

- [3] Petrov A. G., Derzhanski A. Mol. // Cryst. Liq. Cryst. Lett. 1977. V. 41. N 1. P. 41—46.
- [4] Mullen W. // Phys. Rev. A. 1988. V. 38. N 12. P. 6384—6395.
- [5] Чувывров А. Н., Лачинов А. Н. // ЖЭТФ. 1978. Т. 74. № 4. С. 1431—1444.
- [6] Guyot-Sionnest P., Hsiung H., Shen Y. R. // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 57. N 23. P. 2963—2966.
- [7] Де Жен Р. Физика жидких кристаллов. М.: Мир, 1977. 400 с.
- [8] Скалдин О. А., Лачинов А. Н., Чувывров А. Н. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 4. С. 1219—1221.
- [9] Пшеницын В. И., Абаев М. И., Лызлов Н. Ю. Эллипсометрия в физико-химических исследованиях. Л.: Химия, 1986. 152 с.
- [10] Капустин А. П., Капустина О. А. Акустика жидких кристаллов. М.: Наука, 1986. 247 с.

Башкирский научный центр
УРО АН СССР
Отдел физики

Поступило в Редакцию
5 декабря 1989 г.

УДК 548.4

© Физика твердого тела, том 32, № 6, 1990
Solid State Physics, vol. 32, N 6, 1990

МЕХАНИЗМ АННИГИЛЯЦИИ ДИСЛОКАЦИЙ В НАПРЯЖЕННЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ

М. Ю. Мартисов, А. Е. Романов

В последнее время в связи с развитием полупроводниковой технологии сильно возрос интерес к получению эпитаксиальных слоев на неизопериодических подложках (например, GaAs на Si) [1-3]. Одной из основных характеристик подобных слоев, в значительной мере определяющей их электрофизические параметры, является плотность наклонных дислокаций (НД) в эпитаксиальном материале, механизм образования которых рассмотрен, например, в [4, 5]. Относительно новым и достаточно эффективным способом снижения плотности дислокаций является получение в процессе роста напряженной сверхрешетки (НСР). В ряде работ [2, 3] экспериментально было показано, что НСР может снизить плотность НД примерно на порядок.

В настоящей работе рассмотрен механизм аннигиляции дислокаций, который состоит в следующем. Под действием механической силы (силы Пича—Келера) дислокации могут загигаться и скользить в своей плоскости скольжения [6]. Поскольку в эпитаксиальном материале существуют дислокации разного знака, движение этих дислокаций происходит в противоположных направлениях и, следовательно, междислокационное расстояние может уменьшаться до величины, меньшей радиуса аннигиляции. В этом случае дислокации аннигилируют, образуя дислокационную петлю, что уменьшает плотность НД. Подобный механизм аннигиляции дислокаций действительно наблюдался в [2].

Рассмотрим гетероэпитаксиальную систему, состоящую из полубесконечной подложки и НСР, содержащей N слоев толщиной h_1 с величиной несоответствия f , разделенных между собой $N-1$ слоем толщиной h_2 , согласованным по параметру решетки с подложкой. Из подложки в НСР проникают НД с плотностью ρ . Поскольку материалы типа $A^{III}B^V$ — наиболее интересные с точки зрения приборных приложений — образуют гранецентрированную кубическую решетку, в которой преобладают наклонные 60° дислокации [7], рассмотрим дислокацию с вектором Бюргера, равным $\mathbf{b} = b/2 (101)$, где b — постоянная решетки, и линией $\tau = = 1/\sqrt{2} (110)$. Расположение осей показано на рисунке. Заметим, что такие вектор Бюргера и линия дислокации действительно наблюдались в [2].

