

записанной на них информации. В этом случае в качестве референтного источника также использовались световые модели функций Уолша, выполненные в виде системы светящихся точек h_2 (см. рис. 2). При реконструкции излучением объекта такая голограмма воспроизводила изображение функции Уолша.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Г и б и н И.С., Н е ж е в е н к о Е.С., П о т а т у р к и н О.И., Т в е р д о х л е б П.Е. // Автометрия. 1972. № 5. С. 3-9.
- [2] I n o k a s h i S., M o r i f a Y., S a k u r a i Y. // Appl. Opt. 1972. V. 11. P.2223-2225.
- [3] В а с и л ь е в А.А., К о м п а н е ц И.Н., К о т о в а С.П., М о р о з о в В.Н. // Квантовая электроника. 1978. Т. 5. № 6. С. 1298-1304.
- [4] Д е н и с ю к Ю.Н., Д а в ы д о в а И.Н. // Оптика и спектроскопия. 1986. Т. 60. № 2. С. 365-371.
- [5] Д е н и с ю к Ю.Н., Д а в ы д о в а И.Н. // Оптика и спектроскопия. 1987. Т. 63. № 6. С. 1351-1354.
- [6] Д е н и с ю к Ю.Н. // ЖТФ. 1990. Т. 60. В. 6. С. 59-66.
- [7] Д е н и с ю к Ю.Н., Г а н ж е р л и Н.М. // ЖТФ. 1990. Т. 60. № 11. С. 154-164.
- [8] Д е н и с ю к Ю.Н., Г а н ж е р л и Н.М. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 15. С. 16-19.
- [9] Д е н и с ю к Ю.Н., Г а н ж е р л и Н.М. // ЖТФ. 1991. Т. 61. В. 1. С. 97-103.

Поступило в Редакцию
22 января 1991 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 4

26 февраля 1991 г.

02; 11

© 1991

РАССЕЯНИЕ ИОНОВ ГИПЕРТЕРМАЛЬНЫХ ЭНЕРГИЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ ТВЕРДОГО ТЕЛА

А.А. А р и с т а р х о в а, С.С. В о л к о в,
М.Ю. Т и м а ш е в, Г.Н. Ш у п п е

Сведения о наименьших значениях энергий налетающих ионов, при которых процесс рассеяния ионов атомами поверхности можно описать в рамках модели парных упругих соударений (МПУС), неоднозначны. В работах по рассеянию ионов Cs [1] отмечается, что

отклонение от парного характера взаимодействия происходит при энергии ниже 100 эВ и выражается в увеличении относительной энергии рассеянных ионов с уменьшением энергии налетающих ионов. Противоположный результат был получен в работах [2, 3]. В работе [2] исследовалось рассеяние Li^+ от поверхности $W(110)$ и $Si(111)$ в диапазоне 2–20 эВ. По мнению авторов, положение максимумов энергетических распределений рассеянных ионов можно описать в рамках МПУС при условии учета дополнительного протягивающего потенциала поверхности. Для ионов инертных газов (He , Ne), согласно [3], парность взаимодействия сохраняется до 40 эВ для ионов He и до 20 эВ для ионов Ne . Вследствии аппаратных трудностей диапазон меньших энергий в работе [3] не исследовался. Теоретические исследования границы применимости МПУС дают значения от 100 до 5 эВ, обусловленные, в основном, видом потенциала взаимодействия. Целью нашей работы было экспериментальное исследование закономерностей рассеяния ионов инертных газов (He , Ne) в диапазоне гипертермальных энергий (2–100 эВ).

