

В.Н. Тищенко

ЛАЗЕРНО-МИКРОВОЛНОВЫЙ РАЗРЯД ДЛЯ УПРАВЛЕНИЯ ПОЛЕТОМ СВЕРХЗВУКОВЫХ ТЕЛ

Впервые рассмотрен новый тип разряда – лазерно-микроволновый разряд (ЛМР) с высокой скоростью движения в газе ($\sim 0,4 \div 3$ км/с), дистанционным, бесконтактным энергоподводом. Лазерное излучение создает канал, в котором поглощается более мощное микроволновое излучение. Движение ЛМР достигается перемещением фокальных областей пучков. Приближенная модель ЛМР основана на экспериментальных данных. Относительные энергозатраты на ЛМР малы, что свидетельствует о возможности его использования в перспективных методах управления полетом сверхзвуковых тел.

В работах [1–3] впервые осуществлен квазинепрерывный оптический пульсирующий разряд в сверхзвуковом потоке аргона, показана возможность использования такого разряда для снижения аэродинамического сопротивления малоразмерного тела в ~ 2 раза. С целью продвижения в диапазоне больших мощностей изучалась возможность комбинированного использования лазерного и более мощного микроволнового излучения. В настоящей статье впервые приведены схема лазерно-микроволнового разряда (ЛМР) и его эмпирическая модель. Определены некоторые свойства ЛМР и энергетические условия его существования и движения в атмосфере. Экспериментальные данные о микроволновом разряде в распадающейся лазерной плазме частично представлены в [4].

Формирование ЛМР

Фокальная область импульсно-периодического лазерного излучения движется относительно окружающего газа со скоростью V в направлении оси луча. Каждый лазерный импульс производит оптический пробой газа вблизи фокуса. Длина L лазерной плазмы существенно превышает радиус. Если за время паузы между импульсами $\sim 1/f$ фокус луча смещается на расстояние L (т.е. выполняется $fL/V \cong 1$), то отдельные оптические пробои образуют неразрывный канал, длина которого ограничена охлаждением (f – частота следования лазерных импульсов).

Импульсно-периодическое микроволновое излучение вводится в канал через его боковую поверхность. Параметры пучка таковы, что микроволновый разряд локализован в канале. Существуют условия, при которых микроволновое излучение компенсирует охлаждение среды в канале. В этом случае температура и проводимость среды в канале могут устанавливаться на оптимальном для поглощения уровне, что открывает возможность существенного увеличения мощности и длины ЛМР. Вдоль канала движется поле микроволнового излучения. При длине канала $L_c \gg L$ и при слабом взаимодействии областей отдельных оптических пробоев (в основном через ударные волны) распределение параметров

ЛМР в канале можно изучать на основе исследования взаимодействия микроволнового излучения с распадающейся плазмой одиночного оптического пробоя. Далее, заменяя t на Z/V , можно получить динамику среды в канале. Значение $Z = 0$ соответствует фокальной точке лазерного пучка.

Создание канала под действием лазерного излучения

Можно выделить три стадии с характерными временами, различающимися более чем на порядок.

1. Нагрев и ионизация оптическим излучением за время $t_1 \ll r_1/c_0 \cong 2$ мкс (r_1 – характерный радиус оптического пробоя $\sim 0,3$ см, c_0 – скорость звука в невозмущенном газе).

2. Тепловое расширение (взрыв) лазерной плазмы при $t_1 < t \leq t_2 \leq r_2/c_0$. При $t \cong t_2$ давление в каверне уменьшается до давления невозмущенного газа ($r_2(t_2)$ – радиус границы каверны).

3. $t_2 < t < 10t_3 \cong 3$ мс, изобарическое расширение каверны, температура газа ~ 4000 К, плотность мала, граница движется со скоростью несколько метров в секунду, к моменту времени $t \geq 10t_3$ плотность и температура среды в каверне становятся равными их значениям в невозмущенном газе.

4. Стадия долго живущих мелкомасштабных вихревых структур t_4 . Типичные значения характерных времен равны $t_1 \cong 1$ мкс, $t_2 \cong 10$ мкс, $t_3 \cong 0,3$ мс, $t_4 \geq 20$ мс (см. ниже). Большое различие значений t_i позволяет разделить процессы и получить приближенные соотношения модели ЛМР.

