

тем, что 3-пространство ($t = \text{const}$) является максимально симметричным. Следовательно, по сравнению с ранее рассмотренным в п. 2 случаем, дополнительно имеем:

$$Q_{111} = Q_{122} = Q_{221} = Q_{123} = 0.$$

Остальные ограничения получим на основе условий симметрии (3) с векторами Киллинга (9). При этом существенную роль будет играть то обстоятельство, что в отличие от (4) для векторов Киллинга (9) $\xi^i \neq 0$, а их ненулевые компоненты зависят от радиальной координаты r . Полагая $\lambda, \mu, \nu = 0$, находим из (3), что Q_{000} не зависит от r , т. е. $Q_{000} = q_1(t)$ (q_1 — некоторая функция времени t). Из (3) находим, что в случае $\lambda, \mu = 0$ и $\nu = 2$ компонента $Q_{001} = 0$, а в случае $\lambda, \nu = 0$ и $\mu = 2 - Q_{010} = 0$. Одновременное рассмотрение условий (3) с ($\lambda = 0, \mu = 1, \nu = 2$) и ($\lambda = 0, \mu = 2, \nu = 1$) с учетом соотношения $Q_{032} + Q_{023} = 0$ показывает, что $Q_{023} = 0$ и $Q_{022} = r^2(1 - kr^2)Q_{011}$. Полагая $\lambda = 1, \mu = 2, \nu = 0$, находим $Q_{220} = -r^2(1 - kr^2)Q_{110}$. Условие (3) с $\lambda = \mu = 1$ и $\nu = 0$ приводит к выражению $Q_{110} = \frac{q_2(t)}{1 - kr^2}$, а в случае $\lambda = 0, \mu = \nu = 1$, получаем $Q_{011} = \frac{q_3(t)}{1 - kr^2}$ (q_2 и q_3 — некоторые функции времени).

Таким образом, тензор неметричности $Q_{i\mu}$ в однородном сферически-симметричном случае определяется тремя функциями времени $q_i(t)$ ($i = 1, 2, 3$), через которые выражаются его следующие неисчезающие компоненты:

$$Q_{000} = q_1, \quad Q_{110} = \frac{q_2}{1 - kr^2}, \quad Q_{220} = q_2 r^2, \quad Q_{330} = q_2 r^2 \sin^2 \theta,$$

$$Q_{011} = \frac{q_3}{1 - kr^2}, \quad Q_{022} = q_3 r^2, \quad Q_{033} = q_3 r^2 \sin^2 \theta.$$

Полученные ограничения на тензор неметричности для сферически-симметричных пространств L_4 могут быть использованы при исследовании сферически-симметричных гравитирующих систем в рамках АМКТТ (однородные изотропные модели в АМКТТ с $S_2 = 0$ и $q_3 = 0$ исследовались в [3]).

1. Минкевич А. В. // Phys. Lett. 1980. V. 80A. P. 232; Докл. АН БССР. 1985. Т. 29. № 11. С. 998; Докл. АН БССР. 1986. Т. 30. № 4. С. 311.

2. Минкевич А. В., Федоров Ф. И. // Фундаментальные взаимодействия. М., 1984. С. 141.

3. Минкевич А. В. // Докл. АН Беларуси. 1993. Т. 37. № 6. С. 33.

4. Кудин В. И., Минкевич А. В., Федоров Ф. И. О пространственно-временных симметриях в калибровочной теории гравитации. Мн., 1979. 12 с. Деп. в ВИНТИ. № 3794-79.

5. Вейнберг С. Гравитация и космология. М., 1975.

Поступила в редакцию 27.02.95.

УДК 538.21

Ф. Ф. КОМАРОВ, А. В. ЛЕОНТЬЕВ, В. В. ГРИГОРЬЕВ

К ВОПРОСУ О ПОЛУЧЕНИИ ВЫСОКОПРОВОДЯЩИХ ОРГАНИЧЕСКИХ СЛОЕВ ИОННОЙ БОМБАРДИРОВКОЙ ПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ

It has been shown that when operating on the density values of elastically and inelastically released energy, one could predict the experimental results in modification of the electrophysical properties of organic materials by ion beams.

