

Н.В. Пасечнікова

Вплив лазерного випромінювання на структури очного дна

Предложена математическая модель селективного взаимодействия лазерной энергии и структур глазного дна. Произведены математические расчеты оптимальных параметров лазера для той или иной ткани глазного дна, что позволит оптимизировать влияние световой энергии на сетчатку и хориоидею, а также уменьшить риск вероятных отсроченных побочных эффектов.

ВСТУП

Нині лазери все більше використовуються в офтальмології, у тому числі для мікрохірургічних втручань у структури очного дна. Одночасно з цим набувають розвитку теорії, які намагаються пояснити механізм впливу лазерного випромінювання. Термічний механізм пошкодження органа зору світловим променем є найбільш універсальним для видимої та інфрачервоної частини спектра [15].

Вперше спробував створити теорію ретинальних опіків Vos на основі експериментальних даних Nam. Він припустив, що випромінювання поглинається рівномірно в паралелепіпеді товщиною 10 мкм при плямі опромінення 180 мкм та часі опромінення більше ніж 20 мс. Розподіл температури, досліджений Vos за допомогою рівняння теплопровідності, показав, що термічні ефекти повинні відбуватися за надмірно високої температури (більше ніж 100°C), хоча ці відомості не підтверджували наявності кипіння чи пароутворення в тканинах ока за відповідних умов [8, 16].

Одними з перших праць із вимірювання температури під час лазерної коагуляції були експерименти Campbell і співавт. Дослідники вимірювали температуру на різних від-

станях від точки опромінення сітківки мілісекундним імпульсом рубінового лазера. Було встановлено, що в ділянці коагуляції температура піднімалася на 30°C, але вже на відстані 1 мм від точки коагуляції приріст температури був не вище ніж 1°C [5].

Більш досконала модель нагріву тканин очного дна була розроблена Nam та Clark. Вважалося, що пігментний епітелій і судинна оболонка – рівномірні вбирачі із різними коефіцієнтами поглинання. Теплові характеристики вважалися рівними тепловим характеристикам води. При розгляді цих моделей було показано, що через деякий час після початку опромінення встановлюється стаціонарна температура, причому швидкість її встановлення та величина залежать від діаметра зони опромінення [6–8].

Надалі було запропоновано ще кілька моделей процесу термопошкодження тканин ока, в яких враховували спектральну залежність температурних ефектів радіаційного нагріву тканин очного дна, гранулярність світлопоглинаючих шарів, тривалість експозицій [4,10 – 12,14,18]. Деякі автори розраховували приріст температури всередині опромінених судин з урахуванням охолодження внаслідок кровотоку [3].

Найбільш точний підрахунок температури всередині сітківки був зроблений Wheeler [17]. Модель, обрана Wheeler, передбачає експоненціальне поглинання в межах двох шарів: шару меланіну в пігментному епітелії товщиною 4 мкм та шару судинної оболонки товщиною 30 мкм. Передбачається, що обидва шари мають однакову тепло- та температуропровідність.

Для прогнозування міри пошкодження тканин очного дна світловим опроміненням розроблено моделі, у яких враховується характер розподілу світлової енергії в сформованому даною оптичною системою пучці та абсорбційні характеристики біологічної тканини, яка опромінюється [1–3,13].

Мета нашої роботи – розробка моделі взаємодії лазерного променя та тканин сітківки.

МОДЕЛЬ

Починаючи розробку моделі впливу лазерного випромінювання на структури очного дна ми допускаємо, що, оскільки діаметр лазерного променя значно менший від кривини очного дна, його можна вважати плоским. Поглинанням лазерного випромінювання в рогівці, кришталіку та склері можна знехтувати, бо вони мізерно малі порівняно з їх поглинанням у пігментному епітелії сітківки (ПЕС) та хоріоїдеї (рис.1).

Розглянемо окремо ефекти біологічного впливу при поодиноким імпульсі та серії імпульсів.

