

УДК 621.371:615.47

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГЛУБИННОГО ПРОФИЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ
МЕТОДОМ МНОГОЧАСТОТНОЙ РАДИОТЕРМОГРАФИИ
В МЕДИЦИНСКИХ ПРИЛОЖЕНИЯХ***К. П. Гайкович, М. И. Сумин, Р. В. Троицкий*

Приводятся результаты теоретических и экспериментальных исследований метода определения температурной стратификации тканей тела по многочастотным измерениям его теплового радиоизлучения. Решена соответствующая обратная задача для сред с многослойной диэлектрической структурой, выполнены численные эксперименты, на основе которых установлены возможности метода и сформулированы требования к выбору частотных каналов и необходимой точности измерений. Выполнены экспериментальные исследования в клинических условиях. По данным 3-канальных измерений на длинах волн 9, 30 и 60 см восстановлены профили температуры в тканях с опухолевыми процессами. Разработанный метод применен для контроля степени и локализации нагрева тканей при лечении опухолей СВЧ гипертермией.

В настоящее время большой интерес вызывает исследование возможностей восстановления глубинных распределений температуры в биологических средах, в частности в теле человека, по данным измерений теплового радиоизлучения этих сред. Толщина слоя, в котором формируется тепловое излучение, зависит от длины волны, изменяясь от долей миллиметра до нескольких сантиметров, что позволяет в принципе по измерениям спектра радиоизлучения восстановить распределение температуры вглубь на несколько сантиметров. Определение глубинной температуры тела существенно расширяет возможности диагностики по сравнению с измерениями в ИК. диапазоне, которые позволяют измерять температуру только на поверхности кожи. Объектами диагностики могут быть воспалительные и опухолевые процессы, а также другие заболевания, приводящие к локальному повышению температуры в глубине тканей. Ценность таких дистанционных, неинвазивных измерений определяется в первую очередь трудностями прямых измерений, связанных с введением датчика в тело человека. Важным достоинством радиометрических методов является возможность получения данных оперативно и непрерывно, в реальном масштабе времени. Одно из возможных конкретных применений метода, имеющее большое практическое значение, — контроль степени нагрева и его локализации при лечении опухолей методом СВЧ гипертермии, т. е. нагревом мощным СВЧ излучением.

Методы дистанционного термического зондирования, возникшие первоначально в радиоастрономии, получили большое развитие в исследованиях по восстановлению высотного профиля температуры атмосферы [1,2]. Однако непосредственное использование накопленного опыта для восстановления температуры в биологических средах оказалось затруднительным. Эти затруднения обусловлены прежде всего спецификой изучаемой среды, а именно ее многослойной структурой, которая вызывает переотражения между слоями и интерференцию излучения, а также сильным поглощением в тканях, что делает неприменимым понятие лучевой интенсивности в такой среде [3].

Полученные в данной работе результаты опираются на исследования, выполненные в ряде работ. Расчеты диэлектрических параметров

различных тканей выполнялись по данным [4]. Существенными этапами для разработки методики решения такого рода обратных задач представляются работы [5,8]. В этих работах развита и успешно применена методика восстановления профилей температуры, основанная на идеях решения некорректных обратных задач, сформулированных советской математической школой Тихонова [7,8]. В настоящее время получено решение задачи о тепловом излучении полупространства с многослойной диэлектрической структурой, как для трехслойной модели (см., например, [9]), так и в общем случае, в частности, в [10], где связь яркостных температур с профилем температуры выражается интегральным уравнением Фредгольма 1-го рода, что позволяет использовать методы решения, развитые в [6].

Значительный прогресс был достигнут также в области экспериментальных исследований. Разработана радиометрическая аппаратура со специальными контактными антеннами, апробирован метод компенсации отражения с помощью подшумливания, выполнены модельные оценки профилей температуры по данным одноканальных измерений [11,12], рассмотрены погрешности калибровки при измерениях яркостной температуры [13].