Ионная имплантация является весьма перспективным методом модификации физико-химических свойств органических материалов [1, 2]. Проводимые в настоящее время работы в данной области связаны в основном с исследованием влияния параметров облучения (тип ионов, энергия и доза) на оптические и электрофизические свойства полимерных материалов [3, 4]. Отмечается, что величина изменения коэффициента преломления Δn четко коррелирует со значениями средней плотности неупругих потерь энергии. Корреляций в изменении Δn и величиной упругих потерь энергии не обнаружено. Поэтому считают, что за изменение оптических свойств органических материалов при облучении ускоренными ионами ответственны процессы неупругой передачи энергии электронам мишени.

Систематических исследований в направлении выяснения влияния

упругих и неупругих потерь энергии на поверхностную проводимость органических материалов не проводилось. Имеющиеся к настоящему времени экспериментальные результаты, как правило, представляют зависимость электропроводности облучения полимерных слоев от энергии и дозы внедренных ионов. Так, данные [5], а также наших экспериментов по облучению некоторых фоторезистов (ФП-383, ФН-11) протонами ($E = 100-300$ кэВ, $D = 1 \cdot 10^{16} \dots 1 \cdot 10^{17}$ см⁻²) показывают, что удельное сопротивление при этом выше 10^8 Ом/кв. Аналогичные результаты получены в [6], где представлены данные по величине поверхностного сопротивления ρ_s пленок полиимида, подвергнутых высокодозному (до 5×10^{17} см⁻²) облучению ионами азота с энергией 90 кэВ. Отметим, что в [6] ставилась задача получения имплантированных органических слоев с наименьшей величиной ρ_s для использования их в качестве криогенных термометров. Величина ρ_s , необходимая для таких применений, составляет $10^2 \dots 10^4$ Ом/кв. Учитывая практическую важность получения тонких проводящих органических слоев, необходимо определить некоторые критические параметры облучения, при достижении которых величина ρ_s будет попадать в требуемый интервал значений.

Основываясь на результатах наших экспериментов по облучению ряда полимерных резистов ионами V^+ , N^+ , P^+ , Ar^+ , Sb^+ , In^+ [8-10], а также данных работ [3-7], мы выбрали два основных параметра, значения которых определяют величину поверхностной проводимости модифицированных ионными пучками органических слоев. При этом следует допустить, что внедряемые ионы химически неактивны, т. е. они играют роль только поставщиков энергии, необходимой для эффективной потери полимером водорода и кислорода и образования структуры, насыщенной углеродом.

Первым таким критерием, безусловно, является средняя величина плотности энергии, выделенной в упругих и неупругих столкновениях с атомами мишени, — G_n и G_e .

$$G_n = \Delta E_n \times D / R_p, \quad G_e = \Delta E_e \times D / R_p, \quad G_{nc} = G_n + G_e, \quad (1)$$

где ΔE_e и ΔE_n — суммарное значение энергии, отданной в электронную и ядерную подсистемы, D — доза внедренных ионов, R_p — проецированный пробег.

Введенная таким образом величина G_{nc} позволяет сравнивать эффективность облучения ионами различной массы и энергии. Значения ΔE_e и ΔE_n — ускоренных ионов в органических материалах, а также R_p для наиболее часто встречающихся условий облучения, определенные методом Монте-Карло [10], приведены в табл. 1.

