

PACS numbers: 75.20.Ck, 75.20.En, 75.50.Pp, 78.20.Ls, 81.40.Rs, 81.40.Tv

Изменение магнитных и оптических свойств неферромагнитных кристаллов после экспонирования в электрическом и магнитном полях

А. В. Бродовой, В. А. Бродовой, В. Г. Колесниченко, В. В. Скороход

*Институт проблем материаловедения им. И. Н. Францевича НАН Украины,
ул. Кржижановского, 3,
03142 Киев-142, Украина*

Изучено влияние экспозиции в электрическом или магнитном полях на магнитную восприимчивость кристаллов цинка, кремния, арсенида галлия, а также на спектральное распределение фотопроводимости GaAs и Si. Показано, что во всех случаях, первоначально диамагнитные образцы после механической обработки существенно изменяли магнитные свойства, а в спектре фототока GaAs появились дополнительные примесные максимумы. Длительная экспозиция таких кристаллов в магнитном или электрическом полях приводила к восстановлению их диамагнитных свойств, а в случае GaAs также и к исчезновению максимумов примесного фототока.

Вивчено вплив експозиції в електричному або магнітному полях на магнітну сприйнятливність кристалів цинку, кремнію, арсеніду галію, а також на спектральний розподіл фотопровідності GaAs і Si. Показано, що в усіх випадках, спочатку діамагнітні зразки після механічної обробки істотно змінювали магнітні властивості, а в спектрі фотоструму GaAs з'явилися додаткові домішкові максимуми. Тривала експозиція таких кристалів у магнітному або електричному полях призводила до відновлення їхніх діамагнітних властивостей, а у випадку GaAs також і до зникнення домішкових максимумів фотоструму.

The influence of exposure on the magnetic susceptibility of zinc, silicon, and gallium arsenide crystals as well as on the spectral distribution of GaAs and Si photoconduction in electrical or magnetic fields is investigated. In the all cases, initially diamagnetic samples are shown to change their magnetic properties essentially after mechanical processing, and additional impurity maximums are appeared in the GaAs photoelectric spectrum. Continuous exposure of such crystals in magnetic or electrical fields results in restitution of their diamagnetic properties, and in the GaAs case, it causes disappearance of impurity-photocurrent maximums.

Ключевые слова: диамагнетик, магнитная восприимчивость, примесный фототок, экспозиция в электрическом и магнитном полях.

(Получено 2 ноября 2001 г.; окончательный вариант — 27 ноября 2001 г.)

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время надежно установлено, что магнитное поле с индукцией $B \sim 1$ Тл способно эффективно влиять на дислокационную пластичность металлов, полупроводников и ионных кристаллов. Под действием магнитного поля наблюдалось смещение дислокаций в ненагруженных монокристаллах цинка [1] и щелочно-галогидных кристаллах [2], увеличение пробега дислокаций при нагружении [3], изменение микротвердости [4, 5], увеличение уровня дислокационного внутреннего трения [6], понижение предела текучести [7], упрочнение кристаллов алюминия в процессе их деформирования в магнитном поле [8]. Все эти явления обычно называют магнитоэластическими эффектами (МПЭ). Установлено, что МПЭ чувствительны к природе и концентрации примесей в кристаллах [9, 10] и рентгеновскому облучению [11, 12]. Это позволило высказать предположение об электронной природе этих эффектов в ионных кристаллах и предложить вакансионный механизм действия магнитного поля на пластичность [13–15].

Трудности в объяснении МПЭ связаны с тем, что в полях с индукцией $B \sim 1$ Тл, используемых в опытах [2–7, 9–15], энергия взаимодействия электрона с полем составляет $\Delta U = \mu_B B \sim 10^{-4}$ эВ (где μ_B — магнетон Бора), что на два порядка меньше тепловой энергии при комнатной температуре, типичной для упомянутых выше экспериментов. Поэтому, в условиях, близких к термодинамическому равновесию, нельзя ожидать, что столь слабое в энергетическом масштабе магнитное поле может повлиять на пластические свойства неферромагнитных кристаллов.

Со времени открытия эффекта Степанова, указавшего на наличие электрического заряда на поверхности деформированных щелочно-галогидных кристаллов, был выполнен целый ряд исследований [16–20], посвященных изучению влияния электрического поля на подвижность дислокаций в кристаллах этого типа. В [17] обнаружено перемещение дислокаций в кристаллах NaCl под действием миллисекундных импульсов магнитного поля высокой амплитуды (около 10 Тл). Указанный результат связывался с воздействием на заряженные дислокации вихревого электрического поля. В пользу такого объяснения, по мнению авторов, свидетельствовало изменение направления движения дислокаций при изменении ориентации напряженности H магнитного поля.

Известны электромеханический и электропластический эффекты, состоящие соответственно в разупрочнении и упрочнении материала, если в процессе механических испытаний через образец пропусклся электрический ток. Эти явления наблюдались как на полупроводниках [21–25], так и на щелочно-галогидных кристаллах [26–28]. Электромеханический и электропластический эффекты объяснялись наличием в образцах заряженных дислокаций [21, 22, 26–28] и взаимодействием с ними примесей и носителей заряда [23–25]. В экспериментальных работах по влиянию воздействия электрического поля на механические характеристики образцов отмечается важная роль наличия в образцах высоких концентраций примесей [21, 22]. Кроме того, подчеркивалось возможное влияние изменения ориентации диполей примесей-вакансий [28].

Как видно из краткого обзора, факт влияния электрического и магнитного полей на механические свойства твердых тел и движение дислокаций в них, по-видимому, можно считать доказанным.