1. Тепловое излучение многослойной среды. Постановка обратной задачи. Рассмотрим тепловое радиоизлучение полупространства с многослойной структурой комплексной диэлектрической проницаемости $\varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon''$, следуя [10] (см. рис. 1). Решение электродинамической задачи для такой структуры позволяет вычислить через функцию когерентности электрического поля на границе $z = 0$ интенсивность теплового радиоизлучения и его яркостную температуру в виде

$$T_{\text{я}}(\lambda) = \int_{-\infty}^0 T(z) B(\lambda, z) dz, \quad (1)$$

где λ — длина волны; для j -го слоя

$$B(\lambda, z) = \frac{B_j}{2} [\operatorname{Re}(k_j y_j) |e^{k_j(z-z_j)} + \Gamma_j e^{-k_j(z-z_j)}|^2 + \operatorname{Re}(k_j y_j^*) |e^{k_j(z-z_j)} - \Gamma_j e^{-k_j(z-z_j)}|^2], \quad (2)$$

При этом $z_n = z_{n-1}$.

Коэффициенты B_j определяются рекуррентно начиная с $B_0 = 2/\gamma_0$ согласно

$$B_j = B_{j-1} \frac{|1 - \gamma_{j-1}|^2}{|e^{k_j d_j} + \gamma_{j-1} \Gamma_j e^{-k_j d_j}|^2} \quad (j = 1, 2, \dots, N-1),$$

$$B_N = B_{N-1} |1 + \gamma_{N-1}|^2,$$

где

$$\Gamma_j = \gamma_j + \frac{\Gamma_{j+1} \exp(-2k_{j+1} d_{j+1})}{1 + \gamma_j \Gamma_{j+1} \exp(-2k_{j+1} d_{j+1})} \quad (j = 0, 1, \dots, N-1),$$

$$\Gamma_N = 0, \quad k_j = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\varepsilon_0 \sin^2 \theta - \varepsilon_j},$$

$$\gamma_j = \frac{y_j - y_{j+1}}{y_j + y_{j+1}}, \quad \operatorname{Im}(k_j) < 0,$$

$$y_j = \begin{cases} \frac{k_j \lambda}{2\pi i c \mu^0} & \text{— для горизонтальной поляризации} \\ \frac{k_j \lambda}{2\pi i c \varepsilon^0 \varepsilon_j} & \text{— для вертикальной поляризации} \end{cases},$$

Здесь c — скорость света, ε^0 , μ^0 — соответственно электрическая и магнитная постоянные.

Коэффициент отражения полупространства определяется из

$$R = |\Gamma_0|^2. \quad (3)$$

Однако непосредственное использование измерений яркостных температур представляется затруднительным, поскольку трудно выполнить абсолютные измерения яркостных температур с требуемой точностью ($\delta T_{\lambda} \leq 0,1 \text{ K}$) из-за неопределенности коэффициентов отражения R , что обусловлено как недостаточной изученностью диэлектрических свойств биологических сред, так и некоторой их температурной зависимостью [4].

Упомянутые трудности успешно преодолеваются путем использования методики подшумливания для компенсации влияния отражения. При температуре подшумливания, близкой к температуре исследуемой среды, влияние отражения практически полностью компенсируется и погрешность калибровки определяется точностями, с которыми известны температуры эталонов и температура компенсирующего сигнала T_n . При подшумливании измеряемые яркостные температуры удовлетворяют

$$T_n(\lambda) = \int_{-\infty}^0 T(z) A(\lambda, z) dz + R(T_n - \int_{-\infty}^0 T(z) A(\lambda, z) dz). \quad (4)$$

где $A(\lambda, z) = B(\lambda, z)/(1 - R)$. По значениям T_n , зная температуру подшумливания T_n и пользуясь малостью второго слагаемого в (4), можно с высокой точностью определить величину интегральной температуры среды

$$T_n(\lambda) = \int_{-\infty}^0 T(z) A(\lambda, z) dz \quad (5)$$

даже если коэффициент R известен с большой погрешностью (~20%). В отличие от (1) при $T(z) = \text{const} = T_0$ $T_n(\lambda) = T_0$, что показывает независимость (5) от коэффициента отражения.

