

пластины на глубину до 0.5—1 мкм. Поскольку процесс лазерного испарения поглощающих мишеней происходит, как правило, через жидкую фазу [7], то из сказанного следует, что формирование ЭПФ при испарении теллуровой мишени (равно, как и мишени из CdTe) в парах ртути идет из слоя, насыщенного ртутью, что и предопределяет наличие ионов ртути в эрозийном факеле, влияет на структуру и элементный состав конденсата.

Таким образом, доминирующими факторами, определяющими характер газодинамического разлета и состав эрозийного факела вблизи мишени при лазерном напылении пленок ртутных соединений HgTe и КРТ, являются плотность потока лазерного излучения и давление паров ртути в реакционной камере. Изменяя эти параметры, можно создавать различные степени пересыщения у поверхности подложки, что позволит формировать эпитаксиальные пленки  $Cd_xHg_{1-x}Te$  разного состава и варизонные гетероструктуры на их основе.

### Литература

- [1] Котлярчук Б. К., Попович Д. И., Пляцко Г. В. и др. Укр. физ. журн., 1982, т. 27, № 7, с. 1066—1070.
- [2] Cheung J. T., Cheung D. T. J. Vac. Sci. Techn., 1982, v. 21, N 1, p. 182—186.
- [3] Hanabusa M., Susuki M., Nishigaki S. Appl. Phys. Lett., 1981, v. 38, N 5, p. 385—387.
- [4] Баканович Г. И., Минько Л. Я., Тюнина Е. С., Чумаков А. Н. Препринт ИФАН БССР, № 149. Минск, 1978. 30 с.
- [5] Александров Л. Н. Кинетика кристаллизации и перекристаллизации полупроводниковых пленок. Новосибирск: Наука, 1985. 224 с.
- [6] Котлярчук Б. К., Попович Д. И., Пётко В. Я. В кн.: Создание и использование лазерной техники и технологии в машиностроении и приборостроении. Киев, 1985, с. 112.
- [7] Батанов В. А., Бункин Ф. В., Прохоров А. М., Федоров В. Б. ЖЭТФ, 1972, т. 63, № 2, с. 586—608.

Институт прикладных проблем  
механики и математики АН УССР  
Львов

Поступило в Редакцию  
27 марта 1986 г.

УДК 537.534

Журнал технической физики, т. 57, в. 9, 1987

### КОМПЕНСАЦИЯ ЗАРЯДА ПУЧКА ИОНОВ БЕЗ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ТЕРМОКАТОДА

В. А. Никитинский, Б. И. Журавлев, А. Т. Гапоненко

Известно, что при обработке некомпенсированным ионным пучком изолированных или диэлектрических поверхностей в вакууме последние заряжаются до потенциала эмиссионной поверхности и отталкивают пучок.

Для компенсации положительного заряда ионов в пучке в него необходимо ввести электроны, генерируемые каким-либо способом. Использование для этой цели термокатода [1] ограничивает диапазон рабочих газов и надежность источника ионов. Ионизация атомов остаточных газов за счет их бомбардировки ионами пучка [1, 2] не эффективна при низких давлениях  $\xi$  и малых энергиях ионов. Инжекция электронных пучков вдоль [3] или поперек [4] ионного пучка значительно усложняет конструкцию и электропитание источника ионов. Вторичная эмиссия электронов из сетки, располагаемой на пути пучка [5], приводит к перехвату более половины ионов пучка и засоряет пучок материалом сетки.

Экспериментально установлено, что при давлении  $\sim 10^{-2}$  Па в камере распространения пучка и при ускоряющем напряжении  $U_{\gamma} = 3$  кВ потенциал, до которого заряжается изолированная мишень относительно заземленных вакуумной камеры и ускоряющего электрода  $\varphi_{\text{и}}$ , составляет всего 0.1—0.2, а не 3 кВ. Полученный результат нельзя объяснить только перераспределением тока пучка между изолированной мишенью и стенками вакуумной камеры, а также эмиссией вторичных электронов со стенок камеры, так как коэффициент использования пучка  $K$ , измеренный с помощью калориметра, достигал величины  $\sim 0.9$  и из условия очевидного равенства тока ионов  $I_{\text{и}}$  и электронов  $I_{\text{э}}$  на изолированной мишени коэффициент вторичной эмиссии электронов  $\gamma$  должен быть больше 8, что невозможно при  $U_{\gamma} = 3$  кВ.

Ионизация атомов остаточных газов ионным ударом при протяженности пучка, не превышающей 0.15 м, также не может объяснить полученный результат.

