

УДК 537.533.35:53.072

ТОРМОЗНАЯ СПОСОБНОСТЬ ВЕЩЕСТВА ДЛЯ ПУЧКА МОНОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПРОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 1.0 кэВ–1.0 ГэВ

© 2022 г. Н. Н. Михеев*

*Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” РАН,
Москва, 119333 Россия*

**e-mail: kmikran@spark-mail.ru*

Поступила в редакцию 25.06.2021 г.

После доработки 22.08.2021 г.

Принята к публикации 28.08.2021 г.

Представлены результаты решения прямой задачи аналитического описания зависимости тормозной способности вещества для пучка моноэнергетических протонов в широком диапазоне значений первичной энергии заряженных частиц. В качестве базовой концепции впервые использована модель статистики, которая основана на учете дискретной природы процессов многократного рассеяния заряженных частиц в слое вещества. Также проведен детальный учет зависимости энергетических потерь частиц от их скорости в четырех различных энергетических диапазонах. Приводятся данные сопоставления проводимых расчетов с известными из научных публикаций экспериментальными измерениями тормозной способности для бериллия, углерода, алюминия, кремния и серебра. Показана возможность диагностики свойств материала облучаемой протонами мишени на основе решения обратной задачи, а именно путем сравнения результатов расчетов и измерений тормозной способности для низкоэнергетических протонов.

Ключевые слова: тормозная способность вещества, моноэнергетический пучок протонов, дискретный процесс однократного рассеяния, многократное неупругое рассеяние, наиболее вероятные и средние потери энергии заряженными частицами.

DOI: 10.31857/S1028096022030141

ВВЕДЕНИЕ

Тормозная способность вещества для направленных пучков моноэнергетических заряженных частиц представляет собой исключительно важную и востребованную научным сообществом характеристику процессов взаимодействия частиц с веществом. Она необходима для многих областей как фундаментальной, так и прикладной физики [1–3]. В рамках традиционно используемой исследователями базовой концепции непрерывного торможения (continuous slowing-down approximation – CSDA) [4–6] удовлетворительной теории, позволяющей проводить расчеты величины тормозной способности конкретного материала для частиц средних и низких энергий адекватно экспериментально измеренным результатам, пока не создано. Как правило, используются табулированные данные, основанные на аппроксимации усредненных “наиболее достоверных” экспериментальных измерений. Однако разброс экспериментальных данных, скомпилерованных, например, в [2, 7], слишком велик и, главное, не определены истинные причины значительных расхождений измеренных значений тормозной способности многочисленных материалов, кото-

рые выполнены разными исследовательскими группами.

В настоящей работе представлены результаты практического применения новой статистической модели дискретного процесса многократного рассеяния [8, 9] для решения прямой задачи аналитического описания зависимости тормозной способности вещества от энергии для пучка моноэнергетических протонов в широком диапазоне значений первичной энергии частиц. В модели впервые была реализована базовая концепция дискретности процесса торможения заряженных частиц в слое вещества (discrete slowing-down approximation – DSDA). Для тонких слоев вещества получена фундаментальная формула, описывающая наиболее вероятные потери энергии для пучка частиц, на основе выделения наиболее вероятной однократной потери энергии $\epsilon_p(1)$ и использования среднего числа n неупругих актов рассеяния частиц в слое вещества известной толщины. Применительно к цели настоящей работы решены задачи детального учета влияния зависимости энергетических потерь частиц от их скорости в четырех различных энергетических диапазонах. Приводятся результаты сопоставления проведен-

ных для протонов расчетов с известными из научных публикаций экспериментальными измерениями тормозной способности бериллия, углерода, алюминия, кремния и серебра. Показана возможность диагностики свойств материала облучаемой протонами мишени на основе решения обратной задачи, а именно путем сравнения результатов расчетов и измерений тормозной способности для низкоэнергетических протонов.

ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ МОДЕЛИ

Базовая формула из [9], которая описывает величину наиболее вероятной энергии E_p пучка протонов с начальной энергией E_0 , прошедших тонкую мишень толщиной x и испытавших в среднем n неупругих взаимодействий, имеет следующий вид:

$$\frac{m_e}{M_p}(E_0^2 - E_p^2) = n \frac{J^2}{4} \ln \left(\frac{k}{e^{k/n}} \right), \quad (1)$$

где

$$n = \frac{8\pi q^4 N_0 Z x}{J^2 \sqrt{1 - \beta^2}} F_M^N,$$

$k = n$ при $n\epsilon_p(1) < m_e V_0^2$ и $k = m_e V_0^2 / \epsilon_p(1)$ при $n\epsilon_p(1) \geq m_e V_0^2$. Здесь m_e и M_p – масса покоя электрона и протона, q – заряд электрона, N_0 – плотность атомов мишени, Z – атомный номер, e – основание натурального логарифма, $\epsilon_p(1)$ – вероятная однократная потеря энергии, J – усредненное определенным образом значение средней потенциальной энергии электронов мишени [9], $m_e V_0^2$ – максимально возможное значение однократной потери энергии, k – максимальное число независимых однократных потерь энергии протонов.

$$F_M^N = 2.314167 \left\{ 1 - \exp \left[-0.1714 \left(\frac{m_e V_0^2}{\epsilon_{Z/2}} \right)^{1/2} \right] \right\}$$

$$\text{при } \frac{m_e V_0^2}{\epsilon_{Z/2}} \leq 11 \text{ и } F_M^N = 1 \text{ при } \frac{m_e V_0^2}{\epsilon_{Z/2}} > 11,$$

$$\epsilon_p(1) = \frac{J^2}{4m_e V_0^2} \text{ при } \frac{J^2}{4m_e V_0^2} < \epsilon_{li}$$

$$\text{и } \epsilon_p(1) = \epsilon_{li} \text{ при } \frac{J^2}{4m_e V_0^2} \geq \epsilon_{li},$$

где ϵ_{li} – минимальная энергия связи электронов (равная первому ионизационному потенциалу в диэлектриках или энергии Ферми в металлах), $\epsilon_{Z/2}$ – минимальная энергия связи электронов на границе области экранирования модели Томаса–Ферми [10]. Функция F_M^N описывает уменьшение

вероятности неупругого рассеяния протонов на электронах мишени [9] и, соответственно, уменьшение среднего числа n взаимодействий, когда скорость частиц становится сопоставимой со скоростью электронов, средняя энергия связи которых $\epsilon_{Z/2}$.

В качестве необходимого пояснения к приведенным выше формулам отметим два важных момента. Первое – это очевидное отличие приведенного здесь значения $\epsilon_p(1)$ от минимальной однократной потери энергии в работе Ландау [11], которая у него определена как величина $J^2/2(m_e V_0^2)$. По мнению Бичселя [12], у Ландау этот выбор был связан с необходимостью получить традиционный “ионизационный логарифм” вида $\ln(2m_e V_0^2/J)$ при проведении операции усреднения по потерям энергии. Величину максимальной однократной потери энергии ϵ_{\max} тяжелой частицей полагали равной классическому значению $(2m_e V_0^2)$. В данном случае $\epsilon_{\max}(1) = m_e V_0^2$, так как рассматриваются только вероятные однократные потери энергии, а случай “лобового” столкновения протона с электроном при их кулоновском взаимодействии – очевидно, событие крайне маловероятное. И поскольку в тонких слоях вещества положительно заряженные частицы при их транспорте взаимодействуют с атомными электронами, которые пространственно расположены вне области экранирования модели Томаса–Ферми и количество которых $\approx Z/2$, то это автоматически приводит к величине $\epsilon_p(1)$, равной указанному выше значению, когда ϵ_p меньше ϵ_{li} . По мере роста толщины мишени увеличивается и величина вероятной однократной потери ϵ_{\max} в ней как $(n\epsilon_p)$, а после достижения своего предельного значения величина k под знаком логарифма формулы (1) переходит в ожидаемое значение $\{4(m_e V_0^2)^2/J^2\}$.

