

## ВОЗДЕЙСТВИЕ ИМПУЛЬСНОГО ВАКУУМНОГО УЛЬТРАФИОЛЕТА НА ПЛЕНКИ ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ СТЕКЛОБРАЗНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ AsSe и As<sub>2</sub>S<sub>3</sub>

*Е. Г. Бараш, А. Ю. Кабин, В. М. Любин, Р. П. Сейсян*

Исследовалось воздействие импульсного излучения ArF эксимерного лазера ( $\lambda = 193$  нм,  $\tau = 20$  пс) на пленки халькогенидных стеклообразных полупроводников As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> и AsSe. При увеличении потока излучения до 100 мДж/см<sup>2</sup> последовательно наблюдаются эффекты фотопотемнения, фотоабляции и фототермоабляции облученного материала. Интенсивность фотопотемнения резко возрастает при продвижении  $\lambda_0$  к ВУФ диалазону и носит нелинейный характер: закон взаимозаменяемости нарушается. Кроме того, фотопотемнение сопровождается изменением химической растворимости облученных участков материала. Начиная с 20–25 мДж/см<sup>2</sup> происходит фотоабляция. Зависимость скорости аблятивного процесса от энергии в импульсе  $E_n$  имеет два участка: в первом происходит непосредственное фототравление, во втором ( $E_n > 50$  мДж/см<sup>2</sup>) превалирует фототермоабляция.

Использование наблюдавшихся эффектов при регистрации изображения позволяет достичь высоких значений контраста  $\gamma \approx 10$ , что в случае ВУФ фотолитографии создает условия для достижения субмикронного разрешения.

1. Фотостимулирование превращения в пленках халькогенидных стеклообразных полупроводников (ХСП) традиционно изучалось при облучении видимым излучением [1] как частность и применительно к использованию ХСП в микроэлектронной технологии в качестве фоторезиста (например, [2]). При воздействии импульсным лазерным излучением вакуумно-ультрафиолетового (ВУФ) диапазона они практически не изучены. В то же время при уменьшении длины волны воздействующего на пленку излучения  $\lambda_0$  и выходе в ВУФ спектральную область можно было бы ожидать качественных изменений, связанных с выполнением условия  $h\nu > E^*$ , где  $E^*$  — некоторая критическая энергия, например энергия химической связи или атомизации.

Нами исследовались пленки ХСП двух составов As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> и As<sub>0.5</sub>Se<sub>0.5</sub> (далее AsSe), полученные термическим испарением и осаждением в вакууме на кремниевых и стеклянных подложках. Толщины пленок составляли  $h_0 = 0.1$ – $0.3$  мкм. Для облучения применялся эксимерный импульсный лазер ЭЛИ-72, работающий на длинах волн 308, 248 и 193 нм при длительностях импульса 20–30 нс и частоте следования 10–150 Гц. Выходной размер пучка и максимальная энергия в импульсе составляли  $S = 10 \times 20$  мм и 150 мДж соответственно. Равномерность освещенности в плоскости экспонирования обеспечивалась применением кварцевого осветителя на основе растровых дифракционных линз. Эксперименты в основном проводились вблизи длинноволновой границы области ВУФ — при  $\lambda_0 = 193$  нм на излучении эксимерных молекул ArF.

2. На рис. 1 приводится вид спектров пропускания и отражения пленок AsSe до и после облучения одним импульсом  $\lambda_0 = 193$  нм с  $E_n = 50$  мДж/см<sup>2</sup>. Спектры снимались на образцах, нанесенных на подложки из монокристаллического MgF<sub>2</sub>, выраженного в вакууме, — специально для использования в ВУФ диапазоне. Применялся вакуумный двухлучевой спектрофотометр с маломощным газоразрядным водородным источником. Спектры до облучения вполне типичны для тонких слоев ХСП: пленка толщиной 0.3 мкм практически непрозрачна при