2. Решение обратной задачи. Численный эксперимент. Уравнение (5) представляет собой некорректно поставленную задачу в смысле [7]. Для его решения необходимо привлекать существенную априорную информацию об искомом точном решении. Нами использовался метод регуляризации Тихонова [7,8] в форме обобщенного принципа невязки, усваивающий весьма общую априорную информацию о гладкости точного решения. Представим для компактности (5) в виде

$$AT = T_n^{\delta}, \quad AT \equiv \int_{-a}^0 T(z) A(\lambda, z) dz, \quad (6)$$

где $a > 0$ — достаточно большое число, T_n^{δ} — измеренная реализация правой части, причем

$$\int_c^d [T_n(\lambda) - T_n^{\delta}(\lambda)]^2 d\lambda \leq \delta^2, \quad d > c > 0,$$

$T_n(\lambda)$ — правая часть (4), соответствующая точному решению $T(z)$, δ^2 — ошибка измерения. Согласно [7,8] для нахождения приближенного решения уравнения (6), а стало быть и (5), нужно минимизировать на пространстве $W_2^1(a, b)$ функций $T(z)$ (W_2^1 — пространство суммируемых с квадратом на (a, b) функций, имеющих на (a, b) обобщенные производные, также суммируемые с квадратом, подробнее см., например, в [14]) функционал

$$M^{\alpha}(T) \equiv \|AT - T_n^{\delta}\|^2 + \alpha(\|T\|^2 + \|\frac{dT}{dz}\|^2), \quad (7)$$

и котором $\|x\|$ обозначает норму функции x как элемента пространства суммируемых с квадратом на соответствующем отрезке функций (определение нормы в пространстве L_2 суммируемых с квадратом функций см., например, в [7], с. 35). При этом в качестве параметра регуляризации α здесь выбирается неотрицательное число, являющееся корнем одномерного нелинейного уравнения обобщенной невязки

$$\rho(\alpha) = \|AT^\alpha - T_{ii}^0\| - \delta^2 = 0, \quad (8)$$

где T^α — функция, минимизирующая функционал (7). Отметим, что в рамках метода регуляризации (7), (8) легко может быть учтена априорная информация о неотрицательности точного решения. Для этого надо проводить минимизацию функционала (7) соответственно лишь на множестве неотрицательных обобщенно дифференцируемых функций $T(z)$. А к этому случаю в свою очередь сводится случай, когда известна такая важная априорная информация, что искомое точное решение заведомо больше (или заведомо меньше) при всех $z \in [-a, 0]$ некоторой априори заданной функции. Указанные выше задачи минимизации функционала (7) после соответствующей дискретизации приводят к их конечно-разностным аналогам, которые представляют собой хорошо изученные с вычислительной точки зрения задачи квадратичного программирования [15].

Следует отметить, что в данном случае, в отличие от задач, рассмотренных в [1,2,5,6], ядро $A(\lambda, z)$ интегрального уравнения терпит разрывы первого рода в точках z_j , где расположены границы слоев биологических тканей с различными диэлектрическими свойствами (кожа—жир—мышцы). Тем не менее изложенный выше формализм метода регуляризации в форме обобщенного принципа невязки может быть применен и в случае разрывов ядра, так как оператор A , определенный ядром $A(\lambda, z)$, и в этом случае является линейным ограниченным оператором*, действующим из пространства W_2^1 в пространство $L_2(c, d)$. Как известно [1,2,5,6], при решении некорректной задачи эффективность конкретного алгоритма может быть установлена только путем численного эксперимента. На основе изложенного метода были разработаны алгоритмы решения (5) и выполнены численные эксперименты, которые позволили установить информативный диапазон длин волн, а также требования к уровню точности измерений и необходимому числу частотных каналов для различных распределений $T(z)$, отличающихся степенью сложности, характерной толщиной и величиной перепада температур. Численные эксперименты выполнялись по следующей схеме. Для модельных профилей $T(z)$ вычислялись значения T_{ii} на различных длинах волн. На эти значения при помощи генератора случайных чисел набрасывалась нормально распределенная погрешность с нулевым средним и заданной дисперсией. Полученные таким образом «измерения» интегральных температур использовались далее для решения обратной задачи. Точность решения обратной задачи оценива-