При решении поставленной задачи были преодолены две технические трудности: разработаны ионная пушка для формирования пучка ионов инертных газов (He , Ne) с изменяемой энергией в пределах 0.5–5000 эВ и спектрометр обратно рассеянных ионов гипертермальных энергий со сверхвысокой чувствительностью (10^5 имп/(нА·с)) [4]. Ионная пушка с ионизацией газа электронным ударом содержала ионизатор с кольцевым катодом, экстрактор и двухлинзовую оптику. Измерение энергии и разброса по энергиям и углам ионов в первичном пучке производилось с помощью разработанного тормозящего анализатора, имеющего разрешение 0.03 % при энергии $E_0 = 1000$ эВ. Для регистрации энергетических спектров рассеянных ионов использовался цилиндрический зеркальный анализатор [5], в котором для работы на низких энергиях было дополнительно изменено электрическое поле на входе и выходе близко к дефлекторному.

Исследования рассеянных ионов He и Ne в диапазоне $E_0 = 1–100$ эВ поверхностями ряда различных материалов (Au , Bi , Pb , $InAs$, As) показали, что положения пиков в энергетическом спектре рассеянных ионов и их форма соответствуют МПУС вплоть до энергий 2–1.5 эВ (рис. 1). При измерении первичной энергии менее 10 эВ становится необходимым учет влияния контактной разности потенциалов (КРП) между образцом, электродами измерителя энергии и электродами энергоанализатора рассеянных ионов. Величина КРП измерялась нами по смещению кривой вторичной ионно-электронной эмиссии и учитывалась при определении энергетических положений пиков рассеяния. Уменьшение E_0 ниже 1.5–2 эВ приводит к уменьшению ионного выхода до уровня фона (2–3 имп/с) и к исчезновению пиков рассеяния в спектре. Наибольший ионный выход при рассеянии наблюдается в области $E_0 = 15–20$ эВ (рис. 2) и зависит от типа образца и сорта бомбардирующих ионов.

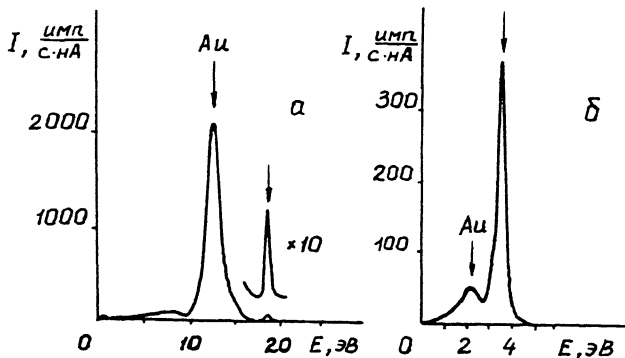


Рис. 1. Энергетический спектр ионов Ne^+ рассеянных поверхностью поликристаллического золота при различной первичной энергии: а) 18,8 эВ, б) 3,3 эВ.

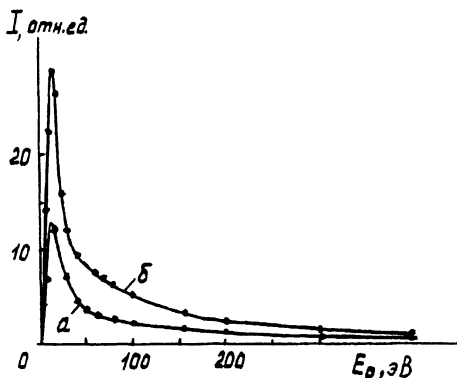


Рис. 2. Зависимость ионного выхода рассеянных ионов Ne^+ от энергии первичного пучка для двух типов образцов: а) Au ; б) As .

Отличительной особенностью ионного рассеяния в диапазоне гипертермальных энергий (ниже 100 эВ) является наличие в энергетическом спектре рассеянных ионов дополнительного пика с энергией близкой к E_0 . Этот пик появляется и устойчиво существует в спектре при $E_0 < 50-70$ эВ, увеличивается с уменьшением энергии E_0 , превосходя по величине пики рассеянных ионов, отвечающих МПУС (рис. 1, б). Энергетическая ширина пика определяется разбросом ионов по энергии в первичном пучке (< 0.35 эВ) и разрешением анализатора ($\sim 0.8\%$), а его интенсивность — наличием кристаллической фазы на поверхности. Величина пика в 2–3 раза больше для монокристаллических поверхностей, чем для поликристаллических, и полностью отсутствует для аморфных материалов