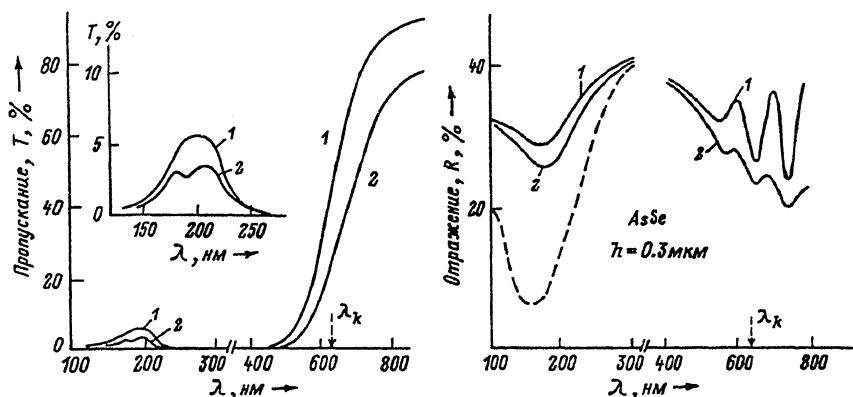


Рис. 1. Усредненный спектр пропускания (а) и отражения (б) пленки AsSe толщиной 0,3 мкм.

1 — до облучения; 2 — после облучения,  $E_H = 50$  мДж/см<sup>2</sup>,  $\lambda_0 = 193$  нм. Штриховой стрелкой на оси абсцисс показано положение  $\lambda_k = 630$  нм, при котором производятся контрольные измерения. Штриховая кривая — изменение отражения после длительного облучения сплошным спектром непрерывного ВУФ излучения от источника типа ГИС. На спектрах пропускания интерференционные максимумы исключены. Измерения проводились при потоках, не превышающих  $10^{-6}$  Дж/см<sup>2</sup>.

$\lambda < 500$  нм, так как  $\alpha > 10^5$  см<sup>-1</sup> вплоть до  $\lambda \sim 200$  нм. Что же касается области прозрачности ( $h\nu < E_g$ ), то здесь в зависимости от толщины  $h_0$  наблюдаются первые порядки интерференции. Спектры после облучения отчетливо обнаруживают фотостимулированные изменения оптических свойств пленки. В области прозрачности наблюдается известное [1] относительное фотопотемнение. С этим же, по-видимому, связано некоторое уменьшение амплитуды интерференции в спектрах пропускания и особенно в спектрах отражения. Обнаруживается также слабое смещение максимумов интерференции. Однако наиболее интересным моментом, требующим дальнейшего изучения, являются изменения, обнаруживаемые в фундаментальной полосе в области относительного просветления (при  $\lambda \sim 200$  нм), близкой к длине волны лазера.

Зависимость относительного потемнения  $\delta T = (T(H) - T(O)) / T(O)$  ( $T(O)$  и  $T(H)$  — прозрачность до и после облучения соответственно) от дозы ВУФ радиации  $H$ , измеренная при  $\lambda_k = 63$  нм, приводится на рис. 2. Заметное фотопотемнение наблюдается уже при единицах мДж/см<sup>2</sup>. Столь высокую чувствительность (более чем на 3 порядка выше, чем при экспонировании непрерывным лазерным излучением на длине волны  $\lambda_0 = 514$  нм (см. для сравнения [3]), можно

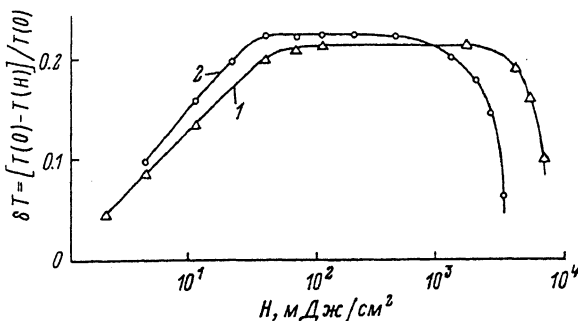


Рис. 2. Зависимость фотопотемнения  $\delta T$  пленки AsSe от экспозиции  $H$ .

