

ДИАГНОСТИКА АКТИВНОЙ СРЕДЫ КИСЛОРОДНО-ЙОДНОГО ЛАЗЕРА МЕТОДОМ ДИОДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

© 2001 М.В. Загидуллин¹, В.Д. Николаев¹, М.И. Свистун¹, Н.А.Хватов¹
Б.Т. Андерсон², Р.Ф. Тейт², Г.Д. Хейгер²

¹Самарский филиал Физического Института им. П.Н. Лебедева РАН

²Исследовательские лаборатории ВВС, г. Альбукерк, США

Методом диодной лазерной спектроскопии высокого разрешения определены коэффициент усиления, температура и абсолютная скорость сверхзвуковой активной кислородно-йодной среды, формируемой эжекторным сопловым блоком. Более высокая температура рабочего раствора в генераторе синглетного кислорода приводит к уменьшению коэффициента усиления, росту потерь синглетного кислорода, росту выделяемой тепловой мощности в активной среде и соответственно к росту температуры активной среды. Абсолютная скорость потока при этом изменяется слабо, а число Маха потока уменьшается. Инверсная населенность и эффективности диссоциации молекулярного йода падает с ростом содержания паров воды. Коэффициент усиления дополнительно уменьшается вследствие роста ширины доплеровской составляющей в спектре усиления. Тем не менее, основной вклад в потери $O_2(^1\Delta)$ и нагрев активной среды вносит тушение возбужденного атома йода молекулярным йодом, а не парами воды. При температуре раствора в ГСК -20°C коэффициент усиления достигает значения более $7 \times 10^{-3} \text{см}^{-1}$, а потери $O_2(^1\Delta)$ составляют 0,20. При температуре -4°C коэффициент усиления уменьшается до $5 \times 10^{-3} \text{см}^{-1}$, а потери $O_2(^1\Delta)$ увеличиваются до 0,22. Энергия, потенциально извлекаемая в излучение кислородно-йодного лазера, слабо изменяется с ростом температуры раствора. Однако, уменьшение коэффициента усиления с ростом температуры раствора в ГСК может значительно уменьшить полную энергетическую эффективность лазера.

Введение

Источником энергии химического кислородно-йодного лазера является электронно-возбужденный синглетный кислород $O_2(^1\Delta)$, который образуется в результате химической реакции хлора с щелочным раствором перекиси водорода [1]. Обычно начальная температура щелочного раствора перекиси водорода ниже -20°C . Реакция образования $O_2(^1\Delta)$ сопровождается выделением тепла и ведет к нагреву раствора и росту содержания паров воды в кислороде. Пары воды негативно влияют на процесс формирования активной кислородно-йодной среды, когда происходит смешение $O_2(^1\Delta)$ с молекулярным йодом и отрицательно сказываются на коэффициенте усиления и запасенной энергии в активной кислородно-йодной среде [2].

В работе [3] продемонстрирована высокая эффективность ($\sim 20\%$) работы кислородно-йодного лазера с высоким полным давлением активной среды в резонаторе. Активная среда формируется эжекторным сопловым блоком, на выходе которого происходит

сверхзвуковое смешение трех потоков, функционально выполняющие разные роли. Синглетный кислород, источник энергии лазера, поступает на эжекторную сопловую блок из струйного генератора синглетного кислорода (ГСК) и вытекает в камеру смешения через ряд щелей с числом Маха ~ 1 . Высоконапорный первичный азот, несущий основной импульс, втекает в камеру смешения через ряд цилиндрических сопел и на коротком расстоянии разгоняется до чисел Маха > 2 . Между двумя потоками инжектируется слабонапорный поток смеси азота с молекулярным йодом. В работе [3] показано, что на длине в несколько сантиметров происходит практически полное перемешивание всех трех потоков. Разработанный сопловый блок позволяет получать активную кислородно-йодную среду с высоким полным давлением и возможностью эффективного восстановления давления в сверхзвуковом диффузоре.

В настоящей работе проведена спектральная диагностика активной среды, формируемой эжекторным сопловым блоком. Ме-

тод диодной лазерной спектроскопии высокого разрешения успешно используется для определения коэффициента усиления, температуры активной среды кислородно-йодного лазера и коэффициентов ударного уширения лазерного перехода [4-6]. Целью настоящей работы являлось определение усилительных и газодинамических параметров активной среды, формируемой эжекторным сопловым блоком, в зависимости от температуры раствора в ГСК.

Эксперимент и диагностика

На рис.1 представлена схема установки для определения параметров активной среды, формируемой эжекторным сопловым блоком сверхзвукового кислородно-йодного лазера.

Подробно процесс работы кислородно-йодного лазера с эжекторным сопловым блоком описан в работе [3]. Активная среда формируется сопловым блоком, в который подаются высоконапорный азот, смесь азота с парами йода и синглетный кислород $O_2(^1\Delta)$. Синглетный кислород $O_2(^1\Delta)$ образуется в струйном генераторе синглетного кислорода (СГСК) в результате химической реакции потока хлора со струями щелочного раствора перекиси водорода как это описано в работе [7]. Утилизация хлора составляла примерно 95%, а выход $O_2(^1\Delta)$ $Y_0 \approx 0,6$ при расходе хлора через ГСК $G_0 = 39,2$ ммоль/с. Сегмент эжекторного соплового блока представлен на рис.2. Пройдя переходную камеру между ГСК и сопловым блоком кислород, втекает в камеру смешения через 7 плоских щелей высо-

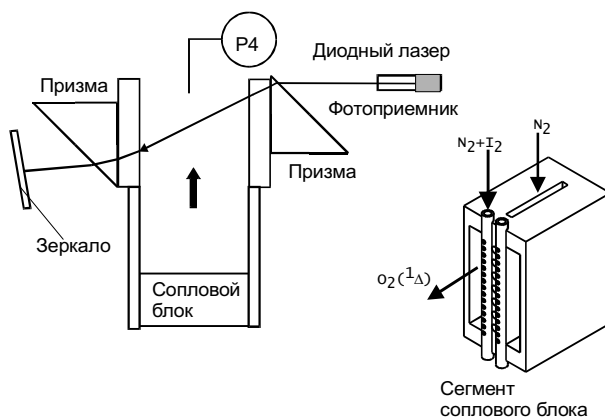


Рис. 1. Схема спектральной диагностики активной среды и сегмент соплового блока

той 15 мм и шириной 2,5 мм, расположенных в сопловом блоке с периодом 6,5 мм. Высоконапорный азот (первичный) при комнатной температуре втекает в смесительную камеру через 56 цилиндрических каналов диаметром 1мм, расположенных в 8 рядах. Смесь вторичного азота с парами йода, нагретая до 70°C , инжигировалась в камеру смешения через 240 отверстий диаметром 0,5 мм просверленных в 14 тонкостенных никелевых трубках, расположенных между кислородными и азотными соплами. Свободные газовые струи из каждого массива сопел свободно расширяются и смешиваются в смесительной камере. Смесительная камера имеет начальную высоту 16 мм и ширину 50 мм. Затем на расстоянии 11 мм от соплового блока большие стенки смесительной камеры повернуты относительно оси камеры на 2° , так что на расстоянии 64 мм от соплового блока высота смесительной камеры ~ 20 мм. Боковыми стенками смесительной камеры являлись оптические клинья, с углом при вершине 3° , через которые вводился луч диагностического диодного лазера. Откачка активной среды осуществлялась механическим насосом АВЗ-125. Для создания на короткое время большей объемной скорости прокачки газовой среды открывалась бочка объемом 4 м^3 , которая предварительно откачивалась до давления ниже 1 мм рт.ст.. Во время пуска газов через сопловый блок измерялись давления P_1 в СГСК, P_2 - перед кислородными соплами, пристеночное давление P_3 в камере смешения и давление P_4 в трубке Пито. Отверстие для измерения давления P_3 расположено в стенке смесительной камеры на расстоянии 64 мм от соплового блока. Конец трубки Пито располагался в центре поперечного сечения смесительной камеры на расстоянии 2,25 см ниже по потоку от отверстия для датчика давления P_3 .

Для исследования спектра усиления активной кислородно-йодной среды был использован измерительный комплекс диодной лазерной спектроскопии высокого разрешения фирмы Physical Science Inc, настроенный на резонансную частоту сильнейшего перехода атома йода $^2P_{1/2}(F=3) \rightarrow ^2P_{3/2}(F=4)$. Форма спектра излучения диодного лазера была

близка к лоренцовской с шириной $W_{\lambda} = 8$ МГц. Сканирование спектра осуществлялось в пределах ± 1500 МГц относительно центра линии ${}^2P_{1/2}(F=3) \rightarrow {}^2P_{3/2}(F=4)$.

Коэффициент усиления слабого сигнала на этом переходе равен

$$g(X) = \frac{7}{12} \Delta N \frac{A \lambda^2}{8\pi} \Phi(X), \quad (1)$$

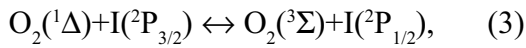
где ΔN полная инверсная заселенность на переходе ${}^2P_{1/2} \rightarrow {}^2P_{3/2}$, $A = 5,1 \text{ с}^{-1}$ вероятность перехода ${}^2P_{1/2}(F=3) \rightarrow {}^2P_{3/2}(F=4)$, $\lambda = 1,315 \times 10^{-4}$ см - длина волны излучения, $X = (v - v_0)$ - частота излучения относительно центра линии. Полная инверсная населенность:

$$\Delta N = [I(^2P_{1/2})] - 0.5[I(^2P_{3/2})] = f(T, Y) N_I, \quad (2)$$

где $f(T, Y)$ функция температуры T и содержания $O_2(^1\Delta)$ $Y = [O_2(^1\Delta)] / [O_2]$ в активной среде

$$f(T, Y) = \frac{(Y - Y_{th})(K_{eq} + 0.5)}{(K_{eq} - 1)Y + 1},$$

N_I - концентрация атомарного йода, $K_{eq} = 0,75 \exp(401/T)$ - константа равновесия обмена



а $Y_{th} = (2K_{eq} + 1)^{-1}$ пороговая доля $O_2(^1\Delta)$, при которой инверсия обращается в ноль.

При действии только ударного и доплеровского механизмов уширения спектральной линии полный форм-фактор $\Phi(X)$ является функцией Фойхта [8],

$$\Phi(X) = \sqrt{\frac{\ln(2)}{\pi}} \frac{W_L}{\pi W_D} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-Z^2 4 \ln 2 / W_D^2)}{(X - Z)^2 + \left(\frac{W_L}{2}\right)^2} dZ. \quad (4)$$

Ударная ширина W_L пропорциональна статическому давлению в потоке $W_L = \alpha(T)P$, где $\alpha(T)$ коэффициент, зависящий от температуры. Полная доплеровская ширина равна

$$W_D (\text{МГц}) = 14,49 \sqrt{T}, \quad (5)$$

где T - абсолютная температура в °К. Для пробного луча, направленного под углом φ к нормали скорости потока, спектр усиления из-за эффекта Доплера сдвигается на величину $dW = \sin(\varphi)U/\lambda$, где U - абсолютная скорость

активной среды.

Луч диодного лазера отклонялся призмой на угол $\varphi = 27,5^\circ$ к нормали скорости потока и входил в смесительную камеру на расстоянии 81 мм, а выходил из нее на расстоянии 55 мм от соплового блока. После отражения от зеркала луч пробного лазера вновь возвращался в активную среду под тем же углом к нормали вектора скорости потока, и его интенсивность регистрировалась фотоприемником. Спектр полного усиления для луча пробного лазера после двойного прохода активной среды равен:

$$1 - \exp(L_a (g_1(X - dW) + g_2(X + dW)) / \cos(\varphi)), \quad (6)$$

где $L_a = 5$ см - длина активной среды, $g_1(X - dW)$ и $g_2(X + dW)$ - усиление луча пробного лазера для прямого и обратного прохождения активной среды. Погрешность настройки угла падения пробного луча оценивается величиной $\sim 1^\circ$.

Сканирование спектра усиления производилось в течении 5с., во время которых наблюдались стационарные значения всех давлений и спектра усиления. Аппаратное и программное обеспечение комплекса обеспечивало регистрацию спектра усиления в реальном времени и вычисление функций $g(X) = g_1(X - dW) + g_2(X + dW)$. Предполагая, что функции g_1 и g_2 являются функциями Фойхта их можно выделить из функции $g(X)$, а уже из каждой можно также выделить гауссову и лоренцовскую составляющие в функции Фойхта. Пример спектра усиления активной среды, полученного при падении луча пробного лазера под углом $\varphi = 27,5^\circ$ к нормали потока, представлен на рис.2. Дальнейшая математическая обработка полученных спектров позволяла определить среднее значение коэффициента усиления $g(0) = 0,5(g_1(0) + g_2(0))$ активной среды в центре линии ${}^2P_{1/2}(F=3) \rightarrow {}^2P_{3/2}(F=4)$, а также значения dW , W_L , W_D . Заметим, что полная ширина лоренцовского форм-фактора есть сумма $W_L + W_{\lambda}$.

Расчет параметров активной среды

Из результатов обработки спектра усиления рассчитываются параметры активной среды по формулам: полная плотность инверсной заселенности

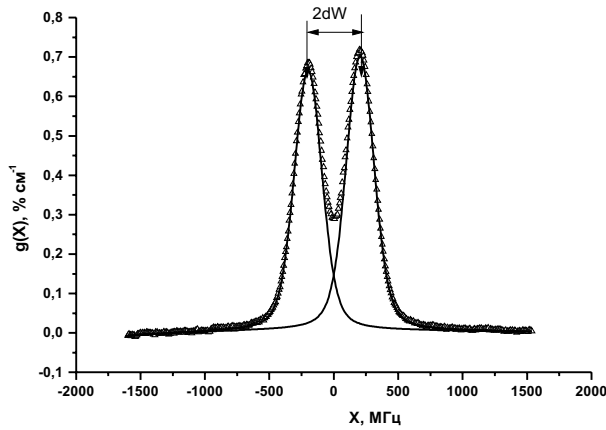


Рис. 2. Пример спектра усиления для пробного лазера. Δ -полный спектр $g(X)$, сплошные линии $g_1(X)$ и $g_2(X)$

на переходе ${}^2P_{1/2} \rightarrow {}^2P_{3/2}$ атома йода

$$\Delta N = \frac{12}{7} \frac{8\pi}{A\lambda^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{g(X)}{2} dX, \quad (7)$$

температура

$$T = \left(\frac{W_D}{14,49} \right)^2, \quad (8)$$

скорость потока

$$U = \frac{dW \times \lambda}{\sin(\varphi)}. \quad (9)$$

Зная температуру и абсолютную скорость активной среды можно определить число Маха потока по формуле

$$M = U \sqrt{\frac{\mu}{kRT}} = 14,49 \frac{dW \times \lambda}{W_D \sin(\varphi)} \sqrt{\frac{\mu}{kR}}, \quad (10)$$

где μ - средний молярный вес активной среды, R - универсальная газовая постоянная, $k=1,4$ постоянная адиабаты.

По этим данным определяются параметры торможения потока: температура $T^* = T(1 + 0,2M^2) = T + (k-1)\mu U^2 / (2kR)$ и давление $P^* = P_3(1 + 0,2M^2)^{3,5}$. Так как расходы и начальные температуры всех газов известны (температура кислорода принималась равной температуре раствора в ГСК), то можно рассчитать тепловую мощность, выделяемую в активной среде: $Q = (T^* - T_0^*)CG$, где C - молярная теплоемкость активной среды, G - полный секундный молярный расход газов через смесительную камеру. Тепловая энергия, выделяемая в активной среде, идет за счет дезактивации $O_2(^1\Delta)$ в химических процессах и за

счет конденсации паров воды в холодном сверхзвуковом потоке. Как было показано ранее, содержание паров воды в потоке кислорода из струйного ГСК полностью коррелирует с давлением насыщенных паров при температуре раствора [9]. А именно расход паров воды из ГСК равняется $G_{H_2O} = P_s G_0 / P_1$, где P_s давление насыщенных паров при температуре раствора в ГСК. Давление насыщенных паров над щелочным раствором перекиси водорода в диапазоне температур $t = -20 \pm 0$ °C хорошо описывается зависимостью:

$$P_s (\text{мм рт.ст.}) = 3,25 \exp(0,06475t), \quad (11)$$

где t температура раствора в градусах °C. Теплота конденсации паров воды при температуре примерно 200°K равна $q(H_2O) = 55,7$ кДж/моль. Так как давление паров втекающим с кислородом в смесительной камере намного превышает их насыщенное давление при температуре 200°K, то они практически все конденсируются в мелкодисперсный аэрозоль. Тепловая мощность конденсации паров воды примерно равна $Q_c = q(H_2O)G_{H_2O}$. Остальная тепловая мощность выделяется в активной среде за счет тушения синглетного кислорода. По разнице $(Q - Q_c)$ можно найти на сколько падает содержание $Y = [O_2(^1\Delta)] / [O_2]$ в потоке $\Delta Y = (Q - Q_c) / q_{\Delta} / G_0 / 0,95$, где $q_{\Delta} = 94,3$ Дж/ммоль энергия 1 ммоль синглетного кислорода, G_0 расход хлора через ГСК. Делитель 0,95 возникает из-за того, что утилизация хлора в ГСК составляет 95%. Так как начальное содержание $O_2(^1\Delta)$ известно, то содержание $O_2(^1\Delta)$ в активной среде будет равно $Y = Y_0 - \Delta Y$. Инверсная заселенность определяется концентрацией атомов йода N_I и функцией $f(T, Y)$ формуле (2). Зная температуру T и содержание $O_2(^1\Delta)$ в активной среде можно рассчитать функцию $f(T, Y)$ и определить концентрацию атомов йода N_I из формулы (2).

Результаты

В этой серии экспериментов были зафиксированы следующие параметры: расход хлора через ГСК $G_0 = 39,2$ ммоль/с, расход вторичного азота $G_2 = 11$ ммоль/с, расход молекулярного йода $G_{I_2} = 0,8$ ммоль/с, расход первичного азота $G_1 = 270$ ммоль/с. Температура ра-

створа в ГСК изменялась от $t = -20^\circ\text{C}$ до -4°C , соответственно расход паров воды изменялся в диапазоне от 1 ммоль/с до 2,8 ммоль/с. Давление кислорода в ГСК и перед сопловым блоком при этом составило соответственно $P_1 = 34$ мм рт.ст., $P_2 = 27$ мм рт.ст.. Давление первичного азота в форкамере перед цилиндрическими соплами равнялось 1 атм. При изменении температуры раствора от $t = -20^\circ\text{C}$ до -4°C давление в смесительной камере монотонно увеличивается от 8,2 мм рт.ст до 9,7 мм рт.ст.

Процесс формирования активной среды эжекторным сопловым блоком происходит следующим образом [3]. Картина газодинамических течений струй газовых потоков, вытекающих из эжекторного соплового блока, во многом схожа с истечением и взаимодействием нерасчетных сверхзвуковых струй [10]. Струи первичного азота при выходе из цилиндрических сопел имеют скорость звука и давление примерно равное половине начального (0,5 атм), которое значительно превосходит давление в смесительной камере. Струи первичного азота расширяются и разгоняются до сверхзвуковых скоростей с числом Маха потока более 2. Это расширение сопровождается глубоким газодинамическим охлаждением газового потока. Одновременно происходит сжатие малонапорных дозвуковых струй кислорода и смеси азота с йодом и увеличение их скорости. На некотором расстоянии от соплового блока расширение азотного потока прекращается и нем давление сравнивается или даже становится меньше, чем в кислородном потоке [10]. Смесь же $\text{O}_2 + \text{N}_2 + \text{I}_2$ приобретает скорость звука. Затем происходит сжатие потока первичного азота, расширение и разгон до сверхзвуковых скоростей потока смеси $\text{O}_2 + \text{N}_2 + \text{I}_2$. При этом в потоке первичного азота возникают ударные волны и поднимается статическое давление, вслед за которым может вновь произойти расширение потока первичного азота и сжатие потока $\text{O}_2 + \text{N}_2 + \text{I}_2$. Последовательность сжатий и расширений потоков может неоднократно повториться и в конечном итоге приводит к выравниванию статических давлений в газовых потоках. Далее за счет тангенциальных разрывов в газодинамичес-

ких параметрах возникает турбулентное перемешивание потоков. Основные физико-химические процессы, приводящие к диссоциации молекулярного йода на атомы происходит в области до первого сжатия потока $\text{O}_2 + \text{N}_2 + \text{I}_2$. Здесь происходит и основное тепловыделение в результате протекания химических реакций и процессов тушения электронной энергии. После перемешивания потока $\text{O}_2 + \text{N}_2 + \text{I}_2$ с холодным потоком первичного азота концентрации всех реагирующих компонент резко уменьшаются и весь перемешанный поток приобретает некоторую температуру. При этом во время смешения с потоком холодного первичного азота происходит быстрая конденсация избыточных паров воды и остатков молекулярного йода. Далее смесь течет в смесительной камере со сверхзвуковой скоростью без изменения температуры и без заметного протекания химических реакций.

На рис.3, 4, 5 представлены зависимости наиболее важных параметров активной среды в смесительной камере усиления $g(0)$ и температуры T , абсолютной скорости U и числа Маха потока активной среды, инверсной заселенности ΔN и потерь синглетного кислорода ΔY , рассчитанных по выделяемой тепловой мощности с учетом теплоты конденсации паров воды.

Абсолютная скорость активной среды слабо падает с ростом температуры раствора в ГСК или же слабо зависит от содержания паров воды в кислородном потоке. Число Маха потока падает значительно быстрее, т.к. увеличивается температура активной среды.

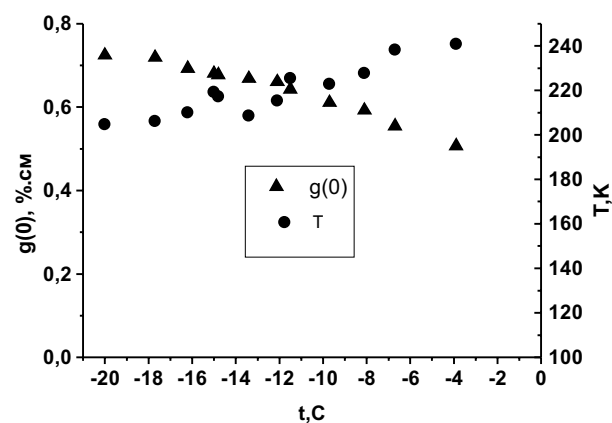


Рис. 3. Зависимость усиления активной среды и температуры активной среды от температуры раствора

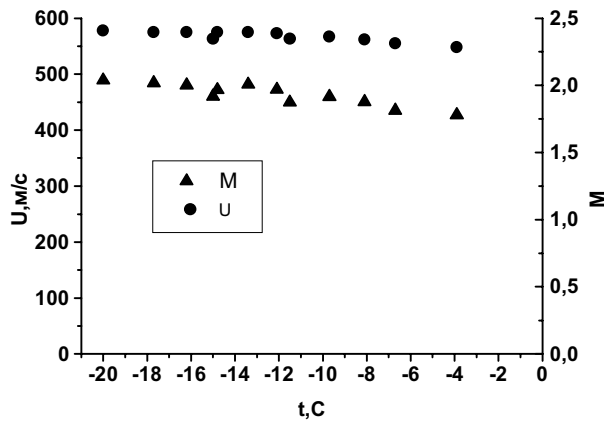


Рис. 4. Зависимость абсолютной скорости и числа Маха активной среды от температуры раствора

Одной из причин роста температуры активной среды с ростом температуры раствора в ГСК является увеличение скорости тушения $O_2(^1\Delta)$ в области до первого сжатия потока $O_2+N_2+I_2$. Действительно, $O_2(^1\Delta)$ передает энергию атому йода в быстрой реакции (3), а затем происходит тушение возбужденного йода парами воды $I(^2P_{1/2})+H_2O \rightarrow I(^2P_{3/2})+H_2O$ с константой скорости $K_{H_2O} = 2 \times 10^{-12} \text{ см}^3/\text{с}$ [11]. Другой причиной роста температуры активной среды является рост тепловой мощности, выделяемой при конденсации паров воды. Оценки показывают, что обе причины ведут примерно к одинаковому росту температуры в настоящих условиях. Рост температуры активной среды приводит также к росту пороговой доли $O_2(^1\Delta)$ Y_{th} .