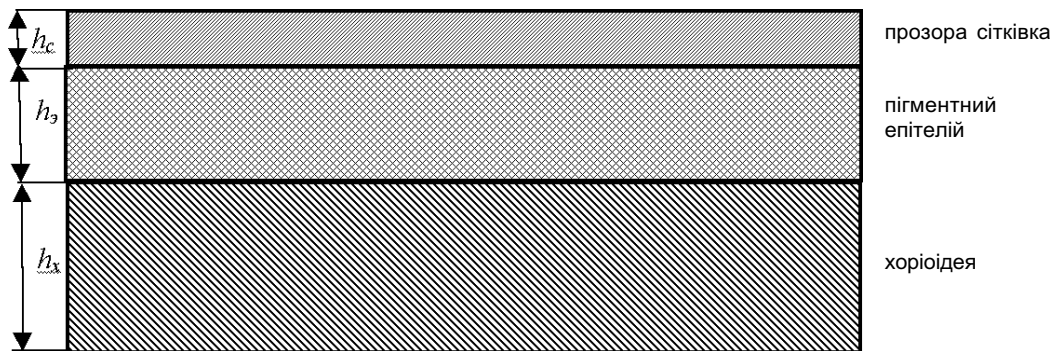
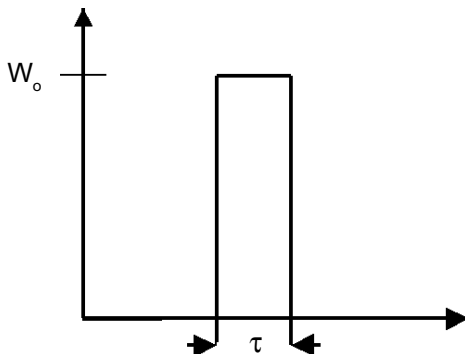


Рис. 1. Схематична будова структур очного дна

Модель впливу поодиноким лазерного імпульсу на структури очного дна.

Лазер генерує поодиноким імпульс, енергією E , при цьому не має значення як



цей імпульс отримано: перекриттям неперервного випромінювання чи генерацією.

Енергія E_o імпульсу буде становити:

$$E_o = W_o \cdot \tau$$

де W_o – вихідна потужність лазера, τ – ширина імпульсу (тривалість)

Густина енергії P_o буде залежати від діаметра лазерного променя:

$$P_o = \frac{4E_o}{\pi d^2} \quad \text{або} \quad P_o = \frac{4W_o \tau}{\pi d^2},$$

де d – діаметр лазерного променя.

Розглянемо варіант, коли $\tau \ll 0,1$. Допустимо, всі структури мають теплові характеристики води [17], 0,1 с – характерний час процесів теплопроводності. В даному випадку втратами енергії внаслідок відводу тепла можна знехтувати. Відомо, що величина біологічного впливу на тканини залежить від кількості поглинутої тканиною енергії. Відповідно до закону поглинання середовищ:

$$E_h = E_o \exp(-k h),$$

де E_o – вихідна енергія;

K – коефіцієнт поглинання середовища;

h – глибина шару тканини;

E_h – енергія променя на глибині.

Тоді загальна енергія, що поглинута внутрішніми шарами сітківки (E_c) буде дорівнювати:

$$E_c = E_o - E_o \exp(-k_c h_c),$$

де k_c – коефіцієнт поглинання внутрішніх шарів сітківки;

h_c – товщина шару.

Тобто:
$$E_c = E_o(1 - \exp(-k_c h_c)) \quad (1)$$

Оскільки k_c і h_c досить малі, то $\exp(-k_c h_c)$ буде прямувати до одиниці, а E_c – до нуля, тоді поглинанням енергії в сітківці можна знехтувати.

Розглянемо поглинання енергії в ПЕС та хоріоїдеї.

Аналогічно формулі (1) енергія, що поглинута ПЕС E_e буде дорівнювати:

$$E_e = E_o(1 - \exp(-k_e h_e)),$$

де k_e – коефіцієнт поглинання енергії ПЕС.
 h_e – товщина ПЕС.

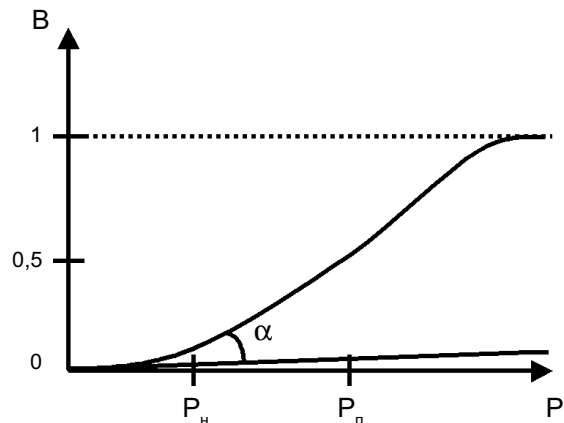
На хоріоїдею вже падає енергія

$$E_x = E_o \exp(-k_e h_e),$$

тоді поглинута хоріоїдеєю енергія E_x буде:

$$E_x = E_o \exp(-k_e h_e)(1 - \exp(-k_x h_x)) \quad (2)$$

Залежність величини біологічного впливу випромінювання (B) на очне дно від густини енергії можна уявити у наступному вигляді:



де P_n – густина енергії на початку офтальмологічно видимого впливу.

