

Дислокационная электрическая проводимость синтетических алмазных пленок

© С.Н. Самсоненко[¶], Н.Д. Самсоненко

Донбасская национальная академия строительства и архитектуры,
86123 Макеевка, Украина

(Получена 10 июня 2008 г. Принята к печати 25 июня 2008 г.)

Исследована связь электрического сопротивления монокристаллических гомоэпитаксиальных и поликристаллических алмазных пленок с их внутренней структурой.

Установлено, что электрическая проводимость нелегированных образцов гомоэпитаксиальных и поликристаллических алмазных пленок непосредственно связана с плотностью дислокаций в них. Получено выражение, связывающее удельное сопротивление ρ ($\sim 10^{13} - 10^{15}$ Ом·см) с плотностью дислокаций Γ ($\sim 10^{14} - 4 \cdot 10^{16}$ м⁻²). Характер этой зависимости для обеих групп гомоэпитаксиальных и поликристаллических алмазных пленок является близким. В тонких ($\sim 1 - 8$ мкм) гомоэпитаксиальных и поликристаллических алмазных пленках наблюдается дислокационная проводимость по малоугловым дислокационным границам между блоками мозаики. Энергия активации дислокационных акцепторных центров определена из температурной зависимости электропроводности. Она равна ~ 0.3 эВ. Электропроводность толстых алмазных пленок ($h > 10$ мкм) с удельным сопротивлением $\rho \approx 10^8$ Ом·см определяется проводимостью межкристаллитных границ, которые имеют неалмазную гидрогенезированную структуру.

Проводится сравнение электронных свойств алмазных пленок с электронными свойствами природных полупроводниковых алмазов типа IIb и типа Ic, у которых энергия активации дислокационных акцепторных центров равна 0.2–0.35 эВ и которые определяют их дырочную проводимость.

PACS: 61.72.Dd, 61.72.Nh, 61.72.Lk, 72.80.-r

1. Введение

Открытие метода синтеза алмазных пленок (АП) и покрытий из газовой фазы при низких давлениях и температурах делает алмаз доступным для систематических исследований [1]. Алмаз с его большой шириной запрещенной зоны (~ 5.6 эВ) является очень сложным объектом исследования его физических свойств.

Большинство исследователей не учитывают два важных обстоятельства. Во-первых, в материалах с большой шириной запрещенной зоны примесные атомы образуют инверсную систему энергетических уровней в запрещенной зоне: донорные примеси образуют глубокие донорные уровни, расположенные у потолка валентной зоны, а акцепторные примеси образуют акцепторные уровни ближе ко дну зоны проводимости. Подобная ситуация давно известна ученым, которые занимаются изучением поверхностных центров в традиционных полупроводниках.

Во-вторых, полупроводниковые алмазы типа IIb имеют мозаичную структуру с большим количеством дислокаций. Ланг и его сотр. [2] показали, что алмазы типа IIb появились в результате пластической деформации „безазотных“ алмазов типа IIa в естественных условиях. Мы детально исследовали электронные свойства также пластически деформированных в естественных условиях, но „азотных“ алмазов типа I, которые мы назвали алмазами типа Ic [3].

Оказалось, что независимо от типа исходных алмазов пластическая деформация в естественных условиях приводит к одним и тем же необычным электронным

свойствам в них (особые полосы поглощения в видимой и ИК-областях спектра, к специфической фотопроводимости, к дырочной электрической проводимости с близкими значениями энергии активации (0.2–0.36 эВ) акцепторных центров, которые являются парамагнитными и др.).

Алмазы типа IIb и алмазы типа Ic [3] отличаются друг от друга только количественно. Наши дальнейшие исследования алмазов типа Ic показали, что в них электрическая проводимость и другие электронные свойства связаны с протяженными структурными дефектами — дислокациями. Ненасыщенные углеродные связи в ядре дислокаций образуют дислокационные акцепторные центры (ДАЦ), обеспечивают дырочную проводимость и одновременно являются парамагнитными центрами [4]. Дислокации мы создавали в лабораторных условиях в природных и синтетических алмазах [5–7]. Проведенные нами экспериментальные исследования подтвердили, что полупроводниковая проводимость алмазов обусловлена дислокациями.

В настоящей работе поставлена задача детального изучения связи сложной внутренней структуры нелегированных монокристаллических и поликристаллических алмазных пленок с их электрической проводимостью.