Тушение парами воды электронно-возбужденных состояний атомов и молекул не только ведет к росту температуры активной среды, но и негативно сказывается на процессе диссоциации молекулярного йода на атомы. Например, концентрация электронно-

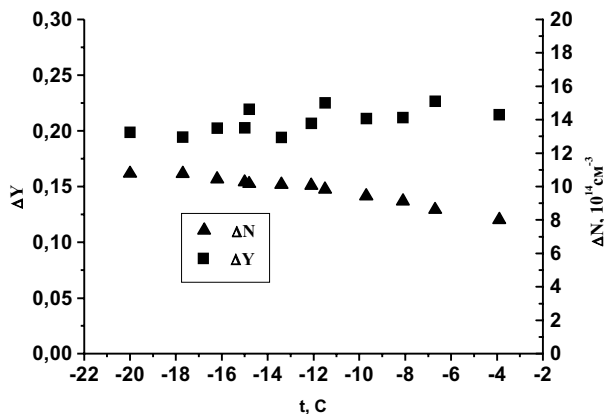


Рис. 5. Зависимость потерь $O_2(^1\Delta)$ и плотности инверсии от температуры раствора

возбужденного кислорода $O_2(^1\Sigma)$, играющего важную роль в процессе диссоциации молекулярного йода, обратно пропорциональна концентрации паров воды [12]. Зависимость концентрации атомов йода и функции $f(T, Y)$ от температуры раствора представлена на рис.6. Видно, что концентрация атомов йода действительно уменьшается с ростом температуры раствора в ГСК. Падение концентрации атомов йода и уменьшение $f(T, Y)$ приводят к уменьшению плотности инверсии ΔN (рис.5). Падение же коэффициента усиления обусловлено не только уменьшением плотности инверсии, но и ростом доплеровской ширины W_D и уменьшением значения $\Phi(X=0)$. Таким образом, рост содержания паров воды сказывается на уменьшении коэффициента усиления активной среды по ряду причин: падением концентрации атомов йода, падением содержания $O_2(^1\Delta)$, ростом пороговой доли Y_{th} и ростом доплеровской ширины W_D .

С другой стороны видно, что при уменьшении температуры раствора или содержания паров воды потери $O_2(^1\Delta)$ не стремятся к нулю. Значит в области течения, где происходят активные физико-химические процессы диссоциации йода и тушения электронной энергии, помимо паров воды играют роль другие частицы. Наиболее сильным тушителем возбужденного атома йода являются молекулы йода и процесс тушения $I(^2P_{1/2})+I_2 \rightarrow I(^2P_{3/2})+I_2$ идет с константой скорости $K_{I_2} = 3,6 \times 10^{-11} \text{ см}^3/\text{с}$ [13]. Так как расход молекулярного йода сравним с расходом паров воды, а константа скорости K_{I_2} более, чем

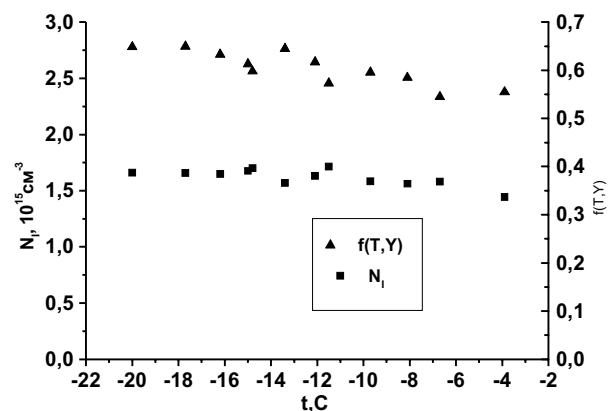


Рис. 6. Зависимость концентрации атомов йода и функции $f(T, Y)$ от температуры раствора

на порядок превосходит константу скорости K_{H_2O} , то становится понятным, что тушение электронной энергии $O_2(^1\Delta)$ и рост температуры через тушение возбужденного атома йода молекулами йода является более существенным фактором, чем тушение парами воды даже при самой высокой температуре раствора.

Выводы

Методом диодной лазерной спектроскопии высокого разрешения определены коэффициент усиления, плотность инверсии, абсолютная скорость и температура активной среды, формируемой эжекторным сопловым блоком. Определены основные закономерности изменения этих и других важных параметров активной среды в зависимости от температуры раствора в ГСК.

Рост температуры активной среды с ростом температуры раствора в ГСК или увеличением содержания паров воды в кислородном потоке вызван двумя причинами: ростом скорости дезактивации электронной энергии и конденсацией паров воды. В условиях эксперимента с эжекторным сопловым блоком вклад обеих причин в рост температуры сравним. Абсолютная скорость потока при этом изменяется слабо и в условиях эксперимента достигает значения примерно 580 м/с, а число Маха потока уменьшается. Инверсная населенность падает с ростом содержания паров воды из-за падения содержания $O_2(^1\Delta)$, пороговой доли Y_{th} и уменьшения эффективности диссоциации молекулярного йода. Коэффициент усиления дополнительно уменьшается вследствие роста ширины доплеровской составляющей в спектре усиления. Тем не менее, основной вклад в потери $O_2(^1\Delta)$ и нагрев активной среды вносит тушение возбужденного атома йода молекулярным йодом, а не парами воды.

При температуре раствора в ГСК -20°C коэффициент усиления достигает значения более $7 \times 10^{-3} \text{см}^{-1}$, а потери $O_2(^1\Delta)$ составляют 0,20. При температуре -4°C коэффициент усиления уменьшается до $5 \times 10^{-3} \text{см}^{-1}$, а потери $O_2(^1\Delta)$ увеличиваются до 0,22. Таким образом, потенциально извлекаемая энергия в излучение кислородно-йодного лазера, сла-

бо изменяется с ростом температуры раствора. Однако, так как эффективность преобразования запасенной энергии в излучение в оптических резонаторах существенно определяется величиной коэффициента усиления, то уменьшение коэффициента усиления с ростом температуры раствора в ГСК может значительно уменьшить полную энергетическую эффективность лазера.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Европейского офиса по аэрокосмическим исследованиям и разработкам (EOARD) (Проект №007016) и административной поддержке Международного научно-технического центра (грант 1862Р).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *McDermott W.E., Pchelkin N.R., Benard D.J., Bousek R.R.* An electronic transition chemical laser // *Appl.Phys.Lett.* Vol.32. 1978.
2. *Heidner R.F., Gardner C.E., Segal G.I., El-Sayed T.M.* Chain-reaction mechanism for I_2 dissociation in the $O_2(^1\Delta)$ -I atom laser // *J.Phys.Chem.* Vol.87. 1983.
3. *Загидуллин М.В., Николаев В.Д., Свистун М.И., Хватов Н.А., Хэйгер Г.Д., Мадден Т.Дж.* Эффективный химический кислородно-йодный лазер с высоким полным давлением активной среды // *Квантовая электроника.* Том 31. 2001.
4. *Tate R.F. Hunt B.S., Helms C.A., Truesdell K.A., Hager G.D.* Spatial gain measurements in a chemical oxygen iodine laser (COIL) // *IEEE J.Quantum Electronics.* Vol.31. 1995.
5. *Henslow T.L., Madden T.J., Herbelin J.M., Manke G.C., Anderson B.T., Tate R.F., Hager G.D.* Measurements of gain on the 1.315 mm transition of atomic iodine produced from the $NCI(a^1DD)$ energy transfer laser // *SPIE Proceedings.* Vol.3612. 1999.
6. *Davis S.J., Kessler W.J., Bachmann M.* Collisional broadening of absorption lines in water and atomic iodine relevant to COIL diagnostics // *SPIE Proceedings.* Vol.3612. 1999.
7. *Загидуллин М.В., Николаев В.Д., Свистун М.И., Хватов Н.А.* 1,4 кВт сверхзвуковой кислородно-йодный лазер с длиной усиления 5 см и с разбавлением активной

- среды азотом // Квантовая электроника. Том 30. 2000.
8. *Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А.* Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М.: Наука, 1979.
 9. *Furman D., Barmashenko B.D., Rosenwaks S.* Diode laser based absorption spectroscopy diagnostics of a jet-type $O_2(^1\Delta)$ generator for chemical oxygen-iodine lasers // IEEE J.Quantum Electronics. Vol.4. 1999.
 10. *Абрамович Г.Н.* Теория турбулентных струй. М.: Наука, 1984.
 11. *Burde D.H., McFarlane R.A.* Collisional quenching of excited iodine atoms $I(5p^5\ ^2P_{1/2})$ by selected molecules // J.Chem.Phys. Vol.64. 1976.
 12. *Aviles R.G., Muller D.F., Houston P.L.* Quenching of laser-excited $O_2(b\ ^1\Sigma_g^+)$ by CO_2 , H_2O and I_2 // Appl.Phys.Lett. Vol.37. 1980.
 13. *Burrows M.D.* $I^*(5^2P_{1/2})$ quenching kinetics // J.Chem.Phys. Vol.81. 1984.

DIAGNOSTIC OF THE ACTIVE MEDIUM OF OXYGEN-IODINE LASER BY A DIODE LASER SPECTROSCOPY METHOD

© 2001 V.D.Nikolaev¹, M.V.Zagidullin¹, M.I.Svistun¹,
B.T.Anderson², R.F.Tate², G.D.Hager²

¹Samara Branch of Physics Institute named for P.N. Lebedev
of Russian Academy of Sciences,

²US Air Force Research Laboratories, Albuquerque, USA

The high resolution diode laser spectroscopy method was used to measure small signal gain, temperature and absolute velocity of the supersonic active medium of the oxygen-iodine laser generated by the ejector nozzle bank. Higher temperature of the base hydrogen peroxide solution (BHP) in the singlet oxygen generator results in decrease of the gain, increase of singlet oxygen losses, increase of heat release and growth of active medium temperature. Simultaneously the absolute flow velocity changes weakly and flow Mach number decreases. Inversion population and iodine efficiency drop down with increase of the water vapor fraction. The value of gain decrease additionally as a result of the growth of Doppler width of the gain spectral line. Nevertheless the main reason of $O_2(^1\Delta)$ losses and heating of the active medium is due to the quenching of the excited iodine atom by molecular iodine rather than water vapor. The gain $7 \times 10^{-3} \text{cm}^{-1}$ and $O_2(^1\Delta)$ losses 0,2 have been achieved for the BHP temperature in SOG -20°C . The gain decreases up to $5 \times 10^{-3} \text{cm}^{-1}$ and $O_2(^1\Delta)$ losses increases up to 0,22 for the BHP temperature -4°C . The laser extractable energy slowly depends on the BHP temperature. But the decrease of the gain with increase of the solution temperature can result in decrease of the chemical efficiency of the laser.

ВЛИЯНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА КАТАЛИТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СИСТЕМ НА ОСНОВЕ НИКЕЛЯ

© 2001 А.Л. Петров, И.В. Саблукова, Е.Ю. Тарасова, И.В. Шишковский

Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН

В работе показана возможность получения порошковых никелевых катализаторов при разложении соли никеля под действием лазерного излучения. Определены режимы разложения кристаллогидрата нитрата никеля для различных длин волн лазерного излучения, при которых обеспечивается значительное улучшение каталитических свойств в реакции гидрирования бензилцианида до β -нетиламина.

В промышленности широко применяется методика получения мелкодисперсных металлических катализаторов, основанная на восстановлении порошкообразных оксидов при термическом разложении нитратов, карбонатов и других легко разлагающихся солей [1]. Одним из новых направлений в области синтеза металлических катализаторов может стать способ, включающий стадию разложения солей под действием лазерного излучения. В настоящей работе обсуждается возможность получения металлического никелевого катализатора через стадию разложения нитрата никеля лазерным излучением.

В качестве исходного материала для исследований использовался кристаллогидрат нитрата никеля $\text{Ni}(\text{NO}_3)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ (ГОСТ 4055-48). Источником скоростного нагрева были непрерывные CO_2 -лазер (длина волны 10,6 мкм) и лазер на Nd: YAG- (длина волны 1,06 мкм).

Эффект полного разложения соли никеля достигался на различных режимах лазерной обработки за счет изменения мощности лазерного излучения, скорости перемещения лазерного пучка по поверхности, наконец слои могли обрабатываться также и с разным количеством проходов.

При разложении кристаллогидрата нитрата никеля под действием излучения CO_2 -лазера наблюдался процесс испарения воды, входящей в кристаллогидрат, так как вода активно поглощает излучение с длиной волны 10,6 мкм. Кроме этого, также прослеживался процесс испарения с поверхности расплава

самой соли, поэтому важным параметром процесса лазерной обработки являлась толщина насыпаемого слоя порошка. При малой толщине слоя, кристаллогидрат нитрата никеля весь испарялся. При большой толщине слоя порошка лазерное излучение не проникает на всю глубину и полного разложения всего насыпанного слоя не наблюдается. Поэтому для мощности лазерного излучения $\sim 35\text{-}55$ Вт и скорости перемещения координатного стола $\sim 600\text{-}1000$ мм/мин оптимальной оказалась толщина насыпаемого слоя ~ 3 мм.

Еще одним важным параметром является число проходов сканирования лазерного пучка. При больших скоростях сканирования (~ 1000 мм/мин) за один проход не происходит полного испарения воды на облучаемой площади, поэтому необходимо обрабатывать один и тот же слой несколько раз. Из таблицы 1 видно, как различие режимов обработки влияет на каталитические свойства получаемого оксида.

При обработке на Nd-YAG-лазере даже максимальной мощности недостаточно для полного испарения воды за один проход, так как излучение с длиной волны 1,06 мкм наоборот эффективно поглощается металлом и слабо поглощается водой. В частности, при малых скоростях сканирования лазерного излучения по поверхности кристаллогидрата нитрата никеля наблюдается лишь его расплавление и энергии лазерного воздействия не хватает на последующее разложение. Поскольку механизм поглощения материала

Таблица. Степень конверсии (К) БЦ и селективность реакции (S) в присутствии Ni- катализатора, полученного по различным методикам

№	Способ получения катализатора	К, %	S, %
1	нагрев в муфельной печи	77,5	74,2
2	разложение излучением CO ₂ - лазера мощность 50 Вт, скорость сканирования 1000 мм/мин, толщина слоя порошка 3 мм, 3 прохода обработки.	98,3	77,5
3	разложение излучением CO ₂ - лазера мощность 45 Вт, скорость сканирования 200 мм/мин, толщина слоя порошка 3 мм, 1 проход обработки.	84,6	87,5
4	разложение излучением Nd- YAG лазера мощность 15,1 Вт, скорость сканирования 2025 мм/мин, толщина слоя порошка 1-2 мм, 2 прохода обработки.	98,7	83,5

здесь явно был другой, то чтобы избежать жидкой фазы в процессе разложения, приходилось предварительно просушивать кристаллогидрат нитрата никеля в муфельной печи при температуре 60 °С в течение 2 часов и далее разлагать со скоростью сканирования лазерного пучка ~ 2000 мм/мин.

Для сравнения результатов наших экспериментов с традиционной методикой, Ni(NO₃)₂·6H₂O разлагался также путем нагрева в муфельной печи по схеме: нагрев до 110°С в течении 24 часов, с подъемом температуры со скоростью 50°С/час до 500°С и доведением получаемого образца оксида никеля до постоянного веса.

Далее мелкодисперсный металлический никель получали из оксида никеля путем восстановления в токе водорода при 300°С в течении 6 часов. Приготовленные данным способом образцы катализатора испытывали в реакции гидрирования бензилцианида (БЦ) до β-фенетиламина (ФА) (рис.).

Гидрирование бензилцианида проводили в автоклаве, снабженном магнитной мешалкой, при температуре 130°С, давлении 45 атм и весовом отношении бензилцианид : катализатор = 1 : 0,07. Продолжительность

опыта составляла 120 минут. Катализат анализировали методом газо- жидкостной хроматографии на насадочной колонке, заполненной сорбентом - 5% ХЕ-60 на хроматроне N-AW-DMCS. Активность катализатора оценивали по степени конверсии бензилцианида, селективность - по содержанию в катализате β-фенетиламина.

Результаты исследования для сравнения каталитических свойств никелевых катализаторов приведены в таблице. Из таблицы видно, что образцы катализаторов, полученные разложением соли под действием лазерной обработки обладают более высокой каталитической активностью и селективностью в реакции гидрирования БЦ до ФА, чем полученные разложением в муфельной печи. На основании имеющихся литературных данных [2] можно предположить, что более высокая активность катализатора, полученного разложением под действием лазерной обработки, связана с более высокой дисперсностью этой каталитической системы.

Таким образом, в настоящей работе показана возможность получения порошковых металлических никелевых катализаторов при

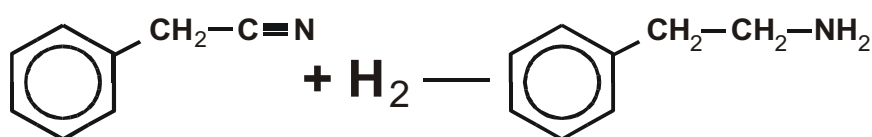


Рис. Реакция гидрирования бензилцианида (БЦ) до β-фенетиламина (ФА)

разложении соли никеля под действием лазерного излучения. Определены режимы разложения кристаллогидрата нитрата никеля для различных длин волн лазерного излучения, при которых обеспечивается значительное улучшение каталитических свойств (степень конверсии ~ 98 % БЦ и селективность реакции до 87 %) для получаемых никелевых катализаторов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Андерсон Дж.* Структура металлических катализаторов. М: Мир, 1973.
2. *Popescu C., Fatu D., Alexandrescu R., Voicu I., Morjan I., Popescu M., Jianu V.* CuNiO_x bimetallic oxides obtained by laser irradiation of mixed copper and nickel salts // J. Mater. Res. V.9. 1994.

INFLUENCE OF LASER IRRADIATION ON CATALYTIC PROPERTIES OF NICKEL POWDER SYSTEMS

© 2001 A.L. Petrov, I.V. Sablukova, E.U. Tarasova, I.V. Shishkovsky

Samara Branch of Physics Institute named for P.N. Lebedev
of Russian Academy of Sciences

The possibility of fabrication of the powdered nickel catalysts decomposing nickel salt with the help of laser radiation was shown. Decomposition regimes of nickel salt Ni(NO₃)₂·6H₂O for different laser wavelengths were determined, when a significant improvement of catalytic properties was reached in the reaction of benzylcyanide hydrogenation to b-phenetylamine.

АНАЛИЗ СТОЙКОСТИ И ИЗНАШИВАНИЯ ТВЕРДОСПЛАВНОГО ИНСТРУМЕНТА ПОСЛЕ ЛАЗЕРНОЙ ТЕРМООБРАБОТКИ

© 2001 С.И. Ярьсько

Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН

Проведены исследования влияния лазерной импульсной обработки на структуру, фазовый состав вольфрамкобальтовых твердых сплавов и эксплуатационные характеристики режущего инструмента, изготовленного на их основе. Установлены оптимальные режимы лазерного облучения и режимы резания, при которых достигается наибольшее увеличение стойкости упрочненного инструмента. Показано, что лазерная обработка на оптимальных режимах обеспечивает снижение температуры резания и коэффициента вариации стойкости инструмента. Установлена взаимосвязь наблюдаемого увеличения стойкости инструмента со структурно-фазовыми изменениями в зоне лазерной обработки.

Введение

Лазерная импульсная обработка вольфрамкобальтовых твердых сплавов является одним из перспективных способов повышения стойкости режущего инструмента, изготовленного на их основе [1-3]. Облучение сплавов приводит к изменению состава и структуры как кобальтовой, так и WC фаз материала [4, 5]. Однако в настоящее время окончательно не установлена роль структурно-фазовых изменений в зоне лазерного воздействия (ЗЛВ) на стойкость инструмента и интенсивность его износа, как на участке приработки, так и вплоть до достижения им регламентного износа. При лазерной обработке инструмента структурные характеристики поверхностного слоя контактирующего с деталью облученного участка режущей грани определяют интенсивность изнашивания инструмента. Эксперименты также показывают, что стойкость упрочненного инструмента и характер его изнашивания существенно изменяются в зависимости от условий точения. Однако до сих пор не выяснены причины обнаруженного в [1, 6] увеличения стойкости при уменьшении скорости резания.

В связи с вышесказанным определены оптимальные режимы импульсной лазерной обработки твердосплавного инструмента и их влияния на изнашивание резцов, а также определены области режимов рационального использования облученного инструмента

является актуальной задачей и составляет цель настоящей работы.

Оборудование, материалы

Облучение образцов твердых сплавов ВК6 (WC+6%Co), ВК8 (WC+8%Co) и резцов из этих же сплавов осуществлялось на импульсной лазерной установке "Квант-16". Плотность энергии лазерного излучения (ϵ) варьировалась от 0,8 Дж/мм² до 2,0 Дж/мм² при длительности импульса – $(5 \dots 11) \cdot 10^{-3}$ с. Для создания равномерного распределения плотности энергии в зоне обработки на участке 4×4 мм использовался фокусирующий призмный растр [7]. При облучении применялись режимы как однократного, так и многократного воздействия.

Стойкостные испытания инструмента проводились при точении сталей различной обрабатываемости. В качестве материала заготовок использовались: серый чугун СЧ-30, стали ДИ-52ВД (03Х11Н8М2Ф-ВД) /СОЖ - эмульсия/, 12Х2Н4А, 12Х18Н10Т. Скорость резания варьировалась от 45 до 230 м/мин. Величина износа контролировалась на большом инструментальном микроскопе БМИ-1Ц. Изучение поверхностей износа резцов проводилось на оптическом микроскопе "Neophot-30", растровых микроскопах SEM-505 и РЭМ-100У, микроанализ ЗЛВ и площадь износа – на сканирующем микроскопе JSM-35CF фирмы Jeol (Япония) в характеристическом излучении Fe и Co, рентгенострук-

турный анализ – на дифрактометре ДРОН-2,0 в $\text{Co}_k\alpha_c$ -излучении.

Эксперимент

1. Влияние режимов и условий лазерного воздействия на размерную стойкость резцов.

Резцами из сплава ВК6 проводилось точение стали 12Х18Н10Т со скоростью $V_{\text{рез.}} = 80$ м/мин при глубине резания $t = 2,0$ мм и подаче $s = 0,3$ мм/об. Испытания прекращались, как только износ на задней грани превышал $0,3$ мм. Установлено, что необработанный инструмент, как правило, выходит из строя вследствие выкрашивания материала режущей кромки. Постепенное увеличение плотности энергии при однократной обработке ($N=1$) сопровождалось изменением интенсивности изнашивания, при этом уменьшалась склонность режущей кромки к сколам и микровыкрашиваниям [8].

Аналогичный эффект наблюдался и при точении серого чугуна СЧ-30 резцами из сплава ВК6 ($V_{\text{рез.}} = 130$ м/мин, $t = 1,0$ мм, $s = 0,2$ мм/об) [9]. Лазерная обработка с вариацией плотности энергии от $0,9$ Дж/мм² до $1,2$ Дж/мм² и кратностью N от 1 до 10, как показала проверка по критериям Стьюдента и Фишера, не привела к существенному изменению значения средней стойкости инструмента, приходящейся на $0,1$ мм износа ($T_{0,1\text{cp.}}$). Для облученного инструмента ($T_{0,1\text{cp.}})_{\text{л.о.}} = (1,694 \pm 0,158)$ мин., а для контрольного – ($T_{0,1\text{cp.}})_{\text{контр.}} = (1,592 \pm 0,305)$ мин. Однако коэффициент вариации стойкости, определяемый по формуле: $V = S_T / T_{0,1\text{cp.}}$, где S_T – среднеквадратичное отклонение стойкости на каждый $0,1$ мм износа, уменьшился более чем в 3 раза. Это свидетельствует об увеличении однородности структуры и свойств поверхностного слоя сплава в зоне обработки.

При точении сталей ДИ-52ВД и 12Х18Н10Т наблюдался рост средней стойкости облученного инструмента, причем его величина менялась в значительных пределах от 40% до 2-х раз и более в зависимости от марки обрабатываемого материала и режимов резания. Поэтому закономерно связывать изменение интенсивности изнашивания инструмента как с условиями точения (т.е. с условиями нагружения инструмента), так и с режимами облучения.

Для резцов, обработанных с $\epsilon = 1,5$ Дж/мм² ($N=1$), точение стали 12Х18Н10Т сопровождается появлением нароста на передней режущей грани. Это ведет к резкому уменьшению движения обрабатываемого материала относительно заготовки, снижению скорости внешнего скольжения стружки. Образование нароста приводит к увеличению фактического переднего угла, что облегчает стружкообразование, уменьшает нагрев режущего лезвия. Кроме того, нарост защищает режущую кромку от истирания сходящей стружкой, обуславливает уменьшение его размерного износа.