I. Оптический пробой

Оптический пробой газа начинается в фокальной области, где интенсивность лазерного излучения максимальна и должна превышать пороговое значение. Плазменный фронт движется навстречу излучению. Порог пробоя и механизм распространения пробоя сильно зависят от длины волны излучения. В данной статье, так же как и в [4], рассматривается пробой под действием излучения CO_2 -лазера ($\lambda \cong 10,6$ мкм) длительностью ~ 1 мкс.

Для формирования неразрывного канала необходимо выбрать оптимальную энергию Q излучения одиночного лазерного импульса и угол фокусировки луча $\alpha = d/F$ (d – диаметр луча на фокусирующей линзе, F – расстояние от линзы до фокуса). Минимальное значение Q ограничено порогом пробоя $Q > Q_0$. Максимальное значение Q и минимальный угол α ограничены условием неразрывности оптического пробоя. В то же время погонный энергозатрат (на единицу длины пробоя Q/L) не должен быть мал (см. ниже), что необходимо для создания канала с диаметром, сравнимым с длиной волны микроволнового излучения $\lambda \cong 3$ см. Из экспериментов следует, что в одномодовом пучке при $\alpha < 0,05$ оптический пробой неразрывен при Q , незначительно превышающем значение $Q_0 \cong 0,5 \div 1$ Дж. При больших значениях Q пробой состоит из отдельных плазменных образований с характерным диаметром ~ 1 см. Такая структура образуется в результате инициирования пробоя на частицах аэрозоля при интенсивности излучения в пучке ≥ 100 МВт/см². При $\alpha \cong 0,1$ пробой близок к неразрывному при $Q_0 \leq Q \leq 7$ Дж. Максимальное значение $\alpha = 0,1$ ограничено техническими причинами: необходимостью использования фокусирующей линзы большого диаметра.

Длина L неразрывного оптического пробоя газа может зависеть от механизма распространения плазменного фронта в процессе развития пробоя. В указанном выше диапазоне энергий наиболее вероятным является режим светодетонационной волны. Для этого случая получено аналитическое выражение для L и погонной плотности энергии излучения, поглощаемой на единице длины пробоя:

$$L = \frac{b_i}{\alpha} \left(\frac{W_L}{P_0} \right)^{1/2} \left\{ 6,3 + \ln P_0 + \ln \left[b_i \left(\frac{W_L}{P_0} \right)^{1/2} (6,3 + \ln P_0)^{3/4} \right] \right\}^{3/4};$$

$$g(Z) = 1,2 \cdot 10^{-4} W_L^{2/3} (Z\alpha)^{2/3} \left(\frac{A}{\gamma^2 - 1} \right)^{1/3}; \quad (1)$$

$$b_i = \frac{A^{1/4} (\gamma - 1)^{5/4}}{F^{3/4} (\gamma + 1)}.$$

Здесь $Z \leq L$; A, I, γ – атомный вес газа, потенциал ионизации (К), показатель адиабаты. Через давление P_0 невозмущенного газа выражена его концентрация при $T_0 \cong 300$ К. Мощность лазерного излучения W_L постоянна в течение всего импульса, а длительность не менее времени срыва режима распространения светодетонационной волны:

$$t_i = 4,5 \cdot 10^{-5} b_i^{5/3} \left(\frac{W_L}{P_0} \right)^{1/2} \left(\frac{A}{\gamma^2 - 1} \right)^{1/3} \alpha^{-1} \left\{ 6,3 + \ln P_0 + \ln \left[b_i \left(\frac{W_L}{P_0} \right)^{1/2} (6,3 + \ln P_0)^{3/4} \right] \right\}^{5/4}.$$

Если длительность излучения t_j меньше значения t_i , то длина оптического пробоя равна:

$$L = 360 \alpha^{-2/5} \left(\frac{\gamma^2 - 1}{A} \right)^{1/5} \left(\frac{W_L}{P_0} \right)^{1/5} t_j^{3/5} =$$

$$= 360 \alpha^{-2/5} \left(\frac{\gamma^2 - 1}{A} \right)^{1/5} \left(\frac{Q}{P_0} \right)^{1/5} t_j^{2/5}.$$

Отметим, что величина αL соответствует максимальному диаметру зоны оптического пробоя.

Экспериментальные данные можно аппроксимировать следующими выражениями.