Однако природа эффектов до настоящего времени не установлена. В работе [29–31] сделана попытка объяснения МПЭ на основе представлений о влиянии магнитного поля на вероятность интеркомбинационных переходов (ИКП) между синглетными и триплетными состояниями радикальных пар (РП), возникающих при взаимодействии неспаренных спинов ядра дислокаций с парамагнитными примесями.

В ядрах дислокаций различных кристаллов [32–34] возможно существование ненасыщенных орбиталей с неспаренными спинами. Взаимодействие таких орбиталей с парамагнитными примесями ведет к образованию РП в синглетном (S) или триплетном (T) состоянии. Обычно S -состояние лежит ниже по энергии и поэтому отрыв дислокации от примеси определяется энергией разрыва РП в S -состоянии. В магнитном поле становятся возможными ИКП между S - и T -состояниями, которые приводят к увеличению заселенности T -состояний РП, которые имеют значительно меньшие энергии разрыва, что в свою очередь ведет к увеличению подвижности дислокаций. Переходы между состояниями с различной мультиплетностью возможны лишь на стадии возникновения РП, когда обменное взаимодействие слабо и уровни термов практически совпадают. В этом случае S – T -переходы представляют собой резонансный процесс.

ИКП происходят либо за счет разности зеемановских частот электронов пары (Δg -механизм), либо за счет сверхтонкого взаимодействия электронов с магнитными ядрами (СТВ-механизм). Рассмотрим МПЭ в рамках Δg -механизма. В этом случае S -состояние будет смешиваться только с состоянием T_0 , имеющим нулевую проекцию суммарного спина на направление магнитного поля. Разность g -факторов спинов индуцирует S – T_0 -переходы с частотой

$$\omega_{S,T_0} = \Delta g \mu_e B / \hbar.$$

Если в момент времени $t=0$ система находилась в S -состоянии, то заполнение T_0 -состояния имеет вид

$$\rho_{S,T_0}(t) = \sin^2\left(\frac{1}{2}\omega_{S,T_0}t\right).$$

Время преодоления барьера дислокацией является случайной величиной, которая описывается распределением Пуассона

$$f_{S,T_0}(t) = \frac{1}{\tau_{S,T_0}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{S,T_0}}\right).$$

Здесь τ_{S,T_0} — среднее время пребывания РП в области сближения термов, при котором возможны резонансные переходы между ними. Вероятность пребывания РП в этой области пропорциональна ее ширине Γ . При $\Gamma \ll U_{S,T_0}$

$$\tau_{S,T_0} = \frac{\Gamma}{kT} \tau_{S,T_0}^0,$$

$$\tau_{S,T_0}^0 = \frac{1}{\nu_0} \exp\left(\frac{U_{S,T_0}}{kT}\right),$$

где τ_{S,T_0}^0 — время ожидания отрыва дислокации от примеси, U_{S,T_0} — энергия отрыва в S - и T_0 -состоянии, ν_0 — частота колебаний дислокационного сегмента. Ширина $\Gamma = \hbar / \tau$ определяется временем сохранения неравновесной поляризации электронов в радикалах τ .

Усредняя выражение $\rho_{S,T_0}(t)$ по функции распределения $f_{S,T_0}(t)$, получим среднее число S – T_0 -переходов.

$$\langle \rho_{S,T_0} \rangle = \int_0^{\infty} \rho_{S,T_0}(t) f_S(t) dt = \frac{1}{2} \frac{\omega_{S,T_0}^2 \tau_S^2}{1 + \omega_{S,T_0}^2 \tau_S^2}.$$

Наряду с S – T_0 -переходами происходят обратные T_0 – S -переходы с той же частотой ω_{S,T_0} , но в другое время τ_{T_0} . Но обратными переходами можно пренебречь. Тогда при наложении магнитного поля средняя энергия связи дислокации с примесью уменьшается на величину

$$\langle \partial U \rangle = (U_S - U_{T_0}) \langle \rho_{S,T_0} \rangle = \frac{1}{2} (U_S - U_{T_0}) \frac{B^2}{B^2 + B_0^2}$$

где $B_0 = \hbar / \Delta g \mu_e \tau_S$ — индукция поля, при котором становятся эффективными ИКП и, следовательно, должен активно проявляться МПЭ.

Согласно [1, 2], МПЭ слабо зависит от температуры. В качестве возможного объяснения можно предположить, что при наложении

магнитного поля большое число РП пар переходит в триплетное состояние, в котором энергия отрыва от примеси невелика и поэтому подвижность дислокаций слабо зависит от температуры.

Выполненные теоретические расчеты обычно используют существенные упрощения, большинство из которых трудно обосновать. Положение, по нашему мнению, можно улучшить, расширив круг исследуемых кристаллов, для которых можно ожидать проявление МПЭ. В число таких материалов следует, по-видимому, включить кристаллы с различным типом химической связи: металлы, полупроводники и диэлектрики.

В работах [35–45] было показано, что механическая деформация монокристаллов цинка и некоторых других металлов приводит к резкому увеличению их магнитной восприимчивости χ (МВ) и появлению характерной ферромагнитной зависимости χ от напряженности магнитного поля H — так называемый магнитодеформационный эффект (МДЭ) слабомагнитных веществ. Там же [36–40] сделано предположение о том, что главной причиной появления МДЭ являются микротрещины, возникающие в приповерхностных областях кристаллов при их механической обработке.

Цель настоящей работы состояла в изучении и сопоставлении условий, при которых наиболее ярко проявляется МДЭ на различных материалах, а также исследовании возможности управления этим эффектом с помощью электрического и магнитного полей.