При переходе к режимам однократного воздействия с более высокими значениями ϵ возможности лазерной обработки оказываются ограниченными. Рентгенографически наблюдается появление полукарбида W_2C (рис.1), образующегося при диссоциации исходного монокарбида $\alpha\text{-WC}$. По реакции $2WC_k \Rightarrow W_2C_k + C_r$, обладающей минимальной молярной энергией (117,2 ккал/моль) [10], происходит конденсатная (к) диссоциация исходного карбида с переходом углерода в газообразное (г) состояние. С дефицитом углерода в ЗЛВ, зафиксированным экспериментально [8], связано появление по границам карбид-кобальт фаз типа $\eta_1\text{-Co}_3W_3C$, $\eta_2\text{-Co}_6W_6C$ (рис.1) и возникающих при более значительном недостатке углерода фаз $\chi\text{-Co}_3W_9C_4$ и $\theta\text{-Co}_2W_4C$. Химически связывая кобальт, эти фазы уменьшают содержание металлического кобальта в прослойке, ослабляя закрепление карбидного скелета в связке. Их присутствие отрицательно сказывается на работоспособности инструмента. Применение режима с $\epsilon > 1,5$ Дж/мм² также сомнительно из-за метастабильности полукарбида W_2C , разлагающегося при температуре резания с выделением углерода [11], и не приводит к снижению интенсивности изнашивания, даже по сравнению с режимами, когда количество этой фазы ничтожно мало.

Параллельно с образованием карбидов W_2C и $WC_{\text{гнк}}$ при $\epsilon > 1,5$ Дж/мм² ($N=1$) в ЗЛВ развиваются деструктурные изменения (рост карбидного зерна, пористость, трещинообразование, образование двойных карбидов). Это лишает нас возможности использовать предположительно высокие триботехнические

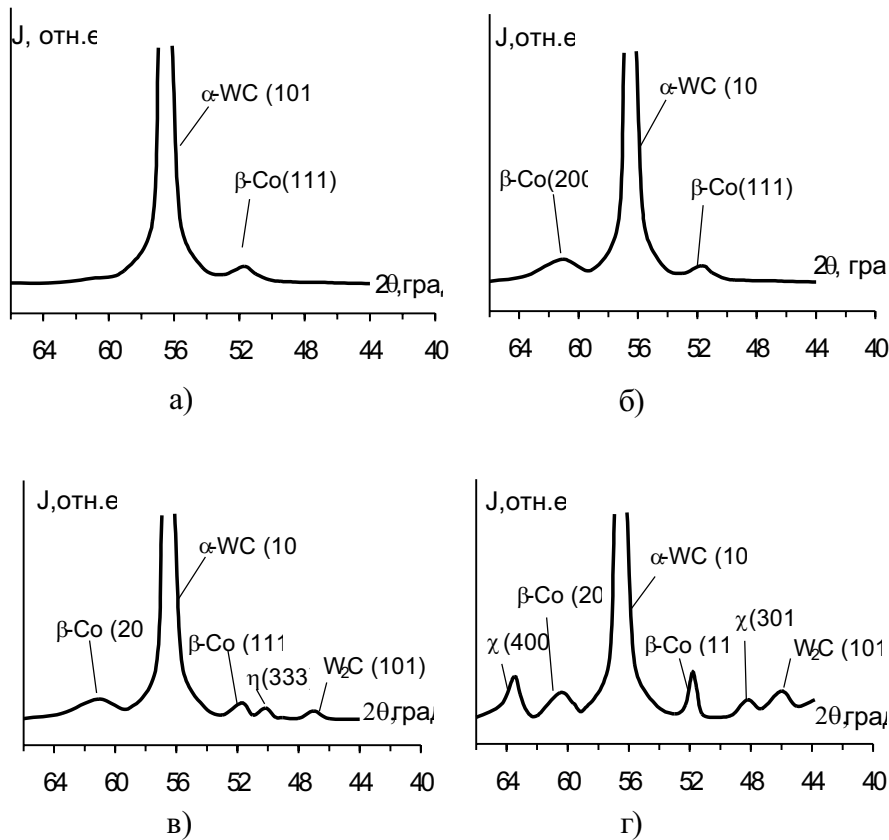


Рис.1. Участки дифрактограммы ЗЛВ сплава ВК6 в состоянии поставки при $N=1$ (а, б, в) и $N \gg 10$ (г) при ε (Дж/мм²) равной: а – 0,9; б – 1,5; в – 1,9; г – 1,2

свойства этих карбидов.

Фактором также снижающим прочность облученных сплавов системы WC-Co при $\varepsilon > 1,5$ Дж/мм² является рост зерен α -WC, который наблюдается при достижении температуры в ЗЛВ, превышающей температуру двойной эвтектики ($T_{\text{эвт.}} \sim 1298 \dots 1357^\circ\text{C}$). Это может быть объяснено процессом перекристаллизации карбидных зерен через жидкую фазу. Процесс значительно усиливается в интервале температур 1400-1450 $^\circ\text{C}$ [12]. Использование многократного облучения лазерными импульсами большой длительности, например, при облучении с растром [8] приводит к увеличению времени пребывания при $T_{\text{эвт.}}$ и к образованию более однородной по размерам зерна области в пределах ЗЛВ с содержанием вольфрама в Co, превышающем исходное значение. При облучении с растром длительность воздействия возрастает в 1,3-1,6 раза, обеспечивается более равномерное распределение температуры в ЗЛВ и протекание процессов перекристаллизации и насыщения связки карбидом вольфрама при более высоких значениях ε . При отсутствии

в ЗЛВ деструктурных изменений усиление связи карбидных зерен со связкой вследствие дополнительного растворения периферии зерен WC в Co тем больше, чем выше величина ε . При этом также увеличивается время нахождения сплава Δt в интервале 1290 $^\circ\text{C} < T < 1400^\circ\text{C}$, когда наиболее целесообразна лазерная обработка сплавов. Облучение с $\varepsilon = 1,4$ Дж/мм², как показывают расчеты, приводит к увеличению Δt с 3,2 мс при однократном облучении без раstra до 4,25 мс и 6,46 мс при 5-ти и 10-ти кратном воздействии, соответственно. Большее увеличение Δt возможно с ростом ε и N , но в этом случае наблюдается появление карбидов, разрушающих сплав. Увеличение кратности в указанных выше пределах ведет не только к возрастанию величины Δt , но и снижению более, чем в два раза скорости охлаждения, которая в момент прохождения $T = 1290^\circ\text{C}$ составляет $2,36 \cdot 10^5$ град/с; $1,38 \cdot 10^5$ град/с; $1,15 \cdot 10^5$ град/с, соответственно. Последнее способствует насыщению Co вольфрамом, а присутствие жидкой фазы облегчает диссоциацию исходного монокарбида α -WC, ак-

тивизирует этот процесс еще в большей степени.

Таким образом, оказывается наиболее целесообразной лазерная обработка вольфрамкобальтовых сплавов, когда температура в зоне облучения удовлетворяет соотношению $1290^{\circ}\text{C} < T < 1400^{\circ}\text{C}$, а длительность воздействия наибольшая. При этом укрупнение зерен карбидной фазы незначительно, а степень растворимости карбида вольфрама в Со существенно увеличивается по сравнению с растворимостью в твердом состоянии. Указанным значениям температурного интервала соответствует плотность энергии $\epsilon \sim 1,4 \text{ Дж/мм}^2$ ($N=10$) и $\epsilon \sim 1,0 \text{ Дж/мм}^2$ ($N=10$), что достаточно хорошо совпадает с данными стойкостных испытаний облученных резцов.

Динамика процесса изнашивания в зависимости от величины ϵ при многократной обработке аналогична наблюдаемой при однократном облучении. Появление нароста и повышение стойкости наблюдаются при $\epsilon = (0,9 \dots 1,1) \text{ Дж/мм}^2$. При точении стали 12Х18Н10Т уменьшается число отказов облученного инструмента, вызванных микросколами и выкрашиваниями, наблюдается снижение коэффициента вариации стойкости. При $\epsilon > 1,2 \text{ Дж/мм}^2$, в поверхностном слое ЗЛВ происходят значительные деструктурные изменения, характерные и для однократного воздействия с $\epsilon > 1,5 \text{ Дж/мм}^2$: появляются

двойные карбиды типа M_6C и полукарбид W_2C (рис.1г). Эти фазы образуются вследствие диссоциации исходного монокарбида $\alpha\text{-WC}$ и обеднения поверхностного слоя углеродом из-за его выгорания при указанных значениях ϵ , что отрицательно сказывается на работоспособности инструмента. Величина регламентного износа на задней грани достигается в несколько раз быстрее, чем для контрольного инструмента, наблюдается разрушение передней и задней режущих граней резцов.

Для выявления роли структурно-фазовых изменений в ЗЛВ на стойкость инструмента рассмотрим также его поведение на участке приработки (рис.2). Результаты измерений линейного износа резцов из сплава ВК6 после точения стали 12Х18Н10Т ($V_{\text{рез.}} = 80 \text{ м/мин}$, $s = 0,3 \text{ мм/об}$, $t = 2,0 \text{ мм}$) свидетельствуют о том, что при обработке с $\epsilon \leq 1,5 \text{ Дж/мм}^2$ ($N=1$) и с $\epsilon \leq 1,1 \text{ Дж/мм}^2$ (многократное воздействие) модифицированный поверхностный слой обладает более высокой износостойкостью, чем рабочая поверхность контрольного инструмента. На этой стадии резания снижение схватывания твердого сплава с обрабатываемым материалом, а следовательно, и снижение интенсивности изнашивания резцов обусловлено не только изменением структурно-фазового состава в ЗЛВ, но и повышенным содержанием кобальта в поверхностном

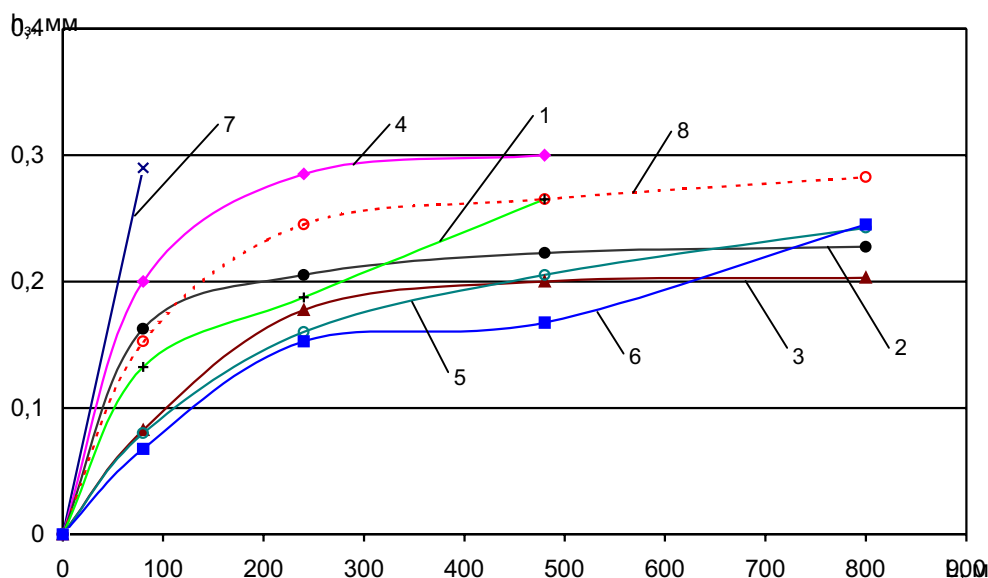


Рис. 2. Зависимость величины износа (h_z) на задней грани резцов из сплава ВК6 от пути резания (L) на участке приработки при однократном облучении с ϵ (Дж/мм²): 1 – 0,9; 2 – 1,1; 3 – 1,5; 4 – 1,9 и многократном воздействии с ϵ (Дж/мм²): 5 – 0,9; 6 – 1,1; 7 – 1,5; 8 – необлученный резец

слое сплава, зафиксированным экспериментально [8] при температуре в ЗЛВ на поверхности, превышающей температуру плавления двойной эвтектики. Наблюдаемое перераспределение жидкой фазы, образующейся в межкарбидных прослойках, к поверхности возможно под действием капиллярных сил.

С течением времени удаление поверхностного слоя материала из зоны контакта приводит к некоторому сближению стойкостных характеристик облученного и контрольного инструментов. Однако присутствие в ЗЛВ структур, обладающих повышенной стойкостью к адгезионному износу, позволяет длительное время (вплоть до начала катастрофического износа инструмента) сохранять резцовым пластинам высокие эксплуатационные характеристики. Режимы облучения инструмента, приводящие к появлению в ЗЛВ разупрочняющих фаз или нарушению сплошности поверхностного слоя резцов, т.е. режимы с $\epsilon > 1,5 \text{ Дж/мм}^2$, с первых минут работы обуславливают их пониженную стойкость по сравнению с контрольным инструментом (рис.2, кривые 4 и 7).

Итак, лазерная импульсная обработка твердосплавного вольфрамокобальтового инструмента на режимах, не вызывающих деструктурных изменений в ЗЛВ на рабочей поверхности инструмента, оказывает существенное влияние на его стойкость. Дальнейшие эксперименты показали, что стойкость упрочненного инструмента и характер изнашивания его режущих кромок существенно изменяются также и в зависимости от условий точения.

2. Влияние скорости резания на изнашивание облученного инструмента.

Результаты стойкостных испытаний ВК8-12Х2Н4А [13] и ВК6-12Х18Н10Т [6] и микрорентгеноспектральных исследований поверхностей износа резцов свидетельствуют о целесообразности использования облученных резцов при скоростях резания, когда преобладает адгезионно-усталостный износ инструмента.

При точении стали 12Х2Н4А ($V_{\text{рез.}} = 230 \text{ м/мин}$; $s=0,1 \text{ мм/об}$; $t=1,0 \text{ мм}$) облученным инструментом ($\epsilon=1,0 \text{ Дж/мм}^2$; $N=1$) износ становится более однородным, уменьшается количество сколов и микровыкрашиваний, что

служит предпосылкой повышения стойкости резцов. Уменьшение $V_{\text{рез.}}$ до 130 м/мин ($s = 0,1 \text{ мм/об}$; $t=0,5 \text{ мм}$) приводит не только к повышению стойкости резцовых пластин на 25-30%, но и к заметному изменению микрорегеометрии контактной поверхности износа. Для облученных резцов зафиксировано более неоднородное распределение материала заготовки по фаске износа, что свидетельствует об уменьшении схватывания материала резцов с обрабатываемым металлом [13]. В этом случае контакт инструмента с обрабатываемым металлом не является сплошным, и характер износа обуславливается трением и адгезионно-усталостным взаимодействием контактирующих поверхностей. В таких условиях точения свойства связующей Со-фазы оказывают решающее действие на прочностные характеристики твердого сплава, которые и определяют интенсивность изнашивания инструмента.

Экспериментально подтверждение целесообразности применения облученного инструмента при скоростях резания, когда преобладает адгезионно-усталостный износ, получено и при точении стали 12Х18Н10Т ($V_{\text{рез.}} = 130 \text{ м/мин}$ и 80 м/мин ; $s=0,3 \text{ мм/об}$; $t=2,0 \text{ мм}$).

После испытаний со скоростью 130 м/мин износ режущих поверхностей облученных резцов остается практически неизменным при вариации ϵ и N [6]. Для описываемых условий точения характерен диффузионный износ инструмента [14]. Измерения показывают, что в этом случае независимо от режима лазерной обработки остаются практически неизменными как величина пластического контакта на передней режущей грани, равная $0,08-0,120 \text{ мм}$, так и глубина лунки износа $z=0,02-0,04 \text{ мм}$. Следовательно, влияние лазерного излучения на стойкость инструмента в условиях его превалирующего диффузионного износа незначительно, и прочностные характеристики сплава не оказывают существенного влияния на интенсивность износа. Таким образом, эффективность применения упрочненных резцов определяется температурным режимом в зоне контакта инструмента с обрабатываемым материалом.

При меньшей скорости резания (80 м/мин) преимущества облученного на оптимальных режимах инструмента ($\epsilon \approx 1,5 \text{ Дж/}$

мм², N=1 и $\epsilon \approx 1,0$ Дж/мм², N ≥ 10), выявленные для участка приработки (рис.2), сохраняются практически до начала катастрофического износа. В таблице 1 представлены рассчитанные по данным стойкостных испытаний значения скорости изнашивания и стойкости облученного инструмента в конкретные моменты времени, измеряемой как отношение ширины фаски износа на задней грани контрольного инструмента к аналогичной величине для облученных резцов. Видно, что режим однократного облучения ($\epsilon=1,9$ Дж/мм²), как и режим многократной обработки при $\epsilon=1,5$ Дж/мм², приводит к увеличению скорости изнашивания резцов на всем протяжении процесса точения. Облучение с $\epsilon=0,9$ Дж/мм² (N=1) также не обеспечивает улучшения стойкостных характеристик инструмента, что связано с отсутствием изменений как в кобальтовой, так и в карбидной фазах сплава. Наибольшее увеличение стойкости резцов при этом режиме резания (табл.1) наблюдается при однократном и многократном режиме их облучения, когда отсутствуют изменение состава и нарушение сплошности поверхностного слоя облученного участка режущей кромки. Анализ данных таблицы 1 свидетельствует о существенных изменениях характеристик изнашивания для резцов, обработанных на оптимальных режимах. Прослеживается тенденция улучшения стойкостных характеристик, сохраняющаяся практически

до начала катастрофического износа инструмента. Для этих резцов на участке приработки значения величины фаски износа в 1,5-2,0 раза меньше, чем аналогичные значения для контрольного инструмента. Это связано с перераспределением Со-фазы к поверхности облученного участка рабочей поверхности режущего клина инструмента. Наличие мягкой структурной составляющей в зоне контакта изменяет характер протекания механо-химических процессов, определяющих взаимодействие контактирующих материалов при резании, снижает термодинамическую напряженность процесса точения. На участке стационарного износа последующее длительное сохранение высоких значений стойкости резцов после лазерной обработки (табл.1) обусловлено усилением адгезионной связи карбидных зерен с цементирующей связкой, вследствие дополнительного растворения периферии зерен α -WC в кобальте, что предотвращает их выкрашивание, характерное для необлученного инструмента. Экспериментально установленное увеличение содержания вольфрама в связке с $\sim 7,0\%$ для необлученного участка до $\sim (7,1 \dots 9,7)\%$ в ЗЛВ [8] служит предпосылкой роста стойкости инструмента при точении на скоростях, когда контактные температуры не достаточны для протекания активных диффузионных процессов. В этих условиях целесообразно применение упрочненного на оптимальных режимах

Таблица 1. Скорость изнашивания и стойкость облученных резцов из сплава ВК6 после точения стали 12Х18Н10Т ($V_{рез.}=80$ м/мин, $t=2,0$ мм, $s=0,3$ мм/об.)

№ п/п	Режим обработки ϵ , (Дж/мм ²)	Время точения, мин								
		1	3	6	10	15	21	28	36	45
1	Сплав в состоянии поставки	2,6	1,37	0,74	0,48	0,33	0,23	0,18	0,14	0,13
2	0,9	<u>2,3</u> 1,13	<u>1,05</u> 1,3	<u>0,74</u> 1,0	<u>0,53</u> 0,91	<u>0,38</u> 0,86	<u>0,32</u> 0,74	--	--	--
3	1,5	<u>1,32</u> 1,97	<u>1,01</u> 1,35	<u>0,55</u> 1,35	<u>0,34</u> 1,42	<u>0,23</u> 1,41	<u>0,18</u> 1,29	<u>0,15</u> 1,22	<u>0,13</u> 1,13	<u>0,12</u> 1,06
4	1,9	<u>3,4</u> 0,76	<u>1,6</u> 0,85	<u>0,83</u> 0,89	<u>0,56</u> 0,85	<u>0,4</u> 0,82	<u>0,42</u> 0,55	--	--	--
5	0,9	<u>1,39</u> 1,88	<u>0,89</u> 1,54	<u>0,57</u> 1,30	<u>0,41</u> 1,15	<u>0,28</u> 1,16	<u>0,20</u> 1,18	<u>0,15</u> 1,15	<u>0,12</u> 1,18	<u>0,14</u> 0,89
6	1,1	<u>1,2</u> 2,17	<u>0,87</u> 1,57	<u>0,47</u> 1,58	<u>0,42</u> 1,14	<u>0,30</u> 1,10	<u>0,22</u> 1,06	<u>0,18</u> 1,0	<u>0,14</u> 1,02	<u>0,15</u> 0,83
7	1,5	<u>4,9</u> 0,53	<u>1,8</u> 0,76	<u>0,95</u> 0,78	<u>0,59</u> 0,81	<u>0,40</u> 0,82	--	--	--	--

твердосплавного инструмента.

Уменьшение скорости резания (в исследуемом диапазоне скоростей течения) закономерно определяет тенденцию к образованию нароста на передней режущей грани [15], что связано с изменением термодинамической ситуации на передней поверхности инструмента. С другой стороны, целенаправленное регулирование температуры при неизменном режиме резания возможно также после лазерной обработки резцов. Лазерная обработка, способствуя росту дефектности структуры карбидной и кобальтовой фаз сплава в поверхностном слое ЗЛВ на передней режущей грани, обуславливает уменьшение зоны пластического контакта, появление нароста и соответствующее увеличение фактического переднего угла резца, и снижение температуры в зоне контакта инструмента и детали, еще более значительное, чем вызванное уменьшением скорости резания.

Изменение стойкости резцов определяется изменением температурного режима в зоне контакта инструмента с обрабатываемым материалом, перераспределением сил резания, а также изменением пластичности материала в зоне контакта. Температура на передней поверхности инструмента является одним из факторов, определяющих закономерности наростообразования – процесса, от которого непосредственно зависит силовая нагруженность инструмента и его стойкость. Поэтому изучение температуры резания при точении упрочненным инструментом важно для определения области его использования.

Температура резания, под которой обычно понимают среднюю температуру по всей контактной поверхности инструмента со стружкой и деталью, является наиболее удачным показателем тепловой напряженности процесса токарной обработки и может быть вычислена по формуле [16]:

$$\theta = \frac{\bar{\theta}_1 \cdot l_1 + \bar{\theta}_2 \cdot l_2}{l_1 + l_2}, \quad (1)$$

где $\bar{\theta}_1$, $\bar{\theta}_2$ – средние значения температур на передней и задней гранях резца;

l_1 – полная длина контактной площадки в направлении схода стружки;

l_2 – длина контактной площадки по на-

правлению скорости резания.

Конкретизировать значения температур $\bar{\theta}_1$ и $\bar{\theta}_2$ возможно после аналитического определения интенсивностей (q_1 , q_2) итоговых тепловых потоков через площадки ($b \times l_1$) и ($b \times l_2$), где b – глубина резания, при условии равномерного распределения источников теплоты на этих площадках.

Сравнивая попарно выражения для $\bar{\theta}_1$ и θ_C , где θ_C – температура прирезцово-й стороны стружки, и для $\bar{\theta}_2$ и θ_{II} , где θ_{II} – температура на площадке контакта детали с задней поверхностью инструмента, имеем с учетом влияния нароста (Δ) на передней режущей грани на значение температуры на этой грани следующие выражения для определения q_1 и q_2 , а затем и значений $\bar{\theta}_1$ и $\bar{\theta}_2$ [16]:

$$\frac{M_{1,2}}{\lambda_p} l_1 q_1 + \frac{N_{1,2}}{\lambda_p} l_2 q_2 = (1 + c) \theta_d + 0,142 \frac{\sqrt{\omega}}{\lambda} L_c \sqrt{\frac{k l_1}{V}} (q_{1T} - 1,3 q_1) - \frac{q_1 \Delta}{40 l} \quad (2)$$

$$\frac{M_{2,2}}{\lambda_p} l_2 q_2 + \frac{N_{1,1}}{\lambda_p} l_1 q_1 = (1 + c) \theta_d T_{II} + \frac{0,1}{\lambda} \sqrt{\frac{\omega l_2}{V}} (q_{2T} - 1,82 q_2) \quad (3)$$

где q_{1T} , q_{2T} – интенсивности источников теплоты трения на передней и задней поверхностях инструмента;

θ_d – теплота деформации;

T_{II} – функция, отображающая на площадке контакта детали с резцом закон распределения температур, вызванных теплотой деформации;

$M_{1,2}$; $N_{1,2}$ – значения функций, учитывающих взаимный нагрев контактных площадок;

λ , λ_p – коэффициенты теплопроводности обрабатываемого материала и материала инструмента;

ω – коэффициент температуропроводности обрабатываемого материала;

V – скорость резания;

L_c – коэффициент формы стружки; отличен от единицы для тонких стружек, высоко-

теплопроводных материалов и сравнительно низких скоростей резания.