Вероятно, недостающие нейтрализующие электроны генерируются путем объемного размножения с коэффициентом  $\alpha$   $\gamma$ -электронов. Считая  $\gamma=1$  для ионов с энергией 3 кВ и  $\gamma_1=0.1$  для медленных ионов, возникающих при соударении  $\gamma$ -электронов с атомами остаточного газа, получим из условия равенства токов на изолированную мишень

$$I_i = I_e = \frac{1-K}{K} I_i \alpha \gamma \sum_{n=0}^{\infty} (\alpha-1)^n \gamma^n.$$

$\alpha=3.5$  при  $K=0.9$ , что не исключено, если учесть осцилляцию электронов в объеме. Затраты энергии на акт ионизации, оцениваемые как отношение  $e\varphi_m/(\alpha-1) \approx 40$  эВ, также реальны.

Для проверки механизма генерации нейтрализующих электронов использовалась экспериментальная система (рис. 1). В разрядной камере  $I$  генерируется плазма самостоятельным контрагированным разрядом с замкнутым дрейфом электронов [6], поставляющая ионы к многоапертурной системе извлечения (электроды 2, 3).

При подаче напряжения между ускоряющим 3 и эмиссионным 2 электродами ионы ускоряются и формируются в пучок, сечение которого может регулироваться сменой диафрагм 4. Электрод 3 выполнен в виде стакана с перфорированным дном высотой  $h=100$  мм и диаметром  $d_n=50$  мм. Длина дрейфа пучка  $l$  регулировалась перемещением мишени 5. Давление в пространстве дрейфа пучка составляло  $10^{-2} \div 10^{-1}$  Па и регулировалось расходом аргона  $Q$  в полость ускоряющего электрода. Откачка производилась через кольцевой зазор между мишенью и стенкой электрода 3.

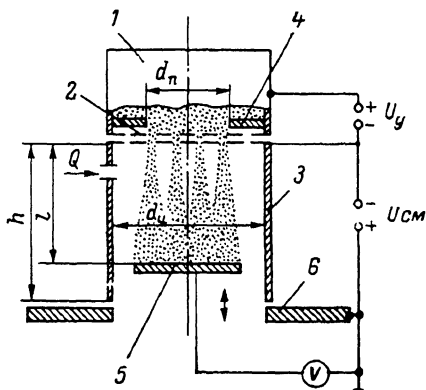


Рис. 1. Схема эксперимента.

Потенциал мишени  $\varphi_m$  измерялся вольтметром с входным сопротивлением 100 МОм. Для устранения побочных факторов, связанных с геометрией вакуумной камеры и влияющих на генерацию нейтрализующих электронов, эксперименты проводились при  $l < h$ . Эксперименты показали, что уменьшение отверстия в диафрагме  $d_n$  и расстояния от плоскости ускоряющего электрода до мишени приводит к росту потенциала изолированной мишени до величины ускоряющего напряжения  $U_y=3$  кВ (рис. 2, 1), что связано с исключением возможности прямого попадания ионов пучка на стенки электрода 3. Напряжение снижается, когда часть ионов с периферии пучка попадает на стенки электрода 3 и выбивает вторичные  $\gamma$ -электроны (рис. 2, 2).

Снижение потенциала мишени с увеличением расхода газа  $Q$  (рис. 3) свидетельствует об объемной генерации электронов. Визуальные наблюдения показывают, что полость ускоряющего электрода заполнена светящейся плазмой, примыкающей к мишени и отделенной от стенок ускоряющего электрода темным пространством шириной  $\sim 1$  мм. При давлении  $10^{-1}$  Па и энергии электронов 100—200 эВ средняя длина пробега электрона между ионизационными столкновениями составляет  $\lambda_i \approx 0.8$  м, и для генерации в объеме  $\alpha-1=2.5$  новых электронов общий пробег  $\gamma$ -электрона до исчезновения на мишени должен быть  $\sim 2$  м. Число осцилляций, которое при этом должен совершить  $\gamma$ -электрон в цилиндрической полости ( $\sim 40$ ), в несколько раз превышает отношение площадей поверхностей полости и мишени  $\sim 10$ . Вероятно, осцилляция электронов происходит преимущественно в радиальном направлении.