Сравнение результатов проявления МДЭ на таких монокристаллах как цинк, кремний, арсенид галлия позволит, по нашему мнению, получить дополнительную информацию о влиянии слабых электрического и магнитного полей на механические свойства твердых тел.

МВ всех образцов измерялась относительным методом Фарадея с помощью электронных микровесов в диапазоне магнитных полей $H=0,02-0,3$ Тл при комнатной температуре.

2. ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ФОРМИРОВАНИЕ ДЕФЕКТНОЙ СТРУКТУРЫ ДЕФОРМИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛОВ ЦИНКА

Для исследований были выбраны диамагнитные монокристаллы цинка, выращенные вертикальным методом Бриджмена. Из монокристалла вырезались образцы, которые полировались в растворе хромового ангидрида с добавкой сернокислого натрия. Образцы имели размеры $2,5 \times 2,5 \times 5,0$ мм и чистоту 99,995 вес.%. Деформация кристаллов осуществлялась свободной осадкой вдоль короткой оси при комнатной температуре. Степень деформации рассчитывалась по отношению толщин до и после деформации и составляла порядка 80%. Образцы при деформировании не разрушались благодаря малой исходной толщине и большой величине торцевого трения, что

увеличивает гидростатическую компоненту деформации.

На всех этапах обработки обращалось особое внимание на то, чтобы поверхность образцов не загрязнялась какими-либо примесями.

Исследования выполнялись в следующем порядке: диамагнитные кристаллы цинка предварительно шлифовались абразивом М-14, после чего подвергались деформации. Сравнивались МВ исходных образцов и после шлифовки с последующей деформацией.

Всего в работе было исследовано 6 образцов цинка. На графиках Рис. 1 приводятся результаты измерений для одного из типичных образцов. Для остальных кристаллов при таком же, как на Рис. 1, ходе $\chi(H)$ количественные величины χ различались не более чем на 10%.

Обращает на себя внимание тот факт, что деформированные монокристаллы Zn с предварительно шлифованной поверхностью из диамагнитных стали парамагнитными со сложной зависимостью $\chi(H)$, характерной для веществ, обладающих магнитным порядком. Наблюдаемый МДЭ стабилен и сохраняется на протяжении длительного времени (наблюдение велось в течение более чем одного года), и полностью исчезает только после стравливания поверхности на глубину $\sim 10^{-4}$ см.

На примере деформированного цинка предлагается способ управления ферромагнитной составляющей магнитной восприимчивости.

В данном способе использован конденсатор, одной из обкладок которого служила пластина деформированного цинка. Площадь пластин составляла $1,5 \text{ см}^2$, расстояние между ними равнялось $2 \cdot 10^{-3}$ см, что определялось толщиной слоя диэлектрика ($\epsilon \approx 3,7$). Емкость конденсатора $C = 244$ пФ. На клеммы конденсатора подавалось постоянное напряжение $V = 8 \cdot 10^2$ В, положительный потенциал которого прикладывался к деформированной пластине цинка. При этих условиях поверхностная плотность зарядов на пластинах конденсатора составляла $9,8 \cdot 10^{-7}$ Кл/см², что соответствует поверхностной концентрации электронов $6 \cdot 10^{12}$ см⁻².

После выдержки образцов под напряжением $V = 8 \cdot 10^2$ В в течение 30 часов при комнатной температуре повторно выполнялись измерения МВ.

Как видно из Рис. 1, при неизменном напряжении указанной полярности, ферромагнитная составляющая МВ деформированных кристаллов Zn с течением времени последовательно уменьшается и за время $t \approx 30$ часов практически исчезает (Рис. 1, кривая 5).

Как указывалось ранее, в работах [36–40] сделано предположение о взаимосвязи МДЭ с появлением в приповерхностных слоях в процессе шлифовки и деформации микротрещин и возникновении, вследствие этого, областей с аномально высокими значениями вос-

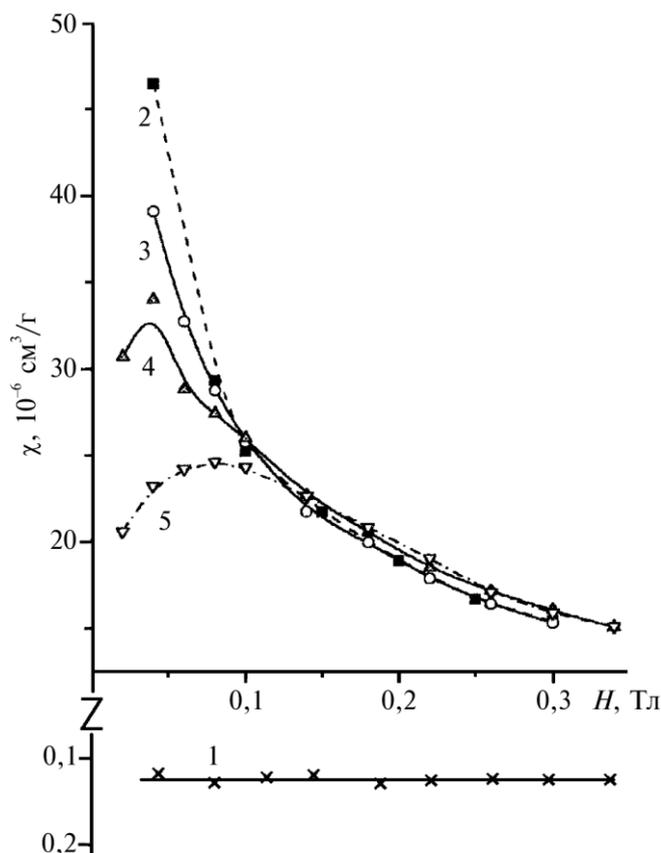


Рисунок 1. Типичные полевые зависимости магнитной восприимчивости шлифованного деформированного на 80% кристалла цинка, при различном времени выдержки под напряжением в конденсаторе: 1 — исходный образец; 2 — шлифованный деформированный на 80% образец; 3 — выдержка пять часов; 4 — выдержка десять часов; 5 — выдержка пятнадцать часов.

