

дона в горных породах и почвах, однако изложенные сведения, полученные с применением современных методик, позволяют по-новому оценить основанные на диффузионной модели представления о глубинности одного из старейших методов поисков радиоактивного сырья — эманационной съемки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Новиков Г. Ф., Капков Ю. Н. Радиоактивные методы разведки. М., «Недра», 1965, с. 486, 499, 536.
2. Jeter H. e.a. «Energy Res. Abstr.», 1978, v. 3, N 8, p. 1749.
3. Exploration for Uranium ore Deposits. Vienna, IAEA, p. 185, 775.

Поступила в Редакцию 28.09.79

УДК 539.186

Полуэмпирическое выражение для расчета средних потерь энергии тяжелыми ионами в веществе

ПОТЕМКИН Е. Л., СМИРНОВ В. В., ФРОЛОВ В. В.

В последнее время большое внимание обращается на расчеты средних потерь энергии тяжелых заряженных частиц [1—10]. Этот интерес обусловлен использованием пучков ускоренных ионов в качестве инструмента исследований в различных областях экспериментальной ядерной физики, физики твердого тела, радиобиологии, а также использованием пучков ионов в технологических целях.

В то же время теория торможения тяжелых заряженных частиц не позволяет получить единого аналитического выражения для средних потерь энергии в диапазоне энергии, соответствующем полной остановке иона энергией ~ 10 МэВ/нуклон. Это привело к развитию эмпирических и полуэмпирических методов расчета потерь энергии ионов [4—6]. Одной из наиболее используемых является формула Брайса [6, 11]. Эта формула с помощью трех свободных параметров позволяет аппроксимировать экспериментальные данные в диапазоне энергии до нескольких МэВ/нуклон. Однако в области энергии выше 1 МэВ/нуклон и для тяжелых ионов применимость формулы Брайса ухудшается ввиду несоответствия модели торможения, используемой Брайсом, реальному механизму торможения. Чтобы снять эти ограничения, в работе [8] было предложено выражение, использующее две модели торможения: Фирсова [7] и Бете — Блоха [2].

В настоящей работе проводится анализ результатов аппроксимации экспериментальных данных по средним потерям энергии с помощью этого выражения. Обсуждается зависимость потерь энергии от скорости и атомных номеров сталкивающихся частиц. Использованное выражение [8] учитывает изменение числа электронов в результате перезарядки, взаимодействие электронов с экранированным зарядом ядра налетающей частицы и имеет следующий вид

$$S = S_1 [(1 - \gamma_1) Z_1 f(\chi') + Z_2 f(\chi'') + (\gamma_1 Z_1)^2 \gamma_2 Z_2 f(\chi''')], \quad (1)$$

где γ_1 — относительное число электронов в атоме, имеющих скорость меньше скорости налетающей

частицы (в настоящей работе полагалось в соответствии с принципом Бора, что γ_1 равно относительному эффективному заряду иона, тормозящегося в среде); S_1 — вклад одного электрона в сечение торможения, определяемый по формуле работы [6]. В работе [8] указывалось, что при выводе выражения для S_1 допущена ошибка, приводящая в области малых энергий к коэффициенту $8/3$. Недавно Брайс [11] получил исправленное аналитическое выражение для S_1 , но так как S_1 в области малых энергий пропорционально $1/z$ и z является свободным параметром, дополнительный коэффициент не влияет на точность аппроксимации экспериментальных данных. Выражение для S_1 , полученное в работе [11], имеет вид

$$S_1 = \frac{4h^2}{5m} \left[\varepsilon^{1/2} \frac{30\varepsilon^2 + 68\varepsilon + 46}{3(\varepsilon + 1)^2} + (10\varepsilon + 6) \operatorname{arctg} \varepsilon^{1/2} \right], \quad (2)$$

где $\varepsilon = (v/2Zv_0)^2$.

Для учета изменения числа электронов налетающего иона эмпирическая функция $f(\chi)$, введенная Брайсом, была изменена следующим образом:

$$f(\chi) = (1 + \chi)^{-1};$$

$$\chi' = (av/v_0)^n;$$

$$\chi'' = (av/v_0)^n / (1 - \gamma_1); \quad (3)$$

$$\chi''' = (av/v_0)^4 / \varphi(v);$$

$$\varphi(v) = 4Z^2 a^4 \left[\ln \frac{2mv^2}{\gamma_2 I} - (v/c)^2 \right],$$

где c — скорость света; I — средний потенциал возбуждения атома-мишени.