$h_0 = 0.2$  мкм; 10 Гц, 20 нс,  $\lambda_0 = 193$  нм;  $E_H$ , мДж/см<sup>2</sup>: 1 — 2, 2 — 4.

было бы объяснить локальным нагревом пленок при мощном импульсном облучении, включающим термический механизм фотоиндуцированных реакций, который оказывается более эффективным по сравнению с реакциями фотопереноса, имеющими место и при малоинтенсивном непрерывном облучении. Однако исследования обнаруживают тот факт, что на эффективность реакций существенно влияет спектральный состав излучения, что свидетельствует о нетепловом характере явления. Например, для достижения той же величины фотостимулированного потемнения пленки AsSe, измеряемого на длине волны  $\lambda_k = 630$  нм, при облучении лазерным импульсом с той же пиковой мощностью и той же длительностью, но на 308 нм, нам потребовалась в 10 раз бóльшая экспозиция, чем в случае ВУФ излучения ArF лазера (193 нм).

Зависимость  $T$  от  $H$  линейна до величины  $H \sim 20-30$  мДж/см<sup>2</sup>, затем полностью насыщается на уровне  $T \sim 0.2$  и далее, при достижении  $H \sim 1$  Дж/см<sup>2</sup>, резко падает с изменением механизма в сторону фотопросветления. Эксперименты выполнялись при фиксированных энергиях в импульсе  $E_{\text{и}}$ , доза набиралась за счет количества импульсов  $N$  и считалась равной  $H = E_{\text{и}} \times N$ . При увеличении энергии импульсов с 2 (кривая 1) до 4 мДж/см<sup>2</sup> (кривая 2) фотопотемнение происходит интенсивнее и достигает насыщения при несколько меньших экспозициях. Таким образом, при наносекундных длительностях импульсов ВУФ излучения закон взаимозаменяемости нарушается, т.е. фотопотемнение зависит не только от дозы, но и от энергии в импульсе.

Подобная "нелинейность" светочувствительности у пленок ХСП наблюдалась и в видимом диапазоне в работе [2], где, кроме того, отмечалось ее положительное влияние на повышение разрешающей способности при регистрации изображения.

Тенденция к "просветлению" пленок ХСП при больших дозах (количество импульсов  $N > 500$ ), по-видимому, связана с тем, что соответствующие участки кривых были получены в многоимпульсном режиме экспонирования. В этом режиме, во-первых, время следования импульсов  $t_{\text{сл}} = 1/\nu$  сравнимо с временем темновой релаксации фотовозбуждения (для соединений As - Se оно составляет  $10^{-1} - 10^{-2}$  с [4]) и квазистационарный режим фотопотемнения не успевает установиться. Во-вторых, с повышением дозы  $H$  возникают фотоабляционные процессы — непосредственное удаление части материала при воздействии радиации. С ростом  $N$  и  $\nu$  они ускоряются в результате локального нагрева и толщина уменьшается в процессе экспонирования. Так, для полного абляционного ВУФ

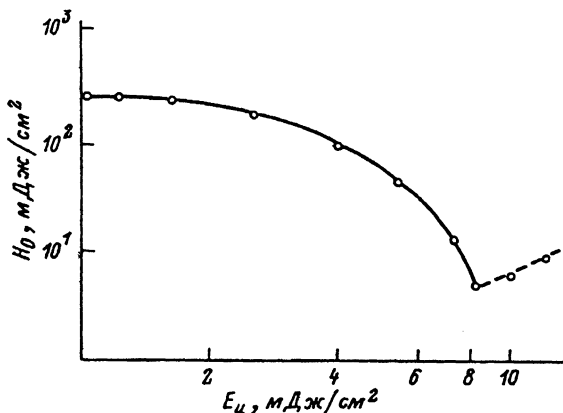


Рис. 3. Зависимость величины пороговой экспозиции  $H_0$  от энергии лазерного импульса  $E_{\text{и}}$  ( $\lambda_0 = 193$  нм) для пленки AsSe толщиной 0.2 мкм.

