УГЛОВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ КОЭФФИЦИЕНТА РАСПЫЛЕНИЯ РЕШЕТКИ ИЗ ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ СТЕРЖНЕЙ
ANGULAR DEPENDENCE OF THE SPUTTERING COEFFICIENT OF A LATTICE OF PARALLEL CYLINDRICAL RODS

Надирадзе А.Б., Стручалин Д.В
Nadiradze A.B., Struchalin D.V.

Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет)
Moscow Aviation Institute (National Research University)

An analytical angular dependence for the sputtering coefficient of a lattice of parallel cylindrical rods is presented. It is shown that up to the angle of grating closure, this dependence coincides with the Zygmund theory, and at large angles of incidence it reaches a maximum and falls to zero.

Сетчатые поверхности (СП) широко применяются в аэрокосмической технике, например, в качестве теплоизоляционных материалов или материалов рефлекторов антенн. Для определения характеристик распыления СП обычно применяют сложные численные методы. В данном докладе предлагается простейшая аналитическая модель, позволяющая оценить коэффициент распыления СП по доступной информации о плотности плетения, не прибегая к построению сложных геометрических моделей и проведению численных расчетов.

Рассмотрим воздействие моноэнергетического потока ионов на плоскую решетку, образованную множеством параллельных цилиндрических стержней диаметра d, отстоящих друг от друга на расстоянии b (рис. 1).

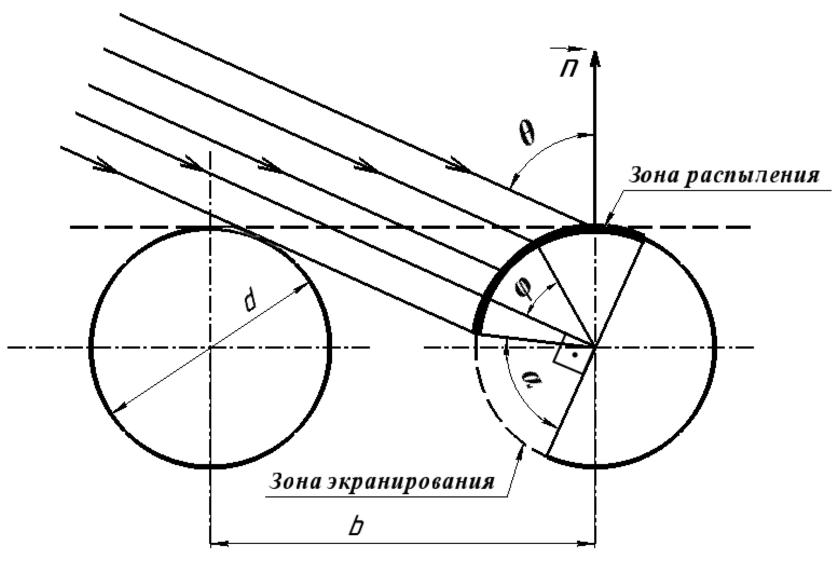


Рисунок 1 – Решетка из параллельных цилиндрических стержней

Основным геометрическим параметром такой решетки является «индекс» решетки $p = \frac{d}{b}$, причем $b \geq d$, $0 < p \leq 1$. Поверхность, проходящая через верхние точки стержней (показана пунктиром), образует эквивалентную поверхность решетки как единого геометрического элемента, а перпендикуляр к этой поверхности является внешней нормалью к поверхности решетки. Вектор скорости частиц находится в плоскости, перпендикулярной осям стержней.

Частица, попадающая на поверхность решетки под углом θ к вектору внешней нормали, либо попадает в стержни, либо проходит в щель между ними. При нормальном падении ($\theta = 0$) вероятность столкновения частицы со стержнями равна p, а коэффициент пропускания решетки $T_0 = 1 - p$.

По мере увеличения θ «видимый» зазор между стержнями уменьшается и в какой-то момент полностью пропадает. Угол θ_{lim}, при котором это происходит, называют углом закрытия решетки. Схема определения θ_{lim} приведена на рис. 2.