Подача на ускоряющий электрод отрицательного потенциала  $U_{см}$  относительно заземленной вакуумной камеры приводила к уменьшению  $\varphi_m$  до нуля при  $U_{см} \approx 200$  В и к изменению знака  $\varphi_m$ . Такое же поведение  $\varphi_m$  наблюдалось, если мишень располагалась на расстоянии 0.2 м от основания источника ионов. С увеличением  $U_{см}$  визуально наблюдается уменьшение расходимости пучка ионов, а его границы приобретают четкие очертания.

Из проведенных исследований следует сделать вывод о возможности генерации компенсирующих электронов в пределах ускоряющего электрода при наличии у него цилиндрической стенки (рис. 1, б) без использования термокатода. При этом необходимо часть пучка ионов высаживать на стенки электрода для выбивания  $\gamma$ -электронов, и часть эта будет тем

меньше, чем лучше условия осцилляции электронов и выше давление газа. Потенциал синтезированной плазмы в ускоряющем электроде автоматически поддерживается на уровне, необходимом для обеспечения высокой ионизирующей способности  $\gamma$ -электронов и выполнения равенства  $I_e = I_i$  на изолированной мишени, и может задаваться принудительно выше этого значения подачей отрицательного потенциала на ускоряющий электрод, что позволяет полностью снять заряд с изолированной мишени, бомбардируемой пучком ионов.

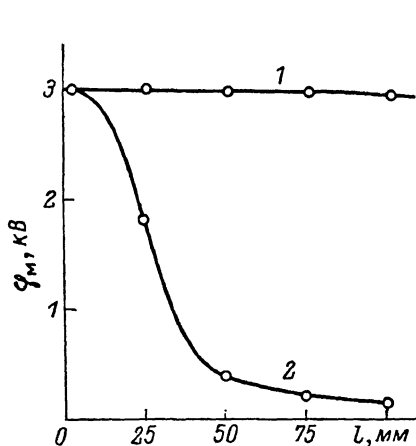


Рис. 2. Зависимости потенциала мишени  $\varphi_m$  от расстояния до мишени  $l$  при  $d_n/d_c = 2/3$  (1) и 1 (2).

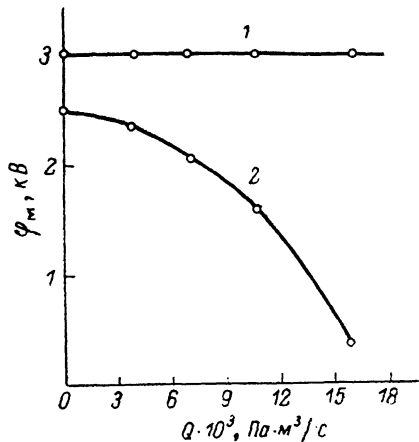


Рис. 3. Зависимости потенциала мишени  $\varphi_m$  от расхода газа  $Q$  при  $l=10$  (1) и 50 мм (2).

### Литература

- [1] Габович М. Д. Физика и техника плазменных источников ионов. М.: Атомиздат, 1972. 304 с.
- [2] Быстрицкий В. М., Диденко А. Н. УФН, 1980, т. 132, № 1, с. 91—122.
- [3] Вирко В. Ф., Габович М. Д., Кириченко Г. С., Назаренко О. К. ЖТФ, 1974, т. 44, № 11, с. 2296—2301.
- [4] Штулингер Э. Ионные двигатели для космических полетов. М., 1966, с. 343.
- [5] Erik Grusell. Vacuum, 1978, v. 28, N 8/9, p. 329—331.
- [6] Журавлев Б. И., Никитинский В. А., Гапоненко А. Т. ПТЭ, 1985, № 4, с. 240—243.

Поступило в Редакцию  
2 июня 1986 г.

## МИКРОВОЛНОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЛОКАЛЬНЫХ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ОБРАЗОВАНИЙ

Ю. А. Быковский, В. Б. Лагода, Г. А. Шерозия

В ряде работ, посвященных исследованию локальных высокотемпературных плазменных образований сильноточных пинчующихся разрядов (ЛВПО [1]), наиболее известными из которых являются работы по плазменным точкам (ПТ) [2, 3] и плазменному фокусу (ПФ) [4, 5], отмечается значительное превышение уровня микроволнового излучения (на 5—6 порядков) над равновесным излучением плазмы. При этом конкретный механизм излучения микроволн до настоящего времени не известен.

Прежде чем перейти к рассмотрению механизма микроволнового излучения, перечислим основные экспериментальные данные: 1) момент генерации микроволн соответствует моменту возникновения ЛВПО; 2) для ПТ излучение зарегистрировано на частотах  $10^{10}$ —