

ISSN 1561-8323 (Print)
ISSN 2524-2431 (Online)

ФИЗИКА
PHYSICS

УДК 535:621.373.826:539
<https://doi.org/10.29235/1561-8323-2019-63-4-421-429>

Поступило в редакцию 13.05.2019
Received 13.05.2019

Г. И. Желтов¹, О. Г. Романов², В. Д. Бурко³

¹*Институт физики им. Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси,
Минск, Республика Беларусь*

²*Белорусский государственный университет, Минск, Республика Беларусь*

³*Республиканский клинический медицинский центр, Минск, Республика Беларусь*

**ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ
БИОТКАНЕЙ: КВАЗИНЕПРЕРЫВНЫЙ РЕЖИМ ОБЛУЧЕНИЯ**

(Представлено академиком В. А. Орловичем)

Аннотация. Применительно к решению практических задач особо точной лазерной хирургии в работе рассматриваются условия глубокого, регулируемого, низкотемпературного рассеяния биологических тканей квазинепрерывным лазерным излучением инфракрасного диапазона спектра на основе формирования направленной волны просветления среды.

Ключевые слова: лазерное излучение, биологические ткани, квазинепрерывный режим, термомеханическая деструкция, кавитация, фотоакустика, математическая модель

Для цитирования: Желтов, Г. И. Физические основы низкотемпературной лазерной абляции биотканей: квазинепрерывный режим облучения / Г. И. Желтов, О. Г. Романов, В. Д. Бурко // Докл. Нац. акад. наук Беларуси. – 2019. – Т. 63, № 4. – С. 421–429. <https://doi.org/10.29235/1561-8323-2019-63-4-421-429>

George I. Zheltov¹, Oleg G. Romanov², Wladimir D. Bourko³

¹*B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Republic of Belarus*

²*Belarusian State University, Minsk, Republic of Belarus*

³*Republican Clinical Medical Centre, Minsk, Republic of Belarus*

**PHYSICAL FUNDAMENTALS OF LOW-TEMPERATURE LASER ABLATION OF BIOTISSUES:
QUASI-CONTINUOUS RADIATION MODE**

(Communicated by Academician Valentin A. Orlovich)

Abstract. Applied to solving practical problems of extremely accurate laser surgery; the present study examines the conditions of deep, controlled, low-temperature dissection of biological tissues by quasi-continuous laser radiation of the infrared spectrum based on forming a directional wave of environmental enlightenment.

Keywords: laser radiation, biological tissues, quasi-continuous mode, thermo mechanical destruction, cavitation, photo acoustics, mathematical model

For citation: Zheltov G. I., Romanov O. G., Bourko W. D. Physical fundamentals of low-temperature laser ablation of biotissues: quasi-continuous radiation mode. *Doklady Natsional'noi akademii nauk Belarusi = Doklady of the National Academy of Sciences of Belarus*, 2019, vol. 63, no. 4, pp. 421–429 (in Russian). <https://doi.org/10.29235/1561-8323-2019-63-4-421-429>

Введение. Одним из наиболее успешных и эффективных направлений применения мощных лазеров в медицине, безусловно, является общая и микрохирургия. Физическую основу технологии применения лазеров в подавляющем большинстве случаев представляет конверсия энергии

оптического излучения в тепловую энергию и последующие термостимулированные структурные изменения биологических тканей (коагуляция, испарение и др.). Таким образом, традиционная технология требует значительного нагрева среды в операционной зоне. Однако существует множество медицинских ситуаций, в которых существенный нагрев тканей не только крайне нежелателен, но и абсолютно недопустим. Такие ситуации характерны, в частности, для нейрохирургии, офтальмологии, отоларингологии, урологии и других областей микрохирургии, где требуется особая точность и деликатность оперативных вмешательств с сохранением интактными прилежащих здоровых структур, таких как нервы, кровеносные сосуды, мембраны и др.

Создание лазерных хирургических инструментов, обеспечивающих прецизионное удаление (абляцию) тканей на априори заданную глубину посредством управления параметрами излучения, – предельно актуальная практическая задача. Для решения этой задачи в отмеченных выше ситуациях необходимо существенное снижение температуры среды в операционной зоне.

Материалы и методы исследования. Задача низкотемпературной прецизионной абляции тканей частично решена в лазерной рефракционной офтальмохирургии. Здесь используются эксимерные ArF-лазеры с длиной волны излучения $\lambda = 193$ нм (энергия кванта порядка 6 эВ). Соответствующая аппаратура обеспечивает регулировку глубины абляции, например, стромы роговицы глаза с точностью 0,1 мкм [1]. Минимальная ширина разреза (насечки) на роговице при этом не превышает 10 мкм при глубине порядка долей мм [1; 2].