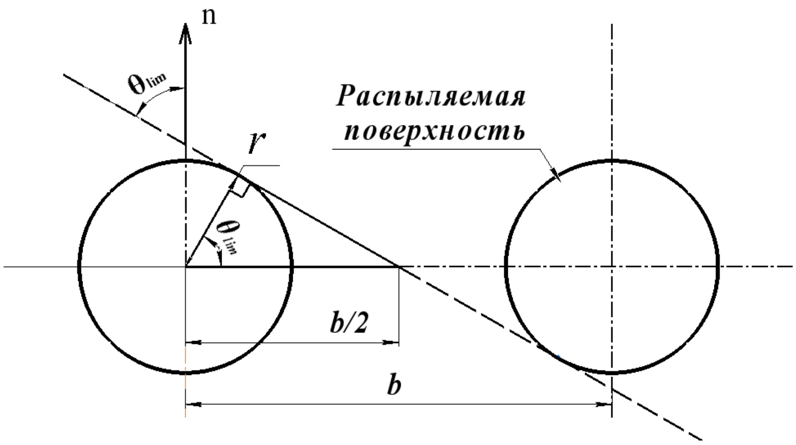


Рисунок 2 – Схема определения угла закрытия решетки

Из рисунка 2 следует, что

$\theta_{lim} = \arccos(p)$.

Зависимость θ_{lim} от p приведена на рисунке 3.

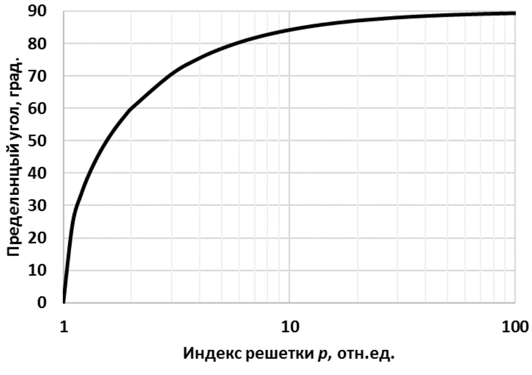


Рисунок 3 – Зависимость θ_{lim} от индекса решетки p

При дальнейшем увеличении θ решетка полностью непроницаема для потока, а стержни частично затеняют друг друга. Легко убедиться, что зависимость коэффициента пропускания решетки от угла падения частиц определяется соотношением:

$$T(\theta) = \begin{cases} 1 - p \cdot cos^{-1}\theta, \ \theta < \theta_{lim} \\ 0, \ \theta \geq \theta_{lim} \end{cases}.$$

Расчетные зависимости коэффициента пропускания от угла падения ионов приведены на рисунке 3.

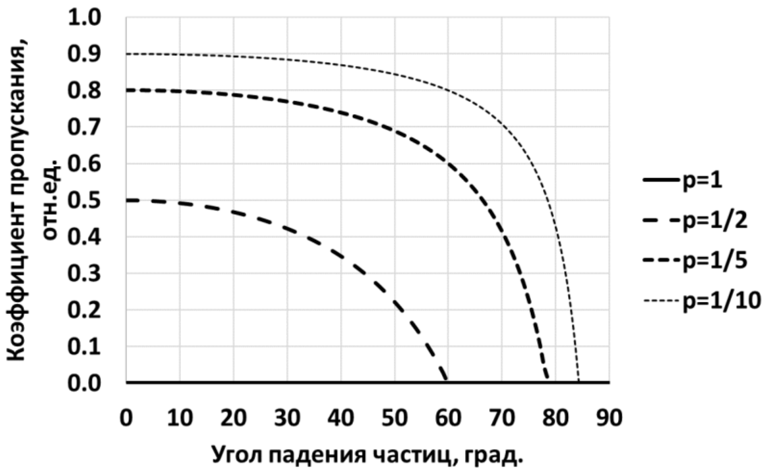


Рисунок 3 – Зависимость коэффициента пропускания сетчатой поверхности от угла падения ионов

Коэффициент распыления решетки S определим, как отношение потока частиц, распыленных с поверхности стержней $N_{\text{расп.}}$, к потоку частиц, падающих на поверхность решетки $N_{\text{пад.}}$:

$$S = \frac{N_{\text{расп.}}}{N_{\text{пад.}}}.$$

Поток падающих частиц

$$N_{\text{пад.}} = nv \cdot l \cdot b \cdot cos\theta,$$

где nv – плотность потока падающих частиц; где l – длина стержней.

