

05.2;06.3

©1994

ОПТИЧЕСКАЯ УДАРНАЯ ИОНИЗАЦИЯ В ПЛЕНКАХ $a\text{-Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{:H}$

*В.А.Васильев, Ж.Ишкалов,
М.Е.Кумеков, Н.А.Розачев, Е.И.Теруков*

Аморфные сплавы $a\text{-Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{:H}$ являются материалами, перспективными для создания солнечных ячеек и приборов оптоэлектроники, так как путем изменения состава x можно значительно изменить энергию ширины запрещенной зоны E_g при сохранении приборных фотоэлектрических свойств.

Недавно в [1] было показано, что эти сплавы можно получать путем магнетронного распыления Ge-мишени в атмосфере газовой смеси $\text{SiH}_4 + \text{H}_2 + \text{Ar}$. Этот метод получения является простым и производительным, в отличие от технологии разложения газовой смеси в ВЧ тлеющем разряде. Поэтому представляет интерес исследование фотоэлектрических свойств таких сплавов в широком спектральном диапазоне.

В сообщении приводятся результаты исследования фотоэлектрических параметров пленок $a\text{-Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{:H}$ в спектральном интервале энергии фотонов 1.2–6.3 эВ. Показано, что в спектральном диапазоне $h\nu = 3.5 - 4.2$ эВ наблюдается увеличение фототока, обусловленное ударной ионизацией носителей заряда, причем квантовая эффективность внутреннего фотоэффекта $\eta > 1$.

Для исследования фотопроводимости (ФП) использовались структуры $\text{Mo}/a\text{-Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{:H}/\text{Mo}$ с планарным расположением электродов, полученные по технологии, описанной в [1]. Расстояние между электродами составляло $d = 0.4$ мм. Спектры ФП измерялись по методике, описанной в [2]; для вычисления величины $\eta(h\nu)$ были определены коэффициенты оптического поглощения $\alpha(h\nu)$ и отражения $R(h\nu)$.

Типичные спектры ФП для пленок $a\text{-Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{:H}$ с $x = 0.00$, $x = 0.35$ и $x = 0.55$ приведены на рис. 1 (спектры 2–4). Для сравнения приведен спектр ФП для пленок $a\text{-Si:H}$ (спектр 1), полученных технологией разложения газовой смеси $\text{SiH}_4 + \text{Ar}$ в ВЧ тлеющем разряде. Использовалась структура $\text{Al}/a\text{-Si:H}/\text{Al}$, как в работах [2,3]. Как видно из рисунка, по мере изменения состава сплава изменяются как красная граница фоточувствительности, связанная с

