для такой ситуации

$$\hat{O}_2 = \int_0^{d_2} N(x) dx = \frac{\hat{O}}{2} \left[ 1 + \operatorname{erf} \frac{d_2 - \bar{R}_{P2}}{\sqrt{2\Delta\bar{R}_{P2}}} \right]$$

Очевидно,

$$\operatorname{erf} \frac{d_1 - \bar{R}_{P1}}{\sqrt{2\Delta\bar{R}_{P1}}} = \operatorname{erf} \frac{d_2 - \bar{R}_{P2}}{\sqrt{2\Delta\bar{R}_{P2}}}$$

а значит,

$$\frac{d_1 - \bar{R}_{P1}}{\sqrt{2\Delta\bar{R}_{P1}}} = \frac{d_2 - \bar{R}_{P2}}{\sqrt{2\Delta\bar{R}_{P2}}}$$

Для повышения воспроизводимости параметров диффузионных слоев (особенно при диффузии бора) применяются новые твердые источники примеси, называемые параллельными. В этом случае источниками примеси являются либо пластины кварца, покрытые тонким слоем окисла примеси (газ-носитель протекает между ними, пары примеси, диффундируя в газе, попадают на кремний), либо твердые соединения примеси в виде тонких пластин (например, нитрид бора). Используется чередование пластин кремния и пластин - источников примеси. Воспроизводимость поверхностного сопротивления с применением параллельных источников достигает  $\pm(2 - 3) \%$  при уровне 500 – 600 Ом.

Отсюда толщина слоя кремния  $d_2$ , эквивалентного по количеству примеси диэлектрику, равна

$$d_2 = \bar{R}_{p2} + (d_1 - \bar{R}_{p1}) \frac{\bar{\Delta R}_{p2}}{\bar{\Delta R}_{p1}}.$$

В результате распределения примеси в маске и в полупроводнике определяются выражениями

$$N(x) = \frac{\Phi}{\sqrt{2\pi \bar{\Delta R}_{p1}}} \exp \left[ -\frac{(x - \bar{R}_{p1})^2}{2\bar{\Delta R}_{p1}^2} \right], \quad 0 \leq x \leq d_1;$$

$$N(x) = \frac{\Phi}{\sqrt{2\pi \bar{\Delta R}_{p2}}} \exp \left[ -\frac{\left\{ (x - d_1) + (d_1 - \bar{R}_{p1}) \frac{\bar{\Delta R}_{p2}}{\bar{\Delta R}_{p1}} \right\}^2}{2\bar{\Delta R}_{p2}^2} \right], \quad x \geq d_1$$

Следует отметить, что на границе двух фаз из-за различий в тормозной способности кремния и диэлектрика концентрация примеси должна изменяться скачком (рис.6).

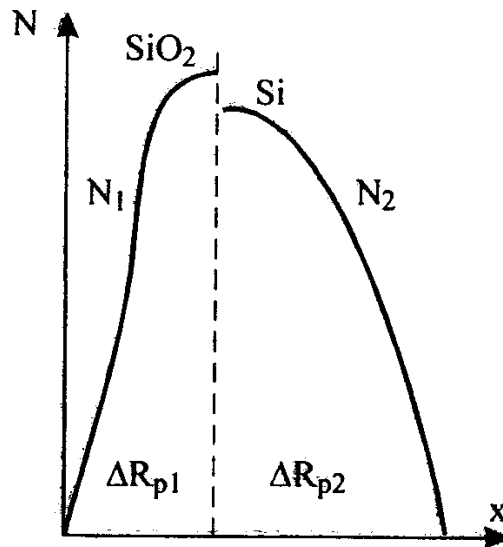


Рис.3.6. Распределение примеси в двухслойной структуре

### Влияние распыления полупроводника

Ионное внедрение сопровождается рядом вторичных явлений, которыми часто пренебрегают при расчете примесных профилей. Одним из таких явлений может быть распыление атомов самого полупроводника или внедряемых ионов. Попадающий на поверхность мишени ион с невысокой энергией в поверхностном слое полупроводника вызывает каскад атомных столкновений. Некоторые из атомов этого каскада вблизи поверхности могут

покинуть мишень. Этот эффект весьма ощутим в случае использования больших доз, особенно для тяжелых ионов. Изменение профиля распределения примеси может быть при этом очень заметным, вплоть до насыщения, когда число внедряемых ионов становится равным числу распыленных атомов. Энергия распыленного атома должна превышать поверхностную энергию связи  $U_0$ , равную для кремния 7,81 эВ.

