

## ВЛИЯНИЕ УГЛА ПАДЕНИЯ ПУЧКА ИОНОВ НА ВНУТРЕННИЕ НАПРЯЖЕНИЯ В ОСАЖДАЕМОМ ПОКРЫТИИ

А. И. Калиниченко, С. С. Перепёлкин, В. Е. Стрельницкий

<sup>1</sup>Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»,  
г. Харьков, Украина

Поступила в редакцию 14.12.16

В модели нелокального термоупругого пика низкоэнергетического иона получена формула для внутренних напряжений в покрытии, осаждаемом из наклонного пучка ионов в режимах постоянного и импульсного потенциала смещения. Предполагается, что деформация при ионной бомбардировке определяется плотностью дефектов, порождаемых первичным ионом, за вычетом дефектов, удаляемых в процессе ионного распыления. Проведен расчет напряжений в TiN покрытии, осаждаемом из потока ионов Ti в режиме импульсного потенциала при различных углах падения ионов. Показано, что напряжения при углах падения  $\alpha \neq 0$  могут быть как меньше, так и больше напряжений, возникающих при нормальном падении ионов, в зависимости от величины потенциала. Установлено немонотонное поведение внутренних напряжений с возрастанием угла падения.  
**Ключевые слова:** вакуумно-дуговое осаждение покрытий, наклонный пучок ионов, внутренние напряжения.

## ВПЛИВ КУТА ПАДІННЯ ПУЧКА ІОНІВ НА ВНУТРІШНІ НАПРУЖЕННЯ В ОСАДЖУВАНОМУ ПОКРИТТІ

О. І. Калініченко, С. С. Перепьолкін, В. Є. Стрельницький

У моделі нелокального термопружного піка низкоенергетичного іона отримана формула для внутрішніх напружень в покритті, що осаджується з похилого пучка іонів у режимах постійного та імпульсного потенціалу. Припускається, що деформація при іонному бомбардуванні визначається щільністю дефектів, які породжуються первинним іоном, за виключенням дефектів, які видаляються в процесі іонного розпилення. Проведено розрахунок напружень в TiN покритті, що осаджується з потоку іонів Ti в режимі імпульсного потенціалу при різних кутах падіння іонів. Показано, що напруження при кутах падіння  $\alpha \neq 0$  можуть бути як менше, так і більше напружень, що виникають при нормальному падінні іонів в залежності від величини потенціалу. Встановлено немонотонне поведіння внутрішніх напружень зі зростанням кута падіння.  
**Ключові слова:** вакуумно-дугове осадження покриттів, похилий пучок іонів, внутрішні напруження.

## INFLUENCE OF INCIDENT ANGLE OF ION BEAM ON INTRINSIC STRESS IN DEPOSITED COATING

A. I. Kalinichenko, S. S. Perepelkin, V. E. Strel'nitskij

In the model of the nonlocal thermoelastic peak of low energy ion, formula for intrinsic stress in the coating deposited from an inclined beam of ions in the modes of continuous and pulsed bias potential is obtained. It is shown that deformation of the coating by ion bombardment depends on the density of defects generated by primary ion minus those defects which are removed in the sputtering process. With the help of obtained formula the stress calculation is carried out for TiN coating deposited from beam of Ti ions in the pulse potential mode for different incident angles. Calculation shows that stresses at incident angles  $\alpha \neq 0$  can be both less and more than stress arising at normal incidence of the ions, depending on the bias potential. Non-monotonic behavior of intrinsic stress with incidence angle increasing is established.  
**Keywords:** vacuum arc deposition, inclined ion beam, intrinsic stress.

