

МЕТОД ДИСТАНЦІЙНОЇ АКУСТИЧНОЇ ПАЛЬПАЦІЇ ПОВІДОМЛЕННЯ 2 ПАРАМЕТРИ ПРОСТОРОВО ЛОКАЛІЗОВАНИХ ІМПУЛЬСНИХ ЗСУВНИХ ДЕФОРМАЦІЙ У М'ЯКИХ ТКАНИНАХ НА ПРИКЛАДІ ФАНТОМІВ М'ЯКИХ ТКАНИН *IN VITRO*

І.М. Дикан, С.В. Литвиненко, Е.А Баранник, А.І. Марусенко, О.В. Ханенко, Б.А. Тарасюк, О.В. Поліщук, В.Ф. Коробко
 ДУ "Науково-практичний центр променевої діагностики АМН України"
 ДП "АТ НДІРІ" "РАДМИР"

Алгоритм обробки доплерівського сигналу Алгоритм обробки доплерівського сигналу, що вже апробований [2], забезпечує обчислення фази доплерівського сигналу виходячи з його квадратурних складових при кожному зондуванні м'яких тканин, а також обчислення зміни відстані до елементарних відбивачів ультразвуку й амплітуди зсуву в кожному періоді випромінювання потужних імпульсних пучків хвиль — основних вихідних параметрів ультразвукової доплерівської діагностичної системи з режимом еластографічних обстежень. Цей алгоритм обчислення зсувів істотно відрізняється від загальноприйнятого в доплерівських режимах вимірювання швидкості кровотоку й від використовуваного в ультразвукових медичних сканерах автокореляційного алгоритму для кольорового доплерівського картування потоків крові. По суті мова йде про вимірювання зворотньо-поступових рухів, які модулюють фазу сигналу ультразвукового відгуку.

Як відомо, фаза сигналу $e^{(d)}(t_n)$ ультразвукового доплерівського відгуку, сформованого елементарним розсіювачем ультразвуку, з точністю до постійного доданка визначається поздовжньою (уздовж осі зондування) координатою розсіювача в межах вимірювального об'єму зондувального імпульсу:

$$e^{(d)}(t_n) = \exp\{2ikx'(t_n)\}, \quad (1)$$

де n — порядковий номер зондувального імпульсу.

Відповідно до цього виразу координата x' розсіювача при n -му зондуванні може бути записана у вигляді:

$$x'(t_n) = \frac{\lambda}{4\pi} \varphi(t_n) = \frac{\lambda}{4\pi} \operatorname{Arctan} \frac{\operatorname{Im}\{e^{(d)}(t_n)\}}{\operatorname{Re}\{e^{(d)}(t_n)\}}, \quad (2)$$

де функція арктангенс визначається з урахуванням знаків дійсної й мнімої частин комплексного доплерівського сигналу. При цьому індуковані силою радіаційного тиску зсуви тканин і відповідні їм

зміни фази відносно невеликі й задовольняють умові Найквіста:

$$|\varphi_{n+1}(t) - \varphi_n(t)| < \pi. \quad (3)$$

У процесі релаксації індукованої зсувної напруги й відповідного руху розсіювачів фаза доплерівського сигналу досягає деякого мінімального значення φ_{\min} , якому за змістом відповідає мінімальний зсув. У результаті для зсувів одержуємо:

$$S(t_n) = \frac{\lambda}{4\pi} \left[\operatorname{Arctan} \frac{\operatorname{Im}\{e^{(d)}(t_n)\}}{\operatorname{Re}\{e^{(d)}(t_n)\}} - \varphi_{\min} \right]. \quad (4)$$

Таким чином, в даній системі у використаному алгоритмі обчислюється не автокореляційна функція доплерівського сигналу s (середня різниця фаз між двома послідовними зондуваннями, пропорційна швидкості руху), а безпосередньо фаза доплерівського сигналу.