Параметром, характеризующим этот процесс, является коэффициент распыления  $S$ , который определяется как число атомов, выбитых одним первичным ионом. Он зависит от энергии, массы иона и угла соударения с поверхностью. При малых энергиях ионов существует порог возникновения распыления. При энергиях выше порога коэффициент распыления возрастает до максимального значения, но при высоких энергиях падает, так как в этом случае энергия иона выделяется на значительной глубине, и атом, получивший эту энергию, не может выйти из мишени, но может двигаться в направлении, противоположном внедряемым ионам, внося радиационные повреждения в решетку мишени.

Если считать, что скорости распыления для иона и атомов мишени одинаковы, атомов отдачи нет, а изменение объема из-за распыления пренебрежимо мало, то, в отличие от обычного распределения, максимум концентрации ионов лежит не в глубине, а на поверхности полупроводника и равен

$$N_{\max}(x) = \frac{N_0}{2S} \operatorname{erfc} \left( -\frac{\overline{R_p}}{\sqrt{2\Delta R_p}} \right).$$

Величина  $N_{\max}$  не зависит от дозы имплантации и мало зависит от пробегов ионов.

Если распыление наблюдается при относительно небольших энергиях, то неупругие взаимодействия с электронами, напротив, имеют место при значительных величинах энергии ионов. Взаимодействия с электронами не приводят к рассеянию иона или атома из-за малой величины передаваемого импульса, но вызывают возбуждение и ионизацию электронных оболочек как внедряемого иона, так и атома мишени. Если это происходит вблизи поверхности, то приводит к испусканию электронов, фотонов и рентгеновского излучения.

### **Отжиг легированных структур и радиационно-ускоренная диффузия**

Целью отжига является восстановление кристаллической структуры легированных областей кремния и активация внедренной примеси. Причем необходимо провести отжиг таким образом, чтобы достичь максимального эффекта за минимальный промежуток времени при минимальной температуре, чтобы избежать диффузионного размывания профиля.



### **Распределение примеси при термическом отжиге**

Отжиг образцов после имплантации ведет к восстановлению кристаллической решетки и способствует переходу внедренных ионов примеси в узлы решетки, где они способны проявить свои донорные или акцепторные свойства. Для активации примеси достаточно отжечь кремний при температуре около 500 °С примерно в течение получаса. Однако при этой температуре присутствие кластеров и неполное восстановление решетки снижает подвижность носителей заряда и вызывает сильную температурную зависимость проводимости. После отжига при такой температуре в решетке еще остаются различные дефекты. Поскольку число атомов кремния, смещенных при имплантации, много больше числа имплантированных ионов, в не полностью отожденном слое преобладают ловушки с глубокими энергетическими уровнями, что заметно уменьшает количество носителей. С ростом температуры отжига до 650 °С в области аморфного слоя происходит резкое возрастание концентрации носителей, связанное с процессом эпитаксиальной рекристаллизации этого слоя и перехода атомов примеси в узлы решетки. При этом наблюдается и увеличение эффективной подвижности из-за уменьшения рассеяния носителей на дефектах. Однако концентрация носителей в максимуме распределения остается много ниже полной концентрации внедренной примеси.

С помощью электронной микроскопии установлено, что при рекристаллизации образуются дислокации. Атомы бора или фосфора в этом случае, скапливаясь на дислокациях, образуют преципитаты, в результате концентрация активной примеси уменьшается. Устранение дислокаций происходит при значительно более высокой температуре, причем с ростом дозы внедрения необходимо повышать температуру отжига.