Формулы (1)-(3) с учетом значений величин q_{1T} , q_{2T} , $M_{1,2}$, $N_{1,2}$, θ_d , $T_{и}$ были положены в основу составления программы для вычисления средней температуры резания. При расчете принималось во внимание взаимное влияние тепловых источников, действующих на поверхностях режущего клина инструмента. Ошибка в определении температуры резания по всей контактной поверхности по данной методике не превышает ~6% [17].

Задача была решена на ПЭВМ IBM PC/AT в среде TURBO PASCAL при следующих исходных значениях (все величины даны в размерностях, обычно используемых в расчетах по резанию материалов):

обрабатываемый материал: сталь 12X18H10T, HB169, $\sigma_B = 60$ кГ/мм², $\omega = 0,0411$ см²/с, $\lambda = 0,0358$ кал/см·с·град, диаметр заготовки – 150мм.

режущий инструмент: сплав ВК6, $\lambda_p = 0,0358$ кал/см·с·град, геометрия режущей части: передний угол ($\gamma = -7^\circ$), задний угол ($\alpha = 7^\circ$), главный угол в плане ($\phi = 45^\circ$), вспомогательный угол в плане ($\phi_1 = 45^\circ$), радиус закругления вершины резца ($r = 0,8$ мм), значения l_2 и Δ приведены в таблице 2.

режим резания: скорость резания $V = 80$ м/мин, подача $s = 0,3$ мм/об, глубина резания $t = 2,0$ мм.

Расчет температуры резания проводился для контрольного инструмента и резцов, обработанных лазерным излучением на режимах, которые обеспечили общее увеличение их стойкости по сравнению с необработанным инструментом.

Для анализируемых вариантов величина l_2 выбиралась по данным эксперимента после точения в течение 28 мин, когда износ на задней грани контрольных резцов достиг

величины, равной 0,3 мм. Для резов, обработанных однократно при $\epsilon = 1,1$ Дж/мм² и $\epsilon = 1,9$ Дж/мм², расчет температуры резания проводился для значений l_2 и Δ после 15 и 21 мин точения, соответственно. В это время износ на задней грани инструмента превысил 0,3 мм, и точение было прекращено. Составляющие силы резания (P_x, P_y, P_z) при точении контрольным инструментом оценивались согласно [18] по известной формуле:

$P_{x,y,z} = C_P \cdot t^{x_P} \cdot s^{y_P} \cdot (HB)^{z_P}$. С учетом поправочных коэффициентов, учитывающих влияние угла ϕ , радиуса закругления вершины резца r , и максимального линейного износа получено, что $P_x = 30$ кгс, $P_y = 30$ кгс, $P_z = 125$ кгс. Для резцов, облученных многократно, составляющие силы резания определялись динамометрически с записью результатов на самописец и представлены на рис.3. Величина усадки стружки (k) для необлученных резцов определялась согласно [19] и составила 2,46.

Как известно [15], появление нароста на передней режущей грани (рис.4), зафиксированное в ряде случаев после точения облученным инструментом (табл.2), приводит к увеличению фактического переднего угла, что уменьшает угол схода стружки и угол действия. В результате деформация и усадка стружки начинают уменьшаться. Сообразно этому с учетом изменения величины фактического контакта на передней и задней поверхностях инструмента, рассчитанному по данным эксперимента, были введены поправочные коэффициенты как для величины k , так и для величин составляющих силы резания P_x, P_y, P_z , также изменяющихся с появлением нароста. При этом предполагалось, что влияние ширины фаски износа при наличии нароста на силы резания не существенно; а при

Таблица 2. Значения некоторых величин, используемых для вычисления температуры резания

Величина	Режим облучения, (Дж/мм ²)						Необлученный сплав
	однократная обработка				многократное облучение		
	0,9	1,1	1,5	1,9	0,9	1,1	
Δ , мм	0	0,097	0,536	0,135	0,543	0,366	0
l_2 , мм	0,456	0,368	0,246	0,535	0,260	0,301	0,300

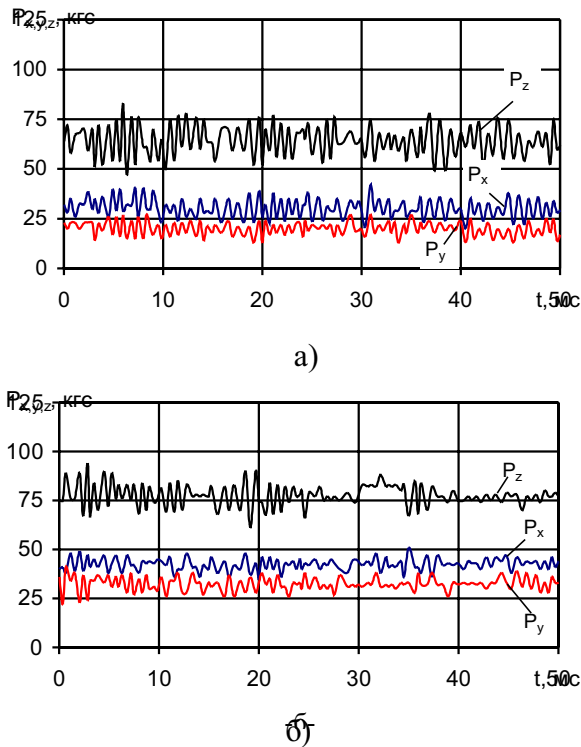


Рис. 3. Изменение составляющих силы резания при точении стали 12X18H10T необработанным (а) и облученным (б) ($\epsilon = 1,5 \text{ Дж/мм}^2$, $N=10$) резцами из сплава ВК6

отсутствии сильно развитой застойной зоны увеличение износа задней поверхности вызывает значительное увеличение силы резания и особенно P_x и P_y [15]. Как показывает эксперимент ($\epsilon = \text{var}$, $N=10$), изменение составляющих силы резания с ростом ϵ относительно контрольных резцов незначительно (рис.3). Однако при этом дисперсии $D(x)$,

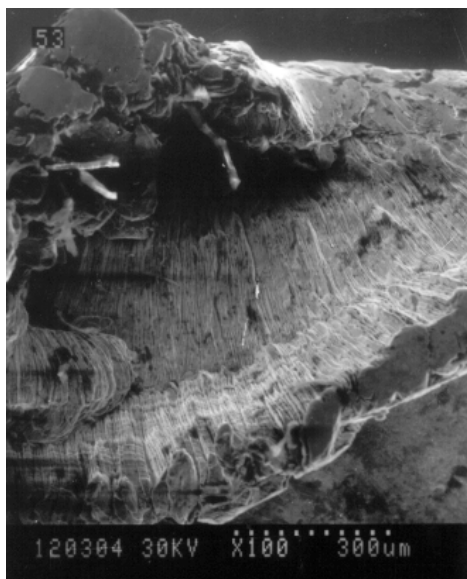


Рис. 4. Распределение материала заготовки по поверхности износа облученного твердосплавного инструмента ($\epsilon = 1,5 \text{ Дж/мм}^2$, $N=1$)

а, следовательно, и среднеквадратичные отклонения $\sigma(x)$ силы резания уменьшаются (табл.3). Это является следствием лазерного облучения сплава и свидетельствует о росте стабильности и однородности свойств материала после обработки. Эффект особенно ярко выражен для резцов, облученных при $\epsilon=1,5 \text{ Дж/мм}^2$.

Согласно оценочным данным, полученным в соответствии с формулами (1)-(3), температура резания в зоне контакта при исследованных условиях точения на $100-120^\circ\text{C}$ ниже, чем для необработанного инструмента (рис.5). Причем при однократной обработке указанное снижение температуры резания наблюдается при $\epsilon=1,5 \text{ Дж/мм}^2$, когда укрупнение карбидного зерна незначительно, а степень растворимости карбида вольфрама в Со существенно увеличивается по сравнению с растворимостью в твердом состоянии. При многократном облучении сплава аналогичный эффект достигается при плотности энергии излучения $\epsilon=(0,9 \dots 1,1) \text{ Дж/мм}^2$. Данное обстоятельство свидетельствует о значительном влиянии лазерной обработки на термонапряженное состояние поверхности инструмента в зоне контакта, причем предпочтительнее использование режимов многократного облучения инструмента.

Выводы

Анализ результатов проведенных исследова-

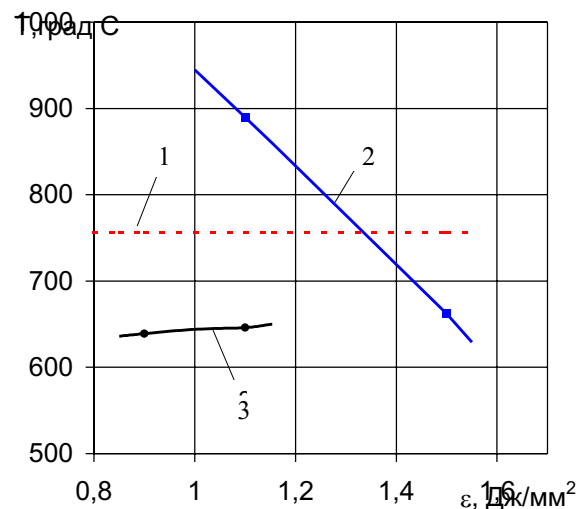


Рис. 5. Изменение температуры резания в зависимости от режимов лазерной обработки: 1 – необработанный инструмент; 2 – однократная обработка; 3 – многократное облучение

Таблица 3. Статистические характеристики составляющих силы резания при точении стали 12Х18Н10Т ($V = 80\text{м/мин}$) облученными (кратность обработки $N=10$) и необлученными резцами из сплава ВК6

№ п/п	ε , (Дж/мм ²)	$P_{x,y,z}$	$M(x)$	$D(x)$, $\times 10^{-2}$	$\sigma(x)$, $\times 10^{-1}$
1	0,9	P_x	3,33	15,4	3,92
2	1,5		3,90	9,11	3,02
3	1,9		3,95	11,3	3,36
4	необлученный сплав		2,71	16,0	4,00
5	0,9	P_y	0,99	2,87	1,69
6	1,5		1,16	0,97	0,99
7	1,9		1,18	2,10	1,45
8	необлученный сплав		0,765	1,62	1,27
9	0,9	P_z	1,59	7,25	2,69
10	1,5		1,81	2,01	1,42
11	1,9		1,90	4,38	2,09
12	необлученный сплав		1,46	3,72	1,93

дований приводит к следующим выводам:

- наибольшее увеличение стойкости твердосплавного инструмента достигается при режимах облучения с $\varepsilon \sim (1,4-1,5)\text{Дж/мм}^2$, $N=1$ и $\varepsilon \sim 1,1\text{Дж/мм}^2$, $N \geq 10$, обеспечивающих в межзеренных промежутках образование жидкой фазы эвтектического состава и не вызывающих ни нарушения сплошности поверхностного слоя материала, ни изменения его состава в ЗЛВ на контактной площадке инструмента;

- предпочтительно использовать при облучении многократное воздействие. В этом случае время нахождения сплава в ЗЛВ в интервале температур $1290^\circ\text{C} < T < 1400^\circ\text{C}$ возрастает в $\sim 1,5$ раза, скорость охлаждения снижается более, чем в два раза по сравнению с однократным воздействием. При этом интенсифицируется процесс дополнительного растворения зерен WC в кобальте, а их рост за счет перекристаллизации в условиях зернограничного плавления не наблюдается;

- присутствие в зоне облучения более твердой фазы W_2C не может являться причиной повышения стойкости инструмента, вследствие сопутствующего ее появлению выгорания углерода с поверхности и возникновения двойных карбидов;

- лазерная обработка твердосплавного инструмента на оптимальных режимах приводит к снижению температуры резания на $100-120^\circ\text{C}$, при этом наблюдается существенное (до 3х раз) снижение коэффициента вариации стойкости упрочненного инструмента;

- повышение стойкости инструмента (в 1,5-2,0 раза в зависимости от режимов резания) обусловлено как изменением состава связующей фазы, так и перераспределением Со-фазы к поверхности облучения. Последнее имеет значительное влияние в момент приработки инструмента;

- существенный рост стойкости облученных резцов наблюдается в условиях точения, соответствующих появлению зоны наростообразования на передней режущей грани. Это предопределяет использование лазерной обработки для упрочнения резцов черногого точения, фрез и т.п.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Филимонок В.Н., Журавлев А.И. Упрочнение металлокерамических твердых сплавов на основе карбида вольфрама и титана лазерным излучением // Электронная обработка. 1988. №5.

2. *Schultrich B., Wetzig K.* Investigation of laser irradiation of WC-Co cemented carbides inside a scanning electron microscope (LASEM) // *J. of Mat. Sci.* V.22. 1987.
3. *Гуреев Д.М., Катулин В.А., Лалетин А.П. и др.* Исследование структурных превращений в твердом сплаве ВК8 в зоне импульсной лазерной обработки // *Физика и химия обработки материалов.* 1986. №5.
4. *Гуреев Д.М., Лалетин А.П., Чулкин В.Н., Яресько С.И.* Влияние импульсного лазерного излучения на состояние кобальтовой прослойки твердых сплавов // *Физика и химия обработки материалов.* 1990. №1.
5. *Григорьянц А.Г., Яресько С.И.* Исследование напряженного состояния карбидной фазы твердого сплава ВК6 при импульсной лазерной обработке // *Сверхтвердые материалы.* 1991. №1.
6. *Григорьянц А.Г., Яресько С.И., Оганян Г.В.* Влияние скорости резания на стойкость твердосплавного инструмента, обработанного лазерным излучением // *Лазерная технология. Исследования и автоматизация / Тр. ФИАН.* Т.217. 1993.
7. *Грасюк А.З., Ефимков В.Ф., Смирнов В.Г.* Фокусирующий призменный растр // *Приборы и техника эксперимента.* 1976. №1.
8. *Яресько С.И.* Анализ изнашивания облученного твердосплавного инструмента. 1. Влияние режимов лазерного воздействия на размерную стойкость резцов // *Сверхтвердые материалы.* 1993. №6.
9. *Яресько С.И.* Выбор оптимальных условий лазерной термообработки твердосплавного режущего инструмента // *Применение лазеров в народном хозяйстве / Тр. III Всесоюз. конф. Шатура,* 1989.
10. *Куликов И.С.* Термическая диссоциация соединений. М.: *Металлургия,* 1969.
11. *Чанорова И.Н., Чернявский К.С.* Структура спеченных твердых сплавов. М.: *Металлургия,* 1975.
12. *Муха И.М.* Твердые сплавы в мелкосерийном производстве. Киев: *Наукова думка,* 1981.
13. *Гуреев Д.М., Яресько С.И., Лалетин А.П., Петров А.Л.* Влияние лазерного излучения на характер износа твердосплавного режущего инструмента // *Трение и износ.* 1989. Т.10. №4.
14. *Kunz H.* Verschleibb in der Zerspanungstechnic. Reib und Verschleiss metal. Und nichmetal. Werkst. Overursel, 1986.
15. *Зорев Н.Н.* Вопросы механики процесса резания металлов. М.: *Машиностроение,* 1956.
16. *Резников А.Н.* Теплофизика процессов механической обработки материалов. М.: *Машиностроение,* 1981.
17. *Макаров А.Д., Мухин В.С., Кишууров В.М., Смыслов А.М.* О точности некоторых формул для определения средней температуры контакта при точении жаропрочных сплавов // *Вопросы оптимизации процессов резания / Тр. Уфимского авиационного института.* Уфа, 1973. Вып.54.
18. *Грановский Г.И., Грановский В.Г.* Резание металлов. М.: *Высшая школа,* 1985.
19. *Виноградов А.А.* Расчет усадки стружки и длины контакта ее с резцом // *Сверхтвердые материалы.* 1980. №2.

WEAR AND WEAR RESISTANCE ANALYSIS OF HARD ALLOY TOOLS AFTER LASER TREATMENT

© 2001 S.I. Yaresko

Samara Branch of Physics Institute named for P.N. Lebedev
of Russian Academy of Sciences

The investigations of laser pulse treatment influence on the structure, phase composition of the tungsten-cobalt hard alloys and cutting tools operation characteristics, produced on its base were conducted. The optimal regimes of laser irradiation and cutting regimes when the greatest increasing of the hardened tools wear resistance was provided have been determined. It was shown that laser treatment with the optimal regimes provides the lowering of cutting temperature and decreasing variation coefficient of tools wear resistance. The interconnection between observed increasing hardening tools wear resistance and structure-phase changes in the laser treatment zone has been determined.

УДК 621.375.85

ПЕРЕСТРОЕЧНЫЕ СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АСТИГМАТИЧНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ С ВНЕШНИМ РЕЗОНАТОРОМ

© 2001 А.К. Чернышов, Г.Н. Чернышова

Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН

В работе экспериментально показано, что спектральные характеристики частично просветленных gain-guided AlGaAs/GaAs лазерных диодов с внешним резонатором можно улучшить, если добавить в оптическую систему согласующую цилиндрическую линзу. В частности, таким путем удается повысить уровень доступной оптической мощности в одночастотном режиме и расширить в 4-5 раз диапазон непрерывной токовой перестройки. При синхронном сканировании собственного и внешнего резонаторов была получена спектральная перестройка частоты излучения лазерного диода в диапазоне 16,5 ГГц при выходной оптической мощности 15 мВт.

Развитие исследований с использованием лазерных диодов (ЛД) в интерферометрии и атомной спектроскопии предъявляет все более высокие требования к параметрам излучения: мощности, ширине и стабильности спектра, диапазону перестройки оптической частоты. Наиболее распространенные ЛД с резонатором, образованным гранями полупроводникового кристалла, не могут полностью удовлетворить эти требования из-за разрывов в перестроечной характеристике и склонности к многомодовой генерации [1]. Поэтому в приложениях, где когерентность и широкая перестройка оптической частоты являются критическими параметрами, лазерные диоды часто используют совместно с дополнительным внешним резонатором (ВР), обеспечивающим частотно-селективную оптическую обратную связь (ООС).

К настоящему моменту предложено большое количество схем внешних резонаторов для ЛД и воздействие ООС на характеристики лазерных диодов достаточно подробно изучено [1-3]. Установлено, что для получения практически наиболее важного режима генерации на единственной продольной моде ВР (одночастотный режим) во всем диапазоне доступных токов накачки необходим высокий уровень ООС между лазерным диодом и внешним резонатором и, как правило, высокая спектральная селективность последнего [4]. Сильная оптическая обратная связь означает, что эффективный коэффициент отражения от внешнего отража-

теля больше или сравним с отражением от собственной грани ЛД. Гарантированное выполнение этого условия обычно достигается применением светосильной оптики и просветлением лазерной грани до получения остаточного коэффициента отражения на уровне 10^{-4} . Однако, для получения таких ультранизких отражений необходим целый комплекс сложного лабораторно-технического оборудования, что делает рассматриваемый подход относительно труднодоступным.

Необходимо отметить, что большинство современных промышленных ЛД сразу изготавливаются с пониженным до 3-10% коэффициентом отражения передней грани. Это благоприятное обстоятельство позволяет получить стабильную одночастотную генерацию при умеренном (10-30%) превышении порогового тока. Однако, для продвижения в область максимально доступных мощностей излучения и, следовательно, больших токов накачки необходимы дополнительные меры по увеличению уровня ООС. Один из способов может быть предложен для gain-guided лазерных диодов без бокового ограничения поля. Метод основан на том, что вследствие большого (до 100 мкм) астигматизма выходного излучения указанных ЛД, эффективность ввода пучка, возвращающегося из пассивного внешнего резонатора обратно в активную область, зависит от кривизны фазового фронта. Следовательно, скомпенсировав потери на ввод можно повысить ООС и тем самым улучшить характеристики лазер-

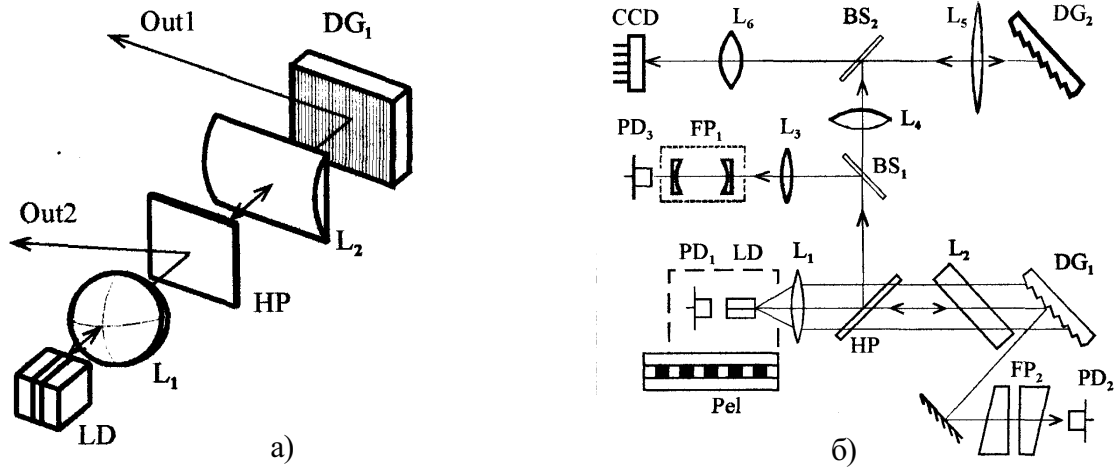


Рис. 1. Лазерный диод с внешним резонатором:

а) конфигурация внешнего резонатора; б) схема экспериментальной установки.

LD - лазерный диод, L_1 - коллимирующий микрообъектив ($F=6\text{мм}$; $NA=0,4$); L_2 - согласующая цилиндрическая линза ($F=5\text{см}$); DG_1 - дифракционная решетка (1200 штр/мм); DG_2 - та же (600 штр/мм, 2порядок); FP_1 - сканируемый конфокальный интерферометр ($FSR=1,5\text{ГГц}$; $F=35$); FP_2 - эталон Фабри-Перо ($FSR=50\text{ГГц}$, $F=12$); PD - фотодиоды; BS - делители пучка; CCD - линейка фотодиодов, L_3 - L_6 - сферические линзы; Pel - микрохолодильник

ного излучения.

Цель данной работы экспериментально продемонстрировать, что, оптимизируя с помощью цилиндрической линзы согласование частично просветленного, астигматичного лазерного диода с внешним резонатором, можно увеличить доступный уровень мощности излучения в одночастотном режиме и расширить диапазон непрерывной перестройки оптической частоты.

Измерения выполнены на промышленных структурах типа ИЛПН-108, представляющих собой gain-guided AlGaAs/GaAs лазерные диоды с шириной полоскового контакта 10-15 мкм и длиной резонатора 250-280 мкм. Передняя грань лазеров была просветлена до 3-5%, а на заднюю грань напылено высоко отражающее покрытие. Приборы имели астигматическое расстояние 60-90 мкм, измеренное по методике [5], и излучаемые длины волн находились в интервале 820-830 нм. Для экспериментов отбирались образцы с регулярным распределением интенсивности в дальней зоне и фактором Питермана $K > 2.61$. Последнее условие, как показано в [5], гарантирует отсутствие в лазерной структуре бокового рефрактивного (index-guided) волновода. Лазеры работали в непрерывном режиме при стабилизации температуры радиатора. Никаких модификаций корпусов из-

лучателей не проводилось.

Конфигурация лазерного диода с внешним резонатором (ЛДВР) и схема экспериментальной установки показаны на рис.1. Корпус лазерного излучателя закреплялся в радиаторе таким образом, чтобы плоскость р-п перехода располагалась вертикально. Излучение от передней грани лазера коллимировалось в параллельный пучок просветленным микрообъективом L_1 . Дополнительный внешний частотно-селективный резонатор был образован передней гранью лазера и дифракционной решеткой DG_1 , установленной в конфигурации Литтрова с вертикальной ориентацией штрихов на расстоянии 15 см от ЛД. Для повышения эффективности дифракции DG_1 внутри резонатора размещалась полуволновая пластинка HP, которая поворачивала плоскость поляризации излучения ЛД ортогонально штрихам решетки. Кроме того, во внешней части ЛДВР была установлена согласующая цилиндрическая линза L_2 с помощью, которой повышалась эффективность ввода излучения дифрагирующего от DG_1 в активную область лазера. Ось линзы L_2 располагалась горизонтально и ориентировалась параллельно плоскости решетки DG_1 , также была предусмотрена возможность смещения линзы вдоль оси ВР рис.1б. Вывод излучения из внешнего резонатора осуществлялся

по двум каналам. В качестве основного канала использовался нулевой порядок дифракции от DG_1 и в качестве вспомогательного контрольного канала - пучок, отраженный от грани НР. Отметим, что при юстировке или перестройке оптической частоты ЛДВР часто возникает необходимость поворота решетки DG_1 , что вызывает угловые отклонения основного выходного пучка, в то время как положение контрольного пучка остается фиксированным в пространстве. Наблюдение спектра мод собственного резонатора (СР) лазерного диода выполнялось с помощью монохроматора, образованного дифракционной решеткой DG_2 , линзами L_4-L_6 и линейкой ПЗС-фотоприемников ССД. Спектр мод внешнего резонатора контролировался сканирующим интерферометром FP_1 , и эталоном Фабри-Перо FP_2 . Изменения оптической мощности P_{out} регистрировались фотодиодом PD_1 , встроенным в сборку лазерного излучателя.