Метою програм додаткової обробки сигналу є зниження погрішностей вимірювання. Зокрема, з метою підвищення точності вимірювань зсувів алгоритми обробки передбачають попереднє когерентне накопичення високочастотних сигналів ультразвукового відгуку, які надходять. Кожен другий збуджуючий імпульс інвертується відносно попереднього для виключення інтерференції між імпульсами, що посиляються, і зондувальними імпульсами, що виникають внаслідок високого рівня потужності збуджуючих імпульсів і відбитих хвиль. Іншими словами, у виразі (4) під доплерівським сигналом мається на увазі сума зсунутих по фазі на π сигналів $e^{(d)}(t_n) + e^{(d)}(t_n)$, отриманих при n -му зондуванні для кожного із двох послідовних імпульсів, що посиляються. Подальше підвищення точності вимірів можливо шляхом накопичення сум сигналів $e^{(d)}(t_n) + e^{(d)}(t_n)$. Можливе збільшення початкового значення інтервалу накопичення, що дорівнює двом періодам посилення, аж до 100 періодів. За відсутності перешкод від імпульсу посилення й з метою прискорення вимірювань можна буде виключити когерентне накопичення

сигналу та маніпуляцію зондувальних імпульсів, зменшивши до 1 інтервал накопичення.

ВИЗНАЧЕННЯ ПРУЖНОСТІ ТА В'ЯЗКОСТІ ФАНТОМІВ М'ЯКИХ ТКАНИН IN VITRO ЗА ДАНИМИ ARP

Змодельовано на фантомах застосування SWEI-методу дослідження в'язко-пружних властивостей м'яких тканин. У SWEI, так як і при віртуальній акустичній пальпації, початкові локалізовані зсувні деформації у тканині генеруються дистанційно з використанням "штовхаючої" сили радіаційного тиску потужного фокусованого ультразвукового пучка хвиль.

Відомі експериментальні дослідження [1—3] в'язкопружних властивостей фантомів, які імітують тканини, і м'яких тканин *in vitro*, що були виконані з використанням ультразвукового доплерівського методу. Випромінювання генерувалося круглим ультразвуковим перетворювачем з апертурою 8 см і діаметром фокальної області 1,8 мм (по рівню -6 dB). Несуча частота становила 1МГц при інтенсивності I_{SPPA} близько 145 W/cm^2 . У табл. 1 наведений перелік желатинових фантомів, що імітували тканину, й фантомів, виконаних з м'яких тканин *in vitro*. Кількість желатину у фантомі 1 і фантомах 2—5 становила 40 і 50 г на літр розчину вода—гліцерин відповідно. Для зміни характеристик в'язкості й еластичності деяких фантомів з тим самим відношенням C_W/C_G об'ємного вмісту води і гліцерину, варіювалася температура й відповідні значення швидкості зсувної хвилі c_s , швидкості ультразвуку c_l і коефіцієнта ослаблення ультразвуку при використанні несучої частоти в 1МГц.

Значення, наведені на рис.1, були отримані [3] за допомогою методу SWEI шляхом вимірювання часу проходження індукованими зсувними хвилями відстані до точок спостереження з різними радіальними координатами у фокальній площині. А саме, верхні криві показують залежність часу затримки на радіальній координаті у фантомах 1, 2 і 3.

Зокрема, при великих інтервалах спостереження криві для точок з різною координатою спостереження r виходять на один рівень залишкових зсувів. При цьому максимальний зсув для точок з ненульовою координатою реєструється з деякою затримкою, що відповідає часу проходження зсувних хвиль до точки спостереження. Експериментально зареєстрована затримка за часом $\Delta t_{max} - t_0 = r/c_t$ приходу максимуму зсувного збудження в точку з координатою r залежить від моменту часу t_0 закінчення імпульсу збудження, в який зсув у фокальній точці досягає свого максимального значення. Цей момент часу приблизно дорівнює

$$t_0 = \alpha \gamma^{-1} / c_t - \tau,$$

де α — ефективний радіус променя на рівні e^{-1} на поверхні перетворювача,

$\alpha \gamma^{-1} = 1,1 \text{ mm}$ — ефективний радіус фокальної площини, величина $\sqrt{2\alpha \gamma^{-1}}$ — ширина променя на рівні e^{-1} інтенсивності ультразвуку,

$\tau = 2,18 \text{ ms}$ — тривалість імпульсу.

Тоді час затримки дорівнює $\alpha \gamma^{-1} / c_t$, і вона викликана тільки проходженням зсувного збудження по ширині променя.

