

Вестник МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 6 — 1963

Е. С. МАШКОВА, В. А. МОЛЧАНОВ, М. А. ФАРУК

УГЛОВЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ РАССЕЯНИЯ ИОНОВ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ НА МАЛЫЕ УГЛЫ

Приводятся результаты измерения углового распределения быстрых частиц, отраженных от мишеней из меди, графита, молибдена, бериллия и титана при углах падения ионов на мишень, близких к скользящему. Полученные данные сравниваются с расчетами Эверхарта.

Изучение взаимодействия быстрых ионов с поверхностями твердых тел представляет в настоящее время значительный научный и технический интерес.

Известно [1, 2, 3], что в области высоких энергий, когда скорости налетающих частиц значительно превышают скорости орбитальных электронов атомов мишени, происходят в основном неупругие процессы, результатом которых является возбуждение и ионизация атомов мишени. В области средних энергий, когда скорости налетающих частиц сравнимы со скоростями орбитальных электронов атомов мишени и меньше их, частицы теряют свою энергию в результате упругих соударений с атомами мишени. При этом потерями энергии на возбуждение электронов, так же как и взаимодействием атомов мишени между собой, можно пренебречь, а роль электронов сводится лишь к частичному экранированию зарядов ядер. Наконец, в области низких энергий налетающих частиц необходимо учитывать связи атомов мишени.

Область высоких энергий исследована сравнительно хорошо как теоретически, так и экспериментально. В области низких энергий имеются теоретические работы Виньярда [4] по динамике радиационного повреждения вещества, выполненные с применением электронных счетных машин. Результаты, полученные в этих работах, находят подтверждение в экспериментах по разрушению монокристаллов ионными пучками (см., например, [5]). В области средних энергий теория прохождения частиц через вещество развита недостаточно [2]. Это делает особенно важными эксперименты по изучению взаимодействия ионов средних энергий с твердым телом.

Результаты исследования энергетических спектров ионов, отраженных от металлических поверхностей [6, 7, 8] показывают, что при

энергиях от единиц до десятков килоэлектровольт элементарный акт взаимодействия состоит в упругом рассеянии налетающего иона на атоме решетки, который можно считать свободным. При этом значительную часть отраженного пучка составляют ионы, претерпевшие малое число последовательных соударений с атомами мишени. Поскольку угловое распределение рассеянных частиц определяется законом взаимодействия налетающих частиц и атомов мишени, следует ожидать, что угловое распределение ионов, отраженных от металлической поверхности, будет качественно таким же, как и при рассеянии ионов в газе [9]. Различие может состоять лишь в том, что при изучении рассеяния ионов в газах обычно подбирают такую концентрацию рассеивающих атомов, чтобы столкновения были преимущественно однократными, а при рассеянии ионов твердым телом всегда имеется определенная доля кратных столкновений. Все же, изменяя угол падения ионов на мишень и скорость налетающих частиц, по-видимому, можно в определенных пределах изменять соотношение числа частиц, претерпевших однократные и многократные соударения. Однако результаты некоторых работ по изучению углового распределения отраженных частиц не согласуются с результатами исследования спектров отраженных ионов и не согласуются с представлениями о механизме взаимодействия ионов с твердым телом (подробнее см. в [10]). Поэтому было предпринято изучение угловых закономерностей отражения ионных пучков от металлических поверхностей. Некоторые результаты этой работы приведены в [10], другие приводятся ниже.