P_n – порогове значення густини енергії, після якого настають необоротні деструкції структур очного дна, аж до теплового вибуху та випарування тканин.

Між P_n та P_n залежність можна вважати лінійною, а кут α залежить від властивостей оптичних середовищ ока та довжини хвилі, що випромінює лазер.

У видимому діапазоні спектра $P_n \gg P_n$, одже можна з достатнім ступенем надійності вважати, що:

$$B = \text{const} \cdot P = \text{const} \cdot P_n \cdot \text{tg } \alpha.$$

Зважаючи на дані робіт багатьох авторів, з великою достовірністю можна стверджувати, що у разі впливу поодиноким лазерним імпульсом на структури очного дна:

$$B = \text{const} \frac{P_o}{\tau}.$$

Таким чином:

$$B = \text{const} \frac{P_o}{d^2} \text{tg}\alpha ,$$

$$B = \text{const} \frac{\tau W_o}{d^2} \text{tg}\alpha .$$

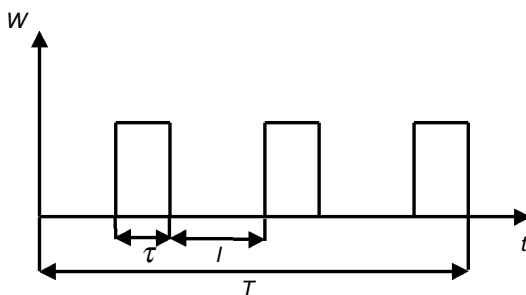
Це означає, що величина біологічної дії лазерного випромінювання практично не залежить від тривалості імпульсу для випадку $\tau \ll 0,1\text{с}$

Отже, для наявного в розпорядженні офтальмологічного лазера величина біологічного впливу на очне дно буде пропорційна вихідній потужності лазера та обернено пропорційна квадрату діаметра променя лазера.

$$B \sim \frac{W_o}{d^2} .$$

Модель впливу серії лазерних імпульсів на структури очного дна.

На сітківку впливає серія імпульсів, що повторюються зі скважністю $l \gg \tau$, ($l \gg 0,1\text{с}$). За таких умов у проміжку між імпульсами пройдуть усі процеси теплової релаксації, окрім тих необоротних змін, які було нанесено попереднім імпульсом.



У цьому випадку ефект біологічного впливу, внаслідок адитивних властивостей буде просто накопичуватися пропорційно часу експозиції T .

$$B \sim \frac{W_o}{d^2} T. \quad (3)$$

Ця формула справедлива, якщо ми ставимо завдання провести деструкцію ПЕС, але на практиці завдання офтальмолога при операції більш складне: необхідно досягти ефек-

ту деструкції ПЕС та при цьому нанести як можна менше патологічних пошкоджень хоріоїдеї та сітківці.

Величина біологічного впливу поодинокого імпульсу на хоріоїдею визначається із формул (2) и (3).

$$B_x \sim \frac{W_o}{d^2} T \cdot \exp(-k_e h_e) .$$

При опроміненні очного дна послідовними імпульсами поступово буде зменшуватися h_e внаслідок деструкції, а величина B_x буде залежати від T більш складним чином:

$$B_x \sim \frac{W_o}{d^2} \int_0^T t \cdot \exp(-k_e h_e / t) dt .$$

Виконавши відповідні обчислення, отримуємо наступну залежність

$$B_x \sim \frac{W_o}{d^2} (T^2 - aT + b) ,$$

де a та $b \in \text{const} > 0$.

Ця функція має очевидний відмінний від нуля мінімум при $T=a/2$, тобто існує оптимальна експозиція, яка мінімізує негативний вплив лазерного випромінювання на хоріоїдею.

Якщо провести числові розрахунки, то вийде, що оптимальною експозицією, яка мінімізує негативний вплив лазера на хоріоїдею є величина близько $0,5 - 1\text{с}$.