### ВВЕДЕНИЕ

Задача осаждения покрытий плазменно-ионными методами на изделия сложной

геометрической формы порождает проблему влияния угла падения ионов на структурные, механические и коррозионные

свойства осаждаемого покрытия. Как показано экспериментально [1] и подтверждено моделированием методом молекулярной динамики [2], такое влияние действительно имеет место. Одной из ключевых характеристик, которая, в свою очередь, определяет ряд других важных технологических параметров покрытия, является внутреннее напряжение в покрытии. В частности, внутреннее напряжение влияет на плотность и твердость покрытия и адгезионную прочность его связи с подложкой [3]. В ряде случаев, как это имеет место в случае углеродного покрытия, внутреннее напряжение влияет также на его структуру, определяя к какой аллотропной модификации относится материал покрытия [4]. Можно предположить, что изменение угла падения осаждаемых ионов на поверхность изделия существенно влияет на качество покрытия, изменяя внутреннее напряжение в нем. Таким образом, задача исследования зависимости внутренних напряжений в осаждаемом покрытии от угла падения ионов является актуальной и практически важной.

Ранее нами была разработана теория образования внутренних напряжений в покрытиях при плазменно-ионном осаждении, основанная на модели нелокального термоупругого пика (НТП) низкоэнергетического иона (см., напр. [4–6]). Теория позволяла исследовать величину внутренних напряжений в зависимости от температуры осаждения, сорта, энергии и зарядности осаждаемых ионов в режимах постоянного и импульсного потенциалов на подложке. Сравнение результатов расчетов напряжений с экспериментальными данными показало их качественное согласие для целого ряда практически важных случаев, в частности, для алмазоподобных и нитридных покрытий [5, 6]. Следует, однако, подчеркнуть, что все расчеты, как и экспериментальные данные, относились к случаю нормального падения потока ионов на осаждаемое покрытие (угол падения  $\alpha = 0$ ).

В настоящей работе анализируется возможность использования модели НТП для описания внутренних напряжений в покрытии при плазменно-ионном осаждении

в случае скользящего падения потока ионов на осаждаемое покрытие (угол падения  $\alpha \neq 0$ ). С учетом экспериментальных данных предлагается модификация полученных ранее формул для описания внутренних напряжений в покрытии. Модифицированная формула используется для расчета внутренних напряжений в покрытиях TiN при различных углах падения потока ионов Ti на осаждаемую поверхность.

## МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Для описания внутренних напряжений в случае скользящего падения пучка ионов на поверхность осаждения (угол падения  $\alpha \neq 0$ ) прежде всего анализировалась возможность формального использования полученных ранее формул. При изменении угла падения следует принять во внимание указанные ниже обстоятельства.

1. Изменение геометрических параметров НТП иона, а именно, его радиуса, формы и расположения относительно поверхности облучаемого тела. Для учета изменения геометрических параметров НТП необходимо провести комплекс машинных экспериментов с помощью программного пакета SRIM2000 [7], моделирующих каскады возбужденных атомов, и на основе анализа геометрических характеристик модельных каскадов модифицировать разработанную ранее математическую модель НТП иона на случай скользящего падения иона на облучаемую поверхность.

2. Изменение энергосодержания НТП, задаваемого фоновыми потерями первичного иона, которое можно учесть путем расчета фоновых потерь иона при скользящем падении с помощью программного пакета SRIM2000.

3. Изменение плотности потока ионов, падающих на поверхность и вызывающих изменение средней температуры поверхности, при которой происходит осаждение. В качестве первого приближения представляется возможным воспользоваться «законом косинусов», в соответствии с которым плотность потока ионов при наклонном падении изменяется пропорционально косинусу угла падения.

4. Изменение числа точечных дефектов, образуемых первичным ионом, и определяющих в соответствии с разработанной моделью деформацию осаждаемого покрытия. Число дефектов при скользящем падении также может быть определено с помощью программного пакета SRIM2000.

Факторы, отмеченные в пп. 1–3, влияют на температуру в пиках ионов и, следовательно, определяют скорость миграции дефектов и, следовательно, скорость релаксации напряжений в покрытии. Напротив, фактор, указанный в п. 4, определяет скорость роста внутренних напряжений. Равновесное напряжение в покрытии определяется из условия равенства скоростей появления и убыли дефектов [3].