2. Внутренняя структура нелегированных синтетических алмазных пленок

Предшествующие наши исследования нелегированных синтетических алмазных пленок показали, что они имеют очень сложную внутреннюю структуру, основой ко-

[¶] E-mail: snsamsonenko@mail.ru

торой являются малоугловые дислокационные границы между блоками мозаики (БМ) и границы между кристаллитами, представляющие собой гидрогенезированную неалмазную фазу углерода [4,8].

2.1. Монокристаллические и поликристаллические гомоэпитаксиальные алмазные пленки ГЭАП

Образцы ГЭАП, выращенные в Институте физической химии РАН, предоставленные нам для исследований, имели толщину от 1.65 до 100 мкм. Тонкие (до 10 мкм) образцы ГЭАП являются монокристаллическими и имеют внутреннюю структуру, наиболее близкую к внутренней структуре природных полупроводниковых алмазов типа *IIb*. Различие заключается в следующем. Химически активный водород из среды синтеза АП соединяется с ненасыщенными углеродными связями в ядре дислокаций и уменьшает таким образом число ДАЦ. Измеренные нами значения удельного сопротивления ГЭАП указывают на очень низкую концентрацию свободных от водорода ДАЦ ($4.5 \cdot 10^2 - 2 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$). Такие концентрации ДАЦ делают их недоступными для изучения методом ЭПР.

Но в тонких образцах ГЭАП и ПАП имеет место иной ЭПР-спектр, состоящий из одиночной линии с $g \cong 2.0028$ и шириной $\Delta H = 2-6 \text{ Э}$, который, согласно работе [9], обусловлен сложными парамагнитными дефектами *H1*, образованными вакансиями и водородом в виде таких парамагнитных центров, как $(V + H)^*$.

Учитывая тот факт, что при температурах синтеза АП (вблизи 1273 К) одновременно с дислокациями, составляющими малоугловые дислокационные границы между БМ, формируются также термодинамически равновесные вакансии. Эти вакансии локализируются преимущественно в окрестности дислокаций, вследствие того что энергия связи атомов углерода в окрестности дислокаций меньше, чем вдали от дислокаций.

Из нашего анализа [10] следует, что весовая плотность мозаичных алмазов является меньшей за счет увеличения их общего объема. Это обусловлено расширением алмазной решетки в дислокационных границах между БМ. Приближенная оценка этого относительного расширения для мозаичных алмазов показала значение от 1 до 10%.

Это позволило нам оценить среднюю энергию связи атомов углерода в расширенных границах между блоками мозаики в ГЭАП и определить приблизительно количество в них термодинамически равновесных вакансий при температурах синтеза. Так как в растущих алмазных пленках из-за близости к поверхности на плоскостях роста преимущественно образуются точечные дефекты по Шоттки (углеродные вакансии), считается, что основной вклад в энергию образования этих дефектов составляет энергия связи атомов углерода с соседними атомами. В обычной решетке алмаза эта энергия равна $\sim 5 \text{ эВ}$, а в

расширенной решетке границ, по нашим оценкам, она примерно равна 4.56 эВ. Вычисления также показали, что примерно 90% вакансий входят в расширенные границы между БМ и только 10% входят в объем блоков. Сами же вакансии, соединяясь с химически активным водородом из газовой среды роста ГЭАП, образуют парамагнитные центры *H1*. Экспериментально мы установили, что их концентрация растет с увеличением толщины пленок почти по линейному закону в интервале толщин 1–10 мкм, что хорошо согласуется с уменьшением размера БМ при росте их толщины. Отсюда следует, что плотность дислокаций, образующих БМ, также растет при увеличении концентрации парамагнитных центров. Это может служить альтернативой рентгенодифракционному методу оценки плотности дислокаций в ГЭАП, так как в них очень сложно разделить рентгеновские отражения синтезированных алмазных пленок от соответствующих отражений алмазных подложек. Для решения подобных задач создаются специальные нестандартные рентгенодифракционные установки.

Поэтому для оценки плотности дислокаций в относительно тонких образцах ГЭАП мы применили косвенный метод их оценки по интенсивности спектра ЭПР от парамагнитных центров *H1*.