Стандартні поля зсуву [3], індуковані акустичною радіаційною силою, показані на рис.2 разом з розподілом у фокальній площині інтенсивності випромінювання сфокусованого пучка хвиль (пунктирна лінія). Криві 1 і 2, відповідно, показують розподіл максимального зсуву S_{MAX} в індукованій групі зсувних хвиль для точок спостереження з різними радіальними координатами r та "початковими" зсувами S_{INIT} точок фантома, що відповідають моменту часу t_0 . Для більшості використаних фантомів ця часова точка приблизно збігається за часом із закінченням імпульсу збудження (рис.1). Звернемо увагу на те, що тільки в одному фантомі 1 величина t_0 виявилася більше нуля через дуже малу швидкість поширення зсувних хвиль.

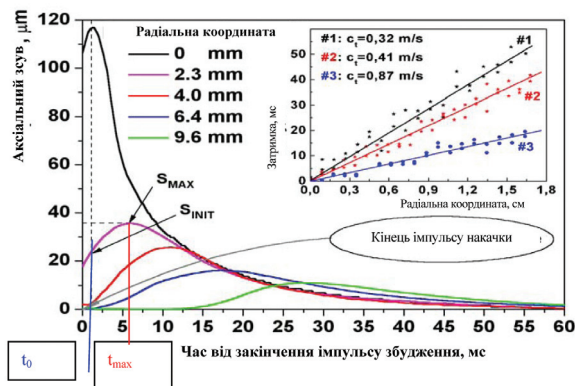


Рис. 1. Вимірювання величини методом SWEI

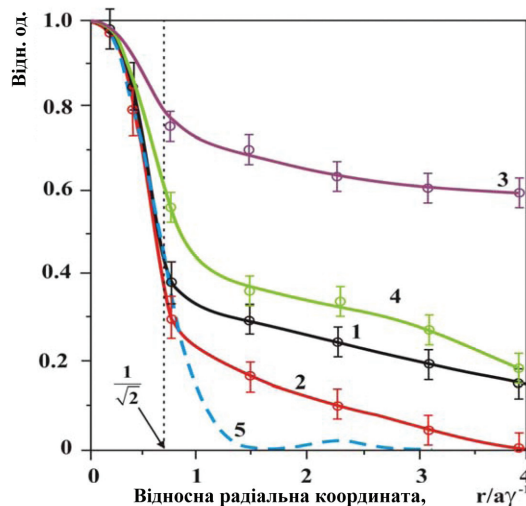


Рис. 2. Поля зсувів максимального зміщення (криві 1, 3) та початкові зміщення (криві 2, 4) у фантомі 1 та 5 відповідно; крива 5 — інтенсивність розповсюдження у фокальній площині сфокусованого пучка хвиль, що створював силу радіаційного тиску

Видно, що максимальні зміщення в зсувних хвилях, що поширюються, для всіх точок спостереження більше, ніж початкові зсуви. Легко помітити також, що розподіли зсуву 1 і 2 ширші, ніж розподіл акустичної інтенсивності 5, що описує профіль сили радіаційного тиску. Найбільша відмінність кривих 1—4 від кривої 5 спостерігається в точках з радіальною координатою $r \geq \alpha \gamma^{-1} \sqrt{2}$. Останнє

свідчить саме про те, що сили внутрішнього тертя для точок поза фокальною областю головним чином прискорювальні і їхня дія виражається в очевидних зсувах поза областю максимальної дії променевої сили тиску.

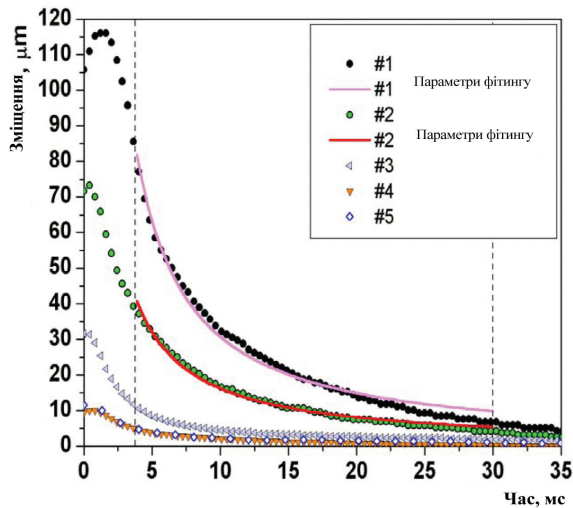


Рис. 3. Релаксація індукованих зсувних деформацій у фокальній точці у фантомах 1—5

Рис. 3 показує розходження значення максимального зсуву й релаксації кривих у фантомах 1—5, які розрізняються по модулях зсуву і в'язкості. На перший погляд, ці криві відрізняються незначно й головним чином тільки в масштабі. У той же час різниця максимальних зсувів у фантомах 1 і 2 не можна пояснити тільки різницею зсувних модулів пружності матеріалу цих фантомів.