Превосходное качество, деликатность и точность хирургических операций на роговице глаза с использованием эксимерного лазера четко продемонстрированы, в частности, в классической работе профессора J. Marshall (Institute of Ophthalmology, London) и его коллег [2]. С разрешения автора цитируемой статьи мы представляем на рис. 1 некоторые микрофотографии разрезов, индуцированных ArF-лазером в роговице кролика. Параметры облучения следующие: $\lambda = 193$ нм, индивидуальная длительность импульсов в последовательности $t_p = 14$ нс, частота $F = 10$ Гц, время воздействия t может составлять несколько десятков секунд. На разрезе отсутствуют признаки пристеночной коагуляции или других грубых нарушений морфологической структуры роговицы, которые не связаны с непосредственным хирургическим вмешательством. Приграничные районы к зоне разрушения практически не повреждены. Небольшая механическая деформация структуры ткани вблизи внешней поверхности будет прокомментирована ниже.

К сожалению, воздействие ультрафиолетового (УФ) лазерного излучения на биоструктуры может быть потенциально опасным. Помимо прямого мутагенного действия жесткой УФ радиации с длиной волны меньше 200 нм, фотоабляция тканей роговицы сопровождается УФ флуоресценцией с максимумом в районе 320 нм [3; 4]. Это излучение общепризнано катарактогенным

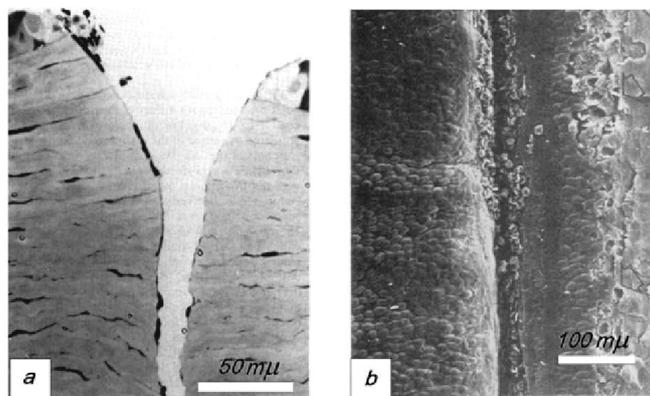


Рис. 1. Микрофотографии среза (а) и адекватной фронтальной поверхности (б) роговицы глаза кролика после облучения ArF эксимерным лазером. Длина волны излучения 193 нм [2]

Fig. 1. Micrographs of a slice (a) and an adequate frontal surface (b) of the rabbit cornea after irradiation with an ArF excimer laser. The emission wavelength is 193 nm [2]

и онкогенным [5]. Оно фототоксично для клеточных мембран и внутриклеточных органелл, а также стимулирует ряд фотохимических реакций в ДНК, изменяющих ее структуру.

Оставив в стороне этические проблемы использования в лечебной практике методик с потенциально негативными последствиями, отметим указанные выше высокие качественные показатели низкотемпературной лазерной абляции тканей при проведении микрохирургических операций и рассмотрим свободную от указанных недостатков адекватную методику, обеспечивающую аналогичную локальность и избирательность воздействия.

Для решения указанной задачи очевидной является необходимость перехода от УФ лазерного излучения к нефототоксичному излучению видимого и/или инфракрасного (ИК) диапазона спектра (энергия кванта 1,5–3 эВ). Уменьшение энергии кванта существенно снижает вероятность деструктивных фотохимических реакций (диссоциация, фрагментация органических молекул, ионизация и др.) [6].

Для снижения уровня нагрева среды в операционной зоне может быть использовано явление кавитационного, низкотемпературного разрушения содержащих воду биологических структур [7–11]. Часть энергии излучения в этом случае преобразуется в энергию акустических колебаний среды или, иными словами, в механическую энергию.

Эффект кавитации обусловлен возникновением в облучаемой области акустических волн, имеющих положительную (сжатие) и отрицательную (растяжение) фазы. Подавляющее большинство биологических структур обладают относительно высокой устойчивостью к напряжениям сжатия и существенно слабее противостоят действию напряжений растяжения. Если давление, создаваемое акустической волной в отрицательной фазе, достигает некоторого порогового (англ. – threshold) значения P_{th} , превышающего предел прочности среды, в облучаемом объеме формируются локальные разрежения или так называемые кавитационные полости, которые интегрируются в кавитационные микро- (и впоследствии – в макро-) пузырьки [7; 8]. Из общей теории звуковой кавитации известно, что значительная часть микропузырьков, сформировавшихся в отрицательной фазе звуковой волны, обладает значительным запасом устойчивости [8]. Время жизни пузырька может колебаться от сотен микросекунд до долей секунды. Поэтому для реализации кавитационной фотоабляции эффективно облучение ткани сериями коротких, достаточно мощных лазерных импульсов. При этом в облучаемой области наблюдается последовательное от импульса к импульсу увеличение среднего радиуса микропузырьков и их количества.