Методика эксперимента

Пучок моноэнергетических однозарядных ионов инертных газов (аргона и гелия) с энергией 30 кэВ получался в масс-монохроматоре, описанном в [11]. Угловая сходимость пучка составляла $\pm 1^\circ$, плотность тока вблизи фокуса, где помещалась мишень, около 1 ма/см². Углы скольжения (θ) изменялись от 4 до 26° (точность отсчета угла скольжения $\pm 1^\circ$). Мишенями служили поликристаллические металлические образцы (W, Cu, Ti, Ni, Mo, Be) и графит. Размеры облучаемой поверхности образцов 8×12 мм². При работе с ионами гелия перед каждым измерением производилась очистка поверхности мишени путем распыления ее пучком ионов аргона с энергией 30 кэВ. Схема измерений такая же, как в [10]. Отраженные частицы проходили через отверстие в апертурной диафрагме D_2 приемника ионов (угловое разрешение 1,5—2°) и попадали на коллектор K_1 , поставленный наклонно для увеличения коэффициента электронной эмиссии под действием падающих на него частиц. Выбитые или вторичные электроны собирались коллектором K_2 . Потенциалы на коллекторах K_1 и K_2 подбирались так, чтобы их изменение в полтора-два раза не изменяло токов более чем на 5%. Для каждого угла рассеяния φ (точность отсчета $\pm 1^\circ$) измерялись ионный ток I_1 и ток вторичной электронной эмиссии I_2 , при одном и том же значении тока первичных ионов I_0 . Как и в [10] для всех образцов, при всех исследованных углах скольжения и рассеяния $I_2 \gg I_1$, т. е. при отражении от мишени большая часть ионов нейтрализуется. Учитывая, что углы рассеяния, при которых производились измерения, малы, можно считать в первом приближении, что ток I_2 пропорционален числу отраженных частиц, падающих на коллектор K_1 , и кривые зависимости I_2 от угла рассеяния φ при постоянном угле скольжения описывают угловое распределение отраженных частиц. Точность измерения токов $\pm 5\%$.

Экспериментальные данные и их обсуждение

На рис. 1—6 приведены для Mo и Ag^+ , Mo и He^+ , Be и Ar^+ , Cu и He^+ , Ti и Ar^+ , C и He^+ кривые зависимостей токов I_2 от угла рассеяния при различных углах скольжения. Все они, независимо от соотношения масс падающей частицы и атома мишени имеют аналогичный вид: при малых углах скольжения кривые имеют ярко выраженный максимум, после которого следует монотонный спад. Как было указано в [10],

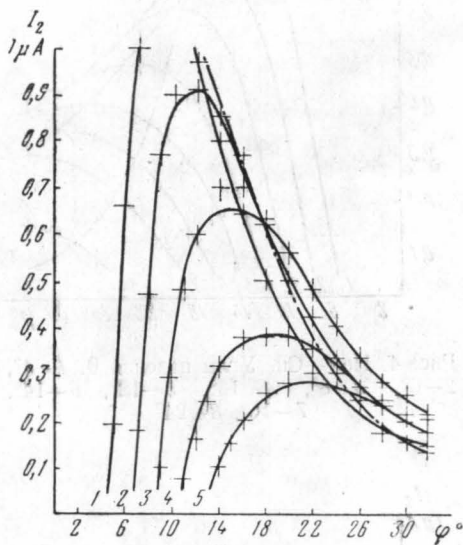


Рис. 1. Ag^+ — Mo. Углы падения θ .
1—4°, 2—6°, 3—8°, 4—10°, 5—12°.

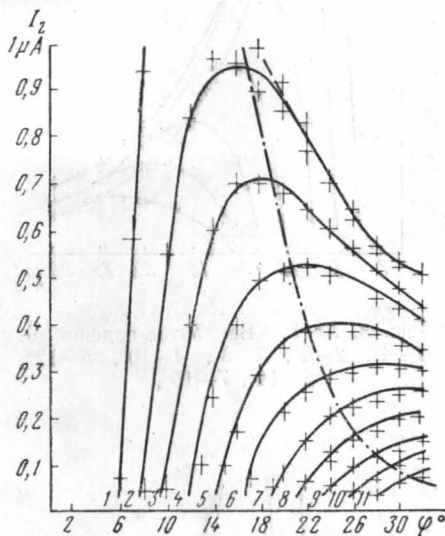


Рис. 2. He^+ — Mo. Углы падения θ . 1—6°,
2—8°, 3—10°, 4—12°, 5—14°, 6—16°,
7—18°, 8—20°, 9—22°, 10—24°, 11—26°.