Для реализации этого метода мы построили зависимость концентрации ЭПР-центров $N_s(h)$ от толщины образцов ГЭАП, которая представлена на рис. 1. Из рисунка видно, что в интервале толщины ГЭАП от 0 до 10 мкм с учетом точности измерения концентрации парамагнитных центров $\pm 35\%$ можно линеаризовать эту зависимость и записать ее линейным выражением

$$N_s(h) = B \cdot h, \quad (1)$$

где коэффициент пропорциональности $B \approx 1.54 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-4}$, h — толщина образцов ЭАП в сантиметрах.

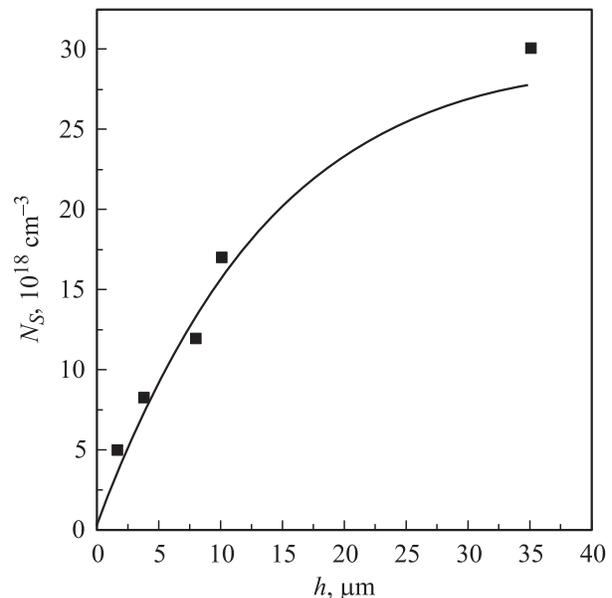


Рис. 1. Зависимость концентрации парамагнитных центров *H1* от толщины нелегированных образцов ГЭАП.

Таблица 1. Структурные и электронные параметры алмазных пленок

Тип АП	Образец	Толщина h , мкм	Размеры блоков D , нм	Микроискажения $\varepsilon \cdot 10^3$	Концентрация спинов N_S , см ⁻³	Локальная плотность дислокаций Γ , м ⁻²	Удельное сопротивление ρ , Ом · см	Литература
ГЭАП	ГЭАП-1	1.65	—	—	$3.1 \cdot 10^{18}$	$0.6 \cdot 10^{14}$	$3 \cdot 10^{13}$	[4]
	ГЭАП-2	3.7	—	—	$5.7 \cdot 10^{18}$	$3.5 \cdot 10^{14}$	$3.7 \cdot 10^{10}$	[4]
	ГЭАП-3	7.8	1000	—	$1.2 \cdot 10^{19}$	$7.5 \cdot 10^{14}$	$1.6 \cdot 10^9$	[4]
	ГЭАП-4	35	—	—	—	—	$2 \cdot 10^8$	[4]
	ГЭАП-5	100	—	—	—	—	$1.3 \cdot 10^8$	[4]
ПАП	ПАП-11	5.8	57	1.6	—	$1.3 \cdot 10^{16}$	$6.5 \cdot 10^7$	[11]
	ПАП-17	5.1	49	2.5	—	$1.7 \cdot 10^{16}$	$2 \cdot 10^7$	[11]
	ПАП-13	5.8	34	1.8	—	$2.1 \cdot 10^{16}$	$5.5 \cdot 10^5$	В этой работе
	ПАП-23	5.2	22	2.1	—	$3.4 \cdot 10^{16}$	$3.3 \cdot 10^5$	[11]
	ПАП-25	4.0	19	2.0	—	$4.2 \cdot 10^{16}$	$9.8 \cdot 10^4$	В этой работе

Так как концентрация вакансий и плотность дислокаций являются функциями толщины ГЭАП, для оценки плотности дислокаций в тонких образцах необходимо знание плотности дислокаций хотя бы для одного образца, второй точкой является начало отсчета, когда $h = 0$, $N_s(h) = 0$ и соответственно $\Gamma = 0$, и измеренные концентрации парамагнитных центров $H1$ исследуемых образцов. В наших экспериментах эталоном служил образец ГЭАП-3, у которого на сканирующем электронном микроскопе было определено среднее значение размера БМ. Это значение D примерно равно 1 мкм. По величине размера БМ оценивалась плотность дислокаций, которая была пересчитана в локальную плотность дислокаций Γ , введенную для характеристики границ раздела между двумя кристаллами с близкими значениями параметров их элементарных ячеек [10]. В случае ГЭАП значение Γ определяется разностью значений параметра элементарной ячейки блоков и расширенной алмазной решетки между БМ. Для ГЭАП-3 получено $\Gamma = 7.5 \cdot 10^{14}$ см⁻².