Результаты моделирования для многокомпонентных покрытий с помощью программного пакета SRIM2000 показали, что в случае нормального падения низкоэнергетического иона его НТП может аппроксимироваться сферическим сегментом, примыкающим к поверхности мишени. Основными параметрами НТП являются радиус

$$R(t, E) = l(E) / 2 + R_r(t) \quad (1)$$

и энергосодержание пика

$$E_{ph}(E) = \eta(E) E. \quad (2)$$

Здесь  $l(E)$  — средний проективный пробег и  $\eta(E)$  — доля фонных потерь иона, вычисляемые с использованием SRIM2000,  $R_r(t)$  — радиус «сферы размывания» точечного теплового источника за время  $t$ . Центр НТП лежит на середине среднего проективного пробега иона  $l$  [6].

Анализ геометрических характеристик каскадов возбужденных атомов, порождаемых ионом при различных энергиях и углах падения, позволяет сделать вывод, что радиус НТП слабо зависит от угла падения  $\alpha$ , тогда как положение НТП относительно границы определяется поворотом НТП на угол  $\alpha$  относительно точки влета иона в плоскости, задаваемой нормалью к поверхности мишени и вектором скорости иона (см. рис. 1).

При произвольном угле падения  $\alpha$  объем НТП определяется выражением:

$$V(t, E, \alpha) = \frac{4}{3} \pi \left( \frac{l(E)}{2} + R_r(t) \right)^3 - \frac{\pi}{3} \left[ \frac{l(E)}{2} (1 - \cos \alpha) + R_r(t) \right]^2 \times \left[ l(E) \left( 1 + \frac{1}{2} \cos \alpha \right) + 2R_r(t) \right]. \quad (3)$$

Можно показать, что при увеличении  $\alpha$  от  $0^\circ$  до  $90^\circ$  объем пика монотонно уменьшается. При нормальном падении  $\alpha = 0^\circ$  выражение (3) совпадает с выражением, приведенным в [4–6].

Энергосодержание пика  $E_{ph}(E, \alpha)$  определяется выражением (2) и, как и объем пика, теперь зависит от угла  $\alpha$ . Функции  $l(E)$  и вычисляются с помощью программного пакета SRIM2000.

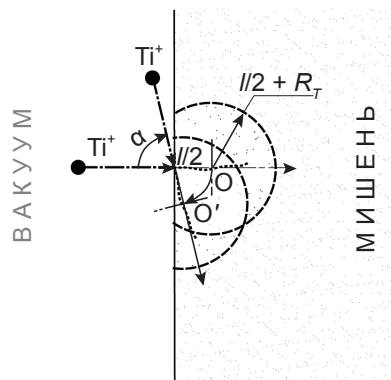


Рис. 1. Схема трансформации НТП при изменении угла падения иона

Вычисленные функции  $V(t, E, \alpha)$  и  $E_{ph}(E, \alpha)$  позволяют определить среднюю температуру НТП при наклонном падении пучка ионов

$$T(t, E, T_0, \alpha) = \frac{E_{ph}(E, \alpha)}{\rho C V(t, E, \alpha)} + T_0, \quad (4)$$

где  $\rho$ ,  $C$  и  $T_0$  — плотность, удельная теплоемкость и температура осаждения покрытия, соответственно. Отметим, что при температурах выше комнатных

можно не учитывать зависимость теплоемкости  $C$  от температуры, принимая ее равной ее высокотемпературному пределу.

Полученные значения  $V(t, E, \alpha)$  и  $T(t, E, T_0, \alpha)$  использовались для расчёта скорости релаксации внутренних напряжений в покрытии, определяемой числом термоактивированных переходов  $w(E, u, T_0, \alpha)$  в НТП иона:

$$w(E, T_0, \alpha) = n_0 \nu \int_0^{\tau_c} V(t, E, \alpha) e^{-\frac{u}{k_B T(t, E, T_0, \alpha)}} dt, \quad (5)$$

где  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $n_0$  — концентрация атомов мишени,  $\nu$  — частота колебаний атома,  $\tau_c$  — время жизни НТП,  $u$  — энергия активации процесса миграции дефекта.