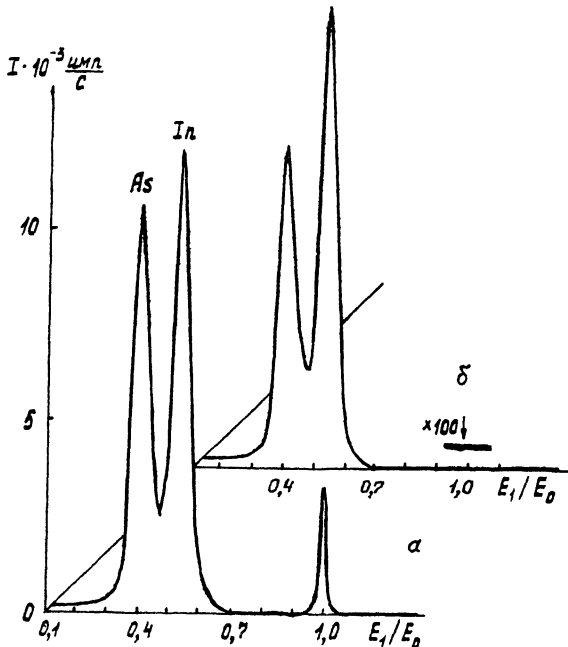


Рис. 3. Энергетический спектр ионов Ne^+ ($E_0=28,8$ эВ) рассеянных поверхностью $InAs(100)$: а) кристаллическая поверхность; б) поверхность после аморфизации ионным пучком Ne , $D = 10^{17}$ ион/см², $E_0=2$ кэВ.

и аморфизованных поверхностей (рис. 3). Повышение температуры образца выше 300 К приводит к уменьшению интенсивности пика, а затем и к его полному исчезновению при 450–500 К. Величина пика уменьшается при наличии загрязнений на поверхности и полностью отсутствуют на окисленной поверхности образцов из Si , $InAs$, Bi и др., что не позволяет объяснить природу образования пика эффектами зарядки поверхности, в частности, зеркальным отражением ионов от заряженных участков поверхности. Исследуемый пик присутствует в спектре рассеяния чистого золота, поверхность которого не содержит диэлектрических заряжающихся пятен.

Анализ полученных результатов позволяет предположить, что причиной появления в спектре пика с энергией близкой к E_0 является отражение налетающих ионов от плотноупакованных атомных цепочек, направление которых совпадает (или близко) с направлением импульса атома отдачи, от которого отражается ион. Проведенный расчет динамики удара „ион-атом“ с использованием потенциала Томаса-Ферми-Фирсова в различных приближениях (Мольера, Биржака-Циглера и др.) показал, что за время передачи энергии ионом атому отдачи, последний сдвигается с места на расстояние

до 3 \AA (при $E_0 = 50 \text{ эВ}$ для пары $Ne^+ \rightarrow Si$). При наличии плотноупакованной цепочки, направление которой в пределах единиц градусов совпадает с направлением смещения атома отдачи, с учетом инерции атома, будет происходить одновременное смещение и последующих атомов в цепочке, а направление смещения атомов будет фокусироваться подобно механизму образования фокусона. В процессе отлета иона от поверхности сжатая цепочка атомов разжимается, возвращая приобретенную энергию отлетающему иону. Вероятность такого фокусонного процесса рассеяния, по-видимому, не меньше вероятности образования кроудиона [6], так как расчеты последнего производились в приближении мгновенных последовательных соударений атомов в цепочке, когда последующий удар происходит после прекращения предыдущего, то есть как независимые процессы. В диапазоне гипертермальных энергий перекрытие потенциалов соседних атомов становится сравнимым с энергией налетающего иона (особенно при наличии сдвигов атомов при ударе), поэтому ион взаимодействует одновременно не с одним атомом, а с атомной цепочкой с фокусировкой и возвратом импульса. Ввиду большой разницы масс иона и цепочки рассеяние иона происходит практически без потерь энергии, как от стенки.