Це значить, що при використанні серії імпульсів із $\tau \ll 0,1\text{с}$ та скважністю $l > 0,1\text{с}$ для досягнення необхідної величини біологічного впливу офтальмолог повинен при експозиції в 1с підібрати параметри лазера d и W_o , щоб отримати необхідний ефект. У такому разі найбільш доцільно вибрати найменше варіантне значення d , та, виходячи з цього, варіювати тільки вихідною потужністю лазера, добиваючись необхідного ефекту. У випадку $\tau \sim 0,1\text{с}$ і більше неможливо знехтувати дисипацією теплової енергії з точки опромінення, тому теоретичні оцінки впливу лазерного випромінювання на очне дно значно ускладнюються внаслідок нелі-

нійних залежностей теплопередачі від швидкості кровотоку та температури.

Однак розглядати проміжні нестационарні стани, коли тривалість імпульсу можна порівняти з характерним часом теплопередачі та теплопереносу внаслідок кровотоку, з практичної точки зору мало перспективно. Вони є та будуть проміжними. Значно перспективніше розуміти, що відбувається зі структурами очного дна в стаціонарному варіанті, коли тривалість імпульсу опромінення значно перевищує характерний час встановлення стаціонарного режиму $\tau \gg 0,1$ с.

Як показують численні експерименти при стаціонарному режимі в зоні опромінення встановлюється певна температура, пропорційна густині енергії, яка поглинається середовищем. При цьому навколо зони опромінення температура різко знижується вже на відстані 1 мм [3].

При цьому форма теплового поля буде залежати від властивостей структури (товщини та швидкості теплопереносу).

Зображена на рис. 2 форма теплового поля характерна для сітківки через її малу товщину. Для судинної оболонки, як товщої і яка має розвинену судинну сітку, форма теплового поля буде така, що зображена на рис. 3.

Необхідно відмітити, що в загальному випадку $T_1^o < T^o$, бо на нижній поверхні ПЕС поглинається менше енергії, ніж на прилеглий сітківці.

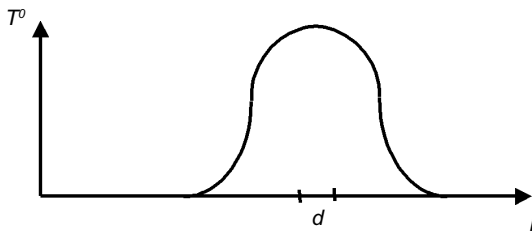


Рис. 2. Схематичне зображення проекції форми теплового поля навколо зони опромінення:

d - діаметр лазерного променя;

T^o - температура структури

Як впливає з вищезгаданого, в разі використання безперервних імпульсів, тепловий вплив на сітківку значно більший, ніж на хоріоїдею, тобто при необхідності видалення деякої ділянки сітківки, наприклад аваскулярної зони при ретинопатії недоношених дітей, оптимальним є використання імпульсів $\tau \gg 0,1$ с необхідної потужності для досягнення біологічного ефекту. При цьому пошкодження хоріоїдеї, особливо при використанні випромінювання з довжиною хвилі близько 532 нм, будуть мінімальні. У разі необхідності мінімізації пошкоджень сітківки й одночасно хоріоїдеї необхідно використовувати серії коротких імпульсів $\tau \ll 0,1$ с, як це було показано вище.

ВИСНОВКИ

Отже, моделювання термічних процесів, які відбуваються в тканинах очного дна при лазерній коагуляції є важливим для уявлення істинного характеру маніпуляцій, що виконуються лікарем. Розуміння цих процесів дає можливість, маніпулюючи параметрами лазера, добиватися того чи іншого впливу, найбільш оптимального у кожному конкретному випадку. Оптимізація лазерного впливу дозволяє мінімізувати пошкодження спричинені лазером, тим самим знизити вірогідні відстрочені ускладнення, зменшити деструк-

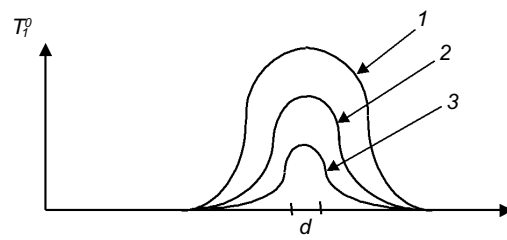


Рис. 3. Схематичне зображення проекції форми теплового поля судинної оболонки.

d - діаметр променя лазера.