Первые два слагаемых суммы (1) описывают электрон-электронный механизм торможения в соответствии с моделью Фирсова; третье — взаимодействие экранированного поля ядра иона с электронами атома-мишени в соответствии с моделью Бете. Первое слагаемое есть сумма вкладов электронов иона, причем в отличие от Брайса [5] суммирование проводится только по электронам, сохраняющимся у иона при данной скорости. Во второе слагаемое введена поправка, учитывающая изменение числа электронов у тор-

мозящегося иона, что приводит к появлению корректирующего множителя $(1 - \gamma_1)^{-1}$ в аргументе функции f . Относительно третьего слагаемого следует заметить, что оно появляется из рассмотрения «быстрых» столкновений электронов атома с экранированным полем ядра иона [10].

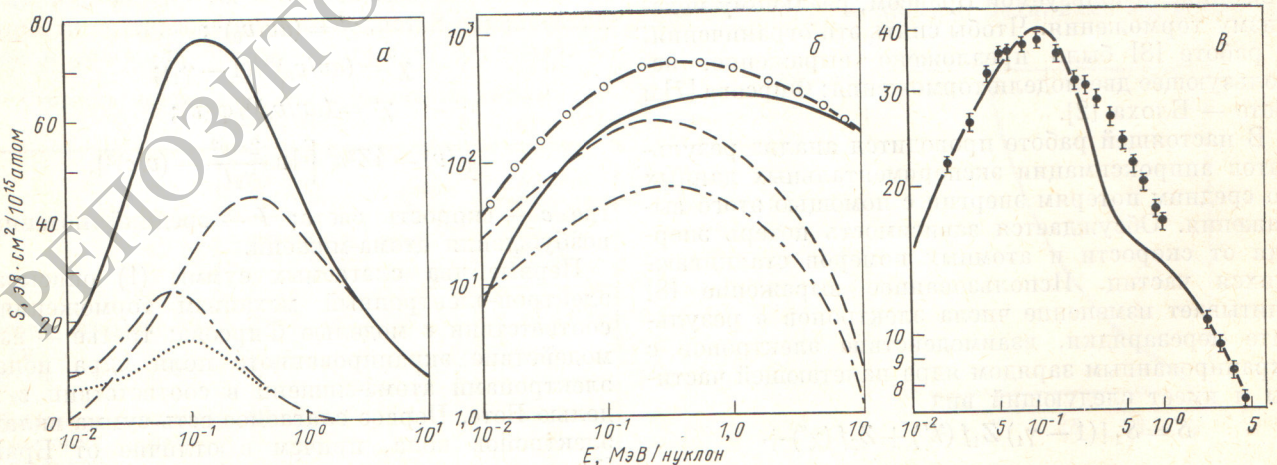
Таким образом, при достаточно высокой скорости иона третий член суммы (1) учитывает кулоновское возбуждение атома-мишени и переходит в известную формулу Бете — Блоха [2]. Зависимость числа взаимодействующих электронов атома-мишени от скорости тормозящегося иона фактически отражает эффект экранирования внутренних оболочек. Для этой же цели множитель γ введен в выражение $\ln 2m v^2 \gamma I$.

Выражение (1) соответствует модели торможения, в которой используются два механизма торможения: торможение «по Фирсову» и торможение «по Бете». В связи с этим возникает вопрос о возможном двойном учете эффектов торможения. Однако качественно видно, что двойной учет маловероятен, поскольку в механизме Фирсова участвуют электроны со скоростью много больше скорости иона, а в модели Бете — электроны со скоростью много меньше скорости иона. Но поскольку поверхность Фирсова делит пространство на «сферы влияния» атома и тормозящегося иона, очевидным становится вклад в сечение одноэлектронного потока S_1 в слагаемом, описывающем кулоновское возбуждение атома полем иона.

