

- [1] Барабан А.П., Булавинов В.В., Коноров П.П. // Письма ЖТФ. 1988. Т. 14, В. 5. С. 27-30.
- [2] Барабан А.П., Булавинов В.В., Коноров П.П. Электроника слоев SiO_2 на кремнии. Л.: ЛГУ, 1988. 304 с.
- [3] Барабан А.П., Климов И.В., Теношвили Н.И., Усеинов Э.Д. // Письма ЖТФ. 1989. Т. 15, В. 17. С. 44-46.
- [4] Гарантов Ю.А., Романова Г.Ф., Диденко П.И., Булавинов В.В. // Тез. докл. Всес. конф. "Физика диэлектриков". Баку, 1982. С. 128-130.

Поступило в Редакцию
9 июля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 20

26 октября 1990 г.

0.2; 0.3

© 1990

УСИЛЕНИЕ НАПРАВЛЕННОСТИ РАЗЛЕТА ГАЗОВЫХ СГУСТКОВ ЗА СЧЕТ ИЗЛУЧЕНИЯ

И.В. Немчинов, В.В. Светцов,
В.М. Хазинс

В ряде задач в процессе расширения газа требуется максимально долго поддерживать его высокую плотность и, следовательно, препятствовать его расширению. Собственное излучение может оказывать существенное влияние на расширение плазмы. Действительно, радиационные потери энергии приводят к снижению давления и замедляют процесс расширения. В результате плазма оказывается более холодной, но и более плотной. Если газовая струя в какой-то момент времени имеет скорость преимущественно в одном направлении, а картина движения близка к одномерной, то снижение давления ослабит боковой разлет и увеличит время существования одномерной стадии. В предельном случае большой излучательной способностью одномерность движения может сохраниться вплоть до асимптотической стадии — инерционного разлета. Это кардинальным образом изменяет закон падения плотности со временем.

В [1, 2] рассматривались автомодельные задачи о разлете газового эллипсоида в вакуум в адиабатическом режиме и с подводом энергии. Аналогичная автомодельная задача может быть рассмотрена для разлета с потерями энергии при степенных зависимостях объемных потерь на излучение. Результаты решения такой задачи, сводящейся к численному интегрированию системы обыкновенных дифференциальных уравнений, показывают, что с ростом доли излучаемой энергии происходит сильное увеличение отношения скорос-

лей вдоль осей эллипсоида, т.е. возрастает направленность разлета.

Рассмотрим влияние излучения на расширение плазмы на примере задачи о разлете тонкой фольги. Разлет тонких фольг, равномерно испаряемых и нагреваемых лазерным лучом или электронным пучком, происходит в начальной стадии одномерным образом - в направлении, перпендикулярном плоскости фольги. В [3] дана простая модель для лазерного нагрева взрывающейся фольги и асимптотическая форма соответствующего решения для двух и трехмерных задач. Результаты упрощенной аналитической постановки сравнивались с численными решениями. Однако разлет фольги с радиационным охлаждением ранее не рассматривался.

Потери энергии на излучение замедляют распространение волны разрежения с краев фольги и уменьшают боковые скорости, усиливая направленность разлета. Принципиально возможно сохранение одномерного разлета в центральной части струи, однако это зависит от излучательной способности плазмы и соотношения размеров фольги.

Приведем иллюстративный пример. Пусть фольга после испарения превращается в плазменный объем в форме диска толщиной $h = 0.1$ мм и диаметром 1 см при температуре T порядка 150 эВ и плотности $\rho_0 = 3 \cdot 10^{-3}$ г/см³. В этом случае роль излучения в первом приближении сводится к объемным потерям, которые на единицу массы в единицу времени можно представить в виде $q = 4\alpha\sigma T^4$, где σ - постоянная Стефана-Больцмана, а α - эффективный массовый коэффициент испускания [4]. Аппроксимируем поведение α для алюминия в диапазоне температур 20-150 эВ степенной зависимостью $\alpha \sim T^{-3}\rho^{2/3}$. Если поведение внутренней энергии также принять степенным $e \sim T^{3/2}$, то получим, что $q = Qe^{2/3}\rho^{2/3}$, где Q - константа. В этом диапазоне температур можно положить показатель адиабаты $\gamma = 1.2$.

Характерное время высвета можно ввести как

$$t_r = \frac{e_0}{Q e_0^{2/3} \rho_0^{2/3}},$$

где e_0 - начальная внутренняя энергия плазмы. При $e_0 \sim 10^4$ кДж/г и $\rho_0 \sim 3 \cdot 10^{-3}$ г/см³, согласно [4], коэффициент испускания $\alpha \sim 20$ см²/г, а время высвета составит $t_r \sim 6$ нс. При давлении в плазме $P_0 = 60$ кбар характерное газодинамическое время $t_g = h(\rho_0/\rho_0)^{-1/2} \sim 2$ нс. Отношение характерных времен t_g/t_r порядка 0.3 говорит о том, что потери на излучение будут оказывать существенное влияние на газодинамическое движение.

Были проведен численный расчет уравнений газовой динамики с учетом объемного высвета по программе, реализующей свободноплагранжев метод, аналогичный методам [5, 6]. При высоких температурах зависимость интенсивности объемного высвета от температуры и плотности соответствует степенным зависимостям, приведенным выше.