При $\theta < \theta_{lim}$ затенения стержней не происходит и поток частиц распыления

$$N_{\text{расп.}} = nv \cdot l \cdot \frac{d}{2} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} Y(|\varphi|) cos\,\varphi d\varphi,$$

где φ – азимутальный угол точки падения частиц на поверхность стержней (см. рис. 1 выше); $Y(|\varphi|)$ – коэффициент распыления материала стержней (гладкая поверхность) при угле падения φ.

При $\theta \geq \theta_{lim}$ начинается затенение стержней и поток частиц распыления постепенно уменьшается. Для получения зависимости $N_{\text{расп.}}(\theta)$ введем функцию затенения потока распыленных частиц:

$$\Phi(\alpha) = \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\alpha-\frac{\pi}{2}} Y(|\varphi|) cos\, \varphi d\varphi,$$

где угол затенения

$$\alpha(\theta) = arccos\left(\frac{2}{p} cos\theta - 1\right), \theta \geq \theta_{lim}.$$

График зависимости $\alpha(\theta)$ для различных значений p приведен на рисунке 4.

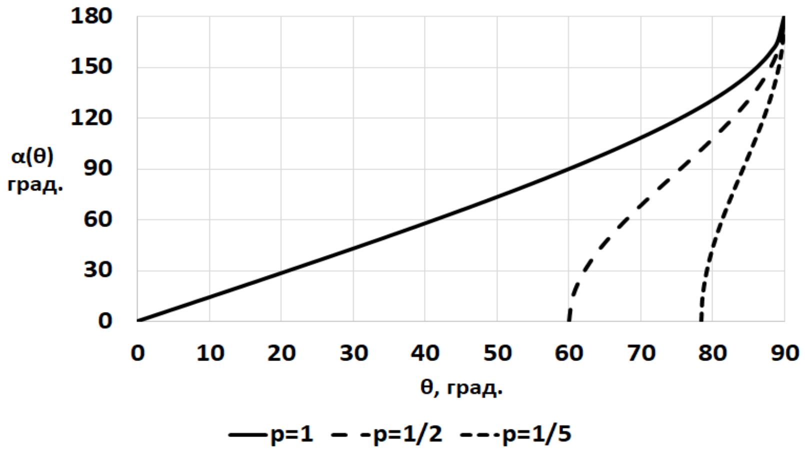


Рисунок 4 – Зависимость угла затенения $\alpha(\theta)$ при различных значениях индекса решетки p

При $\theta \geq \theta_{lim}$ находим, что $N_{\text{расп.}}(\theta) = nv \cdot l \cdot \frac{d}{2}\big(\Phi_0 - \Phi(\alpha)\big)$, где $\Phi_0 = \Phi(\pi)$, а коэффициент распыления решетки

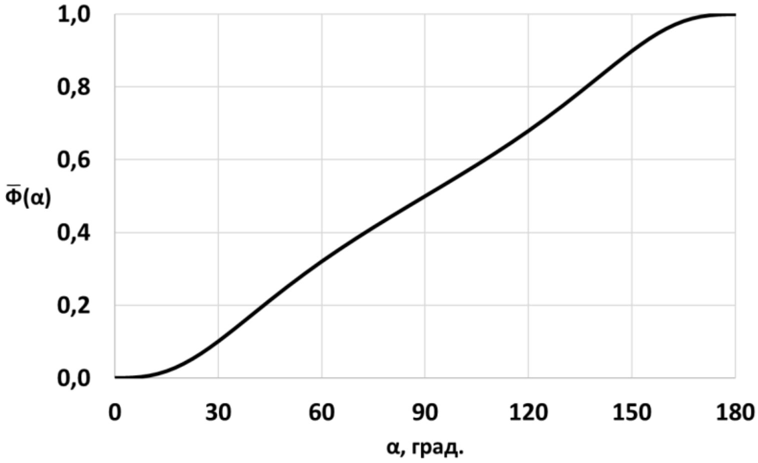
$$S(\theta) = \begin{cases} \frac{p}{2}\frac{\Phi_0}{cos\theta}, \ \theta < \theta_{lim} \\ \frac{p}{2}\frac{\Phi_0 - \Phi(\alpha)}{cos\theta}, \ \theta \geq \theta_{lim} \end{cases}.$$