Под действием силы Пича—Келера, возникающей в напряженных слоях, дислокация может загигаться и скользить в своей плоскости

скольжения. Считая, что дислокация загибается на нижней границе НСР, можно показать, что проекция силы Пича—Келера на плоскость скольжения равна

$$F_1 = \frac{G}{2} \frac{1+\nu}{1-\nu} b (\epsilon_{xx}^{(1)} N h_1 + \epsilon_{xx}^{(2)} (N-1) h_2), \quad (1)$$

где G — модуль сдвига; ν — коэффициент Пуассона; $\epsilon_{xx}^{(1)}$, $\epsilon_{xx}^{(2)}$ — компоненты тензора деформации в слоях толщиной h_1 и h_2 соответственно. Второй силой, возникающей при скольжении наклонного отрезка дислокации, является сила линейного натяжения горизонтального отрезка дислокации (или ее энергия на единицу длины), которая с учетом свободной поверхности составляет

$$F_2 = 3 \frac{G b^2}{32\pi(1-\nu)} \ln\left(2e^{1/2} \frac{h}{b}\right) + \frac{G b^2}{32\pi} \ln\left(\frac{e}{2} \frac{h}{b}\right), \quad (2)$$

где $h = N h_1 + (N-1) h_2$. (Выражения для σ_{ij} краевой дислокации с учетом свободной поверхности приведены в [8]).

Заметим, что в том случае, когда сила Пича—Келера, действующая на дислокацию, больше силы линейного натяжения, наклонные отрезки дислокаций начинают двигаться, снимая напряжение в слое до тех пор, пока обе эти силы не уравниваются. Выражая $\epsilon_{xx}^{(i)}$ через f и δf , где δf — снимаемое в процессе скольжения несоответствие, и пренебрегая междислокационным взаимодействием, получаем условия равенства сил F_1 и F_2

$$f N h_1 - \delta f h = \frac{b}{16\pi(1+\nu)} \left[3 \ln\left(2e^{1/2} \frac{h}{b}\right) + (1-\nu) \ln\left(\frac{e}{2} \frac{h}{b}\right) \right]. \quad (3)$$

Если принять, что все отрезки НД, загибаясь, проходят одинаковое расстояние L , и учесть, что у вектора Бюргера НД могут быть два взаимно перпендикулярных направления, можно получить, что величина снимаемого несоответствия равна $\delta f = \rho L b_{\perp} / 2$, где b_{\perp} — перпендикулярная составляющая вектора Бюргера, параллельная поверхности и равная $b_{\perp} = b/2 \sqrt{2}$. Отсюда находим, что расстояние, проходимое отрезками НД, равно

$$L = \frac{4\sqrt{2}}{\rho b} \left[\bar{f} - \frac{b}{16\pi(1+\nu)h} \left(3 \ln\left(2e^{1/2} \frac{h}{b}\right) + (1-\nu) \ln\left(\frac{e}{2} \frac{h}{b}\right) \right) \right], \quad (4)$$

где $\bar{f} = f [N h_1 / (N h_1 + (N-1) h_2)]$ — величина среднего несоответствия в НСР.

По величине расстояния, проходимого дислокациями, оценим W — вероятность аннигиляции дислокации при ее скольжении как по нижней, так и по верхней границе НСР. Допустим, что R_0 — радиус аннигиляции дислокаций, тогда вероятность аннигиляции дислокации равна удвоенной вероятности встретить дислокацию с соответствующим вектором Бюргера в прямоугольнике площадью $2LR_0$

$$W = \frac{4\sqrt{2}}{b} R_0 \left[\bar{f} - \frac{b}{16\pi(1+\nu)h} \left(3 \ln\left(2e^{1/2} \frac{h}{b}\right) + (1-\nu) \ln\left(\frac{e}{2} \frac{h}{b}\right) \right) \right]. \quad (5)$$

Воспользовавшись результатами работы [9] и пренебрегая при этом деформацией слоев НСР, можно оценить радиус аннигиляции отрезков НД. Согласно данной работе, для 60° дислокаций $R_0 \approx 10$ в, а значит,

$$W = 60 \left[\bar{f} - \frac{b}{16\pi(1+\nu)h} \left(3 \ln \left(2e^{1/2} \frac{h}{b} \right) + (1-\nu) \ln \left(\frac{e}{2} \frac{h}{b} \right) \right) \right]. \quad (6)$$

Обсудим полученную формулу.