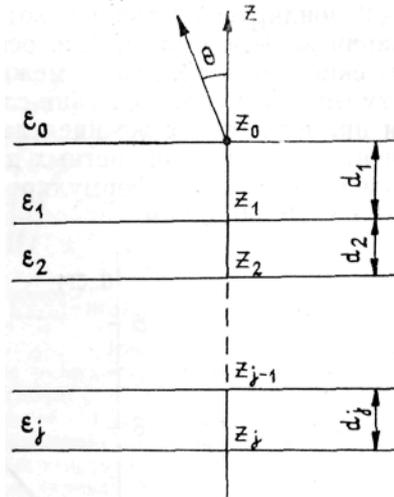


Рис. 1. Полупространство со слоистой диэлектрической структурой. ϵ_j постоянно внутри каждого слоя, тогда как температура — непрерывная функция.

* Определение линейного ограниченного оператора в нормированных пространствах см., например, в [14].

лась путем сравнения восстановленного профиля температуры с исходным профилем $T(z)$.

Так, численный эксперимент показал, что основные типы профилей $T(z)$ восстанавливаются с хорошей точностью при точностях измерений $\delta T_n = 0,01 \div 0,03$ К и числе каналов в информативных диапазонах длин волн (сантиметровом и дециметровом) ~ 10 . Однако профили с относительно простой структурой (например монотонные) неплохо восстанавливаются и при минимальных требованиях к точности измерений: ($\delta T_n \sim 0,1$ К) и числе каналов 3—4. Длины волн измерений должны выбираться таким образом, чтобы толщина скин-слоя равномерно возрастала от нескольких миллиметров до максимальных значений, поскольку глубина зондирования определяется толщиной скин-слоя ($d = \lambda / 4\pi \text{Im}(\sqrt{\varepsilon})$ [6]) зондируемых тканей, которая зависит главным образом от содержания воды в тканях. Для основных типов тканей зависимость толщины скин-слоя от λ , лежит между кривыми, представленными на рис. 2. Отметим, что толщина скин-слоя воды меняется с изменением солености примерно в тех же пределах [6]. Качество решения не особенно зависит от выбора конкретных длин волн, в частности, одним из наборов, удовлетворяющих сформулированным условиям, может быть набор $\lambda_i = 3, 10, 30, 60$ см.

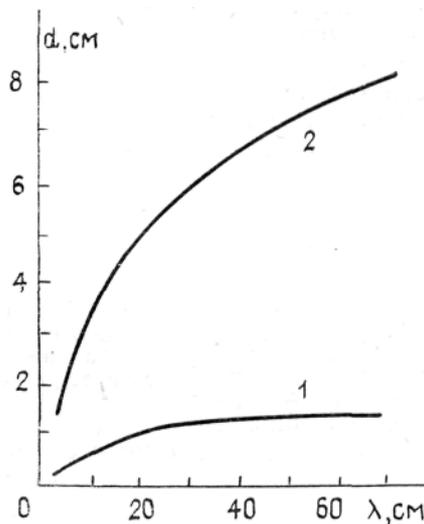


Рис. 2. Зависимость толщины скин-слоя тканей от длины волны: 1 — мышцы, 2 — жир.