Увеличение уровня оптической связи лазера с внешним резонатором наиболее просто зарегистрировать по снижению величины порогового тока накачки I_{th} и расширению диапазона спектральной перестройки оптической частоты. С этой целью измерялась величина порогового тока как функция длины волны генерации для не согласованного (без линзы L_2) и согласованного ВР. Спектральная перестройка ЛДВР в данном случае

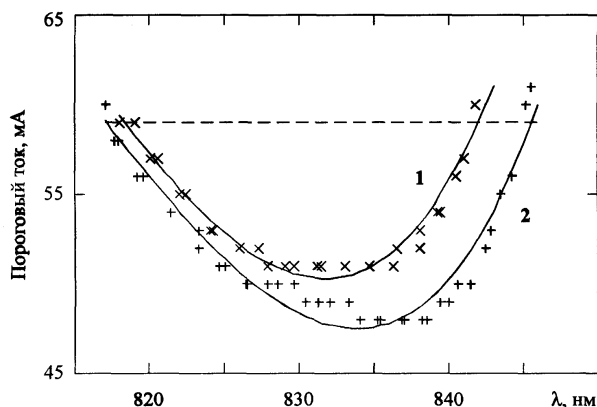


Рис. 2. Зависимость порогового тока накачки от длины волны генерации ЛДВР: 1- несогласованный ВР; 2- согласованный ВР. Крестиками показаны экспериментальные точки, подгоночные кривые изображены сплошными линиями. Пунктирная линия соответствует уровню порогового тока ЛД в свободном режиме

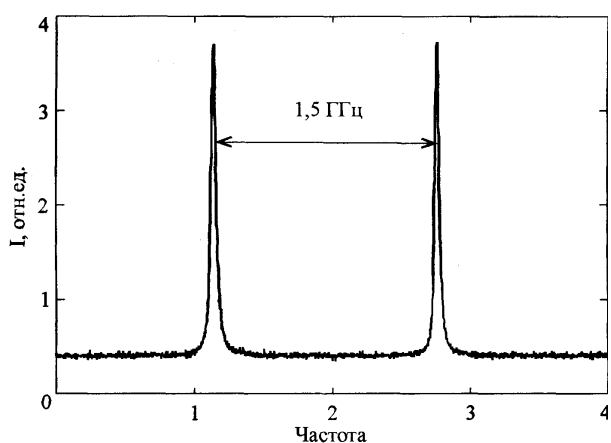


Рис. 3. Резонансы пропускания конфокального сканирующего интерферометра FP_1 ($FSR=1,5$ ГГц; $F=35$) при одночастотном режиме генерации ЛДВР

осуществлялась поворотом внешней дифракционной решетки DG_1 . Поскольку лазер был просветлен лишь частично, то при повороте решетки наблюдалась дискретная перестройка длины волны генерации путем последовательного переключения по продольным модам собственного резонатора. Из представленных на рис.2 данных следует, что для согласованного случая (кривая 2) во-первых, больше интервал доступных длин волн и, во-вторых, для любой доступной длины волны величина порогового тока меньше. Это наглядно подтверждает, что при использовании согласующей цилиндрической линзы уровень связи астигматичного лазера с внешним резонатором повышается.

Затем исследовалось влияние условий согласования на параметры одночастотного режима генерации. Переход лазерного диода в указанный режим контролировался по резонансам пропускания сканирующего интерферометра FP_1 рис.3. Оценка ширины линии генерации ЛДВР, выполненная по резонансам FP_1 , дает величину $\Delta\nu \leq 40$ МГц и определяется предельным разрешением интерферометра. Недостаточная резкость интерферометра FP_1 , доступного на момент измерений, не позволила зарегистрировать какие-либо изменения в ширине линии генерации при вариации согласования ЛД с внешним резонатором.

На рис.4 показаны дискретные перестроенные кривые, полученные в одночастотном режиме генерации ЛДВР. При малом токе

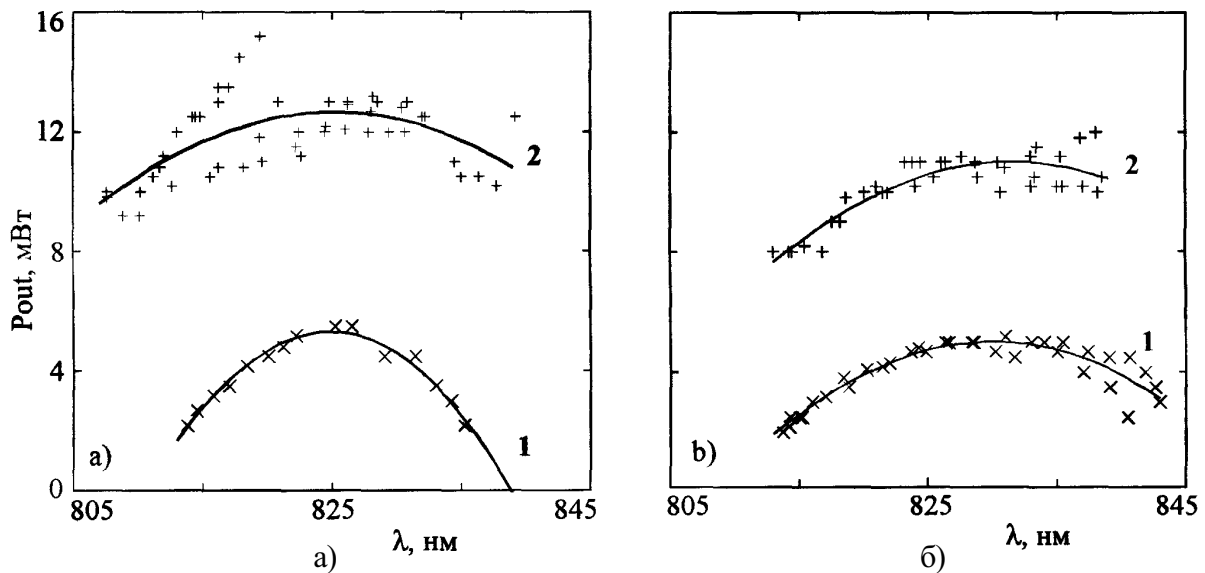


Рис. 4. Дискретная перестройка длины волны генерации ЛДВР в одночастотном режиме: а) не согласованный ВР; б) согласованный ВР. Крестиками показаны экспериментальные точки, подгоночные кривые изображены сплошными линиями. Кривые 1,2 соответствуют токам накачки 60 и 100 мА, соответственно

накачки (кривая 1) для согласованного ВР наблюдалось расширение спектрального интервала, в пределах которого сохранялась одночастотная генерация. При высоком токе накачки (кривая 2) в согласованной и несогласованной конфигурации ВР диапазоны одночастотной генерации примерно одинаковы. Хотя заметного выигрыша в данном случае нет, отметим, что несколько исследованных образцов ЛД при использовании внешнего резонатора без цилиндрической линзы не работали в режиме одночастотной генерации при 1,5 кратном превышении I_{th} .

Несмотря на широкую дискретную перестройку ЛДВР, во многих случаях более важна непрерывная перестройка лазерной частоты. В данной работе непрерывная перестройка осуществлялась за счет сканирования мод собственного резонатора путем подачи пилообразной составляющей в ток накачки лазера. Амплитуда пилы составляла 3 мА, а частота модуляции выбиралась в диапазоне от 5 до 80 Гц, при этом постоянный ток накачки соответствовал 1,5-2 кратному превышению над пороговым значением. В одночастотном режиме на пилообразные колебания оптической мощности (кривая 1 на Рис.5), соответствующие изменениям тока накачки ЛД, накладывались осцилляции (в данном случае ступенчатой формы) с меньшим, чем у сигнала модуляции периодом. Подобные

ступенчатые осцилляции в P_{out} связаны с переключением частоты генерации ЛД по модам ВР [5]. Это иллюстрирует сигнал пропускания интерферометра FP2 (кривая 2), который использовался в качестве частотного дискриминатора. Плоские почти горизонтальные участки на кривой 2 соответствуют интервалам непрерывной перестройки оптической частоты, а резкие вертикальные скачки означают переключение генерации на соседнюю моду ВР. Из рис.5 следует, что интервал непрерывной токовой перестройки ЛДВР много меньше, чем межмодовый интервал внешнего резонатора, составляющий в данном случае 1 ГГц. Отметим, что этот результат получен для положения согласующей линзы L_2 , при котором получался минимальный пороговый ток лазерного диода.

С другой стороны, если оптимизировать согласование лазера с внешним резонатором по максимуму выходной оптической мощности при высоких токах накачки, то наблюдается режим одночастотной генерации с "расширенным" интервалом непрерывной токовой перестройки. Особенности перестроечной характеристики ЛДВР в этом режиме иллюстрируются на Рис.6. Кривая 1, соответствующая изменениям P_{out} при пилообразной модуляции тока, теперь содержит протяженные участки без переключений по модам ВР. Непрерывность перестройки оптической ча-

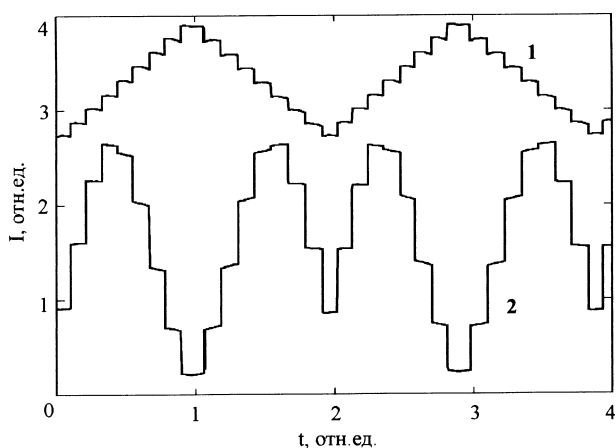


Рис. 5. Токовые перестроенные характеристики ЛДВР в одночастотном режиме:
 1- изменения выходной оптической мощности;
 2- пропускание эталона FP_2

стоты на этих участках подтверждается по сигналу от FP_2 - кривая 2. Для количественной оценки узкой резонанс пропускания интерферометра FP_1 ($\Delta\nu \approx 40$ МГц) был настроен в начале в область расширенной перестройки (кривая 3), а затем в область с переключениями (кривая 4). Видно, что в первом случае диапазон непрерывной перестройки равен 200 МГц, тогда как во втором случае ограничен 35 МГц.

Поскольку частота генерации частично просветленного лазера определяется как собственным, так и внешним резонаторами, то, очевидно, что перестраивая их по отдельности нельзя получить широкой перестройки из-

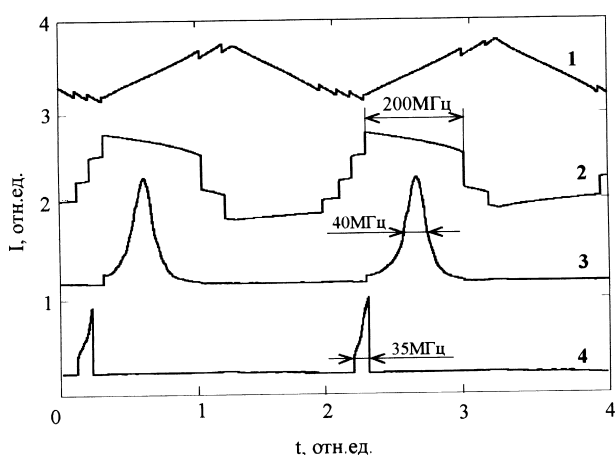


Рис. 6. "Расширенные" токовые перестроенные характеристики ЛДВР:
 1- изменения выходной оптической мощности;
 2- пропускание эталона FP_2 ;
 3- пропускание интерферометра FP_1 в области расширенной перестройки;
 4- тоже в области с переключениями

за периодически возникающего рассогласования между СР и ВР модами. На практике для увеличения перестроечного интервала указанные резонаторы обычно сканируют синхронно, чтобы пара мод, на которой происходит генерация ЛД, дольше оставалась согласованной по частоте. В данной работе для осуществления режима "синхронной" перестройки сигнал от задающего пилообразного генератора одновременно подавался в источник тока ЛД и высоковольтный усилитель, который контролировал пьезокерамическую подвижку дифракционной решетки DG_1 . Первоначально при отключенной пьезоподвижке лазер настраивался на режим расширенной токовой перестройки. Затем, оптимизируя, глубину модуляции тока накачки и амплитуду сканирования длины ВР добивались максимального интервала непрерывной перестройки частоты лазерной генерации. Полученные экспериментальные результаты представлены на рис.7. В отличие от рис.5 и 6 здесь даже, несмотря на большую амплитуду модуляции тока в выходной мощности полностью отсутствуют (кривая 1) осцилляции, связанные с переключениями по модам ВР, а нелинейные искажения на кривой 1 связаны с нелинейностью Ватт амперной характеристики ЛД. О непрерывном характере перестройки частоты свидетельствует гладкая форма (сравните с рис.5 и 6) прописанного резонанс пропускания FP_2 (кривая 2), ширина которого составляет 4 ГГц.

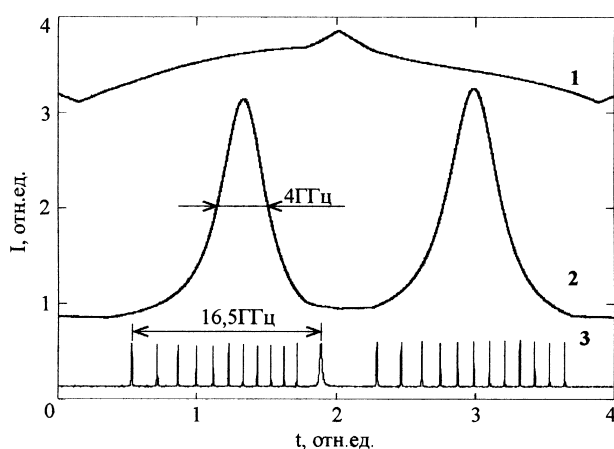


Рис. 7. "Синхронные" перестроенные характеристики ЛДВР:
 1- изменения выходной оптической мощности;
 2- пропускание эталона FP_2 ;
 3- тоже для FP_1

Более точная оценка интервала перестройки выполнялась по резонансам пропускания FP_1 (кривая 3). Поскольку область свободной дисперсии FP_1 составляет 1,5 ГГц, то диапазон непрерывной "синхронной" одночастотной перестройки ЛДВР на рис.7 примерно равен $1,5 \times 11 = 16,5$ ГГц.

Таким образом, в работе показано, что спектральные характеристики частично просветленных gain-guided лазерных диодов с внешним резонатором можно легко улучшить с помощью согласующей цилиндрической линзы за счет дополнительного повышения уровня ООС. В частности, это позволило перевести все исследованные образцы в одночастотный режим генерации при 1,5 кратном превышении порогового тока накачки, а в двух лазерах из десяти этот режим сохранялся даже при $I/I_{th} = 2$. Кроме того, повышенная ООС обуславливает более сильную привязку частоты генерации ЛД к моде внешнего резонатора, что с одной стороны повышает устойчивость одночастотного режима к внешним возмущающим воздействиям, а с другой расширяет в 4-5 раз диапазон непрерывной токовой перестройки ЛДВР. При синхронном сканировании собственного и внешнего резонаторов была получена спектральная перестройка частоты излучения ЛДВР в пределах 16,5 ГГц, при этом величина выход-

ной оптической мощности составляла 15 мВт. В заключении отметим, что благодаря наличию во внешнем резонаторе цилиндрической линзы, лазерный выходной пучок является сильно эллиптическим и обладает астигматизмом, поэтому для эффективного использования подобных излучателей обязательно необходима анаморфотная согласующая оптика.

Авторы благодарят Котову С.П. за поддержку и постоянное внимание к работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Wieman C.E., Hollberg L.* Using diode lasers for atomic physics // *Rev. Sci. Instrum.* Vol.62. 1991. №1.
2. *Kazharsky O., Pakhomov S., Grachev A.* Broad continuous tuning of a diode laser with an external cavity // *Opt. Commun.* Vol.137. 1997.
3. *Van Tartwijk G.H.M., Lenstra D.* Semiconductor laser with optical injection and feedback // *Quantum Semiclass. Opt.* Vol.7. 1995.
4. *Tkach R.V., Chraplyvy A.R.* Regimes of feedback effects in 1,5 μm distributed feedback lasers // *J. Lightwave Technol.* Vol.LT-4. 1986. №11.
5. *Величанский В.Л., Котова С.П., Чернышов А.К.* Диагностика и пространственное согласование пучков лазерных диодов // *Препринт ФИАН.* 2000. №27.

SPECTRAL TUNING CHARACTERISTIC OF A GAIN-GUIDED LASER DIODE WITH AN EXTERNAL CAVITY

© 2001 A.K. Chernyshov, G.N. Chernyshova

Samara Branch of Physics Institute named for P.N. Lebedev
of Russian Academy of Sciences

In the work experimentally it is exhibited that the spectral characteristics of an external cavity antireflection coating gain-guided AlGaAs/GaAs laser diode can be improved if to add in the optical system a mode-matching cylinder lens. In particular, such way possible to increases a level of accessible single - mode optical power and to expand in 4-5 times a spectral range of continuous tuning characteristic. At synchronous scanning of the internal and external resonators the spectral tuning of a laser diode radiated frequency over 16,5 GHz was obtained at output optical power 15 mW.

О СТАБИЛИЗАЦИИ РАБОЧЕЙ СМЕСИ ТЕА СО₂ ЛАЗЕРА

© 2001 И.А. Бакулин, Е.В. Котов, В.Д. Николаев

Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН

Приведены результаты исследований и сравнительный анализ влияния добавок Н₂, СО, Хе к рабочей смеси ТЕА СО₂ лазера на процесс разложения СО₂ и стабильность разряда. Предложены рекомендации по количественному содержанию добавок Н₂ и СО, необходимого для стабилизации состава смеси и длительной работы ТЕА лазера в отпаянном режиме.

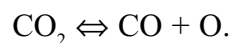
При разработке промышленных лазеров одним из важнейших моментов является требование длительной работоспособности лазера без замены смеси, поскольку это значительно уменьшает эксплуатационные расходы. В ТЕА СО₂ лазерах в результате плазмохимических реакций, сопутствующих разрядам предыонизации и накачки, происходит деградация смеси: распад части молекул СО₂ на СО и О₂, появление окислов азота. Нарботка электроотрицательных молекул О₂ приводит к уменьшению числа фотоэлектронов предыонизации, что в начальный момент вызывает снижение эффективности накачки активной среды, а далее может привести к срыву тлеющего объёмного разряда в локальный, искровой. Степень деградация смеси зависит от соотношения газовых компонент, режимов работы, конструктивных особенностей лазерной системы. Поэтому задача стабилизации газового состава лазерной смеси постоянно находится в поле зрения исследователей и разработчиков технологических лазеров.

К настоящему моменту можно выделить два способа поддержания постоянного состава лазерной смеси. Во-первых, это метод каталитического восстановления молекулы СО до двуокиси углерода. Второй метод связан с введением в смесь небольшой порции различных газовых добавок типа Н₂, СО, Хе.

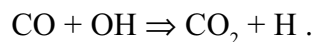
В первом способе предусматривается введение в газовый тракт каталитического элемента типа: Pd/Pt/SnO₂ или оксидные композиции Cu, Al, Co, с хорошо развитой поверхностной структурой, где и осуществляется реакция доокисления молекул СО до дву-

окси углерода. Проведённые нами эксперименты по восстановлению смеси посредством каталитического элемента на основе Pd/Pt/SnO₂ (это была обработанная соответствующим способом стеклоткань, помещённая на расстоянии 15 см от разрядной зоны, так что смесь после разряда проходила через катализатор) показали, что наличие элемента уменьшало скорость наработки СО на 30%, со 170 Па/час в среднем до 119 Па/час. Этот уровень восстановления смеси является явно недостаточным, а для активизации процесса требуется повышение температуры реагентов до 100⁰С и выше [1,2], что не всегда целесообразно. Здесь, очевидно, требуются дополнительные исследования по повышению эффективности катализатора, поскольку известны успешные результаты восстановления смеси на Pd/SnO₂-катализаторе при условиях близких к нормальным [3]. Однако в настоящее время работы в этом направлении приостановлены из-за дороговизны используемых материалов.

Во втором способе каждая из перечисленных добавок обладает своим механизмом ограничения деградации смеси [4-10]. Так добавка СО сдвигает протекание реакции в сторону процесса окисления СО:

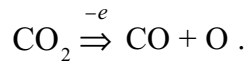


Ввод молекул водорода приводит к образованию гидроксильного радикала, который взаимодействуя с СО приводит к восстановлению СО₂:



Ксенон же [6] понижает электронную

температуру разрядной плазмы и тем самым ограничивает разложение углекислого газа в процессе:



В процессе разработки экспериментального образца ТЕА CO_2 лазера с предыонизацией вспомогательными искровыми разрядами и поперечной прокачкой смеси были проведены экспериментальные исследования по сравнению эффективности влияния описанных выше механизмов на процесс восстановления и стабилизации газовой смеси в лазерных системах данного класса. Величина удельного энергозатрата составляла порядка 200 Дж/л·атм., частота следования импульсов 1-10 Гц.

Экспериментальные результаты.

Анализ смесей на наличие CO , образовавшегося в результате распада углекислого газа, проводился на хроматографе "Chrom-5". Одновременно осуществлялся контроль уровня O_2 , хотя точность количественного определения O_2 меньше, чем CO . Уровень CO оценивался относительно известного уровня N_2 , входящего в состав лазерной смеси, а поскольку молекулярные веса CO и N_2 одинаковы, можно надеяться на минимальную ошибку в пересчётах. Одновременно с анализом смеси проводились измерения выходной энергии лазерного импульса.

Работы проводились со смесью $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 5 : (5 \div 6)$ при давлении $0,6 \text{ кгс/см}^2$ ($5,886 \cdot 10^4 \text{ Па}$), которое является оптимальным по максимуму выходной энергии излучения при напряжении на разрядном промежутке 2,5 см в (40-45)кВ. Энергозатрат в активный объём составлял 100 Дж. При введении добавок давление He уменьшалось на величину парциального давления добавки.

CO вводилось следующими порциями: 490 Па, $2 \times 490 \text{ Па}$, $3 \times 490 \text{ Па}$; по показаниям вакуумметра, пересчёты по хроматограммам дали значения: 464 Па, 743 Па, 1196 Па. Это несовпадение и определяет величину ошибки измерений в пределах $15 \div 25\%$.

Добавка CO в 464 Па обеспечивала непрерывную работу лазера в течение 7 часов с частотой 1 Гц ($2,52 \cdot 10^4$ импульсов), при

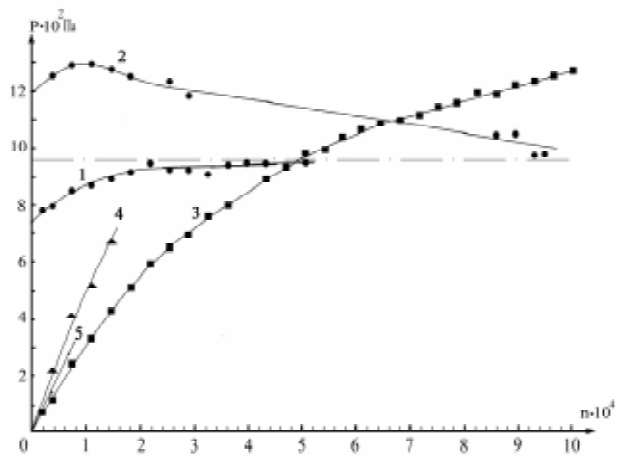


Рис. Динамика изменения парциального давления CO в рабочей смеси ТЕА CO_2 -лазера в зависимости от числа импульсов для различных начальных газовых добавок: кривая 1 - порция CO ($P_0 = 740 \text{ Па}$), кривая 2 - порция CO ($P_0 = 1200 \text{ Па}$), кривая 3 - порция H_2 ($P_0 = 4900 \text{ Па}$), кривая 4 - наработка CO без добавок, кривая 5 - порция He с $P_0 = 490 \text{ Па}$

этом происходило увеличение содержания CO до $\approx 870 \text{ Па}$, что соответствует наработке $\text{O}_2 \approx 200 \text{ Па}$. После 7 часов работы происходило искрообразование с частотой $0,1 \div 0,2 \text{ Гц}$.

