ОТРАЖЕНИЕ ПРОТОНОВ ОТ СЛОИСТО НЕОДНОРОДНЫХ ТВЕРДЫХ ТЕЛ
PROTONS REFLECTION FROM LAYERED INHOMOGENEOUS SOLIDS

Л.Г. Лобанова[1], В.П. Афанасьев[1], М.В. Гришаев[2], Н.Е. Ефимов[2], И.А. Никитин[2], Д.Н. Синельников[2]
L.G. Lobanova[1], V.P. Afanas'ev[1], M.V. Grishaev[2], N.E. Efimov[2], I.A. Nikitin[2], D.N. Sinelnikov[2]

[1] НИУ «МЭИ», ул. Красноказарменная 14, Москва, Россия, lidialobanova3@gmail.com
[2] НИЯУ МИФИ, Каширское шоссе 31, Москва, Россия

Abstract: Calculation method of reflected from layered inhomogeneous solids light ions density fluxes is constructed. The method is based on analytically calculated and experimentally received reflection functions from homogeneous solids. Transmission function is calculated in Fokker-Plank approximation. Analytical results are verified on a base on comparison with experimental results.

Взаимодействие легких ионов с энергией от сотен эВ до нескольких кэВ с твердыми телами обладает целым рядом особенностей. Обладая относительно большими пробегами, ионы теряют заметную, а с уменьшением энергии, и основную часть энергии в результате упругих соударений. Это приводит к развитию радиационно стимулированной диффузии легкого компонента мишени. Неспособность создать развитый каскад соударений и выбить атом мишени в результате прямого удара приводит к доминированию процесса распыления мишени восходящим отраженным потоком ионов. Процессы рециклинга определяются отраженными от первой стенки ионами. Из вышеуказанного следует, что подробная информация о процессах отражения легких ионов от стратифицированных поверхностей проливает свет на целый ряд проблем, связанных с первой стенкой установок УТС.

В работе строится аналитическая модель процесса взаимодействия легких ионов со слоисто неоднородными поверхностями. Представлена простая качественная модель описания спектров отраженных протонов. Основой описания процессов отражения ионов является решение задачи для уравнения упругого переноса – описание функции отражения $R(s,\mu_0,\mu,\varphi)$, зависящей от длины пробега в мишени отраженного иона – s и геометрии рассеяния:

$$R(s,\mu_0,\mu,\varphi)=\frac{\mu_0|\mu|}{\mu_0+|\mu|}\frac{1}{s}\sum_{l=0}^{\infty}\frac{2l+1}{2}P_l\left(\mu_0\mu+\sqrt{1-\mu_0{}^2}\sqrt{1-\mu^2}\cos\varphi\right)\left[e^{-(1-x^l)s}-e^{-s}\right], \quad (1)$$

где μ_0 и μ – косинусы полярных углов влета и вылета иона из мишени, отсчитываемые от нормали к поверхности, направленной вглубь мишени, φ – азимутальный угол, x^l – коэффициенты разложения нормированного на единицу дифференциального сечения упругого рассеяния в ряд по полиномам Лежандра P_l, s – пробег иона в мишени, измеренный в длинах свободного пробега между упругими соударениями.

Свертка решения (1) с функцией Ландау [1] определяет энергетический спектр отраженных протонов. В настоящей работе функция Ландау определяется в приближении Фоккера Планка [2]. Выполнив процедуру свертки, получаем:

$$R(\Delta,\mu_0,\mu,\varphi)=\frac{\mu_0|\mu|}{\mu_0+|\mu|}\frac{1}{\zeta\Delta\bar{\varepsilon}}\sum_{l=0}^{\infty}\frac{2l+1}{2}P_l\Big(\mu_0\mu+\sqrt{1-\mu_0{}^2}\sqrt{1-\mu^2}\cos\varphi\Big)\Big[e^{-(1-x^l)\zeta\Delta}-e^{-\zeta\Delta}\Big], \quad (2)$$

где $\bar{\varepsilon}$ – средние потери энергии ионов на единице длины (stopping power), $\Delta=\frac{(E_0-E)}{E_0}$ – безразмерная потеря энергии, $\zeta=\frac{E_0}{\bar{\varepsilon}\cdot l_{el}}$ – безразмерный параметр, являющийся отношением величины $\frac{E_0}{\bar{\varepsilon}}$, имеющей смысл длины полного торможения иона в мишени, к l_{el} – длине свободного пробега между упругими соударениями.

Рассмотрим слоисто неоднородные мишени.

Рассмотрим двухслойную мишень, схема которой представлена на рис. 1.

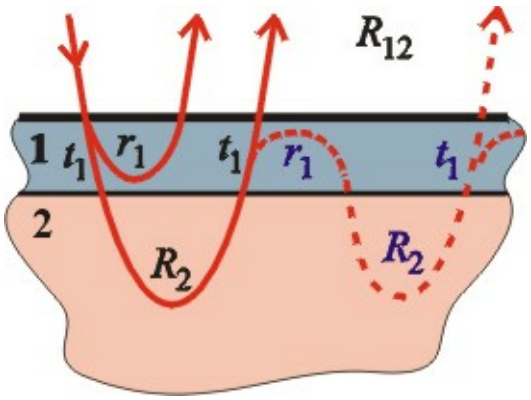


Рис. 1. $R_{12}(\Delta,\mu_0,\mu,\varphi)$ дифференциальная по энергии и углам функция отражения ионов от двухслойной мишени. $r_1(d,\Delta,\mu_0,\mu,\varphi)$ – дифференциальная по энергии и углам функция отражения ионов от слоя из материала «1» толщиной d. $R_1(\Delta,\mu_0,\mu,\varphi)$ и $R_2(\Delta,\mu_0,\mu,\varphi)$ – дифференциальные по энергии и углам функции отражения ионов от полубесконечных слоев из материалов «1» и «2» соответственно.