Швидкості поширення зсувних хвиль і, відповідно, модулі зсувів цих фантомів відрізняються незначно. Аналіз кривих з використанням функціональних залежностей для індукованих зсувів від пружності та в'язкості дозволяє визначити внесок останньої в їхні значення так само, як і пружності.

У роботі [3] доведено, що це може бути зроблено за даними про релаксацію зсувного збурення у фокальній точці, яка згідно з формулою (1.4) залежить як від модуля зсуву, так і в'язкості тканини. Проте точність таких оцінок виявилася дуже низькою, що пов'язано із тим, що при більших значеннях зсуви невеликі й, відповідно, великої величини може досягати помилка, обумовлена шумами, у визначенні малої добавки до зсуву, обумовленого в'язкістю. Ось чому при оцінці динамічної в'язкості інший метод виявився більш достовірним. Цей метод використовує додатково інформацію про залежності максимального зсуву у фокусі від параметрів ультразвукового пучка та в'язкопружних властивостей досліджуваної тканини. Значення максимального зсуву у фокусі може бути функцією модуля зсуву та динамічної в'язкості, в той час як інше рівняння для цих величин може бути одержано шляхом фітінгу параметрів кривої релаксації. Сумісна розв'язка цих рівнянь дає питомі чисельні значення в'язкопружних параметрів тканини.

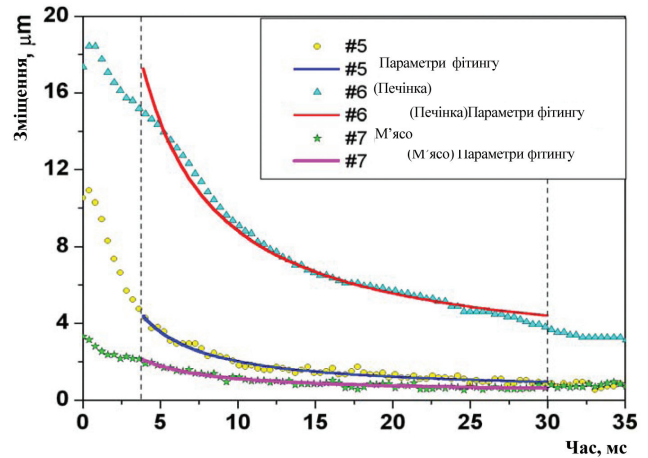


Рис. 4. Релаксація індукованих зсувних деформацій у фокальній точці у фантомах 5—7

Рис. 4 показує релаксаційні криві в желатиновому фантомі 5 та фантомах 6 і 7, що містять сиру телятину (фантом 7) і перфузовану фізіологічним розчином печінку (фантом 6). У таких умовах була проаналізована вибірка релаксаційної кривої у фантомі 5, відмінної від градуйованої, але отриманої в тій же самій точці фантома. Ці фантоми були обрані для перевірки запропонованого методу разом з желатиновими фантомами 1 і 4 з оцінними значеннями, найбільш відмінними від середнього значення. Відповідно до описаного алгоритму (4) — (5) значення δ й η були відновлені для кожного фантома. Було показано, що із трьох желатинових фантомів найбільша погрішність при оцінці швидкості поширення зсувних хвиль не перевищувала 25—30 %, у той час як у деяких випадках вона складала приблизно 10%. Відносно великі похибки порядку 35% спостерігалися тільки у випадках, коли умови проведення експерименту не дозволяли уникнути впливу технологічної оснастки, зокрема, відбивання зсувних хвиль від стінок контейнерів.

Наведені результати щодо особливостей просторового розподілу радіаційної сили та інформація щодо індукованої нею амплітуди зсувних деформацій, що виникають у межах загального методу ARP, дають достатньо підстав для розробки методу реконструкції та візуалізації просторового розподілу, який може бути реалізований у реальному часі.

Для з'ясування особливостей такого способу відображення розподілу в'язко-пружних властивостей було досліджено відгук в'язкого нежорсткого фантома з пружним включенням на імпульсну силу радіаційного тиску.