Т а б л и ц а 1

Некоторые параметры облучения ПММА ускоренными ионами

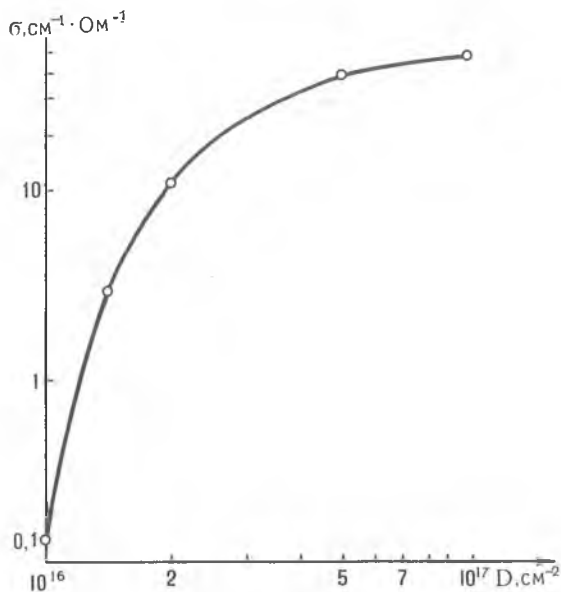
Ион	E, кэВ	ΔE_e , кэВ	ΔE_n , кэВ	R_p , А	G_e , эВ/А ³	G_n , эВ/А ³	$D \cdot 10^{17}$, см ⁻²	σ_s , эВ ⁻¹ см ⁻¹
H^+	100	99,3	0,7	11600	43,1	—	4,2	$< 10^{-8}$
	300	299,9	0,1	34600	43,3	—	4,2	$< 10^{-8}$
	500	499,9	0,1	68600	36,4	—	5,0	$< 10^{-8}$
He^+	100	95,4	4,6	8582	55,6	2,7	3,6	$< 10^{-8}$
	300	98,7	1,3	17700	83,6	1,4	2,4	$< 10^{-8}$
	500	99,0	1,0	24900	99,4	1,0	2,1	5×10^{-4} [5]
V^+	100	85,0	15,0	4672	90,9	16,1	1,7	—
	150	88,7	11,3	6527	102,0	12,9	1,5	36,5
	200	90,6	9,4	8180	110,8	11,5	1,5	—
C^+	100	83,5	16,5	3731	111,9	22,1	1,3	—
	300	178,0	22,0	6587	154,7	12,9	1,1	—
	500	475,0	25,0	12700	187,0	9,8	0,9	—
N^+	100	81,9	18,1	3180	128,8	28,4	1,1	1,0 [6]
	300	176,0	24,0	7824	175,4	17,3	0,9	—
	500	471,0	29,0	11300	208,4	12,8	0,8	—
Ne^+	100	71,8	28,2	2638	136,0	53,4	0,9	—
	150	115,2	34,8	3914	147,2	44,5	0,9	40 ...130 [5]
	300	253,2	46,8	7355	172,1	31,8	0,9	—
Ar^+	100	63,3	36,7	1391	227,5	131,9	0,5	500...700 [7]
	200	141,8	58,2	2756	257,3	105,6	0,5	—
	300	228,9	71,1	4096	279,4	86,8	0,5	—
Kr^+	150	84,0	66,0	1242	339,4	264,5	0,3	300...420 [5]
	100	57,5	42,5	622	462,2	341,6	0,2	—
	200	127,1	72,9	1046	607,6	348,5	0,2	—
He^+	700	529,9	170,1	2943	900,3	289,0	0,15	360...380 [5]

Для того, чтобы в облученном полимерном материале произошло изменение структуры и состава, приводящее к образованию соединения

аналогичного пиролитическому углероду или поликристаллическому графиту, необходимо, чтобы суммарная плотность выделенной энергии превышала некоторое критическое значение G_{nc}^* . Для определения G_{nc}^* следует обратиться к результатам экспериментов по влиянию облучения различными ионами в широком интервале доз и энергий на поверхностную проводимость. В работах [7, 8] показано, что проводящие органические слои с величиной ρ_s , примерно 10^2 Ом/кв. могут быть получены имплантацией ионов Ag^+ с энергией 100 кэВ при $D = 5 \cdot 10^{16}$ см $^{-2}$.

Анализ состава и структуры таких пленок указывает на формирование соединения аналогичного углероду, полученного путем пиролиза [11]. Этот результат (ρ_s) в настоящее время является наилучшим для имплантации ионов средней энергии (100... 500 кэВ) и на основании его можно оценить критическую величину G_{nc}^* , необходимую для формирования в облученных слоях проводящей фазы, часто именуемой «графитоподобной». Причем еще в ранних работах по модификации поверхностной проводимости органических материалов ионными пучками указывалось, что тип исходного полимера не имеет большого значения [12]. В табл. 1 приведены рассчитанные значения величины G_{nc} , достигаемые при наиболее распространенных условиях облучения. В качестве модельного материала брался полиметилметакрилат $[C_5H_8O_2]_n$ ($\rho = 1,2$ г/см 3). Рассчитанная величина ΔG_{nc} соответствует $D = 5 \cdot 10^{16}$ см $^{-2}$. Значение D^* отвечает дозе облучения, необходимой для достижения критического значения ΔG_{nc}^* .

Базируясь на данных табл. 1, легко обосновать результаты ряда экспериментов по исследованию влияния облучения протонами и ионами гелия на проводимость органических материалов. Видно, что для протонов величина G_{nc} почти на порядок меньше требуемого значения и, следовательно, для получения проводящих слоев необходимы слишком большие дозы облучения. Эффективность облучения ионами He^+ также слишком мала.