Второе – это необходимое пояснение к трактовке используемого в формуле (1) параметра J и к способу его расчета. У классиков он представляет собой средний ионизационный потенциал, для расчета которого требуется знание сил осцилляторов f_i электронов в дипольном приближении для соответствующих переходов [10]. К настоящему времени приемлемой методики расчета значений f_i не создано. Величина J находится эмпирически, как подгоночный параметр в формуле Бете, определяемый из экспериментов по прострелу тонких пленок вещества пучком протонов. В используемой модели J – это усредненное значение средних значений потенциальной энергии U_i электронов мишени [9]:

Таблица 1. Сравнение рассчитанных по формуле (1) вероятных потерь энергии ΔE_p^{calc} пучка протонов, прошедших тонкие пленки кремния, с результатами экспериментальных измерений ΔE_p^{exp} [17, 18]

E_0 , ГэВ	x , мкм	n	$(1 - \beta^2)^{-1/2}$	ΔE_p^{calc} , кэВ	ΔE_p^{exp} , кэВ
0.73	463.5	606240	1.7780	155.9	156.6 ± 1.6
0.73	1772.5	2318303	1.7780	658.3	658.6 ± 6.6
2.0	32.0	41853	3.1316	6.86	7.0 ± 0.14

$$J = \left(\prod_{i=1}^{i+Z} U_i \right)^{1/2}.$$

Поскольку данные о значениях средней потенциальной энергии электронов отсутствуют, но известны средние значения их энергии связи ϵ_i , параметр J может быть рассчитан в предположении справедливости теоремы вириала для системы частиц, взаимодействующих по закону Кулона, и на основе известных значений энергии связи электронов [13–16]:

$$J = \left(\prod_{i=1}^{i+Z} 2\epsilon_i \right)^{1/2}.$$

Для бериллия, углерода, алюминия, кремния и серебра это дает $J = 63 \pm 5$, 77 ± 2 , 161 ± 2 , 167 ± 3 , 468 ± 3 эВ соответственно. Разброс рассчитанных значений параметра J связан с различием экспериментально измеренных значений энергии связи ϵ_i в использованных источниках. Наблюдается очень хорошее взаимное соответствие между рассчитанными значениями параметра J и эмпирически найденными его значениями, которые рекомендованы, например, International Commission on Radiation Units and Measurements [3] в 1984 году.

И в заключение рассмотрим пример практического применения формулы (1) для расчета суммарной вероятной потери энергии ΔE_p пучка протонов с весьма большими значениями начальной энергии 0.73 и 2.0 ГэВ после прохождения тонких пленок кремния. Поскольку в названии статьи энергетический диапазон расширен до 1 ГэВ, а большинство измерений тормозной способности протонов, которые будут приведены в дальнейшем, как правило, ограничены сверху 10–100 МэВ [2, 7], эти расчеты ΔE_p служат достаточным обоснованием указанного в названии энергетического диапазона для пучка протонов. Результаты представлены в табл. 1. Следует обратить внимание на величину n – среднее число неупругих взаимодействий каждого протона в этих тонких пленках, толщины которых не превосходят сотой доли полного пробега частицы с такой энергией в кремнии. Оно огромно и составляет от десятков тысяч до двух миллионов однократных взаимо-

действий. Естественно, что наилучший подход к описанию подобного числа актов рассеяния состоит в использовании модели дискретной статистики многократного рассеяния. Достигается хорошее соответствие модельных расчетов результатам реальных экспериментальных измерений [17, 18].

ТОРМОЗНАЯ СПОСОБНОСТЬ ВЕЩЕСТВА ДЛЯ ПУЧКА ПРОТОНОВ В ЧЕТЫРЕХ ДИАПАЗОНАХ ПЕРВИЧНОЙ ЭНЕРГИИ ЧАСТИЦ

По определению, тормозная способность S вещества – это средние потери энергии пучка частиц на каждом атоме мишени, отнесенные к единице длины их пробега:

$$S = \frac{1}{N_0} \frac{d\Delta E_m}{dx}.$$

Для пучка протонов из выбранного энергетического диапазона основной вклад в S дает неупругое рассеяние на электронах. Вклад ядерной составляющей мал вплоть до энергии 1 кэВ и сопоставим с погрешностью проводимых измерений. Поскольку для спектров энергетических потерь быстрых протонов, прошедших тонкую мишень, характерна крайне слабая асимметрия регистрируемых распределений [19], вероятные потери практически равны средним потерям энергии пучка заряженных частиц. И поэтому для расчета величины S может быть применена формула (1). Дифференцируя ее по x и полагая, что скорость частиц, прошедших тонкую пленку, практически не меняется ($V_p \approx V_0$), получаем:

$$S = \frac{2\pi q^4 Z}{m_e V_0^2} F_M^N \ln \left[\frac{8\pi q^4 N_0 Z x}{J^2 \sqrt{1 - \beta^2}} \right] \quad (2)$$

$$\text{при } 2\pi q^4 N_0 Z x < (m_e V_0^2)^2,$$

$$S = \frac{2\pi q^4 Z}{m_e V_0^2} F_M^N \ln \left[\frac{(2m_e V_0^2)^2}{J^2 \sqrt{1 - \beta^2}} \right] \quad (3)$$

$$\text{при } 2\pi q^4 N_0 Z x \geq (m_e V_0^2)^2.$$

Полученные выражения представляют варианты формулы (1) для S в случае очень тонкой (2) и

