

УДК 539.12.04:162

ИЗУЧЕНИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ ДВИЖЕНИЯ ПУЧКА ИОНОВ В ПРИПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ МОНОКРИСТАЛЛА МЕТОДОМ ВТОРИЧНОЙ ИОННО-ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ

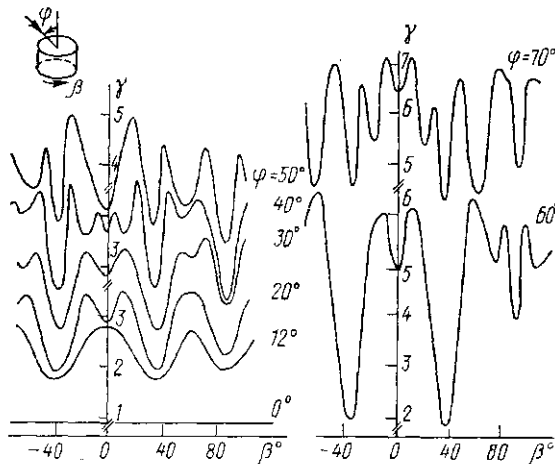
Б. А. Брусиловский

(НИИЯФ)

Работа предпринята с целью выяснения закономерностей влияния ориентационных эффектов на движение пучка ионов в приповерхностном слое монокристалла. Изучение особенностей ионно-электронной эмиссии дает возможность расширить существующие представления о механизме взаимодействия ионов с поверхностью твердых тел. Поскольку обычно глубина выхода электронов не превышает величину 10—20 Å, то ионно-электронная эмиссия может дать информацию о начальном участке пути ионов в монокристалле. Сведений о характере движения пучка в приповерхностном слое столь малой толщины в настоящее время недостаточно.

Обычно для качественного анализа закономерностей ионно-электронной эмиссии с поверхности монокристалла используются теории, основанные на различных модификациях модели прозрачности кристалла по отношению к падающему пучку [1—3]. В рамках данной модели при распространении ионов вдоль плотноупакованных атомных рядов происходит сильная экранировка нижних слоев атомов верхними. Благодаря этому вероятность столкновения ионов с атомами мишени значительно уменьшается. На угловых зависимостях коэффициента ионно-электронной эмиссии γ при этом должен наблюдаться осевой минимум. При распространении пучка ионов вдоль плотноупакованной плоскости из-за перекрытия теней от соседних атомов в некоторых случаях образуется «коллективная экранировка» нижних слоев. Если ее эффективность определяется углом между пучком и плоскостью и мало зависит от углов между пучком и направлениями, лежащими в данной плоскости, то можно говорить о влиянии кристаллографических плоскостей на движение пучка ионов уже в тонком, существенном для эмиссии слое. Такие плоскости являются выделенными по отношению к неупругим столкновениям пучка ионов с атомами мишени в приповерхностном слое, приводящим к ионно-электронной эмиссии. На угловых зависимостях γ им соответствуют плоскостные минимумы.

К сожалению, все теории ионно-электронной эмиссии, основанные на модели прозрачности, содержат эмпирические константы. Они имеют также ряд других недостатков, существенно усложняющих получение необходимой информации о движении пучка в приповерхностном слое монокристалла. В частности, с их помощью



трудно заранее предсказать ответ на вопрос о возможности существования в приповерхностном слое «коллективной экранировки», приводящей к появлению выделенных по отношению к неупругим столкновениям кристаллографических плоскостей. Решение указанного вопроса и посвящена настоящая работа. В ней мишень могла вращаться вокруг двух взаимно перпендикулярных осей. Одна из них лежала в плоскости поверхно-

Рис. 1. Зависимости $\gamma(\beta)$ (в эл/ион) при бомбардировке грани (110) монокристалла меди ионами аргона с энергией 30 кэВ при разных ϕ

сти мишени. Угол поворота вокруг нее ϕ — угол падения ионов на мишень. Вторая ось направлена по нормали к поверхности. Угол поворота вокруг нее β — азимутальный угол поворота мишени (рис. 1). ϕ отсчитывался от нормали к поверхности мишени, а β — от направления [110], лежащего в плоскости ее поверхности. В качестве

мишени использовались монокристалл (грань (110)) и медный поликристаллический образец. Бомбардировка осуществлялась ионами аргона с энергией 30 кэВ.

В процессе эксперимента были выполнены систематические измерения зависимостей $\gamma(\beta)$ при постоянных углах падения. Углы β и φ изменялись с шагом 2° , при этом угол β варьировался от -20 до 70° , а β от -60 до 120° . На рис. 1 представлены для примера зависимости $\gamma(\beta)$ при нескольких φ .

