

РАЗЛЕТ В ВАКУУМ СГУСТКА ПОЛНОСТЬЮ ИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЫ С УЧЕТОМ ПРОЦЕССОВ РЕКОМБИНАЦИИ И ИОНИЗАЦИИ

Е. А. Буянова, П.В. Силин

УДК 533.92

Численно исследовано распределение ионов по скоростям в модели адиабатического разлета плазмы с последовательным учетом рекомбинационных эффектов в условиях, приближенных к эксперименту [1,2].

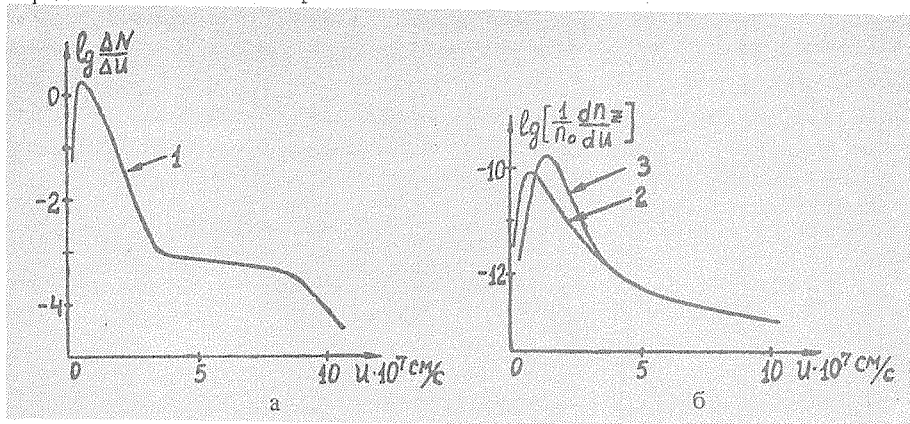
Вопрос разлета в вакуум плазмы, образующейся при воздействии лазерного излучения на твердое тело, исследовался в большом числе экспериментальных [3-7] и теоретических работ [8-13]. В последние годы для объяснения эксперимента привлекают модель изотермического разлета [11,12] и только в [13] проводится некоторый учет рекомбинационных явлений. Однако при разлете плазмы в вакуум установлен эффект "закалки" степени ионизации, который заключается в том, что рекомбинация ионов во внешних слоях сгустка значительно замедляется или совсем прекращается [8-10]. В настоящем сообщении в модели адиабатического разлета с последовательным учетом рекомбинационных эффектов численно решена задача распределения по скоростям ионов разлетающейся плазмы и проведено сравнение с экспериментом [1,2].

Экспериментальное исследование распределения ионов по скоростям проведено в [1,2] при облучении алюминиевой мишени неодимовым лазером с длительностью импульса 2 нс и плотностью потока энергии 10^{13} Вт/см². С помощью масс-спектрометрической методики были получены распределения ионов разной зарядности.

На рис. 1а (кривая 1) представлено общее экспериментальное распределение ионов по скоростям. Согласно теории, изложенной в [11], наблюдаемый характер распределения может быть объяснен наличием в плазме двух групп электронов с различными температурами.

В работах [8-10], в отличие от [11,12], где не рассматривались процессы рекомбинации, описание "закалки" и ускорения ионов проводилось согласно теории гидродинамического разлета с учетом процессов рекомбинации. Ни-

же, подобно работам /8-10/, проведен расчет гидродинамического разлета плазмы с учетом рекомбинации и получено формирующееся при этом распределение ионов по скоростям.



Р и с. 1. а – общее распределение ионов по скоростям, полученное экспериментально в работе /2/; б – полученные численно распределения ионов по скоростям с учетом только рекомбинации (2), рекомбинации и ионизации (3) при $T_0 = 150$ эВ, $R_0 = 0,02$ см, $r = 1$ см.

Уравнения газовой динамики, описывающие сферический разлет, должны учитывать неупругие соударения частиц плазмы. Если выполнено условие $n_e > 3,1 \cdot 10^{13} T^{3,75} z^{-1}$ (n_e – электронная плотность, см^{-3} ; T – температура плазмы, эВ; z – кратность ионизации ионов), то основным неупругим процессом является тройная рекомбинация с электроном в качестве третьей частицы. Скорость рекомбинации /14/ $\Gamma_\beta(z) = \beta n_e z^3 T^{-9/2} n_z$, где $\beta = 8,75 \cdot 10^{-27}$ эВ $^{9/2} \cdot \text{см}^6/\text{с}$, n_z – плотность ионов с зарядом z .

Газодинамические уравнения в этом случае имеют вид:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 u n_e) = - \sum_{z=0}^{z_n-1} \Gamma_\beta(z+1);$$

$$\frac{\partial n_z}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 u n_z) = \Gamma_\beta(z+1) - \Gamma_\beta(z); \quad (1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} = - (Mn)^{-1} \frac{\partial P}{\partial r}$$

(1)

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{2}{3} \frac{T}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 u) = \frac{1}{n + n_e} \left\{ \frac{2}{3} \sum_{z=1}^{z_n} \Gamma_\beta(z) E_z^* + \right. \\ \left. + T \left[\Gamma_\beta(1) + \sum_{z=1}^{z_n} \Gamma_\beta(z) \right] \right\}. \end{aligned}$$

Здесь u — скорость плазмы; M — масса иона; $n = \sum_{z=1}^{z_n} n_z$; P — давление; E_z^* — энергия, переходящая в процессе рекомбинации в тепловую энергию плазмы (в этом случае электронная и ионная температуры считаются равными). Положим, что $E_z^* = kJ(z)$, где $J(z)$ — потенциал ионизации иона с зарядом $z - 1$; $k \ll 1$ — постоянная.

