

P14-2009-168

А. Ю. Дидык\*, А. С. Сохацкий

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗМЕРЕНИЕ ПРОБЕГОВ  
ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ  
В МОНОКРИСТАЛЛАХ МЕТОДОМ «CROSS-SECTION»

Направлено в журнал «Физика и химия обработки поверхности»

---

\*E-mail: [didyk@jinr.ru](mailto:didyk@jinr.ru)

Дидык А. Ю., Сохацкий А. С.

P14-2009-168

Экспериментальное измерение пробегов тяжелых ионов  
высоких энергий в монокристаллах методом «cross-section»

Представлены экспериментальные данные по измерению величины проективных пробегов тяжелых ионов с энергиями порядка 1 МэВ/а.е.м. и более высокими в полупроводниковых и диэлектрических монокристаллах, в том числе и в зависимости от их ориентации. Проективные пробеги были измерены методом «cross-section» с использованием оптической и электронной сканирующей микроскопии. Проведено сравнение экспериментально измеренных пробегов с расчетными значениями, полученными с помощью различных компьютерных программ и таблиц пробегов ионов Нортклифа и Шиллинга.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2009

Didyk A. Yu., Sohatsky A. S.

P14-2009-168

Experimental Studies of Swift Heavy Ion Projected Ranges  
in Single Crystals Using «Cross-Section» Method

The experimental data on the measurements of heavy ions with about 1 MeV/amu and more higher energies projected ranges in dielectric and semiconductor single crystals with taking into account its crystallographic orientations are presented. Projected ranges were measured using «cross-section» and optic and electron scanning microscope. The comparison of experimental measured projected ranges with calculated corresponding values obtained with various computer codes and projected range from Nordcliffe and Shilling table data is made.

The investigation has been performed at the Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2009

## ВВЕДЕНИЕ

Применение пучков тяжелых ионов в экспериментах по ионной имплантации и по созданию структур с заданными свойствами, в том числе и наноразмерных объектов для нанотехнологических применений, привело к детальным исследованиям, связанным с определением профиля внедренных частиц  $N(x)$ , их энергетического спектра и пространственного распределения первично выбитых атомов, необходимого для получения профиля дефектообразования  $D(x)$  по глубине облученного слоя. Решение этих задач основывается на расчетах потерь энергии на упругое  $S_{el}(Z) \equiv -\left(\frac{\partial E}{\partial Z}(Z)\right)_{el}$  и электронное торможение  $S_{inel}(Z) \equiv -\left(\frac{\partial E}{\partial Z}(Z)\right)_{inel}$ .

Целью настоящей работы является экспериментальное определение проективных пробегов тяжелых ионов в ряде диэлектрических и полупроводниковых кристаллов в зависимости от их ориентации по отношению к прохождению пучка ионов и сравнение с существующими методами расчетов проективных пробегов.

## 1. ОСНОВНЫЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

В предположении, что процессы упругого и неупругого торможения факторизуются, потеря энергии на единицу длины пути в материале с плотностью атомов  $n$  имеет вид

$$-\frac{dE}{dZ} = n [S_{inel}(Z) + S_{el}(Z)]. \quad (1)$$

Потери энергии, обусловленные упругим взаимодействием, определяются с помощью дифференциальных сечений упругого рассеяния. Зависимость электронных потерь от скорости ионов описать единым аналитическим выражением для всех значений энергии ионов представляется затруднительным. Поэтому обычно выделяют три области скоростей ионов, для каждой из которых получены выражения, описывающие с достаточной точностью электронные

потери энергии. Характерным значением, по отношению к которому скорость ионов считается малой или большой, является скорость электронов на одной из промежуточных орбит атома [1]:

$$V_A = V_0 Z^{2/3}. \quad (2)$$

Здесь  $V_0 = e_0^2/\hbar = 2,19 \cdot 10^8$  м/с — боровская скорость в атоме водорода,  $Z$  — величина порядка заряда ядра мишени  $Z_2$  или заряда ядра иона  $Z_1$ . В области больших скоростей ионов  $V \gg V_A$  электронные потери хорошо описываются формулой Бете–Блоха

$$S_{\text{inel}}^{BB} = 8\pi \cdot Z_1^2 \cdot Z_2 \cdot a_0^2 \cdot E_R^2 \cdot M_1 \cdot \ln \left[ \frac{4m_e E}{M_1 \cdot \bar{I}} \right] \cdot \frac{1}{m_e \cdot E}, \quad (3)$$