возрастание кривой до максимума, по-видимому, связано с микрорельефом образца. При увеличении угла скольжения, форма кривых изменяется: максимум расплывается, кривые становятся более пологими. Однако можно отметить, что при бомбардировке мишеней ионами гелия спад происходит с увеличением угла скольжения медленнее, чем для ионов аргона (см., например, рис. 1 и 2 и рис. 4 и 2 из [10]). На всех рисунках, кроме рис. 3, приведены пунктиром для сравнения величины, пропорциональные дифференциальному поперечному сечению рассеяния соответственно ионов аргона или гелия на атомах мишени, рассчитанные по данным работы [12], полученным в предположении однократного столкновения двух свободных частиц, взаимодействующих по закону Кулона с учетом экранирования. Для ионов аргона теоретические кривые достаточно хорошо качественно передают ход найденной закономерности при малых углах скольжения. Однако отсутствие предельного угла рассеяния при бомбардировке ионами аргона Be (рис. 3) и C (рис. 3 из [10]) показывает, что и при малых θ , кроме однократных соударений, имеются и многократные.

Естественно было ожидать, что относительная доля многократных соударений будет возрастать при увеличении длины пробега иона

в мишени, что может быть достигнуто увеличением угла скольжения и увеличением скорости иона. Вероятно, это и приводит, с одной сто-

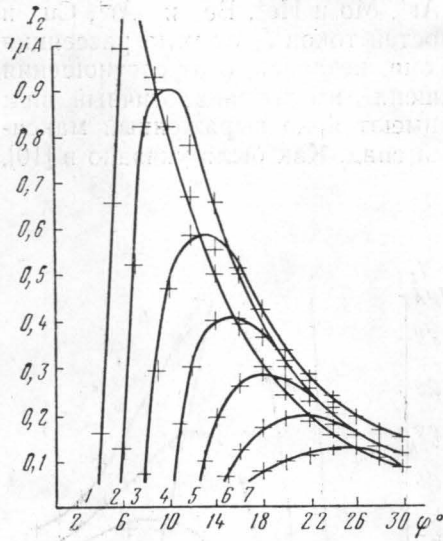


Рис. 3. $\text{Ag}^+ - \text{Be}$. Углы падения θ . 1—4°, 2—6°, 3—8°, 4—10°, 5—12°, 6—14°, 7—16°.

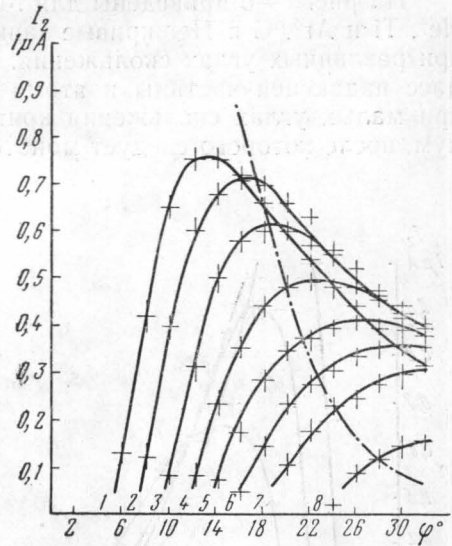


Рис. 4. $\text{He}^+ - \text{Si}$. Углы падения θ . 1—4°, 2—6°, 3—8°, 4—10°, 5—12°, 6—14°, 7—16°, 8—24°.

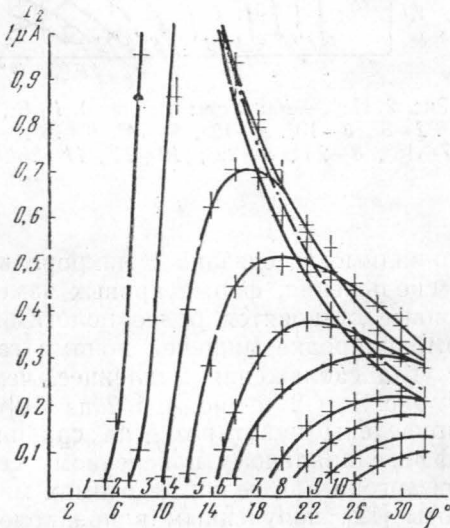


Рис. 5. $\text{Ag}^+ - \text{Ti}$. Углы падения θ . 1—5°, 2—7°, 3—9°, 4—11°, 5—13°, 6—15°, 7—18°, 8—20°, 9—22°, 10—24°.

