

жений манипуляторных устройств, поэтому расчет и анализ этих колебаний представляются существенными. С прикладной точки зрения наиболее интересен расчет системы с ограничителями.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Ильюшин А. А., Победря Б. Е. Основы математической теории термоупругости. М., 1970. [2] Боголюбов Н. Н., Митропольский Ю. А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. М., 1974. [3] Митропольский Ю. А. Проблемы асимптотической теории нестационарных колебаний. М., 1964. [4] Медведев Г. Н., Моргунов Б. И. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1986. 27, № 6. С. 78. [5] Бабицкий В. И., Крупенин В. Л. Колебания в сильно нелинейных системах. М., 1985.

Поступила в редакцию
15.06.87

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 6

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 539.186

ВЛИЯНИЕ ПЛОТНОСТИ МИШЕНИ НА РАВНОВЕСНЫЙ ЗАРЯДОВЫЙ СОСТАВ ПУЧКОВ БЫСТРЫХ ИОНОВ ГЕЛИЯ

Н. Ф. Воробьев, В. П. Зайков, Е. А. Кралькина
(НИИЯФ)

Рассчитаны средний заряд \bar{i} и зарядовые фракции F_i равновесного пучка ионов гелия в плотных и разреженных средах в зависимости от заряда ядер Z_t в диапазоне $1 < Z_t < 24$ и скоростей ионов $V_0 \leq V \leq 3V_0$. Показано, что зависимости $\bar{i}(Z_t)$ и $F_i(Z_t)$ в разреженных и плотных мишенях могут отличаться качественно.

Изучение зависимости равновесных зарядовых фракций F_i и среднего заряда \bar{i} пучка быстрых ионов, прошедших через толстые мишени, от заряда ядер атомов среды Z_t показало [1], что величины F_i и \bar{i} испытывают значительные вариации при возрастании Z_t . Колебания F_i и \bar{i} , как показано в работе [1] на примере ионов гелия, обладающих скоростью $V \sim 10^9$ см/с, обусловлены осциллирующей зависимостью полных сечений перезарядки ионов от Z_t . Выводы, полученные в работе [1], справедливы для разреженных газовых и паровых мишеней.

В работе [2] экспериментально установлено, что немонотонный характер изменения F_i и \bar{i} с ростом Z_t имеет место и для пучков ионов гелия, прошедших через твердые мишени. Очевидно, что исследование зависимости от Z_t зарядового состава пучка ионов, проходящих твердые среды, невозможно без учета высокой плотности атомов мишени. Оценки показывают, что в ряде твердых мишеней, например в Be, B, C, Al и т. д., расстояние между атомами среды не превосходит 2,7 Å. Это дает основание полагать, что при прохождении пучка ионов в таких средах время жизни возбужденных состояний быстрых ионов, характерный размер (диаметр) которых составляет величину $d \geq 2,7 \text{ Å}$, пренебрежимо мало по сравнению с временем жизни ионов, размер которых меньше указанной величины. То есть процессы захвата электронов в возбужденные связанные состояния ионов, характеризующиеся величиной $d \geq 2,7 \text{ Å}$, практически подавлены. Поскольку размер всех возбужденных состояний ионов гелия $d \geq 2,7 \text{ Å}$, то в этом слу-

чае обнаруженные в [2] вариации при изменении Z_t зарядового состава пучка ионов гелия, рассеянных твердыми мишенями, обусловлены закономерностями изменения с ростом Z_t не полного, а парциального сечения захвата одного электрона в основное состояние He^0 и He^+ и должны отличаться от вариаций зарядового состава пучка в разреженных средах.

В настоящей работе в указанном предположении проведен расчет равновесного зарядового состава пучка ионов гелия, прошедших плотные среды с $Z_t \leq 24$ при скоростях столкновения $V=1; 1,83$ и $3,16$ (в атомных единицах). Величины равновесных зарядовых фракций F_i и среднего заряда \bar{i} ионов гелия на выходе из плотных мишеней с различными Z_t были рассчитаны на основе известных уравнений баланса [1, 3], в которых процессами двухэлектронного захвата и потери пренебрегалось:

$$\begin{cases} F_1 \sigma_{1,0}^1 - F_0 \sigma_{0,1} = 0; & F_1 \sigma_{1,2} - F_2 \sigma_{2,1} = 0, \\ \sum_i F_i = 1, & \bar{i} = \sum_i i F_i. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь $\sigma_{i,i-1}^1$ и $\sigma_{i,i+1}$ — сечения захвата в основное состояние и потери одного электрона ионом с зарядом i соответственно.