Наличие микропузырьков в приповерхностном слое обеспечивает локальное повышение прозрачности среды, последовательный рост глубины проникновения излучения в ткань и формирование кавитационного слоя 2-го порядка. Далее (с приходом последующих импульсов в серии) процесс может повторяться, обеспечивая глубокое «холодное», механическое разрушение

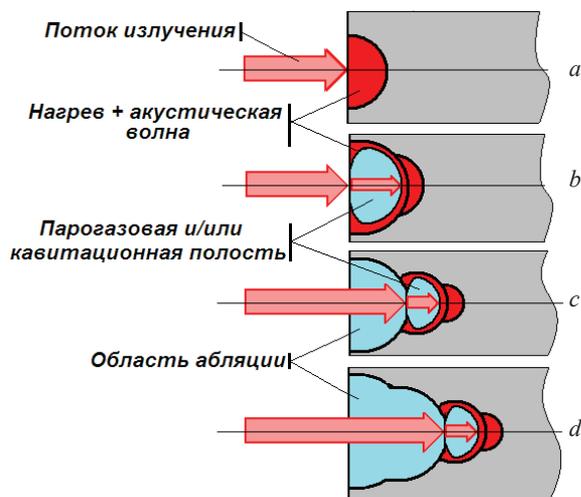


Рис. 2. Последовательность удаления ткани в операционной зоне (пояснения в тексте)

Fig. 2. Sequence of tissue removal in the operating area (explained in the text)

тканей (рис. 1, 2). Глубиной абляции (разреза) можно управлять, варьируя энергию коротких импульсов и их количество.

Теория и экспериментальная реализация низкотемпературного кавитационного разрушения модельной среды описана в [7]. В эксперименте использовался ВКР-лазер, генерирующий регулярную последовательность импульсов. Длительность импульса $t_p = 25$ нс, длина волны излучения $\lambda = 1626$ нм. Средняя величина пороговой плотности поглощенной энергии G_{th} , отнесенная к отдельному импульсу в последовательности, составила в эксперименте $7,2 \cdot 10^6$ Дж/м³. Расчетная амплитуда отрицательной полуволны давления P_{th} при этом имеет порядок $-(6-7)$ бар, импульсный нагрев среды T_{th} не превышает 2 °С. Полученные данные могут служить реальной основой разработки прецизионных лазерных инструментов нового поколения для различных областей микрохирургии. На способ «холодной» лазерной фрагментации биологических тканей получен патент Евразийского патентного ведомства¹.

Методы расчета и оптимизации параметров импульсного (10^{-11} – 10^{-6} с) и импульсно-периодического лазерного излучения для обеспечения наиболее эффективной конверсии световой энергии в энергию акустических волн (снижения энергетического порога фотоабляции) развиты в [10; 11] и др.

Физическая модель, постановка задачи. Поскольку расширение нагреваемого объема происходит со скоростью звука, формирование акустической волны эффективно, если длительность лазерного импульса t_p меньше времени акустической релаксации нагреваемого объема:

$$t_p < d / 2u_0, \quad (1)$$

где d – характеристический размер области, в которой поглощается основная часть энергии лазерного излучения; u_0 – скорость звука в среде. Если рассматривается вариант облучения плоской поверхности биоткани коллимированным лазерным пучком, величина d в первом приближении определяется соотношением [12]:

$$d = 1 / \mu_{eff} = [3\mu_a(\mu_a + \mu_s(1 - g))]^{-0,5}, \quad (2)$$

где μ_{eff} – показатель ослабления (effective absorption coefficient); μ_a и μ_s – спектральные показатели поглощения и рассеяния соответственно; g – фактор формы индикатрисы рассеяния в представлении Хеньи–Гринштейна.

Условия (1), (2) являются базовыми для построения математических моделей как в [7–11], так и в подавляющем большинстве исследований аналогичного профиля. Согласно этим ограничениям предельные рекомендуемые значения длительности отдельных импульсов в последовательности t_p имеют порядок нс и менее.

Однако практика опровергает эти ограничения. Уместно напомнить результаты одной из пионерских работ в области «холодной» фотоабляции F. Koenz и соавт. [13]. Здесь при облучении воды Ho:Tm:YAG-лазером ($\lambda = 2,1$ мкм), работавшим в режиме свободной генерации, зафиксировано формирование макропузырьков при температуре существенно меньшей точки кипения. Длительность лазерного импульса превышает время акустической релаксации на несколько порядков. Режим облучения с позиций гидродинамического отклика среды может рассматриваться как квазинепрерывный.