Как известно, форма экспериментальных кривых обусловлена двумя факторами: влиянием на эмиссию ориентационных эффектов, возникающих при движении пучка ионов в твердом теле, и общим возрастанием функции $\gamma(\beta)$, которое имеет место как для моно-, так и для поликристаллов. Для исключения последнего фактора удобно воспользоваться приведенным коэффициентом ионно-электронной эмиссии $\Gamma = \gamma/\gamma_n$, где γ_n — коэффициент ионно-электронной эмиссии поликристалла, взятый при тех же условиях [4].

Анализ угловых зависимостей показал, что для грани (110) меди при всех $\varphi \geq 6-8^\circ$ на кривых $\gamma(\beta)$ наблюдаются минимумы вблизи $\beta=35$ и 90° , а при $\varphi \geq 14-16^\circ$ и вблизи $\beta=0$. Отметим, что при этих β плоскость падения пучка совпадает с кристаллографическими плоскостями (111), (100), (110) соответственно.

Рассмотрим теперь минимумы, располагающиеся вблизи угла $\beta=90^\circ$. На рис. 2 представлены зависимости от φ полуширины ψ_w этих минимумов и значения Γ_p при $\beta=90^\circ$. Кроме того, там изображены зависимости от φ глубины минимума $H = \Gamma_{\max} - \Gamma_p$, где Γ_{\max} — максимальное значение приведенного коэффициента, которое наблюдается при отклонении плоскости падения пучка от плоскости (100). Величины ψ_w , Γ_p и H являются немонотонными функциями φ , имеющими особенности при углах падения $26, 45$ и 64° , т. е. при тех углах, когда пучок распространяется в направлениях [130], [100] и [130]. Полуширина ψ_w убывает по закону $a(\sin \varphi)^{-1}$, где $a=6,5$. Отметим, что эта величина близка к значению критического угла канализирования для плоскости (100).

Анализ результатов показывает, что

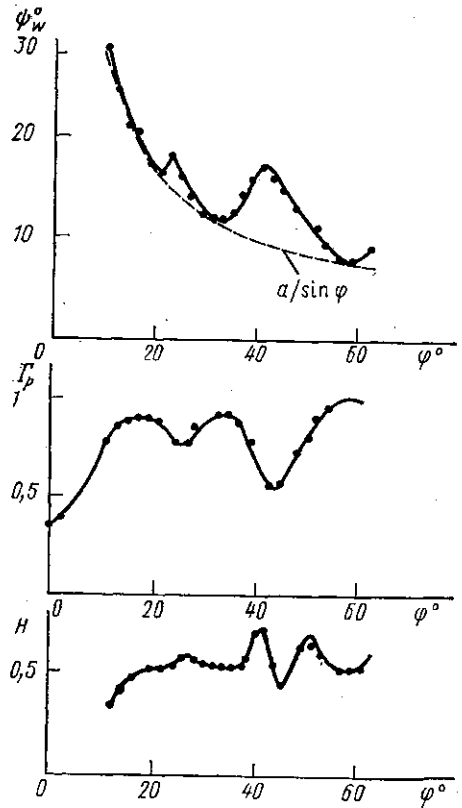


Рис. 2. Зависимости ψ_w , Γ_p и H от φ при бомбардировке грани (110) монокристалла меди ионами аргона с энергией 30 кэВ

существует три диапазона углов ($17-18$) — ($24-25$) $^\circ$, ($29-30$) — ($37-38$) $^\circ$ и ($52-53$) — ($61-62$) $^\circ$, в которых Γ_p и H примерно постоянны, а ψ_w убывает как $(\sin \varphi)^{-1}$. То есть в данных диапазонах формы минимумов, располагающихся вблизи $\beta=90^\circ$, различаются, хотя и имеют примерно одинаковую глубину и значение Γ_p .

Одной из возможных причин этого различия может быть геометрия эксперимента, поскольку угол β не совпадает с углом φ_p между пучком и исследуемой плоскостью. Однако β связан с φ_p . Для исключения влияния геометрии эксперимента необходимо перейти от системы координат (β, Γ) к системе координат (φ_p, Γ) . В этом случае, как следует из рис. 3, форма минимумов, принадлежащих указанным выше диапазонам, примерно одинакова и отличается от формы минимумов, этим диапазонам не принадлежащих. В данных диапазонах приведенный коэффициент ионно-электронной эмиссии зависит только от угла между пучком и плоскостью и, следовательно, рассматриваемые минимумы являются плоскостными. Пучок ионов при этом взаимодействует с кристаллографической плоскостью как двумерной структурой, не имеющей выделенных направлений. Аналогичные результаты имеют место и для более плотно упакованной плоскости (111). В то же время для плоскости (110), имеющей меньшую плотность атомов, описанных выше диапазонов практически не наблюдается. Однако в слабой степени плоскостная упорядоченность для нее имеет место. Таким образом, в работе показано, что толщина слоя, поставляющего вторич-

