

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика.— М.: Наука, 1965.
2. Сенницкий В. Л. О течении жидкости вокруг самоходного тела // ПМТФ.— 1978.— № 3.
3. Сенницкий В. Л. Пример обтекания самодвижущегося тела осесимметричным потоком жидкости // ПМТФ.— 1984.— № 4.
4. Ван-Дайк М. Методы возмущений в механике жидкости.— М.: Мир, 1967.
5. Fraenkel L. E. On the method of matched asymptotic expansions. Pt 1 : A matching principle // Proc. Cambr. Phil. Soc.— 1969.— V. 65, pt 1.

г. Новосибирск

Поступила 31/III 1989 г.

УДК 621.454

А. Е. Войтенко

ОСНОВНЫЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛИНЕЙНОГО РЕАКТИВНОГО ДВИГАТЕЛЯ

Реактивный двигатель может быть выполнен таким необычным образом, что твердое топливо расположено неподвижно вдоль траектории его движения. Примеры конструкций линейного реактивного двигателя (ЛРД) известны из патентной литературы [1, 2]. Расположение топлива вне корпуса летательного аппарата существенно изменяет его энергетические и динамические характеристики.

В данной работе рассмотрены основные энергетические характеристики ЛРД.

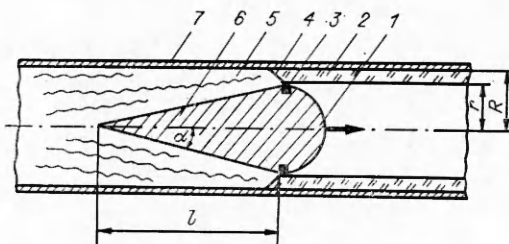
1. На рисунке приведена схема ЛРД, взятая из [2]. Ускоряемое тело *1* движется вдоль оси системы по направлению стрелки внутри трубчатого заряда *2* из детонирующего взрывчатого вещества. Устройство контактного возбуждения детонации *3*, расположенное на ускоряемом теле, инициирует в заряде волну детонации *4*. Продукты взрыва *5* расширяются в кольцевом сопле, образованном хвостовым конусом *6* и наружной трубкой *7*. Избыточное давление, которое создается продуктами взрыва на хвостовом конусе, ускоряет тело.

2. Работа ЛРД может считаться нормальной лишь при выполнении условий

$$(2.1) \quad D \leq u \ll (l/\delta)D$$

(*u* — скорость тела, *D* — скорость фронта детонации, *l* — длина сопла, $\delta = (R - r)$ — толщина стенки заряда). Если не выполнена левая часть неравенства, то детонационная волна обгонит ускоряемое тело. Если нарушена правая, то заряд превращается полностью в газообразные продукты взрыва, но не в начальной части кольцевого сопла, а в его широкой части или вообще за пределами сопла, что недопустимо.

Разгон тела от нулевой скорости до скорости детонации, т. е. при $u < D$, все же возможен, но для этого необходимо уменьшить среднюю скорость взрыва в направлении оси устройства, разделив заряд на секции с отдельным инициированием детонации каждой секции в момент ее нахождения в начальной части сопла [1]. Здесь условие (2.1) выполняется для средней скорости распространения взрыва вдоль заряда. Если



секции заряда достаточно короткие, то приведенные далее соотношения приближенно пригодны и для начального участка ускорения.

3. Основные уравнения для ЛРД в неподвижной системе координат в приближении квазистационарности записываются

следующим образом:

$$(3.1) \quad mdu + v dM = 0;$$

$$(3.2) \quad mudu + (1/2)(v^2 + v_1^2)dM = \epsilon kdM;$$

$$(3.3) \quad v_1 \simeq (u - v) \operatorname{tg}(\alpha/2),$$

где m — масса ускоряемого тела; M — масса сгоревшего топлива; v и v_1 — осевая и радиальная составляющие средней скорости истечения продуктов взрыва; α — угол раствора кольцевого сопла; ϵ — удельная энергия взрыва; k — термический коэффициент полезного действия сопла [3]. Уравнение (3.1) — закон сохранения импульса в направлении оси устройства, (3.2) — закон сохранения энергии, (3.3) — приближенное выражение для средней радиальной скорости продуктов взрыва. Предполагается, что движение происходит в вакууме и что можно пренебречь вкладом давления на срезе сопла в импульс, передаваемый телу.

Для получения скорости тела, существенно превышающей скорость истечения продуктов детонации, необходимо иметь достаточно острый хвостовой конус $\operatorname{tg}^2 \alpha \ll 1$. Пренебрегая при этом условием v_1 по сравнению с v , сводим систему (3.1)–(3.3) к одному нелинейному дифференциальному уравнению для функции $u(M)$:

$$(3.4) \quad (1/2)m^2(du/dM)^2 + mu(du/dM) - k\epsilon = 0.$$

При начальном условии $u(0) = 0$ имеем

$$(3.5) \quad \frac{u^2}{4k\epsilon} + \frac{u}{2(2k\epsilon)^{1/2}} \left(1 + \frac{u^2}{2k\epsilon}\right)^{1/2} + \frac{1}{2} \ln \left[\frac{u}{(2k\epsilon)^{1/2}} + \left(1 + \frac{u^2}{2k\epsilon}\right)^{1/2} \right] = \frac{M}{m}.$$

При большой скорости $u/(2k\epsilon)^{1/2} \gg 1$ и соответственно $M/m \gg 1$ зависимость $u(M)$ упрощается:

$$(3.6) \quad u = (2k\epsilon M/m)^{1/2}.$$

По мере увеличения скорости тела давление на хвостовой конус уменьшается вплоть до отрыва потока продуктов взрыва от его поверхности, что прекращает дальнейшее ускорение. В системе координат, связанной с телом, заряд вдвигается в сопло со скоростью u , а продукты взрыва разлетаются в радиальном направлении со скоростью порядка $(2k\epsilon)^{1/2}$. Поэтому условие безотрывности потока от хвостового конуса

$$(3.7) \quad (2k\epsilon)^{1/2}/u \gtrsim \operatorname{tg} \alpha.$$

В используемой одномерной теории сопла при нарушении условия (3.7) давление на конусе скачком уменьшается до нуля.