приимчивости [40, 54, 55].

Влияние постоянного электрического поля на магнитные свойства деформированных кристаллов цинка можно связать с процессом заживления микротрещин за счет механизма поверхностной самодиффузии, стимулированной электрическим полем.

Согласно [46, 47] перенос вещества путем диффузии может происходить только при условии, что он сопровождается понижением полной свободной энергии. Для уменьшения свободной энергии при переносе должен существовать градиент химического потенциала.

В [46, 47] получено выражение, связывающее разность химических потенциалов атомов с поверхностной свободной энергией для искривленной поверхности

$$\mu - \mu_h = \mu_0 - \Omega_0 \left[\sigma \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) + \frac{\partial^2 \sigma}{\partial n_1^2} \frac{1}{R_1} + \frac{\partial^2 \sigma}{\partial n_2^2} \frac{1}{R_2} - P_{xx} \right],$$

где $\mu - \mu_h$ — разность химических потенциалов атомов для искривленной поверхности; μ_0 — химический потенциал атомов для плоской поверхности; R_1, R_2 — главные радиусы искривленной поверхности; P_{xx} — нормальная компонента внешнего напряжения, приложенного к поверхности; σ — поверхностная энергия, которая предполагается зависящей от ориентации соответствующей плоскости. Эта зависимость учтена слагаемыми, которые содержат множители типа $\partial^2 \sigma / \partial n^2$ (n_1 и n_2 — направления нормалей к тем плоскостям, в которых измеряются главные радиусы кривизны).

Однако членами $\partial^2 \sigma / \partial n_1^2$ и $\partial^2 \sigma / \partial n_2^2$ можно пренебречь, исходя из следующих соображений: при сглаживании поверхности поток атомов с вершины выпуклости к основанию проходит путь по поверхности, содержащей множество граней, и можно считать, что значения σ для этих граней усредняются и процесс переноса изотропный.

Кроме того, обычно выпуклости и вогнутости поверхности представляют собой фигуру вращения, можно положить $R_1 = R_2 = r$. Внешнее напряжение P_{xx} происходит от внешнего электростатического поля E , поэтому

$$P_{xx} = \frac{E^2}{8\pi}.$$

Из теории [46, 47] следует, что в присутствии поля поверхностная энергия уменьшится на величину, пропорциональную E^2 , так как поле наибольшее на вершине выпуклости, электростатические силы будут противодействовать силам поверхностного натяжения и уменьшать скорость диффузии с вершины к основанию. Скорость сглаживания поверхности в поле $(\partial h / \partial t)_E$, согласно [48], выражается формулой

$$\left(\frac{\partial h}{\partial t} \right)_E = \left(1 - \frac{1}{c} \frac{rE^2}{16\pi\sigma} \right) \left(\frac{\partial h}{\partial t} \right)_{E=0},$$

из которой следует, что в поле $(\partial h / \partial t)$ должно уменьшаться пропорционально E^2 , что и подтверждается экспериментально [48].

Мы полагаем, что наблюдаемая нами временная зависимость магнитной восприимчивости деформированных монокристаллов цинка может быть объяснена процессом залечивания микротрещин в присутствии электрического поля. Этот вывод следует также из того факта, что параллельно с изменением магнитных свойств происходило упорядочение структуры поверхности.

Известно [49], что после залечивания трещин в кристалле остает-

ся цепочка дислокаций. Это обстоятельство было проверено нами с помощью металлографического микроскопа NU2 Carl Zeiss Jena при увеличении $\times 1000$. Оказалось, что каждый раз на поверхности образцов после выдержки их в конденсаторе, образовывались четко видимые дислокационные полосы, что также свидетельствует, по нашему мнению, о процессе залечивания трещин под действием электрического поля.

3. ВЛИЯНИЕ СЛАБОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА СПЕКТРАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ФОТОПРОВОДИМОСТИ И МАГНИТНУЮ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ GaAs И Si

Полупроводниковые материалы при их использовании для изготовления приборов или для научных исследований, обычно подвергаются механической обработке — резке, шлифовке, полировке.

Во всех этих случаях на поверхности монокристаллов образуется нарушенный слой, содержащий, как правило, высокие концентрации структурных дефектов, которые могут играть роль электрически активных центров, имеющих характер одно- или многозарядных ионизованных доноров и акцепторов. Так, например, при исследовании постоянной Холла в InAs p -типа было установлено, что в кристалл в процессе шлифовки вводятся примеси и дефекты, приводящие к поверхностной проводимости n -типа [50]. Согласно [51] полировка поверхности может привести к появлению дислокаций, действующих как доноры. Отрицательный знак магнитосопротивления в InSb n -типа удалось изменить путем поверхностной обработки кристалла [52]. Изучение неравновесных процессов в нарушенном слое полупроводника и разработка методов управления его структурой могут дать дополнительную информацию об электронном спектре локальных состояний, возникающих при поверхностной обработке.

В качестве объектов исследований нами были выбраны кремний и арсенид галлия. Роль информативных параметров играли спектральное распределение фотопроводимости $S(h\nu) = I_{ph}/I_{ph\ max}$, зависящее от энергетической структуры материала и наличия в нем дефектов, и магнитная восприимчивость тех же образцов $\chi(H)$.

