

Влияние магнитного поля на акустическую эмиссию в дислокационном кремнии при токовых воздействиях

© А.А. Скворцов, А.М. Орлов, В.А. Фролов, Л.И. Гончар, О.В. Литвиненко

Ульяновский государственный университет,
432700 Ульяновск, Россия

E-mail: scvor@sv.uven.ru

(Поступила в Редакцию 23 ноября 1999 г.
В окончательной редакции 10 марта 2000 г.)

Исследовано влияние слабых (< 1 Т) магнитных полей (МП) на акустическую эмиссию (АЭ) дислокационного n -Si (111) при токовых нагрузках $j = (1-5) \cdot 10^5$ А/м². Обнаружено, что совместное действие магнитного и электрического полей приводит к увеличению энергии акустоэмиссионного отклика в 1.5 раз и вызывает появление дополнительного максимума в спектрах АЭ на частоте 1.7–1.8 Нз. Полный результат объясняется влиянием МП, изменяющего энергетическое состояние парамагнитных стопоров. Это облегчает отрыв дислокаций и их перемещение. Отключение магнитного поля приводит к релаксации акустоэмиссионных процессов, определяемой динамикой возбужденных точечных центров, взаимодействующих с дислокацией.

Работа финансировалась грантами Минвуза "Радиотехника" и РФФИ № 98-02-03335.

Известно [1–5], что для ряда кристаллов (NaCl, LiF, Al, Zn) наличие магнитного поля может приводить к увеличению подвижности дислокаций даже при отсутствии дополнительных внешних нагрузок (механической, электрической или тепловой природы). Такие изменения в образцах не могут не отразиться на акустической эмиссии (АЭ), содержащей информацию о параметрах и характере перестройки дислокационной структуры. Несмотря на убедительность экспериментов [1–5], подтверждающих чувствительность линейных дефектов к постоянному магнитному полю (МП), эволюция дислокационной структуры и акустоэмиссия полупроводников при магнитном возмущении изучена явно недостаточно. Это во многом затрудняет описание механизма магнитоупругого эффекта в полупроводниках. Поэтому в данной работе рассматривается влияние постоянного магнитного поля ($B \leq 1$ Т) на акустическую эмиссию в образцах дислокационного кремния при постоянных токовых и тепловых воздействиях.

В качестве исходного материала использовались легированные фосфором бездислокационные пластины кремния ($40 \times 0.35 \times 10$ мм) с удельным сопротивлением $0.01 \Omega \cdot \text{см}$, ориентированные в направлении [111]. Дислокации вводились путем 10–30-минутного отжига пластин под нагрузкой вдоль направления [111] при температуре 1000°C . Средняя плотность дислокаций достигала $N_d = 10^5 \text{ см}^{-2}$. Методика проведения опытов и обработки экспериментальных данных описаны в [6].

Акустическая эмиссия в кремнии возбуждалась одновременным 1.5–2-часовым воздействием на пластину постоянного электрического тока $j = (1-5) \cdot 10^5$ А/м² вдоль направления [110] и внешнего магнитного поля $B = 0.05-0.7$ Т. При этом вектор магнитной индукции лежал в плоскости (111) и был направлен перпендикулярно линиям напряженности электрического поля.

По спектрам, полученным в процессе прохождения тока, оценивали энергию сигналов акустической эмиссии W , которая оказалась пропорциональной квадрату амплитуды гармоник U_n экспериментального спектра

$$W \sim \sum_n U_n^2. \quad (1)$$

Важно отметить, что при отсутствии магнитного поля проходящий через дислокационную пластину постоянный ток порождает акустический отклик, обнаруживая в отличие от бездислокационных образцов (кривая 1 на рис. 1) ярко выраженный максимум в области $f \approx 0.5-1$ Нз (кривая 3, 4 на рис. 1). Четко фиксируемые при этом отличия подтверждают специфическую роль дислокаций в акустоэмиссионных процессах и связываются нами со срывом закрепленных дислокаций и их движением через потенциальный рельеф Пайерлса в постоянном электрическом поле [6]. наблюдаемым независимо для полупроводников [7], металлов [8] и ионных кристаллов [9]. Нашими исследованиями установлено, что при описанных токовых нагрузках дислокации в кремнии смещаются к положительному электроду. Поскольку краевые дислокации в n -кремнии проявляют ярко выраженные акцепторные свойства [10], то наиболее вероятным механизмом движения в наших условиях является электроперенос одиночных дислокаций.

Дополнительное наложение магнитного поля, совмещенное с токовым воздействием, способствует возрастанию эмиссионного отклика материала. Так, АЭ образцов, подвергнутых не только токовой, но и одновременной магнитной обработке, увеличивается в 1.5 раза (кривая 4, 5 на рис. 1).