Одномодовое излучение, $P_0 = 1$ атм, $\alpha = 0,1$:

$$L = 2,2 Q^{1/2} \text{ (см)}; d_p = 0,6 Q^{0,77}.$$

Многомодовое излучение:

$$L = 1,6 Q^{0,4} / P_0^{0,1};$$

$$d_p = 0,66 Q^{0,45};$$

$$Q_0 = 0,3 / P_0^{0,43} \text{ – порог пробоя.}$$

Величина d_p соответствует диаметру свечения расширившейся лазерной плазмы при $t \cong 20$ мкс.

Таким образом, при формировании канала в качестве оптимальных можно указать следующие параметры лазерного излучения: $Q \cong 5$ Дж, $\alpha \cong 0,1$, $L \cong 5$ см, $Q/L \cong 1$ Дж/см. Длительность излучения должна быть $t_r \cong 1 \div 2$ мкс. Оптический пульсирующий разряд, движущийся со скоростью V , создает неразрывный канал разрежения, если частота f и средняя мощность импульсно-периодического лазерного излучения удовлетворяют условиям

$$f = V/L = 0,45 V / Q^{1/2} \text{ (Гц)};$$

$$W_1 = 0,45 V Q^{1/2} \text{ (Вт)}.$$

Здесь V в см/с, а излучение одномодовое.

II. Сверхзвуковое расширение лазерной плазмы

Основные характеристики этой стадии: вначале $t \cong t_1 - T > 10^4$ К, далее сверхзвуковое расширение плазмы, завершающееся при $t = t_2$ выравниванием давления в каверне и окружающей газовой среде. При $t \cong t_2$ ударная волна отходит от границы каверны. Плотность среды в каверне падает в $10 \div 20$ раз, а температура снижается согласно измерениям [11] до ~ 8000 К. Концентрация электронов на этой стадии много больше критической для микроволнового излучения. Для построения приближенной модели неразрывного канала и ЛМР в целом необходимо знать параметры каверны (радиус, температура).

Зависимость этих величин от параметров среды и лазерного излучения можно получить в приближении

цилиндрического сильного взрыва. При $t \leq t_1$ отношение максимального диаметра к длине оптического пробоя мало: $2r_1/L = \alpha \leq 0,1$.

Скорость движения ударной волны D можно определить из соотношения для цилиндрического точечного взрыва [6]

$$\frac{r}{r^*} = \frac{k_1}{M - (1/M)};$$

$$k_1 = [(\gamma - 1)/\pi]^{1/2} (\gamma + 1)/2\gamma,$$

где $M = D/c_0$ – число Маха; $r^* = (Q/LP_0)^{1/2}$ – динамическая длина.

Зависимость M от r/r^* отличается от экспериментальных данных, полученных в широком диапазоне давлений ($P_0 \cong 0,05 \div 1$ атм) и энергии излучения. Это обусловлено тем, что взрыв не является точечным. Экспериментальные данные хорошо ложатся на одну кривую. При $r/r^* \geq 0,1$ экспериментальная M_1 и теоретическая M связаны соотношением $M_1 = 1,6M - 0,6$. В области $r/r^* < 0,1$ $M > M_1 \cong 5$, так как здесь формируется ударная волна. При $r/r^* \geq 1$ скорость ударной волны уменьшается до $M_1 \cong 1,2 \div 1,3$ и, кроме того, цилиндрическая ударная волна перестраивается в сферическую.

К моменту времени $t \cong t_2$ давление среды в каверне уменьшается до давления невозмущенного газа, скорость плазменной границы резко уменьшается до нескольких метров в секунду, ударная волна отходит от плазменной каверны, унося значительную часть энергии.

Радиус каверны r_2 при $t \cong t_2$ можно определить использованием теории [6]:

$$r_2 = \frac{1}{2} \left[\frac{120(\gamma - 1) \alpha^{2(\gamma - 1)} Q}{\pi P_0 L^{3 - 2\gamma}} \right]^{1/2\gamma}.$$

Для зависимости $L = 2,2 \sqrt{Q/P_0^{0,1}}$ получим

$$r_2 = 1,1 [3,6 b(\gamma - 1)]^{1/2\gamma} \alpha^{1 - (1/\gamma)} \frac{Q^{1/2[1 - (1/2\gamma)]}}{P_0^{0,35/\gamma}}.$$

