

этом перераспределения напряжений в ребрах жесткости не происходит (поляризация излучения отсутствует). Следовательно, можно считать, что в плоскости, параллельной ГР, внутренняя деформация приобретает "квазиодноосный" характер и эквивалентна действию напряжений $\Delta\sigma = \sigma(\zeta_0) - \sigma(\zeta_i)$ вдоль оси Y, где ζ_0 и ζ_i - толщина подложки в области ребер жесткости и в области канавки соответственно. Указанная анизотропия приводит к поляризации излучения, выходящего с поверхности структуры.

Согласно приведенной модели перераспределения внутренних напряжений, степень поляризации излучения должна возрасти при углублении канавки, т. е. при увеличении $\Delta\sigma$, что имеет место в эксперименте. В рамках этой модели находит объяснение противоположность знаков СЗСПИ ЭС и подложки: эффективная деформация на поверхности слоя положительна ($\Delta\sigma_x > 0$), а подложки - отрицательна ($\Delta\sigma_{\alpha\beta} < 0$). Показано, что внутренняя деформация в структурах с подложкой, имеющей профиль толщины типа "швеллер", носит квазиодноосный характер, что может быть использовано для исследования и определения внутренних напряжений в гетероструктурах.

Л и т е р а т у р а

- [1] М а т в е е в Б.А., П е т р о в В.И., С т у с ь Н.М., Т а л а л а к и н Г.Н., Ш а б а л и н А.В. - Поверхность. Физика, химия, механика, 1986, № 7, с. 41-44.
- [2] К у ш к и м б а е в а Б.Ж., М а т в е е в Б.А., С т у с ь Н.М., Т а л а л а к и н Г.Н., Ф и л и п ч е н к о А.С., Ч а й к и н а Е.И. - ФТП, 1987, т. 21, в. 10, с. 1914-1915.
- [3] В е к у а В.Л., Д ж и о е в Р.И., З а х а р ч е н я Б.П., И в ч е н к о Е.Л., Ф л е й ш е р В.Г. - ФТТ, т. 17, в. 4, 1975, с. 1096-1103.
- [4] М и л ь в и д с к и й М.Г., О с в е н с к и й В.Б. Структурные дефекты в эпитаксиальных слоях полупроводников, М.: Металлургия, 1985, с. 160.

Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе АН СССР,
Ленинград

Поступило в Редакцию
23 ноября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 3

12 февраля 1988 г.

О ВОЗМОЖНОСТИ САМОФОКУСИРОВКИ ПУЧКА ЧАСТИЦ В КРИСТАЛЛЕ

М.А. К у м а х о в

При падении пучка положительно заряженных частиц на кристалл вблизи кристаллографической плоскости и плотноупакованных атомных рядов происходит разделение пучка на каналированную и неканали-

рованную компоненты. Доля той или иной компоненты пучка зависит от угла падения, расходимости пучка, состояния поверхности кристалла [1].

Рассеяние каналированной компоненты в основном обусловлено рассеянием на электронах, а неканалированная компонента рассеивается на электронах, а неканалированная компонента рассеивается почти как в аморфной среде, т. е. сечение рассеяния в этом случае пропорционально $(Z_2 e)^2$, где $Z_2 e$ – заряд атома мишени. Рассеяние основной части каналированного пучка подавлено примерно в Z_2 , т. к. деканалирование в основном обусловлено рассеянием на электронах (определенный вклад в деканалирование дает и рассеяние на тепловых колебаниях ядер, но это рассеяние существенно лишь для частиц с большими поперечными энергиями, близкими к значению потенциального барьера канала).

Указанная особенность может привести к интересному эффекту, обсуждаемому ниже.

Рассмотрим рассеяние частиц неканалированной фракции, падающих на кристалл под углом от одного до нескольких критических углов каналирования по отношению к атомному ряду или атомной плоскости.