Роль внешнего воздействия на структуру поверхности образцов выполняло слабое постоянное магнитное поле $H \leq 0,3$ Тл, что соответствует энергии взаимодействия электрона с магнитным полем $\sim 10^{-5}$ эВ.

Измерения выполнялись на образцах Si n -типа с удельным сопротивлением $\rho = 62$ Ом·см, $n = 10^{14}$ см $^{-3}$, подвижностью $\mu_n = 10^3$ см 2 /(В·с); образцах GaAs n -типа, так называемых «чистых», специально не легированных с $\rho = 92$ Ом·см, $n = 3 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$ и $\mu_n = 2 \cdot 10^3$ см 2 /(В·с), и образцах легированных кислородом GaAs(O) с $\rho \approx 10^4$ Ом·см.

Размеры образцов были равны $1,5 \times 0,5 \times 0,3$ см. Спектральные характеристики фотопроводимости исследовались в режиме постоянного напряжения ($R_{\text{нагр}} \ll R_{\text{обр}}$). В качестве источника излучения использовался монохроматор ИКС-21, свет от источника модулировался механическим модулятором с частотой 167,4 Гц. Все измерения выполнялись при комнатной температуре. Омические контакты к Si изготовлялись путем сплавления Sn, к GaAs сплавлением In.

Измерения проводились в следующей последовательности: записывались кривые $S(h\nu)$ и $\chi(H)$ исходных полированных и протравленных образцов GaAs и Si. В качестве травителей использовались для Si — $\text{HNO}_3:\text{HF}:\text{CH}_3\text{COOH}$ (3:1:1); для GaAs — $\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$ (3:1:1). После этого кристаллы подвергались всестороннему шлифованию свободным абразивом М-14 с водой на стеклянной плите. Глубина нарушенного слоя определялась последовательным стравливанием и для образцов кремния составляла $\sim 11\text{--}15$ мкм, для GaAs $\sim 25\text{--}30$ мкм. Шлифованные образцы промывались в проточной дистиллированной воде, спирте и высушивались, затем повторялась запись кривых $S(h\nu)$ и $\chi(H)$. Далее шлифованные кристаллы помещались в постоянное магнитное поле напряженностью $H = 0,286$ Тл, где находились в течение месяца и снова исследовались зависимости $S(h\nu)$ и $\chi(H)$.

На Рис. 2–4 приведены результаты измерений $S(h\nu)$. Видно, что на спектрах исходных образцов GaAs и GaAs(O) (Рис. 2, 3 кривые 1) проявляются только собственные максимумы, характерные для GaAs ($h\nu_{\text{max}} \approx 1,43$ эВ). После шлифовки «чистых» кристаллов GaAs

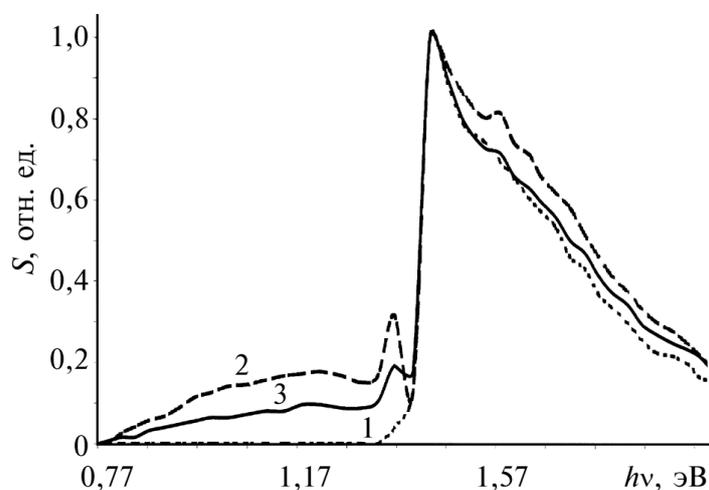


Рисунок 2. Спектральное распределение фотопроводимости «чистого» GaAs при комнатной температуре: 1 — политонный образец, 2 — шлифованный образец, 3 — после экспозиции в магнитном поле.

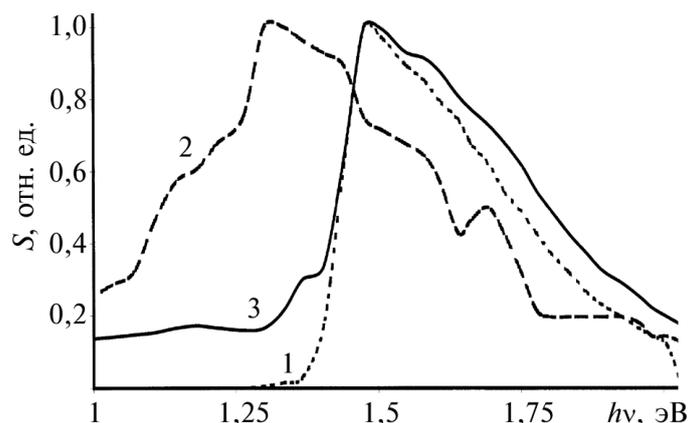


Рисунок 3. Спектральное распределение фотопроводимости GaAs, легированного кислородом, при комнатной температуре: 1 — полированный образец, 2 — шлифованный образец, 3 — после экспозиции в магнитном поле.

(Рис. 2, кривая 2) в области $h\nu = 0,77\text{--}1,37$ эВ наблюдается широкая примесная полоса и узкий максимум при 1,37 эВ. Менее чувствительной к шлифовке оказалась фотопроводимость в области собственного поглощения. Однако и в этом случае фототок незначительно увеличивается. Последующая экспозиция в магнитном поле в течение указанного времени приводила к заметному уменьшению фототока в области примесного и собственного поглощения (Рис. 2, кривая 3).