На рис. 5 пружне вкраплення показано у звичайному В-режимі візуалізації.

Зазначимо, що через невелику різницю акустичних імпедансів основного наповнювача в'язкого фантома і доданого включення, обсяг якого становив величину порядку, його було видно тільки завдяки невеличкій добавці порошку окису алюмінію як контрастного агента. Отримане двомірне зображення просторового розподілу максимальних зсувних деформацій $S_{max}(r)$ у такому фантомі при проходженні через точку спостереження, індукованого

у фокальній області зсувного порушення, також не дозволяє безпосередньо ідентифікувати включення. Справа в тому, що, як було зазначено вище, нерівномірний розподіл поля радіаційної сили призводить до нерівномірності просторового розподілу поля деформацій. Це стосується як поля амплітуд початкових деформацій, так і поля максимальних значень аксіальних зсувів.

В той же час теорія показує, що для візуалізації неоднорідності достатньо врахувати такі похибки шляхом перенормування початкового зображення на просторовий розподіл максимальних деформацій у відсутності неоднорідностей [1].

Останній може бути встановлений експериментально шляхом виміру деформацій в однорідному фантомі. Отримане після такого перенормування двомірне зображення включення (рис. 6б) має розміри порядку λ і правильно відображає, наприклад, трохи асиметричне положення неоднорідного включення (рис.5) щодо осі пучка хвиль, який збурював зсувні деформації.

До певної міри альтернативними до викладеного вище методу візуалізації є еластографічні режими, що ґрунтуються на методах соно- і віброеластографії. Виходячи з даних про реалізований у сканері "Hitachi" режим еластографічної візуалізації, треба розглядати дві основні моделі деформацій, що індукуються при русі ультразвукового перетворювача. Поле напруг та деформацій у цьому режимі створюється безпосередньо обмеженою площиною робочої поверхні ультразвукового перетворювача. Незалежно від типу органа, що досліджується (щитовидна залоза, печінка і т.д.) (рис. 1), розміри тієї частини тіла пацієнта, де створюється напруження, також завжди обмежені. В загальному випадку лінійні розміри робочої поверхні перетворювача, що контактує з тілом, менше характерних розмірів тієї частини тіла, де знаходиться область інтересу. В той же час за порядком величини вони збігаються (рис. 1), тому задачу про визначення поля деформацій неможливо звести до якогось одного граничного випадку.

Отже, необхідно розглядати обидві моделі пружних квазістатичних деформацій (рис. 7а і рис. 7в). У моделі деформації пружного циліндру (рис. 7б) характерні поперечні розміри перетворювача 1 збігаються з розмірами тієї частини тіла пацієнта 2, де знаходиться область інтересу.

У цій моделі бокова поверхня тіла є повністю обмеженою, але вільною, як це місто бути для реальних тіл. З іншого боку, в моделі (рис.7) принаймні один з поперечних розмірів тіла набагато більше розмірів перетворювача, що досить добре узгоджується з умовами, очевидно, обстеження у відносно розгалужених частинах тіла, наприклад, у брюшині.

Кінцевою метою розгляду різних моделей є встановлення залежності просторового розподілу тензора деформацій від величини напруги на поверхні тіла та реконструкція за цими даними розподілу пружних модулів.

$$u_{ik} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right), \quad (6)$$

де u_i — переміщення довільної точки тіла з координатами x_i .

Розгляд вище вказаних моделей дозволяє відповісти на питання про реальну величину індукованих деформацій, її варіабельність у різних випадках та необхідність введення коригуючих поправок. Якщо варіації досягатимуть величин порядку 100%, то необхідне введення поправок, оскільки тільки злякисні новоутворення відрізняються за модулем Юнга ще більше від нормальних тканин (у межах 500 — 1000%).