Внутренние напряжения формируются в результате образования дефектов при имплантации ионов и релаксации напряжений в ходе миграции дефектов в НТП ионов [3, 8]. Для определения внутренних напряжений, возникающих в покрытиях при наклонном падении пучка ионов, необходимо вычислить объёмную деформацию мишени. При выводе формулы для напряжений предполагаем, как и в [3, 8], линейную зависимость между объёмной деформацией мишени и плотностью дефектов, образующихся в результате рассеяния иона на атомах мишени. Результирующая скорость, в расчете на единицу площади, с которой дефекты внедряются в пленку, задается разностью между скоростью появления дефектов за счет имплантации ионов и скоростью их убыли за счет термоактивированной миграции. Вычисления скорости образования дефектов приводят к следующей формуле для расчета внутренних напряжений  $\sigma$  в покрытиях, осаждаемых из наклонного потока разнозарядных ионов в режимах постоянного и импульсного потенциала смещения:

$$\sigma(U, \alpha) = A \frac{E_Y}{1 - \Pi} \frac{ft_p \sum_i \chi_i \zeta(i(U + U_f + E_{0i}), \alpha) + (1 - ft_p) \sum_i \chi_i \zeta(i(U_1 + U_f + E_{0i}), \alpha)}{1 + ft_p \sum_i \chi_i w(i(U + U_f + E_{0i}), \alpha) + (1 - ft_p) \sum_i \chi_i w(i(U_1 + U_f + E_{0i}), \alpha)}. \quad (6)$$

Здесь  $E_Y$  и  $\Pi$  — модуль Юнга и коэффициент Пуассона материала мишени,  $t_p$  — длительность прямоугольного импульса потенциала с амплитудой  $U$ ,  $f$  — частота следования импульсов,  $U_f$  — плавающий потенциал,  $U_1$  — потенциал, подаваемый на подложку между импульсами,  $\chi_i$  и  $E_{0i}$  — доля ионов с зарядом  $i$  (в единицах заряда протона) и начальная энергия иона в расчете на единицу заряда, соответственно. Суммирование проводится по  $n$  зарядовым состояниям ионов (как правило,  $n \leq 5$ ). Функции  $\zeta(E, \alpha)$  и  $w(E, T_0, \alpha)$ , определяющие процесс образования дефектов и их миграции, соответственно, теперь являются также функциями угла падения ионов  $\alpha$ . Параметр  $A$  и значение энергии активации миграции дефектов  $u$  определяются из сравнения теоретической зависимости с данными эксперимента при нормальном падении ионов  $\alpha = 0$ . Формула (6) описывает внутренние напряжения, возникающие в покрытиях при осаждении однокомпонентного пучка разнозарядных ионов в режимах как постоянного ( $ft_p = 1$ ), так и импульсного  $ft_p < 1$  потенциала на подложке.

Температура осаждения  $T_0$ , зависящая как от энергии ионов, так и от угла падения, задается соотношением:

$$T_0(U, \alpha) = T_{00} + \mu j \cos \alpha \times \left[ (1 - ft_p) \sum_i i \chi_i (U_1 + U_f + E_{0i}) + ft_p \sum_i i \chi_i (U + U_f + E_{0i}) \right], \quad (7)$$

где  $T_{00}$  — температура необлучаемой подложки,  $j$  — плотность потока осаждаемых ионов,  $\mu$  — подгоночный параметр, выбираемый из условия равенства температуры осаждения экспериментально наблюдаемой величине.

Формула (6) позволила, в рамках модели НТП, объяснить ряд закономерностей, наблюдающихся при осаждении DLC и TiN покрытий в режиме постоянного и импульсного потенциала при нормальном падении