Соответственно, для безразмерного коэффициента распыления $\bar{S}(\theta) = S(\theta)/S(0)$ получаем:

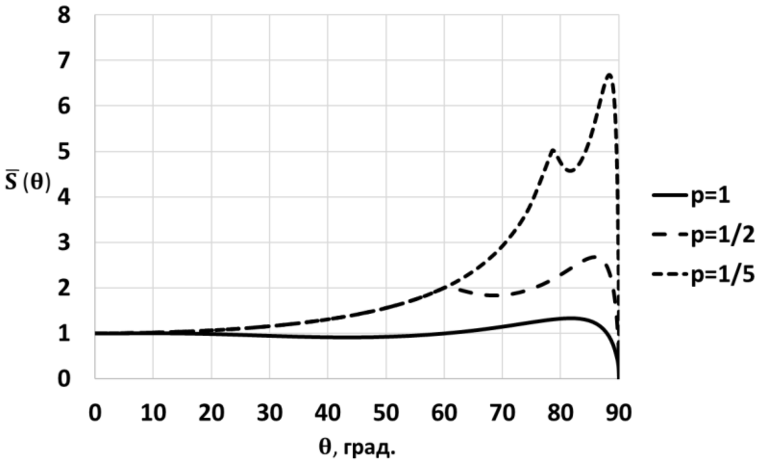
$$\bar{S}(\theta) = \begin{cases} cos^{-1}\theta, \ \theta < \theta_{lim} \\ cos^{-1}\theta \cdot \big(1 - \bar{\Phi}(\alpha)\big), \ \theta \geq \theta_{lim} \end{cases},$$

где $\bar{\Phi}(\alpha) = \Phi(\alpha)/\Phi_0$ – степень затенения.

Поскольку вид функций $\bar{\Phi}(\alpha)$ и $\bar{S}(\theta)$ зависит от вида функции $\bar{Y}(\varphi)$, для дальнейшего обсуждения зададимся зависимостью $\bar{Y}(\varphi)$ по формуле Вэя [1] с параметрами a/α = 1.75 и β/α = 0.83, φ_{opt} = 60°, $\bar{Y}(\varphi_{opt})$ = 1.6. Соответствующие ей зависимости $\bar{\Phi}(\alpha)$ и $\bar{S}(\theta)$ для различных значений p приведены на рисунке 5.



(а)



(б)

Рисунок 5 – Зависимости $\bar{\Phi}(\alpha)$ и $\bar{S}(\theta)$ при различных значениях p

Анализ полученных кривых показывает, что при $\theta < \theta_{lim}$ зависимость $\bar{S}(\theta)$ решетки соответствует теории Зигмунда [2]. При $\theta \geq \theta_{lim}$ начинает сказываться затенение и темп роста $\bar{S}(\theta)$ падает. При $\theta = \theta_{lim}$ значение $\bar{S}(\theta) = 1/p$. Максимум $\bar{S}(\theta)$ достигается при $\theta > \theta_{lim}$. При скользящих углах падения $\bar{S}(\theta)$ быстро падает и достигает нулевого значения при $\theta = \frac{\pi}{2}$. Для решеток малой плотности ($p \ll 1$) максимальное значение коэффициента распыления $max\{\bar{S}(\theta)\} \gg 1$. Коэффициент распыления непроницаемой решетки (p = 1) слабо зависит от угла падения частиц.

На рисунке 6 представлена зависимость абсолютных значений коэффициента распыления сетеполотна от угла падения ионов.