2.2. Поликристаллические алмазные пленки

Нелегированные поликристаллические алмазные пленки (ПАП) выращивались нами методом ВХТР [1] из газовой фазы на подложках из монокристаллического кремния [10]. В этом эксперименте образцы ПАП мы получали из смеси водорода с метаном (98% водорода, 2% метана). Температура подложек поддерживалась около значений 1073, 1173 и 1273 К. Рабочее давление газовой смеси составляло 80, 160 и 240 Торр. Активатор из графита нагревался до температуры ~ 2273 К. Исследуемые нами алмазные пленки имели толщину от 4 до 6 мкм.

Внутренняя структура ПАП нами рассматривалась в ряде работ [8]. В соответствии с результатами [8] под кристаллитами мы понимаем крупные зерна алмаза с линейными размерами, близкими к толщине алмазных пленок (несколько микрон). Сами же кристаллиты состоят из более мелких блоков субструктуры с размерами от 20 до 100 нм, которые могут быть областями когерентного рассеяния (ОКР) или БМ. Так как алмаз имеет

малую анизотропию, то ОКР и БМ являются близкими по размерам. Рентгено-дифракционный метод позволил по размерам этих блоков и микроискажениям оценить плотности дислокаций в исследуемых образцах ПАП. Методика этой процедуры достаточно полно описана в наших работах [10,11]. Параметры внутренней структуры образцов ПАП представлены в табл. 1.

3. Электрическая проводимость ГЭАП и ПАП

На основе результатов исследования дислокационной структуры ГЭАП и ПАП мы поставили задачу исследовать ее влияние на электропроводность относительно тонких образцов ГЭАП и ПАП, толщина которых лежит в интервале 1–10 мкм.

3.1. Гомоэпитаксиальные алмазные пленки

Мы провели измерение удельного сопротивления образцов ГЭАП с помощью электрометрического усилителя У2-7 и вольтметра В7-40/5 при комнатной температуре.

Подключение пленок к измерительной схеме осуществлялось контактами, приготовленными из аквадага. Контакты были омическими. Результаты этих измерений представлены в табл. 1, на основе которой мы построили зависимость удельного сопротивления от плотности дислокаций I на рис. 2.

На основе метода феноменологической параметризации экспериментальной зависимости удельного сопротивления получено описание удельного сопротивления ρ как функции локальной плотности дислокаций:

$$\rho = \frac{\rho_0}{(\Gamma/\Gamma_0)^n}, \quad (2)$$

где $\rho_0 \approx 3 \cdot 10^{13}$ Ом · см — удельное сопротивление образца ГЭАП-1 при $\Gamma = \Gamma_0$. Величина $\Gamma_0 \approx 1.6 \cdot 10^{14}$ м⁻² определена нами методом ЭПР на водород-родственных

вакансиях, локализованных в окрестностях дислокаций [4], Γ — локальная плотность дислокаций исследуемых образцов, $n = 6.5$. Мы полагаем, что численные значения ρ_0 и n определяются случайными процессами токопереноса в АП.

Кроме этого, мы в образцах ГЭАП-2, ГЭАП-3 и ГЭАП-5 провели измерения температурной зависимости их электропроводности, из которой были определе-

