

динамическому упорядочению — образованию пространственно-временных структур примеси и дефектов. В каждой конкретной ситуации необходимо определить значение или диапазон значений доступных управлению величин, при которых в полной мере проявляются нелинейные свойства системы, приводящие к нужному характеру эволюции — периодическому, слоистому распределению, переходу к новой фазе и т.п.

Авторы благодарят В.Н. Мордковича за интерес к работе и ценные замечания.

Л и т е р а т у р а

- [1] Х а к е н Г. Синергетика: иерархия неустойчивостей в самоорганизующихся системах и устройствах, М.: Мир, 1985, 419 с.
- [2] Ку л и к а у с к а с В.С., М о р д к о в и ч В.Н., Р а з г у л я е в И.И. В сб.: Имплантация в полупроводники и другие материалы, Вильнюс, 1983, с. 170-171.
- [3] М а ж и р и н А.П., Г е р а с и м е н к о Н.Н. Использование $C-V$ метода для обнаружения аморфных включений в кремний. Препринт ИФП СО АН СССР № 1-84, Новосибирск, 1984. 19 с.
- [4] В е р н е р И.В., Ц у к а н о в В.В. — ЖТФ, 1985, т.55, № 11, с. 2236-2238.
- [5] В а в и л о в В.С., К и в А.Е., Н и я з о в а О.Р. Механизмы образования и миграции дефектов в полупроводниках. М.: Наука, 1981. 368 с.
- [6] G o l d b e t e r A., N i c o l i s G. — Biophysik, 1972, v. 8, p. 212-219.
- [7] Физические процессы в облученных полупроводниках. / Под ред. Л.С. Смирнова. Новосибирск: Наука, 1977. 256 с.

Московский институт
электронной техники

Поступило в Редакцию
22 февраля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 10

26 мая 1988 г.

ОТРИЦАТЕЛЬНЫЕ ИОНЫ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

Ю.А. Б ы к о в с к и й, В.И. Р о м а н ю к,
С.М. С и л ь н о в

Интерес к изучению процессов, происходящих при нагреве и формировании лазерной плазмы, а также использованию продуктов ее разлета в ускорительной технике стимулировал разработку методик и проведение исследований характеристик потоков отрицательных

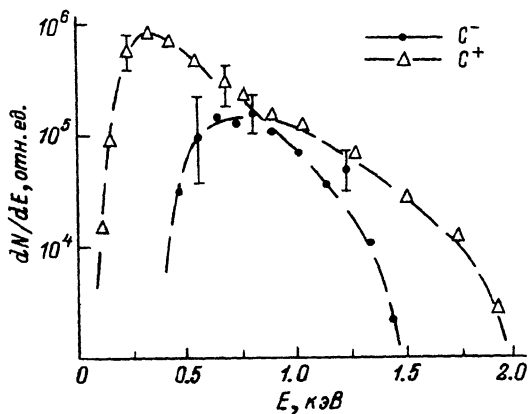


Рис. 1. Энергетические распределения положительно и отрицательно заряженных ионов $^{12}_6\text{C}$.

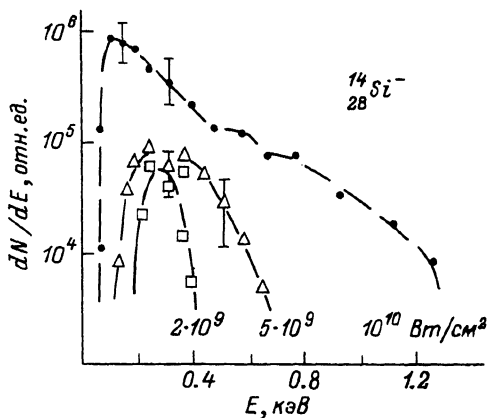
ионов [1]. Образование отрицательно заряженных ионов может быть обусловлено следующими процессами в плазме: диссоциативным и фотоприлипанием, перезарядкой, в результате поверхностной ионизации и прилипанием электронов в тройных столкновениях.