Второй пример возьмем из клинической практики проведения эндоскопических операций удаления доброкачественной гиперплазии предстательной железы с помощью Ho-YAG-лазера ($\lambda = 2,1$ мкм, длительность импульса $t_p = 600$ мкс)². Физически грамотным подбором энергетических и пространственных характеристик излучения хирургу удастся реализовать избирательное удаление тканей, имеющих различные оптико-физические свойства, связанные как с морфологией, так и с содержанием воды в клетках и/или межклеточном пространстве (собственно биологическая ткань, стенки сосудов, нервные волокна и др.). Отмечено механическое «раздвигание» тканей с различными свойствами при их облучении в пограничной области. Указанные эффекты могут быть реализованы только при наличии (наряду с тепловой) механической компоненты деструктивного действия излучения.

¹ Способ холодной лазерной фрагментации биологических тканей: евразийский пат. ЕА-В1-009403 / Г. И. Желтов, В. А. Лисенецкий, А. С. Грабчиков, В. А. Орлович; опубл. 28.12.2007.

² Способ лазерного рассеяния тканей при проведении хирургических операций: евразийский пат. ЕА 009381В1 / В. Д. Бурко (BY), П. Альтхаус (DE), А. В. Сроцкий (BY), Г. Циммерман (DE), У. Шмидт (DE); опубл. 28.12.2007.

Наблюдаемый в эксперименте и клинической практике эффект термомеханического разрушения структуры тканей при длительном ($t_p \gg d / 2c$) воздействии ИК лазерного излучения, безусловно, заслуживает изучения и последующей оптимизации. Он (эффект) интересен как физическое явление и имеет хорошие перспективы практического использования.

Задачей настоящего сообщения является разработка концепции (физической модели) термомеханического деструктивного действия квазинепрерывного ИК излучения на содержащие воду биологические структуры, создание адекватной математической модели и поиск условий, обеспечивающих абляцию тканей при минимальном нагреве.

Рабочая гипотеза о физике деструктивного действия лазера на биоткани в рассматриваемом случае базируется на предположении о том, что лазерный импульс имеет достаточно короткий передний фронт, необходимый для изохорного нагрева облучаемой биологической ткани до глубины, приблизительно адекватной обратной величине эффективного коэффициента поглощения, определяемого соотношением (2). Применительно к продолжительному лазерному облучению ткани соотношение (1) отражает требование к длительности переднего фронта импульса излучения. Как и в случае, рассмотренном выше, изохорный нагрев здесь сопровождается образованием области повышенного давления и последующей генерацией биполярной акустической волны. Если мощность излучения превышает пороговое значение P_{th} , поле кавитационных микропузырьков формируется во внутреннем приповерхностном слое ткани. Таким образом, автоматически выполняются условия изохорного нагрева слоя, расположенного глубже зоны оптического просветления. Фронт температурного поля проникает в более глубокий слой ткани и стимулирует генерацию новой акустической волны и адекватное просветление нового слоя среды (рис. 2).

Необходимо учитывать, что оптическое просветление среды реализуется в основном за счет уменьшения показателя оптического поглощения μ_a (2). Спектральный показатель рассеяния μ_s претерпевает сложную эволюцию, причем на определенной стадии формирования кавитационного поля он может увеличиваться. При этом значение общего показателя ослабления μ_{eff} (2) остается конечным, и мощность потока излучения последовательно уменьшается по мере распространения фронта просветления в глубь ткани. Следовательно, регулируя мощность квазинепрерывного излучения (конечно, в разумных пределах!) и/или длительность экспозиции, возможно обеспечить дозированный контроль глубины рассеяния (разрушения) облучаемой ткани.

Теоретическая модель. Процессы, протекающие в сплошной среде при действии на нее импульсного лазерного излучения, могут быть описаны уравнениями движения среды в форме Эйлера или Лагранжа. Форма Лагранжа является более предпочтительной, так как позволяет описывать движение неоднородных сред и структур, свойства которых меняются при переходе через поверхности раздела [10]. Именно таким представлением мы будем пользоваться ниже.

Уравнение непрерывности в переменных Лагранжа имеет вид

$$V = V_0 \Delta, \tag{3}$$

где $\Delta \equiv \frac{\partial(x_e, y_e, z_e)}{\partial(x_1, y_1, z_1)}$ – якобиан перехода от эйлеровых координат (x_e, y_e, z_e) к лагранжевым координатам (x_1, y_1, z_1) ; $V_0 = 1/\rho_0$, $V = 1/\rho$ – начальный и текущий удельные объемы.