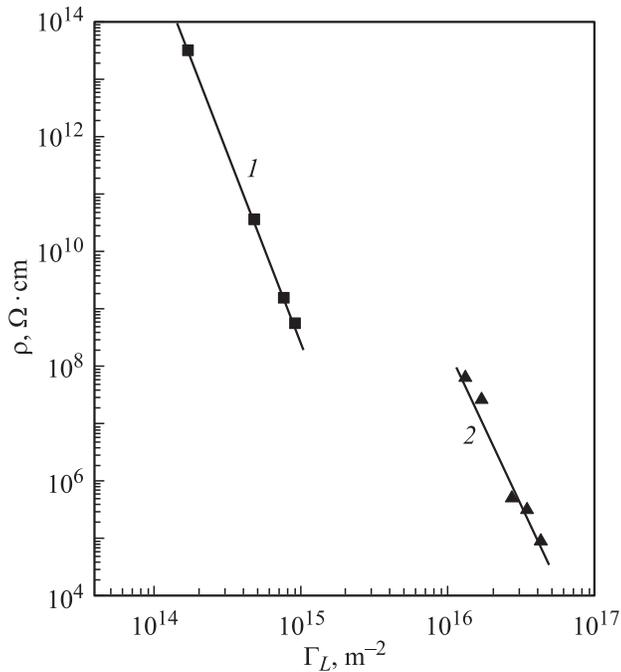


Рис. 2. Зависимость удельного сопротивления тонких образцов АП от плотности дислокаций в них: 1 — ГЭАП, 2 — ПАП.

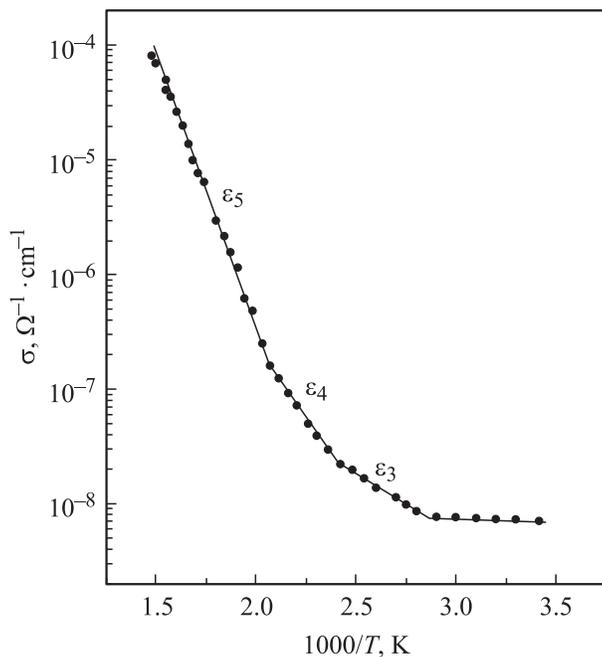


Рис. 3. Зависимость удельной электропроводности нелегированного образца ГЭАП-5 от обратной температуры.

Таблица 2. Уровни энергии активации в ГЭАП

Параметры	Образцы ГЭАП		
	ГЭАП-2	ГЭАП-3	ГЭАП-5
h , мкм	3.7	7.8	100
ε_3 , эВ	0.21	0.24	0.27
ε_4 , эВ	0.96	1.12	1.24
ε_5 , эВ	1.30	1.96	2.22

ны энергии активации электрически активных центров в них.

Измерения проводились в интервале температур от 293 до 673 К. На рис. 3 представлена температурная зависимость электропроводности от обратной температуры для образца ГЭАП-5. В этом образце получены энергии следующих электрически активных центров: дислокационных $\varepsilon_3 = 0.27$ эВ, которая близка к ε_3 в объемных природных полупроводниковых монокристаллах алмаза. Уровни $\varepsilon_4 = 1.24$ эВ и $\varepsilon_5 = 2.22$ эВ соответствуют уровням ε_4 и ε_5 в природных и синтетических монокристаллах алмаза.

Группа уровней ε_3 появляется в алмазах в результате их пластической деформации как в естественных, так и в лабораторных условиях. Эта группа включает в себя уровни примерно от 0.2 до 0.36 эВ.

Следует также отметить, что с уменьшением толщины образцов ГЭАП уровни энергии ε_3 , ε_4 и ε_5 понижаются. Это явление, мы полагаем, можно объяснить уменьшением энергии связи атомов вблизи поверхности за счет удлинения этих связей, которое может быть обусловлено реконструкцией структуры поверхности (табл. 2).

Кроме того, наши исследования температурной зависимости энергии активации электрически активных центров показали, что в интервале толщин 10–100 мкм происходит не только изменение внутренней структуры ГЭАП, но и происходит также переход от чисто дислокационной проводимости к смешанной. Таким образом, начиная с ~ 10 мкм величина удельного сопротивления выходит на насыщение и не связана с увеличением плотности дислокаций, а определяется сопротивлением гидрогенизированных алмазоподобных границ между кристаллитами ($\sim 10^8$ Ом·см [12]). Но накопление заряда на границах кристаллитов управляется их дислокационной проводимостью.