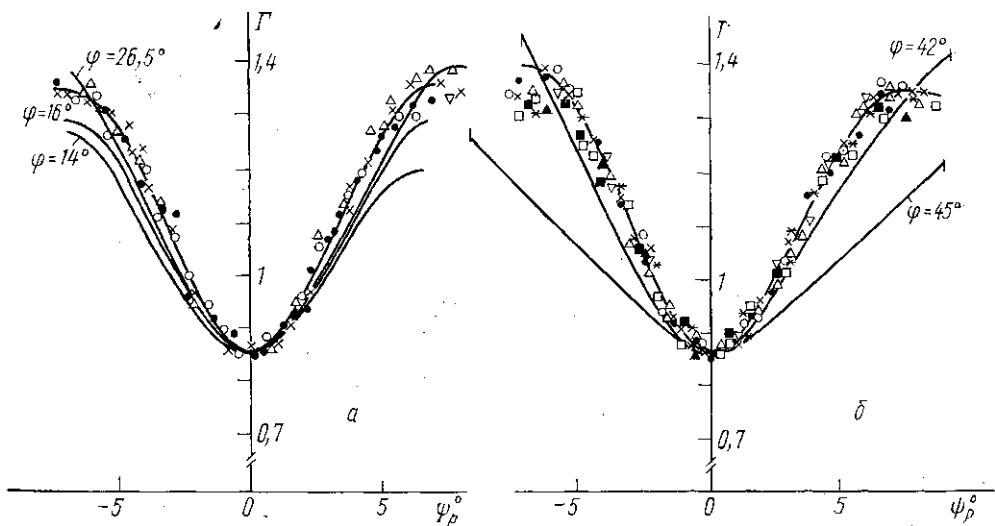


Рис. 3. Зависимости $\Gamma(\psi_p)$ в случае бомбардировки мишени под небольшими углами к плоскости (100) для разных углов падения φ ; значения φ , принадлежащие трем диапазонам углов (см. текст), составляют: *a*— 18° (○), 20° (●), 22° (×) и 24° (△); *b*— 30° (●), 32° (×), 34° (○), 36° (△), 38° (□), 54° (▽) и 59° (*).

ные электроны, оказывается достаточной для того, чтобы в нем проявилось влияние плоскостной упорядоченности на движение пучка ионов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Машкова Е. С., Молчанов В. А., Одинцов Д. Д. // ДАН СССР. 1963. 151. С. 1074—1076. [2] Одинцов Д. Д. // ФТТ. 1963. 5. С. 1114—1116. [3] Мартыненко Ю. В. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1966. 30. С. 1974—1982. [4] Вгусилловскы В. А. // Вачинт. 1985. 35. Р. 595—615.

Поступила в редакцию 17.05.85
После переработки 16.04.86.

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1986. Т. 27, № 5

УДК 539.261

ИССЛЕДОВАНИЕ МОНОКРИСТАЛЛОВ СУРЬМЫ И ВИСМУТА МЕТОДОМ РЭЛЕЕВСКОГО РАССЕЯНИЯ МЁССБАУЭРОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А. А. Опаленко, А. А. Киселев, И. А. Авенариус

(кафедра физики твердого тела)

Метод рэлеевского рассеяния мёссбауэровского излучения (РРМИ) позволяет выделить упругую часть рассеянного излучения, что выгодно отличает его от методов рентгеновской дифракции и рассеяния нейтронов, где требуется введение поправок на тепловое диффузное рассеяние (ТДР). Измерение фактора Дебая—Валлера дает величины среднеквадратичных смещений атомов вдоль соответствующих осей кристалла. Сопоставление экспериментальных данных по анизотропии среднеквадратичных смещений с их расчетами из динамических моделей проводилось лишь в некоторых весьма немногих случаях [1, 2]. Существующие динамические модели для кристаллов Sb и Bi пока недостаточно развиты, чтобы можно было объяснить экспериментальные фоновые дисперсионные отношения. Кроме того, результаты рентгенодифракционных, нейтродифракционных и акустических экспериментов весьма противоречивы.

Методом РРМИ нами были измерены упругие интенсивности рефлексов (333) и