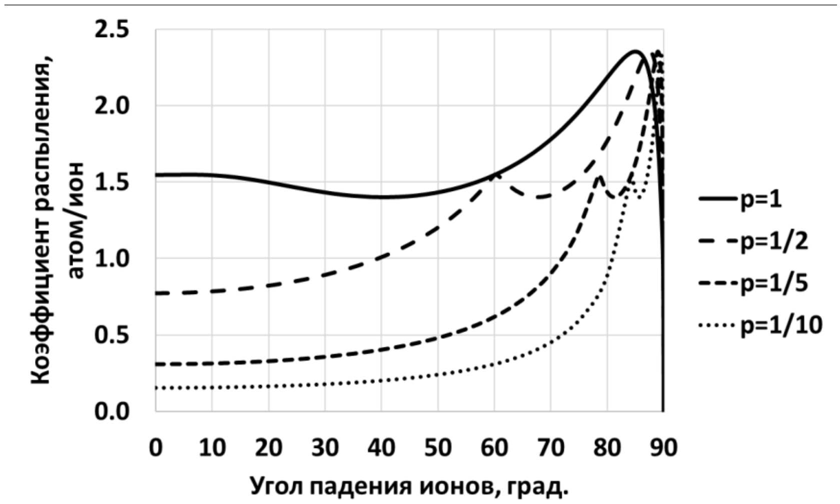


Рисунок 6 – Зависимость $S(\theta)$ при различных значениях p

Из этого рисунка следует, что максимальное значение коэффициента распыления реализуется при скользящих углах падения и соответствует максимальному значению коэффициента распыления гладкой поверхности при любых значениях параметра p.

На рисунках 7-9 представлены результаты численных и модельных расчетов для системы параллельных цилиндров при p = ½ и 1/5. В диапазоне углов падения $0\ldots70°$ результаты расчетов практически совпадают, что можно рассматривать как подтверждение корректности приведенных выше соотношений. Однако при скользящих углах падения наблюдаются небольшие расхождения, которые обусловлены неточностью численных расчетов. Поскольку в 3D модели сетеполотна цилиндры аппроксимированы множеством треугольных элементов, детектирование экранирования при скользящих углах падения оказывается недостаточно точным. Для повышения точности необходимо значительно увеличивать количество элементов разбиения.

По сути дела, именно не совсем понятное поведение зависимости $\bar{S}(\theta)$, получаемой численно при скользящих углах падения, и было побудительной причиной построения аналитической модели и проведения данного исследования. Особенно важным был вопрос о поведении $\bar{S}(\theta)$ при углах близких к нулю. Представленная модель показала, что при $\theta \to 0$, значение $\bar{S}(\theta) \to 0$.

На рисунках 10-12 приведены результаты расчетов для трикотажного полотна типа «гладь». Из этих рисунков видно, что характер модельных кривых совпадает с кривыми, полученными численно. Однако количественного совпадения не достигается. Это связано с тем, что при такой сложной структуре сетеполотна возрастает влияние продольных нитей. Поэтому для оценок характеристик сложных структур нужно использовать более сложные соотношения. Причем, для каждой структуры нужно использовать свою систему соотношений, учитывающую особенности плетения. В этом отношении более эффективным является применение численных методов с учетом полученных в данной работе результатов.

Таким образом, рассмотренная выше модель цилиндров позволила получить аналитическое соотношение для угловой зависимости коэффициента распыления и выявить некоторые важные закономерности взаимодействия направленных потоков ионов с сетчатыми поверхностями.

[1] Qiangmin Wei, Kun-Dar Li, Jie Lian and LuminWang «Angular dependence of sputtering yield of amorphous and polycrystalline materials», J. Phys. D: Appl. Phys. 41, 2008.

[2] Распыление твердых тел ионной бомбардировкой: Физ.распыление одноэлементных твердых тел. Пер. с англ./Под ред. Р.Бериша - М.:Мир, 1984.

[3] Балашов С.В. и др. Расчет характеристик распыления сетчатых поверхностей при воздействии на них плазменных струй электроракетных двигателей // Тезисы докладов XXI Международной конференции по Вычислительной механике и современным прикладным программным системам (ВМСППС'2019), 24-31 мая 2019 г. Алушта, Крым, с. 718-720.

Результаты численных и модельных расчетов для системы параллельных цилиндров с разной плотностью плетения

