модуляции, регистрируемый фотоприемником, существенным образом зависит от апертуры и положения детектора или световода в поле излучения. При этом от одного и того же лазера, работающего в заданном режиме модуляции, можно получить синфазную, нулевую и противофазную модуляцию интенсивности.

Авторы считают своим приятным долгом выразить глубокую благодарность Л.А. Мельникову за помощь, оказанную при проведении экспериментов.

Литература

[1] Ву Ван Лык, а Калшабеков А.С., Манько М.А., Микаелян Г.Т., Соколов С.Н. – Квантовая электроника, 1981, т. 8, с. 2697–2699.
[2] Рендель Ю.С. – Радиотехника и электроника, 1978, т. 23, № 4, с. 793–797.
[3] Манько М.А., Микаелян Г.Т. – Тр. ФИАН, 1986, т. 166, с. 126–154.
[4] Елисеев П.Г., Манько М.А., Микаелян Г.Т.– Тр. ФИАН, 1983, т. 141, с. 119–125.
[5] Asbeck P.M., Cammack D.A., Daniele J.J. – Appl. Phys. Lett., 1978, v. 33, p.504–506.
[6] Baus J., Stubkjaer K. – Solid-State and Electron Devices, 1979, v. 3, N 6, p. 210–214.

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

Поступило в Редакцию 13 апреля 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 4 26 февраля 1988 г.

САМОПОДДЕРЖИВАЮЩИЕСЯ СТРУКТУРЫ НА РАСПЫЛЯЕМЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ

В.А. Курочкина, А.И. Морозов

В [1] авторами рассмотрена в общем виде задача об эволюции поверхности под действием ионной бомбардировки. Если ввести декартовы координаты и пучок считать падающим под углом ω к оси z, то эволюция поверхности будет описываться уравнением [1, 2] (см. рис. 1)

$$\frac{\partial z}{dt} = -S_0 \frac{\cos(\omega-\beta)}{\cos\beta}\,\phi(\omega-\beta) \equiv F(q). \qquad (1)$$

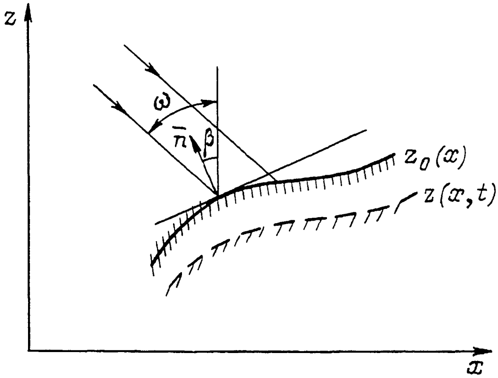


Рис. 1.

Здесь $q = \frac{\partial z}{\partial x} = tg\beta$, $\alpha \equiv (\omega - \beta)$, $\Phi(\alpha)$ – угловая зависимость коэффициента распыления S от угла падения α,

$$S = S_0 \Phi(\alpha). \tag{2}$$

В [1] приведено общее решение уравнения (1), описывающее эволюцию первичного профиля $z_0(x)$. Оно имеет вид

$$x = x_0 + \frac{\partial F}{\partial q} t,$$

$$z = z_0(x_0) + \left(q \frac{\partial F}{\partial q} - F\right) t, \tag{3}$$

$$q = \frac{\partial}{\partial x}\left\{z_0(x_0)\right\}, \quad x_0 = x - \frac{\partial F}{\partial q} t.$$

Отсюда видно, что можно говорить о перемещении точек начальной поверхности и ввести характеристическую скорость этих точек с компонентами:

$$v_x = \frac{\partial F}{\partial q}, \quad v_z = q \frac{\partial F}{\partial q} - F. \tag{4}$$

Очевидно, что профиль поверхности будет сохраняться, если все ее точки будут двигаться с одной и той же скоростью $\vec{v}$. Это может быть строго выполнено только в двух случаях: когда $F(q)$ не зависит от q, т.е. $F(q) = const$, либо когда поверхность является плоскостью.