Зависимость проводимости пленки фоторезиста ФП-383 от дозы облучения ионами V^+ с энергией 150 кэВ (плотность тока пучка ионов $j = 2,5$ мкА/см 2)

Облучение ионами V^+ , C^+ , N^+ , Ne^+ позволяет получить необходимую величину плотности суммарных потерь энергии при дозах порядка $(1...2) \cdot 10^{17}$ см $^{-2}$. Так, на рисунке приведена зависимость поверхностной проводимости σ_s пленки фоторезиста ФП-383, имплантированного ионами V^+ с энергией 150 кэВ. Плотность тока пучка ионов составляла 2,5

мкА/см². При дозе $D = 1 \cdot 10^{17}$ см⁻² величина σ_s составляет 45,1 Ом⁻¹·см⁻¹. Как следует из табл. 1, при имплантации в органические материалы тяжелых высокоэнергетических ионов плотность выделенной энергии в несколько раз превышает критическое значение G_{nc}^* . Однако величина поверхностной электропроводности при этом не превышает соответствующих значений для случая имплантации ионов аргона. Как показали наши эксперименты по облучению фоторезиста ФП-383 ионами Ip^+ (270 кэВ) и Sb^+ (120 кэВ), избыток введенной энергии приводит к ухудшению морфологии поверхности пленок. Появляются трещины, а также остаются следы выхода пузырей газа.

Вторым важнейшим параметром, влияющим на получение высокопроводящих органических слоев ионной бомбардировкой, является плотность тока пучка ионов — j . Данных по зависимостям σ_s от плотности тока в литературе немного. В табл. 2 приведены полученные нами зависимости $\sigma_s(j)$ для случая имплантации ионов Ag^+ в ФП-383. Аналогичные результаты по имплантации ионов Ne^+ в полиимид взяты из работы [5]. Видно, что с ростом плотности тока пучка ионов величина σ_s изменяется весьма существенно. Зависимость $\sigma_s(j)$, вероятно, обусловлена зависимостью коэффициента диффузии покидающих образец «фрагментов» от температуры, которая растет с увеличением j .

Т а б л и ц а 2

Зависимость проводимости σ (Ом⁻¹·см⁻¹) от тока пучков ионов:
 Ag^+ ($E = 100$ кэВ, $D = 1 \cdot 10^{16}$ см⁻²) и Ne^+ ($E = 150$ кэВ, $D = 2 \cdot 10^{17}$ см⁻²)

Ион	Плотность тока пучка, мкА/см ²								
	0,5	1	1,5	2	3	4	6	8	11
Ag^+	—	—	—	—	0,7	1,7	6,5	15,3	44,4
Ne^+	6	40	130	280	—	—	—	—	—

Данные табл. 2 могут быть легко объяснены, если использовать представление о суммарной плотности выделенной энергии. Так, для ионов Ag^+ значение $(G_n + G_e)$ для $D = 1 \cdot 10^{16}$ см⁻² равно 71,9 эВ/Å³, что меньше введенного нами критического значения D^* . Для ионов Ne^+ доза $D = 2 \cdot 10^{16}$ см⁻² $> D^*$ и, следовательно, в данном случае плотность выделенной энергии превышает критическое значение G^* . При этом мы попадаем в заданный интервал значений σ_s .

Используя терминологию плотности энергии, выделенной в результате упругих и неупругих столкновений, можно дать несколько иную интерпретацию некоторых экспериментальных результатов, приведенных в работе [5]. На основании того факта, что суммарные потери энергии ионов Ne^+ (500 кэВ) и ионов Ne^+ (150 кэВ) на входе в мишень равны (~100 эВ/Å), а величины проводимости различаются на пять порядков, делается вывод о доминирующем влиянии упругих потерь энергии на электропроводность облученных полимеров. Величины плотности выделенной энергии в этих случаях различны (см. табл. 1). Для ионов Ne^+ (500 кэВ) величина G_{nc} в два раза ниже, чем для случая имплантации ионов неона с энергией 150 кэВ.

Для того чтобы сделать вывод о доминирующей роли какой-либо из составляющих потерь энергии, необходимо так подобрать условия эксперимента, чтобы равны были не потери энергии на входе, а плотности выделенной энергии. Только в том случае, когда одинаковые плотности энергии выделены за счет упругих и неупругих процессов взаимодействия, можно делать вывод о доминирующем влиянии какого-либо одного из механизмов потерь энергии. Экспериментальные результаты (см. табл. 1) свидетельствуют скорее в пользу доминирующей роли неупругих процессов передачи энергии, так как практически для всех приведенных примеров величина $G_e > G_n$.