просто тонкой мишени (3). Видно, что в первом случае величина S явно зависит от толщины пленки x . Зависимость слабая, “логарифмическая”, но она есть и говорит о том, что тормозная способность вещества не всегда является универсально однозначной характеристикой материала мишени для частиц с известной энергией. Это необходимо иметь в виду и учитывать при проведении измерений величины S . Дело в том, что в соответствии со статистикой дискретных вероятностных процессов при среднем числе n уже происшедших однократных взаимодействий последующая однократная вероятностная величина не может превышать сумму из n наиболее вероятных однократных. В данном случае $\epsilon_{\max} = n\epsilon_p$. Поэтому если использовать в логарифмическом члене величину $m_e V_0^2$ или $2m_e V_0^2$ как максимально возможную потерю энергии протонами в очень тонких пленках, то это может приводить к значительным ошибкам в расчетах. В свое время этим были озабочены Спенсер и Фано [20], которые в 1954 г. правильно указали на дискретность процесса потерь энергии как причину пробуксовывания формулы Бете для тонкопленочных объектов. Но в качестве решения проблемы они предложили усовершенствованные в рамках концепции CSDA формулы для расчета потерь энергии заряженными частицами в тонких пленках. Их формулы, однако, не нашли широкого применения, а в 1957 г. Вавилов [21] путем введения в логарифмический член нового подгоночного параметра κ ($\kappa \leq 1$), равного отношению $\epsilon_{\max}/2m_e V_0^2$, формально осуществил в рамках концепции непрерывных потерь энергии практическую возможность использования традиционных формул для описания потерь энергии частицами в тонких пленочных мишенях. И только статистическая модель дискретного процесса многократного рассеяния [8, 9] дает и правильное понимание указанного явления, и позволяет корректно провести его описание. Далее в качестве базовой формулы для S будем использовать только формулу (3). Это связано с тем, что обычно используемые в экспериментах толщины образцов для пучка протонов с энергией менее 100 МэВ удовлетворяют, как правило, условию: $\epsilon_{\max}(1) \geq m_e V_0^2$, или $2\pi q^4 N_0 Zx \geq (m_e V_0^2)^2$.

Величина S материала для пучка заряженных частиц зависит от их электрического заряда и скорости частиц. По отношению к скорости протонов следует выделить четыре энергетических диапазона, в каждом из которых формула (3) приобретает более конкретный и простой вид. В отличие от подхода в экспериментах Франка–Герца с электронами начнем с самых скоростных частиц – пучка протонов с энергией 1.0 ГэВ.

*Первый энергетический диапазон
от 1.0 ГэВ до $E_{01} = (M_p/m_e)J^2/8\epsilon_{li}$*

Протоны с такой кинетической энергией принято называть быстрыми, имея в виду, что их скорость многократно превышает скорость электронов вещества. По существу, частицы пучка движутся среди покоящихся относительно них электронов, и время их однократного кулоновского взаимодействия очень мало (10^{-18} – 10^{-19} с). Если энергия кулоновского взаимодействия протона с электроном не превышает потенциальную энергию электрона в самосогласованном поле атома, то протон испытает лишь упругое рассеяние на нем. В противном случае будет совершена работа и затрачена энергия протона на смещение электрона в пределах этого же атома. Величина вероятной однократной потери мала, но растет по мере уменьшения энергии протонов до энергии E_{01} , когда $\epsilon_p(1)$ сравнивается с энергией ионизации ϵ_{li} самого слабо связанного с атомом электрона. Именно с этого момента для протонов ионизационные потери энергии становятся наиболее вероятными. Функция F_M^N в этом диапазоне тождественно равна единице. В итоге:

$$S = \frac{2\pi q^4 Z}{m_e V_0^2} \ln \left[\frac{4(m_e V_0^2)^2}{J^2 \sqrt{1 - \beta^2}} \right]. \quad (4)$$