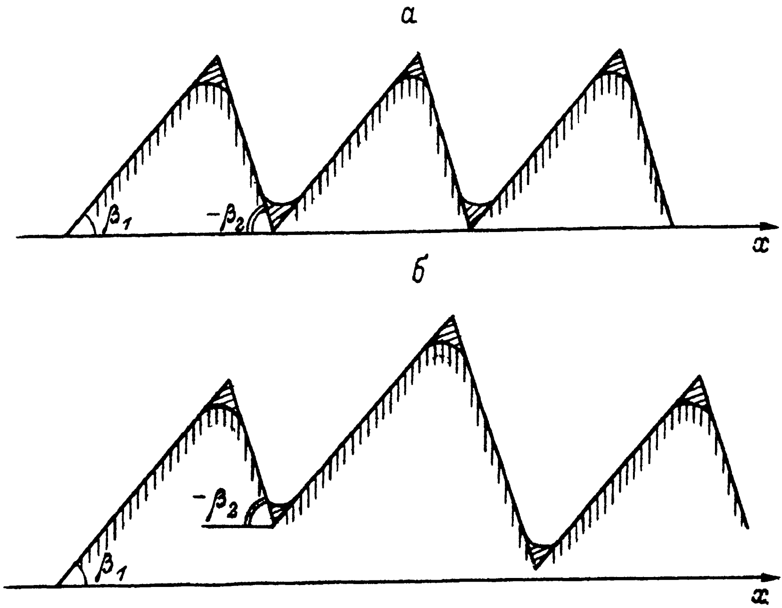


Рис. 2.

Однако, если существует несколько значений q_k, где $1 \leq k < n$ (или, что тоже β_k), при которых система (4) дает одно и тоже значение характеристической скорости, то можно строить профили из отрезков прямых[1], наклоненных под углами β_k и тем самым (с точностью до угловых точек) получать самовоспроизводящиеся профили.

На рис. 2 изображены примеры профилей для случая, когда существует два значения β_1 и β_2 с одинаковыми характеристическими скоростями. На рис. 2,а изображен периодический профиль, а на рис. 2,б – непериодический. Здесь же штриховыми линиями изображены „зоны сопряжения" прямых. В этих зонах значение β изменяется в пределах

$$\beta_1 \leq \beta \leq \beta_2 , \tag{5}$$

поэтому эволюция поверхности здесь будет идти с другими характеристическими скоростями, чем на прямых участках, что приведет к возникновению локальных „дефектов".

В данной статье мы продолжим исследование самовоспроизводящихся профилей.

---

[1] Ниже мы будем говорить только о проекции поверхности на плоскость (x, z).

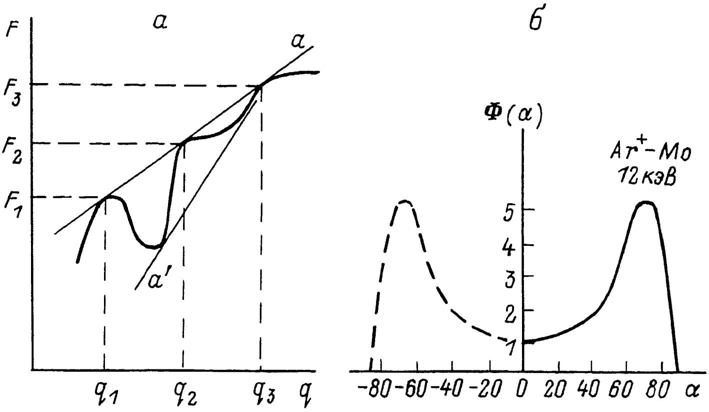


Рис. 3.

1. „Правило касательной"

Пусть в точках q_k характеристические скорости одинаковые. Тогда условие равенства x-компонент этой скорости будет условием равенства углов наклона касательной к функции $F(q)$:

$$\left(\frac{\partial F}{\partial q}\right)_1 = \left(\frac{\partial F}{\partial q}\right)_2 = \cdots = \left(\frac{\partial F}{\partial q}\right)_n \equiv v_x . \tag{6}$$

При выполнении условия (6) равенство z - компоненты характеристической скорости имеет вид:

$$(q v_x - F)_1 = (q v_x - F)_2 = \cdots = (q v_x - F)_n . \tag{7}$$

А это означает (рис. 3,а), что все значения q_k, которым соответствует одна и та же характеристическая скорость, являются координатами тех точек F_k на кривой $F(q)$, которые лежат на одной прямой a, касательной во всех этих точках к $F(q)$. Этот геометрический критерий, эквивалентный условиям (6) и (7), мы будем называть „правилом касательной".

