

Ионное легирование полупроводников

Ионной имплантацией называется процесс

внедрения в мишень ионизированных атомов с энергией, достаточной для проникновения в ее приповерхностные области. Успешное применение ионной имплантации определяется главным образом возможностью предсказания и управления электрическими и механическими свойствами формируемых элементов при заданных условиях имплантирования

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.

Доза ионов определяется плотностью тока ионов j в единицу времени t

$$Q = j/t [\text{Кл}/\text{см}^2],$$

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 SiO_2 и Si_3N_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).

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 .

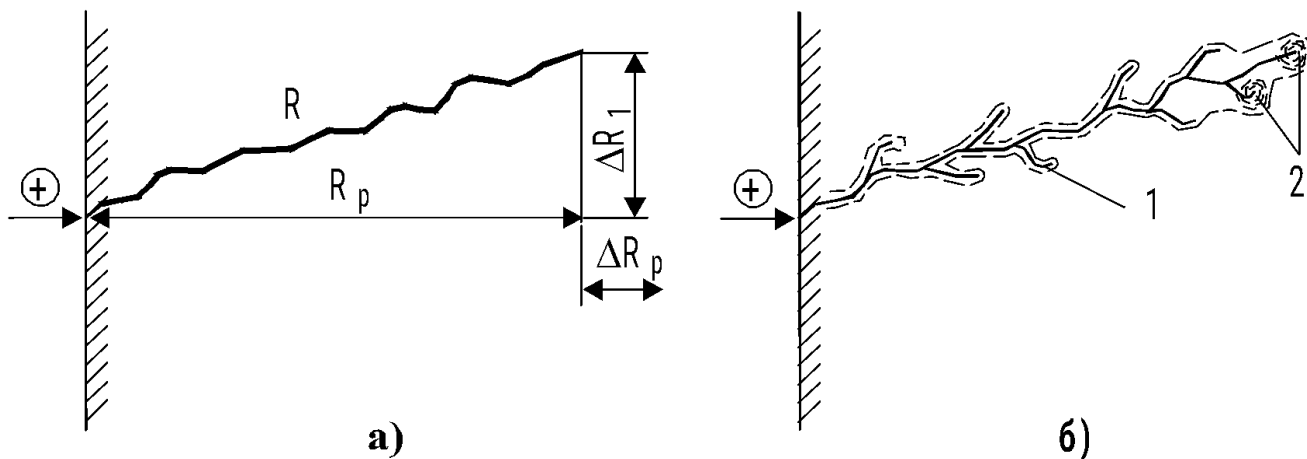


Схема движения внедряемого иона: а - пробег R , проекция пробега R_p и рассеяние пробега ΔR_p и ΔR_1 ; б - образование дефектных областей в подложке на пути иона. 1 - точечные дефекты; 2 - аморфные области

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 **Л Ш Ш**), 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:

$$-\frac{dE}{dx} = N[S_n(E) + S_e(E)],$$

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 Δx при столкновении с ядрами мишени, плотность которой равна единице.

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

в первом приближении ядерная тормозная способность $S_n(E)$ может не зависеть от энергии движущегося иона и равна

$$S_n^0 = A \frac{Z_1 Z_2}{(Z)^{1/3}} \cdot \frac{M_1}{M_1 + M_2} \text{ [эВ} \cdot \text{см}^2\text{]},$$

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

$$S_e(E) = kE^{1/2}.$$

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_n и S_e определяются вышеприведенными выражениями, 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:

$$E_k^{1/2} = B \frac{Z_1 Z_2}{(Z)^{1/3}} \frac{M_1}{M_1 + M_2}.$$

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_k , то преобладающим механизмом потерь энергии будет ядерное торможение.

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

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

где E_0 - начальная энергия, выраженная в электрон-вольтах.

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

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

Радиационные нарушения мишени создаются преимущественно в той области энергии бомбардирующих ионов, где $S_n \gg S_e$.