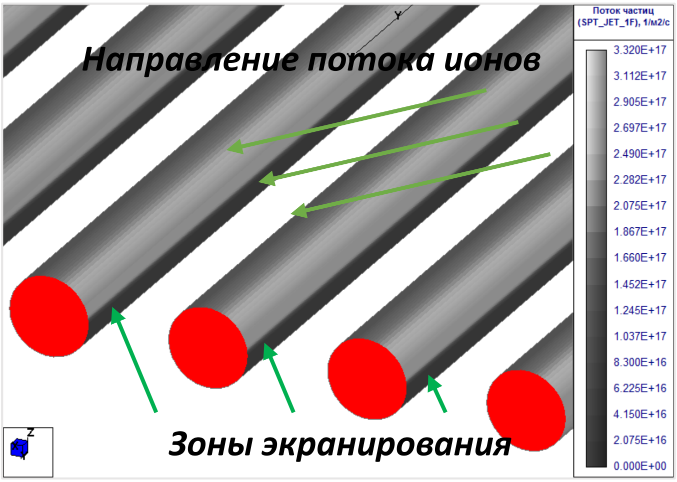
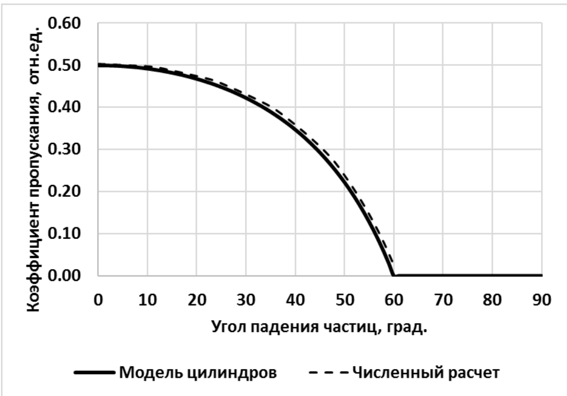
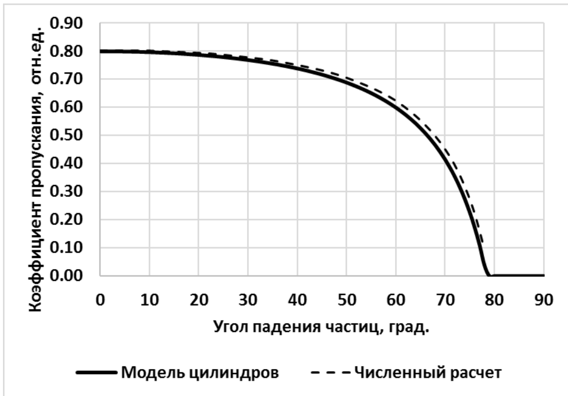


Рисунок 7 – Плотность потока частиц на поверхности нитей

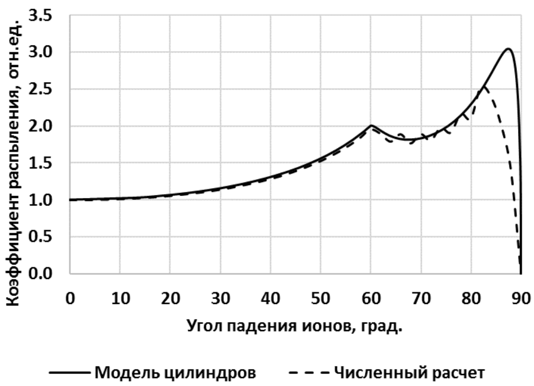


(а)

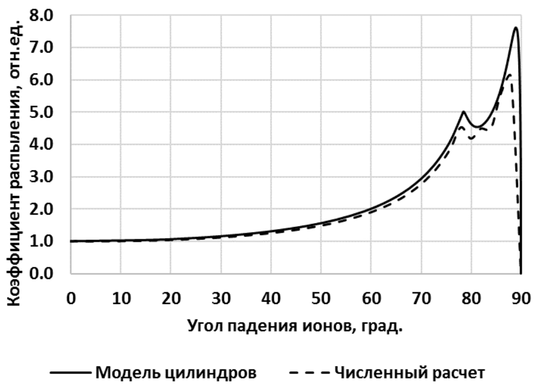


(б)

Рисунок 8 – Коэффициенты пропускания при p = ½ (а) и 1/5 (б)



(а)



(б)

Рисунок 9 – Коэффициенты распыления при p = ½ (а) и 1/5 (б)

Результаты численных и модельных расчетов для трикотажного полотна типа «гладь» с разной плотностью плетения