3.2. Поликристаллические алмазные пленки

К поликристаллическим алмазным пленкам контакты изготавливались следующим образом. Через маску с помощью электронно-лучевого напыления наносился слой титана. Этот слой покрывался с помощью термовакуумного распыления слоем золота. Прогрев при 703 К в течение 30 мин приводит к тому, что приповерхностный слой титана карбидизируется, и контакты приобретают

омический характер. Слой золота предохраняет титан от окисления.

Удельное сопротивление ПАП определялось по данным измерения тока и напряжения цифровыми измерительными приборами В7-40/5 и В7-49.

Полученные значения ρ приведены в табл. 1, по данным которой на рис. 2 представлена зависимость 2 удельного сопротивления ПАП от плотности дислокаций в них. Для ПАП-II $\rho_0 \approx 6.5 \cdot 10^7$ Ом·см и $n = 5.84$. На рис. 2 показано, что зависимости удельного сопротивления от плотности дислокаций в относительно тонких образцах ГЭАП и ПАП имеют близкий характер. Но для образцов ПАП зависимость ρ от Γ смещена к более высоким значениям Γ . Это можно объяснить уменьшением интегральной подвижности носителей заряда в ПАП, так как дырки преодолевают алмазоподобные границы между кристаллитами с меньшей дрейфовой подвижностью, чем они движутся в дислокационных зонах вдоль дислокаций. Относительно дислокационной проводимости АП необходимо добавить следующее. Проводящие дислокационные линии не являются прямыми, потому что дислокации, как правило, извиваются между соседними плоскостями скольжения и носители тока при своем движении должны совершать прыжки с одного участка дислокации на другой. Механизм такой проводимости подпадает под прыжковый механизм Мотта [13]. В этом случае двойка в знаменателе показателя экспоненты отсутствует согласно теории прыжковой проводимости неупорядоченных полупроводников. Мы полагаем, что это можно отнести только к уровням ε_3 , которые связаны с дислокационной структурой АП.

4. Заключение и основные выводы

На основе результатов проведенной экспериментальной работы мы можем провести некоторые соображения о реализации поставленной задачи.

В работе установлено, что электрическая проводимость нелегированных монокристаллических алмазных пленок определяется дислокациями, которые возникают в процессе их синтеза и образуют дислокационные границы между блоками мозаики.

Показано также, что характер зависимости электрической проводимости от плотности дислокаций в монокристаллических ГЭАП и в тонких поликристаллических образцах близок. Химически активный водород из зоны синтеза АП уменьшает количество ДАЦ до $10^2 - 10^6$ см⁻³ по сравнению с полупроводниковыми алмазами типа II b, у которых концентрация ДАЦ достигает значений $10^{13} - 10^{14}$ см⁻³. С другой стороны, водород, соединяясь с одной из связей диамагнитных вакансий, переводит их в парамагнитное состояние. Концентрация парамагнитных вакансий в тонких ГЭАП толщиной 1–10 мкм пропорциональна плотности дислокаций, образующих дислокационные границы между блоками мозаики.

Из температурной зависимости образцов ГЭАП и ПАП определены уровни энергии ε_3 , ε_4 и ε_5 .

В образцах ГЭАП уровни энергий ε_3 , ε_4 и ε_5 зависят от их толщины. С уменьшением толщины указанных образцов уровни ε_3 , ε_4 и ε_5 уменьшаются. Предполагается, что это связано с расширением решетки в приповерхностном слое тонких пленок.

Поскольку дислокации извиваются между соседними атомными плоскостями, носители заряда осуществляют прыжковую проводимость между линейными участками дислокаций, как в неупорядоченных полупроводниках.

Таким образом, учет роли дислокаций в формировании электронных свойств алмазных материалов открывает новый подход в исследованиях процессов управления их электронными свойствами, так необходимых для нужд современной микроэлектроники, силовой электроники и электроэнергетики.

Авторы выражают благодарность Б.В. Спицыну (ИФХ РАН) за предоставление образцов ГЭАП для исследований, А.Г. Гонтарю (ИСМ НАН Украины) и В.И. Тимченко (ДонНАСА) за помощь в работе.

Исследования выполнены при финансовой поддержке научных исследований Министерством образования и науки Украины.