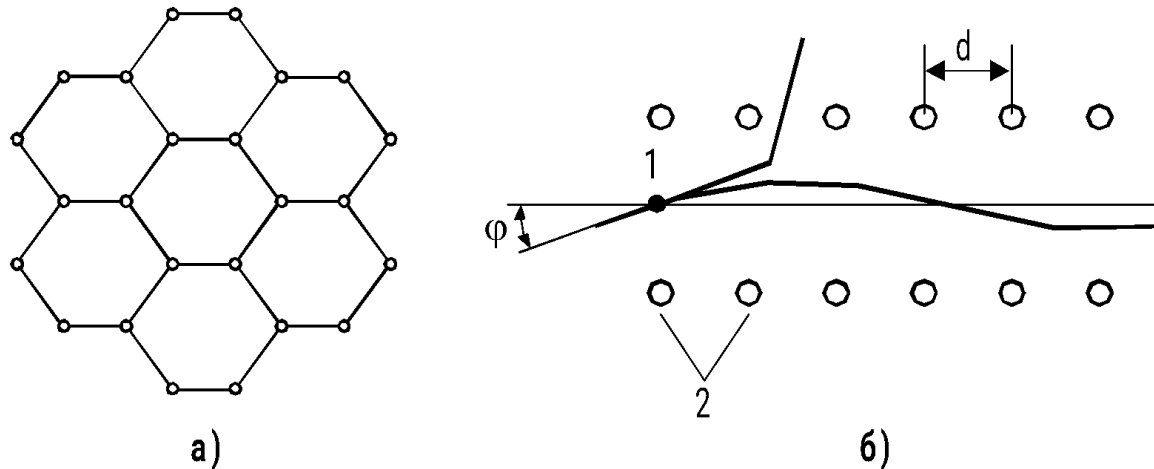
При внедрении ионов малых энергий радиационные дефекты образуются вдоль всей траектории частицы, а в случае бомбардировки ионами высокой энергии - только в конце пробега.

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, а траектория иона совпадает с осью канала.

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.

Максимальный угол ϕ , при котором исчезает направляющее действие ряда атомов, называется критическим углом каналирования ϕ_k .



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

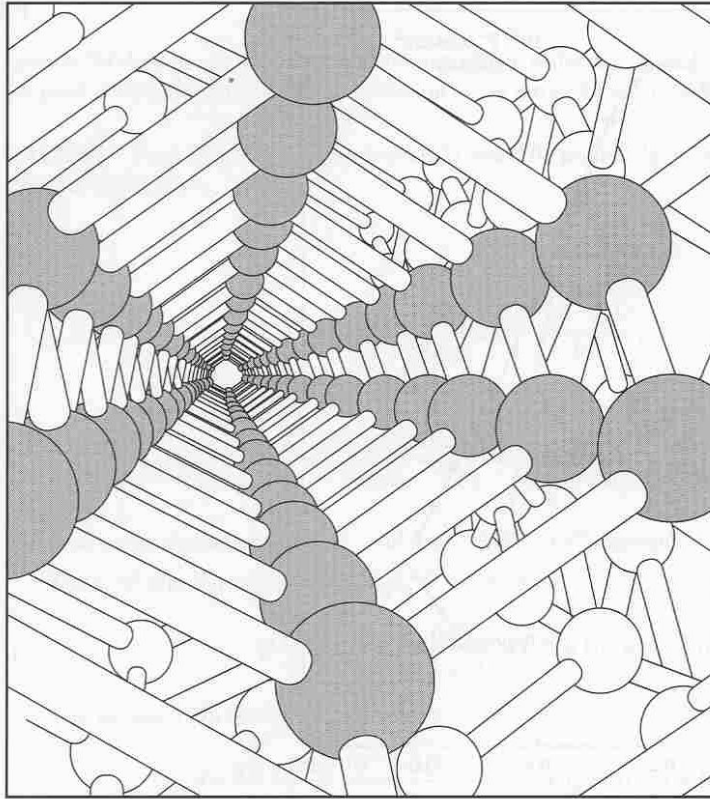


Figure 7.8 Model for a diamond structure, viewed along a $\langle 110 \rangle$ axis.⁶