Уравнения движения в форме Лагранжа в отсутствии внешних сил имеют вид

$$\frac{\partial^2 x_e}{\partial t^2} \frac{\partial x_e}{\partial x_1} + \frac{\partial^2 y_e}{\partial t^2} \frac{\partial y_e}{\partial x_1} + \frac{\partial^2 z_e}{\partial t^2} \frac{\partial z_e}{\partial x_1} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_1}; \tag{4}$$

$$\frac{\partial^2 x_e}{\partial t^2} \frac{\partial x_e}{\partial y_1} + \frac{\partial^2 y_e}{\partial t^2} \frac{\partial y_e}{\partial y_1} + \frac{\partial^2 z_e}{\partial t^2} \frac{\partial z_e}{\partial y_1} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y_1}; \tag{5}$$

$$\frac{\partial^2 x_e}{\partial t^2} \frac{\partial x_e}{\partial z_1} + \frac{\partial^2 y_e}{\partial t^2} \frac{\partial y_e}{\partial z_1} + \frac{\partial^2 z_e}{\partial t^2} \frac{\partial z_e}{\partial z_1} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z_1}. \tag{6}$$

Уравнения изменения эйлеровых координат:

$$u = \frac{\partial x_e}{\partial t}, \quad v = \frac{\partial y_e}{\partial t}, \quad w = \frac{\partial z_e}{\partial t}. \tag{7}$$

Полагая, что динамические нагрузки в задачах рассматриваемого вида не превышают десятков и сотен бар, для аппроксимации уравнения состояния будем пользоваться уравнением Ми–Грюнайзена в его двучленном виде:

$$P = P_{\dot{\delta}} + P_{\delta} = \rho_0 u_0^2 \left(1 - \frac{V}{V_0} \right) + \Gamma \frac{C_V (T - T_0)}{V}, \quad (8)$$

где $P_{\dot{\delta}}$ – тепловая и P_{δ} – холодная компоненты давления P ; $\Gamma = \frac{u_0^2 \beta}{C_V}$ – коэффициент Грюнайзена; β – коэффициент объемного расширения; C_V – теплоемкость; u_0 – скорость звука в среде.

Изменение температуры среды находится из решения уравнения теплопроводности

$$\rho C_V \frac{\partial T}{\partial t} = k_T \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y_1^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z_1^2} \right) + Q_S. \quad (9)$$

В (9) величина Q_S определяется источником энерговыделения: $Q_S = I(x_1, y_1, z_1, t) \mu_a$, где $I(t, x_1, y_1, z_1) = I_0 f_t(t) f_{xyz}(x_1, y_1, z_1)$ – интенсивность светового пучка, причем функция $f_t(t)$ описывает временную форму лазерного импульса, а f_{xyz} – пространственное распределение интенсивности пучка в среде.

Совместное решение системы уравнений (3)–(9) позволяет рассчитать пространственно-временные зависимости давления, температуры, плотности и скорости движения, оценить вклад теплового и акустического механизмов в изменение физических параметров сплошной среды. На этой основе прогнозируется развитие кавитационных явлений при лазерном воздействии на различные, содержащие воду, биологические структуры.

Результаты и их обсуждение. Результаты численного эксперимента представлены на рис. 3 и 4 в виде пространственных распределений температуры и давления в среде в различные моменты времени. При моделировании использовались следующие параметры лазерного излучения Но-лазера: длина волны $\lambda = 2100$ нм, энергия импульса $E = 1,5–2,5$ Дж, размер пучка $r = 400–600$ мкм, длительность переднего фронта лазерного импульса $t_f = 100$ нс. Эффективный коэффициент поглощения среды μ_{eff} на длине волны $\lambda = 2100$ нм полагался равным 35 см^{-1} . Теплофизические характеристики среды приняты близкими к соответствующим свойствам воды. Граница среды, на которую действует лазерный импульс, считалась свободной. Указанные условия близки к реально используемым в хирургической практике.

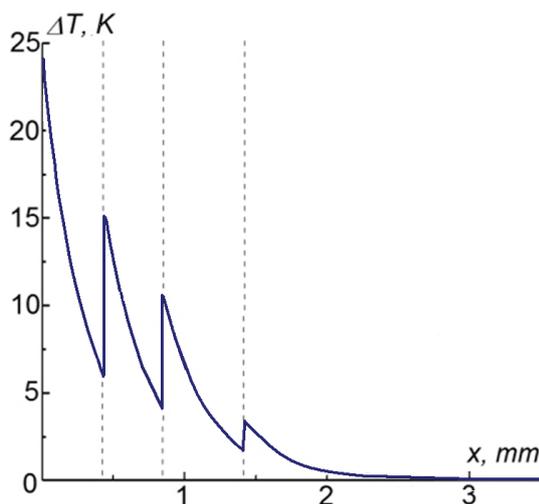


Рис. 3. Распределение уровня нагрева среды на оси лазерного пучка. Пунктиром отмечены последовательные положения границы (фронта) зоны просветления

Fig. 3. Distribution of the level of heating of the medium along the axis of the laser beam. The dotted line marks consecutive positions of the border (front) of the zone of enlightenment

Рис. 3, 4 иллюстрируют динамику и основные физические механизмы кавитационного деструктивного действия квазинепрерывного ИК излучения. Скорость первичного нагрева облучаемой поверхности определяется длительностью переднего фронта лазерного импульса t_f . При этом распределение температуры в приповерхностном слое может дублировать распределение интенсивности поглощаемого излучения, если t_f меньше времени акустической релаксации нагреваемого объема, определяемого формулами (1), (2).