Проявление в моноэтанолаmine в течение 5 мин.

травления пленки AsSe 0.2 мкм при  $E_{и} = 4 \text{ мДж/см}^2$  и  $\nu = 50 \text{ Гц}$  нам потребовалось 1250 импульсов или время экспозиции  $\tau = 25 \text{ с}$ , что соответствует 0.16 нм за импульс.

3. Высокая чувствительность к ВУФ излучению, сопровождающаяся, по-видимому, определенными структурными изменениями, позволяет предложить использование таких пленок в качестве чувствительного резиста для лазерной ВУФ литографии; при этом привлекательна потенциальная возможность воспроизводить оптическое изображение с пониженной величиной контраста освещенности, связанная с "нелинейностью" оптических свойств. Для исследования ХСП как ВУФ резиста после экспонирования пленки проявлялись в моноэтанолаmine, применявшемся в качестве негативного проявителя. На рис. 3 приведена зависимость от энергии импульса AgF эксимерного лазера величины пороговой экспозиции  $H_0$ , соответствующей полному формированию негативного изображения. Зависимость построена для 0.2 мкм пленки AsSe при ее проявлении в течение 5 мин. При малых дозах (пиковых мощностях до  $0.2\text{--}0.25 \text{ МВт/см}^2$ ) пороговая экспозиция слабо меняется и составляет около  $350 \text{ мДж/см}^2$ . Начиная с  $E_{и} = 1 \text{ мДж/см}^2$  наблюдается постепенное уменьшение  $H_0$ , достигающее 50% при  $E_{и} = 5 \text{ мДж/см}^2$ , и всего лишь один импульс потребовался для полного проявления рисунка при энергиях  $E_{и} = 8 \text{ мДж/см}^2$ . Дальнейшее повышение энергии в импульсе уже не меняет ситуации, и рост  $H_0$  на кривой рис. 3 означает только тот факт, что в импульсе затрачивается большая энергия.

В наших экспериментах с жидкостным проявлением не удавалось воспроизвести элементы рисунка с размерами менее 2.0 мкм при толщинах  $h_0$  выше 0.25 мкм, т.е. соотношение  $h_0/\Delta a$ , где  $\Delta a$  — размытие рисунка, не превышало 0.1, что хуже, чем в промышленной технологии с использованием органических резистов. Уменьшение предельной разрешающей способности ХСП, реализуемой в двустадийном варианте фотолитографического процесса с жидким проявлением, по-видимому, происходит из-за деградации скрытого изображения, связанной с поверхностным характером поглощения. Действительно, измерения коэффициента поглощения  $\alpha$  в ВУФ диапазоне, выполненные на тонких слоях, дают величины  $1\text{--}5 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-1}$ , что ограничивает проникновение ВУФ квантов глубиной всего в несколько нанометров. Это существенно прежде всего для негативного процесса, так как из-за недостаточного изменения растворимости нижних слоев происходят подтрав под изображение, сформированное в верхнем слое, и разрушение негативного рисунка. Этот недостаток оказывается менее существенным при обработке пленок в "позитивном" проявителе и для составов As — S в меньшей мере, чем для As — Se.

4. С увеличением энергии импульса  $E_{и}$  наряду с фотопотемнением пленок ХСП все интенсивнее происходит фотооблация, и начиная с  $E_{и} = 20\text{--}25 \text{ мДж/см}^2$  для соединения AsSe стравливание слоя в результате облучения уже наблюдается визуально при экспонировании одиночными импульсами. На рис. 4 приведены в полулогарифмическом масштабе экспериментальные зависимости скорости фототравления  $U_{фт}(E_{и})$  для AsSe и  $\text{As}_2\text{S}_3$ .

