

нить ширину канала d , которая, по нашим оценкам, равна ~ 6 мкм. Число отражений на расстоянии 4 мм равно ~ 6 .

Полученные результаты свидетельствуют о возможности построения источников рентгеновского излучения на изложенных выше принципах.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] К у м а х о в М.А. Излучение каналированных частиц в кристаллах. М.: Энергоатомиздат, 1986.
- [2] А р к а д ь е в В.А., К о л о м и й ц е в А.И., К у м а х о в М.А., П о н о м а р е в И.Ю., Х о д е е в И.А., Ч е р т о в Ю.П., Ш а х п а р о н о в И.М. // УФН. 1989. Т.157. В. 3. С. 529-537.
- [3] К о м а р о в F.F., К у м а х о в М.А., З х е в а г о Н.К. // Rad. Eff. Lett. 1983. V. 76(4). P. 119-123.
- [4] P a n t e l l R.H., C h u n g P.S. // IEEE J. QE. 1978. QE-14. N 9. P. 694-697.
- [5] М и н г а з и н Т.А., З е л е н о в В.И., Л е й к и н В.Н. // ПТЭ. 1981. № 1. С. 229-232.

Поступило в Редакцию
14 июля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 1

12 января 1990 г.

03; 12

© 1990

УГЛОВОЕ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ, ОБРАЗУЮЩИХСЯ ПРИ РАССЕЯНИИ НЕЙТРАЛЬНЫХ КЛАСТЕРОВ ВОДЫ

А.А. В о с т р и к о в, Д.Ю. Д у б о в

Нами было обнаружено явление образования и разделения зарядов при рассеянии пучка кластеров воды различными твердыми поверхностями [1] и предложена модель этого процесса [2]. Согласно этой модели, при торможении нейтральных кластеров воды твердой поверхностью внутри кластера происходит образование ионных пар в процессе: $(H_2O)_N + \text{поверхность} \rightarrow [H_2O_k^+(H_2O)_{N-k-j}] \rightarrow [H_3O^+(H_2O)_j \cdot OH^-(H_2O)_s]$, где j - количество молекул, испарившихся при ударе. Эта реакция аналогична реакции автопротолиза в жидкой воде [3]. Разделение зарядов объясняется несимметричной нейтрализацией зарядов в кластере и отскоком этих

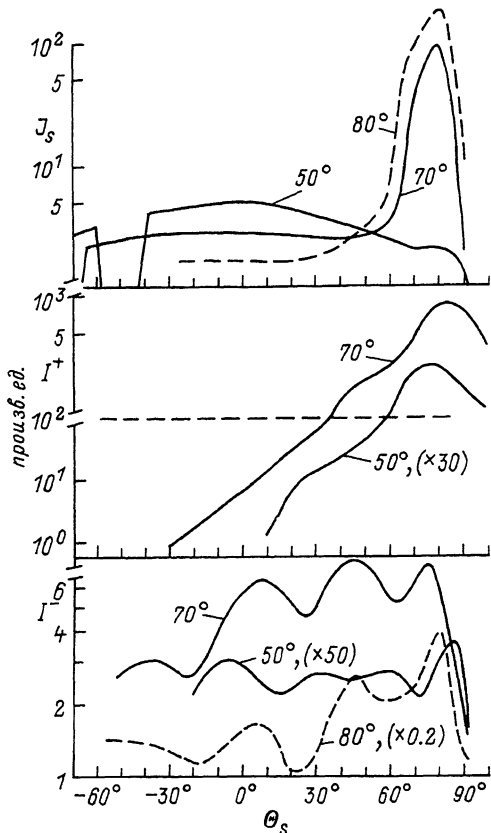


Рис. 1. Индикатрисы вылета нейтральных и заряженных частиц при рассеянии поверхностью нейтральных кластеров воды.

кластеров от поверхности. В работах [1, 2] измерялся лишь полный ток эмиттированных ионов.

В настоящей работе были проведены измерения индикатрис рассеяния нейтральных и эмиссии заряженных частиц, а также методом задерживающего потенциала измерена энергия эмиттированных ионов. Эти исследования показали, что механизм эмиссии положительно и отрицательно заряженных частиц различается.

Приведенные ниже результаты получены при постоянном среднем размере кластеров в падающем пучке $\bar{N}_i = 1500$ молекул, мишенью служила полированная пластинка из дюралюминия, которая поддерживалась при температуре $T_M = 280$ К.