При введении 743 Па CO был получен 14 часовой бесперебойный режим работы лазера. За 5 часов работы содержание CO увеличилось до 925 Па и далее оставалось постоянным. Дополнительно нарабатывалось O_2 около 90 Па, по хроматографическим оценкам в смеси находилось около 170 Па кислорода.

Добавка в 1196 Па CO обеспечивала 25 часовой непрерывный режим работы лазера. При этом в первый момент времени (≈ 3 часа) наблюдался некоторый рост содержания CO в смеси (приблизительно на 8% относительно начального уровня), затем монотонное падение к уровню 1000 Па. Уровень содержания кислорода в смеси в течение всего периода измерений оставался низким (0,4% от N_2) и, по-видимому, находился в пределах ошибки измерений.

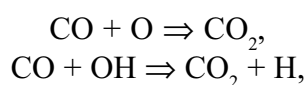
Полученные результаты позволяют сделать следующий вывод: количество CO , обеспечивающее стационарное состояние смеси, находится в пределах (900-1000)Па. Динамика изменения парциального давления CO для

разных величин газовых добавок представлена на рис., кривые 1 и 2. Следует особо подчеркнуть, что величина добавки CO, как показали измерения, не влияет на выходную энергию импульса излучения, которая в нашем случае составляла ≈ 10 Дж.

Эксперименты по стабилизации смеси добавками H_2 проводились при парциальных давлениях: 2×490 Па, 6×490 Па, 10×490 Па. Давление измерялось только по моновакууметру, ввиду проблематичности измерений водорода в потоке гелия на хроматографе.

При парциальном давлении H_2 в рабочей смеси 980 Па и подаче импульса напряжения на разрядный промежуток в 40 кВ (нормальный режим) время работы лазера без срыва тлеющего разряда в искровой составило 1 час. Увеличение парциального давления H_2 до 2940 Па и далее до 4900 Па привело к росту периода стабильной работы до 2 часов. Для всех случаев за первый час работы была зарегистрирована примерно одинаковая скорость наработки CO в пределах 180 ± 20 Па/час, что практически не намного отличается от той же величины для чистой смеси 220 Па/час (кривая 4, рис.). Таким образом, был выявлен следующий недостаток водородных добавок: высокая скорость разложения CO_2 и сужение области устойчивости разряда по параметру величины импульса напряжения накачки.

Для смеси с парциальным давлением H_2 4900 Па (кривая 3, рис.) было проведено исследование длительности работы с понижением напряжения в импульсе накачки с 40 кВ до 36 кВ после первых двух часов в нормальном режиме. Энергия в импульсе при этом уменьшалась на 40%. Выявлена возможность работы лазерной системы на этой смеси с длительностью порядка 25 часов с эпизодическим шнурованием разряда. По-видимому, в данном случае доминирует два механизма восстановления CO_2 :



с преобладанием первого.

Следует отметить, что во всех случаях разных давлений водорода, хроматографом

регистрировался очень низкий уровень кислорода ≈ 50 Па (на уровне ошибки методики проведения измерений). Это позволяет сделать вывод о наличии реакции связывания его с водородом, то есть, очевидно, происходит наработка паров воды. Поскольку вода обладает свойством сильного поглощения ультрафиолета предыонизации в рабочей области CO_2 -лазера [9], то по мере роста её концентрации создаются условия для срыва тлеющего разряда в искровой.

В связи с этим предположением было произведено улучшение условий предыонизации разряда. В нашем случае это достигалось смещением искровых разрядов предыонизации с 10 см до 6 см к оси разряда. Это позволило работать на смеси с полной заменой гелия на водород (смесь $CO_2 : N_2 : H_2 = 0,05 : 0,25 : 0,3$ при давлении $0,6$ кгс/см²). Наблюдалась стабильная работа лазера в течение 6 часов, но смесь была признана нецелесообразной ввиду малой выходной энергии в импульсе излучения (~ 3 Дж против 12 Дж на гелиевой смеси при одинаковых условиях).

Работы с Хе проводились при его парциальном давлении ≈ 490 Па (при больших давлениях не удалось осуществить более или менее стабильный разряд) и напряжении в импульсе накачки 36 кВ. Эксперименты показали, что скорость наработки CO с добавкой Хе (кривая 5, рис.) падает незначительно (на $20 \div 25\%$) по сравнению с чистой смесью, а область величин напряжения в импульсе, обеспечивающая стабильный разряд, приближается к порогу срабатывания генератора. При этом энергия импульса излучения составляла половину от обычного значения. Ввиду этого нам представляется не целесообразным использование Хе в качестве добавки для стабилизации смеси.

Таким образом, на основании проведенных экспериментальных исследований в качестве газовых компонент рабочей смеси ТЕА CO_2 лазера, оказывающих положительной воздействие на стабильность разряда, можно рекомендовать добавки определенной величины CO и H_2 . Причём предпочтительнее использование добавки CO.

Проведенные измерения послужили основанием выбора 4-х компонентной газова-

куумной схемы для экспериментального образца ТЕА CO_2 лазера, ориентированного на маркировочные технологии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Brown K.G., Sidney B.D., Schryer D.R. et al.* Catalytic recombination of dissociation products with Pt/ SnO_2 for rare and common isotope long-life, closed-cycle CO_2 lasers // SPIE Laser Radar Technology and Application. Vol.663. 1986.
2. *Осинов В.В., Нукифоров А.В., Орлов А.Н. и др.* ТЕА CO_2 лазер с системой регенерации газовой смеси // ПТЭ. 1998. №2.
3. *Stark D.S., Crocker A., Steward G. J.* A sealed 100-Hz CO_2 TEA laser using high CO_2 concentrations and ambient-temperature catalysts // J. Phys. E: Sci. Instrum. Vol.16. 1983.
4. *Smith A.L.S., Bett T.H., Browne P.G.* The Effects of Gas Additives on TEA CO_2 Lasers // IEEE J. Quantum Electron. Vol.QE-11. 1975. №7.
5. *Stark D.S., Ckross P.H., Foster H.A.* Compact Sealed Pulsed CO_2 TEA Laser // IEEE J. Quantum Electron. Vol.QE-11. 1975. №9.
6. *Ikeda H., Horishima T., Owaki T.* Sealed-Off Carbon Dioxide Laser // JRC Rev. Vol.26. 1988. №9.
7. *Hokazono H., Fujimoto H.* Theoretical analysis of the CO_2 molecule decomposition and contaminants yield in transversely excited atmospheric CO_2 laser discharge // J. Appl. Phys. Vol.62. 1987. №5.
8. *Hokazono H., Obara M.* Reduction of the CO_2 decomposition in the transversely excited atmospheric CO_2 laser discharge plasma by a very small amount of the water vapor // Appl. Phys. Lett. Vol.57. 1990. №1.
9. *Hokazono H., Obara M.* Theoretical operational life study of the closed-cycle transversely excited atmospheric CO_2 laser // J. Appl. Phys. Vol.69. 1991. №10.
10. *Tashiro H., Suda A., Kurachi M. et al.* Gas degradation and production in a high repetition rate, transversely excited atmospheric CO_2 laser // J. Appl. Phys. Vol.71. 1992. №4.

ABOUT STABILIZATION OF A WOKING MIXTURE OF THE TEA CO_2 LASER

© 2001 I.A. Bakulin, E.V. Kotov, V.D. Nikolaev

Samara Branch of Physics Institute named for P.N. Lebedev
of Russian Academy of Sciences

The results of studies of the laser medium stabilization is presented. Comparative analysis of influence of the additives of H_2 , CO , Xe on decomposition of carbon dioxide in a TEA CO_2 laser is made. The quantities of the additives for a laser mixture composition stabilization and for a TEA CO_2 laser long-lived operation under sealed-off conditions are recommended.

ОПТИЧЕСКИЕ ЛОВУШКИ, ОБРАЗОВАННЫЕ РАЗЛИЧНЫМИ МОДАМИ ЛАЗЕРА

© 2001 С.П. Котова, М.А. Рахматулин, В.В. Филькин

Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН

На основе законов геометрической и волновой оптики создана компьютерная модель взаимодействия остро сфокусированных лазерных пучков различных мод с прозрачными диэлектрическими сферами. Моделировалось взаимодействие лазерных мод Лагерра-Гаусса, $L-G_0^1, L-G_0^2, L-G_0^3, L-G_0^4, L-G_1^0, L-G_2^0, L-G_1^1$ Эрмита-Гаусса $H-G01, H-G10, H-G11$ и нулевой моды Гаусса со сферами латекса, взвешенными в воде. Для всех мод рассчитаны силы, действующие на сферу в поперечном и продольном направлениях. Обнаружено, что моды Лагерра-Гаусса и Эрмита-Гаусса создают возвращающие продольные силы большие, чем нулевая мода гаусса. В то же время для поперечных сил наблюдается обратная ситуация.

Введение

Оптический захват – это новая технология, которая использует давление излучения для захвата и манипуляции микроскопическими объектами. В настоящее время данные ловушки широко используются в клеточной биологии, так как они позволяют управлять клетками и их органеллами без каких-либо повреждений. Для захвата нейтральных диэлектрических частиц было предложено и продемонстрировано множество оптических ловушек, основанных на рассеянии и изменении направления потока импульса в световой волне [1-3]. Однолучевая градиентная оптическая ловушка, также известная как оптический пинцет, впервые была продемонстрирована Эшкиным и др. [4]. Фактически она является одной из самых простых ловушек, основанных на давлении излучения. Оптический пинцет состоит из лазерного луча, остро сфокусированного микроскопическим стандартного микроскопа до светового пятна диаметром $\sim \lambda$ в плоскости объекта. Этот же микроскоп используется для наблюдения за микроскопическим объектом. При острой фокусировке лазерного луча в аксиальном и поперечном направлениях создаётся сильный градиент интенсивности. Под действием такого луча диэлектрические частицы типа биологических клеток преломляют электрическое поле, втягиваются в фокус пучка и остаются там. Размер захваченных частиц может колебаться от порядка долей длинны волны до нескольких десятков микрометров. Силы, образующиеся в ловушке,

способны переместить клетку или внутриклеточные органеллы не повреждая клеточную мембрану. Причём данные манипуляции выполняются абсолютно стерильно. Так в работе [5] оптическая ловушка используется для изменения движения хромосом внутри ядра клетки и для удержания подвижных сперматозоидов. Р. Шутце разработала экспериментальную установку по искусственному оплодотворению, основанную на оптическом пинцете [6]. Авторы статьи [7] выполнили оптические измерения эластичных свойств внутриклеточной жидкости при перемещении органелл.

Вычисление сил захвата в лазерном пинцете может быть выполнено в рамках геометрической оптики или с помощью электромагнитной теории света. Объекты, описываемые в рамках геометрической оптики, должны иметь размер $> 10\lambda$, для частиц, имеющих диаметр $< \lambda$, используется электромагнитное приближение [8].

В данной работе мы проводим вычисление сил захвата, действующих на диэлектрическую сферу в рамках геометрической оптики для разных мод лазера.

Модель лазерного пинцета

Рассмотрим действие однолучевой оптической ловушки на диэлектрические микроскопические сферы, которые по своим свойствам похожи на клетки различных организмов. Будем проводить вычисления в рамках геометрической оптики. Рассмотрим действие сфокусированного лазерного пучка на

не поглощающую диэлектрическую частицу сферической формы, диаметр которой много больше, чем длина световой волны. Вычислим силы, действующие на частицу в направлениях вдоль и поперёк лазерного пучка. В основу расчёта положим представления о потоке импульса, переносимом световой волной, о фокусировке лазерного пучка, а также формулы Френеля для коэффициентов отражения и преломления света на границе раздела двух сред. Будем рассматривать лазерные пучки с Гауссовым, Лагерр-Гауссовыми и Эрмит-Гауссовыми профилями распределения интенсивности, линейно поляризованные вдоль оси OX. При моделировании не учитывалась дифракция лазерного пучка на микрообъективе. Также необходимо отметить, что на расстояниях порядка $z_0 = \pi \cdot \rho^2 / \lambda$ от фокуса геометрооптическая модель не даёт корректные результаты.

На рис. 1 показаны направления элементарных сил, действующих на диэлектрическую частицу, обусловленные отражением и преломлением элементарного луча на поверхности сферы.

Направления сил определяются формулами:

$$\begin{aligned} d\vec{F}_1 &= (\vec{l}_0 - \vec{l}_1) \cdot c_1, & d\vec{F}_3 &= (\vec{l}_2 - \vec{l}_3) \cdot c_3, \\ d\vec{F}_2 &= (\vec{l}_0 - \vec{l}_2) \cdot c_2, & d\vec{F}_4 &= (\vec{l}_2 - \vec{l}_4) \cdot c_4, \end{aligned} \quad (1)$$

где c_i - скалярные величины и $\vec{l}_0, \vec{l}_1, \vec{l}_2, \vec{l}_3, \vec{l}_4$ - единичные вектора, определяющие направление для лучей.

Для того чтобы вычислить поперечные и продольные составляющие сил светового давления необходимо найти проекции еди-

ничных векторов l_{ix}, l_{iz} (где $i = 0, 1, 2, 3, 4$), определяющих направление распространения лучей света. Рассмотрим общий случай, когда ось пучка смещена от оси OZ, проходящей через центр сферы радиуса a , на расстояние b (рис. 2). Из рисунков 1 и 2 путём несложных геометрических выкладок получим:

$$\begin{aligned} l_{0z} &= \cos \zeta \cdot \cos \gamma, \\ l_{1z} &= -\cos(\alpha + \omega) \cdot \cos \gamma, \\ l_{2z} &= \cos(\omega - \beta) \cdot \cos \gamma, \\ l_{3z} &= -\cos(3\beta - \omega) \cdot \cos \gamma, \\ l_{4z} &= \cos(\omega + \alpha - 2\beta) \cdot \cos \gamma, \\ l_{0x} &= \sin \zeta \cdot \cos \eta \cdot \cos \nu, \\ l_{1x} &= \sin(2\alpha - \zeta) \cdot \cos \eta \cdot \cos \nu, \\ l_{2x} &= -\sin(\omega - \beta) \cdot \cos \eta \cdot \cos \nu, \\ l_{3x} &= -\sin(3\beta - \omega) \cdot \cos \eta \cdot \cos \nu, \\ l_{4x} &= -\sin(\omega + \alpha - 2\beta) \cdot \cos \eta \cdot \cos \nu, \end{aligned} \quad (2)$$

где α – угол падения; β – угол преломления; χ – угол между плоскостью поляризации пучка и плоскостью падения луча, θ и ψ – сферические координаты; $\zeta = \angle ACO$; $\varphi = \angle ACE$; $\psi = \angle AGE$; $\omega = \angle AOC$; $\theta = \angle AOF$; $\nu = \angle ABR$; $\eta = \angle SAB$; $\chi = \angle ASR$, $\gamma = \angle COF$; $\delta = \angle REA$.

Начнём с вычисления элементарной силы $d\vec{F}_1$. Эта сила возникает из-за того, что при отражении луча света от поверхности шара в точке A часть потока импульса падающей волны с объёмной плотностью

$$G_1 = I_1 / c^2 \quad (3)$$

изменяет своё направление с первоначально-

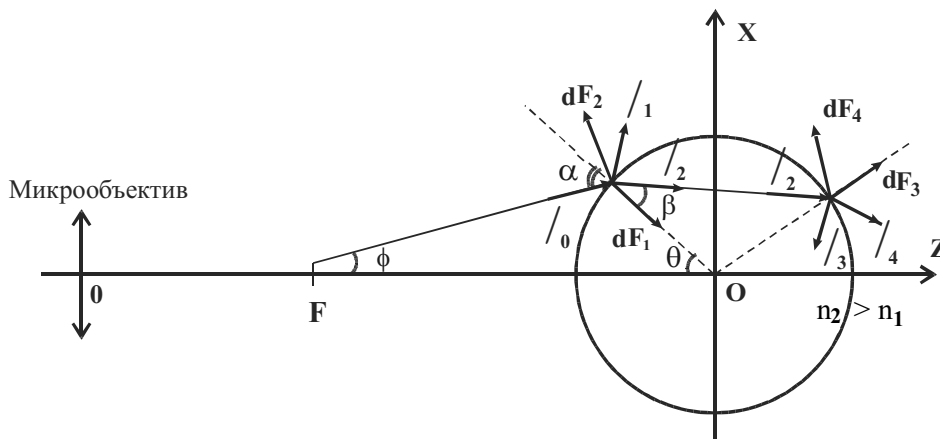


Рис. 1. Картина отражения и преломления световых лучей на границах шара

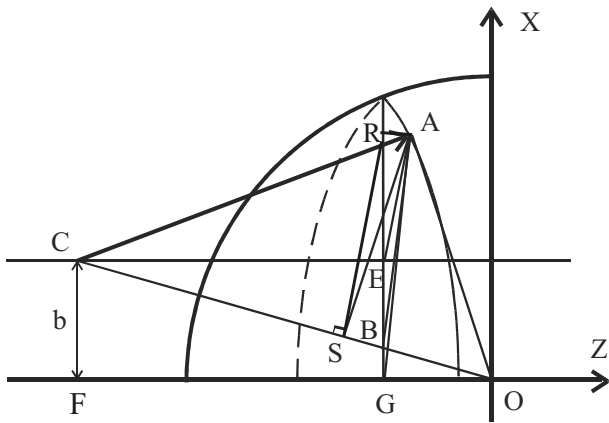


Рис. 2. Геометрия задачи

го направления, задаваемого падающим лучом \vec{l}_0 на направление отражённого луча \vec{l}_1 . Здесь c – скорость света, I_i – отражённая интенсивность. Согласно второму закону Ньютона, элементарную силу $d\vec{F}_1$, действующую на элемент поверхности шара $d\sigma$ в окрестности точки А, можно вычислить по формуле

$$d\vec{F}_1 = d\vec{p}_{сферы}^{(1)} / dt, \quad (4)$$

где $d\vec{p}_{сферы}^{(1)}$ - приращение импульса шара приобретаемое им за время dt . Величину $d\vec{p}_{сферы}^{(1)}$ найдём из условия сохранения импульса для системы "свет-сфера", которое имеет вид

$$d\vec{p}_{сферы}^{(1)} + d\vec{p}_{света}^{(1)} = 0. \quad (5)$$

Величина $d\vec{p}_{света}^{(1)}$ в формуле (5) имеет смысл изменения импульса света за время dt , возникающего при отражении луча в точке А. Эту величину запишем в виде

$$d\vec{p}_{света}^{(1)} = \Delta \vec{l} G_i dV, \quad (6)$$

$$dV = c \cdot dt \cdot d\sigma, \quad (7)$$

dV – элементарный объём поля падающей световой волны, проходящей за время dt через элемент поверхности шара $d\sigma$ в окрестности точки А.

Комбинируя формулы (3)-(7) и учитывая, что $I_i = RI_0$, получаем следующее выражение для элементарной силы $d\vec{F}_1$:

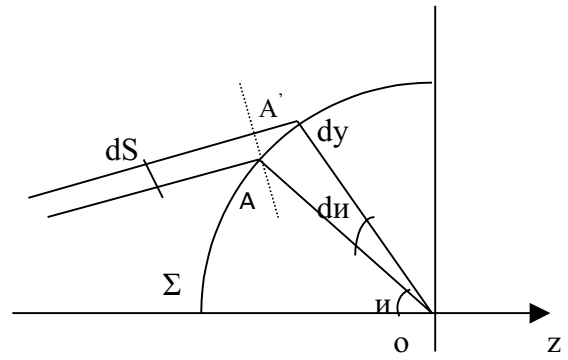


Рис. 3. К выводу формулы (7). Изображена плоскость падения луча в точку А

$$d\vec{F}_1 = \frac{1}{c} (\vec{l}_0 - \vec{l}_1) R(\theta, \psi) I(\theta, \psi) \cos \alpha d\sigma. \quad (8)$$

В этой формуле $R(\theta, \psi)$ – френелевский коэффициент отражения, $I(\theta, \psi)$ – распределение интенсивности света в падающем световом пучке. Отсюда полная сила

$$\vec{F}_1 = \frac{1}{c} \int_{\Sigma} (\vec{l}_0 - \vec{l}_1) R(\theta, \psi) I(\theta, \psi) \cos \alpha d\sigma, \quad (9)$$

где интегрирование следует проводить по поверхности шара Σ во всей области, освещённой падающим пучком. Расписав $d\sigma$, формулу (9) можно переписать в виде

$$\vec{F}_1 = \frac{a^2}{c} \int_0^{\theta_{max}} \int_0^{2\pi} (\vec{l}_0 - \vec{l}_1) R(\theta, \psi) I(\theta, \psi) \times \sin \theta \cos \alpha d\psi d\theta \quad (10)$$

Формула (10) позволяет рассчитать силу светового давления \vec{F}_1 , обусловленную отражением света на передней (обращённой к свету) поверхности шара. Аналогичным образом можно вычислить и остальные элементарные силы $d\vec{F}_2, d\vec{F}_3, d\vec{F}_4$ (рис.1) и полные силы $\vec{F}_2, \vec{F}_3, \vec{F}_4$. В результате получим

$$F_i = \frac{a^2}{c} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin \theta \cos \theta_1 d\theta \int_0^{2\pi} f_i I d\psi, \quad (11)$$

где индекс "i" пробегает значения 1, 2, 3, 4 и

$$\begin{aligned} \vec{f}_1 &= (\vec{l}_0 - \vec{l}_1) R, & \vec{f}_2 &= (\vec{l}_0 - \vec{l}_2) \Gamma, \\ \vec{f}_3 &= (\vec{l}_2 - \vec{l}_3) RT, & \vec{f}_4 &= (\vec{l}_2 - \vec{l}_4) \Gamma^2, \end{aligned} \quad (12)$$

Векторная сумма всех сил, т. е. полная сила, действующая на шар, выражается формулой

$$F = \sum_{i=1}^4 F_i = \frac{a^2}{c} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin \theta \cos \theta d\theta \int_0^{2\pi} f d\psi, \quad (13)$$

где

$$\vec{f} = \sum_{i=1}^4 \vec{f}_i. \quad (14)$$

Интегрирование ведётся по ψ от 0 до 2π , по θ от 0 до θ_{\max} . Коэффициенты R и T находят по формулам Френеля

$$R = R(\theta, \psi) = R_{//}(\theta, \psi) \cos^2 \chi + R_{\perp}(\theta, \psi) \sin^2 \chi, \quad (15)$$

$$T = I - R, \quad (16)$$

$$R_{//}(\theta; \psi) = \frac{\operatorname{tg}^2(\alpha - \beta)}{\operatorname{tg}^2(\alpha + \beta)},$$

$$R_{\perp}(\theta; \psi) = \frac{\sin^2(\alpha - \beta)}{\sin^2(\alpha + \beta)}, \quad (17)$$

Силы светового давления можно вычислять для произвольного распределения интенсивности в падающем пучке. В нашей работе мы моделировали сфокусированные лазерные пучки нулевой Гауссовой моды (18), мод Лагерра-Гаусса L-G₁⁰ (19), L-G₂⁰ (20), L-G₁¹ (21), L-G₀¹ (22), L-G₀² (23), L-G₀³ (24), L-G₀⁴ (25) и мод Эрмита-Гаусса H-G01 (26), H-G10 (27), H-G11 (28). Интенсивности для этих пучков представлены следующими формулами:

$$I(\theta, \psi) = \frac{2P_0}{\pi \rho^2(z)} \exp\left[-\frac{2AE^2}{\rho^2(z)}\right], \quad (18)$$

$$I(\theta, \psi) = \frac{2P_0}{\pi \rho^2(z)} \left[1 - \frac{2AE^2}{\rho^2(z)}\right]^2 \exp\left[-\frac{2AE^2}{\rho^2(z)}\right], \quad (19)$$

$$I(\theta, \psi) = \frac{P_0}{4\pi \rho^2(z)} \left[2 - \frac{2AE^2}{\rho^2(z)}\right]^4 \exp\left[-\frac{2AE^2}{\rho^2(z)}\right], \quad (20)$$

$$I(\theta, \psi) = \frac{2P_0}{\pi \rho^2(z)} \frac{AE^2}{\rho^2(z)} \left[2 - \frac{2AE^2}{\rho^2(z)}\right]^2 \times \exp\left[-\frac{2AE^2}{\rho^2(z)}\right], \quad (21)$$

$$I(\theta, \psi) = \frac{4P_0}{\pi \rho^2(z)} \frac{AE^2}{\rho^2(z)} \exp\left[-\frac{2AE^2}{\rho^2(z)}\right], \quad (22)$$

$$I(\theta, \psi) = \frac{4P_0}{\pi \rho^2(z)} \frac{AE^4}{\rho^4(z)} \exp\left[-\frac{2AE^2}{\rho^2(z)}\right], \quad (23)$$

$$I(\theta, \psi) = \frac{8P_0}{3\pi \rho^2(z)} \frac{AE^6}{\rho^6(z)} \exp\left[-\frac{2AE^2}{\rho^2(z)}\right], \quad (24)$$

$$I(\theta, \psi) = \frac{4P_0}{3\pi \rho^2(z)} \frac{AE^8}{\rho^8(z)} \exp\left[-\frac{2AE^2}{\rho^2(z)}\right], \quad (25)$$

$$I(\theta, \psi) = \frac{P_0}{\pi \rho^2(z)} \frac{8(AE \sin \delta)^2}{\rho^2(z)} \exp\left[-\frac{2AE^2}{\rho^2(z)}\right], \quad (26)$$

$$I(\theta, \psi) = \frac{P_0}{\pi \rho^2(z)} \frac{8(AE \cos \delta)^2}{\rho^2(z)} \exp\left[-\frac{2AE^2}{\rho^2(z)}\right], \quad (27)$$

$$I(\theta, \psi) = \frac{P_0}{2\pi \rho^2(z)} \frac{8(AE \sin \delta)^2}{\rho^2(z)} \times \frac{8(AE \cos \delta)^2}{\rho^2(z)} \exp\left[-\frac{2AE^2}{\rho^2(z)}\right], \quad (28)$$

где P_0 - мощность излучения лазера, $\rho(z)$ радиус пучка (29), $k = 2\pi n_1 / \lambda$ - волновое число:

$$\rho^2(z) = \rho_0^2 \left[\left(1 - \frac{z}{f}\right)^2 + \left(\frac{z}{k\rho_0^2}\right)^2 \right]. \quad (29)$$

На рис.4 представлены профили интенсивности для данных пучков.