где  $Z_1$ ,  $M_1$  и  $Z_2$ ,  $M_2$  — заряды и массы ядер налетающего иона и атома мишени соответственно,  $a_0 \equiv \hbar^2 / (m_e e_0^2) = 0,529 \cdot 10^{-8}$  см — боровский радиус,  $E_r = m_e e_0^4 / (2\hbar^2) = 13,6$  эВ — энергия Ридберга,  $E$  — энергия иона,  $m_e$  — масса электрона, а  $\bar{I}$  — средний потенциал ионизации атома мишени:

$$\bar{I} = (9,76 + 58,8 \cdot Z_2^{-1,19}) \cdot Z_2. \quad (4)$$

В области промежуточных скоростей ионов  $V$  порядка  $V_A$  не существует аналитических выражений для  $S_{\text{inel}}(Z)$ . Для  $V < V_A$  считается установленным, что электронные потери энергии пропорциональны скорости ионов, т. е.  $S_{\text{inel}}(Z) = kV$ , где  $k$  — функция атомных номеров и масс бомбардирующей частицы и атомов мишени [1]. Значения  $k$  лежат в интервале от  $k = 0,1$  до  $k = 0,25$ . Линейная зависимость потерь энергии от скорости ионов обоснована в теоретических моделях Фирсова и Линдхарда, рассматривающих атом как квазиклассическую систему. Окончательные выражения для электронных потерь энергии, полученные в этих моделях, имеют вид (соответственно [1, 2]):

$$S_{\text{inel}}^F = 7,51 \cdot \frac{3 \cdot \pi^2}{16} \cdot (Z_1 + Z_2) \cdot a_0^2 \cdot \left( \frac{m_e \cdot E_R \cdot E}{M_1} \right)^{1/2}, \quad (5)$$

$$S_{\text{inel}}^L = 16,0 \cdot \frac{Z_1^{7/6} \cdot Z_2 \pi^2}{[Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}]^{3/2}} \cdot a_0^2 \cdot \left( \frac{m_e \cdot E_R \cdot E}{M_1} \right)^{1/2}. \quad (6)$$

Тогда проективные пробеги тяжелых ионов в приближении, когда упругие потери энергии много меньше неупругих ( $S_{\text{inel}} \gg S_{\text{el}}$ ), можно записать в виде

$$R_p^{BB} = \left( \frac{E}{E_r} \right)^2 \cdot \left( \frac{M_1}{m_e} \right) \cdot \frac{1}{16 \cdot \pi \cdot n \cdot a_0^2 \cdot Z_1^2 \cdot Z_2 \cdot \ln[4m_e \cdot E / (M_1 \cdot \bar{I})]}, \quad (7)$$

$$R_p^F \cong \left( \frac{M_1 \cdot E}{m_e \cdot E_R} \right)^{1/2} \cdot \frac{7,51 \cdot 323 \cdot \pi^2}{3 \cdot \pi^2 \cdot (Z_1 + Z_2) \cdot a_0^2 \cdot n}, \quad (8)$$

$$R_p^L \cong \left( \frac{M_1 \cdot E}{m_e \cdot E_R} \right)^{1/2} \cdot \frac{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{3/2}}{8 \cdot \pi \cdot a_0^2 \cdot n \cdot Z_1^{7/6} \cdot Z_2}. \quad (9)$$

Для получения зависимостей  $N(x)$  и  $D(x)$  разработан ряд компьютерных программ, из которых наиболее широко применяется программа SRIM-2007 [3, 4]. В этой программе используются модельные потенциалы рассеяния с применением метода Монте-Карло.

Существуют простые экспериментальные методики, позволяющие достаточно точно определять положение максимально поврежденной области в конце пробега  $R_p$  высокоэнергетичных тяжелых ионов в твердых телах [5, 6]. После облучения и последующего отжига, во время которого происходят процессы коалесценции радиационных дефектов, а также образования газовых пор в случае облучения ионами инертных газов, можно проводить избирательное химическое травление. В результате такой обработки максимально поврежденная область и область залегания ионов (пика Брэгга) визуализируются и могут быть обнаружены в оптическом микроскопе в виде полос. В работе [5] аналогичным методом были измерены значения пробегов ионов углерода с энергиями в диапазоне 40–90 МэВ в нержавеющей стали типа 306. Установлено, что величина проективных пробегов находится в хорошем согласии с расчетными значениями, полученными с помощью программы E-DEP-1 [10], расширенной на высокие энергии. Следует отметить, что эта программа весьма эффективно аппроксимировала экспериментальные данные по дефектообразованию и пробегам тяжелых ионов высоких энергий в материалах. К сожалению, ее компьютерное исполнение и удобство представления расчетных величин ни в коей мере нельзя сопоставить с программой SRIM-2007 [3, 4].