Для анализа зависимости вкладов определенных компонентов были использованы экспериментальные данные по торможению α -частиц [12] и кривые тормозных сечений из работы [13], которые являются аппроксимацией известных таблиц [14].

На рис. 1, а, б показаны типичные кривые полного тормозного сечения и его компонентов. Видно, что при энергии $\geq 1,0$ МэВ/нуклон вклад кулоновского возбуждения составляет 90% полного сечения и более. Электронные компоненты, играющие основную роль при энергии $\leq 0,3 - 0,5$ МэВ/нуклон, быстро спадают с ростом энергии и при 10 МэВ/нуклон дают вклад менее 0,1%. Следует заметить, что вклад кулоновского возбуждения атома полем иона увеличивается с ростом атомного номера иона Z_1 (при постоянном Z_2), что определяется квадратичной зависимостью сечения взаимодействия от заряда иона, тогда как электронная часть линейно зависит от числа электронов. С другой стороны, зависимость кулоновского возбуждения атома от Z_2 более слабая, так как она имеет аналогичный характер с электронной составляющей, т. е. пропорциональна «эффективному» числу электронов.

На рис. 1, в показана «неблагоприятная» комбинация ион — мишень, когда отношение атомных номеров Z_2/Z_1 достаточно велико (в данном случае $Z_2/Z_1 = 47$ [11]). Это влияет на форму «поверхности Фирсова», которая сильно отличается от плоскости. Хорошо заметная «двугорбость» расчетной кривой объясняется недостаточностью описания механизма взаимодействия, т. е., когда механизм электрон-электронного взаимодействия уже неэффективен ввиду малости числа электронов падающего иона, кулоновское возбуждение атома также малоэффективно, поскольку число «быстрых» столкновений еще невелико. Такая ситуация приводит к значительному сдвигу максимумов различных компонентов относительно друг друга и, как результат, к нефизичному поведению кривой полного тормозного сечения.



Р и с. 1. Зависимость среднего сечения (—) торможения ионов ^8Be в Be (а), ^{19}Fe в Ti (б) и ^1H в Ag (в): ... — вклад электронов тормозящегося иона; — — вклад электронов атома-мишени; — · — вклад ядро-электронного компонента; ○, ● — эксперимент [15] и [4] соответственно

Как уже упоминалось, для анализа поведения уравнения (1) использованы данные работы [13] по аппроксимации таблиц [14], которые в ряде случаев существенно расходятся с экспериментом. Поэтому приводимые результаты носят, скорее, качественный, нежели количественный характер. Это хорошо заметно на рис. 2, где сравниваются расчеты, сделанные на основе экспериментальных данных работы [15] и аппроксимации таблиц [14]. Там же для сравнения даны вклады различных компонентов в обоих случаях. Видно, что в то время как вклад кулоновского возбуждения слабо зависит от исходной информации, электронная составляющая достаточно чувствительна к виду подгоняемой кривой. Несмотря на качественный характер проведенной работы, нам хотелось бы привести таблицы параметров для уравнения (1) при различных сочетаниях ион — среда (табл. 1—4). Среднее квадратическое отклонение для α -частиц составляет менее 1%, а для других ионов 1—4%.

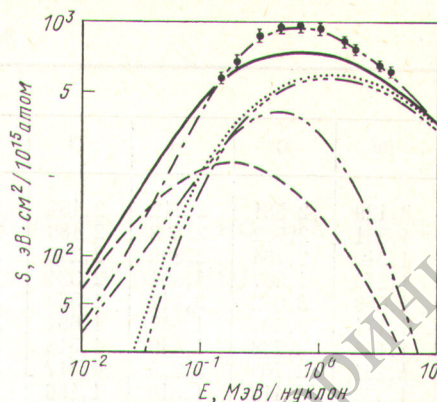


Рис. 2. Аппроксимация экспериментальных (●) [15] и табличных (—) данных [14] для ^{19}Fe в Ti : — — — вклад электронов тормозящегося иона и атома-мишени для данных [14] и [15] соответственно; — · — · — вклад ядро-электронного компонента для данных [14] и [15] соответственно

