

# Лазерный воздушно-реактивный двигатель: воздействие ударных волн при низких частотах следования лазерных импульсов

В.В.Аполлонов, В.Н.Тищенко

*Проведены оценки ударного и термического воздействия лазерных искр на рефлектор лазерного двигателя, в котором тяга создается импульсно-периодическим излучением. Показано, что при низкой частоте следования импульсов термический контакт плазмы с рефлектором и сильные динамические резонансные нагрузки неизбежны. Эти трудности преодолимы при использовании метода, основанного на объединении ударных волн при высокой частоте следования импульсов.*

**Ключевые слова:** лазерный воздушно-реактивный двигатель, импульсно-периодическое лазерное излучение, лазерные искры, ударные волны.

В лазерном воздушно-реактивном двигателе (ЛВРД) используется импульсно-периодическое (ИП) лазерное излучение, рабочим телом служит атмосферный воздух [1–4]. В хвостовой части ракеты расположен фокусирующий излучение рефлектор. Тяга формируется в результате воздействия на рефлектор периодических ударных волн (УВ), создаваемых лазерными искрами. ЛВРД привлекателен своей простотой и экономичностью. В работах [3, 4] отмечалось, что ЛВРД сможет найти применение при запуске космических аппаратов, если будут решены следующие задачи: созданы ИП лазеры с энергией импульсов  $\sim 100$  кДж при частоте следования сотни герц и исключено разрушение оптического рефлектора под действием УВ и лазерной плазмы. Эти трудности преодолимы при использовании ИП излучения с высокой частотой следования импульсов ( $f \sim 100$  кГц), оптического пульсирующего разряда и механизма объединения ударных волн [5, 6]. Эффективность использования лазерного излучения в случае коротких импульсов с высокой частотой следования существенно выше. В настоящей работе показано, что при низких частотах факторы, разрушающие рефлектор и запускаемое устройство, неустраняемы и носят резонансный характер.

Оценим основные параметры ЛВРД: действующие на ракету силы при импульсном и стационарном ускорении, длину волн сжатия, возбуждаемых в корпусе ракеты ударными волнами, радиус  $R_k$  плазменной области (каверны), образующейся при расширении лазерной искры. Использовались формулы для характеристик УВ и каверны, полученные авторами. Искра рассматривалась как сферическая область радиусом  $r_0$ , в которой поглощение энергии за время  $\sim 1$  мкс сопровождается скачком

давления в десятки или сотни атмосфер. Это справедливо для ЛВРД, в котором фокусное расстояние и диаметр луча на рефлекторе сравнимы, а длина искры мала. Рефлектор представляет собой полусферу радиусом  $R_r$ . Частота  $f$  определяется необходимостью замены горячего воздуха в рефлекторе атмосферным воздухом.

Оценим, во сколько раз пиковое значение  $F_m$  импульсно-периодической силы тяги превышает стационарную силу  $F_s$  при ускорении ракеты массой  $M$ . Очевидно, что  $F_s = Ma$ , где ускорение  $a = (10 - 20)g_0 \approx 100 - 200$  м/с<sup>2</sup>. Пиковое значение ИП силы тяги достигается в момент прихода фронта УВ на рефлектор. Избыточное давление в УВ (по отношению к атмосферному давлению  $P_0$ ) создает силу тяги  $F_i(t)$  и ускорение  $a$  ракеты массой  $M$ . Приращение импульса под действием УВ

$$\delta p_i = \int_0^{1/f} F_i(t) dt \simeq F_a t_a \text{ [Н} \cdot \text{с]}. \quad (1)$$

Здесь  $F_a$  – среднее значение силы за время  $t_a$  действия фазы сжатия УВ на рефлектор;  $F_m \approx 2F_a$ . Приравнявая  $\delta p_i$  приращению импульса  $\delta p_s = F_s/f = aM/f$  на периоде под действием стационарной силы  $F_s$ , находим

$$\Delta = F_m/F_s = 2/(ft_a).$$

Величина  $\Delta$ , как показано ниже, зависит от многих параметров. Приращение импульса на одном периоде можно выразить через коэффициент связи  $J$ :  $\delta p_i = JQ$ , где  $Q$  [Дж] – энергия лазерного излучения, поглощенного в искре. Из условия  $\delta p_i = \delta p_s$  следует соотношение между основными параметрами задачи:

$$W = aM/J \quad (2)$$

( $W = Qf$  – поглощаемая средняя мощность ИП излучения;  $J \approx 0.0001 - 0.0012$  Н·с·Дж<sup>-1</sup> [3, 4, 6]).