Существенное значение имеет длительность отжига. При температуре около 1000 °С для полной активации примеси требуется отжиг в течение времени свыше 30 мин. Предполагается, что атомы примеси локализованы на краях дислокаций и находятся в междоузельном состоянии. Термически генерированные вакансии мигрируют к этим образованиям, вследствие чего примеси удается встроиться в узлы кристаллической решетки. В случае бора  $B^-$  в этом процессе принимают участие положительно заряженные вакансии  $V^+$ , образуя нейтральный комплекс  $(V^+ - B^-)$ , имеющий высокую подвижность. При образовании аморфных слоев их отжиг также происходит при температуре, близкой к 1000°С.

В простейшем случае при небольшой дозе внедренной примеси и невысокой (<1000 °С) температуре отжига конечное распределение примеси могло бы быть описано выражением

$$N_x = \frac{N_0}{\sqrt{2\pi\Delta R_p^2 + 2Dt}} \exp \left[ -\frac{(x - \bar{R}_p)^2}{2\Delta R_p^2 + 4Dt} \right]$$

где D - коэффициент диффузии примеси; t - время отжига.

Полный отжиг дефектов структуры зависит от выбора температуры и времени обработки, причем определяется длительностью процесса с наибольшей температурой.

В том случае, когда концентрация примеси велика и происходит аморфизация, как установлено экспериментально, аморфный слой толщиной 30 - 300 нм эпитаксиально рекристаллизуется уже в первые миллисекунды отжига при температурах 900 - 1200 °С. При рекристаллизации монокристаллическая область подложки под аморфизированным слоем играет роль затравки. Скорость рекристаллизации зависит от уровня легирования и кристаллографической ориентации кремния и составляет 0,1 - 100 нм/мин. Быстрая рекристаллизация позволяет считать, что на протяжении времени отжига в несколько десятков секунд в области кремния, подвергавшейся аморфизации, концентрация точечных дефектов термодинамически равновесна. Вследствие этого коэффициент диффузии примеси в области, где возникла аморфизация подложки, имеет равновесное значение, радиационно-стимулированной диффузии нет.

Иная картина в области "хвоста" распределения примеси глубже аморфизированного слоя. Коэффициент диффузии в этой области возрастает, в результате чего глубина, например p - n-перехода, существенно увеличивается, т.е. наблюдается радиационно-ускоренная (РУ) диффузия. Для объяснения этого явления предложена модель, в которой предполагается, что глубже аморфного слоя при отжиге формируется область скопления дислокаций, появляющихся из-за механических напряжений на границе двух состояний подложки кристалл - аморфная область. Эти дислокации служат центрами рекомбинации для неравновесных точечных дефектов, являясь барьером для стока вакансий и междоузельных атомов из области "хвоста". Поэтому внутри дислокационного ограждения не наблюдается РУ диффузии, а за его пределами она происходит.

Особенно важно учитывать это явление при имплантации бора, для которого "хвост" распределения связан с явлением каналирования. Как уже отмечалось, для устранения каналирования используется предварительная аморфизация поверхности подложки имплантацией ионов кремния или германия. Установлено, что если область аморфизации имеет глубину, меньшую, чем глубина профиля бора, в глубинной части этого профиля наблюдается РУ диффузия при быстром отжиге, приводящая к углублению базового p - n-перехода биполярного транзистора. Причем с ростом дозы аморфизирующей примеси РУ диффузия бора растет. Это вызвано тем, что увеличение глубины аморфного слоя с ростом дозы уменьшает эффект каналирования бора и увеличивает градиент его концентрации в области "хвоста" (поток примеси пропорционален градиенту концентрации в

соответствии с первым уравнением Фика). Для предотвращения этого явления предварительную аморфизацию подложки проводят при таких энергиях ионов Si и Ge, чтобы все распределение бора оказалось внутри аморфного слоя, тогда не только исключается эффект каналирования, но и не возникает радиационно-ускоренной диффузии.