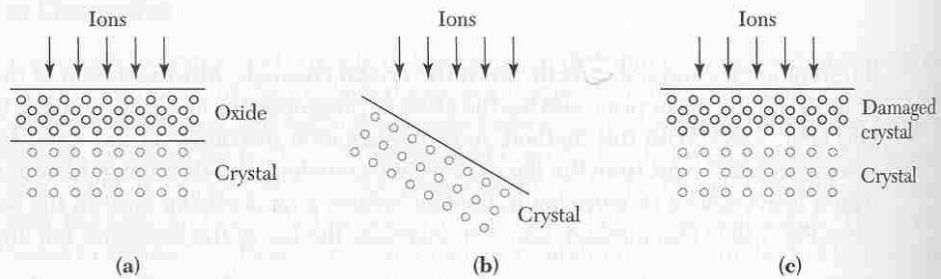
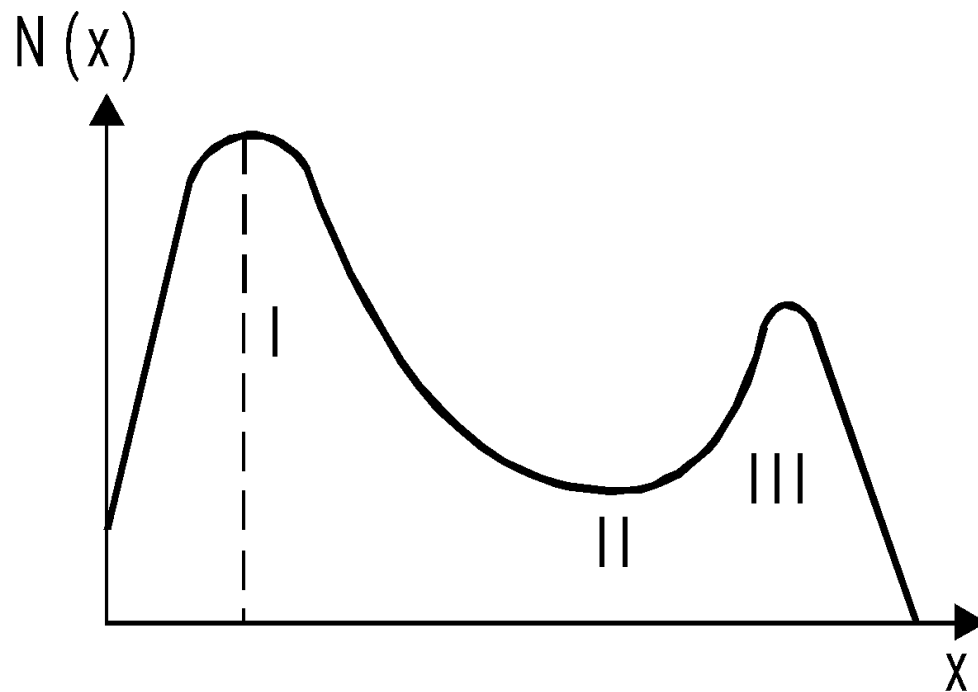


Figure 7.9 Minimizing channeling. (a) Implantation through an amorphous oxide layer. (b) Misorientation of the beam direction to all crystal axes. (c) Pre-damage on the crystal surface.



Распределение примеси при каналировании: I - основное распределение; II - деканализованные ионы; III - каналированные ионы

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

Критические углы каналирования в кремнии

Ионы	Энергия, кэВ	φ_k , 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

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**

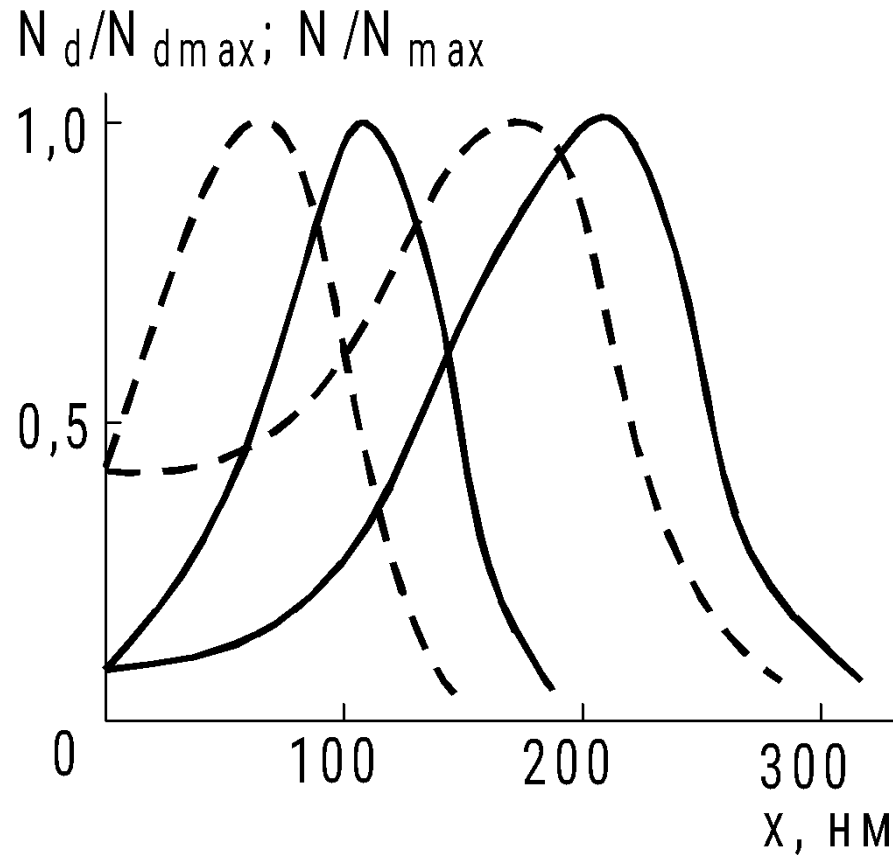
Внедряемые ионы, сталкиваясь с атомами мишени, передают им кинетическую энергию. Если передаваемая ионом энергия превышает некоторую пороговую энергию $E_{\text{пор}}$, то атом мишени выбивается из узла решетки и может двигаться через кристалл. **Пороговой энергией** называется наименьшая энергия, которую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