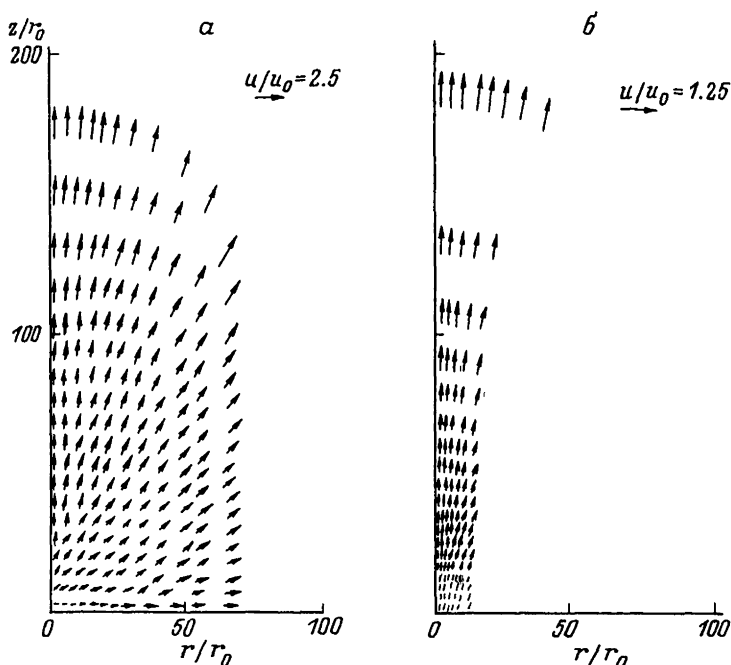


Рис. 1. Поле скоростей при разлете диска без учета излучения (а) в момент времени $t/t_g = 6.2 \cdot 10^3$ и с учетом излучения (б) при $t/t_g = 3.5 \cdot 10^3$. Координаты отнесены к начальному радиусу диска r_0 , скорость — к характерной газодинамической скорости $u_0 = (\rho_0/\rho_0)^{1/2}$.

В расчетах для простоты полагалось, что при падении внутренней энергии единицы массы газа ниже 100 кДж/г излучение прекращается. Результаты расчета проиллюстрированы на рис. 1. При отсутствии излучения (рис. 1, а) отношение размера в осевом направлении z к размеру в радиальном направлении r асимптотически устанавливается равным примерно 3.

С учетом излучения (рис. 1, б) при тех же продольных размерах радиальные размеры струи снижаются на порядок. Скорость осевого движения снижается в 2 раза, но плотность газа в осевой части струи оказывается на два порядка выше, чем при отсутствии излучения.

Таким образом, в результате охлаждающего действия излучения повышается направленность разлета, плотность газового сгустка и импульс, приходящийся на единицу площади.

На рис. 2 приведены энергетические балансы и зависимости компонент скорости, усредненных по массе половины диска. Видно, что при наличии радиационного охлаждения (рис. 2, б) основной рост кинетической энергии происходит в том же интервале времени, что и падение внутренней энергии за счет излучения. Это вызвано тем, что параметры задачи подобраны так, что отношение характерных

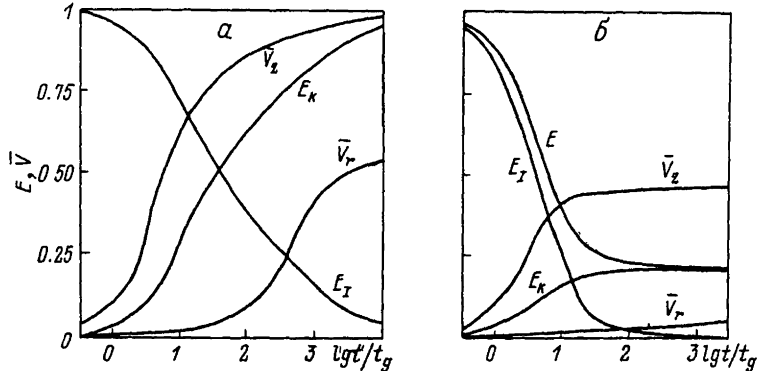


Рис. 2. Временные зависимости полной энергии E (в начальный момент она принята за 1), внутренней E_I и кинетической E_K энергии. \bar{V}_r и \bar{V}_z - усредненные по массе компоненты скорости, отнесенные к величине $u_0 = (\rho_0/\rho_0)^{1/2}$. α - без учета излучения, δ - с учетом высвета.

времен $t_g/t_r = 0.3$. Если взять, например, на порядок большие размеры фольги, то это соответственно увеличит t_g , так что газодинамический разгон начнется, когда основная доля энергии потеряется на излучение, т.е. процесс разгона струи будет малоэффективным. Наоборот, если на порядок снизить диаметр и толщину диска, то плазма успеет приобрести значительные скорости в радиальном направлении. Эффект усиления направленности растет при уменьшении отношения толщины диска к его диаметру.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Немчинов И.В. // ПММ. 1965. Т. 29. № 1. С. 134-140.
- [2] Немчинов И.В. // ПМТФ. 1964. № 5. С. 18-29.
- [3] Hunter J.H., London R.A. // Phys. Fluids. 1988. V. 31. N 10. P. 3102-3108.
- [4] Буздин В.П., Добкин А.В., Косарев И.Б., Немчинов И.В., Новикова В.В. // Деп. в ВИНТИ 02.01.84, № 52-84.
- [5] Головизнин В.М., Самарский А.А., Фаворский А.П. // ДАН СССР. 1977. Т. 235, № 6. С. 1285-1288.
- [6] Бахрах С.М., Жарова Г.В., Спиридонов В.Ф. // Вопросы атомной науки и техники. 1982. № 3 (11). С. 15-21.

Поступило в Редакцию
9 августа 1990 г.