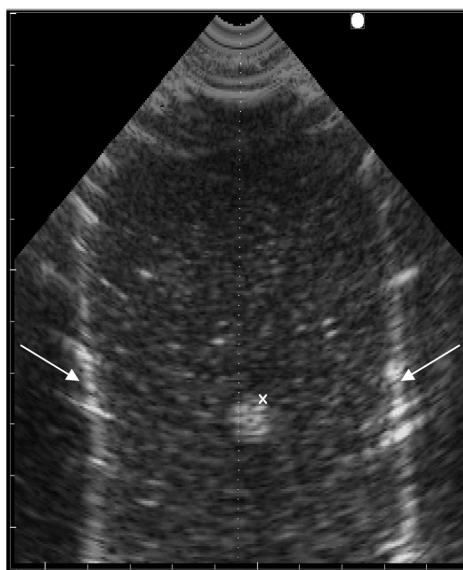


Рис. 5. В-зображення в'язкого фантома з пружним включенням, розташованим у фокальній площині. Стрілки показують бічні поверхні фантома, а тонка пунктирна лінія — вісь пучка ультразвукових хвиль, що створюють силу радіаційного тиску з максимумом у фокальній області

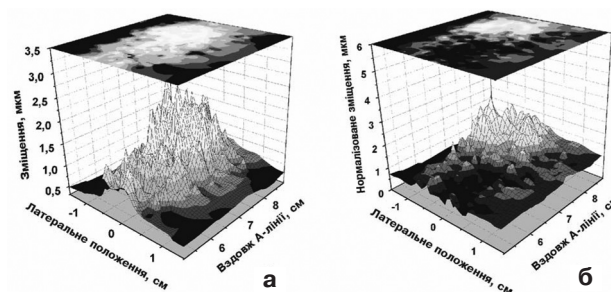


Рис. 6. Початкове (а) і нормоване (б) зображення неоднорідного включення у желатиновому фантомі м'якої тканини

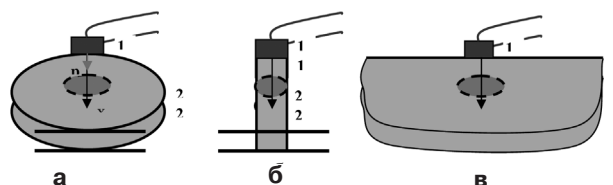


Рис. 7. Схематичне представлення реальної (а) схеми тиску перетворювачем 1 тіла пацієнта 2 при обстеженні розподілу пружних модулів та дві граничні моделі; б) — модель простого стискання—розтягу пружного циліндру, що імітує тіло пацієнта; в) — модель напівобмеженого простору

Так само, як у методах ARFI, SWEI та ARP, величиною, що безпосередньо вимірюється при соно- або вібросоноеластографії, є переміщення (зсуви) рівнів тканин вздовж лінії зондування, причому сукупність точок зондування також знаходиться на цій лінії. Тому за даними зондування можна відтворити розподіл поля аксіальної компоненти тензора деформацій у площині сканування.

$$u_{xx} = \frac{\partial u_x}{\partial x} \quad (7)$$

Звідси витікає, що для точки зондування з порядковим номером m на глибині $x(m)$ уздовж вісі зондування направлена вздовж компонента тензора деформації описується простим виразом

$$u_{xx}(m) = \frac{u_x(m) - u_x(m-1)}{\Delta x}, \quad (8)$$

де $u_x(m)$ та $u_x(m-1)$ — безпосередньо вимірювана величина зсуву для двох послідовних за глибиною зон Δx — шаг по глибинне зондування.

У моделі простого стискання—розтягування розв'язка для цієї компоненти тензора деформацій добре відома і дається виразом

$$u_{xx} = -\frac{1}{3} \left(\frac{1}{3K} + \frac{1}{\mu} \right) p \equiv -\frac{p}{E} = -\frac{u_x(0)}{H}, \quad (9)$$

де K — модуль всебічного стискання сторонньо-го тиску;

p — напруга на поверхні циліндра, тобто сила, що діє на поверхню одиничної площини;

$u_x(0)$ — переміщення безпосередньо на поверхні тіла, що контактує з ультразвуковим перетворювачем;

H — висота циліндра.

$$u_{xx}(m) = -\frac{p}{E(m)}, \quad u_x(m) = \frac{p}{E(m)}(H - x_m).$$

Це співвідношення легко узагальнюється на випадок неоднорідного середовища.

Для всіх м'яких тканин включно із патологічними змінами виконується сильна нерівність $K \gg \mu$, тому $E \approx 3\mu$.

Розв'язка рівнянь теорії пружності для випадку напівобмеженого простору виявляється більш складною, проте у досить реалістичному наближенні її можна записати у вигляді:

$$u_{xx}(x) = -\frac{p}{E} \frac{3}{2} \frac{\frac{x}{R}}{\left(1 + \frac{x^2}{R^2}\right)^{\frac{3}{2}}} = -u_x(0) \frac{1}{R} \frac{\frac{x}{R}}{\left(1 + \frac{x^2}{R^2}\right)^{\frac{3}{2}}}, \quad (10)$$

де R — радіус площини робочої поверхні круглого ультразвукового перетворювача.