Наблюдаемый эффект указывает на повышение подвижности дислокаций в постоянном магнитном поле. Как и в случае ионных кристаллов [5], он обусловлен на-

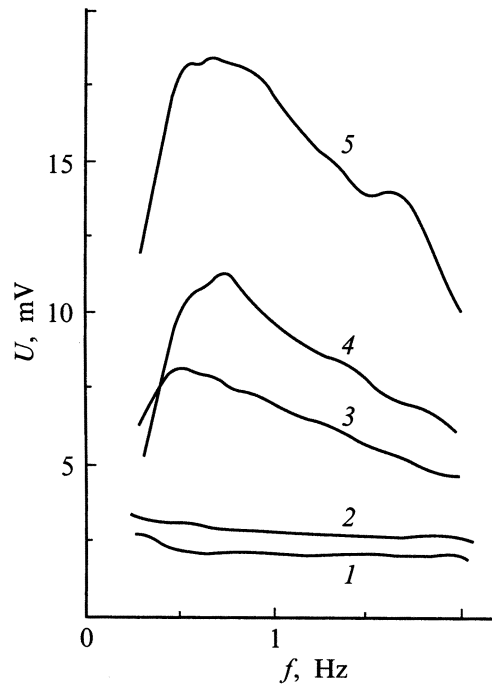


Рис. 1. Спектр сигнала АЭ бездислокационных (1, 2) и дислокационных $N_d = 10^5 \text{ cm}^{-2}$ (2–4) кремниевых пластин при 400 К: 1, 2, 4 — $j = 3 \cdot 10^5 \text{ A/m}^2$, $B = 0 \text{ T}$, 3 — $j = 2 \cdot 10^5 \text{ A/m}^2$, $B = 0 \text{ T}$, 5 — $j = 3 \cdot 10^5 \text{ A/m}^2$, $B = 0.3 \text{ T}$.

личием в окрестности дислокаций магниточувствительных дефектов. В легированных полупроводниках такими дефектами являются локализованные на дислокациях ионы примеси, образующие так называемое облако Котрелла и обладающие парамагнитными свойствами [11]. Это облако представляет собой цилиндрическую область повышенной концентрации легирующей примеси, вытянутой вдоль оси дислокации с радиусом $R \approx 10 \text{ nm}$ [12].

Средняя концентрация атомов примеси в облаке N определяется соотношением

$$N = N_0 \exp \left\{ -\frac{W_m}{kT} \right\}, \quad (2)$$

где N_0 — концентрация атомов примеси в полупроводнике вдали от дислокации, $W_m \geq 0.2 \text{ eV}$ — энергия связи, T — температура. Ясно, что при высокотемпературных отжигах большая часть атомов в облаке располагается на минимальном расстоянии (порядка модуля вектора Бюргера) от дислокации. При этом локализованная примесь выполняет роль стопоров. При движении дислокации происходит ее отрыв от стопора и смещение в "хвост" концентрационной зависимости облака Котрелла с последующим диффузионным смещением примесной атмосферы к новому положению ядра дислокации.

При смещении дислокации на расстояние x без изменения положения облака ее энергия связи на единицу

длины $U(x)$ определяется как [12]

$$U(x) = \int_0^\infty \int_{-\pi}^\pi \frac{N(r, \theta) - N_0}{b^3} W_m(\rho, \varphi) dr d\theta, \quad (3)$$

где r, θ, z — цилиндрические координаты, $\rho = r^2 + x^2 - 2rx \times \cos \theta$ и $\sin \varphi = (r/\rho) \sin \theta$.

Величина напряжения, действующего со стороны облака на дислокацию, имеет вид

$$\sigma = -\frac{1}{b} \frac{dU}{dx}. \quad (4)$$

Наложение магнитного возмущения снимает запрет на протекание реакции между точечными дефектами и парамагнитными центрами в ядре дислокации, что приводит к облегченному ее откреплению от стопоров [5]. Ключевая роль краевых дислокаций в магнитостимулированном изменении акустоэмиссионного отклика подчеркивается экспоненциальной зависимостью

$$W \sim \exp(\alpha B^2), \quad (5)$$

(где B — индукция магнитного поля; α — размерная константа) и иллюстрируется кривыми 2, 5 на рис. 1 и кривой 1 на рис. 2.