Результаты численного моделирования для набора длин волн $\lambda_i = 9, 30, 60$ см (именно такой набор реализован в наших клинических экспериментах) представлены на рис. 3—6. Распределение температуры в тканях задавалось гауссовым профилем

$$T(z) = T_0 + \Delta T \exp \left[- \left(\frac{z - z_m}{\Delta z} \right)^2 \right].$$

На рис. 3 представлено восстановление профилей $T(z)$ в мышечной ткани. При решении обратной задачи использовалось ограничение $T(z) \geq T_0$, уровень моделируемой погрешности $\delta T_n = 0,1$ К. Видно, что при заданном уровне точности измерений форма профиля и положение его максимума хорошо восстанавливаются до глубины ~ 4 см. При дальнейшем увеличении глубины точность восстановления падает, поскольку вклад глубоких слоев в радиоизлучение быстро уменьшается. Как следует из рис. 2, слой жира более прозрачен для излучения, и его наличие (см. рис. 4) не препятствует восстановлению профиля

температуры в слое ткани, который находится глубже. При этом точность восстановления на глубинах 6—8 см возрастает (ср. восстановление

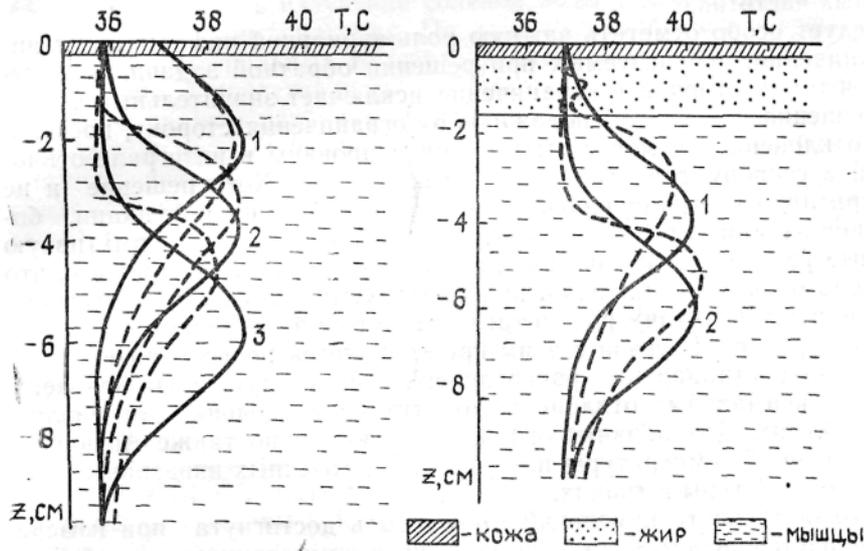


Рис. 3.

Рис. 4.

Рис. 3. Численное моделирование. Сплошные кривые — исходные профили температуры вида (9) с характерной толщиной $\Delta z = 2$ см, амплитудой $\Delta T = 2$ К и глубинами максимумов $z_m = -2$ см (кривая 1), $z_m = -4$ см (кривая 2), $z_m = -6$ см (кривая 3). Пунктир — восстановленные профили. $\delta T_n = 0,1$ К.

Рис. 4. Численное моделирование. Сплошные кривые — исходные профили с глубинами максимумов $z_m = -4$ см (кривая 1), $z_m = -6$ см (кривая 2); $\Delta z = 2$ см, $\Delta T = 2$ К. Пунктир — результаты восстановления при $\delta T_n = 0,1$ К.

На рис. 5 представлен пример восстановления монотонного распределения температуры (z_m в (9) равно 0).