### **Низкотемпературный отжиг**

В тех случаях, когда для постимплантационного отжига нет возможности использовать быстрый термический отжиг, в целях предотвращения расплывания профиля легирования применяется отжиг при пониженной температуре (600 - 900 °C). Однако и в этих случаях наблюдается радиационно-ускоренная диффузия примеси, хотя параметры этого процесса отличаются от наблюдаемых при быстром отжиге. Особенно заметно это явление при легировании кремния бором при его концентрации меньше  $2n_i$  (при температуре отжига). Предполагалось, что при низкой температуре ускорение диффузии объясняется взаимодействием примеси с нейтральными точечными дефектами.

### **Оборудование для ионного легирования**

Развитие методов ионного легирования и внедрение его в промышленное производство зависят от наличия специального технологического оборудования.

Существующие типы ионных ускорителей предназначены для работы в диапазоне энергий от 10 кэВ до нескольких мегаэлектрон-вольт, но чаще всего энергия ионов лежит в интервале от 20 до 500 кэВ, а ионный ток - от нескольких микроампер до десятков миллиампер. Причина ограничения энергии ионов несколькими сотнями килоэлектронвольт заключается в том, что стоимость аппаратуры постоянно возрастает, а методы генерации и анализа ионов усложняются.

Установки ионного легирования содержат следующие основные части: ионный источник, анализатор ионов по массам, сканирующее устройство и коллектор ионов. На рис.7 приведена схема установки для ионного легирования.