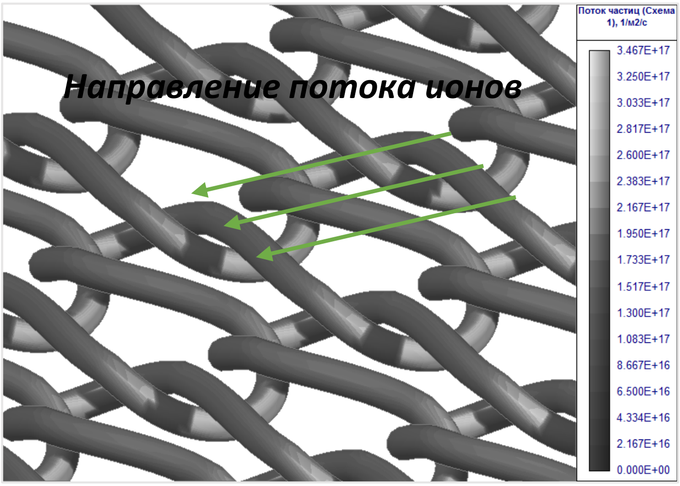
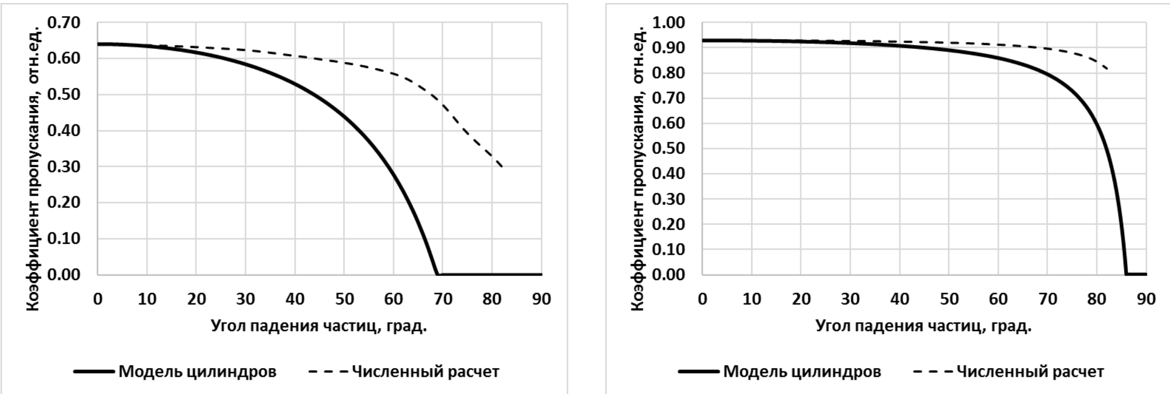
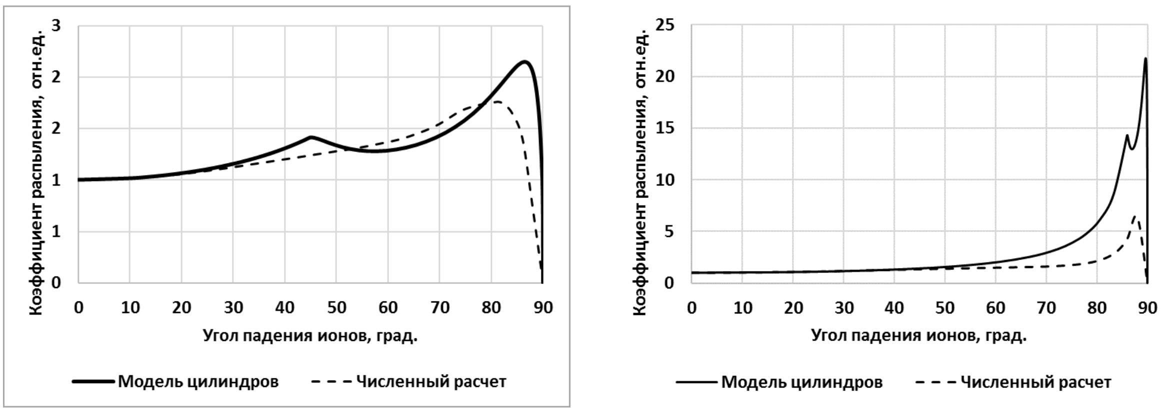


Рисунок 10 – Плотность потока частиц на поверхности нитей



(а) *(б)*

Рисунок 11 – Коэффициенты пропускания при p = 1/3 (а) и 1/14 (б)



(а) *(б)*

Рисунок 12 – Коэффициенты распыления при p = 1/3 (а) и 1/14 (б)