Воспользовавшись матричной записью, запишем выражение для плотности потока $R_{12}(\Delta,\mu_0,\mu,\varphi)$:

$$R_{12}=r_1+t_1\otimes R_2\otimes t_1+t_1\otimes R_2\otimes r_1\otimes R_2\otimes t_1+\cdots. \quad (3)$$

В первом приближении пренебрежем последними слагаемыми:

$$R_{12} = r_1 + t_1 \otimes R_2 \otimes t_1. \quad (4)$$

Рассмотрим ситуацию, когда толщина верхнего слоя намного меньше транспортного пробега протона в материале слоя:

$$d \ll l_{tr1}(E_0). \quad (5)$$

Допущение (5) позволяет упростить формулу (4), поскольку позволяет исключить влияние процессов многократного упругого рассеяния на движение протонов в относительно тонком слое.

Если известны расчетные или экспериментальные данные $R_1(\Delta, \mu_0, \mu, \varphi)$ и $R_2(\Delta, \mu_0, \mu, \varphi)$, то можно определить $R_{12}(\Delta, \mu_0, \mu, \varphi)$ с помощью формулы, полученной в односкоростном приближении с использованием допущения, называемого Straight Line Approximation (SLA), и в пренебрежении флуктуациями энергетических потерь:

$$R_{12}(\Delta) = R_1(\Delta) + t\left(d\left(\frac{1}{\cos\theta_0} + \frac{1}{\cos\theta}\right)\right)\left(R_2\left(\Delta - \frac{\overline{\varepsilon_1}d}{E_0}\left(\frac{1}{\cos\theta_0} + \frac{1}{\cos\theta}\right)\right) - R_1\left(\Delta - \frac{\overline{\varepsilon_1}d}{E_0}\left(\frac{1}{\cos\theta_0} + \frac{1}{\cos\theta}\right)\right)\right). \quad (6)$$

В формуле (6) коэффициент $t\left(d\left(\frac{1}{\cos\theta_0} + \frac{1}{\cos\theta}\right)\right)$ учитывает поглощение и перезарядку протонов в слое толщиной d.

Развитая теория использована для интерпретации экспериментов по отражению протонов от слоисто неоднородных мишеней, выполненных на Большом Масс-Монохроматоре МИФИ.

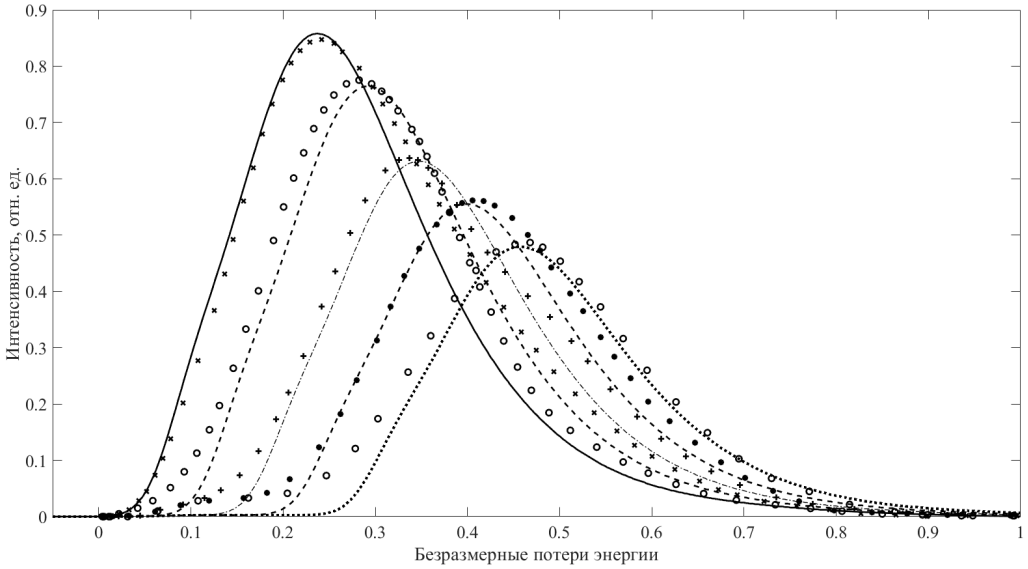


Рис. 2. Энергетические спектры протонов, отраженных от мишени из вольфрама, покрытого слоями лития разной толщины. Угол зондирования 71°, угол визирования 109°. Начальная

энергия протонов 25 кэВ. Линии на графике – расчет на основе формул (2) и (6) для толщин 10, 17.5, 25, 32, 40 нм (по убыванию интенсивности соответственно), значки – эксперимент [3].

Рис. 2 демонстрирует удовлетворительное соответствие экспериментальных и расчетных результатов. Толщины слоя лития определены на основе данных по средним потерям энергии протонов на единице длины, взятыми из NIST [4].

В работе рассмотрены и проинтерпретированы экспериментальные данные по другим экспериментам со слоисто неоднородными мишенями. Проведен критический обзор полученных результатов.

Исследование проведено в Национальном исследовательском университете «МЭИ» при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания № FSWF-2023-0016.

[1]L.D.Landau, J. Physics-USSR 8 (1944) 201.
[2]Н.П.Калашников, В.С.Ремизович, М.И.Рязанов, Столкновения быстрых заряженных частиц в твердых телах, М: Атомиздат, 1980.
[3]Д.Г.Булгадарян, Д.Н.Синельников, Н.Е.Ефимов, В.А.Курнаев, Изв. РАН. Сер. физ. 84 (2020) 903.
[4] https://www.nist.gov/