Имеются также другие возможности, позволяющие эффективно определять проективные пробеги ионов, величина которых является одной из важных характеристик взаимодействия тяжелых заряженных частиц с конденсированными средами. В работе [6] пробеги ионов углерода и азота в широком диапазоне энергий 1–24 МэВ в кремнии определялись с помощью метода оптического отражения ультрафиолетового излучения. Этот метод основан на изменении коэффициента оптического отражения поверхности материала, вызываемого радиационными дефектами. Расчетные значения были получены путем моделирования по методу Монте-Карло с использованием предложенного в этой работе выражения для  $S_{inel}$ , учитывающего особенности электронного торможения при низких ( $E < 1$  МэВ) и высоких ( $E > 1$  МэВ) энергиях ионов. Методом оптического отражения определялись также пробеги и профили дефектообразования в кремнии, облученном ионами кислорода,

углерода и бора с энергиями до 100 МэВ [7, 8]. Было установлено, что теоретические профили дефектообразования, полученные путем моделирования по методу Монте-Карло, значительно отличаются от экспериментально наблюдаемых. Поэтому в этой работе сделан вывод о необходимости учета вклада в образование радиационных дефектов по механизму электронных потерь энергии высокоэнергетичных тяжелых ионов.

Отметим, что экспериментальное определение профилей залегания высокоэнергетичных ионов сталкивается со значительными методическими трудностями. Стандартные методы, такие как обратное резерфордское рассеяние и масс-спектрометрия вторичных ионов, применимы только в том случае, если внедренные ионы находятся на расстоянии менее  $\sim 1$  мкм от облученной поверхности. Поэтому для изучения профилей залегания ионов на больших глубинах необходимо применять специальные методы, например, послойное травление облученного слоя образца или приготовление «косых» шлифов с высокой степенью точности [6].

В ряде случаев профиль залегания ионов может быть определен методами радиоактивных индикаторов, набором тонких фольг, а в полупроводниковых кристаллах с помощью метода измерения электросопротивления и эффекта Холла [8]. Основной задачей при сопоставлении экспериментальных и расчетных значений пробегов является проверка правильности применения существующих зависимостей или табличных значений ионизационных потерь энергии  $S_{inel}$ , поскольку этот вид потерь энергии доминирует над упругим рассеянием практически во всем интервале энергий и, следовательно, определяет величину пробега. Отметим, что в большинстве работ этого направления изучались пробеги высокоэнергетичных ионов с невысокими атомными номерами и массой в однокомпонентных кристаллах. Поскольку наиболее сложным с точки зрения теории является описание взаимодействия с твердым телом ионов с высокими атомными номерами [1, 2], проведение таких экспериментов на пучках различных тяжелых ионов представляется весьма актуальным, в особенности для многокомпонентных кристаллов.

## 2. ПРОБЕГИ ИОНОВ $^{207}\text{Pb}$ И $^{136}\text{Xe}$ В КРИСТАЛЛАХ LiF, Si, GaAs и Ge

Величина пробегов частиц является одной из важных характеристик взаимодействия излучений с твердыми телами. Несмотря на то, что проблеме прохождения тяжелых заряженных частиц через вещество уделяется большое внимание, точность расчетных методов определения пробегов, как правило, не превышает нескольких процентов [11, 12]. Поэтому представляет интерес сопоставление расчетных и экспериментальных значений пробегов частиц в различных кристаллах.

Экспериментальные измерения пробегов тяжелых ионов в полупроводниковых и диэлектрических материалах включали следующие стадии:

- получение качественного скола кристалла вдоль пробега тяжелого иона перпендикулярно облучаемой поверхности — метод типа «cross-section»;
- подтравливание (при необходимости) облученной зоны материала селективным химическим травителем для проявления зоны брэгговского пика вблизи зоны останова ионов;
- измерение пробега ионов при изучении глубины залегания пика Брэгга на сколе кристалла (с торца) с помощью сканирующей электронной микроскопии или оптической спектроскопии с фотографической приставкой. Точность измерения пробегов приведена в табл. 1–3.