*Второй энергетический диапазон
от $E_{01} = M_p/m_e J^2/8\epsilon_{li}$ до $E_{02} = 5.5\epsilon_{Z/2} M_p/m_e$*

В этом энергетическом диапазоне величина параметра ϵ_{li} становится основной характеристикой материала мишени вплоть до самых низких значений 1 кэВ. По иронии судьбы в случае классической концепции непрерывного замедления начало доминирования ионизационных потерь в процессе многократного рассеяния сопровождается полным исчезновением параметра J из логарифмического члена в формулах для S :

$$S = \frac{2\pi q^4 Z}{m_e V_0^2} \ln \left[\frac{m_e V_0^2}{\epsilon_{li} \sqrt{1 - \beta^2}} \right]. \quad (5)$$

Функция F_M^N в этом диапазоне также тождественно равна единице.

*Третий энергетический диапазон
от $E_{02} = 5.5\epsilon_{Z/2} M_p/m_e$ до $E_{03} = 0.5\epsilon_{li} e M_p/m_e$*

По мере уменьшения энергии протонов уменьшается их скорость и наступает момент, когда электроны уже нельзя считать относительно неподвижными, и требуется учесть влияние этого движения на вероятность неупругого рассеяния протонов. В тонких пленках вещества наибольшей средней скоростью обладают электроны, со-

ответствующие границе области экранирования Томаса–Ферми. Например, в алюминии это $2p$ -электроны с энергией связи $\epsilon_{Z/2}$ около 78 ± 2 эВ. В концепции дискретного замедления [9] это учитывает функция F_M^N . Необходимость такого учета возникает, когда отношение максимально возможной потери энергии протоном $m_e V_0^2$ к энергии связи $\epsilon_{Z/2}$ этих электронов становится менее 11, т.е. когда скорость протона становится меньше утроенной скорости электронов:

$$S = \frac{2\pi q^4 Z}{m_e V_0^2} F_M^N \ln \left[\frac{m_e V_0^2}{\epsilon_{li} \sqrt{1 - \beta^2}} \right]. \quad (6)$$

Четвертый энергетический диапазон
от $E_{03} = 0.5\epsilon_{li}eM_p/m_e$ до 1.0 кэВ

При дальнейшем уменьшении энергии пучка протонов наступает момент, когда максимальная вероятная потеря энергии становится меньше, чем сумма трех однократных взаимодействий (ионизаций). Процесс многократного рассеяния на этом заканчивается, и логарифмический член исчезает из формулы для S . Начинается процесс кратного рассеяния:

$$S = 0.184 \frac{4\pi q^4 Z}{\epsilon_{li}} F_M^N. \quad (7)$$

В этом энергетическом диапазоне из-за малых значений показателя степени экспоненты функция F_M^N может быть представлена в более упрощенном виде как

$$F_M^N = 0.561 V_0 / V_{Z/2},$$

где $V_{Z/2}$ – скорость электронов. Поэтому тормозная способность вещества для частиц с такой энергией будет функционально зависеть от скорости протонов по линейному закону $S \sim V_0$, что является давно и хорошо установленным экспериментальным результатом.

СРАВНЕНИЕ РАСЧЕТОВ ТОРМОЗНОЙ СПОСОБНОСТИ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ИЗМЕРЕНИЯМИ

На рис. 1 приведены результаты использования формул (4)–(7) при расчете тормозной способности алюминия для протонов с энергией от 10 МэВ до 1 кэВ. Границы диапазонов указаны стрелками. Величины параметров ϵ_{li} и $\epsilon_{Z/2}$ составляют 5.6 и 77 эВ соответственно. Сплошная кривая – результат расчета по формулам, символы представляют экспериментальные результаты [7]. Видно, что три основных параметра J , ϵ_{li} и $\epsilon_{Z/2}$, характеризующих электронную структуру атома