Порядок получения кластированных пучков воды и частично схема эксперимента описаны в [2]. Угловое распределение интенсивности (потока массы) J_s рассеянного пучка снималось датчиком, выполненным на основе манометрического преобразователя ПМИ-2,

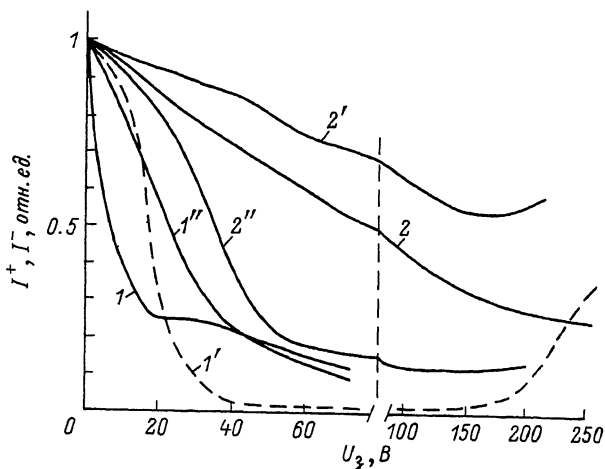


Рис. 2. Энергетические зависимости вылетевших ионов:
 1 - $\theta_s = +23^\circ$, 1' - $+64^\circ$, 1'' - $+80^\circ$, 2 - -41° , 2' - $+4^\circ$, 2'' - $+54^\circ$.

распределение токов положительных I^+ и отрицательных I^- ионов вторичным электронным множителем ВЭУ-6. Датчики перемещались в главной плоскости вокруг мишени на удалении 100 мм от оси вращения мишени. Угловое разрешение датчиков около 4° .

На рис. 1 приведены зависимости J_s , I^+ и I^- от углового положения датчиков θ_s для нескольких значений угла падения пучка кластеров θ_i . Углы отсчитываются от нормали к поверхности мишени. Значения θ_i указаны у кривых. Провал на кривых $J_s(\theta_s)$ при $-\theta_s = \theta_i$ связан с перекрытием падающего пучка датчиком интенсивности. Видно, что с увеличением угла θ_i , т. е. с увеличением тангенциальной составляющей скорости лепестковое рассеяние кластеров становится основным. При этом угловое распределение тока положительных ионов соответствует лепестковому характеру рассеяния пучка [4]. (Заметим, что вероятность образования положительных ионов в данных условиях не превышает 10^{-4} [2]). Это согласуется с предположением об инерционном выносе заряда кластерами. Однако угловое распределение тока отрицательных ионов качественно отличается от поведения I^+ . На кривых $I^-(\theta_s)$ отчетливо видны характерные максимумы. В отличие от тока I^+ , угловое положение максимумов I^- и их интенсивность оказались чувствительными к условиям эксперимента (к величине N_i , T_M и величине потока молекул воды на поверхность).

На рис. 2 приведены зависимости $I^+(1, 1', 1'')$ и $I^-(2, 2', 2'')$ от напряжения задержки U_3 для нескольких углов эмиссии θ_s при $\theta_i = 70^\circ$. Известно, что скорость кластеров в падающем пучке примерно одинакова (кинетическая энергия $E_k(N) = 0.17 \cdot N$ эВ [2]), а скорость рассеянных нейтральных частиц в условиях, близких к

настоящим, в лепестковой компоненте примерно в два раза меньше и уменьшается с уменьшением θ_s [5]. На рис. 2 видно, что средняя энергия положительных ионов также уменьшается с уменьшением θ_s , что согласуется с инерционным механизмом их эмиссии. При этом средний размер эмиттированных кластерных ионов, найденный по полувысоте зависимости $I^+(U_3)$, при $\theta_s = 80^\circ$ $N_s^+ \approx 550$ молекул.

Из рис. 1, 2 видно, что механизм эмиссии отрицательных ионов отличается от эмиссии положительных и не определяется инерционным рассеянием кластеров. Так, кинетическая энергия отрицательных ионов в околослепестковом рассеянии ($2''$) значительно меньше, чем у ионов, эмиттированных под малые углы ($2, 2'$). Индикатрисы эмиссии отрицательных ионов имеют характер радуги, где направление вдоль тангенциальной составляющей скорости падающих частиц не доминирует. Энергия отрицательных ионов $I^-(U_3)$, так же как и индикатрисы $I^-(\theta_s)$, зависит от состояния поверхности.