**Таблица 1. Экспериментально измеренные пробеги ионов в монокристаллических мишенях, в том числе в зависимости от ориентации кристаллов, и расчетные значения, полученные с использованием таблиц Нортклифа и Шиллинга [12] и программ E-DEP-1 [12] и SRIM-2007 [3, 4]**

Ион	Энергия, МэВ	Мишень	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$R_d^{\text{exp}}$ , мкм	$R_d^{\text{ED}}$ , мкм	$R_p^{\text{ED}}$ , мкм	$R_p^{\text{NS}}$ , мкм	$R_p^{\text{SRIM}}$ , мкм
Xe	118	LiF	2,63	14,5	13,09	13,39	—	13,6 ± 0,3
Xe	118	Si[100] Si[111] Si[110]	2,321	15,7 16,4 16,8	18,59	19,2	15,9	16,5 ± 0,6
Xe	118	GaAs[100] GaAs[110]	5,815	12,6 12,2	12,5	13,07	12,4	12,1 ± 0,7
Xe	118	Ge[100] Ge[111]	5,35	14,3 14,8	12,5	12,99	12,5	13,3 ± 0,9
Pb	43,5	LiF	—	9,5	7,6	8,25	—	6,23 ± 0,31
Pb	43,5	Si	—	9,6	8,85	9,12	—	7,56 ± 0,52

В табл. 1 содержатся экспериментально определенные значения  $R_d^{\text{exp}}$ , соответствующие центру максимально поврежденной области вдоль пробега ионов (пик Брэгга), значения  $R_d^{\text{ED}}$  и пробеги  $R_p^{\text{ED}}$ , полученные по программе E-DEP-1 [10], значения пробегов ионов  $R_p^{\text{NS}}$  из таблиц Нортклифа и Шиллинга [12], а также значения пробегов  $R_p^{\text{SRIM}}$ , полученные по программе SRIM-2007 [3, 4]. Точность определения величин  $R_d^{\text{exp}}$  составляла ±0,1 мкм. Методы определения пробегов в указанных выше кристаллах состояли в следующем: во-первых, образцы подготавливались таким образом, чтобы получить торцевую поверхность хорошего качества и перпендикулярную облучаемой поверхности монокристалла, во-вторых, измерения величин пробегов осуществлялись на оптических микроскопах с фотографической приставкой или на электронном сканирующем микроскопе JSM-840. Это позволило из-

мерить величины пробегов с точностью не хуже  $\pm 0,1$  мкм, что вполне удовлетворительно, так как полные величины пробегов превышали несколько микрометров.

Кроме того, были измерены величины пробегов в Si и GaAs в зависимости от ориентации поверхности монокристалла. Масса и энергия ионов вычислялись таким образом, чтобы соблюдалось условие линейной зависимости электронных потерь энергии от скорости иона  $S_{inel} = kV$ , которое следует из моделей Линдхарда и Фирсова, лежащих в основе программы E-DEP-1 [10]. Однако, как видно из таблицы, экспериментальные значения  $R_d^{exp}$ , а следовательно, и пробеги во всех случаях отличаются от расчетных, за исключением комбинации ионы  $^{136}\text{Xe}$  в монокристалле GaAs. При облучении Ge и LiF экспериментальные пробеги больше расчетных.

Сделаем некоторые выводы, исходя из данных, приведенных в табл. 1. Как видно, для LiF, облученного ионами  $^{207}\text{Pb}$  и  $^{136}\text{Xe}$ , измеренные значения проективных пробегов превышают расчетные:  $R_d^{exp} > R_d^{ED}$  и  $R_d^{exp} > R_p^{SRIM}$ .