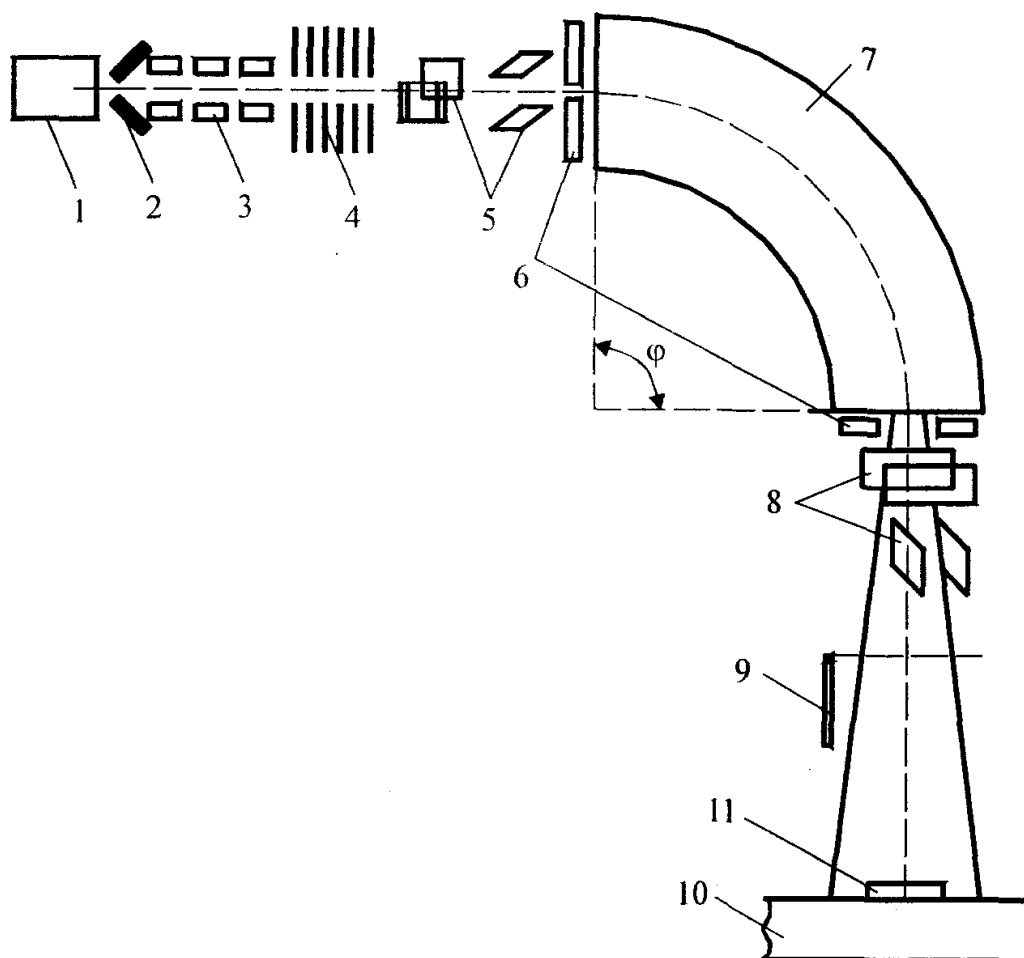


Рис.7. Схема установки для ионного легирования: 1 - источник ионов; 2 - вытягивающий электрод; 3 - фокусирующие линзы; 4 - ускоритель; 5 - устройство коррекции пучка ионов; 6 - диафрагмы; 7 - электронный масс-сепаратор; 8 - система отклонения (сканирования) пучка; 9- заслонки; 10 - коллектор; 11 - облучаемые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

Для каждого типа примесей используется отдельный ионный источник, а конструкция установки предусматривает его свободную замену. В ионном источнике ионизируются газообразные, жидкие или твердые исходные вещества и ускоряются в электрическом поле. Ускоренный ионный пучок для удаления многозарядных ионов и загрязняющих его ионов примесей поступает в систему, чувствительную к массе ионов (анализатор по массам).

Для равномерного облучения поверхности образца применяют два различных метода. Первый состоит в следующем: диаметр ионного пучка, облучающего поверхность образца, больше диаметра самого образца, причем распределение плотности ионного тока по образцу равномерное. Поэтому вместо фокусирующей линзы используют дефокусирующую. Во втором методе диаметр пучка делают малым, а затем сканируют его по поверхности образца. Для этого после анализатора ионов по массам используют систему фокусирующих линз. Система сканирования необходима не только для равномерной обработки пластины, но и для направления пучка в нужную ее часть. Так как при легировании возникает необходимость свободно изменять

температуру и угол легирования, пластина устанавливается в камере для образцов, где можно проводить все эти регулировки. Дозу легирования определяют с помощью интегратора тока.

### **Ионные источники**

Наиболее типичными источниками ионов являются источник с накаливаемым катодом; высокочастотный; источник с разрядом Пеннинга, дуоплазматрон и источник с электронной бомбардировкой. В зависимости от типа ионного источника имеет место различный разброс ионов по энергиям. Это обстоятельство может играть важную роль при масс-сепарации ионов. В исследовательских установках разброс по энергиям не должен превышать 10 эВ, а в промышленных он может быть существенно больше.

Источник с накаливаемым катодом - самый распространенный благодаря универсальности по отношению к сорту ионов, а также возможности получения интенсивных ионных пучков. Принцип работы источника с накаливаемым катодом сравнительно прост. Разряд горит между вольфрамовым катодом прямого накала (или косвенным катодом) и анодом. Электроны эмитируются перпендикулярно поверхности катода с плотностью порядка 1 А/см<sup>2</sup>. С помощью магнитного поля достигается увеличение длительности пребывания электронов в разряде и тем самым усиление ионизации. Благодаря высокому давлению (обычно 10<sup>-2</sup> - 1 Па) между катодом и анодом горит устойчивая дуга. Разброс ионов по энергиям колеблется от 1 до 50 эВ, но обычно составляет менее 10 эВ, рабочее давление - от 10<sup>-4</sup> до 1 Па. Большинство источников этого типа снабжено нагревателями для испарения твердых веществ и получения необходимой упругости пара, накаливаемый катод и анод расположены коаксиально (рис.8).

Для всех ионных источников проблемой является осаждение проводящих пленок на изоляторах, а также коррозия и распыление катода. Важным достоинством источников этого типа является малый разброс ионов по энергиям, составляющий несколько электрон-вольт.

В качестве фокусирующего электрода часто используют комбинацию основных типов электростатических линз. Однако поскольку при увеличении энергии пучка эффективность такой линзы ухудшается, применяются также квадрупольные электростатические и магнитные линзы.