Время действия фазы сжатия УВ на рефлектор  $t_a \sim R_c/V$ , где  $V \approx k_1 C_0$  – скорость УВ перед стенкой ( $k_1 \sim$

В.В.Аполлонов. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38;

e-mail: vapollo@kapella.gpi.ru

В.Н.Тищенко. Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. акад. Лаврентьева, 13;

e-mail: tishenko@mail.nsk.ru

1.2);  $C_0 \approx 3.4 \times 10^4$  см/с – скорость звука в воздухе. Длина  $R_c$  фазы сжатия УВ находится из соотношения

$$\frac{R_c}{R_d} = 0.26 \left( \frac{h}{R_d} \right)^{0.32}. \quad (3)$$

Здесь  $h$  – расстояние от центра искры до поверхности рефлектора;  $R_d \approx 2.15 (Q/P_0)^{1/3}$  – динамический радиус искры (расстояние, на котором давление в УВ становится близким к давлению воздуха  $P_0$ ). В этом выражении  $R_d$  измеряется в см, а  $P_0$  – в атм. Радиус каверны находим из соотношения

$$\frac{R_k}{R_d} = 0.6 \left( \frac{r_0}{R_d} \right)^{0.29} = 0.22 - 0.3 \approx 0.25. \quad (4)$$

Окончательное выражение (4) соответствует неравенству  $r_0/R_d < 0.03 - 0.1$ , типичному для лазерных искр ( $r_0$  – их начальный радиус). Найдем диапазон  $P_0$ , в котором одновременно выполняются два условия: нет контакта плазмы с поверхностью рефлектора и коэффициент связи  $J$  близок к максимальному [3, 4, 7]. Этому соответствует неравенство  $R_k < h < R_d$ . Деля обе его части на  $R_d$ , получаем  $R_k/R_d < h/R_d < 1$ , или  $0.25 < h/R_d < 1$ . При наборе высоты давление воздуха, а значит и  $h/R_d$ , уменьшаются. Если принять, что на старте ( $P_0 = 1$  атм) отношение  $h/R_d = 1$ , где  $h$  и  $R_d$  выбираются исходя из (2), то неравенство  $0.25 < h/R_d < 1$  выполняется при  $P_0 = 1 - 0.015$  атм, что ограничивает высоту полета ракеты величиной 30–40 км ( $h = \text{const}$ ).

Оптимальное расстояние  $h$  удовлетворяет соотношению  $h/R_d \approx 0.25b_i$ , где  $b_i \approx 4 - 5$ . Подставляя  $h/R_d$  в (3), находим длину фазы сжатия УВ и время ее действия на рефлектор:

$$\frac{R_c}{R_d} \approx 0.17b_i^{0.32}, \quad (5)$$

$$t_a = \frac{0.17b_i^{0.32}R_d}{k_1C_0} = \frac{s_1Q^{1/3}}{P_0^{1/3}} = \frac{s_1}{P_0^{1/3}} \left( \frac{aM}{Jf} \right)^{1/3}, \quad (6)$$

где  $s_1 = 0.37b_i^{0.32}/(k_1C_0) \approx 9 \times 10^{-6}b_i^{0.32}$ . Отсюда, используя  $\Delta = F_m/F_a = 2/(ft_a)$ , находим

$$\Delta = \frac{2P_0^{1/3}}{s_1f^{2/3}W^{1/3}} = \frac{2P_0^{1/3}Q^{2/3}J}{s_1aM} = \frac{2}{s_1f^{2/3}} \left( \frac{P_0J}{aM} \right)^{1/3}. \quad (7)$$

Из трех параметров ( $Q$ ,  $W$  и  $f$ ) независимыми являются два. Для определения третьего можно использовать выражение (2). Условия  $1/f \sim t_a$  и  $\Delta \approx 1 - 2$  соответствуют объединению ударных волн [5].

Важным параметром является отношение  $t_a$  к времени прохождения звука по всей длине  $L$  ракеты  $t_z = L/C_m$  ( $C_m$  – скорость звука в металле), а также отношение  $t_z$  к  $1/f$ . Для стали и алюминия  $C_m = 5.1$  и  $5.2$  км/с соответственно. С использованием (6) получим

$$U = \frac{t_a C_m}{L} = \frac{s_1 C_m}{L P_0^{1/3}} Q^{1/3}. \quad (8)$$

В этой формуле  $L$  измеряется в см, а  $C_m$  – в см/с. Из (8) можно определить энергию

$$Q = \frac{35.4P_0}{b_i^{0.96}} \left( U \frac{C_0}{C_m} \right)^3 L^3. \quad (9)$$

В практическом отношении наибольший интерес представляет случай  $U \gg 1$ , когда по всей длине  $L$  создается равномерная нагрузка. Если  $U \ll 1$ , то ускорение не стационарно, длина возбуждаемой в корпусе ракеты волны много меньше  $L$ . Если же еще и  $C_m/f \ll L$ , то на длине  $L$  укладывается большое число волн сжатия. Случай  $U \approx 1$  соответствует резонансной раскачке волн. Очевидно, что случай  $U \leq 1$  неприемлем с позиций прочности ракеты.

С использованием полученных выше выражений оценим  $\Delta$ ,  $U$  и  $R_k$  для лабораторных опытов и ракеты малой массы. Примем  $b_i = 4$ ,  $J = 5 \times 10^{-4}$  Н·с·Дж<sup>-1</sup>,  $s_1 = 1.4 \times 10^{-5}$ . Для лабораторных условий  $M \approx 0.1$  кг,  $R_r \approx 5$  см,  $L = 10$  см,  $a = 100$  м/с<sup>2</sup>. Среднее значение ИП силы  $F_{IP}$  равно стационарной:  $F_{IP} = F_s = 10$  Н; средняя мощность ИП излучения  $W = F_{IP}/J = 20$  кВт, энергия импульсов  $Q_p = W/f$ . Частоту  $f$ , а значит и  $Q_p \approx Q$ , оценим для двух предельных случаев.