Из табл. 1 следует, что хорошее согласие расчетных и экспериментальных величин пробегов наблюдается для следующих комбинаций ион–мишень:  $^{136}\text{Xe}$  в Si,  $^{136}\text{Xe}$  в GaAs, но в ряде комбинаций ион–мишень согласие экспериментально измеренных пробегов и расчетных значений не очень хорошее. Особенно это касается пробегов ионов свинца в легких мишенях типа LiF и Si. Это, по-видимому, объясняется тем, что квазиклассический подход, на основе которого разработаны модели Фирсова и Линдхарда, оправдан для больших значений параметра  $Z = Z_1 + Z_2$ . Видно также, что величина пробегов ионов зависит от ориентации монокристаллов, в частности, для более плотно упакованных направлений, например, для [100] величина пробега меньше, чем для менее плотно упакованных, в особенности это хорошо видно для ионов ксенона в кремнии (см., например, [13]).

Следует отметить, что имеются отличия в измеренных пробегах тяжелых ионов и пробегах, вычисленных по программе SRIM-2007.

Сравнение экспериментально полученных величин пробегов тяжелых ионов в различных кристаллах с полученными из численных расчетов позволяет сделать вывод о необходимости осторожного использования существующих методов расчета.

При ионной имплантации легирующих примесей в полупроводниковые и диэлектрические материалы важное значение имеет глубина залегания внедренных ионов, в особенности при создании определенных объемных структур в развиваемой технологии новых интегральных полупроводниковых приборов. Существующие теоретические методы расчета величин пробегов в ряде случаев дают значения, которые отличаются от экспериментально измеренных.



### 3. ПРОБЕГИ ЛЕГКИХ ИОНОВ В LiF И Si

Были выполнены исследования величин пробегов ряда тяжелых ионов, но более легких, чем ионы свинца и ксенона, таких как  $^{11}\text{B}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{22}\text{Ne}$ ,  $^{35}\text{Cl}$  и  $^{40}\text{Ar}$  с энергиями в диапазоне от 1–6 МэВ/а.е.м., в практически применяемых полупроводниковых кристаллах Si, Ge, AsGa и модельном ионном щелочно-галлоидном LiF с использованием методов оптической и электронной сканирующей микроскопии. Наиболее интересная часть этих результатов приведена в табл. 2 и 3.

Таблица 2. Экспериментальные и расчетные значения пробегов ионов в LiF ( $\rho = 2,64 \text{ г/см}^3$ )

Ион	Энергия, МэВ	$R_d^{\text{exp}}$ , мкм	$R_d^{\text{ED}}$ , мкм	$R_p^{\text{ED}}$ , мкм	$R_p^{\text{SRIM}}$ , мкм
$^{40}\text{Ar}$	46,3	11,6	10,1	10,23	$9,94 \pm 0,16$
	225,0	40,9	—	—	$47,2 \pm 0,2$
$^{22}\text{Ne}$	27,2	10,5	—	—	$11,0 \pm 0,2$
	112,5	57,0	—	—	$54,2 \pm 0,5$
$^{16}\text{O}$	19,7	10,1	6,8	6,86	$9,97 \pm 0,12$

Таблица 3. Экспериментальные и расчетные значения пробегов ионов в Si ( $\rho = 2,321 \text{ г/см}^3$ )

Ион	Энергия, МэВ	$R_d^{\text{exp}}$ , мкм	$R_d^{\text{ED}}$ , мкм	$R_p^{\text{ED}}$ , мкм	$R_p^{\text{NS}}$ , мкм	$R_p^{\text{SRIM}}$ , мкм
$^{40}\text{Ar}$	26,3	4,9	9,9	10,7	8,9	$8,07 \pm 0,27$
	34,4	6,5	11,6	11,86	10,7	$9,83 \pm 0,25$
$^{35}\text{Cl}$	17,8	3,5	7,75	7,96	6,75	$6,28 \pm 0,24$
	41,1	6,2	12,6	12,84	12,5	$11,6 \pm 0,2$
$^{22}\text{Ne}$	15,3	3,25	8,6	8,81	7,4	$8,44 \pm 0,27$
	20,0	6,15	11,4	11,64	9,5	$10,5 \pm 0,3$
$^{11}\text{B}$	13,6	22,0	—	—	—	$15,5 \pm 0,2$
	92,0	200,0	—	—	—	$241,0 \pm 1,1$

Экспериментальные данные сравнивались с расчетными значениями, полученными с помощью компьютерных программ E-DEP-1 [10] и SRIM-2007 [3, 4]. При высокоэнергетической ионной имплантации неупругие ионизационные потери энергии определяют полные потери энергии иона, так как  $(-dE/dZ)_{\text{inel}} \gg (-dEdZ)_{\text{el}}$  практически вдоль всего проективного пробега, за исключением области вблизи зоны остановки иона (пика Брэгга).