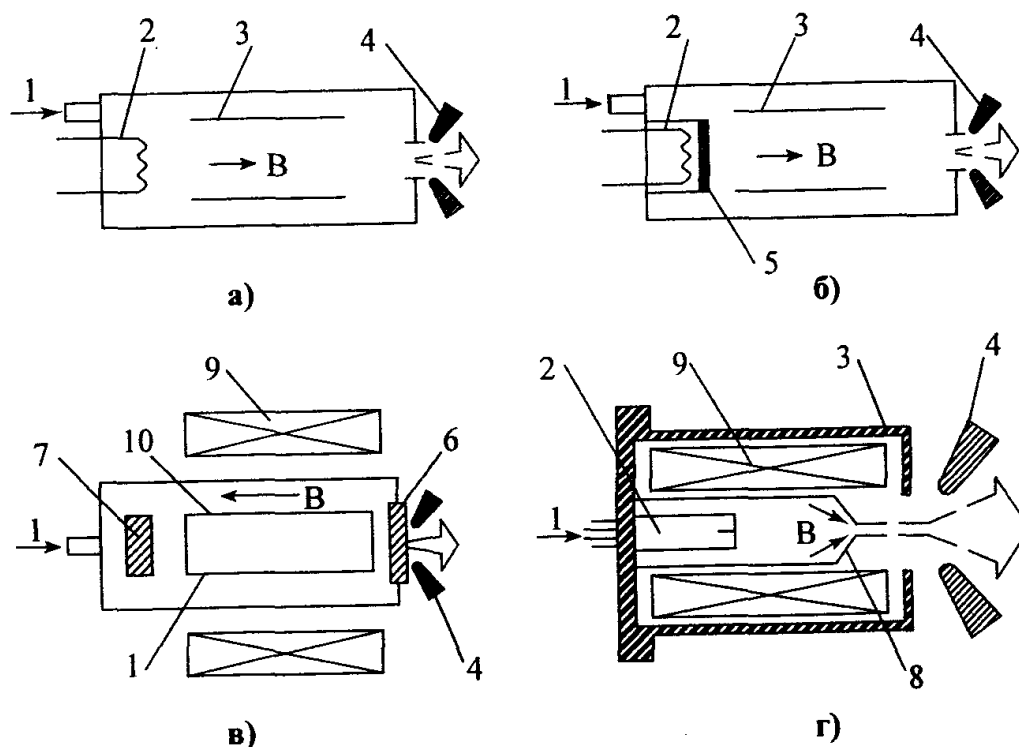


Рис.8. Конструкции ионных источников различного типа:  
с горячим катодом прямого (а) и косвенного (б) канала;  
с холодным катодом (в); дуоплазматрон (г). 1 - газ, 2 - катод,  
3 - анод, 4 - экстрактор, 5 - косвенный катод, 6 - верхний катод,  
7 - нижний катод, 8 - промежуточный электрод, 9 - электромагнит,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

Для обеспечения однородности легирования необходимо либо сканировать ионный пучок, либо перемещать образец. Расфокусированный пучок дает крайне неравномерное распределение внедренных ионов. Для полупроводников неоднородность распределения внедряемых ионов не должна быть более 1 % по образцу. Простейшим способом, обеспечивающим эти требования, является электростатическое сканирование в направлениях  $x$  и  $y$ .

Вакуумные системы всегда содержат определенное количество остаточных газов, а поскольку рабочие вещества для ионных источников не являются полностью очищенными от примесей и в качестве рабочих веществ используются соединения нужных ионов, то необходимо проводить разделение ионного пучка по массам.

В ускорителе существуют два возможных места для сепарации ионов: первое - до ускорения, т.е. непосредственно за источником ионов, и второе - после ускорения. Обычно реализуется первый случай. Основное преимущество разделения ионов до их ускорения заключается в том, что при изменении энергии параметры, связанные с сепарацией ионов, остаются неизменными, поскольку ускоряется пучок, уже разделенный по массам. Это позволяет изменять энергию ионов в процессе легирования и получать практически любой профиль внедряемых ионов.