Критический угол определяется из соотношения:

$$\psi_K^2 = \frac{U_b}{E}, \quad (1)$$

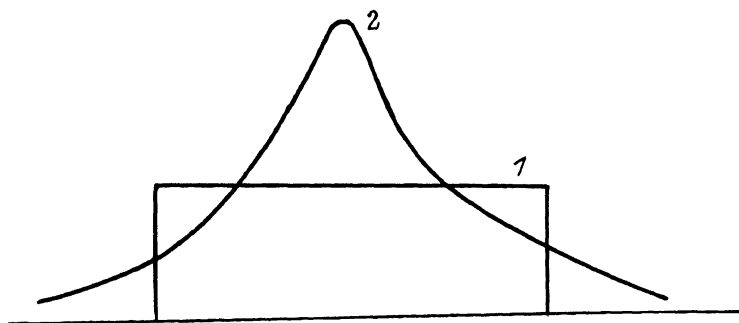
где U_b – значение потенциального барьера, $U_b \approx (10-100)$ эв для плоскостных каналов, $U_b \approx (100-1000)$ эв для осевых каналов, E – энергия частицы. На глубинах, определяемых формулой

$$N\sigma(\psi)X \leq 1, \quad (2)$$

рассеяние частиц на углы $\geq \psi$ является однократным; $\sigma(\psi)$ – сечение рассеяния на углы $\geq \psi$, N – концентрация ядер. При рассеянии протонов, например, на кремнии при $E=1$ МэВ $X \leq 1$ микрон; при энергии $E=1$ ГэВ $X \leq 10^3$ микрон, когда рассматривается рассеяние на угол, больший критического угла каналирования.

На таких толщинах с вероятностью, близкой к 1, частица рассеивается на угол $\geq \psi_K$. При этом имеется определенная вероятность, что частица попадает в область углов каналирования. Попав туда, происходит как бы „пленение“ частицы в канале, т. к. из канала частица выйдет лишь на глубинах примерно в Z_2 раз больших, чем длина X , на которой после однократного рассеяния частица попала в канал. Вероятность „пленения“, т. е. попадания в канал довольно большая; например, при плоскостном каналировании она приближается к (30–50)%, когда $\psi \approx \psi_K$.

В результате на толщинах, определяемых формулой (2) (очевидно, эти толщины меньше длины деканалирования), может наблюдаться интересная картина, заключающаяся в том, что в пространстве углов в интервале, соответствующем критическому углу каналирования,



Начальное угловое распределение (1), угловое распределение после кристалла (2).

угловая плотность частиц после толщины X будет выше первоначальной, т. е. должна происходить самофокусировка пучка в пространстве углов. При этом в области углов, удаленных от критического угла каналирования, наоборот, происходит уменьшение угловой плотности (см. иллюстрацию на рисунке). Это обусловлено неизменностью фазового объема пучка.

Указанный эффект можно усилить, внедрив в мишень с небольшим атомным номером ионы с большим атомным номером так, чтобы они заняли положение атомов мишени (т. е., чтобы произошло замещение). При этом рассеяние неканализованной компоненты усилится в $\propto \left(\frac{Z'_2}{Z_2}\right)^2$, где Z'_2 — атомный номер внедренной примеси, \propto — его относительная концентрация. Рассматриваемый эффект может оказаться весьма заметным, т. к., по-видимому, угловую плотность в пределах критического угла можно увеличить в 3–5 раз.

Предсказываемый эффект не проявляется при решении диффузионных уравнений для обеих фракций пучка с учетом начальных и граничных условий. Это обусловлено тем, что при решении этих уравнений используется принцип детального равновесия; при этом поток через границу канала непрерывен, и в каждой точке канала (и вне канала) диффузия с равной вероятностью идет в обе стороны.

На малых толщинах, когда многократное рассеяние еще несущественно, возможен указанный эффект.

Рассматриваемый эффект будет иметь место и для отрицательных частиц.

Л и т е р а т у р а

[1] Линдхард Й. — УФН, 1969, т. 99, с. 249–296.

Поступило в Редакцию
18 ноября 1987 г.