1 - температура у місці прилягання ПЕС та хоріоїдеї. 2,3 - температура в міру віддалення від ПЕС углиб хоріоїдеї.

тивність лазерного втручання. Високо-частотна серія лазерних імпульсів, певної експозиції та енергії, є більш перспективною, ніж постійний імпульс світлової енергії. Використання серії імпульсів уможливило зниження енергії імпульсу, дозволяючи тим самим зменшити пошкодження тканин сітківки. Окрім цього, при необхідності, маніпулюючи експозицією лазерного променя, можливо впливати на ті чи інші структури очного дна, що без сумніву перспективно при різних видах патології.

N.V. Pasechnikova

LASER ENERGY INFLUENCE ON EYE FUNDUS STRUCTURES

Mathematical model of selective laser influence on eye fundus structures is proposed. Mathematical calculations of optimal laser parameters for different eye fundus pathologies are made. They will optimize laser energy influence on retina and chorioida and decrease the risk of possible late side effects.

Kiev's scientific and practical center of laser treatment methods of the eye.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Глазков В.Н., Желтов Г.И., Подолцев А.С. и др. Термохимические процессы при воздействии монохроматического излучения на ткани глазного дна. – Минск: Ин-т физики АН БССР, 1984. – 43 с.
2. Ковач Р.И. Экспериментальные исследования влияния лазерной энергии на орган зрения // Зарубеж. радиоэлектроника – 1977. – N 9. – С. 87.
3. Bebie H., Fankhauser F., Gotmar W. et al. Theoretical estimate of the temperature within irradiated retinal vessels // Acta Ophthalmol. – 1974. – 53. – P.13.
4. Cain C.R., Welch A.J. Measured and predicted laser-induced temperature rises in the rabbit fundus // Invest. Ophthalmol. – 1974. – 13, № 1. – P. 50.
5. Campbell C.J., Noyori K. S., Rittler M.C. et al. The threshold of the retina to damage by the laser energy // Acta Ophthalmol., Suppl. – 1963. – 76. – P.22.
6. Clark A. M., Geeraets W.J., Ham W.T. Laser effects on the eye // Applied Optics. – 1969. – 8, № 5. – P.1051.
7. Ham W.T., Williams R.C., Mueller H.A. et al. Effects of laser radiation on the mammalian eye // Acta Ophthalmol. – 1965. – 43, № 4. – P.390.
8. Ham W.T., Williams R.C., Mueller H.A. et al. Effects of laser radiation on the mammalian eye // Trans. New York, Acad. Science. – 1966. – 28. – P.517.
9. Ham W.T., Wiesinger H., Schmidt F. H. et al. // Amer. J. Ophthalmol. – 1958. – 46, № 7. – P.700.
10. Hayes J.R., Wolbarsht M.L. Thermal model for retinal damage induced by pulsed lasers // Aerospace Med. – 1968. – 39, № 5. – P.474.
11. Mainster M.A., White T.I., Allen R.G. Spectral dependence of retinal damage produced by intense light sources // J. Opt. Soc. Amer. – 1970. – 60, № 8. – P.848.
12. Mainster M.A., White T.I., Tips J.H. et al. Retinal temperature increases produced by intense light sources / / Ibid. – № 3. – P.264.
13. Mainster M.A. Decreasing retinal photocoagulation damage: principles and techniques // Semin., Ophthalmol. – 1999. – 14, № 4. – P.200 – 209.
14. Roulier A. Calculation of temperature increase in the eye produced by intense light // Bull. Math. Biophys. – 1970. – 32. – P.403.
15. Sliney D., Wolbarsht M. Safety with lasers and other optical sources. A comprehensive handbook. – New York; London: Plenum Press, 1980. – 1035 p.
16. Vos J.J. Heat damage to the retina by laser and photocoagulants // Bull. Math. Biophys. – 1962. – 24. – P.115.
17. Wheeler C.B. Calculation of the retinal temperature distribution resulting from laser irradiation of the eye: I Continuous lasers // Phys. Med. Biol. – 1976. – 21, № 4. – P.616.
18. White T.I., Mainster M.A., Tips I.H. et al. Chorioretinal thermal behavior // Bull. Math. Biophys. – 1970. – 32. – P.315.

Київ. наук.-практ. центр лазер. методів лікування ока на базі Київської клінічної офтальмолог. лікарні “Центр мікрохірургії ока”