

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

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

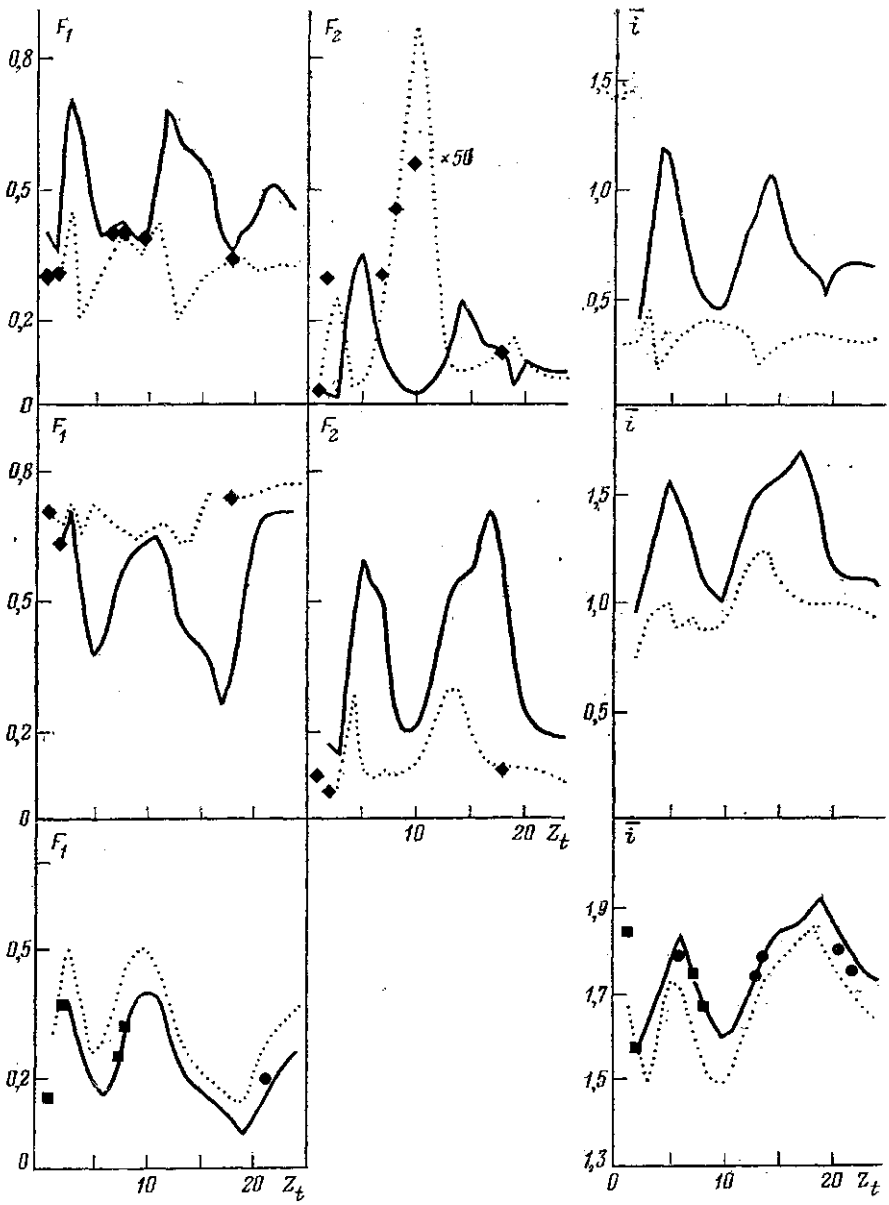
где  $\sigma_{i,i-1}$  — полное сечение захвата электрона ионом с зарядом  $i$ , а индексы  $exp$  и  $ОБК$  соответствуют измеренным и рассчитанным в приближении Оппенгеймера—Бринкмана—Крамерса (ОБК) сечениям [4]. Значение  $\sigma_{i,i-1}^{exp}$  для ряда рассмотренных сред неизвестны. В этих случаях 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  $\eta$  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