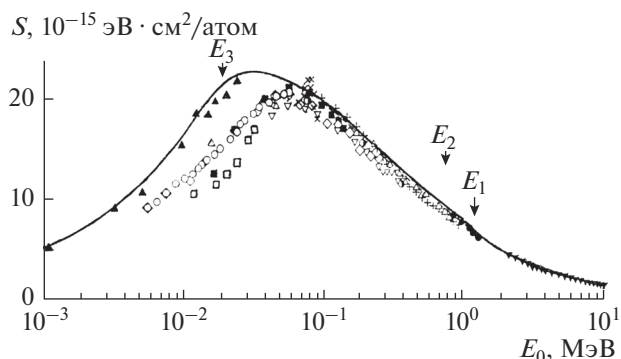


Рис. 1. Зависимость тормозной способности S алюминия для пучка протонов с энергией от 1 кэВ до 10 МэВ: сплошная кривая – расчет по полученным в работе формулам ($J = 161$ эВ, $\epsilon_{li} = 5.6$ эВ и $\epsilon_{Z/2} = 77$ эВ); символы – экспериментальные результаты [7].

алюминия, позволяют в рамках используемой модели детально описать зависимость тормозной способности вещества от энергии пучка протонов в широком энергетическом диапазоне и, главное, адекватны большому числу имеющихся экспериментальных данных. На рис. 2–5 представлены подобные расчеты зависимости $S = f(E_0)$ для бериллия, углерода, кремния и серебра. На рассчитанных кривых для бериллия и углерода вблизи максимума со стороны больших значений энергии наблюдается “перегиб”, связанный с тем, что в материалах с малым $Z E_{02} > E_{01}$. Результаты расчетов хорошо согласуются с опубликованными данными многочисленных экспериментальных

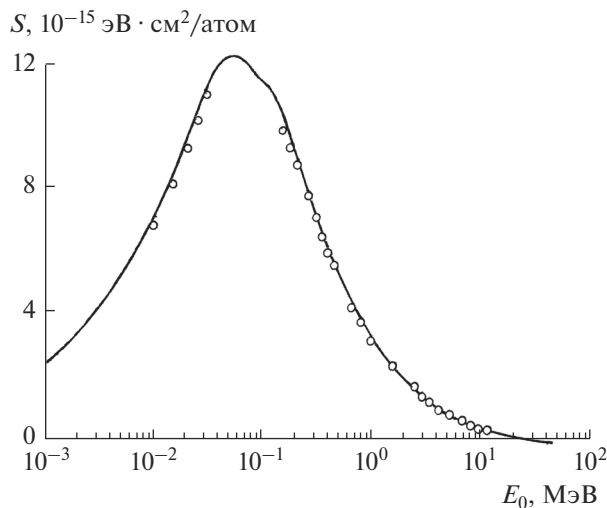


Рис. 2. Зависимость тормозной способности S бериллия для пучка протонов с энергией от 1 кэВ до 10 МэВ: сплошная кривая – расчет по полученным в работе формулам ($J = 63$ эВ, $\epsilon_{li} = 10.32$ эВ и $\epsilon_{Z/2} = 10.32$ эВ); символы – экспериментальные результаты [7].

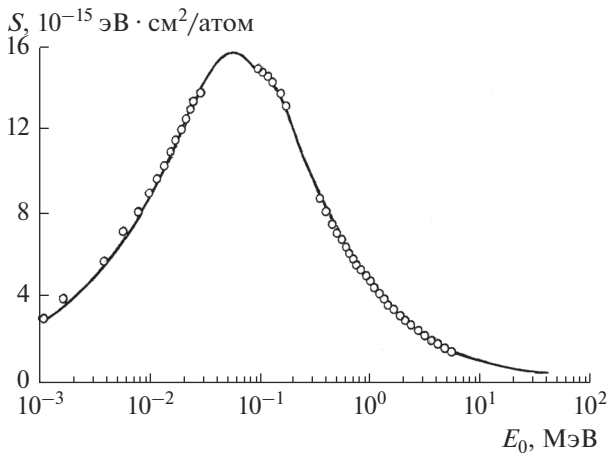


Рис. 3. Зависимость тормозной способности S углерода для пучка протонов с энергией от 1 кэВ до 10 МэВ: сплошная кривая – расчет по полученным в работе формулам ($J = 77$ эВ, $\epsilon_{1i} = 11.26$ эВ и $\epsilon_{Z/2} = 13.5$ эВ); символы – экспериментальные результаты [7] (при $E_0 \leq 30$ кэВ результаты [22]).