Как видно из сравнения экспериментально измеренных значений проективных пробегов (или, лучше сказать, зоны максимума дефектообразования — пика Брэгга), при относительно низких энергиях расчетные значения и по E-DEP-1 [10], и по SRIM-2007 [3, 4] программам описывают экспериментальные значения с точностью до 10–20 %. В то же время для высоких энергий согласие гораздо хуже, особенно для ионов  $^{40}\text{Ar}$  (225 МэВ).

Как известно, неупругие потери энергии тяжелого иона описываются теорией Линдхарда при  $E_{\text{ion}} < E_{\text{lim}}$  и теорией Бете–Блоха при  $E_{\text{ion}} \gg E_{\text{lim}}$ , где  $E_{\text{lim}} \cong M_2 V_0^2 Z_1^{4/3}$  (здесь  $M_2$  — масса атома решетки,  $V_0 = e_0^2/\hbar$  — боровская скорость,  $Z_1$  — заряд ядра налетающего иона).

#### 4. ВЫВОДЫ

Из вышеизложенного можно сделать вывод, что при проведении имплантации легирующих элементов на заданную глубину необходимо использовать расчетные компьютерные программы, но с учетом возможных различий в экспериментальных и расчетных величинах пробегов, т. е. в каждом конкретном случае производить экспериментальное измерение пробегов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ахиезер И. А., Давыдов Л. Н. Введение в теоретическую радиационную физику металлов и сплавов. Киев: Наук. думка, 1985. С. 144.
2. Комаров Ф. Ф., Новиков А. П., Буренков А. Ф. Ионная имплантация. Минск: Университетская, 1994. С. 303.
3. Biersack J. P., Haggmark L. G. A Monte Carlo Computer Program for the Transport of Energetic Ions in Amorphous Targets // Nucl. Instr. Meth. B. 1980. V. 174. P. 257–269; <http://www.srim.org>
4. Littmark U., Ziegler J. F. Hand Book of Range Distribution for Energetic Ions in all Elements. N.Y.: Pergamon Press, 1980. P. 403.
5. Hamada S., Sawai T., Shiraishi K. Measurement of mean projected ranges for carbonions irradiated into stainless steel // J. Nucl. Matter. 1985. V. 133&143. P. 370–372.
6. Bussmann U. et al. Ranges and electronic stopping powers of 1–24 MeV  $^{12}\text{C}$  and  $^{14}\text{N}$  ions in Si targets from optical reflectivity measurements on bevelled samples // Nucl. Instr. Meth. B. 1986. V. 15. P. 105–108.
7. Fahrner W. R., Heidemann K., Schottle P. Results of Ion Implantation into Silicon in the 100 MeV Range. In.: Oxygen and Boron Implantation // Phys. Stat. Sol.(a). 1982. V. 70. P. 463–472.
8. Fahrner W. R., Heidemann K., Schottle P. Results of ion implantation into silicon in the 100 MeV range, II: electrical properties // Phys. Stat. Sol.(a). 1982. V. 71. P. 121–127.

9. *Didyk A. Yu. et al.* To question about ranges of high energetic (1–6 MeV/a. m. u.) ions in solids // Heavy ion physics, Scientific report 1989–1990. Dubna, 1991. P. 256.
10. *Davisson C. M., Manning I.* Adaptation of a program for energy deposition by ion bombardment: better stopping powers // Comput. Phys. Com. 1986. V. 42. P. 137–147.
11. *Ziegler J.F.* Handbook of stopping cross-sections for energetic ions in all elements. N.Y.: Pergamon Press, 1980. P. 430.
12. *Nortcliffe L. G., Schilling R. F.* Range and Stopping- Power Tables for Heavy Ions // Nucl. Data Tables. 1970. V. 7, No. 3–4. P. 233–463.
13. *Линдхард Й.* Влияние кристаллической решетки на движение быстрых заряженных частиц // УФН. 1969. Т. 99, вып. 2. С. 249–296.

Получено 3 ноября 2009 г.

Редактор *Е. В. Сабаева*

Подписано в печать 27.01.2010.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 0,75. Уч.-изд. л. 0,89. Тираж 280 экз. Заказ № 56862.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: [publish@jinr.ru](mailto:publish@jinr.ru)

[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)