ионов на осаждаемую поверхность [4–6]. В то же время использование (во всяком случае, в прежнем виде) этой формулы для описания внутренних напряжений, возникающих в осаждаемом покрытии при скользящем падении ионов, дает результаты, которые не согласуются как с экспериментальными данными, так и с результатами моделирования методами молекулярной динамики. Так, расчет по формуле (6) дает увеличение внутренних напряжений во всем диапазоне энергий ионов Ti, используемых при осаждении TiN покрытия вопреки тому, что повышение температуры в пиках ионов при скользящем падении должно приводить к ускорению миграции дефектов, то есть к возрастанию функции  $w(E, T_0, \alpha)$  и уменьшению напряжений. Причина увеличения напряжений состоит в том, что при скользящем падении заметно возрастает число дефектов, задаваемых функцией  $\zeta(E, \alpha)$ , что с избытком компенсирует температурный эффект снижения напряжений. В противоположность этому, в [1] показано, что при осаждении DLC покрытия под скользящими углами ( $\alpha \sim \pi/2$ ) в покрытии уменьшается доля  $sp^3$ -связей, что косвенно свидетельствует об уменьшении величины внутренних напряжений сжатия [4]. Такой вывод подтверждается результатами моделирования [2], согласно которым внутреннее напряжение в осаждаемом DLC покрытии снижается при изменении  $\alpha$  от 0 до  $\pi/4$ . Экспериментальные исследования зависимости величины внутренних напряжений в покрытии TiN, осаждаемом в DC-режиме, также подтверждают уменьшение напряжений при росте угла падения, тогда как результаты, касающиеся импульсного режима осаждения, не столь однозначны [9].

Описанное расхождение теории и эксперимента можно объяснить если внести определенные коррективы в функцию  $\zeta(E, \alpha)$ , задающую число стабильных дефектов, создаваемых в основном первичным

ионом. Для этого необходимо учесть, что часть дефектов (междоузлий)  $\zeta(E, \alpha)$ , создающих долговременную деформацию, удаляются из материала мишени в результате распыления. Пусть общее число дефектов, создаваемых как первичным ионом, так и всеми вторичными ионами, задается функцией  $\zeta_{total}(E, \alpha)$ , а общее число распыленных атомов — функцией  $\psi_{total}(E, \alpha)$ . Обе эти функции, так же как и функция  $\zeta(E, \alpha)$ , могут быть получены с использованием программного пакета SRIM2000. Поскольку распыляются только атомы из числа  $\zeta_{total}(E, \alpha)$ , то часть распыленных стабильных дефектов задается выражением

$$\psi(E, \alpha) = k\psi_{total}(E, \alpha) \frac{\zeta(E, \alpha)}{\zeta_{total}(E, \alpha)}, \quad (8)$$

где  $k \sim 1$  — неопределенный параметр, в дальнейших расчетах принимаемый равным единице. В результате число стабильных дефектов, не удаленных из материала в результате распыления, задается выражением

$$\begin{aligned} \zeta^*(E, \alpha) &= \zeta(E, \alpha) - \Delta\zeta(E, \alpha) = \\ &= \zeta(E, \alpha) \left( 1 - \frac{\psi_{total}(E, \alpha)}{\zeta_{total}(E, \alpha)} \right), \end{aligned} \quad (9)$$

которое должно быть подставлено в (6) вместо функции  $\zeta(E, \alpha)$ .

Таким образом, предполагается, что деформация материала при ионной бомбардировке определяется плотностью дефектов, порождаемых первичным ионом за вычетом тех из них, которые удаляются в процессе ионного распыления материала покрытия. С учетом сказанного модифицированная формула для расчета внутренних напряжений в осаждаемом покрытии при произвольном угле падения  $\alpha$  осаждаемых ионов приобретает вид:

$$\begin{aligned} \sigma(U, \alpha) &= \\ &= A \frac{E_y}{1 - \Pi} \frac{ft_p \sum_i \chi_i \zeta^*(i(U + U_f) + E_0, \alpha) + (1 - ft_p) \sum_i \chi_i \zeta^*(iU_f + E_0, \alpha)}{1 + ft_p \sum_i \chi_i w(i(U + U_f) + E_0, \alpha) + (1 - ft_p) \sum_i \chi_i w(iU_f + E_0, \alpha)}. \end{aligned} \quad (10)$$