Сечения захвата электронов в основное состояние ионами He^{2+} и He^+ вычислялись по формуле

$$\sigma_{i,i-1}^1 = K \sigma_{i,i-1}^{ОБК}; \quad K = \sigma_{i,i-1}^{exp} / \sigma_{i,i-1}^{ОБК},$$

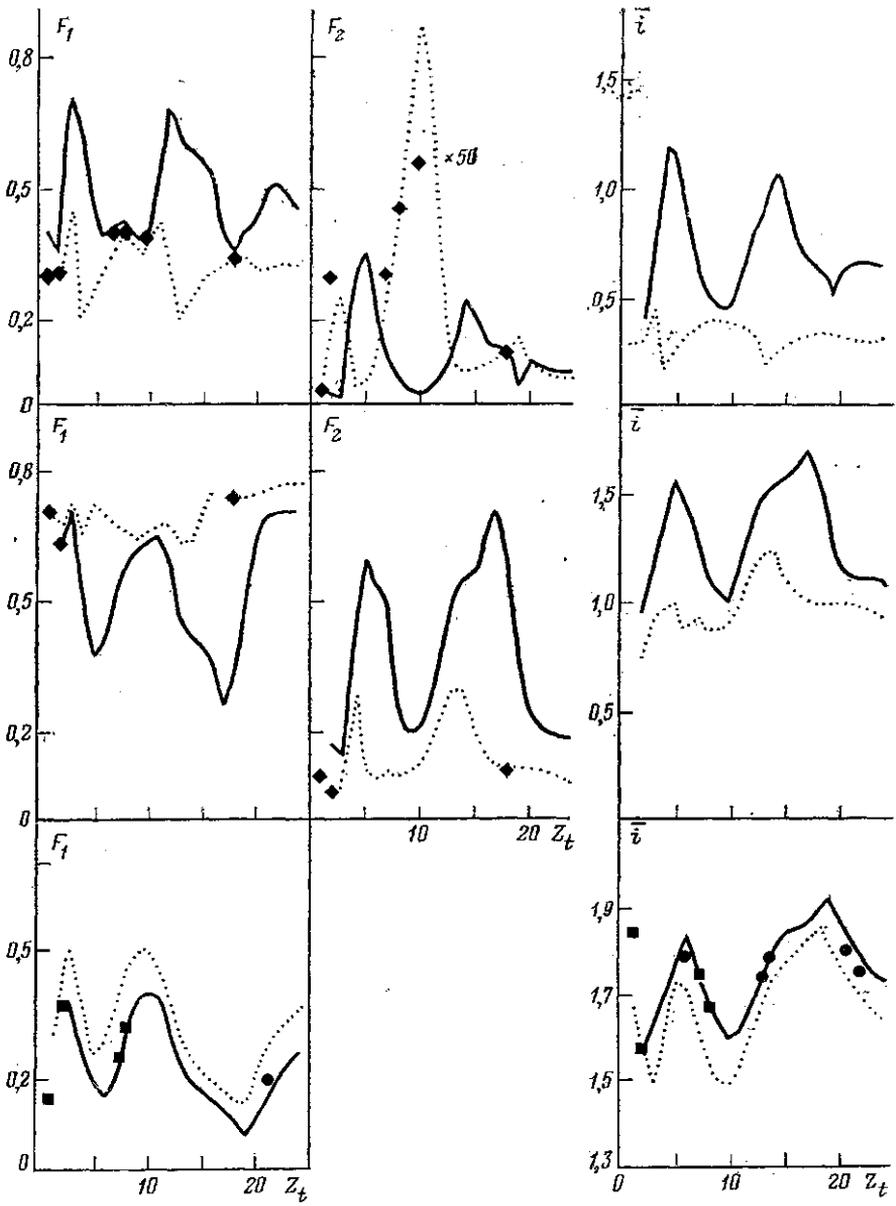
где $\sigma_{i,i-1}$ — полное сечение захвата электрона ионом с зарядом i , а индексы exp и $ОБК$ соответствуют измеренным и рассчитанным в приближении Оппенгеймера—Бринкмана—Крамерса (ОБК) сечениям [4]. Значение $\sigma_{i,i-1}^{exp}$ для ряда рассмотренных сред неизвестны. В этих случаях при расчетах $\sigma_{i,i-1}^1$ были использованы значения K , полученные линейной интерполяцией величин $K(Z_t)$ по точкам, где значения $\sigma_{i,i-1}^{exp}$ известны.

В качестве сечений потери электронов в систему (1) подставлялись их экспериментальные значения, а в средах, где они неизвестны, — линейно интерполированные величины сечений. Экспериментальные данные о сечениях потери и захвата электронов были взяты из работ [5, 6]. Используемый метод расчетов сечений перезарядки в приближении ОБК подробно изложен в работе [1].

Одновременно с вычислением F_i и \bar{i} для плотных сред был рассчитан равновесный зарядовый состав пучка ионов гелия: F_i , \bar{i} , прошедшего через разреженные мишени с $Z_t \leq 24$. Величины F_i и \bar{i} для разреженных сред были получены из решения системы (1), куда вместо парциальных сечений перезарядки $\sigma_{i,i-1}^1$ были подставлены значения полных сечений $\sigma_{i,i-1} = K(Z_t) \sigma_{i,i-1}^{ОБК}$.