Це досить просте модельне рішення показує відмінності розглянутих моделей як можливих граничних випадків вимірювань у соноеластографії.

А саме: 1) поля деформацій в обох випадках прямо пропорційні відношенню p/E , проте навіть у відсутності неоднорідностей поле поздовжньої компоненти тензора деформацій у моделі напівпростору залежить від глибини розташування точки, 2) у цій моделі тензор деформацій також менший практично удвічі, ніж у випадку пружного циліндра, навіть у точці $x=R/\sqrt{2}$:

$$u_{xx}(R/\sqrt{2}) = -p/\sqrt{3E},$$

де досягає свого максимуму. Іншими словами, у розглянутому випадку круглого перетворювача максимум відносних деформацій тим далі, чим більше лінійний розмір перетворювача.

Наведені рівняння дають достатню інформацію про рівень точності вимірювання пружних деформацій у методі соноеластографії. Відповідний аналіз свідчить про те, що при достатньо реалістичних значеннях модельних параметрів і не дуже жорстких вимогах до параметрів обробки метод соноеластографії може бути ефективним для розділення неоднорідностей, що за своїми пружними властивостями відрізняються від оточення на величину близьку 100%.

Таблиця 1

Фантоми тканин та м'які тканини *in vitro*

№ п/п	G _w /G _G	T, °C	c _t , m/s	c _p , m/s	α, cm ⁻¹
1	1/0	24	0,32	1480	0,0228
2	1/0	23,5	0,37	1480	0,030
3	1/0	21	0,87	1480	0,0347
4	4/1	23	0,75	1510	0,0344
5	2/1	22	0,98	1660	0,0366
6	печінка	22	0,76	1540	0,050
7	м'язи	22	4,0	1540	0,040
8	м'язи	22	5.2	1540	0,040
		43	-	1540	0,040

Таблиця 2

Модуль Юнга та межа міцності біологічних об'єктів

Об'єкт	Модуль Юнга, МПа	Межа міцності, МПа
Колаген	10 — 100	100
Еластин	0,1 — 0,6	5
М'язи теля	5 · 10 ⁻³ — 10 · 10 ⁻³	-
Паренхіма печінки	0,4 · 10 ⁻³ — 1,7 · 10 ⁻³	-
Печінка корови	3,5 · 10 ⁻³	-
Паренхіма нирки	5 · 10 ⁻³ — 40 · 10 ⁻³	-
Тканини грудної залози	1 · 10 ⁻³ — 30 · 10 ⁻³	-
Патології грудної залози	1 · 10 ⁻³ — 400 · 10 ⁻³	-
Скловидне тіло ока	0,1 · 10 ⁶	-
Кісткова тканина	10 · 10 ³	100
Капрон	8 · 10 ³	150
склонаповнений		

ЛІТЕРАТУРА

1. Barannik E.A., Girnyk S.A., Tovstiak V.V., Marusenko A.I., Emelianov S.Y., Sarvazyan A.P. Doppler ultrasound detection of shear waves remotely induced in tissue phantoms and tissue in vitro // *Ultrasonics*. — 2002. — V.40, N1-8. — P.849—852.
2. Barannik EA, Girnyk SA, Tovstiak VV, Marusenko AI, Volokhov VA, Sarvazyan AP. The influence of viscosity on the shear strain remotely induced by focused ultrasound in viscoelastic media // *Journ Acoust Soc America*. — 2004. — V. 115. — P. 2358—2364.
3. Barannik E, Girnyk S, Tovstiak V, Barannik A, Marusenko A, Volokhov V. The estimation of elasticity and viscosity of soft tissue in vitro using the data or remote acoustic palpation // *Ultrasound Med Biol*. — 2006. — V. 32. — P.211—219.
4. Sarvazyan A.P., Rudenko O.V., Swanson S.D., Fowlkes J.B., Emelianov S.Y. Shear Wave Elasticity Imaging: a new ultrasonic technology of medical diagnostics // *Ultrasound Med. Biol.* — 1998. — V.24, N9. — P.1419—1435.