Здесь $b \cong 0,9$ – коэффициент, учитывающий потери на излучение плазмы. Граница каверны достигает радиуса r_2 в момент времени $t_2 \cong t_1 + r_2/(2c_0)$. Значение r_2 на ~20% больше измеренного в [2, 4], где энергия лазерного излучения была ~0,1 и 15 Дж соответственно. При оптимальных для ЛМР $Q \cong 5$ Дж радиус равен $\approx 0,9$ см, а длительность стадии сверхзвукового расширения ~15÷20 мкс. В интервале времени $t = t_1 \div t_2$ температура и концентрация частиц в каверне уменьшаются до значений

$$T_2 = \frac{200}{(\gamma - 1)^{1 - (1/\gamma)}} \left\{ \frac{3}{P_0^{0,7} Q^{0,5} \alpha^2} \right\}^{1/\gamma}; \quad N_2 = N_0 T_0/T_2.$$

Для условия ЛМР получим $T_2 \cong 8000$ К и $N_2 \cong 0,04 N_0 \cong 10^{18}$ см⁻³. Это значение T_2 близко к измеренному в [11], где наблюдалась слабая зависимость T_2 от Q .

Ударная волна отходит от границы каверны при $t \cong t_2$, унося долю энергии

$$E_s/Q = 1 - \left[\frac{\pi \alpha^2 P_0 L^3}{118b(\gamma - 1)Q} \right]^{1 - (1/\gamma)}.$$

При $\alpha = 0,1$; $\gamma \cong 1,18$; $b = 0,8$; $L \cong 2,2 \sqrt{Q/P_0^{0,1}}$ получим

$$E_s/Q = 1 - 0,5 Q^{0,075} P_0^{0,1}.$$

При $Q \cong 5$ Дж, $P_0 = 1$ атм следует, что ударная волна уносит ~38% энергии лазерного излучения, поглощенного в плазме оптического пробоя газа. Экспериментальное значение E_s/Q равно 20÷30%.

В ЛМР ударные волны отдельных пробоев формируют единую ударную волну в виде конуса, вершина которого находится в фокальной точке лазерного луча. Угол β между осью Z оптического излучения и образующей конуса определяется из соотношения $\text{tg } \beta = c_0/V$ (V – скорость движения фокуса относительно газа).

III. Изобарическая стадия распада лазерной плазмы

В течение $t_2 < t \leq 10 t_3 \cong 3$ мс температура в каверне понижается от $T_2 \cong 8000$ К до температуры окружающего газа $T_0 \cong 300$ К, а плотность среды растет. Основной механизм охлаждения – турбулентный теплоперенос. Мелкомасштабная структура плотности наблюдается как при $t \cong t_1 \cong 2$ мкс, так и через большое время >3 мс, когда усредненные значения температуры и плотности среды в каверне выравнивались с окружающим газом [4].

Турбулентность оптического пульсирующего разряда, горящего перед сверхзвуковым телом, может влиять на его аэродинамические характеристики: ограничивать длину канала разрежения и турбулизовать набегающий поток. В известных работах по управлению обтеканием тел это явление не рассматривалось [7–10].

Изобарическая стадия распада наиболее сложна для точного теоретического описания. При охлаждении среды от 8000 до 1000 К происходят сложные физико-химические и газодинамические явления. Однако для оценки энергетике разряда можно воспользоваться эмпирическими соотношениями, основанными на измерениях эффективного времени t_3 охлаждения среды одиночного пробоя. В [11] t_3 и эффективная температуропроводность ϕ определялись по измерениям температуры $T(t)$ каверны. В [4] t_3 и ϕ получены из теневых измерений характерного радиуса каверны $R_c(t)$ и с использованием соотношения для R_c :

$$R_c(t) = r_2[1 + (t - t_2)/t_3]^{1/2} r_2 \psi^{1/2},$$

с хорошей точностью совпадающего с экспериментальными данными. В эксперименте [4] по измеренным r_2 , t_2 , $R_c(t)$ найдено характерное время t_3 , которое согласно [11] соответствует уменьшению температуры в ~ 2 раза от уровня T_2 . В воздухе $t_3 \cong 1,74 \cdot 10^{-4} Q^{0,25}$ с, а в аргоне $t_3 \cong 1,63 \cdot 10^{-4} (Q/L)^{0,5}$ (давление близко к атмосферному). Эффективная температуропроводность связана с t_3 соотношением

$$\phi = r_2^2 / 4t_3.$$

Динамику охлаждения цилиндра можно получить из упрощенной модели (аналогично [11]), решая уравнение теплопроводности с ϕ , полученным по указанному методу. Решение можно представить в виде

$$T(r,t) = T(t_2) \psi^{-1} \exp(-1,75 (r/R_c)^2).$$

Концентрация частиц в каверне находится из условия равенства давлений и равна $N = N_0 T_0 / T$. Концентрацию электронов можно определить из уравнения Саха с учетом T и N :

$$n_e = 6,3 \cdot 10^9 (N_0 T_0 G_+ / G_a)^{1/2} (T_2 / \psi)^{1/4} \times \\ \times \exp[-0,44 (r/R_c)^2 - I/2T].$$