Таблица 1

Значения параметра z

Z_1	Z_2											
	Be	C	Al	Ti	Ni	Ge	Zr	Ag	Eu	Ta	Au	U
Be	0,817	0,940	0,916	0,048	1,179	1,201	1,204	1,183	1,544	1,644	0,863	2,067
C	0,564	0,876	0,814	0,927	1,045	1,007	1,014	1,063	1,297	1,311	1,353	1,320
Al	0,331	0,867	0,775	0,809	0,941	—	0,861	0,888	1,023	1,289	—	1,146
Ti	0,355	0,488	0,781	0,755	0,798	0,792	0,778	0,718	0,848	0,935	1,023	1,212
Ni	0,522	0,931	0,785	0,423	0,824	0,779	0,686	0,790	0,969	1,020	0,915	0,943
Ge	0,577	0,198	0,598	0,656	0,808	0,787	0,781	0,711	0,859	0,857	0,967	0,191
Zr	0,661	0,183	0,513	0,616	0,814	0,841	0,826	0,752	0,823	0,930	0,742	0,179
Ag	0,706	1,019	0,855	0,910	0,847	0,792	0,766	0,792	0,979	0,202	0,857	—
Eu	0,917	0,144	0,595	0,553	0,625	0,890	0,841	0,762	0,781	0,852	0,977	0,198
Ta	0,993	0,142	0,584	0,567	0,889	0,954	0,777	0,682	0,727	0,742	0,774	0,191
Au	0,984	0,141	0,742	0,708	0,815	0,275	0,887	—	—	—	—	—
U	1,124	—	0,250	0,649	0,693	0,645	—	0,701	—	—	0,796	0,233

Таблица 2

Значения параметра a

Z_1	Z_2											
	Be	C	Al	Ti	Ni	Ge	Zr	Ag	Eu	Ta	Au	U
Be	0,437	0,369	0,415	0,387	0,385	0,385	0,357	0,374	0,332	0,320	2,284	0,245
C	0,954	0,385	0,434	0,406	0,397	0,399	0,394	0,366	0,366	0,394	0,400	0,485
Al	4,094	0,452	0,476	0,462	0,406	—	0,423	0,390	0,438	0,314	—	0,435
Ti	4,500	2,226	0,585	0,539	0,564	0,513	0,478	0,480	0,563	0,491	0,380	0,540
Ni	2,546	0,564	0,552	0,326	0,549	0,540	0,573	0,447	0,385	0,559	0,569	0,561
Ge	1,946	4,500	1,024	0,814	0,601	0,553	0,492	0,496	0,530	0,559	0,461	4,500
Zr	1,746	4,500	1,670	1,051	0,639	0,512	0,451	0,395	0,659	0,493	1,065	4,500
Ag	1,562	0,647	0,600	0,454	0,653	0,647	0,416	0,481	0,413	4,500	0,682	—
Eu	1,117	4,500	1,439	1,802	1,382	0,575	0,473	0,407	0,789	0,631	0,436	4,500
Ta	1,024	4,500	1,634	1,841	0,661	0,504	0,604	0,668	1,030	1,019	0,984	4,500
Au	1,010	4,500	1,050	0,964	0,659	4,365	0,607	—	—	—	—	—
U	0,790	—	5,000	1,282	1,246	1,347	—	0,780	—	—	0,891	0,812

Таблица 3

Значения параметра n

Z_1	Z_2											
	Be	C	Al	Ti	Ni	Ge	Zr	Ag	Eu	Ta	Au	U
Be	3,129	2,581	2,712	2,154	1,779	2,105	1,826	1,535	1,375	1,278	0,766	1,464
C	1,531	2,752	2,868	2,189	2,150	1,901	1,792	1,850	1,534	1,293	1,296	1,095
Al	1,310	2,764	2,899	2,246	2,425	—	1,969	2,002	1,604	4,500	—	1,338
Ti	1,270	1,367	4,301	2,334	2,232	2,229	2,029	1,330	1,464	1,561	1,605	4,500
Ni	1,059	3,032	3,312	1,569	2,513	2,138	1,288	2,142	2,182	4,500	1,573	1,391
Ge	1,171	2,494	1,585	1,684	2,384	2,267	2,137	1,340	1,622	1,369	1,555	2,376
Zr	1,145	2,738	1,449	1,518	2,374	2,693	2,510	1,332	1,429	1,612	1,055	2,490
Ag	1,261	2,705	3,325	4,417	2,336	1,928	1,336	2,064	2,033	2,224	1,403	—
Eu	1,228	3,413	1,519	1,166	1,649	2,832	2,391	1,245	1,315	1,383	1,610	2,300
Ta	1,129	3,491	1,453	1,133	2,386	3,544	1,851	0,960	1,143	1,085	0,983	2,377
Au	1,150	3,528	1,671	1,436	1,806	1,877	2,530	—	—	—	—	—
U	2,260	—	1,207	1,670	1,696	1,398	—	1,478	—	—	1,140	1,172