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.

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

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

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.



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.

Число дефектов зависит также от дозы легирования. При дозах менее 10^{14} ион/см² 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/см²) 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 $\overline{R_p}$ и среднеквадратичный разброс проецированных пробегов или среднее нормальное отклонение проекции пробега $\overline{\Delta R_p}$. По теории ЛШШ $\overline{R_p}$ связана с полным пробегом \overline{R} приближенным соотношением

$$\overline{R_p} \cong \frac{\overline{R}}{1 + \frac{2M_2}{3M_1}},$$

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

Среднеквадратичное отклонение (дисперсия) проекции пробега можно вычислить по формуле

$$\frac{\overline{\Delta R_p^2}}{\overline{R_p^2}} \cong \frac{2}{3} \frac{M_1 M_2}{(M_1 + M_2)}.$$

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 слабо отличается от проекции пробега. Если же $M_1 \leq M_2$, а энергия иона не слишком велика, то траектория иона извилиста и значительно меньше.

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

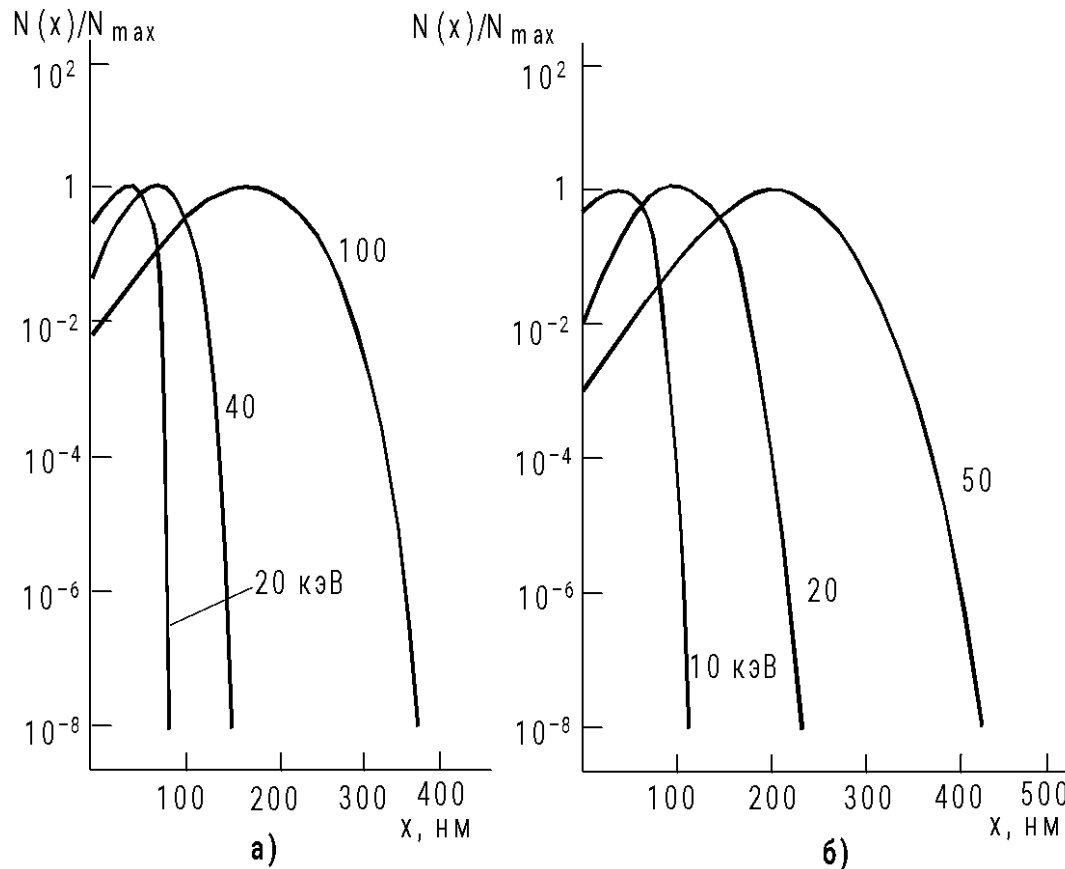
Профиль торможения имеет вид гауссовой кривой и распределение внедренных ионов в единице объема мишени можно записать следующим образом:

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

где x - глубина от поверхности мишени; N_0 - количество легирующих ионов на единицу площади, ион/см²

Средние величины проекций пробегов и нормальных отклонений в кремнии, нм

Ион		Энергия иона, кэВ					
		20	40	80	100	140	200
¹¹ B ⁺	R _p	73	161	324	398	537	725
	ΔR _p	32	54	84	94	110	126
³¹ P ⁺	R _p	29	49	98	123	175	254
	ΔR _p	9,4	16,4	30	35	47	61
¹⁵ A S ⁺	R _p	16	27	48	58	79	110
	ΔR _p	3,7	6,2	10,5	12,5	16	22



Распределение фосфора (а) и бора (б) в кремнии при имплантации с различными энергиями

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.

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.

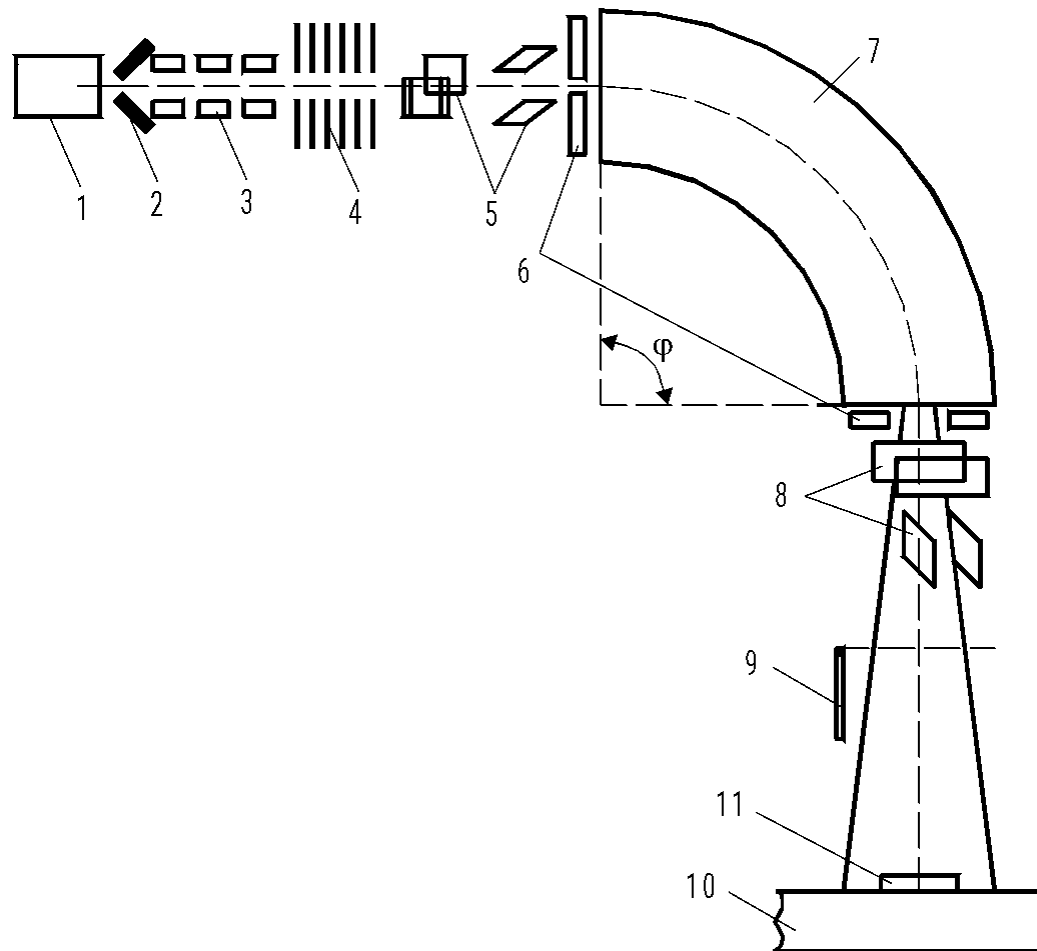
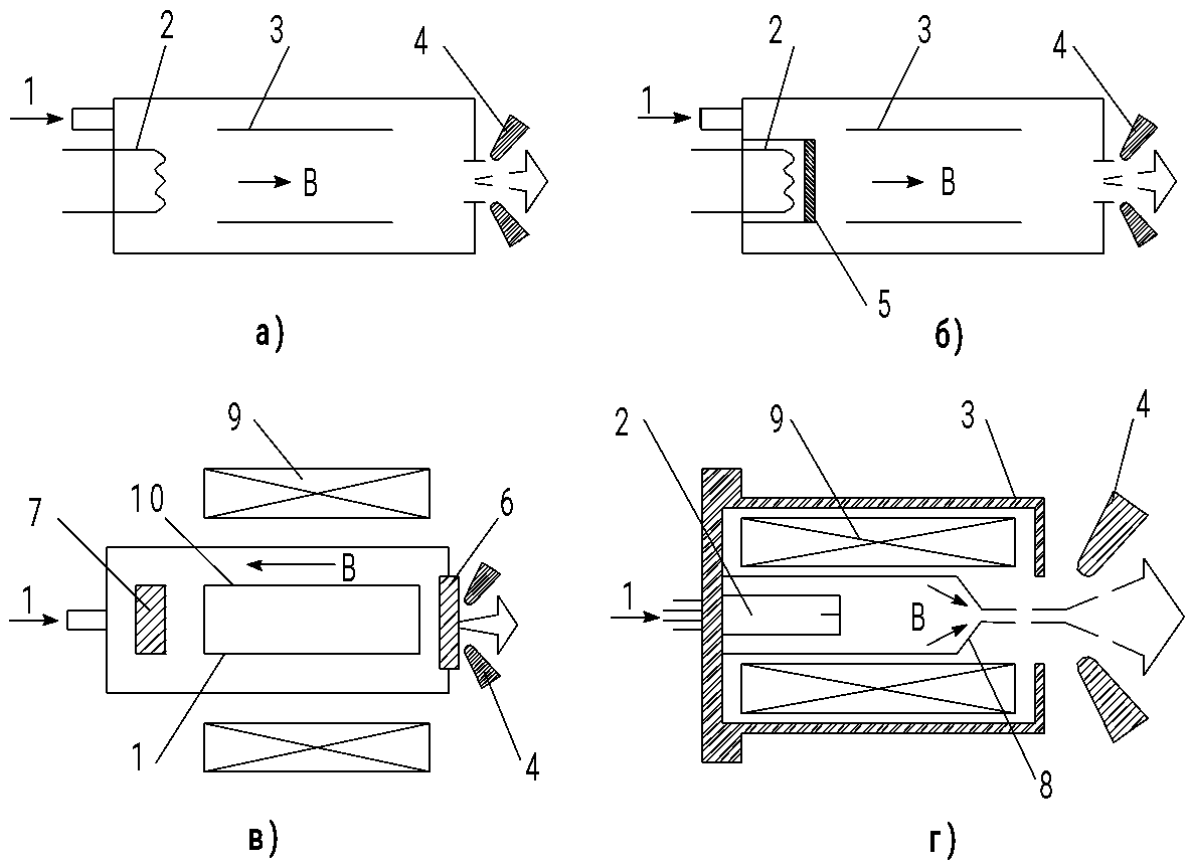


Схема установки для ионного легирования: 1 - источник ионов; 2 - вытягивающий электрод; 3 - фокусирующие линзы; 4 - ускоритель; 5 - устройство коррекции пучка ионов; 6 - диафрагмы; 7 - электронный масс-сепаратор; 8 - система отклонения (сканирования) пучка; 9 - заслонки; 10 - коллектор; 11 - облучаемые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