Эти выражения определяют радиус каверны, температуру, концентрации молекул (атомов) и электронов в ней. Производя в них замену t на Z/V , можно получить распределение указанных параметров вдоль канала, формируемого при импульсно-периодическом оптическом пробое среды. Длина L_c неразрывного канала определяется временем охлаждения t_3 и скоростью перемещения ЛМР относительно газа: $L_c = V(t_2 + 10t_3)$, причем его плазменная часть имеет длину $L_p = V(t_2 + t_3)$. При $0 \leq Z \leq L_p$ температура больше 4000 К и концентрация электронов $\geq 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Зависимость t_1 и t_2 от энергии лазерного излучения представлена выше.

Если необходим канал длиной L_c , то частота повторения импульсов лазерного излучения и средняя мощность должны удовлетворять требованиям

$$f = 3,8 \cdot 10^{-7} V^{3,2} / L_c^{2,2} \text{ (Гц)};$$

$$\tilde{W} = 4,2 \cdot 10^4 L_c^{1,8} / V^{0,8} \text{ (Вт)}.$$

Здесь V в см/с, L_c в см.

Таким образом, лазерное излучение может создавать канал с низкой концентрацией частиц $N/N_0 \leq 0,1$, высокой температурой ~ 5000 К. Длина канала может быть несколько метров, а диаметр – менее 10 см.

Микроволновый разряд в лазерной плазме

Микроволновый разряд локализован в канале при следующих условиях: самоподдерживающийся,

низкопороговый разряд (скорость его фронта $\sim 10^4 \div 10^5$ см/с) не распространяется навстречу лучу, т.е. длительность импульса должна быть ≤ 5 мкс. Интенсивность импульса ниже порога пробоя газа вне каверны, но достаточна для пробоя среды в канале при $L_p < Z < L_c$. Частота следования импульсов $f_2 \leq 30$ кГц ограничивается требованием прозрачности канала для проходящего лазерного излучения. В плазменной части канала $Z \leq L_p$ возможен как несамостоятельный, так и самостоятельный микроволновый разряд диффузного типа [4]. При $L_p < Z < L_c$ концентрация плазмы много меньше критической для микроволн сантиметрового диапазона $\lambda \cong 2 \div 5$ см. Здесь возможен лишь самостоятельный разряд диффузного или искрового типа (зависит от интенсивности поля в канале). Импульсно-периодическое микроволновое излучение фокусируется аксионом на всю длину канала L_c . В этом случае средняя мощность микроволнового разряда в канале равна

$$W' \cong 3,7 \cdot 10^{-3} \eta V J \tau f_2 Q^{1/2} \text{ (Вт)}.$$

Здесь J , τ , f_2 – интенсивность на поверхности канала, длительность и частота следования импульсов; $\eta \cong 0,7$ – эффективность поглощения. Энергия излучения одного импульса равна $Q' \cong 3,7 \cdot 10^{-3} V J \tau Q^{1/2}$ (Дж). Энергетическую эффективность лазерно-микроволнового разряда можно характеризовать отношением W' к средней мощности лазерного излучения, необходимой для создания канала $W'/W_L \cong 8,2 \cdot 10^{-3} \eta J \tau f_2$. При атмосферном давлении газа $J = 1 \div 2 \cdot 10^4$ Вт/см² величина W' ограничена протяженностью канала. Для снятия этого ограничения необходимо стабилизировать температуру в канале при $Z \geq L_1$ на оптимальном для поглощения уровне $T \cong 4500$ К (зависит от λ и частоты столкновения электронов с молекулами газа). Это возможно, если энергоподвод микроволнового излучения компенсирует турбулентное охлаждение канала. Средняя мощность, поглощаемая на единице длины канала, должна быть $W'' \cong 4 \cdot 10^3 Q^{1/4}$ Вт/см, протяженность (вдоль Z) энергопровода микроволнового пучка $L_b = 2,5 \cdot 10^{-4} W'' / Q^{1/4}$ (см) (W'' – требуемая мощность ЛМР). Экспериментальные результаты по микроволновому разряду в распадающейся лазерной плазме в воздухе и аргоне представлены в [4].