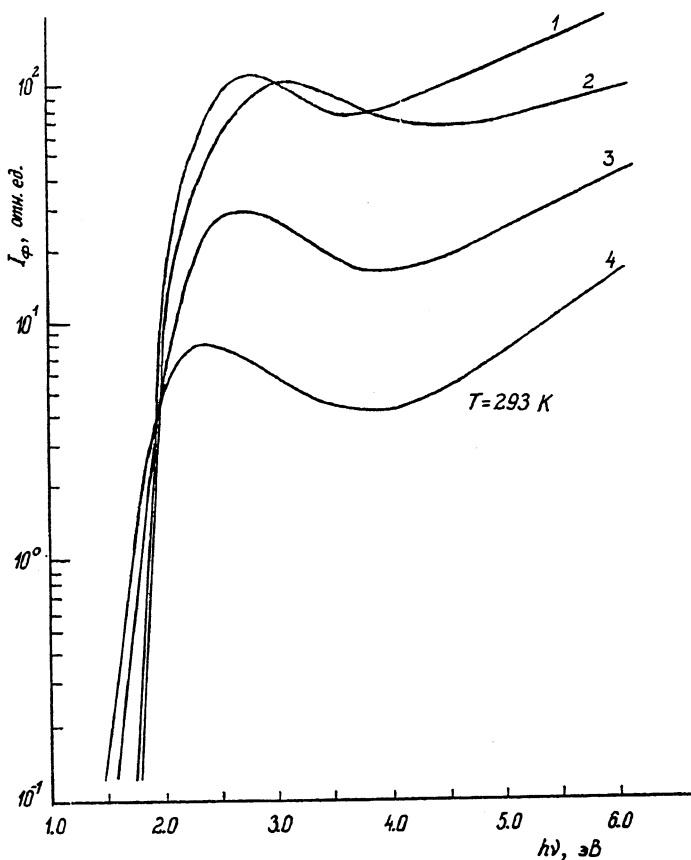


Рис. 1. Спектральная зависимость фототока для $a\text{-Si:H}$ (1) и $a\text{-Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{:H}$; $x = 0.00$ (2), 0.35 (3), 0.55 (4). Фототок приведен к равному числу падающих фотонов $N = 10^{12}$ фот/см². с ($T = 295$ K).

изменением E_g , так и относительное увеличение фототока в УФ области спектра. Уменьшение величины фототока от величины x в пленках $a\text{-Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{:H}$ связано с увеличением структурной неупорядоченности и, как следствие, увеличением концентрации центров рекомбинации в запрещенной зоне. Аналогичное увеличение концентрации дефектов внутри запрещенной зоны также наблюдается при исследовании низкоэнергетического края оптического поглощения. Исследования $R(h\nu)$ показали, что изменение состава приводит к небольшому (3–5%) увеличению во всем изученном интервале энергии фотонов (1.2–6.3 эВ). Значение величин E_g исследуемых образцов, определенные по краю фунда-

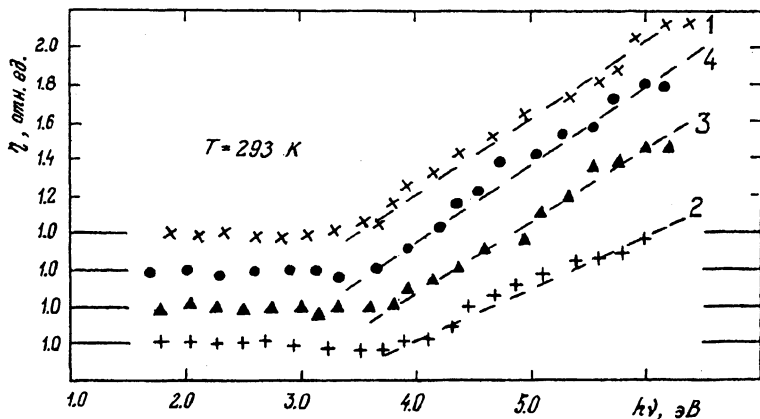


Рис. 2. Спектральная зависимость квантов эффективности внутреннего фотоэффекта в пленках $a\text{-Si:H}$ (1) и $a\text{-Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{H}$; $x = 0.00$ (2), 0.35 (3), 0.55 (4). Пунктирные линии определяют среднюю энергию образования электронно-дырочных пар (Δ_i).

Основные параметры ударной ионизации пленок $a\text{-Si:H}$ и $a\text{-Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{H}$.

	$E_g, \text{эВ}$	$\epsilon_i, \text{эВ}$	$\Delta_i, \text{эВ/пара}$
$a\text{-Si:H}$	1.75	3.6	2.4
0.00	1.85	4.2	3.8
0.35	1.55	3.7	2.7
0.55	1.45	3.5	2.2

ментального оптического поглощения, приведены в таблице. Интересно отметить тот факт, что в пленках $a\text{-Si:H}$, полученных методом ВЧ тлеющего разряда и магнетронным распылением ($x = 0.00$) наблюдается практически одинаковая величина кратности ФП в области энергий края фундаментального поглощения. При больших величинах $\alpha \sim 10^6 \text{ см}^{-1}$ увеличение фототока существенно отличается. Так, в $a\text{-Si:H}$ это имеет место при $h\nu > 3.6 \text{ эВ}$, а в пленках с $x = 0.00$ при $h\nu > 4.2 \text{ эВ}$, хотя величины E_g для этих пленок отличаются только на 0.1 эВ .