Результаты расчетов равновесных зарядовых фракций и среднего заряда ионов гелия на выходе из плотных и разреженных мишеней с $Z_t \leq 24$ приведены на рисунке совместно с имеющимися экспериментальными данными [2, 7, 8].

Удовлетворительное согласие экспериментальных данных с результатами расчетов в различных газовых средах обусловлено методом расчета величин F_i и \bar{i} , опирающимся на экспериментальные данные. Расхождение в этом случае между расчетными и экспериментальными значениями F_i и \bar{i} , представленными на рисунке, есть факти-



Равновесные зарядовые фракции F_i и средний заряд \bar{i} пучка быстрых ионов гелия при прохождении в плотной (сплошная линия) и разреженной (пунктир) мишени в зависимости от заряда Z_t ее ядра при скорости столкновения $V=1$ (верхний ряд); 1,83 (средний); 3,16 (нижний ряд). Значения F_2 при $V=3,16$ равны $F_2 \approx 1 - F_1$; экспериментальные данные: кружочки — из [2], квадраты — из [8], ромбы — из [7]

чески следствие экспериментальных погрешностей при определении сечений потери и захвата электрона ионами.

Как видно, для зарядовых фракций и среднего заряда равновесного пучка ионов, прошедшего плотные (F_i^s и i^s) и разреженные

(F_i^s и i^s) мишени, характерна осциллирующая зависимость от заряда ядер атомов среды Z_t . Однако в силу обнаруженных в [9] различий в поведении при изменении Z_t полных $\sigma_{i,i-1}$ и парциальных $\sigma_{i,i-1}^1$ сечений перезарядки эти зависимости различны для плотных и разреженных мишеней. Ввиду того что с уменьшением скорости V различия в зависимостях $\sigma_{i,i-1}(Z_t)$ и $\sigma_{i,i-1}^1(Z_t)$ возрастают, увеличиваются и различия в зависимостях от Z_t равновесных характеристик пучка ионов, прошедших плотные и разреженные среды. Так, если при скорости $V=3,16$ при всех рассмотренных Z_t отношение $\eta=i^s/i^g$ не превосходит 1,1, то при $V=1,83$ и $Z_t=6$, например, отношение η приближается к 1,5, а при $V=1$ в той же среде достигает значения $\eta=4$.

Зарядовые фракции в большей степени, чем i , чувствительны к изменению V . При $V=3,16$ разница между F_i^s , F_i^g в большинстве сред не превышает 20%, а характер изменения $F_i^s(Z_t)$ и $F_i^g(Z_t)$ одинаков: экстремумы этих функций наблюдаются приблизительно при одних и тех же значениях Z_t , а глубина колебаний примерно совпадает. При $V=1,83$ помимо увеличения разницы в значениях $F_i^s(Z_t)$ и $F_i^g(Z_t)$ происходит смещение положения экстремумов этих функций таким образом, что положения минимумов функции $F_i^s(Z_t)$ совпадают с положениями локальных максимумов $F_i^g(Z_t)$. Еще резче различие в зависимости $F_i^s(Z_t)$ и $F_i^g(Z_t)$ проявляется при $V=1$. Здесь значения фракций $F_i^s(Z_t)$ и $F_i^g(Z_t)$ в ряде сред отличаются на порядок. Кроме того, наглядно видно, что изменение F_2^s и F_2^g от Z_t происходит практически в «противофазе». Таким образом, допущение пренебрежимо малой заселенности в плотных средах возбужденных состояний быстрых ионов (атомов) гелия, характерный размер которых приближенно равен или превышает среднее расстояние между атомами среды, приводит к выводу о том, что в области скоростей столкновения $1 \leq V \leq 3$ зависимости от Z_t равновесного заряда пучка и равновесных зарядовых фракций в разреженных газовых и твердых мишенях должны существенно различаться, и в частности качественно. Последнее обстоятельство может быть использовано для экспериментального выяснения роли возбужденных состояний быстрых ионов в зарядово-обменных процессах в твердых и плотных средах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Дмитриев И. С. и др. // ЖЭТФ. 1983. 84, № 6. С. 1157. [2] Narayana Y. et al. // J. Phys. B. 1983. 16. P. 1225. [3] Zaikov V. P. et al. // Nucl. Instr. and Meth. 1984. B5. P. 10. [4] McDowell M. R. C., Coleman J. P. Introduction in theory of ion-atom collisions. Amsterdam, 1970. [5] Tawara H., Kato T., Nakai Y. // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1985. 32. P. 235. [6] Nakai Y., Kikuchi A., Sinai J. JAERI-M84-069. [7] Allison S. K., Cursia-Minoz M. Atomic and molecular processes. Univ. of Chicago. Chicago, 1961. [8] Itoh A., Fukuzawa F. // J. Phys. Soc. Jap. 1981. 50, N 2. P. 632. [9] Воробьев Н. Ф., Зайков В. П., Кралькина Е. А. // Тр. IX Всесоюз. конф. по физ. эл.-ат. столкновений. Рига, 1984. Ч. 1. С. 13.

Поступила в редакцию
11.05.87