В заключение оценим условия, при которых ЛМР может эффективно использоваться для управления полетом сверхзвукового тела. Допустим, в атмосфере движется тело диаметром d_a со скоростью V и при малых углах атаки. Из ряда теоретических работ известно, что для снижения аэродинамического сопротивления тела необходимо на некотором расстоянии от тела создавать канал с пониженной плотностью газа или мощный тепловой поток. Его оптимальная длина L_c может быть связана с диаметром $d_a - L_c = k_a d_a$, где $k_a \cong 2 \div 3$. В качестве условия эф-

фактивности метода примем малость энергии излучения по сравнению с кинетической энергией газового потока, проходящего через сечение, равное поперечному сечению тела $\pi d_a^2/4$. При использовании лишь лазерного излучения скорость V должна удовлетворять условию:

$$V \geq \frac{1500 k_a^{0,47}}{(\psi_0 \rho_0)^{0,26} d_a^{0,053}},$$

где ρ_0 – плотность газа в потоке; ψ_0 – отношение мощностей лазерного излучения и потока. Величина ψ должна быть мала $\sim 0,001$. Следовательно, число Маха должно быть достаточно велико: $M \geq 3$. При $d_a \geq 1,5$ м требования к лазерному излучению трудно реализуемы. В этом случае необходим лазерно-микроволновый разряд, причем скорость тела должна быть

$$V \geq 5000 \left(\frac{k_a}{\psi_2 d_a \rho_0} \right)^{1/3} \cong 10^5 \text{ см/с}.$$

Здесь $\psi_2 \cong 10^{-3}$ и равно отношению мощности ЛМР к мощности потока.

Таким образом, комбинированное использование лазерного и микроволнового излучений позволяет создать новый тип разряда, который, обладая большой мощностью, может перемещаться в атмо-

сфере со сверхзвуковой скоростью и формировать протяженные (\sim несколько метров) каналы турбулентной среды с пониженной плотностью и высокой температурой. Малость относительных энергозатрат на создание ЛМР свидетельствует о возможности его использования в перспективных методах управления полетом высокоскоростных тел.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект 96–01–01464.

1. Третьяков П.К., Грачев Г.Н., Иванченко Ф.И. и др. // ДАН. 1994. Т. 336. N 4. С. 466–467.
2. Grachev G.N., Ponomarenko A.G., Tischenko V.N. et. al. // Laser Physics. 1996. V. 6. N 2. P. 376–379.
3. Третьяков П.К., Гаранин А.Ф., Грачев Г.Н. и др. // ДАН. 1996. Т. 351. N 3. С. 339–340.
4. Тищенко В.Н., Антонов В.М., Мелехов А.В. и др. // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22. В. 24. С. 30–34.
5. Коробейников В.П. Задачи теории точечного взрыва // Труды Математического института имени В.А. Стеклова. М.: Наука, 1973. С. 277.
6. Станюкович К.П. Физика взрыва. М.: Наука, 1975. 704 с.
7. Георгиевский П.Ю., Левин В.А. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 8. С. 681–687.
8. Nemchinov I.V., Artem'ev V.I., Bergelson V.I. et. al. // Shock Waves. 1994. N 4. P. 35–40.
9. Борзов В.Ю., Михайлов В.М., Рыбка И.В. и др. // ИФЖ. 1994. Т. 66. Вып. 5. С. 515–520.
10. Murabo L.N., Raizer Yu. P.. AIAA Paper 94–2451.
11. Кабанов С.Н., Маслова Л.И., Тархова Т.И. и др. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 6. С. 37–41.

Институт лазерной физики СО РАН,
Новосибирск

Поступила в редакцию
15 октября 1997 г.

V.N. Tischenko. A Laser-Microwave Discharge for Control over the Flight of Supersonic Bodies.

For the first time a new type of discharge – a laser-microwave discharge (LMD) with high velocity of motion in gas ($\sim 0,4$ – 3 km/s) and distant contactless energy supply has been considered. Laser radiation creates a channel where more intense microwave radiation is being absorbed. The LMD motion occurs due to travel of focal areas of the beams. An approximated model of LMD has been created on the basis of the experimental data. Relative energy expenses for the LMD generation are small that makes it possible to use it in promising methods of control over the flight of supersonic bodies.