В настоящей работе для исследования энергетических и угловых распределений отрицательных ионов была применена время-пролетная масс-спектрометрическая методика с использованием магнитного или электростатического анализаторов. Максимальная плотность потока лазерного излучения на поверхности образцов достигала 10^{10} Вт/см² при $\lambda = 1.06$ мкм и неизменной острой фокусировке $d = 200$ мкм. В качестве мишеней были использованы как однокомпонентные $^{12}_6\text{C}$, $^{13}_{27}\text{Al}$, $^{14}_{28}\text{Si}$, $^{29}_{63}\text{Cu}$, так и бинарные соединения LiF , CaF_2 , SiO_2 .

На рис. 1 представлены характерные энергетические распределения положительно и отрицательно заряженных ионов углерода, снятые в одном эксперименте с переключением направления поля магнитного масс-анализатора и ускоряющего электрического поля на входе детектора ВЭУ-6.

Отличительной особенностью энергетических распределений A^- лазерной плазмы является то, что они находятся „внутри“ распределений положительных ионов. Причем, если для распределения A^+ характерна резкая левая граница и более плавная правая, образованная за счет вклада процессов рекомбинации ионов большей зарядности, то в распределении A^- наблюдается более симметричная картина, связанная отсутствием рекомбинации A^{-z} большей зарядности. Меньшая величина высокоэнергетической границы спектра A^- (по сравнению с A^+), возможно, связана с тем, что переход $\text{A}^+ \rightarrow \text{A}^0 \rightarrow \text{A}^-$ происходит без участия наиболее ускоренных положительных ионов.

Рис. 2. Распределение по энергиям отрицательных ионов кремния с увеличением $I_{\text{ЛАЗ}}$.



Учитывая информацию об энергетических распределениях атомов A^0 , которые также сдвинуты в сторону меньших энергий по сравнению со спектром A^+ , есть все основания считать, что наблюдаемые в эксперименте высокие энергии A^- есть следствие каскадных переходов „положительные ионы-нейтралы-отрицательные ионы“ (или „рекомбинация + прилипание“).

Об этом же свидетельствует и характер изменения спектров A^- в зависимости от плотности потока (рис. 2). С увеличением φ от $2 \cdot 10^9$ до 10^{10} Вт/см² происходит последовательное расширение спектра в область более высоких энергий. С другой стороны, в распределениях отрицательных ионов галогенов (например, $19F^-$) появляется „двугорбая“ структура с большим максимумом интенсивности при $E = 50-75$ эВ и меньшим максимумом при $E = 300-500$ эВ. Этот результат естественно вписывается в рассматриваемую схему перекачки кинетической энергии от положительных ионов к отрицательным через нейтралы, если учесть эффект уменьшения времени рекомбинации из-за увеличения средней скорости разлета [2] — в случае LiF M_{CP} ($M = 2$) 3.

Получена зависимость интегрального количества отрицательных ионов $N^- = \int_0^{E_{\text{max}}} dE \frac{dN}{dE}$ от плотности потока лазерного излучения

(рис. 3) в телесный угол $\Delta\Omega = 5 \cdot 10^{-7}$ стер для $^{14}_{28}Si^{-1}$ (кривая 1), в $\Omega = 2\pi$ рад для $^{6}_{12}C^{-}$ (кривая 2). Таким образом, полученная зависимость хорошо аппроксимируется линейной функцией, что можно объяснить ростом высокоэнергетической части A^+ (рекомбинация от больших Σ). Аналогично поведение зависимости и для других элементов (Al, F, Br).

С целью изучения пространственных характеристик разлета отрицательных ионов лазерной плазмы были сняты угловые распределения по энергиям ионов ряда элементов (F, Br, Al, Si, C), а параллельно с ними и A^+ . Полученные закономерности угловых распределений $N^- = N^-(\theta)$ являются общими для всех материалов, а распределение для $^{6}_{12}C^{-}$ представлено на рис. 3.

Отметим наиболее существенные особенности распределения A^- по углам и энергиям.

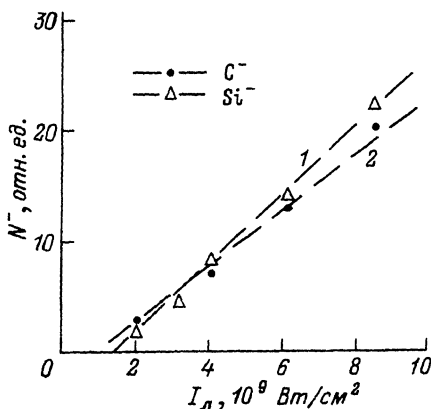


Рис. 3. Интегральный выход отрицательных ионов в зависимости от интенсивности $I_{ЛЗ}$.