Особенно заметно влияние шлифовки и магнитной обработки на кривых $S(h\nu)$ образцов GaAs(O). Из Рис. 3 следует, что после шлифовки поверхности на зависимости $S(h\nu)$ возникают четыре пика фототока (кривая 2) при: $h\nu_1 = 1,15$ эВ, $h\nu_2 = 1,32$ эВ, $h\nu_3 = 1,42$ эВ и $h\nu_4 = 1,7$ эВ, тогда как экспозиция в магнитном поле заметно приближает кривую $S(h\nu)$ к виду, характерному для исходных образцов (кривая 3). Оставляя на будущее вопрос о природе фотопроводимости кристаллов GaAs с разупорядоченным поверхностным слоем, можно утверждать, что экспозиция в слабом магнитном поле заметно влияет на структуру нарушенного слоя.

Более слабые эффекты, наблюдаемые для Si (Рис. 4) можно объяснить меньшей толщиной нарушенного слоя и меньшим числом дефектов структуры, возникающих при шлифовке. Так, например, известно, что такое механическое свойство как критическое напряжение образования дислокаций у кремния намного выше, чем у других полупроводниковых материалов: у Si — (900–1500) кПа, у GaAs — 70 кПа. Поэтому кристаллы кремния, даже после шлифовки, имеют более совершенную структуру, по сравнению с GaAs.

Известно, что МВ полупроводников можно представить в виде

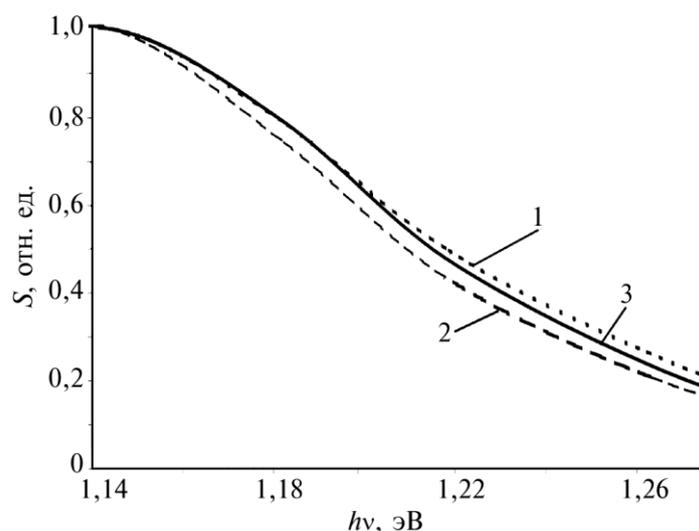


Рисунок 4. Спектральное распределение фотопроводимости n -Si при комнатной температуре: 1 — полированный образец, 2 — шлифованный образец, 3 — после экспозиции в магнитном поле.

суммы трех слагаемых: диамагнитной восприимчивости решетки, парамагнитной восприимчивости атомов примеси и восприимчивости носителей заряда. Оценки показали, что в нашем случае, содержание примесей и свободных электронов в исходных образцах слишком мало, для того чтобы они могли внести существенный вклад в восприимчивость. Можно предположить, что суммарная восприимчивость исследованных кристаллов определяется решеточной составляющей и при разупорядочении поверхностного слоя будет изменяться. В связи с этим, одновременно с изучением спектральных характеристик выполнялись измерения полевых зависимостей МВ. МВ всех исследованных образцов диамагнитна, то есть определяется решеточной составляющей, не зависит от температуры и магнитного поля H . Отметим, что полученные нами значения χ для полированных образцов близки к табличным величинам: для Si — $\chi = -0,112 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3/\text{г}$; GaAs — $\chi = -0,224 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3/\text{г}$. После шлифовки все исследованные образцы становились более диамагнитными (Рис. 5). Экспозиция в слабом магнитном поле практически восстанавливала исходное значение МВ с заметным увеличением парамагнетизма. Следует отметить, что все указанные эффекты снимались обратимым образом полировкой и травлением поверхности.

Таким образом, видно, что шлифовка кристаллов GaAs и Si вызывает в приповерхностной области генерацию значительных концентраций структурных дефектов, определяющих примесную фотопроводимость и магнитную восприимчивость. Роль таких дефектов мо-

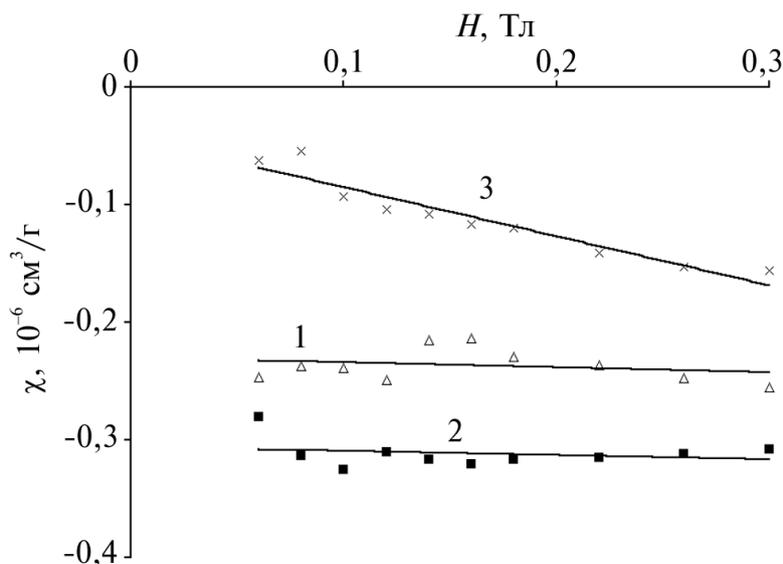


Рисунок 5. Полевая зависимость магнитной восприимчивости образца GaAs, легированного кислородом при комнатной температуре: 1 — полированный образец, 2 — шлифованный образец, 3 — после экспозиции в магнитном поле.