Если предположить, что $F(q)$ является „хорошей" функцией в точках касания (q_k, F_k), то ее аналитическая структура будет иметь вид:

$$F = \alpha_0 + q\beta_0 + A(q)(q-q_1)^2 \cdot (q-q_2)^2 \cdots (q-q_n)^2 . \tag{8}$$

Уравнение (1) написано для произвольно ориентированного падающего пучка. Если же за ось z принять направление падающего пучка, то уравнение (1) примет вид:

$$\frac{\partial z}{\partial t} = - S_0 \Phi(\beta) . \tag{9}$$

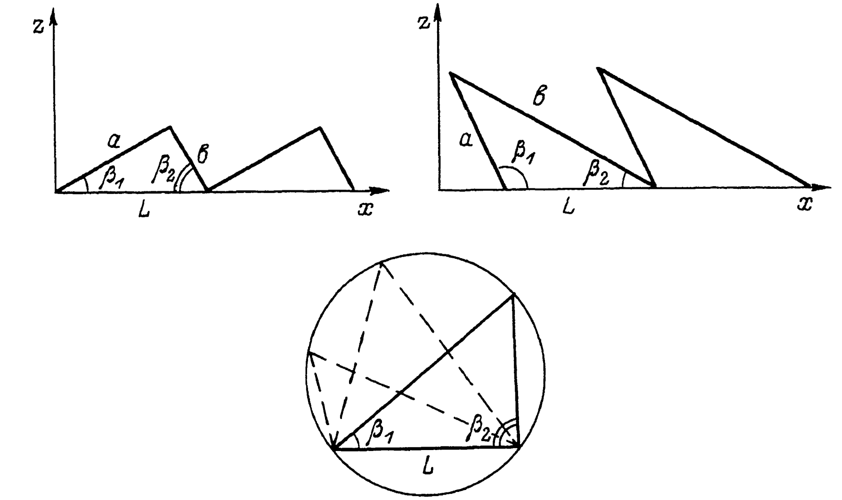


Рис. 4.

В этом случае функция $F(q)$ с точностью до постоянного множителя и выбора аргумента совпадает с функцией угловой зависимости коэффициента распыления $\Phi(\beta)$.

На рис. 3,б изображена типичная зависимость $\Phi(\beta)$[2], используемая при дальнейших численных расчетах. Видно, что в этом случае существуют только два угла падения (при нормальном падении пучка ионов)

$$\beta_{1,2} = \pm\beta^*,$$

которые определяют наклоны прямолинейных участков поверхности, имеющих одну и ту же характеристическую скорость. В этих точках $(+\beta^*, -\beta^*)$ функция $\Phi(\beta)$ достигает максимума.

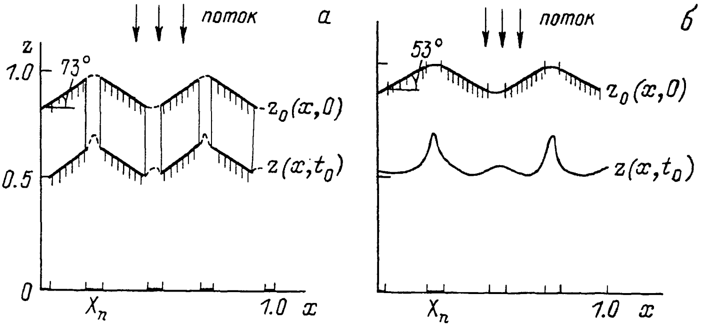
2. П а р а м е т р ы „щ у ч ь е г о я з ы к а"

Самовоспроизводящиеся периодические двухскатные профили мы будем называть „щучьим языком". Их проще всего анализировать на основе уравнения (9), т.е. ось по направлению пучка. Имея плоскости с наклонами $\pm\beta^*$, мы можем строить различного рода периодические структуры, выбирая их геометрические размеры, согласно соотношениям (рис. 4):

$$a = L\frac{\sin\beta_2}{\sin(\beta_1+\beta_2)}, \quad b = L\frac{\sin\beta_1}{\sin(\beta_1+\beta_2)}. \tag{10}$$

---

[2] Эта зависимость соответствует распылению ионами, ускоренными до 12 кэВ [3].