измерений величины S , выполненных при различной энергии протонных пучков. Поэтому можно сделать естественный вывод о том, что формулы (4)–(7) представляют собой искомое решение прямой задачи расчета S материала мишени для протонов при заданной величине их кинетической энергии E_0 .

Из всего сказанного очевидно, что величина S вещества в области низких энергий протонов сильно зависит от значения параметра ϵ_{1i} . Диапазон его возможных изменений в твердотельных образцах невелик – от ~ 5 до ~ 14 эВ в зависимости от свойств и качества вещества: примесного состава материала, наличия дефектов, метода получения, степени окисления, уровня легирования (в полупроводниках) и так далее. Но эти сравнительно небольшие изменения сильнее всего сказываются на измеряемом значении S . Поэтому разброс измеренных значений тормозной способности, который так характерен для S в низкоэнергетическом диапазоне, связан главным образом с различиями в качестве используемого исследователями пленочного материала. Этот результат можно использовать для диагностики конкретного материала мишени на основе решения обратной задачи по описанию S , а именно измерять параметр ϵ_{1i} путем сравнения, рассчитанного при разных его значениях семейства зависимостей $S = f(E_0)$ с двумя–тремя измеренными значениями тормозной способности в низкоэнергетическом диапазоне пучка протонов.

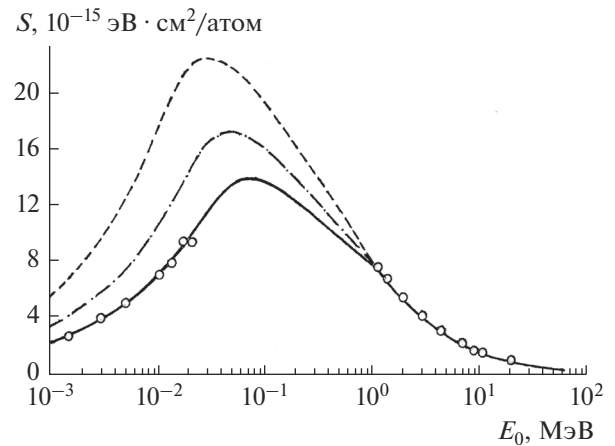


Рис. 4. Зависимость тормозной способности S кремния для пучка протонов с энергией от 1 кэВ до 10 МэВ, рассчитанная по полученным в работе формулам: сплошная кривая – $J = 167$ эВ, $\epsilon_{1i} = 12.0$ эВ и $\epsilon_{Z/2} = 106.0$ эВ; штрих-пунктир – $J = 167$ эВ, $\epsilon_{1i} = 8.0$ эВ и $\epsilon_{Z/2} = 106.0$ эВ; пунктир – $J = 167$ эВ, $\epsilon_{1i} = 5.0$ эВ и $\epsilon_{Z/2} = 106.0$ эВ; символы – экспериментальные результаты [7] (при $E_0 \leq 30$ кэВ – результаты [22]).

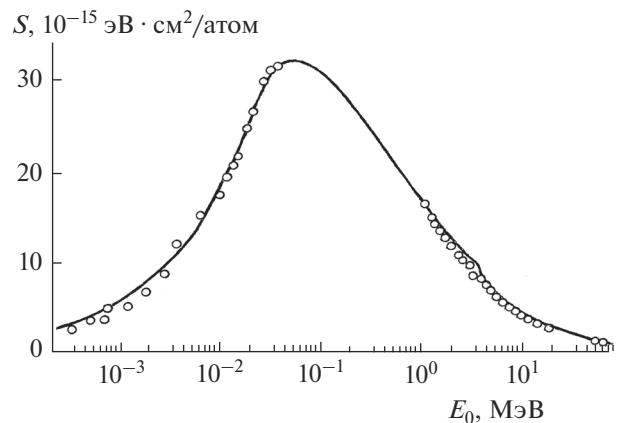


Рис. 5. Зависимость тормозной способности S серебра для пучка протонов с энергией от 1 кэВ до 10 МэВ: сплошная кривая – расчет по полученным в работе формулам ($J = 468$ эВ, $\epsilon_{1i} = 8.3$ эВ и $\epsilon_{Z/2} = 367$ эВ); символы – экспериментальные результаты [7] (при $E_0 \leq 30$ кэВ – результаты [23]).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных исследований решена задача аналитического описания зависимости тормозной способности вещества от энергии для пучка моноэнергетических протонов в широком диапазоне значений первичной энергии частиц. Получены формулы учета влияния зависимости энергетических потерь частиц от их скорости в четырех различных энергетических диапазонах. Проведена их апробация в результате сопоставления проведенных для протонов расчетов