В попытке объяснить наблюдаемое поведение эмиссии отрицательных ионов была проверена возможность эмиссии заряженных частиц из адсорбированного слоя молекул воды на поверхности мишени при бомбардировке ее пучком кластеров $(N_2O)_N$ размером N_i до 5000 молекул. При бомбардировке на поверхность непрерывно напыляли воду из эффузионного источника. Заряженных частиц в рассеянном потоке не обнаружено. По-видимому, эмиссия отрицательных ионов во многом определяется процессом нейтрализации положительного заряда в кластере при взаимодействии с поверхностью твердого тела и связана с величиной тока гидратированных протонов I^+ . Так, на рис. 1 видно, что величина I^- во всех пиках с увеличением θ_i монотонно возрастает, следуя поведению J_s и I^+ .

В заключение отметим еще одну интересную особенность в поведении кривых на рис. 2, а именно увеличение тока при $U_3 \gtrsim 150$ В. Оказалось, что это увеличение объясняется конверсией заряда ускоренных кластерных ионов на сетке перед ВЭУ, к которой прикладывался потенциал задержки U_3 (в зависимости от знака U_3 тормозились ионы одного знака, но ускорялись другого). Так как интегральный ток эмиттированных отрицательных ионов на мишени из дюралюминия примерно на порядок меньше тока положительных [1, 2], из рис. 2 видно, что конверсия отрицательного заряда в положительный (кривая 1') происходит более эффективно, чем обратный процесс.

Авторы благодарят В.П. Гилеву и В.Н. Шустова за помощь в работе.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] V o s t r i k o v A.A., D u b o v D.Yu., P r e d t e c h e n s k i j M.R. // Chem. Phys. Lett. 1987. V. 139. N. 1. P. 124-128.
- [2] В о с т р и к о в А.А., Д у б о в Д.Ю., П р е д т е ч е н с к и й М.Р. // ЖТФ. 1988. Т. 58. № 10. С. 1897-1905.
- [3] Э й з е н б е р г Д., К а у ц м а н В. Структура и свойства воды. Л.: Гидрометеиздат, 1975. 280 с.

- [4] Востриков А.А., Миронов С.Г., Семьячкин Б.Е. // ЖТФ. 1982. Т. 52. № 6. С. 1164-1169.
- [5] Dreyfuss D., Washman H.Y. // Progress in Astronautics and Aeronautics. N.Y. 1981. V. 74. Pt. 1. P. 183-197.

Поступило в Редакцию
4 октября 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 1

12 января 1990 г.

07

© 1990

ДИНАМИЧЕСКИЕ АМПЛИТУДНО-ФАЗОВЫЕ РЕШЕТКИ В БАКТЕРИОРОДОПСИНЕ

Ю.О. Барменков, Н.М. Кожевников

В связи с применением фоторефрактивных сред (ФС) для адаптивной регистрации сигналов фазовой модуляции световых пучков [1, 2] большое значение имеет вопрос о спектре колебаний интенсивностей пучков при гармонической модуляции их взаимной разности фаз. Одним из факторов, влияющих на спектральный состав выходного сигнала, является формирование в ФС амплитудных решеток, обусловленных пространственной модуляцией поглощения или просветления, в той или иной степени всегда сопровождающее запись динамических фазовых голограмм. В настоящей работе теоретически проанализировано влияние таких решеток в ФС с локальным инерционным откликом, обеспечивающим максимальную крутизну преобразования амплитуды первой гармоники модулирующего сигнала. Полученные выводы находятся в хорошем соответствии с приведенными в работе результатами экспериментального исследования взаимодействия фазомодулированных пучков в ФС, содержащей бактериородопсин (БР) [2, 3].

Рассмотрим две плоские волны с комплексными амплитудами $E_{\pm 1}(\mathbf{z}; t) = \sqrt{I_{\pm 1}(\mathbf{z}; t)} \exp(i\varphi_{\pm 1}(\mathbf{z}; t))$, падающие на поверхность $\mathbf{z}=0$ слабно-нелинейной ФС симметрично относительно оси \mathbf{z} , под углами $\pm \theta$. Под действием неоднородного распределения интенсивности в интерференционной картине (ИК) пучков в ФС формируются фазовая (ФР) и амплитудная (АР) решетки, комплексные амплитуды которых на согласованной с ИК пространственной частоте описываются выражениями

$$\Delta \varepsilon_2 = \Delta \varepsilon_2^* = \beta S(\mathbf{z}; t); \quad \Delta \alpha_2 = \Delta \alpha_2^* = \gamma S(\mathbf{z}; t); \quad (1)$$