Используя спектральные зависимости величин α и R при допущении $\mu\tau = \text{const}$ при $d > 10^5 \text{ см}^{-1}$, нами были вычислены спектральные зависимости квантовой эффективности, которые приведены на рис. 2. Видно, что в исследуемых образцах в области энергий фотонов $3.5\text{--}4.2 \text{ эВ}$ величина $\eta > 1$ и увеличивается вплоть до энергий фотонов 6.3 эВ . Увеличение $\eta > 1$ имеет практически пороговый характер

и, как ранее было показано в [2,3], обусловлено ударной ионизацией носителей заряда.

Основными параметрами ударной ионизации в кристаллических полупроводниках являются: а) энергия порога ε_i при $\eta > 1$ и б) средняя энергия образования электронно-дырочной пары (Δ_i), определяемая по наклону зависимости $\eta(h\nu)$ [4]. Основные параметры ударной ионизации исследованных материалов приведены в таблице. Анализ полученных результатов свидетельствует, что в $a\text{-Si}_x\text{H}$ величина $\varepsilon_i \sim 2Eg$, а в $a\text{-Si}_{1-x}\text{-Ge}_x\text{:H}$ $\varepsilon_i \sim 2.5Eg$. Величина средней энергии образования электронно-дырочной пары (Δ_i) отражает конкуренцию между процессом ударной ионизации и другими процессами диссипации энергии горячих носителей заряда. Механизм оптической ударной ионизации в полупроводниках, как известно из [5], определяется эффективными массами (m^*), подвижностью (μ), термализацией носителей и особенностями зонной структуры.

В аморфных полупроводниках квазиимпульс является "плохим" квантовым числом, поэтому процесс ударной ионизации определяется, в основном, законом сохранения энергии и процессами термализации носителей заряда. Энергия кванта света при $\eta > 1$ распределяется между электроном и дыркой. Так как пленки $a\text{-Si}_{1-x}\text{-Ge}_x\text{:H}$ являются полупроводниками n -типа и $\mu \gg \mu_h$, а $m_e^* \sim m_h^* \sim 1$, поэтому ударная ионизация, вероятно, определяется горячими носителями, имеющими большую подвижность, а именно электронами.

Таким образом показано:

1. В пленках $a\text{-Si}_{1-x}\text{-Ge}_x\text{:H}$, полученных магнетронным распылением, имеет место ударная ионизация носителей заряда с пороговой энергией $\varepsilon_i \sim 2.5Eg$ при $\eta > 1$.

2. Явление ударной ионизации в аморфных полупроводниках приводит к увеличению фоточувствительности этих материалов в УФ области спектра, и эти материалы могут быть использованы для создания детекторов УФ излучения.

Авторы выражают благодарность В.Е.Челнокову и А.С.Волкову за поддержку и интерес к работе.

Список литературы

- [1] Marakhonov V., Rogachev N., Ishkalov J., Marakhonov J., Terukov E., Chelnokov V. // J. Non-Cryst. Solids. 1991. V. 137-138. P. 817-820.
- [2] Атаев Ж., Васильев В.А., Волков А.С., Кумеков М.Е., Теруков Е.И., Шведков И.В. // ФТП. 1991. Т. 25. В. 8. С. 1350-1354.
- [3] Атаев Ж., Васильев В.А., Волков А.С., Кумеков М.Е., Теруков Е.И., Шведков И.В. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. В. 3. С. 81-84.
- [4] Christensen O. // J. Appl. Phys. 1976. V. 47. N 2. P. 689-695.
- [5] Hodgkinson R.J., Proc. Phys. Soc. 1963. V. 82. N 82. N 6. P. 1010-1019.

Физико-технический
институт им. А.Ф.Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
2 декабря 1993 г.