гут играть микротрещины, дислокации или их скопления, комплексы атомов решетки с примесными атомами и т.д. [53]. В любом случае концентрация электронов в местах образования дефектов, независимо от их природы, будет отличаться от концентрации в окружающем материале.

Как уже отмечалось, концентрация свободных носителей заряда в исследованных нами образцах слишком мала, чтобы повлиять на магнитную восприимчивость кристалла в целом. Однако электроны, локализованные на дефектах, создают высокие значения локальной электронной плотности и поэтому существенно влияют на локальные магнитные свойства в окрестности дефекта. По этой причине, в нарушенной области устанавливаются поля случайных величин $\chi(x)$ [54, 55]. Во внешнем магнитном поле $M(x) = \chi(x)H$ будет зависеть от структуры дефекта и его заряда в данной точке. Приращение энергии такой системы ΔW всегда положительно и может быть представлено в виде $\Delta W = (1/V) \int H dM$, где $dM = H d\chi(x)$. МВ структурно-неоднородных кристаллов диамагнитна, поскольку связана с увеличением полной энергии системы в целом.

Между неоднородно намагниченными областями будет действовать сила, величина которой определяется градиентом магнитной энергии $F = (1/2) \text{grad} \int \chi(x) H^2 dV$, где dV — элемент объема. Под действием силы F неоднородное распределение электронов в припо-

верхностной области будет выравниваться, что, в свою очередь, с течением времени приведет к перераспределению примесей и залечиванию дефектов [46, 47]. Внешним проявлением этих процессов будет наблюдаемое нами исчезновение примесных уровней и изменением магнитной восприимчивости шлифованных образцов GaAs и Si после экспозиции в магнитном поле.

Отметим, что проявление МДЭ наблюдалось нами в полупроводниковых кристаллах InSb, а также твердых растворах InSb–CdTe [56]. Причем основные закономерности эффекта (управление его особенностями с помощью постоянного магнитного поля) были такими же, как и для рассмотренных материалов GaAs и Si.

4. ВЫВОДЫ

Несмотря на внешнюю несхожесть проявления магнитодеформационного эффекта в таких различных по своим физическим свойствам кристаллов как цинк, кремний, арсенид галлия, в основе эффекта лежат общие причины, обусловленные, по нашему мнению, нарушением кристаллической структуры приповерхностного слоя и связанного с этим перераспределением электронной плотности.

По этой причине в нарушенных областях устанавливаются поля случайных величин намагниченности. Под действием внешних электрических и магнитных полей неоднородное распределение электронов будет выравниваться, что, в свою очередь, приведет к перераспределению и залечиванию дефектов.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, И. В. Ректина, Ф. Ф. Лаврентьев, *Кристаллография*, **35**, № 4: 1014 (1990).
2. И. В. Альшиц, Е. В. Даринская, Т. М. Перекалина, А. А. Урусовская, *ФТТ*, **29**: 467 (1987).
3. Ю. И. Головин, О. Л. Казакова, Р. Б. Моргунов, *ФТТ*, **35**: 1384 (1993).
4. А. Е. Смирнов, А. А. Урусовская, *ФТТ*, **29**: 852 (1987).
5. Yu. I. Golovin, R. B. Morgunov, D. V. Lopatin, and A. A. Baskakov, *Phys. Stat. Sol. (A)*, **160**: R. 3 (1997).
6. Э. П. Белозерова, А. А. Светашев, В. Л. Красников, *Изв. РАН. Сер. физич.*, **61**: 291 (1997).
7. А. А. Урусовская, И. В. Альшиц, А. Е. Смирнов, Н. Н. Беккауер, *Письма в ЖЭТФ*, **65**, № 6: 470 (1997).
8. В. П. Лебедев, В. С. Крыловский, *Письма в ЖЭТФ*, **36**, № 1: 3 (1982).
9. И. В. Альшиц, Е. В. Даринская, Е. А. Петржик, *Изв. вузов. Черн. мет.*, **10**: 85 (1990).
10. Ю. И. Головин, Р. Б. Моргунов, *Письма в ЖЭТФ*, **61**: 583 (1995).
11. И. В. Альшиц, Е. В. Даринская, О. Л. Казакова, *Письма в ЖЭТФ*, **62**: 352 (1995).