Расчёт сил при оптическом захвате

На основе описанной выше модели были проведены расчёты продольных и поперечных сил, действующих на сферу из латекса в воде (показатель преломления латекса $n=1,58$) со стороны сфокусированных лазерных пучков. Моделировалась реально существующая установка лазерного пинцета на основе He-Ne лазера ЛГ-215 и поляризационного микроскопа МИН-8 с иммерсионным микрообъективом ОМ-41П (90x, NA=1,25). Мощность, прошедшая через микрообъектив бралась равной 10 мВт. Силы по оси OZ рассчитаны с учётом архимедовой силы и силы тяжести. Ось Z направлена вниз.

На рис.5 представлены графики зависимости аксиальных сил, действующих на сферу из латекса диаметром 8 мкм, от расстояния между фокусом пучка и краем сферы для нулевой гауссовой моды и мод Лагерра-Га-

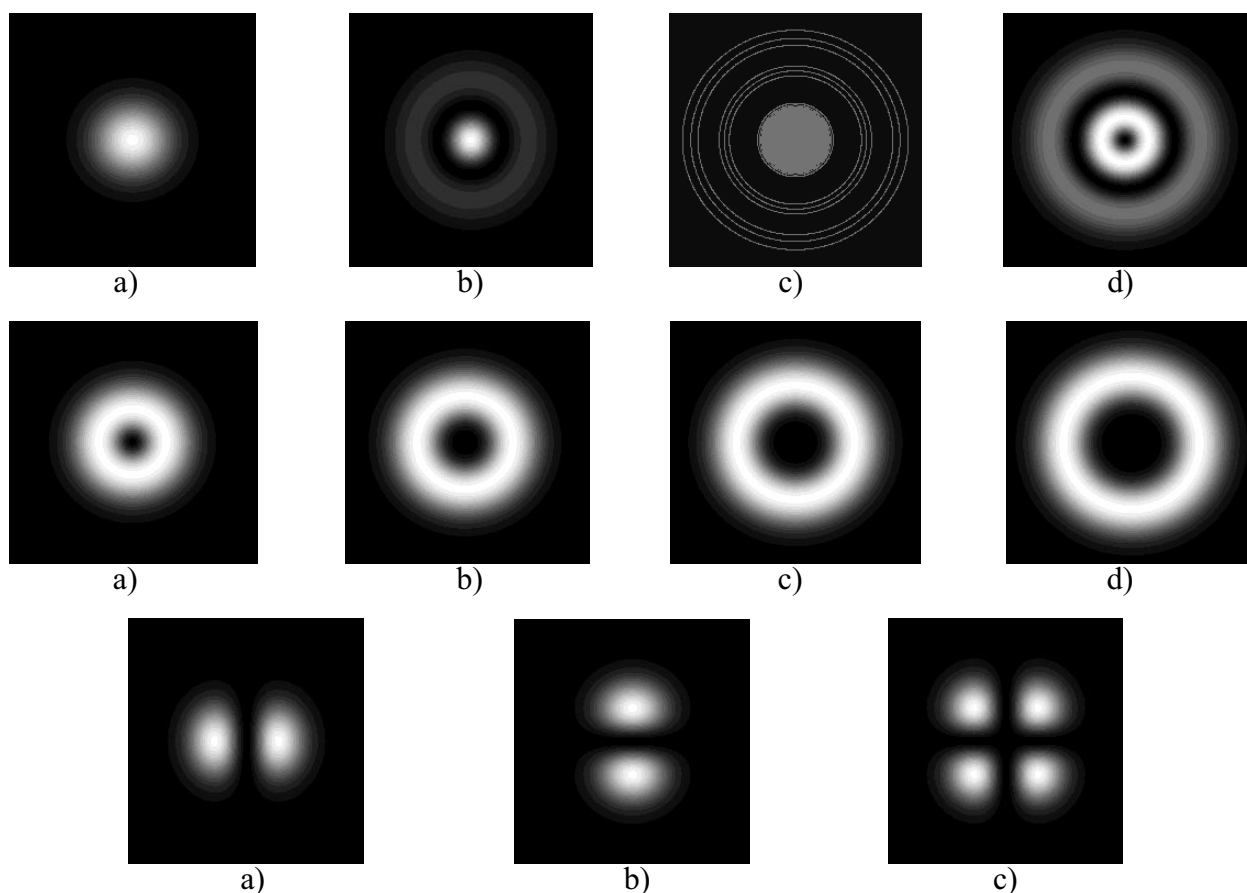


Рис. 4. Профили интенсивности лазерных пучков, описываемые уравнениями (18)-(25): (a) нулевая мода Гаусса; (b) $L-G_1^0$; (c) $L-G_2^0$; (d) $L-G_1^1$; (e) $L-G_0^1$; (f) $L-G_0^2$; (g) $L-G_0^3$; (h) $L-G_0^4$; (i) H-G01; (j) H-G10; (k) H-G11

усса $L-G_0^1$ и $L-G_0^2$ (a); для мод Лагерра-Гаусса $L-G_0^3$ и $L-G_0^4$ (b); для мод Лагерра-Гаусса $L-G_1^0$, $L-G_2^0$, $L-G_1^1$ (c); для мод Эрмита-Гаусса H-G10, H-G01, H-G11.

Из графиков видно, что оптический пинцет на модах Лагерра-Гаусса (кроме $L-G_2^0$) и Эрмита-Гаусса имеет большую осевую силу захвата, чем ловушка, использующая нулевую моду Гаусса. То есть для захвата объекта этими модами требуется меньшая мощность лазера, что приводит к уменьшению риска повреждения пойманного биологического объекта. Данному эффекту можно дать простое объяснение. У мод Лагерра-Гаусса и Эрмита-Гаусса интенсивность на краях пучка больше чем у нулевой моды Гаусса. А именно краевые пучки вносят основной вклад в создание возвращающей аксиальной силы, в то время как центральные лучи выталкивают сферу из фокуса. Поэтому такие пучки требуют меньшей мощности лазера, чтобы поднять пойманную частицу. Это экспериментально было обнаружено авторами статьи [9].

На рис.6 представлены зависимости по-

перечных сил, действующих на сферу, от смещения оси пучка относительно центра сферы, полученные в тех же условиях, что и зависимости на рис.5.

Начальное расстояние от фокуса пучка до края сферы соответствует максимальной аксиальной силе на рис.5. Как видно из графиков, максимальные поперечные силы возникают для гауссового пучка нулевой моды. Зависимости поперечных сил для мод Лагерра-Гаусса и Эрмита-Гаусса имеют чётко выраженные максимумы и минимумы. Они объясняются поперечной структурой этих пучков. По данным результатам можно выбрать наиболее подходящую моду лазера для перемещения в горизонтальной плоскости.

Заключение

На основе созданной модели были проведены расчёты продольных и поперечных сил, действующих на сферу микронных размеров со стороны сфокусированных лазерных пучков. Расчёты проводились для разных мод Лагерра-Гаусса и Эрмита-Гаусса. Установле-

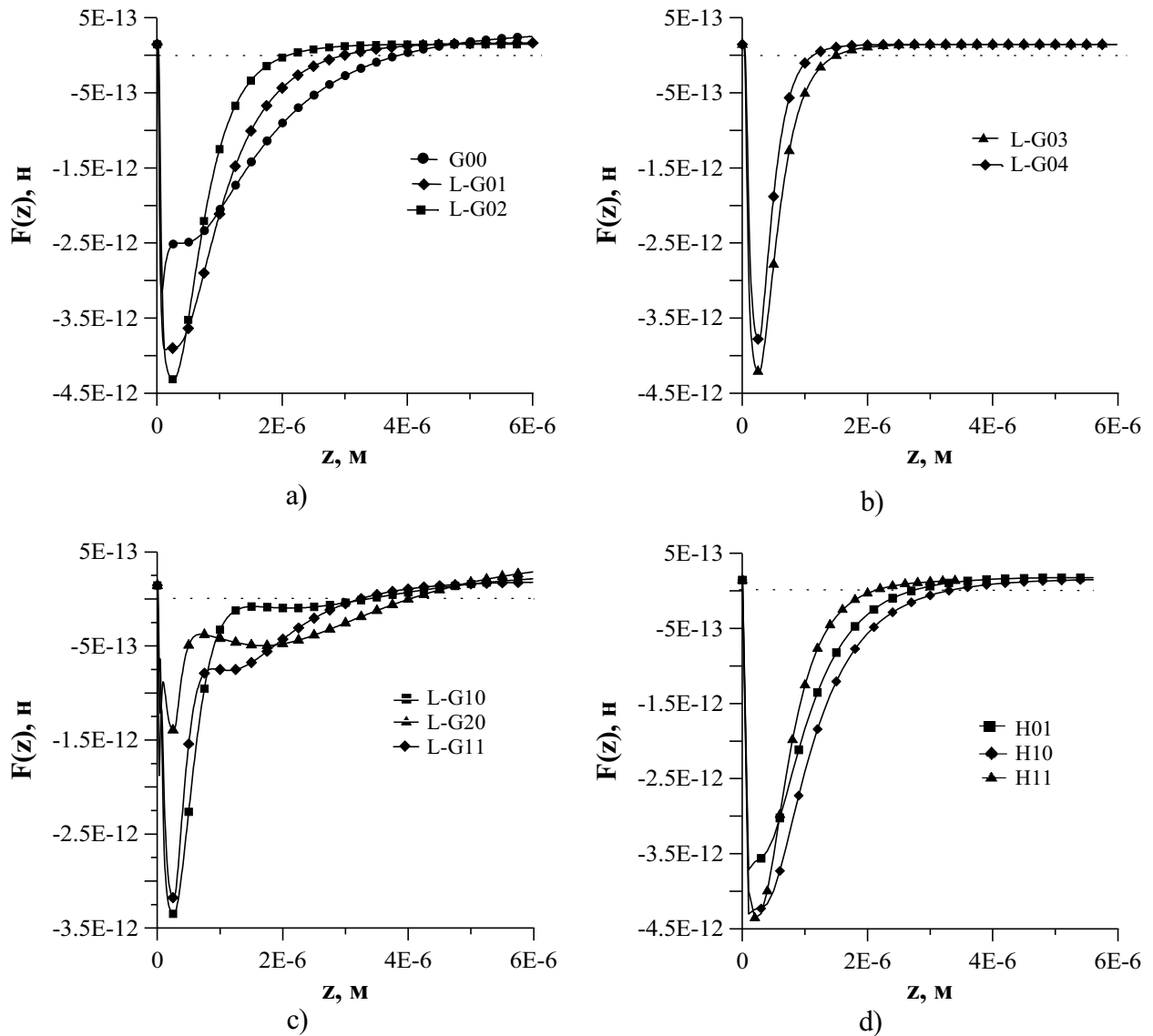


Рис. 5. Зависимости аксиальных сил, действующих на сферу из латекса диаметром 8 мкм, от расстояния между фокусом пучка и краем сферы (z) для различных лазерных мод: (a) - нулевой гауссовой моды, $L-G_0^1$, $L-G_0^2$; (b) - $L-G_0^3$, $L-G_0^4$; (c) - $L-G_1^0$, $L-G_2^0$, $L-G_1^1$; (d) - $H-G01$, $H-G10$, $H-G11$

но, что максимальную аксиальную силу захвата создаёт мода Лагерра-Гаусса $L-G_2^0$ и мода Эрмита-Гаусса $H-G11$. В то же время нулевая мода Гаусса создаёт возвращающие поперечные силы большие, чем моды Лагерра-Гаусса и Эрмита-Гаусса.

Работа выполнена при поддержке ФЦП "Интеграция" (проект 2.1 - 235).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Roosen G., Imbert C. Optical levitation by means of two horizontal laser beams: a theoretical and experimental study // *Physics Letters*. V.59A. 1976. №1.
2. Gahagan K.T., Swartzlander G.A. Simultaneous trapping of low-index and high-index microparticles observed with an optical-vortex trap // *J. Opt. Soc. Am. B*. V.16. 1999. №4.
3. Ахманов С.А., Никитин С.Ю. Физическая оптика. М.: Московский университет, 1998.
4. Ashkin A., Dziedzic J.M., Bjorkholm J.E., Chu S. Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles // *Opt. Lett.* V.11. 1986. №5.
5. Wright W.H., Sonek G.J., Tadir Y., Berns M. W. Laser Trapping in Cell Biology // *IEEE Journal Of Quantum Electronics*. V.26. 1990. №12.
6. Lewis R. Special Delivery for Sperm // *Photonics Spectra*. 1996.
7. Lee C-H., Guo C-L., Wang J. Optical measurement of viscoelastic and biochemical

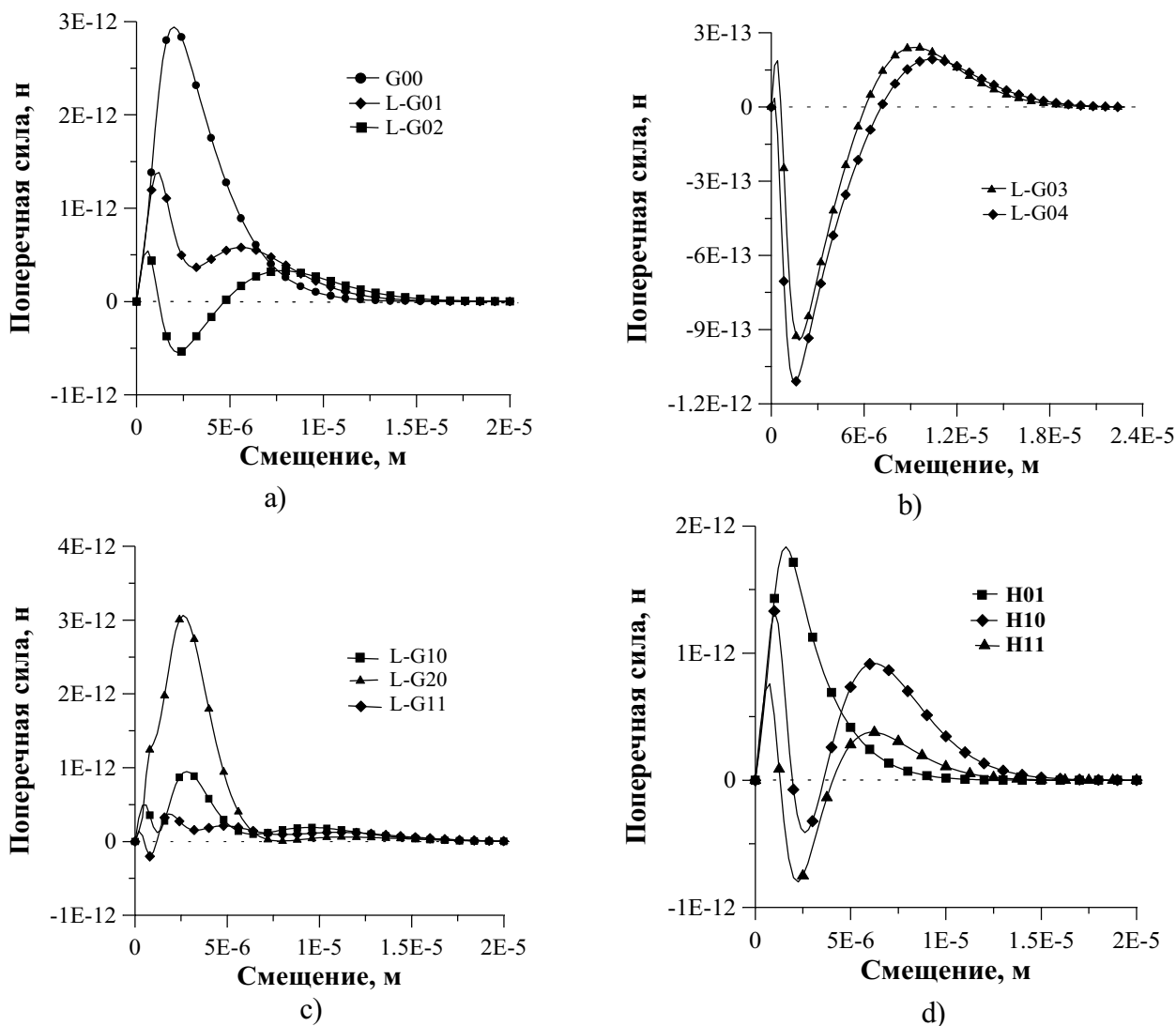


Рис. 6. Зависимости поперечных сил, действующих на сферу, от смещения оси пучка относительно центра сферы для различных лазерных мод: (а) - нулевой гауссовой моды, $L-G_0^1, L-G_0^2$; (б) - $L-G_0^3, L-G_0^4$; (с) - $L-G_1^0, L-G_2^0, L-G_1^1$; (д) - $H-G_01, H-G_10, H-G_11$

responses of living cells to mechanical perturbation // Opt. Lett. V.23. 1998. №4.

8. Wright W.H., Sonek G.J., Berns M.W. Parametric study of the forces on microspheres

held by optical tweezers // Applied Optics V.33. 1994. №9.

9. Padgett M.J., Allen L. Optical tweezers and spanners // Phys. World September. 1997.

OPTICAL TRAPS FORMED BY DIFFERENT LASER MODES

© 2001 S.P. Kotova, M.A. Rakhmatulin, V.V. Filkin

Samara Branch of Physics Institute named for P.N. Lebedev
of Russian Academy of Sciences

To determine the optimum parameters of the laser trap for transparent neutral particles, a computer model of the interaction of tightly focused laser beams of various modes with a transparent dielectric sphere was created based on the laws of the ray and wave optics. In modelling the Laguerre-Gauss laser modes $L-G_0^1, L-G_0^2, L-G_0^3, L-G_0^4, L-G_1^0, L-G_2^0$ and $L-G_1^1$ and Hermit-Gaussians $H-G_01, H-G_10, H-G_11$ laser modes were used and latex spheres suspended in water were simulated to serve as transparent dielectric particles. For all applied laser modes their forces of action on the sphere are calculated both in axial and transversal directions of the beam propagation. It was revealed that the Laguerre-Gauss and Hermit-Gauss beams generate axial reverse forces exceeding those of the zero Gaussian mode. At the same time, the transversal forces of trapping are stronger at the zero Gaussian mode.

НЕСТАЦИОНАРНАЯ ЗАДАЧА ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ПРИ ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННОМ НАГРЕВЕ

© 2001 В.А. Барвинок, В.И. Богданович, В.Л. Китайкин

Самарский государственный аэрокосмический университет

Приводится решение задачи нестационарной теплопроводности с подвижной границей для определения температурных полей в многофазных материалах. Полученное решение позволяет рассчитать температуры в системах при совместном действии лазерного и плазменного или ионно-плазменного источников нагрева, а также найти закон движения фронта кристаллизации или конденсации при напылении.

В настоящее время все большее внимание уделяется решению задач нестационарной теплопроводности с учетом подвижной границы. Особенно острая необходимость в решении таких задач ощущается при определении температурных полей в многофазных материалах с учетом движения фронта кристаллизации или конденсации при совместном действии лазерного и плазменного или ионно-плазменного источника нагрева.

Анализ литературных данных показывает, что в аналитическом виде решен достаточно широкий класс параболических уравнений с подвижной границей для однородного материала [1-3].

В случае же двухслойного материала известны решения для двух состыкованных полубесконечных тел с постоянной скоростью движения границы раздела, либо при наращивании материала на полубесконечное тело с законом движения границы, имеющим специальный вид [1, 4-6].

В настоящей работе приводится решение нестационарной задачи теплопроводности для двух состыкованных тел с различными теплофизическими постоянными и с произвольным законом движения границы как заданным, так и получаемым из условий сопряжения. Граничные условия на внешних поверхностях тел могут быть первого, второго или третьего рода, на поверхности раздела материалов четвертого рода.

Задача формулируется следующим образом. Пластина толщиной h , имеющая началь-

ную температуру T_0 и коэффициенты теплопроводности и температуропроводности соответственно a_1 и λ_1 , нагревается лазерным источником и одновременно на неё наносится другой материал с теплофизическими параметрами a_2 и λ_2 .

Математическую модель сформулированной задачи можно записать в безразмерных переменных следующим образом:

$$\frac{1}{k_a^2} \frac{\partial^2 \theta_2}{\partial \xi^2} = \frac{\partial \theta_2}{\partial Fo}, \quad \xi \in [0, \zeta], \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 \theta_1}{\partial \xi^2} = \frac{\partial \theta_1}{\partial Fo}, \quad \xi \in [-1, 0], \quad (2)$$

$$\frac{\partial \theta_2}{\partial \xi} = k_\lambda \frac{\partial \theta_1}{\partial \xi}, \quad (3)$$

$$\theta_1(0, Fo) = \theta_2(0, Fo) \quad \text{при } \xi = 0,$$

$$\theta_1(\xi, 0) = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \theta_1}{\partial \xi} = f_1(\theta_1, Fo) \quad \text{при } \xi = -1, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \theta_2}{\partial \xi} = f_2(\theta_2, Fo) \quad \text{при } \xi = \xi(Fo), \quad (6)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial Fo} = \beta f(\theta_s, Fo), \quad (7)$$

$$Fo = \frac{a_1^2 t}{h^2}, \quad k_a = \frac{a_1}{a_2}, \quad k_\lambda = \frac{\lambda_1}{\lambda_2}, \quad \xi = \frac{z}{h},$$

$$\zeta = \frac{\eta(Fo)}{h}, \quad \theta_2(\zeta, Fo) = \theta_s(Fo),$$

z – ось ординат, перпендикулярная поверхности подложки.

Относительные температуры подложки θ_1 и покрытия θ_2 связаны с их абсолютными значениями соотношением $\theta_i = T_i/T_0 - 1$, где $i=1,2$.

Функции f, f_1 и f_2 будут конкретизированы в дальнейшем при рассмотрении частных случаев полученного решения.