Для пленок ХСП зависимость  $U_{фт}(E_{и})$  в исследованном диапазоне может быть аппроксимирована двумя экспоненциальными участками с переходной областью между ними в районе  $E_{и} = 50\text{--}60 \text{ мДж/см}^2$ .

Появление излома на характеристиках может быть связано с дополнением механизма непосредственной фотооблации (фотодекомпозиции или фотоокисления: опыты проводились на воздухе) термической составляющей. Вклад ее может стать существенным, так как при воздействии короткими световыми импульсами распределение фононов по энергиям далеко от равновесного, а значит, локальное увеличение эффективной температуры может значительно превысить значения, рассчитанные при равновесных термодинамических характеристиках [5]. В таком случае для описания изменений толщины можно воспользоваться выражением

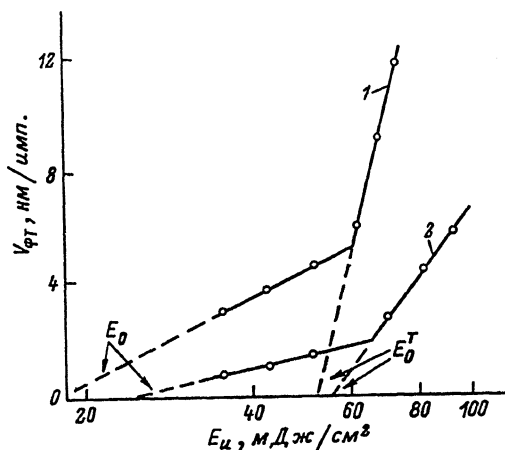


Рис. 4. Экспериментальные зависимости скорости ВУФ травления пленок  $As_2S_3$  (1) и  $AsSe$  (2) от энергии импульса  $E_n$  эксимерного лазера  $ArF$  (193 нм) (точки).

$1.8 \ln(E_n/22) + 11 \ln(E_n/55)$ ,  $2 - 3 \ln(E_n/13) + 41 \ln(E_n/52)$ , при  $E_n < 50-60$  преобладают первые члены, далее — вторые;  $E_n$  в мДж/см<sup>2</sup>, а  $U_{FT}$  в нм/имп. Значения критических потоков показаны стрелками.

импульсами объема глубиной поглощения фотонов  $l \sim \alpha^{-1}$  и пренебрегая температурой среды, для термической составляющей  $h_m$  получаем

$$h_m = A \exp \left\{ - (B/\alpha) \ln \left[ (E_n/E_0^T) (1-R) \right] E_n^{-1} \right\}, \quad (2)$$

где  $E_0^T$  — пороговая энергия начала термического процесса;  $B = W/kC\rho$ , где  $k$  — постоянная Больцмана,  $C$  — удельная теплоемкость,  $\rho$  — плотность материала.

Графики, отвечающие  $h_T$ , приводятся на рис. 5. Экспериментальные данные удовлетворительно спрямляются в соответствующих координатах, что позволяет оценить константы  $A = 0.05$  и  $0.2$  мкм, соответствующие толщинам, при которых насыщается скорость термохимической реакции;  $B/\alpha = 0.17$  и  $0.12$  Дж/см<sup>2</sup> для  $AsSe$  и  $As_2S_3$  соответственно. С другой стороны, можно ориентировочно определить температуру начала процесса непосредственно, пользуясь оценкой

$$T = \alpha E_0^T (1-R) / C\rho,$$

или при  $\delta > \alpha^{-1}$

$$T = E_0^T (1-R) / C\rho\delta, \quad (3)$$

где  $\delta = (K/\rho C)^{1/2}$  — длина тепловой диффузии,  $K$  — коэффициент теплопроводности.

Для ХСП длина тепловой диффузии оказывается порядка  $\delta \sim 0.1$  мкм, что равно или больше  $l = \alpha^{-1}$ , а мгновенная температура начала фототермоабляции оказывается порядка  $4 \cdot 10^3$  К.

Интересно, что в исследуемом диапазоне  $E_n$  сульфид мышьяка фотоаблятивно травится в 3.5—4.5 раза интенсивнее, чем селенид.