Поскольку в рассматриваемом случае это условие выполняется (рис. 3), локальный нагрев вблизи поверхности сопровождается формированием области повышенного давления (сжатия). Отражение импульса сжатия от свободной поверхности сопровождается формированием биполярного акустического импульса (сжатие–разряжение). Если мощность лазерного излучения превышает пороговое

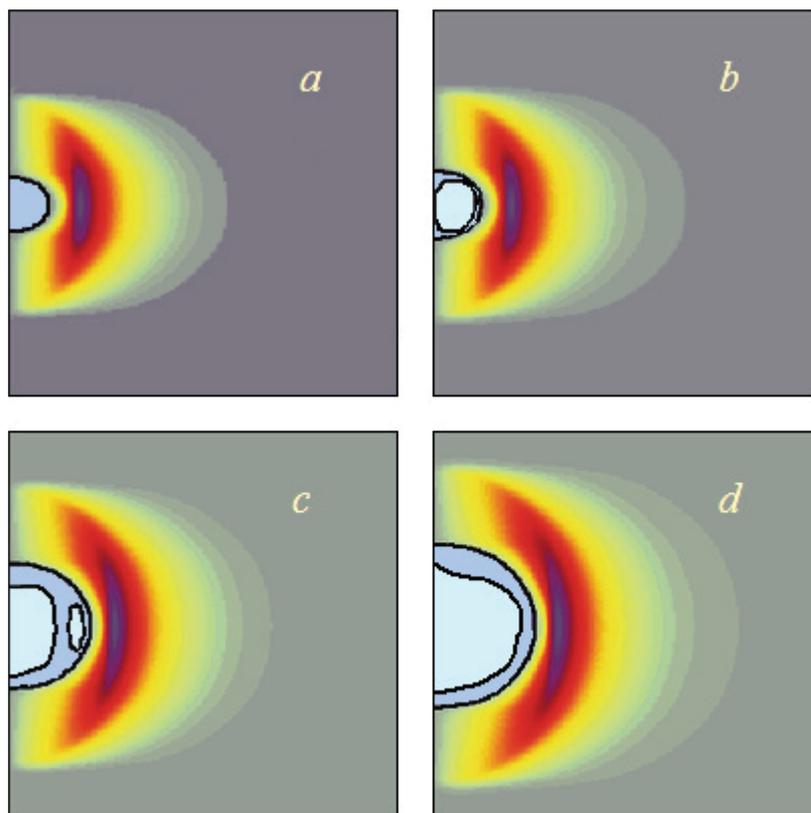


Рис. 4. Пространственное распределение давления в среде (показана область $3,5 \times 3,5$ мм) в различные моменты времени: $t = 450$ (a), 500 (b), 650 (c), 750 (d) нс от начала действия лазерного импульса. Сплошным линиям соответствуют изобары, ограничивающие области формирования первичных кавитационных полостей (■ $\Delta P < 0$), а также границы предполагаемых зон абляции и просветления (■), формируемых при интеграции кавитационных пузырьков

Fig. 4. The spatial distribution of pressure in the medium (3.5×3.5 mm area is shown) at different points in time: $t = 450$ (a), 500 (b), 650 (c), 750 (d) ns from the start of the laser pulse. Solid lines correspond to isobars, limiting the areas of formation of primary cavitation cavities (■ $\Delta P < 0$), as well as the boundaries of the proposed ablation and clearing zones (■) formed during integration of cavitation bubbles

значение P_{th} , в отрицательной фазе волны давления, создаются условия для нарушения однородности среды (рис. 4, a), последующего формирования кавитационных полостей и далее поля кавитационных микропузырьков. Локальная оптическая прозрачность среды увеличивается за время, близкое к полупериоду акустической волны (рис. 4, b). Таким образом, автоматически выполняются условия изохорного нагрева слоя, расположенного глубже зоны оптического просветления (рис. 3, 4, c). Фронт температурного поля проникает в более глубокий слой ткани и стимулирует генерацию новой акустической волны с адекватным просветлением нового слоя среды. Процесс может повторяться n раз, если мощность излучения превышает пороговое значение $P_{th}(n_i)$ для просветленного слоя порядка n (рис. 3, 4, d).

Радиальная положительная компонента акустической волны в совокупности с отмеченным выше последовательным (по мере увеличения глубины абляции) уменьшением мощности потока излучения формируют область абляции, которая по форме приближается к конической (рис. 4). Этот процесс адекватен как исходной концепции кавитационной фотодеструкции биоткани (рис. 2), так и экспериментальным данным (рис. 1).