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Выражение (10) позволяет определить значение внутреннего напряжения сжатия  $\sigma$  в покрытиях, осаждаемых из потока ионов в режимах постоянного и импульсного потенциалов. Расчет внутренних напряжений в TiN покрытия проводился с использованием формулы (19) при следующих значениях параметров:  $u = 0,54$  эВ,  $U_f = 20$  В,  $E_0 = 80$  эВ,  $t_p = 5$  мкс,  $f = 24$  кГц,  $T_{00} = 300$  К. Параметры НТП ионов Ti в материале покрытия TiN, необходимые для вычисления функций  $\zeta^*(E)$  и  $w(E)$ , определялись с использованием программного пакета SRIM2000. При расчетах также принималось  $\mu_j = 0,254$  К/В, что соответствовало средней температуре осаждения  $T_0 = 411$  К в режиме импульсного

потенциала и при нормальном падении осаждаемого пучка на поверхность покрытия. Значения параметров  $\chi_i$  и  $E_{oi}$  для ионов Ti брались из монографии [10].

На рис. 2 представлен вид функции  $\gamma(E, \alpha) = \psi_{total}(E, \alpha) / \zeta_{total}(E, \alpha)$  для случая ионов Ti, бомбардирующих мишень TiN, для двух значений угла падения  $\alpha = 0$  и  $\alpha = 80^\circ$ . Расчет функций  $\zeta, \zeta_{total}, \psi_{total}$  проводился с помощью SRIM2000.

Как видно из рис. 2, относительное уменьшение количества долгоживущих дефектов за счет их распыления в случае нормального падения иона сравнительно невелико и медленно меняется от 0,4 до 0,2 в диапазоне энергий иона от 0,2 до 2,5 кэВ. Для качественного анализа можно заменить функцию  $\gamma(E, 0)$  константой  $\gamma \approx 0,3$ . В принятом приближении учет распыления при нормальном падении мало изменяет форму кривой напряжений  $\sigma(E)$ , приводя лишь к перенормировке подгоночного параметра  $A$  в выражении (10). Таким образом, полученные ранее результаты расчетов внутренних напряжений в TiN покрытия при нормальном падении осаждаемого пучка ионов Ti, в которых не учитывалось распыление, качественно правильно описывают возникающие напряжения и нуждаются лишь в небольшой коррекции.

Роль распыления резко возрастает при больших углах падения. Как видно из

рис. 2, при угле падения иона  $\alpha = 80^\circ$  число распыленных дефектов увеличивается в  $\sim 3$  раза, что должно существенно понизить уровень внутренних напряжений в покрытии TiN, осаждаемом из пучка ионов Ti.

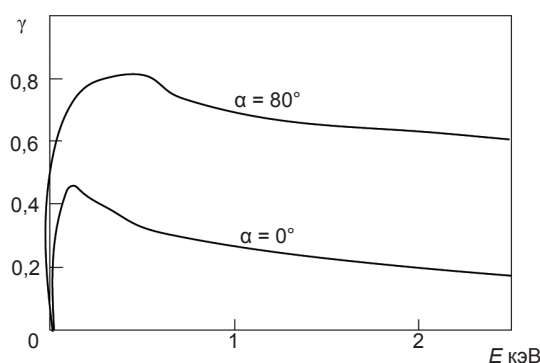


Рис. 2. Функция  $\gamma(E, \alpha)$  для двух различных значений угла падения иона

На рис. 3 представлены результаты расчетов внутренних напряжений в покрытии TiN, осаждаемом из потока ионов Ti при различных углах падения ионов. Из рисунка следует, что напряжения при косом падении могут быть как меньше, так и больше напряжений, возникающих при нормальном падении осаждаемых ионов, в зависимости от величины импульсного потенциала. Более того, напряжения изменяются немонотонно при увеличении угла падения. В частности, как видно из рис. 3, напряжения, возникающие при угле падения  $\alpha = 80^\circ$  превышают напряжения при  $\alpha = 60^\circ$  и при любых значениях импульсного потенциала из интервала 0–2,5 кВ. Это еще раз подчеркивает, что для оптимального выбора параметров процесса осаждения — импульсного потенциала, длительности и частоты импульсов, температуры осаждения, угла падения ионов — необходимо иметь физически обоснованную теорию возникновения внутренних напряжений в осаждаемом покрытии, учитывающую все особенности процесса осаждения и позволяющую делать количественные предсказания. К сожалению, почти полное отсутствие экспериментальных данных по внутренним напряжениям в осаждаемых покрытиях при скользящих углах падения ионов не позволяет в достаточной мере проверить правильность теоретических предсказаний.