(здесь и далее мы сочли необходимым дополнить формулы из [6], выведенные для полимерных пленок, коэффициентом  $(1-R)$ , учитывающим отражение излучения от поверхности пленки ХСП)

$$h = h_\phi + h_T = (1/\alpha) \ln \left[ (E_n/E_0) \times (1-R) \right] + A \exp(-W/kT). \quad (1)$$

Первый член описывает нетермическую фотоабляцию с пороговой энергией  $E_0$ , второй — термическую фотоабляцию с локальной температурой  $T$ , пропорциональной  $E_n$ , и энергией активации химической реакции  $W$ . Низкоэнергетические накланы кривых на рис. 4 дают  $\alpha = 9 \cdot 10^5$  и  $4 \cdot 10^5$  для  $AsSe$  и  $As_2S_3$  соответственно. Это превышает значения, измеренные по пропусканию на спектрофотометре, но согласуется с обнаруженным фактом фотопотемнения ХСП при воздействии ВУФ излучения. Учитывая ограниченность разогреваемого лазерными им-

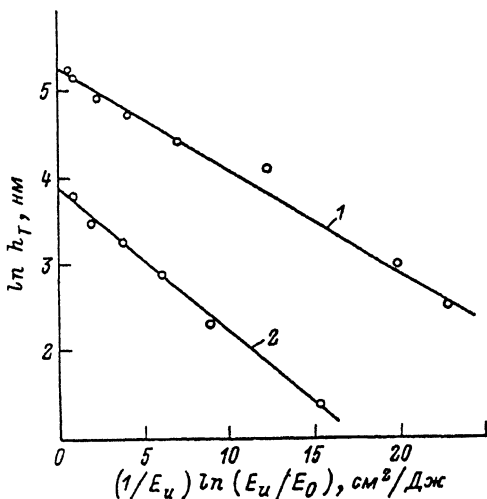


Рис. 5. Зависимость скорости фототравления в термической области (толщины  $h_T$ , стравливаемой за 1 импульс) от плотности энергии в импульсе в координатах, соответствующих формуле (2) для пленок  $As_2S_3$  (1) и  $AsSe$ ,  $\lambda_0 = 193$  нм (2).

5. Введя параметр  $\gamma_{эф}$ , аналогичный по смыслу фактору проявления в двустадийном фотолитографическом процессе, можно вычислить его значение непосредственно по зависимости  $U_{эф}(E_H)$ , пользуясь соотношением

$$\gamma_{эф}(E_H) = U_{фт}^{-1}(E_H) \cdot dU_{фт} / (\ln E_H). \quad (4)$$

Результаты расчета приведены в таблице. Получаемые значения  $\gamma_{эф}$  очень высоки, они трудно реализуемы в традиционной фотолитографии как на органических позитивных фоторезистах [7], так и на неорганических [2] и сравнимы с достигаемыми путем использования контрастосиливающих слоев в многослойных фоторезисторных системах [8]. Это говорит о высоких потенциальных возможностях ХСП по предельному разрешению.

Технологические параметры пленок ХСП при ВУФ травлении ( $h_0 = 0.2$  мкм)

$E_H$ , мДж/см <sup>2</sup>	AsSe				As <sub>2</sub> S <sub>3</sub>			
	$H_0$ , Дж/см <sup>2</sup>	$\partial h / \partial H \cdot 10^{-7}$ , см <sup>3</sup> /Дж	$\partial h / \partial H \times H_0$ , мкм	$\gamma_{эф}$	$H_0$ , Дж/см <sup>2</sup>	$\partial h / \partial H \cdot 10^{-7}$ , см <sup>3</sup> /Дж	$\partial h / \partial H \times H_0$ , мкм	$\gamma_{эф}$
35	7.7	0.28	0.23	2.8	2.4	0.8	0.20	2.1
50	7.5	0.35	0.26	3.1	2.2	1.6	0.36	4.3
60	6.6	0.70	0.46	5.4	1.8	2.5	0.45	8.6
70	5.6	1.0	0.56	5.7	1.3	4.0	0.50	9.4
80	2.8	2.2	0.62	6.2	0.8	7.0	0.56	10.5