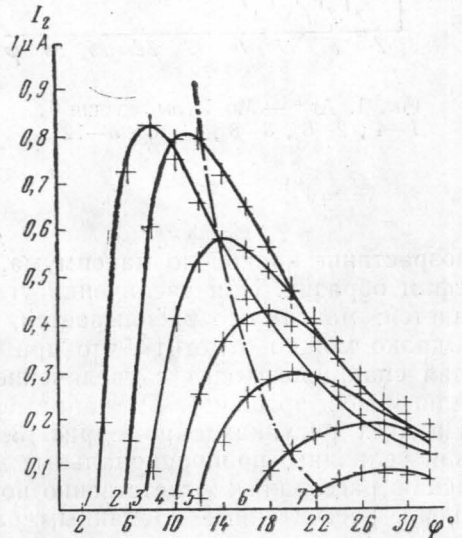


Рис. 6. $\text{He}^+ - \text{C}$. Углы падения θ . 1—3°, 2—5°, 3—7°, 4—9°, 5—11°, 6—16°, 7—20°.

роны, к изменению вида кривых с увеличением угла скольжения, с другой стороны, к тому, что для ионов гелия, скорость которых при энергии 30 кэВ в 3 раза больше скорости ионов аргона, даже при малых углах скольжения экспериментальные и теоретические кривые сильно расходятся (см. рис. 2, 4, 6). Таким образом, результаты измерения

угловых закономерностей при отражении ионов средних энергий от металлических поверхностей качественно подтверждают применимость «газовой модели» твердого тела.

Однако говорить о количественном соответствии пока еще преждевременно, поскольку, с одной стороны, теоретически трудно учесть относительную роль процессов многократного рассеяния, с другой стороны, требуется усовершенствование экспериментальной методики, ибо детектирование нейтралей методом вторичной эмиссии, хотя и широко используется в настоящее время, обладает рядом недостатков, которые делают эту методику приемлемой лишь в первом приближении.

Авторы благодарят Н. В. Федоренко и Я. М. Фогеля за ценные замечания, которые были ими сделаны при обсуждении части приведенных здесь результатов на 2-й Всесоюзной конференции по физике столкновений в г. Ужгороде.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бор Н. Прохождение атомных частиц через вещество. ИЛ, М., 1950.
2. Бете Г., Ашкин Ю. Прохождение излучения через вещество. В кн.: «Экспериментальная ядерная физика», под ред. Э. Сегре, т. 1, ИЛ, М., 1955.
3. Динс Д., Винйард Д. Радиационные эффекты в твердых телах. ИЛ, М., 1960.
4. Vineyard G. H. Phys. Rev., **120**, 1229, 1960.
5. Молчанов В. А., Тельковский В. Г. «Изв. АН», сер. физическая, № 11, 1962.
6. Петров Н. Н. «Научно-техн. информ. бюллетень ЛПИ», № 1, 57, 1961.
7. Панин Б. В. ЖЭТФ, **42**, 313, 1962.
8. Арифов У. А. Взаимодействие атомных частиц с поверхностью металла. Изд-во АН УзССР, Ташкент, 1961.
9. Everhart F., Stone G., Carbone R. J. Phys. Rev., **98**, 1045, 1955.
10. Машкова Е. С., Молчанов В. А. ДАН СССР, **146**, 558, 1962.
11. Молчанов В. А., Тельковский В. Г. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физики, астрономии, № 1, 1961.
12. Everhart F., Stone G., Carbone R. J. Phys. Rev., **99**, 1287, 1955.

Поступила в редакцию
15. 11 1962 г.

НИИЯФ