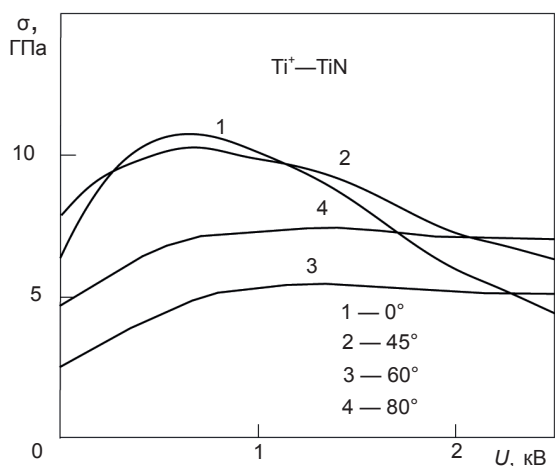


Рис. 3. Внутренние напряжения в покрытии TiN, осаждаемом из потока ионов Ti в импульсном режиме при углах падения  $\alpha = 0^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 80^\circ$  (кривые 1–4, соответственно)

## ВЫВОДЫ

1. Проанализирована возможность использования модели НТП для описания внутренних напряжений в покрытии при плазменно-ионном осаждении в случае произвольного угла падения  $\alpha$  потока ионов на осаждаемое покрытие. Определены геометрические параметры и энергосодержание НТП ионов, а также температура осаждения при произвольном угле падения потока разнозарядных ионов.

2. Высказано предположение, что деформация материала при ионной бомбардировке определяется плотностью дефектов, порождаемых первичным ионом за вычетом тех дефектов, которые удаляются в процессе ионного распыления материала. Получено приближенное выражение для определения скорости деформации материала при ионной бомбардировке, с использованием которого выводится формула для расчета внутренних напряжений в покрытии при произвольном угле падения потока разнозарядных ионов.

3. С помощью полученной формулы проведен расчет напряжений в TiN покрытии, осаждаемом из потока ионов Ti в режиме импульсного потенциала при различных углах падения ионов. Расчет показывает, что напряжения при углах падения  $\alpha > 0^\circ$  могут быть как меньше, так и больше напряжений, возникающих при нормальном падении осаждаемых ионов, в зависимости от величины импульсного потенциала. Установлено немонотонное поведение внутренних напряжений с возрастанием угла падения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Nelson N., Rakowski R. T., Franks J., Williams P., Weaver P., Jones B. J. The effect of substrate geometry and surface orientation on the film structure of DLC deposited using PECVD // *Surface and Coatings Technology*. — 2014. — Vol. 254. — P. 73–78.
2. Xiaowei Li, Peiling Ke, Kwang-Ryeol Lee, Aiyang Wang. Molecular dynamics simulation for the influence of incident angles of energetic carbon atoms on the structure and properties of diamond-like carbon films // *Thin Solid Films*. — 2014. — Vol. 552. — P. 136–140.
3. Davis C. A. A simple model for the formation of compressive stress in thin films by ion bombardment // *Thin Solid Films*. — 1993. — Vol. 226, No. 2–3. — P. 30–34.
4. Kalinichenko A. I., Perepelkin S. S., Strel'nitskij V. E. Dependence of intrinsic stress and structure of ta-C film on ion energy and substrate temperature in model of the non-local thermoelastic peak // *Diamond & Related Materials*. — 2010. — Vol. 19, No. 4–9. — P. 996–998.
5. Kalinichenko A. I., Perepelkin S. S., Strel'nitskij V. E. Calculation of intrinsic stresses in the diamond-like coatings produced by plasma ion deposition in modes of DC and pulse bias potentials // *IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering*. — 2015. — 81012049(5) doi:10.1088/1757-899X/81/1/012049.
6. Kalinichenko A. I., Kozionov S. A., Perepelkin S. S., Strel'nitskij V. E. Intrinsic stresses in coatings deposited at plasma immersion ion implantation // *East European Journal of Physics*. — 2014. — Vol. 1, No. 4. — P. 58–64.
7. Ziegler J. F., Biersack J. P., Littmark U. *The Stopping and Range of Ions in Solids*. — New York: Pergamon Press, 1996. — 297 p.
8. Windischmann H. An intrinsic stress scaling law for polycrystalline thin films prepared by ion beam sputtering // *J. Applied Physics*. — 1987. — Vol. 62(5). — P. 1800–1807.
9. Jiang F., Zhang T. F., Wu B. H., Yu Y., Wu Y. P., Zhu Sh. F., Jing F. J., Huang N., Leng Y. X. Structure, mechanical and corrosion properties of TiN films deposited on stainless steel substrates with different inclination angles by DCMS and HPPMS // *Surface & Coatings Technology*. — 2016. — Vol. 29. — P. 54–62.