Облегченное открепление дислокаций от стопоров должно проявляться в качественном изменении спектров АЭ, связанном с динамикой дислокационных переходов. С учетом магнитного воздействия скорость перехода дислокации ν из одного метастабильного состояния в другое можно записать как

$$\nu = (1 - f_1 - f_2)(\nu_1 + \nu_2) \exp \left(-\frac{E_1 + E_2}{kT} \right). \quad (6)$$

Здесь f — доля дислокаций, претерпевающих отрыв, E — энергия активации, ν — эффективная частота перехода, T — температура; подстрочный символ "1" относится к токовому, а "2" — к магнитному воздействию. Поэтому в акустоэмиссионных спектрах должен проявляться дополнительный максимум, обусловленный магнитостимулированными переходами линейных дефектов.

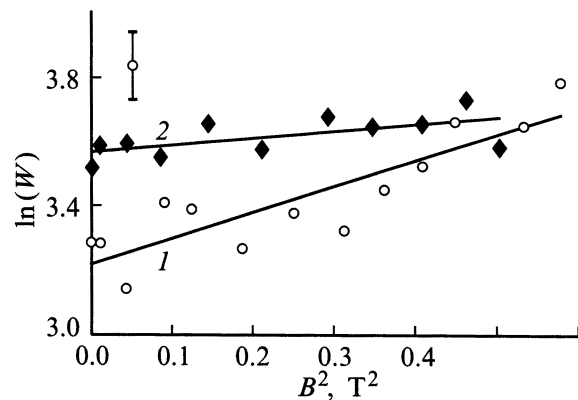


Рис. 2. Зависимость энергии W сигналов АЭ при увеличении (1) и уменьшении (2) напряженности магнитного поля.

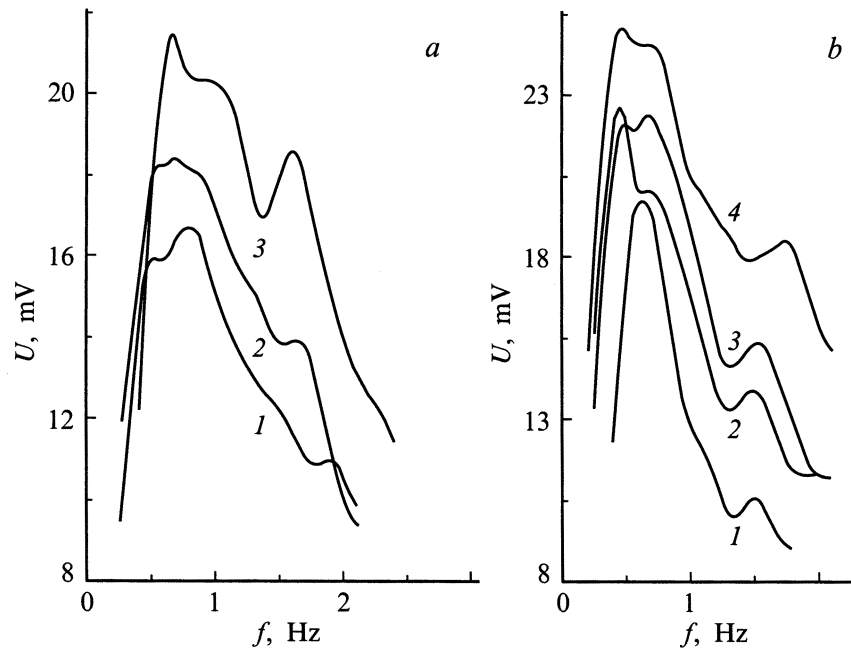


Рис. 3. Спектры сигналов АЭ при увеличении напряженности магнитного поля: 1 — $B = 0.1$ Т; 2 — $B = 0.2$ Т; 3 — $B = 0.5$ Т (а). Спектры сигналов АЭ при уменьшении напряженности магнитного поля: 1 — $B = 0.1$ Т; 2 — $B = 0.5$ Т; 3 — $B = 0.7$ Т; 4 — через 35 минут после отключения магнитного поля (б).

Действительно, в спектрах акустической эмиссии дислокационного n -кремния наблюдается появление "тонкой" структуры (рис. 3, а, б). Это свидетельствует об увеличении числа и темпа дислокационных переходов за счет разрушения некоторых потенциальных барьеров при протекании в ядре дислокаций спин-зависимых реакций точечных дефектов [5].

Уменьшение величины B должно приводить к постепенной релаксации дислокационной структуры. Экспериментальные результаты указывают на уменьшение величины акустоэмиссионного отклика при плавном снижении величины B и постепенный возврат системы к исходному состоянию (рис. 3, б). Однако из анализа рис. 2 и спектров рис. 3 хорошо видна различная динамика акустической эмиссии, проявляемая при подъеме (кривая 1 на рис. 2) и снижении (кривая 2 на рис. 2) величины магнитной индукции. В результате при $B = 0$ существенно различаются как численные значения W восходящей и нисходящей кривых, так и сами эмиссионные спектры (кривая 1 на рис. 3 а и кривая 2 на рис. 3, б). Такая ситуация, очевидно, связана с запоминанием элементами структуры процесса магнитной обработки и называется эффектом "магнитной памяти", зафиксированным ранее в ионных кристаллах [13].