12. И. В. Альшиц, Е. В. Даринская, О. Л. Казакова, *ЖЭТФ*, **111**: 615 (1997).
13. M. I. Molotskii and V. N. Fleurov. *Phys. Rev. Lett.*, **78**: 1 (1997).
14. M. I. Molotskii and V. N. Fleurov. *Phys. Rev. B*, **52**: 15829 (1995).
15. M. I. Molotskii, E. R. Kris, and V. N. Fleurov, *Phys. Rev. B*, **51**: 12531 (1995).
16. Е. Г. Швидковский, Н. А. Тяпунина, Э. П. Белозерова, *Кристаллография*, **7**, № 3: 471 (1962).
17. Н. В. Загоруйко, *Кристаллография*, **10**, № 1: 81 (1965).
18. А. А. Урусовская, *УФН*, **96**, № 1: 39 (1968).
19. Л. Б. Зуев, В. Е. Громов, В. П. Сергеев, *УФН*, **19**, № 7: 1120 (1974).
20. С. П. Никаноров, Б. К. Кардашов, *Упругость и дислокационная неупругость кристаллов* (Москва: Наука: 1985).
21. М. С. Аблова, *ФТТ*, **6**, № 10: 3159 (1964).
22. М. С. Аблова, *ФТТ*, **7**, № 9: 2740 (1965).
23. А. В. Зарецкий, Ю. А. Осипьян, В. Ф. Петренко, *ФТТ*, **20**, № 6: 1442 (1978).
24. Л. Г. Кириченко, В. Ф. Петренко, Г. В. Уймин, *ЖЭТФ*, **74**, № 2: 742 (1978).
25. Ю. А. Осипьян, В. Ф. Петренко, *ДАН СССР*, **226**, № 4: 803 (1976).
26. Л. Б. Зуев, М. Г. Токмашев, Н. С. Сидоров, *Физ.-химия обработки материалов*, № 2: 32 (1971).
27. Л. Б. Зуев, О. К. Царев, Н. К. Дорошенко, В. Д. Мальцев, *Электрон. обр. матер.*, № 6: 46 (1974).
28. Л. Б. Зуев, Д. Е. Громов, В. П. Сергеев, А. Н. Нарожный, *Изв. вузов. Физика*, № 5: 16 (1975).
29. М. И. Молоцкий, *ФТТ*, **33**, № 10: 3112 (1991).
30. И. В. Альшиц, Е. В. Даринская, Е. А. Петржик, *ФТТ*, **33**: 3001 (1991).
31. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, Е. А. Петржик, *ФТТ*, **35**: 320 (1992).
32. E. J. Sharp and D. A. Avery, *Phys. Rev.*, **158**, No. 2: 511 (1967).
33. М. И. Молоцкий, *ФММ*, **54**, № 1: 28 (1982);
34. М. И. Молоцкий, *ФММ*, **58**, № 3: 458 (1984).
35. А. В. Бродовой, И. К. Засимчук, В. Г. Колесниченко и др., *Докл. НАН Украины*, № 4: 109 (1997).
36. А. В. Бродовой, В. Г. Колесниченко, С. П. Колесник и др., *Металлофиз. и новейшие технол.*, **19**, № 11: 73 (1997).
37. А. В. Бродовой, В. Г. Колесниченко, С. М. Солонин, В. В. Скороход, *Порошк. металлургия*, № 3–4: 25 (1998).
38. A. V. Brodovoi, V. G. Kolesnichenko, V. V. Skorokhod, S. M. Solonin, S. P. Kolesnik, V. A. Brodovoi, G. A. Zykov, and O. S. Zinets, *Proc. SPIE: Fourth International Conference on Material Science and Material Properties for Infrared Optoelectronics*, **3890**: 253 (1999).
39. А. В. Бродовой, Г. А. Зыков, В. П. Кладько, В. Г. Колесниченко, Д. В. Лоцко, А. Г. Попов, А. П. Рачек, С. М. Солонин, В. В. Скороход, *Металлофиз. и новейшие технол.*, **21**, № 1: 45 (2000).
40. А. В. Бродовой, В. Г. Колесниченко, В. А. Бродовой, В. В. Скороход, *Металлофиз. и новейшие технол.*, **22**, № 4: 13 (2000).
41. И. Я. Дехтяр, В. С. Михаленков, *ФТТ*, **5**, № 10: 2997 (1963).
42. А. И. Дерягин, В. А. Павлов, К. Б. Власов, С. П. Грубова, *ФММ*, **32**, № 6: 1231 (1971).
43. А. И. Дерягин, В. А. Павлов, К. Б. Власов, *ФММ*, **34**, № 2: 279 (1972).
44. А. И. Дерягин, В. А. Павлов, К. Б. Власов, В. Ф. Шишминцев, *ФММ*, **41**, № 5: 1101 (1976).

45. И. Я. Дехтяр, Р. Г. Федченко, *ФТТ*, **7**, № 3: 893 (1965).
46. C. Herring, *Structure and Properties of Solid Surfaces* (Chicago: Chicago Univers. Press: 1963), P. 5.
47. C. Herring, *The Physics of Powder Metallurgy* (Ed. W. E. Kingston) (New York: McGraw Book Co: 1951), P. 143.
48. J. Barbour, F. M. Charbonnier, W. W. Polan, W. P. Dyke, E. E. Martin, and J. K. Trolan, *Phys. Rev.*, **117**: 1452 (1960).
49. М. П. Шаскольская, Ван Янь-Вонь, Гу Шу-Чжао, *Кристаллография*, **6**: 605 (1961).
50. H. Rupprecht, *Zs. Naturforsch*, **13**: 1094 (1958).
51. J. R. Dixon, *Journ. Appl. Phys.*, **30**: 1412 (1959).
52. R. F. Broom, *Proc. Phys. Soc.*, **71**: 470 (1958).
53. В. Ф. Мачулин, В. И. Хрупа, *Рентгеновская диагностика структурного совершенства слабо искаженных кристаллов* (Киев: Наукова думка: 1995).
54. A. K. Rajagopal and S. D. Mahanti, *Phys. Rev.*, **158**, No. 2: 353 (1967).
55. K. A. Brueckner and K. Sawada, *Phys. Rev.*, **112**: 328 (1963).
56. A. V. Brodovoi, V. G. Kolesnichenko, V. V. Skorokhod, V. A. Brodovoi, L. M. Khnorozok, and O. S. Zinets, *Abs. of V Int. Conf. 'Material Science and Material Properties for Infrared Optoelectronics'* (Proc. SPIE): 83 (2000).