Скорость движения фазовой границы для большинства видов напыления и рационального лазерного нагрева не превышает 10^{-5} м/с, поэтому кинетический параметр β в уравнении (7) много меньше единицы.

$$\text{Обозначим } q(Fo) = \left. \frac{\partial \theta_1}{\partial \xi} \right|_{\xi=0}, \text{ тогда ре-}$$

шение уравнения (2) при условии (4) и (5) запишется в виде [4]

$$\begin{aligned} \theta_1(\xi, Fo) = & K_1(\xi, Fo) + \\ & + \int_0^{Fo} q(\chi) K(\xi, Fo - \chi) d\chi. \end{aligned} \quad (8)$$

В случае $f_1(\theta_1, Fo) = 0$ будем иметь

$$\begin{aligned} K(\xi, Fo) = & 1 + \\ & + 2 \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k \exp\{-k\pi\} \cos[k\pi(\xi + 1)], \quad (9) \\ K_1(\xi, Fo) = & 0. \end{aligned}$$

Решение уравнения (1) можно представить в виде дифференциальных рядов [1, 2]:

$$\begin{aligned} \theta_2(\xi, Fo) = & \theta_s + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k_a^{2n}}{2n!} \frac{\partial^{n-1}}{\partial Fo^{n-1}} \left\{ [\xi - \zeta]^{2n} \frac{\partial \theta_s}{\partial Fo} \right\} + \\ & + \sum_{n=0}^{\infty} \frac{k_a^{2n}}{(2n+1)!} \frac{\partial^n}{\partial Fo^n} \left\{ [\xi - \zeta]^{2n+1} \frac{\partial \theta_s}{\partial \xi} \right\}, \end{aligned} \quad (10)$$

где $\left. \frac{\partial \theta_2}{\partial \xi} \right|_{\xi=\zeta} = \frac{\partial \theta_s}{\partial \xi}$.

Используя (3) и (7), получаем систему интегро-дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} k_\lambda q(Fo) = & - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k_a^{2n}}{(2n-1)!} \frac{\partial^n}{\partial Fo^{n-1}} \left\{ \zeta^{2n-1} \frac{\partial \theta_s}{\partial Fo} \right\} + \\ & + \sum_{n=0}^{\infty} \frac{k_a^{2n}}{2n!} \frac{\partial^n}{\partial Fo^n} \left\{ \zeta^{2n} \frac{\partial \theta_s}{\partial Fo} \right\}, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} K_1(0, Fo) + \int_0^{Fo} q(\chi) K(0, Fo - \chi) d\chi = & \theta_s + \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k_a^{2n}}{2n!} \frac{\partial^{n-1}}{\partial Fo^{n-1}} \left\{ \zeta^{2n} \frac{\partial \theta_s}{\partial Fo} \right\} - \\ & - \sum_{n=0}^{\infty} \frac{k_a^{2n}}{(2n+1)!} \frac{\partial^n}{\partial Fo^n} \left\{ \zeta^{2n+1} \frac{\partial \theta_s}{\partial \xi} \right\}. \end{aligned} \quad (12)$$

В соответствии с (7) обозначим $\zeta_1 = \zeta\beta$, тогда из (11) и (12) видно, что решение полученной системы можно представить в виде рядов по $\beta < 1$.

Поэтому

$$\theta_s = \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \theta^{(2n)} \beta^{2n} + \theta^{(2n+1)} \beta^{2n+1} \right\}, \quad (13)$$

$$\frac{\partial \theta_s}{\partial \xi} = \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{\partial \theta^{(2n)}}{\partial \xi} \beta^{2n} + \frac{\partial \theta^{(2n+1)}}{\partial \xi} \beta^{2n+1} \right\}. \quad (14)$$

Подставив $\zeta = \zeta_1\beta$, (13), (14) в (11) и (12), проведя необходимые преобразования и сравнивая члены с одинаковыми степенями β , получим:

$$\begin{aligned} \theta^{(0)} = & K_1(0, Fo) + \frac{1}{k_\lambda} \int_0^{Fo} \frac{\partial \theta^{(0)}}{\partial \xi} K(0, Fo - \chi) d\chi, \\ \theta^{(1)} = & \zeta_1 \frac{\partial \theta^{(0)}}{\partial \xi} + \frac{1}{k_\lambda} \int_0^{Fo} \left[\frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial \xi} - k_a^2 \zeta_1 \frac{\partial \theta^{(0)}}{\partial \chi} \right] \times \\ & \times K(0, Fo - \chi) d\chi, \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \theta^{(2n)} = & -F_2^{(2n)} + \frac{1}{k_\lambda} \int_0^{Fo} \left[\frac{\partial \theta^{(2n)}}{\partial \xi} + F_1^{(2n)} \right] \times \\ & \times K(0, Fo - \chi) d\chi \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \theta^{(2n+1)} = & -F_2^{(2n+1)} + \frac{1}{k_\lambda} \int_0^{Fo} \left[\frac{\partial \theta^{(2n+1)}}{\partial \xi} + F_1^{(2n+1)} \right] \times \\ & \times K(0, Fo - \chi) d\chi, \end{aligned} \quad (17)$$

где

$$\begin{aligned} F_1^{(2n)} = & \sum_{k=1}^n \frac{k_a^{2k}}{(2k-1)!} \frac{\partial^{k-1}}{\partial Fo^{k-1}} \times \\ & \times \left[-\zeta_1^{2k-1} \times \frac{\partial \theta^{(2n-2k+1)}}{\partial Fo} + \frac{1}{2k} \frac{\partial}{\partial Fo} \left\{ \zeta_1^{2k} \frac{\partial \theta^{(2n-2k)}}{\partial \xi} \right\} \right], \end{aligned}$$

$$F_1^{(2n+1)} = \sum_{k=1}^n \frac{k_a^{2k}}{2k!} \frac{\partial^k}{\partial F_0^k} \times \left[\zeta_1^{2k} \times \frac{\partial \theta^{(2n-2k+1)}}{\partial \xi} - \frac{k_a^2}{2k+1} \zeta_1^{2k+1} \frac{\partial \theta^{(2n-2k)}}{\partial F_0} \right],$$

$$F_2^{(2n)} = \sum_{k=1}^n \frac{k_a^{2(k-1)}}{(2k-1)!} \frac{\partial^{k-1}}{\partial F_0^{k-1}} \times \left[\frac{k_a^2}{2k} \zeta_1^{2k} \frac{\partial \theta^{(2n-2k)}}{\partial F_0} - \zeta_1^{2k-1} \times \frac{\partial \theta^{(2n-2k+1)}}{\partial \xi} \right],$$

$$F_2^{(2n+1)} = \sum_{k=1}^n \frac{k_a^{2k}}{2k!} \frac{\partial^{k-1}}{\partial F_0^{k-1}} \left\{ \zeta_1^{2k} \frac{\partial \theta^{(2n-2k+1)}}{\partial F_0} \right\} - \sum_{k=0}^n \frac{k_a^{2k}}{(2k+1)!} \frac{\partial^k}{\partial F_0^k} \left\{ \zeta_1^{2k+1} \times \frac{\partial \theta^{(2n-2k)}}{\partial \xi} \right\}.$$

Полученная система рекуррентных соотношений (15)-(17) позволяет найти решение поставленной задачи в случаях, когда уравнения движения границы задано явно в виде функции $f(\theta_s, F_0) = f(F_0)$ при различных граничных условиях. Так, в случае граничных условий второго рода на фазовой границе необходимо вычислить $\theta^{(0)}$ из (15) и подставить в (16), что даст $\theta^{(1)}$. Полученные $\theta^{(0)}$ и $\theta^{(1)}$ подставляем в (17). Проводя последовательно такие подстановки, находим $\theta^{(n)}$ и тем самым θ_s - температуру фазовой границы. Используя (11), (10) и (8), находим искомое распределение температур.

В случае граничных условий первого и третьего рода необходимо на каждом этапе нахождения соответственно $\partial \theta^{(n)}/\partial \xi$ или $\theta^{(n)}$ применять к соотношениям (15) - (17) либо преобразования Лапласа, либо метод последовательных приближений.

В качестве примера рассмотрим вычисление θ_s в следующем, часто встречаемом в практике, случае:

$$\frac{\partial \theta_s}{\partial \xi} = Ki + Ki_1 \frac{\partial \zeta}{\partial F_0} - B_2 \theta_s, \quad \zeta = \beta F_0, \quad (18)$$

где Ki, Ki_1 и B_2 - постоянные.

Сформулированное граничное условие (18) может быть выведено и проанализировано в дальнейшем при рассмотрении нагрева лазерным источником и ионно-плазмен-

ным вакуумным напылением.

Разложим (18) в ряд по β и подставим в (15) - (17). Решим полученное интегральное уравнение (15) преобразованием Лапласа. С учетом условий (9) получим:

$$\theta^{(0)} = \frac{Ki}{B_2} \left(1 - \sum_{n=1}^{\infty} D(\mu_n) \exp\{-\mu_n^2 F_0\} \right) \quad (19)$$

где $D(\mu_n) = \frac{\sin 2\mu_n}{0,5 \sin 2\mu_n + \mu_n}$, μ_n - корень

$$\text{уравнения } \text{ctg } \mu_n = \frac{\mu_n k_\lambda}{B_2}.$$

Подставим (19) в (16) и решим полученное интегральное уравнение также преобразованием Лапласа:

$$\theta^{(1)} = \frac{Ki_1}{B_2} \left(1 - \sum_{n=1}^{\infty} D(\mu_n) \exp\{-\mu_n^2 F_0\} \right) - \frac{Ki}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\mu_n} \left[\frac{d}{d\mu} \frac{1}{\mu} \frac{d}{d\mu} (\mu D(\mu))^2 \exp\{-\mu^2 F_0\} \right]_{\mu=\mu_n} - Ki \times \frac{k_a^2}{k_\lambda} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\mu_n} \left[\frac{d}{d\mu} \frac{1}{\mu} \frac{d}{d\mu} (\mu D_1(\mu))^2 \exp\{-\mu^2 F_0\} \right]_{\mu=\mu_n}, \quad (20)$$

$$\text{где } D_1(\mu) = \frac{\cos^2 \mu}{0,5 \sin 2\mu + \mu}.$$

В (20) при обратном преобразовании Лапласа была использована теорема разложения для случая трехкратных корней [4]. Аналогично находится $\theta^{(n)}$, что и решает поставленную задачу.

Как показывает анализ, факториальный вид рядов в (10), (15) - (17), условия $\beta < 1$,

$$\zeta(F_0) < 1 \text{ и ограниченность } \zeta \frac{\partial \theta_s}{\partial F_0} \text{ при } F_0 \rightarrow 0$$

обеспечивает их быструю сходимость.

Рассмотрим распределение температур и формирование покрытия при нагреве лазерным источником и ионно-плазменном вакуумном напылении [10]. Получим в явном виде значения функций f, f_1, f_2 и параметра β .

При ионно-плазменном вакуумном напылении плазма, состоящая из ионов материала катода, генерируется в катодных мик-

ропятнах, доускоряется, доионизируется в торцевом холловском ускорителе и направляется на основу. При подаче на основу отрицательного потенциала ионы получают также дополнительное ускорение в дебаевском слое. Сталкивающиеся с поверхностью ионы могут отражаться от поверхности, расплывать ее, конденсироваться на ней, а также вступать в химические реакции при подаче в камеру легирующего газа. В области энергии ионов, характерных для режимов получения покрытий (до 200эВ), процессы отражения и расплывания незначительны [3]. Наблюдаемый при этом разогрев основы происходит из-за выделившейся кинетической и потенциальной энергии метастабильных атомов, образовавшихся в результате выделения энергии кристаллизации и энергии образования химического соединения.

Процесс напыления обычно проводится в вакууме при давлении не выше $133 \cdot 10^{-3}$ Па, поэтому основной причиной охлаждения системы при больших температурах является теплоизлучение. Отвод тепла через места закрепления подложки во время процесса напыления незначителен, так как подложкодержатель нагревается тем же ионным потоком и перепад температур ΔT между ними мал.

Тепло же, переданное между такими системами в вакууме, дается соотношением

$$Q = LT\Delta/R,$$

где L – постоянная Видемана-Франца, R – сопротивление контакта.

Анализ литературных данных и наши исследования показывают, что при напылении электронное охлаждение, нагрев легирующего газа, тепло диссоциации и сублимации и т.д. составляют менее 1% общего потока тепла.

При активизации процесса формирования покрытия лазерным излучением, происходит интенсификация процесса плазмохимического синтеза и дополнительный нагрев поверхности конденсации [2, 3].

Составляя уравнение теплового баланса на поверхности конденсации, получим:

$$\frac{\partial \theta_2}{\partial \xi} = Ki + Ki_1 \frac{d\zeta}{dF_0} - B_2 \theta_2, \quad (21)$$

где

$$Ki = \frac{h}{\lambda_2 T_0} \left\{ j(E_{i,0} + U_c \bar{Z}e - \bar{Z}e\phi) + q_n \right\} - \varepsilon \sigma h \frac{T_0^4 - T_{CT}^4}{\lambda_2 T_0},$$

$$Ki_1 = \frac{\Delta H \rho_2 a_2^2}{\lambda_2 T_0 Nm}, \quad B_2 = \frac{4\varepsilon \sigma h T_0^3}{\lambda_2},$$

q_n – плотность потока лазерного излучения, j – плотность потока ионов, $E_{i,0}$ – средняя кинетическая энергия ионов, $\bar{Z}e$ – средняя кратность ионизации потока, U_c – потенциал основы, $e\bar{I}$ – средняя энергия ионизации потока, ϕ – работа выхода с поверхности конденсации, ε – приведенный коэффициент излучения покрытия, σ – постоянная Стефана – Больцмана, T_{CT} – температура стенок камеры, ΔH – тепловой эффект кристаллизации и образования соединения, N – число Авогадро, m – масса молекулы соединения.

В (21), исходя из возможностей аналитического представления решения, а также учитывая, что при напылении стараются ограничивать перегрев, выражение $T_0^4(1 + \theta_2)^4$ в законе Стефана – Больцмана представлено в виде $T_0^4(1 + 4\theta_2)$, что ведет к погрешности не более 14% при $T_0 = 473 K$ и $\theta_2 \leq 0,5$.

Как уже отмечалось, в рассматриваемой области энергий доля отраженных и расплывленных атомов мала, поэтому при энергии, достаточной для активации образования соединения и плотностях потока частиц порядка $10^{18} - 10^{22}$ ион/м²с, процесс роста покрытия будет лимитироваться только реиспарением [9-11]. Таким образом, скорость роста покрытия можно представить в виде

$$\frac{d\zeta}{dF_0} = \frac{mh}{\rho_2 a_1^2} \left(j - A [T_0(1 + \theta_s)]^{0,5} \exp \left[-\frac{B}{T_0(1 + \theta_s)j} \right] \right), \quad (22)$$

где константы A и B для различных материалов можно найти из [11].

Второй член в соотношении (22) имеет резко выраженную зависимость от температуры. Так, например при $T_0(1 + \theta_s) \leq 600 K$ его вклад составляет доли процента от падающего потока частиц, поэтому в этой области

температур потоком реиспарения можно пренебречь. При больших температурах учтем влияние второго члена разложения его в ряд по величине $\theta < 1$, что дает:

$$\frac{d\zeta}{dFo} = \beta(1 - B_3\theta_s), \quad (23)$$

где

$$\beta = \frac{mh}{\rho_2 a_1^2} \left(1 - AT_0^{0,5} \exp\left\{-\frac{B}{T_0}\right\} \right)$$

$$B_3 = \frac{A \left(\frac{B}{T_0} - \frac{1}{2} \right) T_0^{0,5} \exp\left\{-\frac{B}{T_0}\right\}}{j - AT_0^{0,5} \exp\left\{-\frac{B}{T_0}\right\}}. \quad (24)$$

Причем максимальное значение параметра β , например, для TiN составляет $3,32 \cdot 10^{-4}$ при токе разряда катода 180 А.

Таким образом, тепловой аспект задачи ионно-плазменного напыления описывается системой уравнений (1) – (7), в которых f , f_1 , f_2 и β даются соотношениями (9), (21), (23).

Следует отметить, что при малых температурах поток реиспарения частиц с поверхности можно пренебречь, тогда

$$f_2(Fo) = Ki + ki_1 \frac{d\zeta}{dFo}, \quad \frac{d\zeta}{dFo} = \beta.$$

При более высоких температурах f , f_2 и β определяются из (21), (23), (24). Причем учитывая, что $\beta \leq 3,32 \cdot 10^{-4}$, всегда можно ограничиться первыми двумя членами ряда. Первый случай нами был рассмотрен ранее в формулах (19) и (20).

Рассмотрим второй случай. Для этого разложим ζ в ряд

$$\zeta = \beta \sum_{n=0}^{\infty} (\zeta^{(2n)} \beta^{2n} + \zeta^{(2n+1)} \beta^{2n+1}). \quad (25)$$

Подставив (25) в (21) и (23), найдем:

$$\frac{d\zeta_1^{(0)}}{dFo} = 1 - B_3\theta^{(0)}, \quad \frac{d\zeta_1^{(1)}}{dFo} = -B_3\theta^{(1)},$$

$$\frac{\partial \theta^{(0)}}{\partial \xi} = Ki - B_2 \theta^{(0)},$$

$$\frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial \xi} = Ki_1 \frac{d\zeta_1^{(0)}}{dFo} - B_2 \theta^{(1)}.$$

Используя (15) и (16), получим:

$$\theta^{(0)} + \frac{B_2}{k_\lambda} \int_0^{Fo} \theta^{(0)}(\chi) K(0, Fo - \chi) d\chi = \frac{Ki}{k_\lambda} \int_0^{Fo} K(0, \chi) d\chi,$$

$$\theta^{(1)} + \frac{B_2}{k_\lambda} \int_0^{Fo} \theta^{(1)}(\chi) K(0, Fo - \chi) d\chi = \zeta^{(0)}(Ki - B_2\theta^{(0)}) +$$

$$+ \frac{1}{k_\lambda} \int_0^{Fo} \left[Ki_1(1 - B_3\theta^{(0)}) - k_a^2 \zeta^{(0)} \frac{\partial \theta^{(0)}}{\partial \chi} \right] K(0, Fo - \chi) d\chi. \quad (26)$$

Применим к (25) преобразование Лапласа. Выделим $\theta^{(0)}$ и выполнив обратное преобразование, придем к соотношению (19). Подставляя полученное соотношение в (24) и поступая аналогично, получим:

$$\theta^{(1)} = \frac{Ki k_\lambda}{B_2} \left(1 - \frac{KiB_3}{B_2} \right) + \frac{Ki}{B_2} \times$$

$$\times \left(1 - \frac{KiB_3}{B_2} \right) + 2Ki \int_0^{Fo} P(\chi, Fo - \chi) d\chi + \quad (27)$$

$$+ \frac{Ki^2 B_3}{2B_2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\mu_n} \left[\frac{d}{d\mu} (\mu D(\mu))^2 \times \exp\{-\mu^2 Fo\} \right]_{\mu=\mu_n} -$$

$$- \frac{2KiKi_1 B_3}{k_\lambda^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\mu_n} \left[\frac{d}{d\mu} D_1^2(\mu) \exp\{-\mu^2 Fo\} \right]_{\mu=\mu_n},$$

где

$$P(\chi, Fo - \chi) = \left(1 - \sum_{n=1}^{\infty} D(\mu_n) \exp\{-\mu_n^2 \chi\} \right) \times$$

$$\times \left\{ 0,5 + \frac{KiB_3}{B_2} + 2\chi \frac{B_2}{k_\lambda} \left(1 - \frac{KiB_3}{B_2} \right) \right\} +$$

$$+ \frac{B_3 Ki}{k_\lambda} \sum_{n=1}^{\infty} D_2(\mu_n) \exp\{-\mu_n^2 \chi\} \sum_{n=1}^{\infty} D_2(\mu_n) \times$$

$$\times \exp\{-\mu_n^2 (Fo - \chi)\} - \frac{k_a^2}{k_\lambda} \times$$

$$\times \left[1 - \frac{B_3 Ki}{B_2} + \frac{B_3 Ki}{B_2} \sum_{n=1}^{\infty} D(\mu_n) \exp\{-\mu_n^2 \chi\} \right] \times$$

$$\times \sum_{n=1}^{\infty} D_1(\mu_n) \cos \mu_n \exp\{-\mu_n^2 (Fo - \chi)\},$$

$$D_2(\mu_n) = \frac{\mu_n \left[\cos^2 \mu_n - \frac{k_a^2}{k_\lambda} \cos^4 \mu_n \right]}{0,5 \sin 2\mu_n + \mu_n}.$$

В связи с тем, что ряд процессов, происходящих при формировании покрытия определяется начальной стадией его образования, найдем выражения для температуры поверхности конденсации при малых Fo . Разлагая функции в соотношениях (25) и (26) в ряды по Fo и проводя необходимые преобразования, получим:

$$\theta_s = \frac{2(Ki + \beta Ki_1)}{k_\lambda \sqrt{\pi}} Fo^{0.5} - \left\{ Ki \left[\frac{B_2}{k_\lambda^2} + \beta \left(\frac{k_a^2}{2k_\lambda} + \frac{B_3 Ki_1}{k_\lambda^2} - 1 \right) \right] + \frac{Ki B_3}{k_\lambda^2} \beta \right\} Fo. \quad (28)$$

Как показывает анализ приведенных решений, при малых β распределение температур в такой системе определяется в основном теплофизическими параметрами и тепловыми условиями основы. С ростом β или Fo возрастает влияние кинетики наращивания на температуру. Скорость же роста покрытия зависит как от кинетики наращивания, так и от теплофизических коэффициентов и тепловых условий основы. При значении

$$Fo \leq \left[\frac{k_\lambda \sqrt{\pi}}{2(Ki + \beta Ki_1) B_3} \right]^2$$

скорость роста покрытия определяется в основном β .

Теоретические зависимости, полученные в настоящей работе, были использованы для разработки технологических режимов нагрева лазерным источником и нанесения покрытий из Ti , Zr и их нитридов на установке ионно-плазменного напыления Булат-1. В качестве лазерного источника использовался газовый CO_2 -лазер "Латус-31".

Анализ экспериментальных измерений температуры системы и скорости роста покрытия и изменения температуры системы показал хорошую сходимость теоретических и экспериментальных результатов.

Так, при нагреве стальной пластины из материала ХН77ТЮР толщиной $h=4 \cdot 10^{-3}$ м лазерным источником мощностью $W=0,6$ кВт, длиной волны $\lambda=10,6$ мкм и скоростью перемещения $0,2$ м/мин и одновременным напылением на неё Ti на режиме $I_p=130$ А;

$U_c=100$ В, $B=1,1$ мТл, $P=266 \cdot 10^{-4}$ Па значение температуры, измеренное с помощью хромель-никелевой термопары в течение 300 с, изменилось от 373 до 435 К. Расчеты, проведенные по формуле (19), показали хорошую сходимость с экспериментом. При этом скорость роста покрытия имела постоянное значение $1,3 \cdot 10^{-8}$ м/с что отличалось от теоретического значения, рассчитанного по (23), на 15%.

Таким образом, полученное решение может быть использовано для расчета температур в системе при совместном воздействии лазерного и плазменного или ионно-плазменного источников нагрева. Предложенный метод позволяет также найти закон движения границы конденсации и установить области параметров, при которых возможно раздельное рассмотрение процессов движения фазовой границы и передачи тепла.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Барвинок В.А. Управление напряженным состоянием и свойства плазменных покрытий. М.: Машиностроение, 1990.
2. Барвинок В.А., Мордасов В.И., Шорин В.П. Высокоэффективные лазерно-плазменные технологии в машиностроении. М.: Межд. центр науч. и техн. информации, 1997.
3. Барвинок В.А., Богданович В.И. Физические основы и математическое моделирование процессов вакуумного ионноплазменного напыления. М.: Машиностроение, 1999.
4. Любов Е.Я. Теории кристаллизации в больших объемах. М.: Наука, 1975.
5. Карташов Э.М. Аналитические методы в теплопроводности твердых тел. М.: Высшая школа, 1979.
6. Гринберг Г.А., Косс В.А. О некоторых точных решениях уравнения Фурье для изменяющихся со временем областей // ПММ. Т.35. 1971. № 3.
7. Лыков А.В. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967.
8. Карташов Э.М., Бартенев Г.М., Разумовская И.В. Об одной задаче диффузии в системе двух сред // ЖВМ и МФ. 1967. № 6.
9. Барвинок В.А., Богданович В.И. Решение

- нестационарной задачи теплопроводности двух тел с подвижной границей при наличии граничных условий первого, второго и третьего рода // Изв. вузов. Авиационная механика. 1980. № 2.
10. Барвинок В.А., Богданович В.И., Докукина И.А. Математическое моделирование и физика процессов нанесения плазменных покрытий. М.: Межд. центр науч. и техн. инфор., 1998.
11. Самсонов Г.В., Ваницкий И.М. Тугоплавкие соединения. М.: Metallurgia, 1978.

THE BRIEF SUMMARY NON-STEADY PROBLEM OF HEAT CONDUCTION AT LAZER-PLASMA HEATING

© 2001 V.A. Barvinok, V.I. Bogdanovich, V.L. Kitaykin

Samara State Aerospace University

The solution of a problem of a nonstationary heat conduction by mobile border for definition of temperature fields in multiphase materials is resulted. The obtained solution allows to calculate of temperature in system at joint action of laser and plasma or ionic-plasma heating and also to find the law of motion of a solidified front or condensation at a spraying.