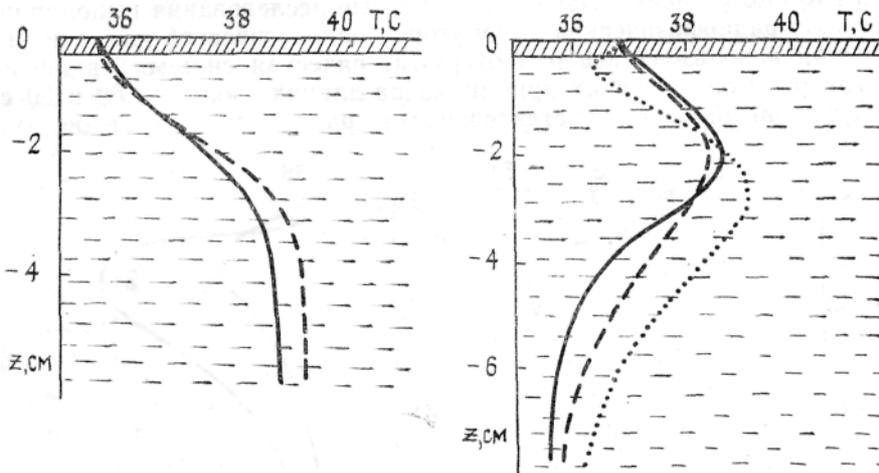


Рис. 5.

Рис. 6.

Рис. 5. Численное моделирование. Восстановление монотонного профиля температуры (в (9) $z_m = 0$, $\Delta z = 2$ см, $\Delta T = -2$ К). Исходный профиль — сплошная кривая, пунктир — восстановление. $\delta T_n = 0,1$ К.

Рис. 6. Численное моделирование. Зависимость решения от моделируемого уровня погрешности. Исходный профиль — сплошная кривая, пунктир — восстановление при $\delta T_n = 0,1$ К, точки — восстановление при $\delta T_n = 0,3$ К.

Важно отметить, что с увеличением уровня погрешности измерения точность восстановления быстро падает, что иллюстрируется резуль-

татами расчетов на рис. 6. При этом основное значение имеет не постоянная составляющая погрешности, вызывающая, как правило, лишь общий сдвиг восстанавливаемого профиля, а случайная составляющая, нарушающая соотношение между интегральными температурами на различных частотах.

Следует особо отметить важную роль априорной информации в виде ограничений, используемых при решении обратной задачи. Оказывается, что одностороннее ограничение исключает значительные отклонения решения и в противоположную от ограничения сторону, поскольку эти отклонения не могут быть скомпенсированы в интеграле отклонениями в сторону, где действует ограничение. Хотя решение и не очень критично к ограничивающей его сверху или снизу функции, более точное задание этой функции помогает выделить информативную часть интеграла в (5), и качество решения возрастает. Подчеркнем, что без использования ограничений при реализуемых точностях измерения решить обратную задачу рассмотренным методом с приемлемой точностью не удастся. В связи с этим представляется целесообразной разработка карты стандартных распределений температуры тела человека, а также максимальных отклонений от этих распределений при различных патологиях. Для задания ограничений возможно также использование измерений температуры поверхности и точечных инвазивных измерений температуры в тканях.

Высокая точность измерений может быть достигнута при измерениях контрастов интегральных температур в симметричных или близко расположенных участках тела. В этом случае использование невозмущенного профиля температуры здоровых тканей в качестве ограничения может быть очень эффективно для определения профиля возмущения, вносимого патологическим процессом.

Из расчетов следует, что при решении обратной задачи допустимы погрешности ~10% для диэлектрических параметров тканей. Погрешность определения толщин слоев должна быть много меньше длины волны в тканях.

3. Восстановление профилей температуры по данным измерений в клинических условиях. Экспериментальные исследования выполнялись в условиях радиофизической лаборатории онкологической клиники. Для измерений использовалась радиотермометрическая система, включающая три радиометрических приемника на длинах волн 9, 60 и 30 см. Флуктуационный порог чувствительности радиометров был не хуже

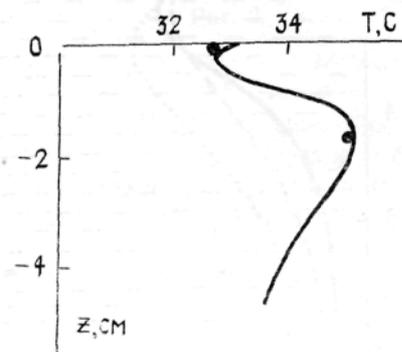


Рис. 7.