Заключение. Применительно к задачам точной лазерной микрохирургии рассмотрен метод низкотемпературного (кавитационного) рассеечения содержащих воду биологических тканей. Продемонстрирована принципиальная возможность реализации указанного метода с использованием квазинепрерывного излучения лазеров ближнего инфракрасного диапазона спектра. Предложена математическая модель для анализа пространственно-временной динамики полей температуры и давления в операционной зоне. Работа с моделью позволяет оптимизировать па-

раметры излучения для решения конкретных медицинских задач с учетом оптико-физических свойств облучаемой ткани. Результаты расчетов согласуются с опытом использования Но-лазера (длина волны излучения – 2,1 мкм) в клинической практике. Приоритет предложенной технологии защищен двумя патентами Евразийского патентного ведомства.

Благодарности. Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект Ф18-077). Авторы искренне благодарят администрацию БРФФИ, а также сотрудников Института физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Белорусского государственного университета и Республиканского клинического медицинского центра за полезное обсуждение результатов работы в процессе ее выполнения.

Acknowledgements. This work was supported by the Belarusian Republican Foundation for Fundamental Research (project Ф18-077). The authors sincerely thank the administration of the BRFFR, as well as the staff of the B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus, the Belarusian State University and the Republican Clinical Medical Center for a useful discussion of the results of the work in its implementation.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. SCHWIND_AMARIS1050RS. The peak of performance [Electronic resource]. – Mode of access: <https://www.eyetech-solutions.com/en/products/laser-systems/schwind-amaris-1050rs>
2. An Ultrastructural Study of Corneal Incisions Induced by an Excimer Laser at 193 nm / J. Marshall [et al.] // *Ophthalmology*. – 1985. – Vol. 92, N 6. – P. 749–758. [https://doi.org/10.1016/s0161-6420\(85\)33961-1](https://doi.org/10.1016/s0161-6420(85)33961-1)
3. Pettit, G. H. Excimer laser ablation of the cornea / G. H. Pettit, M. N. Ediger, R. P. Weiblinger // *Optical Engineering*. – 1995. – Vol. 34, N 3. – P. 661–667. <https://doi.org/10.1117/12.190408>
4. Fisher, B. T. Development and numerical solution of a mechanistic model for corneal tissue ablation with the 193 nm argon fluoride excimer laser / B. T. Fisher, D. W. Hahn // *J. Opt. Soc. Am.* – 2007. – Vol. 24, N 2. – P. 265–277. <https://doi.org/10.1364/josaa.24.000265>
5. Sliney, D. Safety with Lasers and Other Optical Sources / D. Sliney, M. Wolbarsht. – Boston, 1980. – 1035 p. <https://doi.org/10.1007/978-1-4899-3596-0>
6. Теренин, А. Н. Фотоника молекул красителей и родственных органических соединений / А. Н. Теренин. – Л., 1967. – 616 с.
7. Low threshold cavitation in water using IR laser pulse trains / G. I. Zheltov [et al.] // *Applied Optics*. – 2008. – Vol. 47, N 20. – P. 3549–3554. <https://doi.org/10.1364/ao.47.003549>
8. Зарембо, Л. К. Введение в нелинейную акустику / Л. К. Зарембо, В. А. Красильников. – М., 1966. – 519 с.
9. Thermomechanical effect of pulse-periodic laser radiation on cartilaginous and eye tissue / O. I. Baum [et al.] // *Laser Phys.* – 2013. – Vol. 23, N 8. – P. 1–10. <https://doi.org/10.1088/1054-660x/23/8/085602>
10. Romanov, O. G. Numerical modelling of photo-thermal and photo-mechanical effects in absorbing biological structures under action of short laser pulses / O. G. Romanov, G. S. Romanov, G. I. Zheltov // *Proceedings of SPIE*. – 2013. – Vol. 8803. – P. 88030P–88030P-7. <https://doi.org/10.1117/12.2032462>
11. Желтов, Г. И. Термомеханическое воздействие импульсно-периодического лазерного излучения на биоткани / Г. И. Желтов, Г. С. Романов, О. Г. Романов // *Весті Нац. акад. навук Беларусі. Сер. фіз.-мат. навук*. – 2013. – № 2. – С. 89–95.
12. Tuchin, V. V. Tissue Optics: Light Scattering Methods and Instruments for Medical Diagnosis / V. V. Tuchin. – Third Edition. – Bellingham, 2015. <https://doi.org/10.1117/3.1003040>
13. Starting mechanisms of bubble formation induced by Ho:Yb:YAG laser in water / F. Koenz [et al.] // *Proc. SPIE. – Laser-Tissue Interaction and Tissue Optics*. – 1996. – Vol. 2624. – P. 67–71. <https://doi.org/10.1117/12.229539>