X_n - размер переходной зоны по длине

Рис. 5.

3. Численное моделирование периодических структур

Численное моделирование эволюции поверхности проводилось решением уравнения (1) методом характеристик [4]. Для реализации этого метода необходимо на каждом шаге по времени вычислять производную полученного профиля ($z(x,t)$) в каждой точке по длине поверхности (x). Как известно, при численных расчетах эта процедура вносит большую ошибку в расчетную схему. Чтобы снизить уровень ошибок для вычисления производных применялась схема явного трехточечного дифференцирования с малым шагом по x [4].

Рассматриваемые в этой статье исходные поверхности образованы прямыми, что упрощает расчеты и повышает их точность. Здесь нас прежде всего интересовало поведение переходов между „скатами". На этом участке можно ввести уменьшение шага по x,t и контролировать точность расчетов по оценке эволюции точки с $\frac{\partial q}{\partial x} = tg\,\beta = 0$. Точность приведенных здесь расчетов $\sim 10^{-4}$.

Примеры расчетов эволюции „щучьего языка" при нормальном падении потока приведены на рис. 5.а. Для расчетов использована функция $\Phi(q)$, представленная на рис. 3,б. При этом углы наклона прямых участков поверхности взяты в соответствии с правилом касательной и равны $\beta_{1,2} = \pm 73^{\circ}$. Из приведенных расчетов видно, что в этом случае ширины переходных зон на конечном промежутке времени не увеличиваются.

Была просчитана эволюция пилообразной поверхности, у которой наклоны отличны от $\pm\beta^*$ ($\beta_{1,2} = \pm 53^{\circ}$). Эти расчеты в полном соответствии с предыдущими рассуждениями показали, что наблюдается расширение переходных зон за конечный промежуток времени и наблюдается тенденция к исчезновению первоначальных структур. (рис. 5,б).

Литература

[1] Морозов А.И. и др. – ЖТФ, № 2, 1987.
[2] Рыжов А.Ю., Стриженов Д.С. – ДАН, 1967, т. 172, с. 1309.
[3] Габович М.Д., Плешивцев Н.В., Семашко Н.Н. Пучки ионов и атомов для УТС и технологических целей. М.: Энергоатомиздат, 1986.
[4] Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. М.: Наука, 1970.

Поступило в Редакцию
19 ноября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 4 26 февраля 1988 г.

ВЫСОКОВОЛЬТНЫЙ РАЗРЯД С КАТОДНЫМ ПЯТНОМ ПРИ ПОСТОЯННОМ НАПРЯЖЕНИИ НА ЭЛЕКТРОДАХ

В.А. Никитинский, О.А. Богатырев

Катодное пятно является эффективным эмиттером электронов и позволяет получать сильноточные пучки как в импульсном [1, 2], так и в непрерывном режимах [3, 4]. Непрерывный режим отбора электронов из разряда с катодным пятном реализуется при питании разрядной камеры и высоковольтного промежутка от двух отдельных источников. В разрядной камере генерируется дуговым разрядом плазма, часть электронов которой выходит через эмиссионное отверстие малого диаметра в высоковольтный промежуток. Такая система трех электродов с двумя источниками питания позволяет существовать независимо двум областям с напряжением на электродах, отличающимся на несколько порядков. Известно, что генерация плазмы и ускорение электронного пучка в разряде с катодным пятном в импульсном режиме могут быть совмещены в диодной системе, питаемой от одного высоковольтного источника [1, 2]. Самопроизвольное разделение диодного промежутка на две области, выполняющие те же функции, что и в трехэлектродной системе, заканчивается переводом высоковольтного источника в режим короткого замыкания при заполнении разрядного промежутка плазмой.

В данной работе получен высоковольтный разряд с катодным термопятном при питании разрядной системы от одного источника постоянного напряжения. Разрядная система (рис. 1) включает молибденовый катод (1) с капиллярным каналом диаметром 0.3 мм и длиной 2 мм, через который напускается рабочий газ (аргон) и анод (2) с отверстием диаметром 8 мм, расположенный на расстоянии 22 мм от катода. В капиллярном канале поддерживается дав-