Результаты восстановления по данным 3-канальных измерений в эксперименте. Больная Ш. Структура ткани: кожа—1 мм, далее молочная железа (жир, перетяжки) с опухолью. Сплошная кривая—восстановленный профиль $T(z)$, кружки — данные контактных измерений.

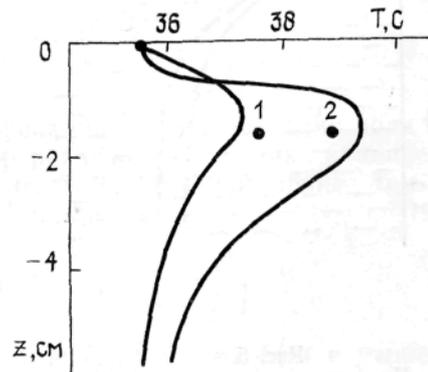


Рис. 8.

Восстановление профилей $T(z)$ по радиометрическим данным до (кривая 1) и после (кривая 2) сеанса СВЧ гипертермии. Больная С. Структура ткани: кожа—1 мм, опухоль—1 см, мышцы. Кружки — данные контактных измерений.

0,05 К при постоянной времени 1 с. Измерения выполнялись по методике, описанной в [14]. Компенсирующее подшумливание имело температуру $T_{\text{ш}} = 37 \pm 0,2 \text{ К}$, что отличается от измеряемых температур не более чем на 3—4 К. При калибровке в качестве эталонов излучения использовалось излучение соленой воды при постоянных, близких к измеряемым, температурах. По данным калибровок погрешности определения интегральных температур оцениваются не выше 0,15 К.

На рис. 7 представлены результаты восстановления по радиометрическим данным глубинного распределения температуры при наличии опухолевых процессов. Одновременно выполнялись контактные измерения температуры на поверхности кожи и на глубине 1,5 см с помощью вводимого иглой датчика. В алгоритме решения обратной задачи использовалось естественное ограничение $T(z) \geq T(0)$ и полагалось, что диэлектрические параметры опухоли совпадают с соответствующими параметрами окружающей ткани.

Для случая, представленного на рис. 7, максимальная температура по результатам восстановления достигла $35,2^\circ \text{ С}$ на глубине 1,5 см, что практически совпадало с данными прямых измерений. Качественно о повышении глубинной температуры в опухоли можно судить и непосредственно по измерениям интегральной температуры. Так, при поверхностной температуре $T_0 = 32,6^\circ \text{ С}$ интегральные температуры составили 33,5, 34,6 и $34,3^\circ \text{ С}$ соответственно на длинах волн 9, 30 и 60 см. Приведенные результаты показывают возможности диагностического исследования и контроля опухолевых и воспалительных процессов, приводящих к локальным изменениям температуры.

Другим важным применением радиометрического зондирования может стать контроль за степенью нагрева тканей при лечении опухолей методом СВЧ гипертермии. Результаты восстановления профилей температуры до и после облучения опухоли представлены на рис. 8. Опухоль облучалась гипертермической системой на частоте 915 МГц при мощностях излучения до 100 Вт. Поверхность кожи охлаждалась циркулирующей водой с постоянной температурой, поэтому температура кожи одинакова до и после сеанса облучения. Видно, как в результате облучения температура тканей повышается на несколько градусов. Небольшое повышение температуры до проведения гипертермии связано с процессами в опухоли. Приведенные результаты показывают хорошее совпадение восстановленных значений температуры с данными контактных измерений на глубине 1,5 см.