В силу относительно малой фоточувствительности пленок ХСП, применяемых как самопроявляющийся ВУФ резист в режиме абляции (рис. 6 и таблица), величина передаточной функции  $\partial h / \partial H$  оказывается на ~2 порядка ниже, чем

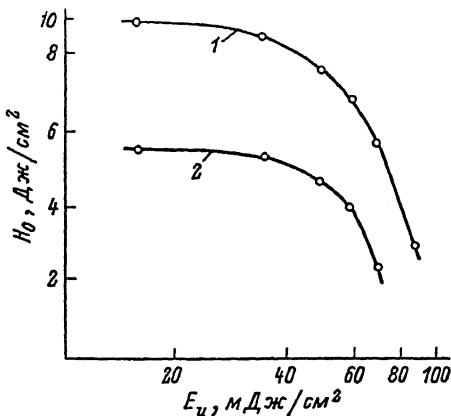


Рис. 6. Зависимость величины пороговой экспозиции  $H_0$  от энергии лазерного импульса  $E_{и}$  ( $\lambda_0=193$ нм) при ВУФ травления пленок ХСП.

Режим одиночных импульсов, интервал между импульсами  $t > > 0.1$  с. 1 - AsSe 0.2 мкм, 2 - As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> 0.3 мкм.

при ВУФ травлении органических пленок. В то же время полученная передаточная функция в 5—10 раз выше достигнутой на другом неорганическом ВУФ резисте, “алмазоподобной” пленке, позволившей получить известное рекордное для эксимерной лазерной литографии разрешение в 0.13 нм [9].

На рис. 6 приведена экспериментальная зависимость от энергии в импульсе AgF эксимерного лазера величины пороговой экспозиции  $H_0$ , необходимой для полного фотоабляционного ВУФ травления пленок ХСП в режиме одиночных импульсов ( $t > > 0.1$  с). Сравнивая кривую (1) на рис. 6 с кривой на рис. 3, видим, что одностадийный процесс формирования рельефного изображения (позитивный) протекает при величинах  $H_0$ , существенно больших, чем двустадийный (негативный) с жидкостным проявлением, чувствительность его растет, хотя и в меньшей степени, с увеличением  $E_{и}$ . ВУФ травление требует в 50—75 раз больших экспозиций

$H_0$ , хотя практически времена экспозиции остаются весьма низкими и не превышают нескольких секунд при  $\nu = 30—50$  Гц. Что же касается наиболее интенсивного режима для As<sub>2</sub>S<sub>3</sub>, реализуемого при  $E_{и} = 80$  мДж/см<sup>2</sup>, то здесь для полного удаления слоя в 300 нм понадобилось ~10 импульсов, т.е. скорость травления составляла 30 нм/имп. Это показывает, что вполне реалистичны одноимпульсные режимы в многослойных фоторезистных системах, где верхний слой ХСП, формирующий рисунок, делается не толще 30—40 нм.

Нетрудно видеть, что для импульсного режима экспозиции в общем случае нетермической фотоабляции (многотипульсный случай) справедливо

$$H_0(\partial h/\partial H) = h_0. \quad (5)$$

В таблице указана величина произведения  $(\partial h/\partial H) \cdot H_0$ , которая для потоков  $E_{и} < 50$  мДж/см<sup>2</sup>, т.е. в “нетермической” области в пределах точности измерений совпадает с оценкой, т.е. равна толщине пленки, но в дальнейшем быстро возрастает.

Следует иметь в виду, что при практическом использовании пленок ХСП в качестве самопроявляющихся ВУФ резистов предпочтительны полностью “сухие” технологические процессы в замкнутой бескислородной среде, позволяющие, кроме прочих достоинств [10], избежать образования высокотоксичных окислов.