References

1. SCHWIND_AMARIS1050RS. The peak of performance. Available at: <https://www.eyetech-solutions.com/en/products/laser-systems/schwind-amaris-1050rs>
2. Marshall J., Trokel S., Rothery S., Shubert H. An Ultrastructural Study of Corneal Incisions Induced by an Excimer Laser at 193 nm. *Ophthalmology*, 1985, vol. 92, no. 6, pp. 749–758. [https://doi.org/10.1016/s0161-6420\(85\)33961-1](https://doi.org/10.1016/s0161-6420(85)33961-1)
3. Pettit G. H., Ediger M. N., Weiblinger R. P. Excimer laser ablation of the cornea. *Optical Engineering*, 1995, vol. 34, no. 3, pp. 661–667. <https://doi.org/10.1117/12.190408>
4. Fisher B. T., Hahn D. W. Development and numerical solution of a mechanistic model for corneal tissue ablation with the 193 nm argon fluoride excimer laser. *Journal of the Optical Society of America A*, 2007, vol. 24, no. 2, pp. 265–277. <https://doi.org/10.1364/josaa.24.000265>
5. Sliney D., Wolbarsht M. *Safety with Lasers and Other Optical Sources*. Boston, 1980. 1035 p. <https://doi.org/10.1007/978-1-4899-3596-0>
6. Terenin A. N. *Photonics of dye molecules and related organic compounds*. Leningrad, 1967. 616 p. (in Russian).
7. Zheltov G. I., Lisinetskii V. A., Grabtchikov A. S., Orlovich V. A. Low threshold cavitation in water using IR laser pulse trains. *Applied Optics*, 2008, vol. 47, no. 20, pp. 3549–3554. <https://doi.org/10.1364/ao.47.003549>
8. Zarembo L. K., Krasilnikov V. A. *Introduction to nonlinear acoustics*. Moscow, 1966. 519 p. (in Russian).

9. Baum O. I., Zheltov G. I., Omelchenko A. I., Romanov G. S., Romanov O. G., Sobol E. N. Thermomechanical effect of pulse-periodic laser radiation on cartilaginous and eye tissue. *Laser Physics*, 2013, vol. 23, no. 8, pp. 1–10. <https://doi.org/10.1088/1054-660x/23/8/085602>

10. Romanov O. G., Romanov G. S., Zheltov G. I. Numerical modelling of photo-thermal and photo-mechanical effects in absorbing biological structures under action of short laser pulses. *Proceedings of SPIE*, 2013, vol. 8803, pp. 88030P–88030P-7. <https://doi.org/10.1117/12.2032462>

11. Zheltov G. I., Romanov G. S., Romanov O. G. Thermomechanical action of pulse-periodic laser radiation on biotissues. *Vestsi Natsyional'nei akademii navuk Belarusi. Seryia fizika-matematychnykh navuk = Proceedings of the National Academy of Sciences of Belarus. Physics and Mathematics series*, 2013, no. 2, pp. 89–95 (in Russian).

12. Tuchin, V. V. *Tissue Optics: Light Scattering Methods and Instruments for Medical Diagnostics*. Third Edition. Bellingham, 2015. <https://doi.org/10.1117/3.1003040>

13. Koenz F., Frenz M., Pratisto H. S., Weber H. P., Silenok A. S., Konov V. I. Starting mechanisms of bubble formation induced by Ho:Ym:YAG laser in water. *Proc. SPIE. – Laser-Tissue Interaction and Tissue Optics*, 1996, vol. 2624, pp. 67–71. <https://doi.org/10.1117/12.229539>

Информация об авторах

Желтов Георгий Иванович – д-р физ.-мат. наук, гл. науч. сотрудник. Институт физики НАН Беларуси (пр. Независимости, 68-2, 220072, Минск, Республика Беларусь). E-mail: g.zheltov@mail.ru.

Романов Олег Геннадьевич – заведующий кафедрой. Белорусский государственный университет (пр. Независимости, 4, 220030, Минск, Республика Беларусь). E-mail: romanov@bsu.by.

Бурко Владимир Дмитриевич – канд. мед. наук, врач высш. категории. Республиканский клинический медицинский центр (Ждановичский с/с, 81, 223028, Минская обл., Минский р-н, Республика Беларусь). E-mail: wbourko@gmail.com.

Information about the authors

Zheltov George Ivanovich – D. Sc. (Physics and Mathematics). B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus (68-2, Nezavisimosti Ave., 220072, Minsk, Republic of Belarus). E-mail: g.zheltov@mail.ru.

Romanov Oleg Gennadievich – Head of the Department. Belarusian State University (4, Nezavisimosti Ave., 220030, Minsk, Republic of Belarus). E-mail: romanov@bsu.by.

Bourko Wladimir Dmitrievich – Ph. D. (Medicine), Doctor of the highest category. Republican Clinical Medical Centre (81, Zhdanovichy rural council, 223028, Minsk district, Republic of Belarus). E-mail: wbourko@gmail.com.