Наличие в спектрах одновременно пика парного соударения и обсуждаемого „фокусонного“ пика, а также отсутствие сигнала между ними позволяют предполагать, что потенциал взаимодействия атомов в кристалле существенно анизотропен и более дальнедействующий в направлениях плотноупакованных атомных рядов. В пользу предлагаемой модели образования „фокусонного“ пика говорит также отсутствие такого пика для загрязненных и аморфизованных ионной бомбардировкой поверхностей и для чистой поверхности аморфных материалов, в частности, кремния. Исчезновение пика с повышением температуры, видимо, связано с фононной расфокусировкой импульса, передаваемого цепочке атомов и диссипацией энергии отдачи.

В ы в о д ы:

1. Рассеяние ионов инертных газов (He, Ne) происходит по парному механизму вплоть до энергий $1.5-2 \text{ эВ}$ как для кристаллических, так и для аморфных поверхностей.
2. Ионный выход в зависимости от энергии первичных ионов имеет максимум в области $E_0 = 15-20 \text{ эВ}$.
3. В диапазоне гипертермальных энергий при $E_0 < 50-70 \text{ эВ}$ в энергетическом спектре ионов, рассеянных от кристаллических поверхностей, имеется пик с энергией, близкой к первичной энергии и объясняемый фокусонным механизмом рассеяния.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] В е к с л е р В.И. Вторичная эмиссия атомных частиц при бомбардировке металлов положительными ионами малых энергий. Ташкент: ФАН, 1970. 320 с.

- [2] Н у л р к е Е. // Surf. Sci. 1975. V. 52. N 3. P. 615.
- [3] Т о н г с о н L.L., С о о р е р С.В. // Surf. Sci. 1975. V. 52. N 1. P. 263.
- [4] А р и с т а р х о в а А.А., В о л к о в С.С., Т и м а ш е в М.Ю. // Электронная промышленность. 1990. № 10. С. 49.
- [5] П р о т о п о п о в О.Д., М а ш и н с к и й Ю.П. Энергетические анализаторы ожеэлектронной спектроскопии. М.: ЦНИИ „Электроника“, 1976. 50 с.
- [6] В а й н и а р д Дж. // УФН. 1961. Т. 74. С. 435.

Научно-исследовательский
технологический институт,
Рязань

Поступило в Редакцию
2 января 1991 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 4

26 февраля 1991 г.

07

© 1991

ВЛИЯНИЕ ФАЗОВОЙ САМОМОДУЛЯЦИИ НА ЗАПИСЬ $X^{(2)}$ - ГОЛОГРАММ В МАЛОМОДОВЫХ ВОЛОКНАХ

Б.Я. З е л ь д о в и ч, Ю.Е. К а п и ц к и й

Генерация второй гармоники $\lambda = 0.53$ мкм пикосекундными импульсами $\lambda = 1.06$ мкм в волоконных световодах на наведенных решетках $x^{(2)}$ (z) была обнаружена в работах [1] и исследовалась в [2-4]. В частности, в [4] отмечалась сравнительно малая длина эффективной решетки. В настоящей работе экспериментально обнаружено, что в маломодовом волокне голограмма имеет заметную амплитуду лишь на длине 20 см от входа; это объясняется смазыванием интерференционной картины из-за фазовой самомодуляции и наличия в записывающем излучении импульсов различной интенсивности. Продемонстрировано падение контраста интерференции (после прохождения волокна) гармоники с накачкой при увеличении мощности и (или) длины волокна.

В экспериментах использовалось излучение неодимового лазера с активной синхронизацией мод и активной модуляцией добротности ($f = 6$ кГц, $\tau_0 = 300$ нс, $\tau_H = 100$ пс, 30 импульсов в пачке), которое при записи частично преобразовывалось во вторую гармонику (ВГ) кристаллом КТР, после чего обе волны вводились в световод с диаметром сердцевинки 8 мкм. Считывание производилось подачей значительно более слабого излучения на 1.06 мкм с противополож-