с известными из научных публикаций экспериментальными измерениями тормозной способности бериллия, углерода, алюминия, кремния и серебра. Показана возможность диагностики свойств материала, облучаемого протонами мишени на основе решения обратной задачи, а именно путем сравнения результатов расчетов и измерений тормозной способности для низкоэнергетических протонов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. ICRU Report 49. Stopping Powers and Ranges for Protons and Alpha Particles. International Commission on Radiation Units and Measurements. 1993.
2. Andersen H.H., Ziegler J.F. Hydrogen Stopping Powers and Ranges in All Elements. N.Y.: Pergamon Press, 1977.
3. ICRU Report 37. Stopping Powers for Electrons and Positrons. International Commission on Radiation Units and Measurements. 1984.
4. Bethe H.A. // Ann. Phys. 1930. В. 5. С. 325.
5. Bethe H.A. // Handbuch Phys. 1933. В. 24/1. С. 273.
6. Штернхеймер Р. // Принципы и методы регистрации элементарных частиц / Ред. Арцимович Л.А. М.: Изд-во иностр. литературы, 1963. С. 9.
7. Paul H. IAEA. NDS. <https://www-nds.iaca.org/stopping>
8. Михеев Н.Н. // Изв. РАН. Сер. физ. 2000. Т. 64. № 11. С. 2137.
9. Михеев Н.Н. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2010. № 4. С. 25.
10. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. М.: Наука, 1974. 607 с.
11. Ландау Л.Д. Собрание трудов. Т. 1. М.: Наука, 1969. С. 482.
12. Bichsel H. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2006. V. 562. P. 154.
13. Зигбан К., Нордлинг К., Фальман А. и др. Электронная спектроскопия. М.: Мир, 1971. 494 с.
14. Физические величины: Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
15. Larkins F.B. // At. Data Nucl. Data Tables. 1977. V. 20. P. 313.
16. Sevier K.D. // At. Data Nucl. Data Tables. 1979. V. 24. P. 323.
17. Maccabee H.D., Raju M.R., Tobias C.A. // Phys. Rev. 1968. V. 165. № 2. P. 469.
18. Bak J.F., Burenkov A., Peterson J.B.B. et al. // Nucl. Phys. B. 1987. V. 288. P. 681.
19. Tschalar C., Maccabee H.D. // Phys. Rev. B. 1970. V. 1. № 7. P. 2863.
20. Spencer L.V., Fano U. // Phys. Rev. 1954. V. 93. P. 1172.
21. Вавилов П.В. // ЖЭТФ. 1957. Т. 32. № 4. С. 920.
22. Архунов Е.П., Гомм Ю.В. // ЖЭТФ. 1969. Т. 56. № 4. С. 1146.
23. Гомм Ю.В., Тельковский В.Г. // ФТТ. 1968. Т. 9. № 8. С. 2221.

Stopping Power of Substance for a Beam of Monoenergetic Protons with Energies 1.0 keV–1.0 GeV

N. N. Mikheev*

Shubnikov Institute of Crystallography of FSRC "Crystallography and Photonics" RAS, Moscow, 119333 Russia

**e-mail: kmikran@spark-mail.ru*

The results of solving the direct problem on the analytical description of the dependence of the stopping power of a substance for a beam of monoenergetic protons in a wide range of primary energies of charged particles are presented. For the first time, a statistical model was used as a basic concept, which is based on taking into account the discrete nature of the processes of multiple scattering of charged particles in a thin layer of matter. Also, a detailed account of the dependence of the energy losses of particles on their velocity in four different energy ranges has been carried out. The data of comparison of the calculations performed with the experimental measurements of the stopping power for beryllium, carbon, aluminum, silicon and silver known from scientific publications are presented. The possibility of diagnosing the properties of the target material irradiated with protons is shown on the basis of solving the inverse problem, namely, by comparing the results of calculations and measurements of the stopping power for low-energy protons.

Keywords: stopping power of matter, monoenergetic proton beam, discrete process of single scattering, multiple inelastic scatterings, most probable and average energy losses by charged particles.