10. Аксенов И. И., Андреев А. А., Белоус В. А., Стрельницкий В. Е., Хороших В. М. Вакуумная дуга: источники плазмы, осаждения покрытий, поверхностное модифицирование. — Київ: «Наукова думка», 2012. — 727 с.

## REFERENCES

1. Nelson N., Rakowski R. T., Franks J., Woolliams P., Weaver P., Jones B. J. The effect of substrate geometry and surface orientation on the film structure of DLC deposited using PECVD // *Surface and Coatings Technology*. — 2014. — Vol. 254. — P. 73–78.
2. Xiaowei Li, Peiling Ke, Kwang-Ryeol Lee, Aiyang Wang. Molecular dynamics simulation for the influence of incident angles of energetic carbon atoms on the structure and properties of diamond-like carbon films // *Thin Solid Films*. — 2014. — Vol. 552. — P. 136–140.
3. Davis C. A. A simple model for the formation of compressive stress in thin films by ion bombardment // *Thin Solid Films*. — 1993. — Vol. 226, No. 2–3. — P. 30–34.
4. Kalinichenko A. I., Perepelkin S. S., Strel'nitskij V. E. Dependence of intrinsic stress and structure of ta-C film on ion energy and substrate temperature in model of the non-local thermoelastic peak // *Diamond & Related Materials*. — 2010. — Vol. 19, No. 4–9. — P. 996–998.
5. Kalinichenko A. I., Perepelkin S. S., Strel'nitskij V. E. Calculation of intrinsic stresses in the diamond-like coatings produced by plasma ion deposition in modes of DC and pulse bias potentials // *IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering*. — 2015. — 81012049(5) doi:10.1088/1757-899X/81/1/012049.
6. Kalinichenko A. I., Kozionov S. A., Perepelkin S. S., Strel'nitskij V. E. Intrinsic stresses in coatings deposited at plasma immersion ion implantation // *East European Journal of Physics*. — 2014. — Vol. 1, No. 4. — P. 58–64.
7. Ziegler J. F., Biersack J. P., Littmark U. *The Stopping and Range of Ions in Solids*. — New York: Pergamon Press, 1996. — 297 p.
8. Windischmann H. An intrinsic stress scaling law for polycrystalline thin films prepared by ion beam sputtering // *J. Applied Physics*. — 1987. — Vol. 62(5). — P. 1800–1807.
9. Jiang F., Zhang T. F., Wu B. H., Yu Y., Wu Y. P., Zhu Sh. F., Jing F. J., Huang N., Leng Y. X. Structure, mechanical and corrosion properties of TiN films deposited on stainless steel substrates with different inclination angles by DCMS and HPPMS // *Surface & Coatings Technology*. — 2016. — Vol. 29. — P. 54–62.
10. Aksenov I. I., Andreev A. A., Belous V. A., Strel'nitskij V. E., Horoshih V. M. Vakuumnaya duga: istochniki plazmy, osazhdeniya pokrytij, poverhnostnoe modifitsirovanie. — Київ: «Naukova dumka», 2012. — 727 p.