Список литературы

- [1] B.V. Spitsyn, L.L. Bouilov, A.E. Alexenko. *Braz. J. Phys.*, **30** (3), 471 (2000).
- [2] A.R. Lang. In: *The Properties of Diamond*, ed. by J.E. Field (London–N.Y.–San Francisco, Academic Press, 1979) p. 425.
- [3] Н.Д. Самсоненко, Г.Б. Бокий, Н.А. Шульга, В.И. Тимченко. *ДАН СССР*, **218**, 1336 (1974).
- [4] Н.Д. Самсоненко, С.Н. Самсоненко. *Вестн. ДонГУ. Сер. А, Естественные науки*, вып. 1, 78 (2001).
- [5] В.Н. Варюхин, Н.Д. Самсоненко, С.Н. Самсоненко, И.В. Сельская. *Физика и техника высоких давлений*, **11** (2), 7 (2001).
- [6] В.Н. Варюхин, Н.Д. Самсоненко, С.Н. Самсоненко, И.В. Сельская. *Физика и техника высоких давлений*, **11** (4), 30 (2001).
- [7] Н.Д. Самсоненко, В.И. Тимченко, В.А. Емец, Г.Б. Бокий. *Кристаллография*, **25**, 1300 (1980).
- [8] Н.Д. Самсоненко, С.Н. Самсоненко, Г.С. Олейник. *Вестн. ДонГУ. Сер. А, Естественные науки*, вып. 2, 104 (2001).
- [9] K.M. McNamara Rutledge, G.D. Watkins, X. Zhou, K.K. Gleason, In: *Diamond Based Composites and Related Materials*, ed. by M.A. Prelas, A. Benedictus, L.S. Lin, G. Popovici and P. Gielisse (Dordrecht–Boston–London, Kluwer Academic Publishers, 1997).
- [10] N.D. Samsonenko, S.N. Samsonenko, V.N. Varyukhin, Z.I. Kolupaeva. *J. Phys.: Condens. Matter*, **18**, 5303 (2006).
- [11] S.N. Samsonenko, N.D. Samsonenko, Z.I. Kolupaeva. *Function Mater.*, **14** (2), 212 (2007).
- [12] V.I. Ivanov-Omskii. In: *Diamond Based Composites and Related Materials*, ed. by M.A. Prelas, A. Benedictus, L.S. Lin, G. Popovici and P. Gielisse (Dordrecht–Boston–London, Kluwer Academic Publishers, 1997) p. 171.
- [13] Н. Мотт, Э. Девис. *Электронные процессы в некристаллических веществах* (М., Мир, 1974).

Редактор Л.В. Беляков

Dislocation electrical conductivity of synthetic non-doped diamond films

S.N. Samsonenko, N.D. Samsonenko

Donbass National Academy
of Civil Engineering and Architecture,
86123 Makeevka, Ukraine

Abstract Relationship of electrical conductivity in monocrys-talic homoepitaxial and polycrystalline diamond films with their internal structure was studied in this paper. It was ascertained that electric conductivity of the non-doped homoepitaxial and polycrystalline diamond films samples were directly connected with dislocation density in them. Correlation of the connecting specific resistance ρ ($\sim 10^{13}-10^5 \text{ Ohm} \cdot \text{c}$) with the dislocation density Γ ($\sim 10^{14}-4 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$) was obtained. The character of that correlation is close for both groups of the diamond films.

Thin ($\sim 1-8 \mu\text{m}$) homoepitaxial and polycrystalline diamond films with the small-angle dislocation boundaries between mosaic blocks have dislocation electrical conductivity. Activation energy of the dislocation acceptor centers was calculated from the temperature conductivity dependence of the homoepitaxial and polycrystalline diamond films. It is equal $\sim 0.3 \text{ eV}$. Thick ($h > 10 \mu\text{m}$) diamond films with the resistivity $\rho \approx 10^8 \text{ Ohm} \cdot \text{c}$ have non-dislocation electrical conductivity. It is formed by the conductivity of the intercrystallite boundaries that has the nondiamond hydrogenated structure.

Electron properties of diamond films was compared with the electron properties of the natural semiconductor type II *b* and I *c* diamonds with the dislocation acceptor centers that have activation energy of 0.2–0.35 eV and these dislocation acceptor centers determine hole conductivity of the semiconductor diamonds.