В заключение коротко сформулируем основные выводы:

Во-первых, использование предлагаемого подхода позволяет прогно-

зировать результаты экспериментов по модификации электрофизических свойств органических материалов ионными пучками.

Во-вторых, для получения высокопроводящих органических слоев ионной бомбардировкой полимеров лучше использовать ионы не очень больших масс, что приводит к улучшению качества поверхности пленки.

1. Schiestel S., Ensinger W., Wolf G. K. // NIM. 1994. В. 91. P. 473.
2. Brunner S., Ruck D. M., Frank W. F. X. // Ibid. В. 89. P. 373.
3. Biersack J. P., Kallweit R. // Ibid. 1990. В. 46. №-1-4. P. 309.
4. Loh I. H., Oliver R. W., Sioshansi P. // Ibid. 1988. В. 34. P. 337.
5. Davenas J., Boiteux G., Xu X. L. // Ibid. В. 32. P. 136.
6. Okada T., Nishijima S., Katagiri K. et al. // Ibid. 1989. В. 37/38. P. 720.
7. Григорьев В. В., Комаров Ф. Ф., Леонтьев А. В. и др. // Вестн АН БССР. Сер. физ.-мат. наук. 1991. № 1. С. 80.
8. Ostretsov E. E., Leontyev A. V., Akimov A. N. // In the Book: Ion Implantation and Ion Beam Equipment. World Sci. 1991. P. 406.
9. Леонтьев А. В., Акимов А. Н., Григорьев В. В. // Физика и техника плазмы. Мн., 1994. С. 232.
10. Комаров Ф. Ф., Леонтьев А. В., Острецов Е. Ф., Туровец О. Л. // Микроэлектроника. 1992. Т. 21. Вып. 1. С. 75.
11. Leontyev A. V., Ostretsov E. F., Grigoryev V. V., Komarov F. F. // NIM. 1992. В. 65. P. 438.
12. Venkatesan T., Feldman M., Wikens B. J., Willenbrak W. E. // J. Appl. Phys. 1884. V. 55(4). P. 1212.

Поступила в редакцию 27.02.95.

УДК 621.315.592

О. П. ЕРМОЛАЕВ, А. Т. РАМДЕ (БУРКИНА ФАСО), С. А. ХАКИМ (ЕГИПЕТ)

ПРЫЖКОВАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ОБЛУЧЕННОГО ГАММА-КВАНТАМИ ГЕРМАНИЯ, ЛЕГИРОВАННОГО ГАЛЛИЕМ

The influence of high γ -ray doses in gallium-doped germanium was investigated in the 1.5 — 300 K range by measuring the electrical properties. It was concluded that introduction of donor defects played the main role in the removal of holes from the valence band as a result of γ -ray irradiation.

Известно, что германий, легированный примесями 3-й группы, обладает большой устойчивостью к гамма-облучению при 300 К. Считается [1], что радиационная стойкость германия р-типа при 300 К, по-видимому, обусловлена тем, что комплексы, включающие акцепторы 3-й группы, либо не образуются, либо при этой температуре нестабильны. В то же время в некоторых работах (см., например, [2]) отмечалось, что атомы галлия могут взаимодействовать с собственными дефектами структуры. Таким образом, в настоящее время отсутствует единая точка зрения на поведение примесей 3-й группы при облучении.

Обычно выводы о поведении примесей при облучении делаются из исследования температурных зависимостей коэффициента Холла (ТЗКХ), интерпретация которых в р-германии неоднозначна по ряду причин: зависимость холл-фактора от величины магнитного поля и концентрации акцепторов [3], неопределенность в выборе величины фактора вырождения примесей [4] и др. Известно, что при низких температурах проводимость полупроводников носит прыжковый характер и является весьма чувствительной функцией концентрации основной легирующей примеси и степени компенсации [5]. В работе [6] была показана эффективность изучения радиационных дефектов (РД) в германии п-типа путем исследования температурных зависимостей прыжковой проводимости (ТЗПП). Основная цель настоящей работы заключалась в изучении процесса дефектообразования и взаимодействия примесей 3-й группы с РД в р-германии, облученном гамма-квантами, исследованием ТЗПП.

Исследовались образцы германия с концентрацией галлия $N_{\text{Ga}} = 3,2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, облученные γ -квантами ^{60}Co при $T \approx 350 \text{ К}$ дозами $\Phi = 2 \cdot 10^{18} \pm 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$. Измерения удельного сопротивления проводились