^{12}C и ^{28}Si

1. Чем больше энергия сродства электрона к атому данного элемента, тем ниже граничная плотность потока мощности лазерного излучения q_0 , при которой начинают регистрироваться спектры A^- лазерной плазмы - от $q_0^1 = 3 \cdot 10^8$ Вт/см 2 для $^9F^{-1}$ ($E_A = 3.40$ эВ) до $q_0^2 = 4 \cdot 10^9$ Вт/см 2 для $^{13}Al^{-1}$ ($E_A = 0.33$ эВ).

2. При пороговых плотностях угловые распределения A^- носят ярко выраженный анизотропный характер - в узкий телесный угол ($\theta = 2-30^\circ$) относительно нормали к поверхности мишени.

3. С увеличением плотности потока угол раствора начинает последовательно расширяться до $\theta = 45^\circ$ при $q = 10^{10}$ Вт/см 2 . При этом угловые распределения A^+ данного элемента практически изотропны по пространству.

4. Анализ динамики формирования угловых распределений A^- показывает, что область высоких энергий A^- лежит в узком телесном угле относительно нормали к мишени. Расширение же угла раствора распределения $N^- = N^-(\theta)$ до $\theta = 90^\circ$ связано с увеличением заполнения более низкоэнергетических состояний. Необходимо также отметить тот факт, что аналогичное поведение характерно и для динамики угловых энергетических распределений многозарядных ($Z > 1$) A^{+Z} данных элементов. Это может свидетельствовать о корреляции процессов рекомбинации многозарядных ионов и прилипания электронов к атомам при разлете лазерно-плазменного факела.

В работе было проведено исследование статистически достоверного присутствия A^- лазерной плазмы целого ряда элементов периодической системы.

Анализ полученных данных заставляет искать объяснение такого своеобразного процесса „заморозки“ отрицательно заряженного состояния ионов, в определенной степени аналогичного „заморозке“ состояний A^{+Z} [3].

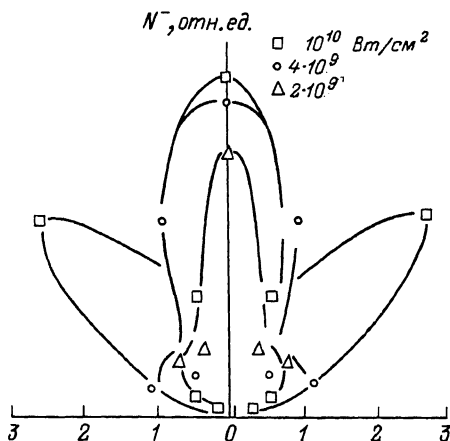


Рис. 4. Угловое распределение ионов $^{6}_{12}\text{C}^{-}$.

Одним из возможных каналов представляется процесс $e+e+A^0 \rightarrow A^{-}+e$ со взаимной нейтрализацией $A^{-}+A^{+} \rightarrow A^{0}+A^0$. При этом из-за быстрого падения плотности электронов $n^{-} \sim 1/R^2 - 1/R^3$ рекомбинация A^{+} через образование пары отрицательный-положительный ион может идти не полностью. Известно, что такой процесс рекомбинации становится существенным, когда энергия средства электронов к атому превышает среднюю энергию их теплового движения, для лазерной плазмы - на стадии завершения ускорительных процессов.

Л и т е р а т у р а

- [1] Быковский Ю.А., Неволин В.Н. - Физика плазмы, 1978, в. 4, с. 323.
- [2] Быковский Ю.А. и др. - ЖЭТФ, 1971, т. 60, в. 4.
- [3] Смирнов Б.М. Ионы и возбужденные атомы в плазме. М., 1974.

Московский инженерно-физический институт.

Поступило в Редакцию
19 ноября 1987 г.
В окончательной редакции
11 апреля 1988 г.