На старте  $P_0 \approx 1$  атм и радиус каверны  $R_k$  существенно меньше  $R_r$ . Здесь, так же как и в неограниченном пространстве, лазерная плазма охлаждается в результате турбулентного теплопереноса. При  $Q_p < 20$  Дж характерное время этого процесса равно 2–5 мс [8, 9], что соответствует  $f = 500 - 200$  Гц. Если  $R_k \sim R_r$  ( $P_0 < 0.1$  атм), то горячий газ с температурой несколько тысяч градусов занимает большую часть объема рефлектора. Частота  $f$  определяется необходимостью смены газа во всем объеме и составляет  $\sim 0.5C_0/R_r \sim 850$  Гц [3, 4]. Примем для дальнейших оценок  $f = 200$  Гц, откуда  $Q_p = 100$  Дж. Из (7) и (8) находим  $\Delta = 74$  и  $U = 3.5$ . Это означает, что максимальное значение динамической силы многократно превышает силу, соответствующую стационарному ускорению. Время действия УВ в 3.5 раза больше времени прохождения УВ по длине модели. При  $P_0 = 1$  и 0.01 атм радиус каверны  $R_k = 2.5$  и 11.6 см соответственно.

Сделаем оценку для ракеты. Примем  $M \approx 20$  кг,  $R_r \approx 20$  см,  $L = 200$  см,  $a = 100$  м/с<sup>2</sup>. Среднее значение ИП силы  $F_{IP} = F_s = 2000$  Н, средняя мощность ИП излучения  $W = 4$  МВт, при  $f = 200$  Гц энергия импульсов  $Q_p = 20$  кДж,  $\Delta = 12.6$ ,  $U = 1$ ,  $R_k = 14.7$  и 68 см ( $P_0 = 1$  и 0.01 атм),  $F_m = 25.6$  кН = 2560 кг. Видно, что ИП режим ускорения сопровождается на порядок более сильными по сравнению с  $F_s$  динамическими нагрузками на конструкцию ракеты. Они имеют резонансный характер, т. к. условие  $U \sim 1$  означает, что длины волн сжатия сравнимы с длиной ракеты. Кроме того, при увеличении длины ракеты до 4 м и частоты следования импульсов до 1 кГц собственная частота колебаний корпуса ракеты  $C_m/L$  ракеты близка к  $f$  (резонанс).

Таким образом, оценки показывают, что при низкой частоте следования импульсов термический контакт плазмы с рефлектором и сильные динамические нагрузки неизбежны. Ситуация усугубляется возбуждением резонансных колебаний в теле ракеты. Эти трудности преодолимы при использовании метода, основанного на объединении ударных волн [4, 5]. Расчеты и проведенный эксперимент [10] подтвердили возможность создания стационарной силы тяги при использовании ИП излучения с большой частотой следования импульсов, методика масштабирования выходной мощности которого представлена в [11].

Работа поддержана РФФИ (грант № 06-08-01192).

1. Kantrowitz A.R. *Astronautics and Aeronautics*, **10** (5), 74 (1972).
2. Пирри А.Н., Монслер М., Небольсайн Р. *Ракетная техника и космонавтика*, **12** (9), 112 (1974).
3. Агеев В.П., Барчуков А.И., Бункин Ф.В., Кононов В.И., Прохоров А.М., Силенок А.С., Чаплиев Н.И. *Квантовая электроника*, **4** (12), 2501 (1977).
4. Бункин Ф.В., Прохоров А.М. *УФН*, **119** (3), 425 (1976).
5. Тищенко В.Н., Аполлонов В.В., Грачев Г.Н., Гулидов А.И., Запрягаев В.И., Меньшиков Я.Г., Смирнов А.Л., Соболев А.В. *Квантовая электроника*, **34** (10), 941 (2004).
6. Аполлонов В.В., Тищенко В.Н. *Квантовая электроника*, **34** (12), 1143 (2004).
7. Коробейников В.П. *Задачи теории точечного взрыва* (М.: Наука, 1985).
8. Кабанов С.Н., Маслова Л.И., Тархова Т.И., Трухин В.А., Юров В.Т. *ЖТФ*, **60** (6), 37 (1990).
9. Тищенко В.Н., Антонов В.М., Мелехов А.В., Никитин С.А., Посух В.Г., Третьяков П.К., Шайхисламов И.Ф. *Письма в ЖТФ*, **22** (24), 30 (1996).
10. Грачев Г.Н., Тищенко В.Н., Аполлонов В.В., Гулидов А.И., Смирнов А.Л., Соболев А.В., Зимин М.И. *Квантовая электроника*, **37** (7), 669 (2007).
11. Аполлонов В.В., Егоров А.Б., Кийко В.В., Кислов В.И., Суздальцев А.Г. *Квантовая электроника*, **33** (9), 753 (2003).