1) В выражении (6) для вероятности аннигиляции отсутствует ρ — плотность НД. Однако было бы неправильно считать, что формула (6) верна при всех плотностях НД. В случае малых плотностей (10^5 — 10^6 см⁻²) длина пробега дислокации L становится сравнимой с линейными размерами образца (~ 1 см) и основным механизмом снижения плотности дислокаций может стать их выход из системы. В том же случае, когда плотность дислокаций велика (10^{10} — 10^{11} см⁻²) и длина пробега дислокации становится сравнимой с суммарной толщиной НСР (~ 0.1 мкм), формула (6) также теряет смысл, поскольку в этом случае необходимо учитывать полную энергию взаимодействия горизонтальных и наклонных отрезков дислокаций.

2) При заданной величине несоответствия и толщине напряженного слоя вероятность аннигиляции будет расти с ростом числа напряженных слоев до тех пор, пока второй член в формуле (6) не станет много меньше первого. Эффект насыщения вероятности аннигиляции с ростом числа слоев НСР действительно наблюдался в [10].

3) Вычислив по формуле (6) вероятность аннигиляции в НСР, состоящей из 10 слоев $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$ (100 Å)/GaAs (100 Å), получаем, что $W=0.16$. Сравнение с экспериментом [11] говорит нам, что теория занижает вероятность аннигиляции примерно в 4 раза. На наш взгляд, учет напряжений в слоях НСР влияет как на величину радиуса аннигиляции, так и на вероятность образования дислокационных полупетель, снижающих эффективность НСР как «фильтра» для дислокаций [12].

Список литературы

- [1] Itoh Y., Nishioka T., Yamamoto A., Yamaguchi M. // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 52. N 19. P. 1617—1618.
- [2] El-Masry N. E., Tarn J. C., Karam N. H. // J. Appl. Phys. 1988. V. 64. N 7. P. 3672—3677.
- [3] Hayafuji N., Ochi S., Miyashita M., Tsugami M., Murotani T., Kawagishi A. // J. Crist. Growth. 1988. V. 93. N 1. P. 494—498.
- [4] Вдовин В. И., Дружинина Л. В., Красильников В. С., Никонорова Т. В., Пшеничная А. Н., Югова Т. Г. // Кристаллография. 1989. Т. 34. № 2. С. 420.
- [5] Конакова Р. В., Тхорик Ю. А., Хазан Л. С. // Электронная техника. Полупроводниковые приборы. 1988. В. 2 (193). С. 47—56.
- [6] Matthews J. W., Blakeslee A. E. // J. Crist. Growth. 1974. V. 27. N 1. P. 118—125.
- [7] Хирт Дж., Лоте И. Теория дислокаций. М., 1972. 600 с.
- [8] Mura T. Advances in Material Research. N. Y.: Intersci. Publ., 1968. V. 3. P. 1.
- [9] Kusov A., Vladimirov V. I. // Phys. St. Sol. (b). 1986. V. 138. N 1. P. 135—142.
- [10] Cao D. S., Chem C. H., Fly K. L., Reilen E. H., Stringfellow G. B. // J. Appl. Phys. 1989. V. 65. N 6. P. 2451—2456.
- [11] Watanabe Y., Kadota Y., Okamoto H., Seki M., Ohmashi Y. // J. Crist. Growth. 1988. V. 93. N 1. P. 459—465.
- [12] Hirth J. P., Evans A. G. // J. Appl. Phys. 1986. V. 60. N 7. P. 2372—2376.

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

Поступило в Редакцию
8 декабря 1989 г.