Таким образом, полученные результаты показывают реальные перспективы и ограничения метода радиометрического зондирования глубинного распределения температуры тела по многочастотным измерениям теплового радиоизлучения, а также создают методическую и алгоритмическую основу для решения аналогичных задач зондирования других сред с многослойной диэлектрической структурой. Прогресс исследований в этой области связан как с совершенствованием радиометрической аппаратуры и способов калибровки для достижения более высоких точностей измерений, так и с дальнейшим развитием все более тонких методов и алгоритмов решения обратной задачи, учитывающих все виды имеющейся априорной информации. Как показывают численные эксперименты, точность восстановления может быть повышена при увеличении числа частотных каналов измерений. В частности, полезным представляется включение канала на длине волны 2—3 см, который несет информацию о слоях ткани, близких к поверхности (рис. 2). Необходимо уточнение диэлектрических параметров различных тканей, создание карт распределения температуры тела. Решение перечисленных задач может дать новый неинвазивный инструмент диагностики и контроля заболеваний, связанных с локальными изменениями температуры внутри тканей тела.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gaikovich K. P. et al. // Int. J. Remote Sensing. 1983. V. 4. № 2. P. 419.
2. Westwater E. R. et al. // J. Climate and Meteorology. 1984. V. 23. №5. P. 689.
3. Апресян Л. А., Кравцов Ю. А. Теория переноса излучения. — М.: Наука, 1983.
4. Джонсон, Гай // ДИИЭР. 1972. Т. 60. № 6. С. 49.
5. Василенко Н. А., Гайкович К. П., Сумин М. И. // ДАН СССР. 1986. Т. 290. № 6. С. 1332.
6. Гаикович К. П., Резник А. Н., Сумин М. И., Троицкий Р. В. Препринт НИРФИ № 214. Горький, 1986.
7. Тихонов А. Н., Арсенин В. Я. Методы решения некорректных задач. — М.: Наука, 1979.
8. Тихонов А. Н., Гончарский А. В., Степанов В. В., Ягола А. Г. Регуляризирующие алгоритмы и априорная информация. — М.: Наука, 1983.
9. Bardati F., Solimini D. // Radio Sci. 1983. V. GE-22. № 4. P. 374.
10. Bardati F., Solimini D. // IEEE Trans. 1984. V. GE-22. № 4. P. 374.
11. Троицкий В. С., Аранжереев В. А., Густов А. В. и др. // Радиофизика. 1986. Т. 29. № 1. С. 62 (Изв. высш. учеб. заведений).
12. Троицкий В. С., Абрамов В. И., Белов И. Ф. и др. // Радиофизика. 1981. Т. 24. № 1. С. 118 (Изв. высш. учеб. заведений).
13. Павлова Л. С., Поляков В. М. // Сб. Труды Всесоюзной конф. Методические вопросы определения температуры биологических объектов радиофизическими методами. — М.: ИРЭ АН СССР, 1985. С. 8.
14. Смирнов В. И. Курс высшей математики. — М.: Физматгиз, 1959. — Т. V.
15. Васильев Ф. Л. Численные методы решения экстремальных задач. — М.: Наука, 1980.

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
20 августа 1986 г.

DETERMINATION OF INNER TEMPERATURE PROFILE BY MANYFREQUENCY RADIOTHERMOGRAPHY METHOD IN MEDICAL APPLICATIONS

K. P. Gaikovich, M. I. Sumin, R. V. Troitskij

Theoretical and experimental results of the method determining the temperature stratification of living tissues from many-frequency thermal radio emission measurements are presented. The corresponding inverse problem for layered medium is solved and numerical experiments are made from which the possibilities of the method are shown and the demands to the measurement accuracy and frequency channels are formulated. The clinical investigations are made. From measurements at wavelengths 9, 30 and 60 cm the temperature profiles in tissues with tumors are retrieved. The method has been worked out and then it is used for control of temperature increase and its localization by microwave hypothermia.