Нами были выполнены прямые фотолитографические эксперименты на ХСП по получению микрорисунка интегральных схем. Наилучшее разрешение составило 0.6 мкм и ограничивалось применяемым фотошаблоном. Качество получаемого микрорисунка свидетельствует о том, что эта величина еще не достигла предела и возможно более высокое разрешение.

6. Выполненное исследование позволило установить ряд особенностей поведения тонких пленок ХСП AsSe и As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> при облучении ВУФ импульсами.

Прежде всего это очень низкий уровень необходимых доз для заметных фотостимулированных изменений оптических свойств (порядка 1 мДж/см<sup>2</sup>) и высокая “крутизна”  $da/dH$  или фотохромная чувствительность, достигающая в ВУФ области спектра до  $\sim 10^6$  см<sup>2</sup>·Дж<sup>-1</sup> при  $\lambda_0 = 193$  нм. Изменения оптических свойств сопровождаются фотостимулированным изменением травимости, позво-

ляющим использовать эти ХСП как высокочувствительные неорганические фоторезисты ( $8 \text{ мДж/см}^2$  на  $0.2 \text{ мкм}$  толщины в одноимпульсном режиме с  $\tau = 20 \text{ нс}$  — это рекордное значение как для неорганических, так и для органических резистов). Однако достижение высокого разрешения здесь требует дальнейшей отработки процесса проявления. Повышение энергии импульса позволяет реализовать одностадийный процесс (фототравление), требующий несколько больших экспозиций ( $\sim 0.5 \text{ Дж/см}^2$ ). Но и такой режим реализуется не более чем за 10 импульсов ( $\tau_0 < 10 \text{ с}$ ) на  $0.2 \text{ мкм}$ , а в случае трехслойных резистов с тонким верхним ХСП слоем ( $h_0 \sim 30 \text{ нм}$ ) вновь делается возможным одноимпульсный процесс ( $\tau = 20 \text{ нс}$ ), позволяющий осуществить экспонирование “на ходу” — без остановки стола. Особенностью исследованных фотолитографических процессов является очень высокий контраст изображения, связанный с эффектом фотопотемнения, дающий предпосылки к достижению субмикронного разрешения, лучшего, чем  $0.6 \text{ мкм}$ .

Все эти перечисленные выше прикладные возможности, по-видимому, основаны на обусловленных ВУФ излучением структурных изменениях ХСП, в первую очередь в области полосы относительного просветления при  $\lambda \sim 190 \text{ нм}$ ; их природа требует дальнейшего изучения.

#### Список литературы

- [1] Любин В. М. Несеребряные фотографические процессы. Л.: Химия, 1984.
- [2] Mednikarov B. // Sol. St. Technol. 1984. N 5. P. 177—179.
- [3] Вартман Г., Данелюс Р. В., Ключе Ю., Озолс А. О. // Автометрия. 1987. № 1. С. 80—94.
- [4] Экманис Ю. А., Тетерис Я. А. Применение методов оптической обработки информации и голографии. Л., 1980.
- [5] Малиновский В. К. // Автометрия. 1985. № 1. С. 25—48.
- [6] Srinivasan V., Smrtic Mark A., Babu S. V. // J. Appl. Phys. 1986. Vol. 59. N 11. P. 3861—3867.
- [7] Wolf T. H., Hartless R. L., Shugard A., Taylor G. N. // J. Vac. Sci. Technol. 1987. Vol. 5. N 1. P. 396—401.
- [8] Oldham W. G. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1987. Vol. 34. N 2. P. 247—251.
- [9] Rotheild M., Ehrlich D. J. // J. Vac. Sci. Technol. B. 1987. Vol. 5. N 1. P. 389—390.
- [10] Точицкий Э. И., Точицкий Я. И., Шарендо А. И., Обухов В. Е. // Электронная техника. 1984. № 5. С. 102—105.

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

Поступило в Редакцию  
25 апреля 1991 г.