Для более детального исследования процессов релаксации W регистрировалась кинетика изменения энергии акустической эмиссии после выключения магнитного поля. Авторы [5,11], исследовавшие магнитопластический эффект в ионных кристаллах, обнаружили, что в результате магнитостимулированного взаимодействия дислокации и точечных дефектов ослабляются образованные

между ними связи и увеличивается подвижность линейных дефектов. Отключение магнитного поля приводит к гиперболической временной зависимости кинетики АЭ, определяющейся концентрацией возбужденных дефектов $C(t)$, подчиняющейся гиперболической временной зависимости [5]

$$C(t) \sim \frac{C_0}{(1 + \beta t^n)}, \quad (7)$$

где C_0 — концентрация центров при $t = 0$, $n > 0$, t — время, β — коэффициент, несущий информацию об энергии активации процесса.

Действительно, исследование спектров акустической эмиссии легированных образцов кремния в магнитном поле показало, что после его отключения ($B = 0$) энер-

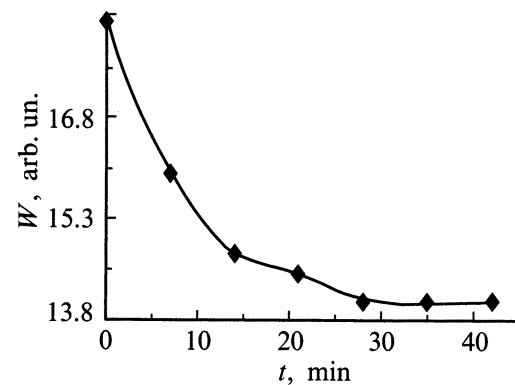


Рис. 4. Кинетика изменения энергии W сигналов АЭ после отключения магнитного поля.

гия сигналов АЭ уменьшается (кривые 1, 2 на рис. 3, *b*) и за 35 минут достигает квазистационарного значения, превышающего на 15% величину W до магнитной экспозиции (рис. 4). Это свидетельствует о наличии релаксационных процессов в исследуемых образцах. Обработка экспериментальных данных показала степенной характер затухания в соответствии с (7) с показателем $n = 0.4$ при комнатной температуре, что свидетельствует о наличии нескольких механизмов временного спада энергии АЭ.

Таким образом, слабые магнитные поля ($B < 0.75$ Т), совмещенные с токовым воздействием ($j = 1-5 \cdot 10^5$ А/м²), оказывают сильное влияние на подвижность линейных дефектов и акустическую эмиссию кремния *n*-типа. Это обусловлено изменением энергетического состояния парамагнитной примеси полупроводника в магнитном поле. После отключения магнитного воздействия происходит релаксация акустоэмиссионных процессов, определяемая динамикой возбужденных точечных дефектов, взаимодействующих с дислокацией.

Авторы благодарны Ю.И. Головину за интерес и полезное обсуждение полученных результатов.

Список литературы

- [1] В.И. Альшиц, Е.В. Даринская, Е.А. Петржик. ФТТ **34**, 1, 155 (1992).
- [2] В.И. Альшиц, Е.В. Даринская, Т.М. Перекалина, А.А. Урусовская. ФТТ **29**, 2, 467 (1987).
- [3] В.И. Давыдов, Е.А. Лоскутова, Е.П. Найден. ФТТ **23**, 9, 1596 (1989).
- [4] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов, В.Е. Иванов. ФТТ **39**, 11, 2016 (1997).
- [5] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов. ЖЭТФ **115**, 2, 605 (1999).
- [6] А.М. Орлов, А.А. Скворцов, В.А. Фролов. ПЖТФ **25**, 3, 28 (1999).
- [7] В.А. Калитенко, И.Я. Кучеров, В.М. Перга. ФТП **22**, 4, 578 (1988).
- [8] Е.Е. Вдовин, А.Ю. Касумов. ФТТ **30**, 1, 311 (1988).
- [9] В.И. Альшиц, Е.В. Даринская, Е.Ю. Михина, Е.А. Петржик. ФТТ **38**, 8, 2426 (1996).
- [10] В.Б. Шикин, Ю.В. Шикина. УФН **165**, 8, 887 (1992).
- [11] С.В. Вонсовский. Магнетизм. Наука, М. (1971). 1035 с.
- [12] Ж. Фридель. Дислокации. Мир, М. (1967). 644 с.
- [13] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов. ФТТ **35**, 9, 2582 (1993).