Условие (3.7) позволяет оценить предельную скорость, которую можно получить с помощью рассматриваемого устройства:

$$(3.8) \quad u_* \simeq (2k\epsilon)^{1/2} \operatorname{ctg} \alpha.$$

Более острый конус обеспечивает большую предельную скорость тела. Предельной скорости соответствует масса заряда

$$(3.9) \quad M_* \simeq m \operatorname{ctg}^2 \alpha.$$

Дальнейшее увеличение массы заряда сверх M_* путем наращивания его длины не приводит к росту скорости.

4. Определим полный коэффициент полезного действия (кпд) как отношение кинетической энергии ускоренного тела к полной энергии взорвавшегося заряда. Используя (3.5), получаем

$$(4.1) \quad \eta = \frac{mu^2}{2M\epsilon} = \frac{2k}{1 + \left(1 + \frac{2k\epsilon}{u^2}\right)^{1/2} + \frac{2k\epsilon}{u^2} \ln \left[\frac{u}{(2k\epsilon)^{1/2}} + \left(1 + \frac{u^2}{2k\epsilon}\right)^{1/2} \right]}.$$

В начале ускорения, когда $u/(2k\epsilon)^{1/2} \ll 1$ и $M/m \ll 1$, кпд $\eta \rightarrow 0$. При большой скорости, когда $u/(2k\epsilon)^{1/2} \gg 1$ и $M/m \gg 1$, кпд $\eta \rightarrow k$. Например,

при $u/(2k\varepsilon)^{1/2} = 5$ имеем $\eta = 0,95 k$. При $M/m \gg 1$ полный кпд приближается к термическому, следовательно, путевой кпд ЛРД стремится к единице. Для обычной ракеты при $M/m \gg 1$ путевой кпд стремится к нулю [3].

Используя (4.1) и известную формулу Циолковского [3], можно показать, что при одинаковом термическом кпд сопла энергетическая эффективность ЛРД существенно лучше, чем у обычной ракеты. Например, при $M/m = 100$ полный кпд ЛРД в ~ 5 раз больше, чем полный кпд ракеты.

5. В качестве примера применения полученных соотношений оценим параметры ЛРД, необходимые для ускорения массы $m = 1$ кг до первой космической скорости $u = 8$ км/с. Задав $\varepsilon = 4$ МДж/кг [4], $k = 0,5$, получаем массу заряда $M = 20$ кг, кпд $\eta = 0,4$. Приняв наружный и внутренний радиусы заряда 27 и 25 мм, а его плотность 10^3 кг/м³, имеем длину ускорителя ~ 60 м, среднее давление на хвостовой конус ~ 230 МПа, ускорение тела $\sim 5 \cdot 10^5$ м/с². Условия (2.1) и (3.7) выполнены, например, при $\tan \alpha = 0,1$ и $D = 3$ км/с. Важные вопросы устойчивости движения и прочности устройства такого типа должны быть предметом специального рассмотрения.

В [5] обсуждается возможность прямого запуска тел в космос с помощью электромагнитного рельсового ускорителя, запитываемого от магнитно-кумулятивных взрывных генераторов, т. е. с использованием энергии взрыва. Энергетические характеристики ЛРД для достижения той же цели представляются существенно лучшими, а устройство более простым.

6. Приведенные соотношения описывают основные энергетические характеристики ЛРД, которые можно установить на основе законов сохранения и одномерной теории сопла. Для более точных расчетов, необходимость которых связана в первую очередь с уточнением условия (3.7), требуется численное решение уравнений для двумерного течения продуктов взрыва в кольцевом сопле с учетом движения хвостового конуса и с краевыми условиями, задаваемыми на фронте волны детонации. В рамках такого подхода желательно учесть также трение и теплопроводность.

Существенно больший кпд ЛРД по сравнению с обычной ракетой не вызывает удивления, так как это предопределено принципиальными особенностями его конструкции. В обычной ракете топливо находится на борту ракеты и ему сообщается большая скорость относительно точки старта. Например, если конечная скорость ракеты 8 км/с, то значительной массе топлива приходится сообщать скорость более 7 км/с. На ускорение топлива необходимо затратить большую энергию. В ЛРД этот немалый расход энергии исключен, что является его несомненным преимуществом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kern W. K., Null F. E. Explosive linear acceleration: Пат. 3031933, США, F 41 f 1/00.
2. Korr A. L., Walker E. H. Muzzle attachment for accelerating a projectile: Пат. 3880044, США, F 41 f 1/00.
3. Федосьев В. И., Снигирев Г. В. Введение в ракетную технику.—М.: Оборонгиз, 1969
4. Баум Ф. А., Станюкович К. П., Шехтер Б. И. Физика взрыва.—М.: Физматгиз, 1969.
5. Hawke R. S., Brooks A. L., Fowler C. M., Peterson D. R. Electromagnetic railgun launchers: direct launch feasibility // AIAA J.— 1982.— V. 20, N 7.

г. Днепропетровск

Поступила 20/VII 1986 г.,
в окончательном варианте — 15/II 1989 г.