Таблица 4

Значения параметров z , a , n для α -частиц в различных средах

Z_2	z	a	n	Z_2	z	a	n	Z_2	z	a	n
1	1,123	0,277	2,832	18	1,912	0,166	1,768	35	1,406	0,349	0,952
2	1,429	0,237	2,152	19	1,313	0,233	1,399	36	2,107	0,176	1,595
3	0,766	0,742	1,655	20	0,876	0,478	1,098	37	2,801	0,206	1,439
4	0,668	0,897	1,691	21	0,734	0,827	0,945	38	1,415	0,282	1,238
5	1,234	0,324	2,220	22	0,700	1,062	0,887	39	1,642	0,222	1,420
6	1,707	0,228	2,672	23	0,643	1,745	0,815	40	1,452	0,251	1,198
7	1,685	0,207	1,840	24	0,776	0,506	0,713	41	1,265	0,328	1,056
8	1,198	9,277	0,709	25	0,657	3,254	0,672	42	1,449	0,273	1,052
9	2,291	0,252	1,456	26	0,819	1,286	0,750	43	1,607	0,217	1,212
10	1,949	0,183	0,687	27	1,037	0,967	0,658	44	1,901	0,172	1,171
11	0,698	5,000	0,627	28	1,098	1,280	0,521	45	1,949	0,169	1,109
12	0,407	5,000	0,894	29	1,255	1,544	0,390	46	2,846	0,127	1,695
13	0,405	5,000	0,973	30	0,869	5,000	0,531	47	2,543	0,120	1,216
14	0,340	3,019	1,186	31	0,688	5,000	0,662	48	1,720	0,229	0,766
15	1,028	0,444	1,343	32	0,611	5,000	0,699	49	1,324	0,507	0,572
16	1,537	0,235	1,614	33	0,641	3,041	0,820	50	0,711	5,000	0,572
17	1,673	0,183	1,463	34	0,659	4,257	0,752				

В заключение авторы выражают благодарность Б. А. Чернышеву за полезное обсуждение и ценные советы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Northcliffe L. «Phys. Rev.», 1960, v. 120, p. 1744.
- Fauo U. «Annual Rev. Nucl. Sci.», 1963, v. 13, p. 1.
- Srivastava B., Mukherji Sh. «Phys. Rev. A», 1976, v. 14, p. 718.
- Chanbey A., Gupta H. «Rev. Phys. Appl.», 1977, v. 12, p. 321.
- Brice D. «Phys. Rev. A», 1972, v. 6, p. 179.
- Pietch W., Hauser U., Neuwirth W. «Nucl. Instrum. Methods», 1976, v. 132, p. 79.
- Фирсов О. Б. «ЖЭТФ», 1959, т. 36, с. 1517.
- Потемкин Е. Л., Санников А. В. Препринт ИФВЭ-80-41. Серпухов, 1980.
- Bohr N. «Philos. Mag.», 1933, v. 25, p. 10.
- Бор Н. Прохождение атомных частиц через вещество. М., Изд-во иностр. лит., 1950.
- Brice D. «Phys. Rev. A», 1979, v. 19, p. 1367.
- Ziegler J., Chu W. «Atom. Data and Nucl. Data Tables», 1974, v. 13, p. 463.
- Brice D. Ion Implantation Range and Energy Deposition Distribution. N.Y., Plenum Press, 1975.
- Northcliffe L., Shilling R. «Atom. Data and Nucl. Data Tables», 1970, N 14, p. 233.
- Ward D. e.a. AECL-5313, 1976

Поступила в Редакцию 08.01.79