Для упрощения численного решения задачи будем считать, что концентрация ионов и потенциалы ионизации есть непрерывные функции заряда иона $/15/$ и в каждый момент времени в точке r присутствуют ионы только одной зарядности, т. е. $n_z/n = \delta(z - \bar{z}(r, t))$. Примем зависимость скорости u от радиуса r линейной: $u(r, t) = \dot{R} R^{-1} r$, где R — радиус границы плазмы с вакуумом, а плотность плазмы $n(r, t) = n_0 R_0^3 R^{-3}(t) [1 - r^2 R^{-2}(t)]^{3/2}$, где n_0 — плотность в центре сгустка в момент времени $t = 0$.

Переходя к лагранжевым координатам, получим систему уравнений:

$$\frac{\partial \bar{z}}{\partial t} = -\beta \frac{n \bar{z}^2}{T^{9/2}}; \quad \frac{\ddot{R}}{R} = -\frac{n_0}{Mn^2} \frac{r}{\xi^2} \frac{\partial P}{\partial \xi}; \quad (2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + 2T \frac{\dot{R}}{R} = \frac{2}{3} \frac{\beta n^2 k J(\bar{z}) \bar{z}^4}{T^{9/2}}; \quad u = \frac{\dot{R}}{R} r.$$

При численном решении системы (2) полагалось, что $P = P_0 A(\xi) B(t)$, где $A(\xi)$ и $B(t)$ — неизвестные функции. На основании работы $/16/$ было выбрано $k = 0,6$.

Из кривых 2 и 3 (рис. 16) видно, что в результате учета рекомбинационных процессов в плазме с одной температурой электронов возникают распределения ионов по скоростям, характер которых подобен эксперименталь-

ным. Согласно уравнениям (2), полученные кривые распределения по скоростям становятся более пологими при больших скоростях из-за резкого замедления рекомбинации во внешних слоях вследствие уменьшения плотности плазмы. Одновременно рекомбинационный подогрев увеличивает скорость разлета.

Как видно из рис. 1, введение в систему (2) членов, описывающих ионизацию, и учет разницы между электронной T_e и ионной T_i температурами (при равенстве их начальных температур $T_{e0} = T_{i0} = T_0$) слабо меняет характер распределения, полученного только с учетом рекомбинации.

Таким образом, возможно объяснение полученного в работе /2/ распределения ионов по скоростям не только на основании модели изотермического разлета плазмы с двумя температурами электронов, не учитывающей рекомбинационных процессов, но и в рамках однотемпературной модели плазмы, учитывающей рекомбинацию. Для ответа на вопрос об однозначной интерпретации эксперимента, по-видимому, необходимы требующие большого машинного времени расчеты, которые позволили бы получить распределение частиц по зарядности. Это возможно только при последовательном учете рекомбинационных процессов, что следует как из настоящей работы, так и из работы /2/.

Авторы выражают благодарность В.С. Фетисову за ценные советы, помощь и поддержку в работе и О.Н. Крохину за замечания и полезное обсуждение работы.

Поступила в редакцию 18 сентября 1984 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б у я н о в Н. Б. и др. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 6, 7 (1983).
2. Г р и б к о в В. А. и др. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 8, 51 (1983).
3. Б ы к о в с к и й Ю. А. и др. ЖТФ, 38, 1194 (1968).
4. Б ы к о в с к и й Ю. А. и др. ЖЭТФ, 60, 1306 (1971).
5. А н а н ь и н О. Б. и др. Письма в ЖЭТФ, 16, 543 (1972).
6. S l a t e r D. C., M a y e r F. J. KMS Fusion, Ann Arbor, Michigan KMSF-U568, p. 1, 1976.
7. В о л о в с к и Е. и др. ЖТФ, 52, 366 (1982).
8. Л о в е ц к и й Е. Е., П о л я н и ч е в А. Н., Ф е т и с о в В. С. Физика плазмы, 44, 1025 (1974).

9. Быковский Ю. А. и др. ЖТФ, 44, 73 (1974).
10. Ловецкий Е. Е., Поляничев А. Н., Фетисов В. С. Физика плазмы, 1, 773 (1975).
11. Wickens L. M., Allen J. E., Rumsby P. T. Phys. Rev. Lett., 41, 243 (1978).
12. Гуревич А. В., Питаевский Л. П. В сб. "Вопросы теории плазмы", вып. 10, Нелинейная динамика, М., Атомиздат, с. 3, 1980.
13. Begay F., Forslund D. W. Phys. Fluids, 25, 1675 (1982).
14. Гуревич А. В., Питаевский Л. П. ЖЭТФ, 46, 1281 (1964).
15. Кузнецов Н. М., Райзер Ю. П. ПМТФ, 10, № 4 (1965).
16. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, М., Наука, 1966.